



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN
NICOLÁS DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

”Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”

DOCTORADO EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

Correcciones radiativas en extensiones del modelo
estándar de interacciones fundamentales

TESIS

Para obtener el grado de:

**DOCTOR EN CIENCIAS EN INGENIERÍA
FÍSICA**

PRESENTA:

M. en C. David Espinosa Gómez

Directores de tesis:

Doctor en Física Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Doctor en Física Eduardo Salvador Tututi Hernández

Morelia, Michoacán, Diciembre del 2020



Dedicatoria:

A la memoria de mis padres, Juan Espinoza Deara y Juana Gómez Hernández.

Agradecimientos:

Agradezco a mis padres, que siempre fueron y seran mi motor en cumplir mis metas en la vida. Agradezco a mi familia Espinoza, por sus consejos brindados en los momentos mas difíciles en este transcurso de mi vida y por la motivación en seguir adelante para poder terminar mis estudios. A mi hermano Miguel por sus consejos y apoyo incondicional. También, agradezco a mi esposa Adriana que siempre estuvo conmigo en los momentos de tristeza, alegría y por motivarme siempre en levantarme en los momentos de desamino. A mi hijo Iker Ethan, por formar parte de mi vida y ser mi impulsor de cada día para terminar mi estudio de posgrado.

Agradezco mis directores de tesis, el Dr. Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta y el Dr. Eduardo Salvador Tututi Hernández, por el apoyo que me han brindado durante la realización de mi tesis doctoral y por compartir sus conocimientos durante el transcurso de mi estudio en Ciencias en Ingeniería Física.

Agradezco a mis maestros: Dr. Jorge Isidro Aranda Sánchez, Dr. Javier Montaña y Dra. Nabanita Dasgupta Schubert, y Dr. Héctor Igor Pérez Aguilar.

Agradezco al posgrado de Ciencias en Ingeniería Física de la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas “Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por haberme otorgado una beca durante la estancia de doctorado.

Publicaciones

Artículos publicados en revistas indexadas de circulación internacional:

Heavy neutral pseudoscalar decays into gauge bosons in the Littlest Higgs model.

J. I. Aranda, E. Cruz-Albaro, **D. Espinosa-Gómez**, J. Montaña,
F. Ramírez-Zavaleta, E. S. Tututi, J. Phys. G44, 105002 (2017).

Flavor violation in chromo- and electromagnetic dipole moments induced by Z' gauge bosons and a brief revisit of the Standard Model.

J. I. Aranda, **D. Espinosa-Gómez**, J. Montaña, B. Quezadas-Vivian,
F. Ramírez-Zavaleta, E. S. Tututi, Phys. Rev. D98, 116003 (2018).

Rare decays of the quark mediated by Z' gauge bosons and flavor violation.

J. I. Aranda, **D. Espinosa-Gómez**, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta,
E. S. Tututi, Mod. Phys. Lett. A35, 2050153 (2020).

Artículos publicados en memorias arbitradas:

Top quark decays with flavor violation in extended models.

J. I. Aranda, **D. Espinosa-Gómez**, I. Cortés-Maldonado, F. Ramírez-Zavaleta, E. S. Tututi, Journal of Physics: Conference Series 761, 012022 (2016).

Decay of a pseudoscalar into two photons.

J. I. Aranda, **D. Espinosa-Gómez**, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, E. S. Tututi, Journal of Physics: Conference Series 912, 012040 (2017).

Flavor violation in meson decays.

E. Cruz-Albaro, J. I. Aranda, **D. Espinosa-Gómez**, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, E. S. Tututi, PoS LHCP2019, 023 (2019).

Índice general

Resumen	VIII
Abstract	IX
1. Introducción	1
1.1. Introducción	1
2. El Modelo Estándar	5
2.1. Descripción Teórica del Modelo Estándar	6
2.1.1. Interacción electrodébil	6
2.1.2. Sector de Higgs	8
2.1.3. Sector de Yang-Mills	11
2.1.4. Sector de Yukawa	12
2.1.5. Sector de corrientes	15
2.2. El lagrangiano de QCD	17
3. Modelos de Extensión	19
3.1. Littlest Higgs model	19
3.2. Simplest Little Higgs Model	21
3.2.1. Sector de quarks	23
3.2.2. Sector de Yukawa para quarks	24
3.2.3. Sector de quarks y bosones de norma	25
3.2.4. El Simplest Little Higgs Model con término μ	25
3.3. El lagrangiano con violación de sabor	26
4. Discusión de resultados	29
4.1. Decaimientos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ y $\Phi^P \rightarrow WW$ a nivel de un lazo	30
4.2. Decaimientos η en el contexto de SLHM	32
4.3. Estudio de la conversión $\mu - e$	36
4.3.1. Cálculo de la intensidad del acoplamiento $Z'\mu e$ a través de la conversión $\mu - e$	36

4.4.	Estudio de violación de sabor en el decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu e$	39
4.4.1.	Cálculo de la intensidad del acoplamiento $Z'bs$	41
4.4.2.	Cálculo de la fracción de decaimiento para el proceso $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu e)$	41
4.5.	Momentos dipolares cromoelectromagnéticos en SLHM	42
4.5.1.	El MDCM con $q^2 = 0$	43
4.5.2.	El MDCM con $q^2 \neq 0$	46
5.	Análisis numérico	49
5.1.	Estimación de las fracciones de decaimiento de los procesos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ y $\Phi^P \rightarrow WW$	49
5.2.	Estimación de la sección eficaz de producción del bosón Φ^P	50
5.3.	Análisis numérico de $\text{Br}(\eta \rightarrow ZH)$, $\text{Br}(\eta \rightarrow ZWW)$, $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma Z)$, $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ y $\text{Br}(\eta \rightarrow gg)$	51
5.4.	Estimación de la sección eficaz de producción del bosón η	55
5.5.	Estimación de la intensidad de acoplamiento $Z'\mu e$	59
5.6.	Estimación de la fracción de decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu e$	60
5.7.	Análisis numérico del momento dipolar cromomagnético	61
5.7.1.	Discusión numérica para el escenario $q^2 = 0$	61
5.7.2.	Discusión numérica para el escenario $q^2 \neq 0$	65
6.	Conclusiones	74
	Bibliografía.	78

Resumen

La existencia de nuevas partículas cuyas masas se podrían encontrar en la región de los TeVs es predicha por extensiones del Modelo Estándar, tales como el Littlest Higgs model (LTHM) y el Simplest Little Higgs Model (SLHM), donde se proponen la existencia de una nueva partícula pseudoescalar masiva neutra. En este contexto proponemos analizar los decaimientos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$, $\Phi^P \rightarrow WW$, $\eta \rightarrow \gamma Z$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ y $\eta \rightarrow gg$; donde Φ^P y η representan la partícula pseudoescalar predicha por LTHM y por SLHM, respectivamente. La importancia de estos procesos radican en que no surgen a nivel de árbol, permitiendo así, el estudio a nivel cuántico, por lo que sus contribuciones pondrían ser relevantes. Por otro lado, el estudio de anomalías de sabor ha cobrado interés constante, dado que este fenómeno puede ofrecer una vía para la búsqueda de efectos de nueva física. Por tal motivo, surge el interés de estudiar procesos que involucran corrientes neutrales con cambio de sabor (CNCS), poniendo especial atención a teorías de gran unificación o modelos de extensión, donde se predice un bosón de norma neutro Z' . En este enfoque, hemos desarrollado diferentes estudios sobre la fenomenología de violación de sabor a través de procesos, donde surgen CNCS. Para ello, se analizan los siguientes procesos, tales como la estimación de la intensidad de acoplamiento $Z'\mu e$, el decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$, la estimación de la intensidad de acoplamiento $Z'bs$, la predicción teórica de la fracción de decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu e$. Finalmente, se estudia el momento dipolar cromomagnético del quark top a nivel de un lazo en el enfoque teórico del SLHM. Esta propiedad física resulta ser interesante debido a su gran masa, donde podría estar asociado a efectos de nueva física. Además, el SLHM ofrece nuevas perspectivas para el análisis del momento dipolar cromomagnético, ya que en esta extensión surgen nuevas partículas del orden de unidades de TeVs.

Palabras claves: bosón de norma, pseudoescalar, violación de sabor, momento dipolar, teraelectronvoltios.

Abstract

The existence of new particles whose masses could be found in the TeVs region is predicted by extensions of the Standard Model, such as the Littlest Higgs model (LTHM) and the Simplest Little Higgs Model (SLHM), where it is predicted a new massive pseudoscalar particle. In this context we propose to analyze the $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$, $\Phi^P \rightarrow WW$, $\eta \rightarrow \gamma Z$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ and $\eta \rightarrow gg$ decays; where Φ^P and η represent the pseudoscalar particle predicted by LTHM and SLHM, respectively. The importance of these processes stems from the fact that they do not arise at the tree level, allowing the study at the quantum level, so their contributions would be relevant. On the other hand, the study of flavor anomalies has received growing interest, since these phenomena can offer a way to search for the effects of new physics. Therefore, the interest of the study of processes involving flavor changing neutral currents (FCNC) arises, paying particular attention to grand unified theories or extension models where a neutral gauge boson Z' is predicted. In this approach, we have developed different studies on the phenomenology of flavor violation through processes where FCNC arise. For this, the following processes are analyzed, such as the estimation of the strength of the $Z'\mu e$ coupling, the $\mu \rightarrow e\gamma$ decay, the estimation of the the strength of the $Z'bs$ coupling, the theoretical prediction of the decay fraction $B_s^0 \rightarrow \mu e$. Finally, the chromomagnetic dipole moment of the top quark at the one-loop level is studied in the theoretical approach of the SLHM. This physical property turns out to be interesting due to its large mass, where it could be associated with effects of new physics. Furthermore, the SLHM offers new perspectives for the analysis of the chromomagnetic dipole moment, since in this extension new particles of the order of TeVs units emerge.

Keywords: gauge boson, pseudoscalar, flavor violation, dipole moment, tera-electronvolts.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Introducción

El Modelo Estándar de partículas elementales (ME) es la teoría física que ha sido ampliamente aceptada y que describe las interacciones electrodébiles y fuertes entre las partículas fundamentales, ya que ha sido muy precisa en las predicciones de numerosos resultados experimentales. Actualmente, la observación de bosón de Higgs en los experimentos realizados en el LHC con una masa alrededor de 125.10 GeV [1, 2, 3, 4, 5] confirma nuevamente el éxito del ME. Sin embargo, a pesar de estos éxitos, el ME no ha resuelto ciertos problemas fundamentales como son: el problema de la jerarquía de masas, violación de sabor, no incorpora la gravedad, etc. Es debido a esto que surge la necesidad de explorar nuevas teorías o modelos que brinden respuestas a estos problemas. Tal es el caso de los modelos LTHM y SLHM, los cuales no solo predicen la existencia de nuevas partículas cuyas masas son muy grandes, del orden de TeVs, sino que también proporcionan nuevas interacciones con las partículas ya conocidas; la contribución más importante de estos modelos es que brindan una solución al problema de la jerarquía.

Después del descubrimiento del bosón de Higgs, las colaboraciones ATLAS [6] y CMS [7] han seguido buscando nuevas partículas exóticas, tales como, el bosón spin-2 de Randall-Sundrum o nuevas partículas escalares pesadas [8, 9]. En este sentido, existen varios modelos que predicen la existencia de más partículas escalares, tales como los modelos de two-Higgs doublet models (2HDMs) [10, 11], three-Higgs doublet model (3HDM) [12], Higgs-singlet extension model [13], little Higgs models (LHMs) [14], etc. Entre la gran variedad de LHMs, nos enfocaremos en los modelos LTHM y SLHM. El modelo LTHM es establecido a partir de un modelo sigma no lineal con un grupo de simetría global $SU(5)$ junto con el grupo de norma $[SU(2)_1 \times U(1)_1] \times [SU(2)_2 \times U(1)_2]$ [15, 16]. Particularmente, el LTHM tiene un espectro de nuevas partículas, tales como Φ^0, Φ^P, Φ^\pm , etc. Dentro de este modelo, se propone el estudio de los decaimientos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ y $\Phi^P \rightarrow WW$ a nivel de un lazo,

pues los acoplamientos $\Phi^P \gamma\gamma$ y $\Phi^P WW$ no están presentes a nivel árbol por lo que sus contribuciones podrían ser importantes.

El modelo SLHM se basa en la simetría global $[SU(3) \times U(1)_X]^2$ con un subgrupo diagonal normado $[SU(3) \times U(1)_X]$ [17, 18, 19]. Una característica especial de este modelo es la presencia de un pseudoescalar relativamente ligero, denotado por η . En el marco del SLHM se han estudiado algunos decaimientos de dicha partícula: $\eta \rightarrow gg$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow bb$, $\eta \rightarrow cc$, $\eta \rightarrow \tau\tau$ y $\eta \rightarrow \mu\mu$ [19]. Aquí, la masa de η varía en el intervalo $10 \text{ GeV} < m_\eta < 120 \text{ GeV}$. A pesar de estos estudios fenomenológicos, no se ha encontrado alguna evidencia física de existencia de dicha partícula. Por lo que este análisis puede ser extendido para masas grandes, por arriba de 500 GeV , ya que teórica y experimentalmente es permitido [20, 21]. En particular, estudiaremos los decaimientos $\eta \rightarrow ZWW$, $\eta \rightarrow \gamma Z$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ y $\eta \rightarrow gg$ asumiendo un intervalo de masa de $500 \text{ GeV} < m_\eta < 1000 \text{ GeV}$. Al usar esta información se espera que el análisis de dichos decaimientos proporcione un mecanismo de producción dominante del pseudoescalar η para el LHC.

Otros objetivos de este trabajo son los siguientes: estimación numérica de la intensidad de acoplamiento de $Z'\mu e$ a través de la conversión $\mu - e$ junto con el proceso $\mu \rightarrow e\gamma$ y el estudio de violación de sabor mesónico $B_s^0 \rightarrow \mu e$. El análisis de estos procesos se lleva a cabo en el contexto de modelos extendidos en los cuales se predice la existencia de un nuevo bosón de norma neutro masivo, llamado Z' . El modelo extendido más simple que predice la existencia de un bosón de norma neutro Z' está basado en el grupo de norma electrodébil extendido $SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$ [22, 23, 24, 25, 26]. En estas teorías surgen acoplamientos con violación de sabor en el sector de corrientes neutras, las cuales son interesantes porque están ausentes a nivel árbol dentro del ME. Además, el estudio de violación de sabor ha cobrado interés en la comunidad de física de partículas debido al descubrimiento de oscilación de neutrinos [27, 28, 29], donde se muestra la existencia de violación de sabor en la naturaleza. Debido a este fenómeno se abre varias puertas para búsqueda de nueva física; una de ellas es el estudio de CNCS en las interacciones entre fermiones de distinto sabor con un bosón de norma Z' en teorías de gran unificación o modelos extendidos. De acuerdo a la información proporcionada surge la motivación de estudiar los acoplamientos con cambio de sabor a través de los procesos mencionados arriba.

En nuestro estudio consideramos al bosón Z' predicho por los siguientes modelos de extensión: El modelo secuencial Z denotado por Z_S , el modelo con simetría izquierda-derecha denotado por Z_{LR} , el bosón Z_χ que proviene del rompimiento de $SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi$, el bosón Z_ψ que surge del rompimiento del grupo E6 a $SO(10) \times U(1)_\psi$ y el bosón Z_η que aparece en diversos modelos inspirados en supercuerdas. En este contexto, mencionaremos los últimos resultados en las búsquedas de nuevas resonancias de spin-1, las cuales imponen límites inferiores actualizados en sus masas [30, 31]. Es así que la colaboración ATLAS [30] informa los siguientes límites: $m'_{Z'} > 4.5 \text{ TeV}$ para un bosón Z' secuencial (Z_S), $m_{Z'} > 4.1 \text{ TeV}$ para el bosón Z_χ , $m_{Z'} > 3.9 \text{ TeV}$ para el bosón Z_η , y $m_{Z'} > 3.8 \text{ TeV}$ para el bosón Z_ψ .

Este resultado es obtenido utilizando los datos de colisiones protón-protón a una energía de centro de masa de 13 TeV con un 95 % de nivel de confianza. Por otro lado, la colaboración CMS [31] reporta un límite de masa inferior $m_{Z'} > 4.50$ TeV para el bosón Z_S , mientras que para el bosón Z_ψ el límite respectivo es $m_{Z'} > 3.90$ TeV. Este resultado se presenta en base al análisis de colisiones protón-protón a una energía en su centro de masa de 13 TeV con un 95 % de nivel de confianza.

En la literatura existen varios estudios sobre los momentos dipolares cromomagnéticos (MDCM) y cromoelectricos (MDCE) del quark top, tales como el ME [32], el 2HDMs [33], modelo estándar mínimo supersimétrico [34, 35], modelos 3-3-1 [36], modelos en technicolor [37], modelos con multipletes vectoriales [38], operadores efectivos [39], modelo dos dobletes de Higgs con cuatro generaciones de fermiones [40] y en teorías de gran unificación [41]. En consecuencia, la búsqueda del MDCM del quark top resulta ser importante, dado que esta propiedad física puede usarse para buscar fenómenos conocidos como efectos de nueva física. Por lo tanto, otra propuesta de este trabajo es el estudio del MDCM del quark top del ME a nivel de un lazo en el marco teórico del SLHM. En concreto, estamos interesados en calcular dicha propiedad física para aquellos diagramas de Feynman que son caracterizados por el intercambio de partículas exóticas dentro del lazo. Esto es debido a que el MDCM del quark top ha sido analizada recientemente en el marco del ME en la referencia [41], por lo que, enfocaremos nuestro trabajo en estudiar la contribución de nueva física para el MDCM del quark top.

Cabe resaltar que la fenomenología realizado en este trabajo de tesis, tales como el estudio de partículas pseudoescalares, el análisis de CNCS a nivel de fluctuación cuántica, la intensidad de acoplamiento que surge de estudiar los efectos de CNCS y el estudio de propiedades del quark top, son de interés especial en física de partículas. Debido a que podría ser posible estudiarse a escalas energéticas muy grandes, del orden de unidades de TeV. Además, con el descubrimiento de bosón de Higgs que se mencionó anteriormente, surge la motivación de estudiar los decaimientos de partículas exóticas que podrían proporcionar información sobre efectos de nueva física. En tanto, el estudio de CNCS son importantes, ya que en el contexto del ME no están permitidas o están muy suprimidas, sin embargo, en teorías que se abordan en este trabajo surgen de manera natural a nivel árbol. De esta manera, podrían surgir resultados relevantes que nos brinden información sobre estos fenómenos.

El contenido de la tesis ha sido organizado de la siguiente manera: En el capítulo 2 se describe la estructura básica del ME. El capítulo 3 discutimos sobre modelos de pequeños higgs, específicamente, tratamos los modelos LTHM y SLHM. Así mismo, se presenta el lagrangiano renormalizable general de las corrientes neutras que incluye violación de sabor y conservación de sabor mediado por un bosón de norma Z' . En el capítulo 4 se presenta la discusión de resultados de nuestro trabajo, en donde se estudian los siguientes procesos: los decaimientos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma, WW$ en el marco del LTHM, los decaimientos del pseudoescalar η

en el SLHM, el estudio de la conversión $\mu - e$, el estudio de violación de sabor en el decaimiento mesónico $B_s^0 \rightarrow \mu e$ y el estudio de momentos dipolares cromomagnéticos en SLHM. En el capítulo 5 se hace el análisis numérico de los procesos mencionados anteriormente. Finalmente, en el capítulo 6 se presentan las conclusiones de este trabajo de tesis.

Capítulo 2

El Modelo Estándar

En la naturaleza existen cuatro tipos de interacciones fundamentales: gravitacional, electromagnética, fuerte y débil. Cada una de ellas es debida a una propiedad fundamental de la materia: masa (interacción gravitacional), carga eléctrica (interacción electromagnética), color (interacción fuerte) y carga débil (interacción débil). Estas interacciones se dan mediante las llamadas partículas mediadoras o partículas transmisoras de la fuerza, denotadas con el nombre de bosones de norma. El ME es la teoría cuántica-relativista que describe tres de las cuatro interacciones que existen en la naturaleza: electromagnética, débil y fuerte. La interacción gravitatoria no es incluida debido a que aún no se conoce la forma de describirla dentro de la mecánica cuántica. La base matemática está sustentada por el grupo de norma $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. El grupo $SU_C(3)$ caracteriza las interacciones fuertes descritas por la cromodinámica cuántica (QCD), mientras que el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ define las interacciones electrodébiles. El ME posee un conjunto de campos de norma asociados al grupo $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, el cual se puede dividir en tres conjuntos: 8 asociados a $SU_C(3)$, 3 para $SU_L(2)$, y finalmente uno para $U_Y(1)$. La interacción fuerte es mediada por los gluones, los cuales se acoplan exclusivamente a las partículas de materia conocidas como quarks. La interacción débil resulta del intercambio de los bosones de norma masivos W^\pm y Z , mientras que la interacción electromagnética es mediada por el fotón. Tres de los cuatro campos de norma del sector electrodébil adquieren masa, sin embargo, el único campo sobreviviente sin masa es el fotón. Todo esto se debe al rompimiento espontáneo de la simetría (RES) del grupo electrodébil a través del mecanismo de Higgs. El grupo $SU_C(3)$ no se ve afectado por el mecanismo de Higgs.

Por otra parte, en el ME, los fermiones son agrupados en tres “familias”. Cada familia tiene dos tipos de fermiones, los llamados quarks y leptones. En cada familia se aprecia el mismo patrón: los fermiones de helicidad izquierda son agrupados en una representación de dobletes en virtud de grupo $SU_L(2)$, mientras que los fermiones de helicidad derecha se agrupan en una representación de singuletes de $SU_L(2)$. Hay que destacar que los leptones

pueden existir aislados pero los quarks se asocian siempre en tríos de quarks (bariones) o en parejas quark-antiquark (mesones). Por lo tanto, los quarks no se encuentran libres en la naturaleza sino que se agrupan formando hadrones donde están confinados por la fuerza fuerte.

2.1. Descripción Teórica del Modelo Estándar

2.1.1. Interacción electrodébil

Los ingredientes esenciales para construir la interacción electrodébil ($SU_L(2) \times U_Y(1)$) son la teoría de Yang-Mills y el RES. Para la interacción electrodébil se propone un lagrangiano invariante bajo transformaciones de norma (gauge) locales del grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Una característica interesante de la interacción débil es que distingue estados de helicidad de fermiones, es decir, los bosones de norma W^\pm y Z se acoplan con diferentes intensidades a dichos estados, lo cual debe reflejarse en sus representaciones bajo el grupo de norma $SU_L(2)$. Así, los quarks y leptones son agrupados en dobletes izquierdos de $SU_L(2)$, de la siguiente manera:

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad L_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L, \quad (2.1)$$

donde $u_i = u, c, t$, $d_i = d, s, b$, son quarks de tipo up y down, respectivamente. Por otra parte, $l_i = e, \mu, \tau$, son los leptones cargados y $\nu_i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$, sus respectivos neutrinos. En esta notación i es un índice de sabor. Por otra parte, los estados de helicidad derecha son introducidos como singuletes de $SU(2)_L$; l_{iR}, u_{iR} y d_{iR} . Los estados de helicidad izquierda y derecha de un fermión Ψ son definidos por:

$$\Psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\Psi \equiv P_{L,R}\Psi, \quad (2.2)$$

donde $P_{L,R}$ son los operadores de proyección quiral. En el ME no se introducen los estados de helicidad derecha de neutrinos debido a que teóricamente los neutrinos sin masa sólo tienen helicidad izquierda. Es peculiar de la interacción débil el producir sólo neutrinos con este tipo de helicidad. No obstante, hoy en día se sabe que esto es sólo una aproximación, debido a que se ha verificado experimentalmente que los neutrinos poseen masa (se corroboró en estudios experimentales la existencia de oscilaciones de neutrinos) [27, 28]. Dicha evidencia experimental nos dice que en una versión moderna del ME se tienen que incluir neutrinos derechos.

Debido a que el grupo electrodébil es covariante bajo transformaciones de norma locales del grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, la invariancia de la teoría electrodébil ante dichas transforma-

ciones se garantiza al introducir una derivada covariante de la siguiente forma

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i, \quad (2.3)$$

donde g_1 y g_2 son los constantes de acoplamiento asociados a los grupos $U(1)_Y$ y $SU(2)_L$, respectivamente. B_μ y $Y/2$ representan el campo de norma y el generador asociado con el grupo abeliano $U(1)_Y$, respectivamente. Similarmente, W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) y $\sigma^i/2$ son los campos de norma y los generadores, en la representación de dobletes, asociados con el grupo $SU(2)_L$. Los campos de norma ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3, B_\mu$) definen, mediante combinaciones lineales, a los campos de masa ($W_\mu^-, W_\mu^+, Z_\mu, A_\mu$). También, la derivada covariante se introduce en los términos cinéticos fermiónicos, que a su vez inducen la presencia de acoplamientos entre fermiones y bosones de norma. Este tipo de interacciones conforman el llamado sector de corrientes.

Una característica importante de la interacción débil consiste en que los correspondientes bosones de norma son masivos. Sin embargo, se debe señalar que no es posible introducir los términos de masa de manera directa sin romper explícitamente la invariancia de norma de la teoría. Para evitar este problema, la solución más conocida para introducir en la teoría las masas de los mismos consiste en implementar el RES, lo cual sucede a través del mecanismo de Higgs. Como es sabido, el rompimiento espontáneo de una simetría global conduce a la presencia de campos escalares de masa cero, conocidos con el nombre de bosones de Goldstone. El rompimiento espontáneo de una simetría de norma da lugar a la absorción de los bosones de Goldstone por algunos de los bosones de norma de grupo, fenómeno conocido con el nombre de “mecanismo de Higgs”. Para generar las masas de los tres bosones de norma asociados con la interacción débil se requiere por lo menos de tres campos escalares, pero el número mínimo de tales campos que se pueden introducir de manera consistente son los cuatro contenidos en un doblete complejo de $SU(2)_L$. El doblete que contiene a tales campos escalares es llamado doblete de Higgs. Esto se traduce, después de un rompimiento apropiado de la simetría, en la presencia de tres campos no masivos o pseudobosones de Goldstone y un campo escalar real físico, conocido con el nombre de escalar de Higgs. Los pseudobosones de Goldstone no representan grados de libertad verdaderos, por lo cual estos son eliminados en la norma unitaria. Al asignar un número de hipercarga igual a +1 al doblete escalar de Higgs, el grupo electrodébil es roto espontáneamente al grupo electromagnético $U_{em}(1)$, cuyo generador queda expresado como una combinación lineal del generador $Y/2$ del grupo $U_Y(1)$, y el del generador $T^3 = \sigma^3/2$ del grupo $SU_L(2)$, de acuerdo con

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.4)$$

donde el operador de carga Q genera al grupo $U(1)_{em}$.

El mecanismo de Higgs permite dotar de masa a todas las partículas del ME. En el sector de Higgs, el cual está formado por el sector cinético y el potencial de Higgs, se generan las masas de los bosones débiles provenientes del término cinético; también se genera la masa del bosón de Higgs, justamente del término de potencial. Por otra parte, las masas de los fermiones de la teoría son generadas cuando se forman invariantes con combinaciones entre el doblete de Higgs y los dobletes izquierdo y singuletes derechos de los fermiones, donde todos estos invariantes son agrupados en el sector de Yukawa. Más aún, el ME contiene, además, el llamado sector de Yang-Mills, el cual contiene la esencia de la estructura de norma de la teoría.

El lagrangiano de la teoría electrodébil se divide en dos partes, una que contiene solamente a los campos bosónicos y otra que contiene campos fermiónicos y bosónicos (ver capítulo 11 de [42]). La parte bosónica se divide a su vez en los sectores de Higgs y de Yang-Mills. El sector bosónico-fermiónico está comprendido por los sectores de corrientes y de Yukawa. De este modo, el lagrangiano se puede escribir como:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^F + \mathcal{L}^B, \quad (2.5)$$

donde

$$\mathcal{L}^F = \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^Y, \quad (2.6)$$

$$\mathcal{L}^B = \mathcal{L}^H + \mathcal{L}^{YM}, \quad (2.7)$$

con \mathcal{L}^C , \mathcal{L}^Y , \mathcal{L}^H y \mathcal{L}^{YM} representando los sectores de corrientes, Yukawa, Higgs y Yang-Mills, respectivamente. En las siguientes secciones se discute de manera breve cada uno de estos sectores.

2.1.2. Sector de Higgs

El sector de Higgs también es conocido como sector escalar, y es en donde se implementa el mecanismo de Higgs que permite dotar de masa a los bosones de norma débiles W^\pm y Z , y también al bosón de Higgs. El lagrangiano escalar está dado por

$$\mathcal{L}^H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (2.8)$$

donde D_μ es la derivada covariante en la representación de dobletes, dada por la ecuación (2.3) y $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ es el llamado potencial de Higgs, cuya estructura renormalizable tiene la forma

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.9)$$

donde

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_{1,1} + i\phi_{1,2} \\ \phi_{2,1} + i\phi_{2,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

es el doblete de Higgs, al cual se le asigna un número de hipercarga $Y = +1$. En la expresión para el potencial, el coeficiente λ representa un número real positivo y μ es un parámetro con dimensiones de masa, por medio del cual se establece la condición esencial para realizar el RES en la teoría. De este modo, si $\mu^2 > 0$, el vacío Φ_0 es único y no es posible realizar el RES. De otro modo, si $\mu^2 < 0$, se tiene el caso de un vacío degenerado, es decir, existen un número infinito de estados de mínima energía que satisfacen la condición

$$\Phi_0^\dagger \Phi_0 = |\phi_1^0|^2 + |\phi_2^0|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}, \quad (2.11)$$

donde $\Phi_0 = \langle |\Phi| \rangle$ es el valor esperado en el vacío del doblete de Higgs, el cual rompe espontáneamente la simetría electrodébil al grupo electromagnético. Esto significa que Φ_0 debe ser invariante bajo el grupo electromagnético (esto es necesario para garantizar la conservación de la carga eléctrica), es decir, si $U \in U_{em}(1)$, entonces, $U\Phi_0 = \Phi_0$, lo que implica que el generador de este grupo dado por la ecuación (2.4) lo aniquila: $Q\Phi_0 = 0$. Debido a la simetría $SU_L(2)$, puede elegirse sin pérdida de generalidad

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

con

$$v^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}, \quad (2.13)$$

ya que cualquier otra elección de Φ_0 esta relacionada con la ecuación (2.12) mediante una transformación global del grupo electrodébil.

El RES aparece como consecuencia de elegir a uno sólo de los vacíos. Cabe mencionar también que cuando las simetrías involucradas son globales, el resultado es la presencia de campos escalares sin masa, conocidos con el nombre de bosones de Goldstone. Pero, cuando la simetría es de norma, el resultado es la presencia de bosones de norma masivos uno por cada generador roto de la simetría. A este fenómeno, donde los bosones de Goldstone son absorbidos por los campos de norma asociados con los generadores rotos, se le conoce con el nombre de mecanismo de Higgs.

La teoría debe ser considerada en el entorno de este estado de mínima de energía. Así que se introduce el desplazamiento

$$\Phi \rightarrow \Phi_0 + \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_W^+ \\ (H + iG_Z)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

donde G_W^+ y G_Z son los pseudobosones de Goldstone asociados a los bosones de norma débiles W^\pm y Z^0 , respectivamente, en tanto que H representa al escalar de Higgs. En

términos de la expresión anterior, el potencial de Higgs toma la forma

$$\begin{aligned}
V(\Phi^\dagger, \Phi) &= \mu^2(\Phi_0 + \Phi)^\dagger(\Phi_0 + \Phi) + \lambda[(\Phi_0 + \Phi)^\dagger(\Phi_0 + \Phi)]^2 \\
&= \frac{\lambda v^4}{4} - \frac{m_H^2}{2} H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 - 2\lambda v H(G_Z^2 + 2G_W^+ G_W^-) \\
&\quad - \frac{\lambda}{2} G_Z^2 H^2 - \lambda(H^2 + G_Z^2)G_W^+ G_W^- - \frac{\lambda}{4} G_Z^4 - \lambda(G_W^+ G_W^-)^2,
\end{aligned} \tag{2.15}$$

de donde se puede apreciar que sólo el campo de Higgs, H , tiene masa distinta de cero dada por $m_H^2 = 2\lambda v^2$. Es en esta parte donde se dan los autoacomplamientos del bosón de Higgs.

En cuanto a la parte cinética del sector de Higgs se refiere, ésta se puede expresar de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
[D_\mu(\Phi_0 + \Phi)]^\dagger[D^\mu(\Phi_0 + \Phi)] &= (D_\mu\Phi_0)^\dagger(D^\mu\Phi_0) + (D_\mu\Phi_0)^\dagger(D^\mu\Phi) \\
&\quad + (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi_0) + (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi),
\end{aligned} \tag{2.16}$$

donde Φ_0 y Φ están dados en la ecuación (2.14). Así, se pueden identificar los términos de masa para los bosones débiles, dados por

$$(D_\mu\Phi_0)^\dagger(D^\mu\Phi_0) = m_W^2 W_\mu^- W_\mu^+ + (W_\mu^3, B_\mu) M \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \tag{2.17}$$

donde $m_W = g_2 v/2$ es la masa asociada a los bosones de norma débiles cargados, que están definidos como

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2). \tag{2.18}$$

Además,

$$M = \frac{1}{2} m_W^2 \begin{pmatrix} 1 & -g_1/g_2 \\ -g_1/g_2 & g_1^2/g_2^2 \end{pmatrix}, \tag{2.19}$$

es la matriz de masa asociada con los campos W_μ^3 y B_μ , la cual debe ser diagonalizada para eliminar el término bilineal $W_\mu^3 B^\mu$. Resolviendo el problema de eigenvalores y definiendo $c_W = g_2/\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$ y $s_W = g_1/\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$, con $c_W \equiv \cos\theta_W$ y $s_W \equiv \sin\theta_W$, se encuentra que la siguiente matriz

$$S = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix}, \tag{2.20}$$

diagonaliza a M , en efecto

$$S^\dagger M S = \frac{1}{2} m_W^2 \begin{pmatrix} 1 + g_1^2/g_2^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \tag{2.21}$$

además,

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Por lo tanto,

$$(D_\mu \Phi_0)^\dagger (D^\mu \Phi_0) = m_W^2 W_\mu^- W_\mu^+ + \frac{m_Z^2}{2} Z_\mu Z^\mu, \quad (2.23)$$

donde $m_Z = m_W/c_W$ es la masa del bosón débil neutro Z_μ . El bosón A_μ permanece sin masa y se identifica como el fotón. De los dos términos de la parte cinética que involucran la mezcla de Φ_0 y Φ resultan los acoplamientos trilineales HVV , mientras que el último término genera los términos cuárticos $HHVV$ ($V = W, Z$).

2.1.3. Sector de Yang-Mills

La estructura de este sector está completamente determinada por el carácter no abeliano del grupo electrodébil. Los invariantes correspondientes no pueden ser construidos con los campos de norma directamente, sino por medio de las estructuras covariantes dadas por el tensor de campo $W_{\mu\nu} = T^i W_{\mu\nu}^i$, asociado con el grupo no abeliano $SU_L(2)$ y el correspondiente tensor $B_{\mu\nu}$ del grupo abeliano $U_Y(1)$, los cuales transforman como

$$W'_{\mu\nu} = U W_{\mu\nu} U^\dagger, \quad (2.24)$$

donde $U \in SU_L(2)$ y

$$B'_{\mu\nu} = B_{\mu\nu}. \quad (2.25)$$

Explícitamente, los tensores de campo están dados como

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (2.26)$$

y

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.27)$$

donde ϵ^{ijk} es la constante de estructura del grupo $SU_L(2)$. Con estos objetos, se construye el siguiente lagrangiano renormalizable

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{2} \text{Tr}[W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu}] - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (2.28)$$

el cual, después de aplicar la normalización $\text{Tr}[T^i T^j] = \delta^{ij}/2$ para los generadores del grupo $SU_L(2)$, se puede reescribir como

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (2.29)$$

Al hacer uso de los campos de masa W_μ^\pm (definidos en la ecuación (2.18)), Z_μ y A_μ (que surgen directamente de la ecuación (2.22)) dados por

$$W_\mu^3 = c_W Z_\mu + s_W A_\mu, \quad (2.30)$$

$$B_\mu = -s_W Z_\mu + c_W A_\mu, \quad (2.31)$$

e introduciendo los siguientes tensores

$$\widehat{W}_{\mu\nu}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu\nu}^1 \mp iW_{\mu\nu}^2), \quad (2.32)$$

$$Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \quad (2.33)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad (2.34)$$

el lagrangiano de Yang-Mills adquiere la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{YM} = & -\frac{1}{2}\widehat{W}_{\mu\nu}^-\widehat{W}_+^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - ig_2(s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu})W^{-\mu}W^{+\nu} \\ & + g_2^2(W_\mu^-W_\nu^+ - W_\mu^+W_\nu^-)(W^{-\mu}W^{+\nu} - W^{+\mu}W^{-\nu}). \end{aligned} \quad (2.35)$$

Este lagrangiano contiene las partes cinéticas de los cuatro bosones de norma, así como sus autointeracciones.

2.1.4. Sector de Yukawa

Este sector tiene el propósito de dotar de masa a los fermiones vía el RES electrodédil; ya que los estados de helicidad se definen en diferentes representaciones del grupo, no es posible definir sus masas en forma invariante de norma. Además, dicho sector contiene invariantes que se construyen como productos de campos de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs. En la TED, debido a la ausencia de neutrinos de helicidad derecha, están prohibidos los acoplamientos de Yukawa que generarían sus posibles masas, por lo tanto, éstos no tienen ninguna manifestación física en dicho sector.

El lagrangiano renormalizable más general que representa al sector de Yukawa se puede descomponer en dos partes independientes, tal como se aprecia a continuación

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}_q^Y + \mathcal{L}_l^Y, \quad (2.36)$$

donde \mathcal{L}_q^Y y \mathcal{L}_l^Y son los lagrangianos de los sectores de quarks y de leptones, respectivamente. A continuación se estudian brevemente cada uno de estos sectores.

Sector de Yukawa para quarks

Debido a que en el caso de los quarks existen estados derechos asociados a los dos miembros del doblete izquierdo, es necesario considerar otro objeto que transforme covariantemente bajo el grupo $SU_L(2)$, cuya forma está dada enseguida

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \quad (2.37)$$

donde σ^2 es una de las matrices de Pauli. $\tilde{\Phi}$ también tiene valor de hipercarga $Y = +1$. Con la ayuda de este objeto se puede escribir el lagrangiano del sector de Yukawa de quarks como

$$\mathcal{L}_q^Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi} u'_{jR} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_{iL} \Phi d'_{jR} + h.c., \quad (2.38)$$

donde Y_{ij}^u, Y_{ij}^d son constantes arbitrarias, llamadas constantes de acoplamiento de Yukawa. Aquí los símbolos primados denotan los estados de norma. Este lagrangiano no conserva el sabor, ya que las matrices $Y^{u,d}$ no están sujetas a ningún tipo de restricción, en particular, no son diagonales y la presencia de dichas matrices indica que pueden existir mezclas entre fermiones, entonces es necesario diagonalizarlas para encontrar los eigenestados de masa.

En términos de los vectores en el espacio de sabor definidos por

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} \quad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}, \quad (2.39)$$

y de las matrices de masa

$$M_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u, \quad M_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d, \quad (2.40)$$

el lagrangiano de Yukawa para quarks se puede reescribir como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^Y = & - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R + \frac{i}{v} G_Z (\bar{U}'_L M^u U'_R - \bar{D}'_L M^d D'_R)) \\ & - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^- \bar{D}'_L M^u U'_R + \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{U}'_L M^d D'_R + h.c. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Las masas de los quarks se encuentran al diagonalizar la parte cuadrática de este Lagrangiano. Es así que se definen los campos de masa mediante las siguientes transformaciones

$$U_{L,R} = V_{L,R}^u U'_{L,R}, \quad D_{L,R} = V_{L,R}^d D'_{L,R}, \quad (2.42)$$

donde las matrices $V_{L,R}^{u,d}$ son asumidas unitarias con el fin de conservar la estructura canónica de los términos cinéticos que aparecen en el sector de corrientes, que a su vez garantiza la existencia de propagadores en su forma canónica.

En álgebra lineal existe un teorema que garantiza que para cualquier matriz M , es posible encontrar dos matrices unitarias A y B , tales que AMB sea real y diagonal. Dado que los matrices $V_{L,R}^{u,d}$ son unitarias, el teorema mencionado nos garantiza que las matrices $V_L^{u,d} M^{u,d} V_R^{u,d\dagger}$ serán reales y diagonales, como debe ser, ya que los elementos de la diagonal representan a las masas de los quarks. Entonces, en términos de los campos de masa U y D , el lagrangiano de Yukawa para quarks se puede escribir como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^Y = & - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U} \bar{M}^u U + \bar{D} \bar{M}^d D) + \frac{i\gamma^5}{v} G_Z (\bar{U} \bar{M}^u U - \bar{D} \bar{M}^d D) \\ & - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^- \bar{D} (K^\dagger \bar{M}^u P_R - \bar{M}^d K^\dagger P_L) U + \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{U} (K \bar{M}^d P_R - \bar{M}^u K P_L) D, \end{aligned} \quad (2.43)$$

donde

$$K = V_L^u V_L^{d\dagger}, \quad (2.44)$$

es la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), con $\bar{M}^{u,d}$ siendo matrices de masa dadas por

$$\bar{M}^u = V_L^u M^u V_R^{u\dagger} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad \bar{M}^d = V_L^d M^d V_R^{d\dagger} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \quad (2.45)$$

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

Sector de Yukawa para leptones

En lo tocante a leptones, considerando que no existen estados de helicidad derecha de neutrinos, podemos escribir el lagrangiano para este sector como

$$\mathcal{L}_l^Y = -Y_{ij}^l \bar{L}'_{iL} \Phi'_{jR} + h.c. \quad (2.46)$$

donde Y_{ij}^l son las componentes de la matriz de Yukawa.

En términos de los campos en el espacio de sabor

$$E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}, \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}, \quad (2.47)$$

y de la matriz de masa

$$M_{ij}^l = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^l, \quad (2.48)$$

podemos escribir el lagrangiano de Yukawa para leptones como

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E}'_L M^l E'_R - \frac{i}{v} G_Z \bar{E}'_L M^l E'_R - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{\nu}' M^l E'_R + h.c. \quad (2.49)$$

De manera análoga al caso de quarks, las masas de los leptones se definen diagonalizando la parte cuadrática del lagrangiano anterior. Como antes, se definen los campos de masa mediante las siguientes transformaciones

$$E_{L,R} = V_{L,R}^l E'_{L,R}, \quad \nu_L = V_L^l \nu'_L, \quad (2.50)$$

donde $V_{L,R}^l$ son matrices de rotación unitarias. Así, en términos de los campos de masa, el lagrangiano de Yukawa para leptones se escribe como

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E} \bar{M}^l E - \frac{i\gamma^5}{v} G_Z \bar{E} \bar{M}^l E - \frac{\sqrt{2}}{v} (G_W^+ \bar{\nu} \bar{M}^l P_R E + G_W^- \bar{E} \bar{M}^l P_L \nu). \quad (2.51)$$

Puesto que siempre es posible encontrar las matrices unitarias $V_{L,R}^l$ tales que $\bar{M}^l = V_L^l M^l V_R^{l\dagger}$ sea real y diagonal, como se requiere para definir los términos de masa. La matriz \bar{M}^l queda dada por

$$\bar{M}^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}, \quad (2.52)$$

donde los elementos de la diagonal son las masas de los respectivos leptones cargados.

Como ocurre en el sector de quarks, en términos de los campos de masa, el sector de Yukawa para leptones conserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs sólo se acopla al mismo tipo de lepton cargado.

2.1.5. Sector de corrientes

En esta sección nos enfocamos en los sectores cinéticos de quarks y leptones, ya que es ahí donde se presentan las interacciones de los campos de norma del grupo electrodébil con los fermiones. A los acoplamientos de pares de fermiones con el bosón W^\pm se les conoce como corrientes cargadas. Las corrientes cargadas débiles son las únicas interacciones en el ME, mientras que a los acoplamientos con los bosones Z y A se les denominan corrientes

neutras. El lagrangiano asociado, con la propiedad de invariancia de norma, se puede descomponer en dos partes, a saber,

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C, \quad (2.53)$$

donde \mathcal{L}_q^C y \mathcal{L}_l^C representan los sectores de corrientes de quarks y de leptones, respectivamente.

Sector de corrientes para quarks

El lagrangiano para quarks en este sector, en términos de los campos de norma, conserva el sabor y esta dado por

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu Q'_{iL} + i\bar{u}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu d'_{iR}, \quad (2.54)$$

el cual, una vez expresado en términos de los campos de masa, toma la siguiente forma

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu\partial_\mu D + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.55)$$

donde las corrientes cargadas $J^{-\mu}$ y neutras J_Z^μ y J_A^μ están definidas de la siguiente manera

$$J^{-\mu} = \bar{U}_L\gamma^\mu K D_L, \quad (2.56)$$

$$J_Z^\mu = \bar{U}\gamma^\mu(g_V^u + g_A^u\gamma^5)U + \bar{D}\gamma^\mu(g_V^d + g_A^d\gamma^5)D, \quad (2.57)$$

$$J_A^\mu = \bar{U}\gamma^\mu U + \bar{D}\gamma^\mu D, \quad (2.58)$$

siendo K la matriz de CKM dada en la ecuación (2.44), mientras que $g_V^{u_i}$ y $g_A^{u_i}$ son constantes de acoplamiento que dependen esencialmente de la carga del quark u_i ($u_i = u, d$). Se puede apreciar que debido a la unitariedad de las matrices $V_{L,R}^{u,d}$, en el ME las corrientes neutras conservan el sabor, sin embargo, en las corrientes cargadas se dan transiciones entre diferentes familias a través de la matriz de CKM. La presencia de corrientes cargadas con cambio de sabor a nivel árbol da lugar a la aparición de corrientes neutras con cambio de sabor a nivel de un lazo.

Sector de corrientes para leptones

Debido a la ausencia de neutrinos derechos, el Lagrangiano de corrientes para leptones, esta dado por

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{L}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu L'_{iL} + i\bar{l}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu l'_{iR}, \quad (2.59)$$

el cual, como en el caso de quarks, conserva sabor. En la base de masas, este Lagrangiano se puede reescribir como

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{E}_i\gamma^\mu\partial_\mu E_i + i\bar{\nu}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.60)$$

donde, al igual que para quarks, se han introducido las corrientes cargadas $J^{-\mu}$ y neutras J_Z^μ y J_A^μ , que están dadas de la siguiente manera

$$J^{-\mu} = \bar{\nu}_L \gamma^\mu E_L, \quad (2.61)$$

$$J_Z^\mu = \bar{\nu} \gamma^\mu (g_V^\nu + g^\nu \gamma^5) \nu + \bar{E} \gamma^\mu (g_V^E + g_A^E \gamma^5) E, \quad (2.62)$$

$$J_A^\mu = \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{E} \gamma^\mu E, \quad (2.63)$$

donde $g_V^{l_i}$ y $g_A^{l_i}$ ($l_i = \nu, E$) son constantes de acoplamiento que dependen de los números cuánticos con que se acomodan los leptones en el grupo electrodébil. En este caso, debido a la ausencia de neutrinos derechos, las corrientes cargadas y neutras conservan el sabor a todo orden en la serie perturbativa. Es importante señalar que la ausencia de interacciones entre leptones de diferentes familias mediadas por el bosón débil cargado, en contraste con lo que ocurre con los quarks, no sólo se debe a la inexistencia de neutrinos derechos, sino también a que el sector de corrientes es originalmente invariante de sabor.

2.2. El lagrangiano de QCD

La Cromodinámica Cuántica (QCD por sus siglas en inglés) es la teoría que describe las interacciones entre gluones y quarks mediante el requerimiento de invariancia de norma local. Al imponer la condición de renormalizabilidad se termina por delinear la forma del lagrangiano asociado; es así que esta teoría es de tipo Yang-Mills cimentada en el grupo norma $SU_C(3)$, por lo cual el lagrangiano de QCD adquiere la siguiente forma

$$\mathcal{L}^{QCD} = -\frac{1}{2} Tr[G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}] + \bar{q}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m_i) q_i, \quad (2.64)$$

donde $q_i = (u, d, s, c, b, t)$ son los campos de quarks con masas m_i y D_μ es la derivada covariante dada como

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s G_\mu, \quad (2.65)$$

y

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu + ig_s [G_\mu, G_\nu], \quad (2.66)$$

con $G_\mu = G_\mu^a \lambda^a / 2$, donde λ^a representa a las matrices de Gell-Mann (son los generadores del grupo $SU_C(3)$), las cuales satisfacen la siguiente relación de conmutación

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2i f^{abc} \lambda^c, \quad (2.67)$$

cuya condición de normalización es

$$Tr[\lambda^a \lambda^b] = 2\delta^{ab}. \quad (2.68)$$

Por lo tanto,

$$-\frac{1}{2}Tr[G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}] = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (2.69)$$

donde $G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu - g_s f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu$. Por consiguiente, el lagrangiano de QED toma la siguiente forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{QED} = & -\frac{1}{4}(\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\mu G_\nu^a)(\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\mu G_a^\nu) + \bar{q}_i(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_i)q_i - g_s \bar{q}_i \gamma^\mu \left(\frac{\lambda^a}{2}\right) q_i G_\mu^a \\ & + \frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\mu G_a^\nu) G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\nu G_\mu^d G_\nu^e. \end{aligned} \quad (2.70)$$

Los campos de norma de la interacción fuerte G_μ^a , son denominados “gluones”, y en acuerdo con la simetría de norma $SU_C(3)$ se deduce que existen 8 tipos gluones. Incluso, como se trata de una teoría no abeliana, como en el caso de la interacción débil, los gluones interactúan entre sí, por lo tanto, surgen vértices trilineales y cuárticos como se puede observar en la ecuación (2.70). Además, en analogía con la parte electrodébil de la teoría, en el lagrangiano de interacción entre fermiones y bosones de norma, aparecen los acoplamientos entre quarks y gluones.

Capítulo 3

Modelos de Extensión

En este capítulo abordaremos sobre el conjunto de modelos conocidos como modelos Little Higgs, cuya principal característica es que ofrecen una posible solución al problema de la jerarquía de masa del bosón de Higgs del ME. En particular, enfocaremos nuestro análisis en el LTHM y en el SLHM. Estos modelos de extensión proponen nuevas partículas exóticas cuyas masas son del orden de TeV. A su vez, dichas masas están en función de la nueva escala de energía f , el cual es un parámetro propio de los modelos. Por otra parte se discute acerca de modelos de extensión con simetría de norma extra $U'(1)$, donde se predice nuevos bosones de norma masivo, llamado Z' . En este último modelo se presentan efectos de CNCS en el sector fermiónico, donde resulta ser interesante ya que en el contexto del ME están prohibidas. A continuación se hace la descripción de cada uno de los modelos mencionados anteriormente.

3.1. Littlest Higgs model

El modelo LTHM es establecido a partir de un modelo sigma no lineal con un grupo de simetría global $SU(5)$ junto con el grupo de norma $[SU(2)_1 \times U(1)_1] \times [SU(2)_2 \times U(1)_2]$ [15, 16]. La simetría $SU(5)$ es rota espontáneamente al grupo $SO(5)$ a la escala de energía f , que es del orden de TeV. Al mismo tiempo, el grupo $[SU(2)_1 \times U(1)_1] \times [SU(2)_2 \times U(1)_2]$ también se rompe al subgrupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$, el cual es identificado como el grupo de norma electrodébil del ME [16, 43]. Debido al rompimiento de la simetría global se generan 14 bosones de Goldstone, los cuales se transforman bajo el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ como un singlete real 1_0 , un triplete real 3_0 , un doblete complejo $2_{\pm 1/2}$ y un triplete complejo $3_{\pm 1}$ [16]. El singlete real y el triplete real son absorbidos por componentes longitudinales de los bosones de norma a la escala de energía f , mientras que el doblete complejo y el triplete complejo permanecen sin masa [16].

Por otra parte, el lagrangiano efectivo invariante bajo el grupo $[SU(2)_1 \times U(1)_1] \times [SU(2)_2 \times U(1)_2]$ [16] es

$$\mathcal{L}_{LTHM} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_\Sigma + \mathcal{L}_Y - V_{CW}, \quad (3.1)$$

donde \mathcal{L}_G contiene las contribuciones cinéticas de los bosones de norma, \mathcal{L}_F representa las contribuciones cinéticas de los fermiones, \mathcal{L}_Σ incluye contribuciones del modelo sigma no lineal del LTHM, \mathcal{L}_Y corresponde a los acoplamientos de Yukawa entre fermiones y pseudobosones de Goldstone. El último término corresponde al potencial de Coleman-Weinberg. Para más detalles de este modelo se sugiere consultar la Ref. [16].

En el LTHM el potencial de Higgs es generado a primer orden por correcciones radiativas a nivel de un lazo. Este potencial contiene contribuciones procedentes de lazos donde circulan bosones de norma y fermiones. Cuando el campo Σ es expandido dentro del modelo sigma no lineal, se obtiene el potencial asociado de Coleman-Weinberg [16]

$$V_{CW} = \lambda_{\phi^2} f^2 \text{Tr}(\phi^\dagger \phi) + i \lambda_{h\phi h} f (h\phi^\dagger h^\top - h^* \phi^\dagger h^\dagger) - \mu^2 h h^\dagger + \lambda_h^4 (h h^\dagger)^2, \quad (3.2)$$

donde los coeficientes λ s están dados por

$$\begin{aligned} \lambda_{\phi^2} &= \frac{a}{2} \left[\frac{g^2}{s^2 c^2} + \frac{g'^2}{s'^2 c'^2} \right] + 8a' \lambda_1^2, \\ \lambda_{h\phi h} &= -\frac{a}{4} \left[\frac{g^2(c^2 - s^2)}{s^2 c^2} + \frac{g'^2(c'^2 - s'^2)}{s'^2 c'^2} \right] + 4a' \lambda_1^2, \\ \lambda_{h^4} &= \frac{a}{8} \left[\frac{g^2}{s^2 c^2} + \frac{g'^2}{s'^2 c'^2} \right] + 2a' = \frac{1}{4} \lambda_{\phi^2}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Aquí, $c, s (c', s')$ son las constantes de acoplamiento de norma del grupo de simetría $SU(2) (U(1))$. Los parámetros a y a' representan la física ultravioleta (UV) desconocida a la escala de corte Λ_S [16]. En cuanto al parámetro μ^2 se refiere, este es un parámetro libre, el cual recibe contribuciones igualmente significativas de partes divergentes logarítmicas a nivel de un lazo y de partes cuadráticamente divergentes a nivel de dos lazos. Los valores de expectación de vacío del doblete y del triplete se identifican con v y v' respectivamente. Estos son obtenidos después de minimizar el potencial de V_{CW} , encontrándose las siguientes relaciones

$$v^2 = \frac{\mu^2}{\lambda_{h^4} - \frac{\lambda_{h\phi h}^2}{\lambda_{\phi^2}}}, \quad v' = \frac{\lambda_{h\phi h} v^2}{2\lambda_{\phi^2} f}. \quad (3.4)$$

Los eigenestados de norma del sector de Higgs se pueden escribir en términos de eigenestados de masa de la siguiente manera

$$\begin{aligned} h^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(c_0 H - s_0 \Phi^0 + v) + \frac{i}{\sqrt{2}}(c_P G^0 - s_P \Phi^P), \\ \phi^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(s_P G^0 + c_P \Phi^P) - \frac{i}{\sqrt{2}}(s_0 H + c_0 \Phi^0 + \sqrt{2}v'), \\ h^\dagger &= c_+ G^+ - s_+ \Phi^+, \quad \phi^+ = \frac{1}{i}(s_+ G^+ + c_+ \Phi^+), \quad \phi^{++} = \frac{\Phi^{++}}{i}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

donde H es el bosón de Higgs, Φ^0 es un nuevo escalar neutro, Φ^P es un pseudoescalar neutro, Φ^\pm y $\Phi^{\pm\pm}$ son escalares simplemente cargados y doblemente cargados, G^+ y G^0 son bosones de Goldstone que son absorbidos por los bosones sin masa W y Z [16]. Las masas de las nuevas partículas escalares pesadas están degeneradas [16]

$$m_\Phi = \frac{\sqrt{2}m_H f}{\sqrt{1 - y_v^2} v}, \quad (3.6)$$

donde $y_v = 4v' f/v^2$. Esta expresión de la masa es definida positiva si se cumple la siguiente relación

$$\frac{v'^2}{v^2} < \frac{v^2}{16f^2}. \quad (3.7)$$

3.2. Simplest Little Higgs Model

El modelo SLHM se basa en la simetría global $[SU(3) \times U(1)_X]^2$ con un subgrupo diagonal normado $[SU(3) \times U(1)_X]$ [17, 18, 19]. La simetría global se rompe espontáneamente al grupo de norma $[SU(2)_L \times U(1)_Y]$ a través de los valores de expectación de vacío f_1 y f_2 de los campos Φ_1 y Φ_2 . De los 10 grados de libertad en Φ_1 y Φ_2 , cinco son absorbidos por el rompimiento de la simetría $SU(3)$. Los 5 grados de libertad restantes en $\Phi_{1,2}$ están parametrizados como [17, 18, 19]

$$\Phi_1 = e^{it_\beta \Theta} \Phi_1^{(0)}, \quad \Phi_2 = e^{-i\Theta/t_\beta} \Phi_2^{(0)}, \quad (3.8)$$

donde

$$\Theta = \frac{1}{f} \left[\begin{pmatrix} 0 & 0 & h \\ 0 & 0 & \\ h^\dagger & 0 & \end{pmatrix} + \frac{\eta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \right].$$

Aquí $t_\beta = \tan \beta = f_2/f_1$ y $f = \sqrt{f_1^2 + f_2^2}$. Bajo el grupo de norma $SU(2)_L$ del ME, η es un escalar real, mientras que h se transforma como un doblete y es identificado como el doblete de Higgs del ME. Cabe mencionarse que después del rompimiento de la simetría global se genera diez bosones de Nambu-Goldstone, de las cuales cinco son absorbidos y los cinco restantes adquieren masa por el mecanismo de Higgs. Los cinco nuevos bosones de norma y un quark top pesado aparecen con una gran masa de orden de TeV. Los bosones de norma pesado incluyen un bosón Z' y un doblete complejo (Y^0, X^-) de $SU(2)$ con masas de

$$M_{Z'} = \sqrt{\frac{2}{3 - t_W^2}} gf, \quad M_{X^\pm} = M_Y = \frac{gf}{\sqrt{2}}. \quad (3.9)$$

La masa del nuevo quark top pesado es

$$M_T = \sqrt{2} \frac{t_\beta^2 + x_\lambda^2}{(1 + t_\beta^2)x_\lambda} \frac{m_t}{v} f, \quad (3.10)$$

donde $x_\lambda = \lambda_1/\lambda_2$.

El término cinético [17, 18, 19] para $\Phi_{1,2}$ se puede expresar de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_\Phi = \sum_{i=1,2} \left| (\partial_\mu + igA_\mu^a T^a - \frac{ig_x}{3} B_\mu^x) \Phi_i \right|^2, \quad (3.11)$$

donde T^a son los generadores del grupo $SU(3)$, A_μ^a y B_μ^x representan los campos de norma asociados a los grupos $SU(3)$ y $U(1)$, respectivamente. La constante de acoplamiento g_x está definida como $g_x = \frac{gt_W}{\sqrt{1-t_W^2/3}}$, siendo t_W la tangente del ángulo de mezcla débil. Por otra parte, nuevos acoplamientos del bosón de Higgs pueden derivarse de la ecuación (3.11), tales como ηHZ y $\eta HZ'$ [19]:

$$\mathcal{L}_{ZH\eta, Z'H\eta} = \sqrt{2}(t_\beta - \frac{1}{t_\beta}) \frac{m_Z}{f} (H\partial_\mu \eta - \eta\partial_\mu H) [Z^\mu - f_{Z'} Z'^\mu], \quad (3.12)$$

con $f_{Z'} = c_W(1-t_W^2)/\sqrt{3-t_W^2}$. Posteriormente, al realizar operaciones algebraicas sencillas se pueden obtener las reglas de Feynman asociadas a los vértices $ZH\eta$ y $Z'H\eta$:

$$HZ\eta : \sqrt{2}(t_\beta - \frac{1}{t_\beta}) \frac{m_Z}{f} (p_1 - p_2)_\mu \quad \text{y} \quad HZ\eta : -\sqrt{2}(t_\beta - \frac{1}{t_\beta}) \frac{m_Z}{f} (p_1 - p_2)_\mu f_{Z'}, \quad (3.13)$$

siendo p_1 el cuadrimento de la partícula η y p_2 el cuadrimento del bosón de Higgs.

3.2.1. Sector de quarks

El sector de quarks para SLHM está formado por dos partes: la inclusión *universal* y la inclusión *libre de anomalías* (ver Ref. [44, 45]). La primera parte da lugar a dos quarks de carga $2/3$, U y C , mientras que la segunda parte surgen dos quarks de carga $-1/3$, D y S . Las representaciones de norma y las hipercargas para el sector de quarks en las diferentes inclusiones se resumen en la Tabla 3.1 [44, 46]. Por lo tanto, la estructura de los campos de quarks depende de la inclusión que seleccionemos:

- La inclusión *universal*. Cada familia de quarks consiste de un triplete ($\mathbf{3}$) izquierdo de $SU(3)$ y tres singletes ($\mathbf{1}$) derechos:

$$Q_m^T = (u_L, d_L, iU_L)_m, u_{Rm}, d_{Rm}, U_{Rm}, \quad (3.14)$$

con $m = 1, 2, 3$.

- La inclusión *libre de anomalías*. Aquí, las dos primeras familias contienen tripletes conjugados ($\bar{\mathbf{3}}$) izquierdos de $SU(3)$ y tres singletes derechos:

$$Q_1^T = (d_L, -u_L, iD_L), d_R, u_R, D_R, \quad (3.15)$$

$$Q_2^T = (s_L, -c_L, iS_L), s_R, c_R, S_R, \quad (3.16)$$

$$Q_3^T = (t_L, b_L, iT_L), t_R, b_R, T_R. \quad (3.17)$$

Inclusión universal				
Fermión	$Q_{1,2}$	Q_3	u_{Rm}, U_{Rm}	d_{Rm}
Carga Q_x	$1/3$	$1/3$	$2/3$	$-1/3$
Rep. $SU(3)$	$\mathbf{3}$	$\mathbf{3}$	$\mathbf{1}$	$\mathbf{1}$
Inclusión libre de anomalías				
Fermión	$Q_{1,2}$	Q_3	u_{Rm}, T_{Rm}	d_{Rm}, D_{Rm}, S_{Rm}
Carga Q_x	0	$1/3$	$2/3$	$-1/3$
Rep. $SU(3)$	$\bar{\mathbf{3}}$	$\mathbf{3}$	$\mathbf{1}$	$\mathbf{1}$

Tabla 3.1: La carga Q_x y las representaciones de grupo $SU(3)$ de los quarks para la inclusión *universal* y para la inclusión *libre de anomalías*.

Para nuestro propósito de este trabajo nos centramos en el caso de inclusión *libre de anomalías*. Es así que en la siguiente sección, se describe los términos del lagrangiano usando la convención de la Ref. [46].

3.2.2. Sector de Yukawa para quarks

Las interacciones de quarks tipo Yukawa para la tercera generación y para las dos primeras generaciones están dadas por [19, 44, 46]

$$\mathcal{L}_3 = i\lambda_1^t \bar{t}_{R3}^1 \Phi_1^\dagger Q_3 + i\lambda_2^t \bar{t}_{R3}^2 \Phi_2^\dagger Q_3 + \frac{\lambda_d^m}{\Lambda} \bar{d}_{Rm} \epsilon_{ijk} \Phi_1^i \Phi_2^j Q_3^k + H.c., \quad (3.18)$$

$$\mathcal{L}_{1,2} = i\lambda_1^{d_n} \bar{d}_{Rn}^1 Q_n^T \Phi_1 + i\lambda_2^{d_n} \bar{d}_{Rn}^2 Q_n^T \Phi_2 + \frac{\lambda_u^{mn}}{\Lambda} \bar{u}_{Rm} \epsilon_{ijk} \Phi_1^{*i} \Phi_2^{*j} Q_n^k + H.c., \quad (3.19)$$

donde $n = 1, 2$; $i, j, k = 1, 2, 3$; d_{Rm} corre sobre $(d_R, s_R, b_R, D_R, S^R)$; u_{Rm} corre sobre (u_R, c_R, t_R, T_R) .

Los eigenestados de masa (f_R, F_R) son combinaciones lineales de (f_R^1, f_R^2) , con $f = t, s, c$ y $F = T, S, C$,

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} t_R \\ T_R \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} -\cos \theta_T & \sin \theta_T \\ \sin \theta_T & \cos \theta_T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{R3}^1 \\ t_{R3}^2 \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} d_R \\ D_R \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} -\cos \theta_D & \sin \theta_D \\ \sin \theta_D & \cos \theta_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_{R1}^1 \\ d_{R1}^2 \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} s_R \\ S_R \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} -\cos \theta_S & \sin \theta_S \\ \sin \theta_S & \cos \theta_S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_{R2}^1 \\ d_{R2}^2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Los ángulos de mezcla están definidos como

$$\sin \theta_F = \frac{\lambda_1^f c_\beta}{\sqrt{(\lambda_1^f c_\beta)^2 + (\lambda_2^f s_\beta)^2}}, \quad \cos \theta_F = \frac{\lambda_2^f s_\beta}{\sqrt{(\lambda_1^f c_\beta)^2 + (\lambda_2^f s_\beta)^2}}, \quad (3.21)$$

siendo $c_\beta = \cos \beta$ y $s_\beta = \sin \beta$.

Finalmente, enfocándonos en la nueva partícula η , podemos escribir los acoplamientos de Yukawa como [19]

$$\mathcal{L}_Y^\eta = -i \sum_f \frac{m_f}{v} y_f^\eta \eta \bar{f} \gamma_5 f + \frac{m_t}{v} (i\eta \bar{T} P_R t + H.c.), \quad (3.22)$$

donde el índice f incluye todos los fermiones del ME y fermiones pesados, m_f es la masa del fermión, v es el VEV de Higgs y T es el compañero pesado del quark top. El parámetro y_f^η está definido por

$$\begin{aligned}
y_l^n &= y_{d,s}^n = y_b^n = -y_{u,c}^n = -y_t^n = \frac{\sqrt{2}v}{f} \cot 2\beta, \\
y_Q^n &= -\frac{v}{f} [\cot 2\beta + \cot 2\theta_Q] \csc 2\beta, \quad \text{para } Q = D, S, T,
\end{aligned} \tag{3.23}$$

con $l = e, \mu, \tau$.

3.2.3. Sector de quarks y bosones de norma

Las interacciones de quarks y los bosones de norma se pueden escribir como [46]

$$\mathcal{L}_F = \bar{Q}_m i \not{D}_m^L Q_m + \bar{u}_{Rm} i \not{D}_m^u u_{Rm} + \bar{d}_{Rm} i \not{D}_m^d d_{Rm} + \bar{T}_R i \not{D}^u T_R + \bar{D}_R i \not{D}^d D_R + \bar{S}_R i \not{D}^d S_R, \tag{3.24}$$

donde

$$D_{\{1,2\}\mu}^L = \partial_\mu + ig A_\mu^a T_a^*, \tag{3.25}$$

$$D_{3\mu}^L = \partial_\mu - ig A_\mu^a T_a + ig_x \left(\frac{1}{3}\right) B_\mu^x, \tag{3.26}$$

$$D_\mu^u = \partial_\mu + ig_x \left(-\frac{1}{3}\right) B_\mu^x, \tag{3.27}$$

$$D_\mu^d = \partial_\mu + ig_x \left(\frac{2}{3}\right) B_\mu^x. \tag{3.28}$$

3.2.4. El Simplest Little Higgs Model con término μ

Aquí nos interesa especialmente introducir el concepto de la masa del pseudoescalar η , ya que las fracciones de decaimiento a estudiarse son dependientes de dicha masa. El pseudoescalar η permanece sin masa en el modelo original. Por lo tanto, una de las soluciones más simples para el problema sin masa, así como el problema de m_0^2 genéricamente grande, es introducir un nuevo término $-\mu^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c.)$ en el potencial escalar [17, 19]. De este modo, podemos expresar dicho término de la siguiente manera:

$$-\mu^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c.) = -2\mu^2 f^2 s_\beta c_\beta \cos\left(\frac{\eta}{\sqrt{2}s_\beta c_\beta f}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{h^\dagger h}}{s_\beta c_\beta f}\right). \tag{3.29}$$

Así, el potencial escalar se convierte en

$$V = -m^2 h^\dagger h + \lambda (h^\dagger h)^2 - \frac{1}{2} m_\eta^2 \eta^2 + \lambda' h^\dagger h \eta^2 + \dots, \tag{3.30}$$

donde

$$m^2 = m_0^2 - \frac{\mu^2}{s_\beta c_\beta}, \quad \lambda = \lambda_0 - \frac{\mu^2}{12s_\beta^3 c_\beta^3 f^2}, \quad \lambda' = -\frac{\mu^2}{4s_\beta^3 c_\beta^3 f^2}. \quad (3.31)$$

Aquí,

$$m_0^2 = \frac{3}{8\pi^2} \left[\lambda_t^2 M_T^2 \ln\left(\frac{\Lambda^2}{M_T^2}\right) - \frac{g^2}{4} M_X^2 \ln\left(\frac{\Lambda^2}{M_X^2}\right) - \frac{g^2}{8} (1 + t_W^2) m_{Z'}^2 \ln\left(\frac{\Lambda^2}{m_{Z'}^2}\right) \right], \quad (3.32)$$

$$\lambda_0 = \frac{1}{3s_\beta^2 c_\beta^2} \frac{m_0^2}{f^2} + \frac{3}{16\pi^2} \left[\lambda_t^4 \ln\left(\frac{M_T^2}{m_t^2}\right) - \frac{g^4}{8} \ln\left(\frac{M_X^2}{m_W^2}\right) - \frac{g^4}{16} (1 + t_W^2) \ln\left(\frac{m_{Z'}^2}{m_Z^2}\right) \right], \quad (3.33)$$

siendo m_0 y λ_0 las contribuciones a nivel de un lazo en la masa de Higgs [17, 19], con $\lambda_t = \sqrt{2}m_t/v$ y $\Lambda \simeq 4\pi f$. Además, el valor de expectación de vacío v , la masa del Higgs y la masa de η están dados como:

$$v^2 = \frac{m^2}{\lambda}, \quad m_h^2 = 2m^2, \quad m_\eta^2 = \frac{\mu^2}{s_\beta c_\beta} \cos\left(\frac{v}{\sqrt{2}f s_\beta c_\beta}\right). \quad (3.34)$$

De las ecuaciones (3.31) y (3.34) podemos reescribir m_η^2 como:

$$m_\eta^2 = \left(m_0^2 - \frac{m_h^2}{2}\right) \cos\left(\frac{v}{\sqrt{2}f s_\beta c_\beta}\right), \quad (3.35)$$

donde $s_\beta c_\beta = \frac{t_\beta}{1+t_\beta^2}$.

3.3. El lagrangiano con violación de sabor

Es bien sabido que el sector de Yukawa del ME conserva el sabor. Sin embargo, en modelos de gran unificación o de extensión efectos de CNCS pueden aparecer a nivel de árbol por medio de acoplamiento del tipo $Z' f_i f_j$, donde f_i y f_j son fermiones cargados de distinto sabor y Z' es el bosón de norma masivo neutro de spin 1. El modelo extendido donde se predice un bosón neutro Z' está basado en grupo de norma $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U(1)_Y \times U'(1)$. El grupo de norma $U'(1)$ se rompe a la escala TeV dando lugar a un bosón de norma masivo Z' con acoplamiento a un fermión f del ME. En este contexto, el nuevo sector electrodébil extendido de CNCS [47, 48] tiene el siguiente lagrangiano asociado

$$\mathcal{L}_{NC} = -e J_{EM}^\mu A_\mu - g_1 J_1^\mu Z_{\mu,1} - g_2 J_2^\mu Z_{\mu,2}. \quad (3.36)$$

donde A_μ es el fotón, $Z_{\mu,1}$ denota el bosón neutro Z del ME, e es el acoplamiento electromagnético, J_{EM}^μ es la corriente neutra electromagnética, J_1^μ es la corriente neutra débil del ME y g_1 es el acoplamiento de norma del ME. El parámetro g_2 es el acoplamiento de norma del grupo $U'(1)$ y J_2^μ representa el nuevo corriente neutral, el cual está como

$$J_2^\mu = \sum_{i,j} \bar{\psi}'_i \gamma^\mu (\epsilon_{Lij}^\psi P_L + \epsilon_{Rij}^\psi P_R) \psi'_i, \quad (3.37)$$

donde $\epsilon_{L,Rij}^\psi$ son los acoplamientos quirales de Z_2 con i, j corriendo sobre todos los leptones y quarks, ψ'_i representa un fermión en la base de interacción de norma, y $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)$ son los proyectores quirales. Efectos de CNCS surgen inmediatamente si los $\epsilon_{L,Rij}^\psi$ dan lugar a matrices no diagonales; ahora, si son diagonales pero no universales aparecen CNCS inducidas por mezcla de fermiones en la base de masas. Las matrices $\epsilon_{L,Rij}^\psi$ pueden diagonalizarse en la base de eigenestados de masa haciendo uso de las matrices unitarias $V_{L,R}$ [49], las cuales diagonalizan la matriz de masa en el sector de Yukawa del ME. Los acoplamientos de CNCS en la base de eigenestados de masas (Ω_L, Ω_R) [49] puede escribirse de la siguiente manera

$$\Omega_{Lij} = g_2 (V_L \epsilon_L^\psi V_L^\dagger)_{ij} \quad \Omega_{Rij} = g_2 (V_R \epsilon_R^\psi V_R^\dagger)_{ij}. \quad (3.38)$$

De acuerdo con la información anterior, podemos notar que el lagrangiano renormalizable más general donde están incluidas las CNCS mediadas por el bosón de norma Z' , es dado como

$$\mathcal{L}_{NC}^{Z'} = \sum_{ij} \left[\bar{f}_i \gamma^\alpha (\Omega_{Lffij} P_L + \Omega_{Rffij} P_R) f_j + \bar{f}_j \gamma^\alpha (\Omega_{Lffji}^* P_L + \Omega_{Rffji}^* P_R) f_i \right] Z'_\alpha, \quad (3.39)$$

donde f_i es cualquier fermión del ME y Z'_α es el bosón de norma neutro predicho por diversas extensiones del ME [47, 48, 50, 51]. Los parámetros $\Omega_{Lq_i q_j}$ y $\Omega_{Rq_i q_j}$ representan la intensidad del acoplamiento $Z' f_i f_j$, en donde f_i es cualquier fermión del ME. En el lagrangiano de la ecuación (4.1) están incluidos tanto acoplamientos que violan sabor como aquellos que lo conservan mediados por el bosón de norma Z' . Los acoplamientos a dos fermiones con el mismo sabor están relacionados con el parámetro Ω de la siguiente forma: $\Omega_{Lffii} = -g_2 Q_L^{fi}$ y $\Omega_{Rffii} = -g_2 Q_R^{fi}$, donde los valores de la $Q_{L,R}^{fi}$ [52, 53, 54] se muestran en la Tabla (3.2) y g_2 es el acoplamiento de norma del bosón Z' .

Para diferentes modelos de extensión los acoplamientos de norma de Z' son de la forma

$$g_2 = \sqrt{\frac{5}{3}} \sin \theta_W g_1 \lambda_g, \quad (3.40)$$

donde $g_1 = g / \cos \theta_W$, g es la constante de acoplamiento débil y θ_W es el ángulo de mezcla débil y λ_g depende del patrón de ruptura de la simetría de $O(1)$ [55]. En este trabajo,

consideramos al bosón Z' que surge de modelos de teorías de gran unificación como el grupo de norma E_6 . Este grupo de norma E_6 es roto a la escala de TeV a $SO(10)$ y un grupo de norma U_ψ , por el cual surge el bosón Z_ψ . El $SO(10)$ se rompe a un más a la escala de TeV a $SO(5)$ y a un grupo de norma $U(1)_\chi$, donde surge el bosón Z_χ . Por último, el $SO(5)$ es roto a la escala de TeV al grupo de norma del ME, es decir, $SO(5) \rightarrow SU_C(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. El bosón Z_η surge de una combinación lineal del bosón de norma Z_χ y del bosón de norma Z_ψ , dada explícitamente como $Z_\eta = \sqrt{\frac{3}{8}}Z_\chi + \sqrt{\frac{5}{8}}Z_\psi$ [56]; este nuevo bosón de norma neutro surgiría de rompimientos de grupos de norma grandes que se asemejan a los que aparecen en teorías de supercuerdas. En particular, en el modelo E_6 con un grupo de norma extra $U'(1)$, la carga de $U'(1)$ es una combinación lineal de $U(1)_\chi$ y $U(1)_\psi$ tal que $Q_{E_6} = Q_\chi \cos \beta + Q_\psi \sin \beta$; donde β es un ángulo de mezcla con rango $0 < \theta < \pi$. Específicamente, en los modelos donde surgen Z_χ, Z_ψ y Z_η se tiene que $\beta = 0, \frac{\pi}{2}$ y $-\arctan(\sqrt{\frac{5}{3}})$, respectivamente [56, 57].

El modelo con simetría izquierda-derecha está basado en un grupo de simetría de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$. Este modelo a bajas energías reproduce todas las características del modelo $SU_L(2) \times U(1)$ y además introduce neutrinos derechos [58]. Otras de las consideraciones de este modelo es que también dota de masa a los neutrinos [58]. El bosón secuencial Z_S se define para tener los mismos acoplamientos de fermiones con el bosón del ME, es decir, el acoplamiento de norma es $g_2 = g_1$.

	Q_L^u	Q_R^u	Q_L^d	Q_R^d	Q_L^e	Q_R^e	Q_L^ν
Z_S	0.3456	-0.1544	-0.4228	0.0772	-0.2684	0.2316	0.5
Z_{LR}	-0.08493	0.5038	-0.08493	-0.6736	0.2548	-0.3339	0.2548
Z_χ	$\frac{-1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$
Z_ψ	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$
Z_η	$\frac{-2}{2\sqrt{15}}$	$\frac{\sqrt{24}}{2\sqrt{15}}$	$\frac{-2}{2\sqrt{15}}$	$\frac{\sqrt{24}}{2\sqrt{15}}$	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$	$\frac{-1}{2\sqrt{15}}$	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$

Tabla 3.2: Acoplamientos quirales en modelos extendidos.

Capítulo 4

Discusión de resultados

Como ya hemos discutido anteriormente, nuestro objetivo principal de este trabajo es analizar el papel que desempeñan las correcciones radiativas en el análisis de algunas señales importantes de nueva física. En específico, estamos interesados en estudiar los decaimientos de partículas pseudoescalares, tales como: el $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$, $\Phi \rightarrow WW$, $\eta \rightarrow \gamma Z$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, y $\eta \rightarrow gg$. También, se estudian otros procesos como el decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$, el decaimiento mesónico $B_s^0 \rightarrow \mu e$, y MDCM del quark top. Estos procesos son importantes, dado que ofrecen una buena oportunidad para obtener información sobre efectos de CNCS que está más allá del ME. Cabe destacar que este trabajo de tesis es basado en publicaciones realizadas en una revista indexada de circulación internacional y de arbitraje estricto. De esta manera, nuestras estimaciones encontradas de los decaimientos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$, $\Phi \rightarrow WW$ están reportados y publicados en la revista *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* [59]. A su vez, son reportados en *Journal of Physics: Conference Series* [60]. Los decaimientos $\eta \rightarrow \gamma Z$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, y $\eta \rightarrow gg$ están bajo estudio y son desarrollos complementarios sobre el análisis de los procesos efectuados en esta tesis. Las predicciones sobre el decaimiento mesónico $B_s^0 \rightarrow \mu e$ han sido reportadas en *PoS LHCP2019* [61] y está en preparación para la posible publicación en una revista internacional [62]. Por último, las contribuciones sobre el MDCM del quark top en el contexto del ME han sido analizadas y reportadas en la ref. [41]. Por esta razón, este trabajo solo estudia el MDCM del quark top que emergen de las contribuciones de partículas exóticas predichas por SLHM. Debido a esto podría surgir nuevos efectos del MDCM del quark top, el cual sería relevante para imponer cotas sobre los parámetros de este modelo. A continuación se hace la discusión de cada uno de los temas mencionados arriba.

4.1. Decaimientos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ y $\Phi^P \rightarrow WW$ a nivel de un lazo

Con el fin de obtener las expresiones analíticas de las amplitudes de decaimiento de los procesos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ y $\Phi^P \rightarrow WW$ se requieren conocer las reglas de Feynman involucradas, en específico, las reglas asociadas a dichos decaimientos se resumen en la Tabla 4.1 [16].

$\Phi^P \bar{u}u$	$-\frac{m_u}{\sqrt{2}v}(\frac{v}{f} - \sqrt{2}s_p)\gamma^5$
$\bar{f}f A_\mu$	$-ieQ_f\gamma^\mu$
udW^+	$-i\gamma^\mu P_L V_{ud}$

Tabla 4.1: Acoplamientos del modelo LTHM y ME.

En la Figura 4.1 se muestran los diagramas de Feynman correspondientes a los decaimientos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ y $\Phi^P \rightarrow WW$; dentro de los lazos circulan quarks del ME. Las condiciones cinemáticas de dichos decaimientos son las siguientes: para $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ tenemos que $k_1^2 = k_2^2 = 0$, $k_1 \cdot k_2 = m_{\Phi^P}^2/2$ y $p^2 = m_{\Phi^P}^2$, donde p es el cuadrimomento de Φ^P , k_1 y k_2 son los cuadrimomentos de los fotones. En cuanto al caso del proceso $\Phi^P \rightarrow WW$ se refiere, tenemos que $k_1^2 = k_2^2 = m_W^2$, $k_1 \cdot k_2 = (m_{\Phi^P}^2 - 2m_W^2)/2$ y $p^2 = m_{\Phi^P}^2$. Con referencia a lo anterior, podemos escribir la amplitud para el decaimiento $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ de la siguiente forma

$$\mathcal{M}(\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma) = A^{\gamma\gamma} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_{1\alpha} k_{2\beta} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \quad (4.1)$$

con

$$A^{\gamma\gamma} = \frac{-g^2 N_C s_W^2}{9\sqrt{2} f \pi^2} m_t^2 C_0(0, 0, m_{\Phi^P}^2, m_t^2, m_t^2, m_t^2), \quad (4.2)$$

donde $C_0(0, 0, m_{\Phi^P}^2, m_t^2, m_t^2, m_t^2)$ es una función escalar de Passarino-Veltman de tres puntos. Después de realizar algunas operaciones algebraicas, la anchura de decaimiento $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ se expresa como

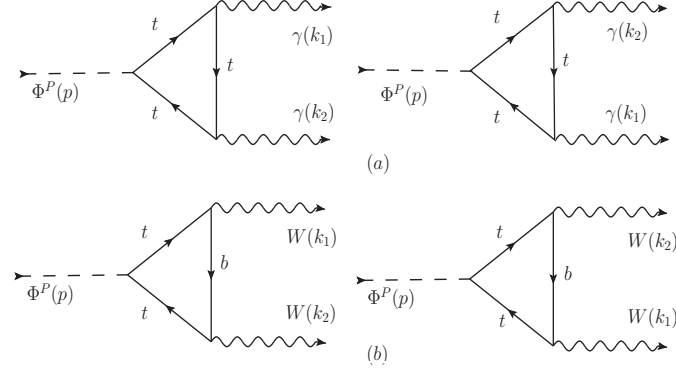


Figura 4.1: Diagramas de Feynman que contribuyen a los decaimientos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ y $\Phi^P \rightarrow WW$.

$$\Gamma(\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{64\pi} |A^{\gamma\gamma}|^2 m_{\Phi^P}^3. \quad (4.3)$$

La amplitud de decaimiento $\Phi^P \rightarrow WW$ está dada por

$$\mathcal{M}(\Phi^P \rightarrow WW) = A^{WW} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_{1\alpha} k_{2\beta} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (4.4)$$

con

$$A^{WW} = \frac{g^2 N_C m_t^2 |V_{tb}|^2}{8\sqrt{2} f \pi^2 (4m_W^2 - m_{\Phi^P}^2)} \left[\left(B_0(3) - B_0(4) \right) + \left(m_b^2 - m_t^2 + m_W^2 \right) C_0(4) \right], \quad (4.5)$$

donde $C_0(4) = C_0(m_W^2, m_W^2, m_{\Phi^P}^2, m_t^2, m_b^2, m_t^2)$, $B_0(3) = B_0(m_{\Phi^P}^2, m_t^2, m_t^2)$ y $B_0(4) = B_0(m_W^2, m_b^2, m_t^2)$ son funciones escalares de Passarino-Veltman. De este modo, la anchura de decaimiento asociada puede expresarse de la siguiente manera:

$$\Gamma(\Phi^P \rightarrow WW) = \frac{1}{32\pi} |A^{WW}|^2 (m_{\Phi^P}^2 - 4m_W^2)^{3/2}. \quad (4.6)$$

Obsérvese que los factores de forma $A^{\gamma\gamma}$ y A^{WW} son libres de divergencias ultravioletas y sus correspondientes estructuras de Lorentz satisfacen la invariancia de norma. La aparición del tensor de Levi-Civita en la amplitud de decaimiento de Φ^P es una manifestación distintiva de la naturaleza pseudoscalar de esta partícula [63].

4.2. Decaimientos η en el contexto de SLHM

Como mencionamos arriba, la estructura de los campos de quarks depende de la inclusión que seleccionemos, es decir, la inclusión universal o la inclusión libre de anomalías. De acuerdo con esto, podemos abordar el objetivo de nuestro trabajo en dos formas, sin embargo, la referencia [17] afirma que la inclusión de fermion libre de anomalías es algo favorecido en comparación con la inclusión universal por restricciones de precisión electrodébil. Por esta razón, en este trabajo nos centramos en el caso de inclusión libre de anomalías. De acuerdo con la información anterior, las reglas de Feynman que se utilizarán para el análisis de los decaimientos de la partícula η se pueden ver en la Ref. [46]. A continuación se hace el análisis de los decaimientos de la partícula η de la siguiente forma

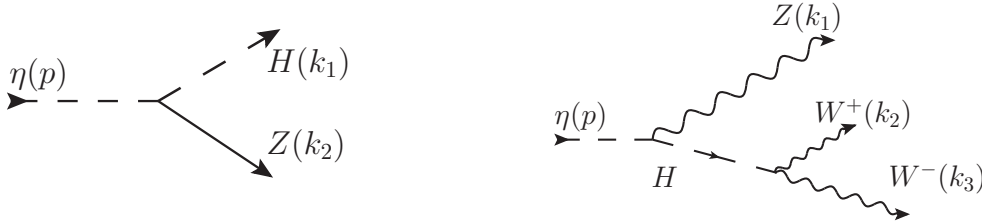


Figura 4.2: Diagramas de Feynman que contribuyen a los decaimientos $\eta \rightarrow HZ, ZWW$ a nivel árbol.

En la figura 4.2 se muestran los diagramas de Feynman correspondientes a los decaimientos $\eta \rightarrow ZH$ y $\eta \rightarrow ZWW$ a nivel árbol. Cabe mencionarse que estos procesos representan los modos principales de decaimiento del pseudoescalar η . Con referencia a lo anterior, podemos escribir la anchura de decaimiento para $\eta \rightarrow ZH$ como

$$\Gamma(\eta \rightarrow ZH) = \frac{(t_\beta^2 - 1)^2 m_\eta^3}{8\pi f^2 t_\beta^2} \left[\left(1 - \left(\frac{m_H - m_Z}{m_\eta} \right)^2 \right) \left(1 - \left(\frac{m_H + m_Z}{m_\eta} \right)^2 \right) \right]^{3/2}. \quad (4.7)$$

La amplitud asociada con el proceso $\eta \rightarrow ZWW$ puede ser escrita como

$$\mathcal{M}(\eta \rightarrow ZWW) = \sqrt{2} \left(t_\beta - \frac{1}{t_\beta} \right) \frac{g m_Z m_W}{f} \frac{\left(k_1^\mu + 2(k_2 + k_3)^\mu \right) g^{\nu\alpha}}{(k_2 + k_3)^2 - m_H^2} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k_3). \quad (4.8)$$

Por tanto, la anchura de decaimiento del proceso $\eta \rightarrow ZWW$ es

$$\frac{d\Gamma(\eta \rightarrow ZWW)}{dx_a dx_b} = \frac{m_\eta}{256\pi^3} |\mathcal{M}(\eta \rightarrow ZWW)|^2. \quad (4.9)$$

A continuación presentamos los acoplamientos necesarios para el estudio de los procesos $\eta \rightarrow \gamma Z$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ y $\eta \rightarrow gg$. En la Tabla 4.2 se encuentran las respectivas reglas de Feynman del quark top pesado en el contexto del SLMH. Finalmente, las reglas asociadas a los acoplamientos $\eta\bar{t}t$, $\eta\bar{T}T$ y $\eta\bar{T}t$ están dadas en la ecuación (3.22).

$Z_\mu\bar{T}T$	$-i\frac{2g_{sW}^2}{3c_W}\gamma^\mu$
$Z_\mu\bar{T}t$	$-i\frac{g}{2c_W}\left(\frac{t_\beta}{1+t_\beta^2}\right)\left(x_\lambda - \frac{1}{x_\lambda}\right)\frac{m_t}{m_T}\gamma^\mu P_L$
$A_\mu\bar{T}T$	$-ieQ_T\gamma^\mu$
$g_\mu^a\bar{T}T$	$-ig_s\gamma^\mu T^a$

Tabla 4.2: Acoplamientos del quark top pesado.

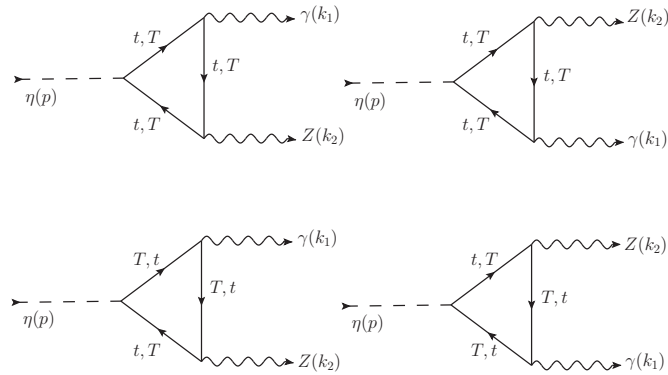


Figura 4.3: Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $\eta \rightarrow \gamma Z$. Aquí, t es el quark top del ME y T representa el quark top pesado.

En la Figura 4.3 se muestran los diagramas de Feynman correspondientes al decaimiento $\eta \rightarrow \gamma Z$, donde γ simboliza al fotón, Z es el bosón neutro del ME y η es la partícula pseudoescalar predicha por SLHM. En este sentido, la amplitud de decaimiento $\eta \rightarrow \gamma Z$

está dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(\eta \rightarrow \gamma Z) &= (A_1^{\gamma Z} + A_2^{\gamma Z}) \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_{1\alpha} k_{2\beta} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \\ &= A^{\gamma Z} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_{1\alpha} k_{2\beta} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \end{aligned} \quad (4.10)$$

con

$$\begin{aligned} A_1^{\gamma Z} &= -\frac{2g^2 N_C s_W^3}{9\pi^2 c_W v} \sum_{q=t,T} m_q^2 y_q^\eta C_0(m_Z^2, m_\eta^2, 0, m_q^2, m_q^2, m_q^2) \\ &\quad + \frac{g^2 N_C s_W}{12\pi^2 c_W v} m_t^2 y_t^\eta C_0(m_Z^2, m_\eta^2, 0, m_t^2, m_t^2, m_t^2), \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$A_2^{\gamma Z} = -\frac{g^2 N_C s_W t_\beta (1 - x_\lambda^2)}{12\pi^2 c_W m_T x_\lambda (t_\beta^2 + 1) v} m_t^3 C_0(m_Z^2, m_\eta^2, 0, m_t^2, m_T^2, m_t^2), \quad (4.12)$$

donde $C_0(m_Z^2, m_\eta^2, 0, m_q^2, m_q^2, m_q^2)$ es la función escalar de Passarino-Veltman de tres puntos, m_t es la masa del quark top y $N_C = 3$ debido a que circulan quarks en el lazo. El parámetro s_W es definido como $s_W = \sin \theta_W$, donde θ_W es el ángulo de mezcla débil.

De esta manera, la anchura de decaimiento de dicho proceso se puede expresar de la siguiente forma

$$\Gamma(\eta \rightarrow \gamma Z) = \frac{1}{32\pi m_\eta^3} |A^{\gamma Z}|^2 (m_\eta^2 - m_Z^2)^3. \quad (4.13)$$

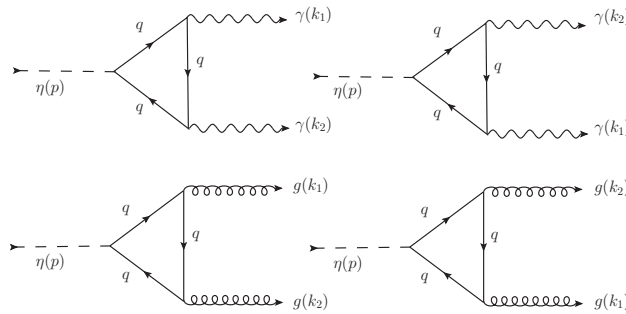


Figura 4.4: Diagramas de Feynman para el decaimiento $\eta \rightarrow \gamma\gamma, gg$.

A continuación se describen las expresiones analíticas correspondientes a las amplitudes de los procesos $\eta \rightarrow \gamma\gamma, gg$ a nivel de un lazo. En la Figura 4.4 se muestran los diagramas

de Feynman asociados a los decaimientos $\eta \rightarrow \gamma\gamma, gg$; q incluye al quark top del ME y al quark top pesado. La amplitud para el decaimiento $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ se puede escribir de la siguiente manera

$$\mathcal{M}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = A^{\gamma\gamma} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_{1\alpha} k_{2\beta} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (4.14)$$

en este caso el factor de forma es

$$A^{\gamma\gamma} = -\frac{2g^2 N_C s_W^2}{9\pi^2 v} \sum_{q=t,T} m_q^2 y_q^\eta C_0(0, 0, m_\eta^2, m_q^2, m_q^2, m_q^2). \quad (4.15)$$

En este sentido, la anchura de decaimiento asociado se puede expresar como

$$\Gamma(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{64\pi} |A^{\gamma\gamma}|^2 m_\eta^3. \quad (4.16)$$

Finalmente, presentamos el resultado analítico para la amplitud del proceso $\eta \rightarrow gg$. Dicha amplitud se puede apreciar a continuación

$$\mathcal{M}(\eta \rightarrow gg) = A_1^{gg} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_{1\alpha} k_{2\beta} \epsilon_\mu^{*a}(k_1) \epsilon_\nu^{*b}(k_2) \delta_{ab}, \quad (4.17)$$

siendo

$$A^{gg} = -\frac{g_s^2}{4\pi^2 v} \sum_{q=t,T} m_q^2 y_q^\eta C_0(m_\eta^2, 0, 0, m_q^2, m_q^2, m_q^2). \quad (4.18)$$

Por lo tanto, la anchura de decaimiento es

$$\Gamma(\eta \rightarrow gg) = \frac{1}{8\pi} |A^{gg}|^2 m_\eta^3. \quad (4.19)$$

Por ultimo, cabe mencionarse que los factores de forma $A^{\gamma Z}$, $A^{\gamma\gamma}$ y A^{gg} quedan en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman y son libres de divergencias ultravioletas (UV). Además, debe destacarse que la aparición del tensor de Levi-Civita en las amplitudes de decaimiento a nivel de un loop es una manifestación distintiva de la naturaleza pseudoescalar del bosón η . Los decaimientos $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ y $\eta \rightarrow gg$ han sido estudiados en un trabajo previo [19], donde se considera que la masa de η es pequeña. Sin embargo, ahora estamos interesados en analizar dichos decaimientos en función de la escala de energía f asumiendo una masa m_η del orden de unidades de TeVs.

4.3. Estudio de la conversión $\mu - e$

Otro proceso de nuestro interés, es la conversión $\mu - e$, la cual estaría presente en átomos muónicos ¹ en donde se espera que se manifieste violación de sabor entre leptones cargados (VSL) [64, 65, 66]. En el contexto de la física que está más allá del ME, el proceso de captura del muon a electrón [64, 65, 66] es de la forma

$$\mu^- + N \rightarrow e^- + N, \quad (4.20)$$

donde este proceso es llamado la conversión $\mu - e$ en un átomo muónico. El parámetro N es función del número másico A y del número atómico Z de un núcleo, respectivamente.

La fracción de decaimiento de la conversión $\mu - e$ [64] está dada como

$$B(\mu^- + N \rightarrow e^- + N) \equiv \frac{\Gamma(\mu^- + N \rightarrow e^- + N)}{\Gamma(\mu^- + N \rightarrow \text{capture})}, \quad (4.21)$$

donde $\Gamma(\mu^- + N \rightarrow \text{capture})$ es la anchura de decaimiento de la captura del muon. Por simplicidad, podemos reescribir la ecuación (4.21) como

$$B(\mu^- + N \rightarrow e^- + N) = CR(\mu N \rightarrow eN). \quad (4.22)$$

Las contribuciones de la conversión $\mu - e$ en un átomo muónico se pueden agrupar en dos partes: la contribución fotónica y la contribución no fotónica. El estudio de la contribución fotónica se inicio por Weinberg y Feinberg [64], mientras que la aportación no fotónica se estudio mas tarde por Marciano y Sanda [64]. Las contribuciones fotónicas han sido estudiadas en varios modelos modelos extendidos [64, 67, 68, 69], donde los factores de forma dominantes corresponden a transiciones dipolares. Bajo este escenario podemos asumir que la contribución fotónica es dominante y en una buena aproximación podemos escribir la fracción de decaimiento de la conversión $\mu - e$ sobre Titanio como [68, 69]

$$CR(\mu Ti \rightarrow eTi) \cong \frac{1}{200} B(\mu \rightarrow e\gamma). \quad (4.23)$$

4.3.1. Cálculo de la intensidad del acoplamiento $Z'\mu e$ a través de la conversión $\mu - e$

En esta sección se presta atención especial a la conversión $\mu - e$ junto con el decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$, puesto que el objetivo radica en la estimación del parámetro $\Omega_{\mu e}$, el cual surge de

¹Cuando un muon es detenido en algún material, es decir, es atrapado por un núcleo, y forma un átomo muónico.

estudiar el vértice $Z'\mu e$. En este sentido, nos enfocaremos en el estudio del proceso $\mu \rightarrow e\gamma$ mediado por un nuevo bosón Z' , es así que haremos uso del lagrangiano renormalizable más general en donde están incluidas las corrientes neutras que cambian sabor (CNCS) mediadas por un bosón de norma Z' , las cuales podrían surgir en cualquier modelo extendido o de gran unificación. Dicho lagrangiano se puede apreciar en la ecuación (3.39).

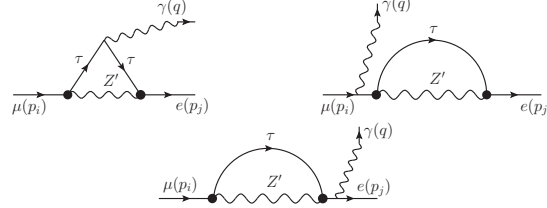


Figura 4.5: Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$.

Las contribuciones del vértice que viola sabor, $Z'\mu e$, al decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$ están dadas por los diagramas de Feynman que se muestran en la Figura 4.5. La evaluación analítica de dicha contribución requiere conocer las reglas de Feynman asociadas a los vértices que cambian y respetan el sabor, es así que estas pueden extraerse del lagrangiano dado en la ecuación (3.39), en específico, las reglas asociadas con los vértices $Z'\mu\tau$ y $Z'\tau e$ quedan dadas como $-i\gamma^\alpha(\Omega_{L\tau\mu}P_L + \Omega_{R\tau\mu}P_R)$ y $-i\gamma^\alpha(\Omega_{L\tau e}P_L + \Omega_{R\tau e}P_R)$, respectivamente. Cabe mencionar que en la realización del cálculo de la amplitud de $\mu \rightarrow e\gamma$ se hará uso del resultado presentado en la referencia [70]. De este modo encontramos que la amplitud total de dicho proceso es

$$\mathcal{M}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{ie}{m_\mu} \bar{u}(p_j) \sigma^{\mu\alpha} q_\alpha \left(\sigma_L P_L + \sigma_R P_R \right) u(p_i), \quad (4.24)$$

donde

$$\sigma_L = \left[\Omega_{R\tau\mu} \Omega_{R\tau e} y_1 + \Omega_{L\tau\mu} \Omega_{L\tau e} y_2 + \Omega_{R\tau\mu} \Omega_{L\tau e} y_3 + \Omega_{L\tau\mu} \Omega_{R\tau e} y_4 \right], \quad (4.25)$$

$$\sigma_R = \left[\Omega_{L\tau\mu} \Omega_{L\tau e} y_1 + \Omega_{R\tau\mu} \Omega_{R\tau e} y_2 + \Omega_{L\tau\mu} \Omega_{R\tau e} y_3 + \Omega_{R\tau\mu} \Omega_{L\tau e} y_4 \right]. \quad (4.26)$$

Aquí, y_1 , y_2 , y_3 y y_4 tienen la siguiente estructura

$$y_1 = m_\mu^2 \left[2a + 6c + 3d + \frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2} \left(\frac{3d}{2} - c \right) + \frac{m_e^2}{m_{Z'}^2} \left(\frac{3d}{2} + c \right) \right], \quad (4.27)$$

$$y_2 = m_\mu m_e \left[2a + 6c + 3d + \frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2} \left(\frac{3d}{2} - c \right) + \frac{m_\mu^2}{m_{Z'}^2} \left(\frac{3d}{2} + c \right) \right], \quad (4.28)$$

$$y_3 = m_\mu m_\tau \left[-4a - 8c + \frac{2m_\tau^2 c}{m_{Z'}^2} - \frac{m_\mu^2}{m_{Z'}^2} \left(\frac{3d}{2} + c \right) - \frac{m_e^2}{m_{Z'}^2} \left(\frac{3d}{2} + c \right) \right], \quad (4.29)$$

$$y_4 = -3 \frac{m_\mu^2 m_e m_\tau}{m_{Z'}^2} d, \quad (4.30)$$

donde a , c y d están dados como

$$a = \frac{i}{16\pi^2 m_{Z'}^2} \left[\frac{-1}{\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2} - 1} + \frac{\ln\left(\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2}\right)}{\left(\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2} - 1\right)^2} \right], \quad (4.31)$$

$$c = \frac{i}{16\pi^2 m_{Z'}^2} \left[\frac{\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2} - 3}{4\left(\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2} - 1\right)^2} + \frac{\ln\left(\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2}\right)}{2\left(\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2} - 1\right)^3} \right], \quad (4.32)$$

$$d = \frac{i}{16\pi^2 m_{Z'}^2} \left[\frac{-2\left(\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2}\right)^2 + 7\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2} - 11}{18\left(\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2} - 1\right)^3} + \frac{\ln\left(\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2}\right)}{3\left(\frac{m_\tau^2}{m_{Z'}^2} - 1\right)^4} \right]. \quad (4.33)$$

En base a la definición de la anchura de decaimiento [5] y al cuadrar la amplitud $\mu \rightarrow e\gamma$ obtenemos que

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{\alpha}{4} (1 - x^2)^3 \left[|\sigma_L|^2 + |\sigma_R|^2 \right] \frac{m_\mu}{\Gamma_\mu}, \quad (4.34)$$

donde $x = \frac{m_e}{m_\mu}$ y Γ_μ es la anchura total del muon. Ahora, por simplicidad, asumimos que $\Omega_{L\tau\mu} = \Omega_{R\tau\mu} \equiv \Omega_{\tau\mu}$ y $\Omega_{L\tau e} = \Omega_{R\tau e} \equiv \Omega_{\tau e}$, por lo tanto, la ecuación anterior se puede reescribir como

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{\alpha}{2} (1 - x^2)^3 \left[|\Omega_{\tau\mu}\Omega_{\tau e}|^2 |y_1 + y_2 + y_3 + y_4|^2 \right] \frac{m_\mu}{\Gamma_\mu}. \quad (4.35)$$

Por otra parte, en la Ref. [62] se demuestra que se satisface la siguiente relación entre elementos de la matriz $\Omega_{\mu\tau}\Omega_{\tau e} = \Omega_{\mu e}$. De acuerdo con esta información proporcionada y al considerar la ecuación (4.35) junto con la ecuación (4.23) podemos calcular la intensidad de acoplamiento $Z'\mu e$ de la siguiente manera

$$|\Omega_{\mu e}|^2 = 400 \frac{\Gamma_\mu}{m_\mu} \frac{CR(\mu Ti \rightarrow e Ti)}{\alpha(1-x^2)^3 |y_1 + y_2 + y_3 + y_4|^2}. \quad (4.36)$$

4.4. Estudio de violación de sabor en el decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu e$

Actualmente se sabe que la fracción de decaimiento del mesón $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ha sido medida con gran precisión por la colaboración experimental LHCb [71], en específico, $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3.0 \pm 0.6_{-0.2}^{+0.3}) \times 10^{-9}$. Este resultado se presenta en base al análisis de colisiones protón-protón (pp) a una luminosidad integrada total de 4.4 fb^{-1} . En este sentido, surge la motivación por estudiar el hipotético impacto del acoplamiento $Z'bs$ en el proceso $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ mediado por un Z' a nivel árbol. A través de dicho estudio se analiza la predicción teórica de la fracción de decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu e$ mediado por un Z' . Es así, que partimos del lagrangiano más general renormalizable para obtener el hamiltoniano efectivo del proceso $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$ (ver Fig. 4.6). Por lo tanto, el hamiltoniano efectivo que describe dicho proceso se puede expresar de la siguiente forma [72, 73, 74, 75]

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{eff}^B = & \frac{C_{eff}^B(m_b)}{m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2 + im_{Z'}\Gamma_{Z'}} \left\{ [\bar{s}(p_2)\gamma^\mu(\Omega_{Lbs}P_L + \Omega_{Rbs}P_R)b(p_1)][\bar{l}_i(p_3)\gamma_\mu(\Omega_{Ll_i l_j}P_L + \Omega_{Rl_i l_j}P_R)l_j(p_4)] \right. \\ & \left. + [\bar{s}(p_2)\gamma^\mu(\Omega_{Lbs}P_L + \Omega_{Rbs}P_R)b(p_1)][\bar{l}_j(p_4)\gamma_\mu(\Omega_{Ll_j l_i}^*P_L + \Omega_{Rl_j l_i}^*P_R)l_i(p_3)] \right\}, \end{aligned} \quad (4.37)$$

donde $\Gamma_{Z'}$ es la anchura de decaimiento total del bosón Z' [76], $m_{B_s^0}$ es la masa del mesón B_s^0 y $C_{eff}^B(m_b)$ es el respectivo coeficiente de Wilson. Cabe mencionarse que la estructura de nuestro Hamiltoniano está inspirada en la forma efectiva final del Hamiltoniano del ME para el proceso $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$ [74, 77, 78], donde hemos adoptado el enfoque de inserción de vacío [74, 77, 79], por lo que solo se contempla un único coeficiente de Wilson. Para evaluar la amplitud de transición $\langle 0 | H_{eff}^B | B_s^0 \rangle$, generalmente se puede adoptar el método de inserción de vacío para la evaluación de los elementos de la matriz en la ecuación (4.37) que se dan en general como [74, 77, 79, 80, 81]

$$\langle 0 | \bar{s}\gamma^\mu\gamma_5 b | B_s^0 \rangle = if_{B_s^0} P^\mu, \quad \langle 0 | \bar{q}\gamma^\mu b | B_q^0 \rangle = 0, \quad (4.38)$$

siendo P^μ el cuadrivector del mesón B_s^0 .

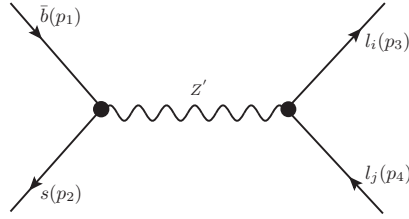


Figura 4.6: Diagrama de Feynman para el proceso $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$, donde $l_i, l_j = \mu, e$.

Usando las ecuaciones (4.37), (4.38) podemos escribir las amplitudes para el proceso $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$ de la siguiente forma

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(B_s^0 \rightarrow l_i \bar{l}_j) &= \frac{i f_{B_s^0} C_{\text{eff}}(m_b) (\Omega_{Rbs} - \Omega_{Lbs})}{2(m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2 + i m_{Z'} \Gamma_{Z'})} \left\{ \bar{l}_i(p_3) [(m_{l_i} \Omega_{Rl_i l_j} - m_{l_j} \Omega_{Ll_i l_j}) P_R \right. \\ &\quad \left. + (m_{l_i} \Omega_{Ll_i l_j} - m_{l_j} \Omega_{Rl_i l_j}) P_L] l_j(p_4) \right\}, \end{aligned} \quad (4.39)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(B_s^0 \rightarrow \bar{l}_i l_j) &= \frac{i f_{B_s^0} C_{\text{eff}}(m_b) (\Omega_{Rbs} - \Omega_{Lbs})}{2(m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2 + i m_{Z'} \Gamma_{Z'})} \left\{ \bar{l}_j(p_4) [(m_{l_j} \Omega_{Rl_i l_j}^* - m_{l_i} \Omega_{Ll_j l_i}^*) P_R \right. \\ &\quad \left. + (m_{l_j} \Omega_{Ll_i l_j}^* - m_{l_i} \Omega_{Rl_j l_i}^*) P_L] l_i(p_3) \right\}. \end{aligned} \quad (4.40)$$

Por simplicidad, tomamos $\Omega_{Rbs} - \Omega_{Lbs} = \Omega_{bs}$. En el resto de esta sección, asumimos que $\Omega_{Ll_i l_j} = \Omega_{Rl_j l_i} = \Omega_{l_i l_j}$. De esta manera, la anchura de decaimiento $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$ correspondiente a una suma incoherente se expresa como

$$\begin{aligned} \Gamma(B_s^0 \rightarrow l_i l_j) &= \Gamma(B_s^0 \rightarrow \bar{l}_i l_j) + \Gamma(B_s^0 \rightarrow l_i \bar{l}_j) \\ &= \frac{C_e^B f f^2 |\Omega_{bs}|^2 m_{B_s^0}^3 f_{B_s^0}^2}{32\pi [(m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2)^2 + m_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2]} \left\{ (|\Omega_{Ll_i l_j}|^2 + |\Omega_{Rl_i l_j}|^2) \left[\frac{(m_{l_i}^2 + m_{l_j}^2)}{m_{B_s^0}^2} - \frac{(m_{l_i}^2 - m_{l_j}^2)^2}{m_{B_s^0}^4} \right] \right. \\ &\quad \left. - 4 \frac{m_{l_i} m_{l_j}}{m_{B_s^0}^2} \text{Re}(\Omega_{Ll_i l_j} \Omega_{Rl_i l_j}^*) \right\} \sqrt{\left(1 - \frac{(m_{l_i} + m_{l_j})^2}{m_{B_s^0}^2}\right) \left(1 - \frac{(m_{l_i} - m_{l_j})^2}{m_{B_s^0}^2}\right)}. \end{aligned} \quad (4.41)$$

Por otra parte, cuando se confronta la teoría con las mediciones experimentales es necesario tener en cuenta el efecto de las oscilaciones en el sistema $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ debido a que la dependencia temporal de la fracción de decaimiento B_s^0 se ha integrado en el experimento [82, 83]. Por lo tanto, una buena aproximación para la fracción de decaimiento teórica del proceso $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$ en relación con el experimento [82] sería

$$\text{Br}(B_s^0 \rightarrow l_i l_j) = \tau_{B_s^0} \Gamma(B_s^0 \rightarrow l_i l_j) \simeq (1 - y_s) \text{Br}(B_s^0 \rightarrow l_i l_j)_{Exp}, \quad (4.42)$$

siendo $\tau_{B_s^0}$ la vida media del mesón B_s^0 . Aquí, $y_s = \Delta\Gamma_{B_s^0}/(2\Gamma_{B_s^0})$, $\Gamma_{B_s^0}$ es la anchura de decaimiento promedio del proceso B_s^0 y $\Delta\Gamma_{B_s^0}$ es la diferencia de anchura entre los eigenestados de B_s^0 .

4.4.1. Cálculo de la intensidad del acoplamiento $Z'bs$

Aquí estimaremos el parámetro Ω_{bs} que representa la interacción $Z'bs$ a través del proceso de decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Dado que el proceso $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ se midió experimentalmente, supondremos que dentro de la incertidumbre experimental se podrían encontrar los efectos de la nueva física. De este modo, partiendo de la ecuación (4.41) podemos obtener que

$$\Delta\Gamma(B_s^0 \rightarrow \mu\bar{\mu})_{Exp} = \frac{g_2^2 C_{\text{eff}}^2(m_b) |\Omega_{bs}|^2 m_{B_s^0} f_{B_s^0}^2 m_\mu^2 |Q_L^\mu - Q_R^\mu|^2}{32\pi [(m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2)^2 + m_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2]} \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{B_s^0}^2}}, \quad (4.43)$$

donde $\Omega_{L\mu\mu} = -g_2 Q_L^\mu$ y $\Omega_{R\mu\mu} = -g_2 Q_R^\mu$. Finalmente, después de sustituir (4.43) en (4.42), encontramos que $|\Omega_{bs}|^2$ es de la forma

$$|\Omega_{bs}|^2 = \frac{32\pi(1 - y_s) [(m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2)^2 + m_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2] \Delta\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu\bar{\mu})_{Exp}}{\tau_{B_s^0} g_2^2 C_{\text{eff}}^2(m_b) m_{B_s^0} f_{B_s^0}^2 m_\mu^2 |Q_L^\mu - Q_R^\mu|^2 \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{B_s^0}^2}}}. \quad (4.44)$$

4.4.2. Cálculo de la fracción de decaimiento para el proceso $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu e)$

En la Figura 4.6 se muestra el diagrama de Feynman correspondiente al decaimiento $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$. Considerando esto junto con las ecuaciones (4.41) y (4.42) podemos escribir la fracción de decaimiento $B_s^0 \rightarrow l_i l_j$ de la siguiente forma

$$\begin{aligned} \text{Br}(B_s^0 \rightarrow l_i l_j) &\simeq \frac{1}{1 - y_s} \tau_{B_s^0} \frac{f_{B_s^0}^2 (C_{\text{eff}}^B)^2 |\Omega_{bs}|^2 |\Omega_{l_i l_j}|^2 (m_i - m_j)^2 [m_{B_s^0}^2 - (m_i^2 + m_j^2)^2]}{16\pi m_{B_s^0} [(m_{B_s^0}^2 - m_{Z'}^2)^2 + m_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2]} \\ &\times \sqrt{\left[1 - \left(\frac{m_i + m_j}{m_{B_s^0}}\right)^2\right] \left[1 - \left(\frac{m_i - m_j}{m_{B_s^0}}\right)^2\right]}, \end{aligned} \quad (4.45)$$

para el propósito de este trabajo sólo será necesario cambiar $l_i l_j$ por μe .

4.5. Momentos dipolares cromoelectromagnéticos en SLHM

En el ME el quark top es conocido como la partícula elemental más pesada con $m_t = 173$ GeV [5], que es del orden de la escala de Fermi, debido a esto, es natural pensar que exista una conexión con efectos de nueva física a la escala de TeVs por medio de sus acoplamientos con nuevos bosones de norma. Por lo tanto, resulta interesante analizar las propiedades físicas de esta partícula a nivel de un lazo, siendo nuestra propuesta la caracterización de posibles efectos que violan sabor debido a la presencia de la partícula η en el contexto de SLHM, lo que impactaría en las propiedades electromagnéticas y cromoelectromagnéticas del quark top. Los momentos dipolares cromomagnéticos (MDCM) y cromoelectricos (MDCE) del quark top se han estudiado en el ME [32], así como en otras extensiones, tales como el 2HDMs [33], modelo estándar mínimo supersimétrico [34, 35], modelos 3-3-1 [36], modelos en tecnicolor [37], modelos con multipletes vectoriales [38], operadores efectivos [39], modelo de dos dobletes de Higgs con cuatro generaciones de fermiones [40] y en teorías de gran unificación [41]. De lo anterior es claro que ya se tiene una buena base en cuanto al análisis de propiedades cromoelectromagnéticas del quark top, por lo que esperemos tener resultados relevantes. Cabe mencionarse que el estudio sobre el MDCM se hará en la norma unitaria.

El lagrangiano efectivo sobre los momentos dipolares cromoelectromagnéticos para los quarks [41, 84], $f = q$, es

$$\mathcal{L}_{eff} = -\frac{1}{2} T^a \bar{f} \sigma^{\mu\nu} (\mu + id\gamma^5) f G_{\mu\nu}^a, \quad (4.46)$$

donde T^a es el generador de color, μ es el factor de forma cromomagnético, d es el factor de forma cromoelectrica, y $G_{\mu\nu}^a$ es el campo de fuerza del gluón. El MDCM (μ_f) y MDCE (d_f) [5, 84, 85] se pueden definir sin dimensiones como $\hat{\mu}_f$ y \hat{d}_f

$$\mu \equiv \frac{g_s}{m_f} \hat{\mu}_f, \quad d \equiv \frac{g_s}{m_f} \hat{d}_f, \quad (4.47)$$

siendo g_s la constante de acoplamiento de la interacción fuerte.

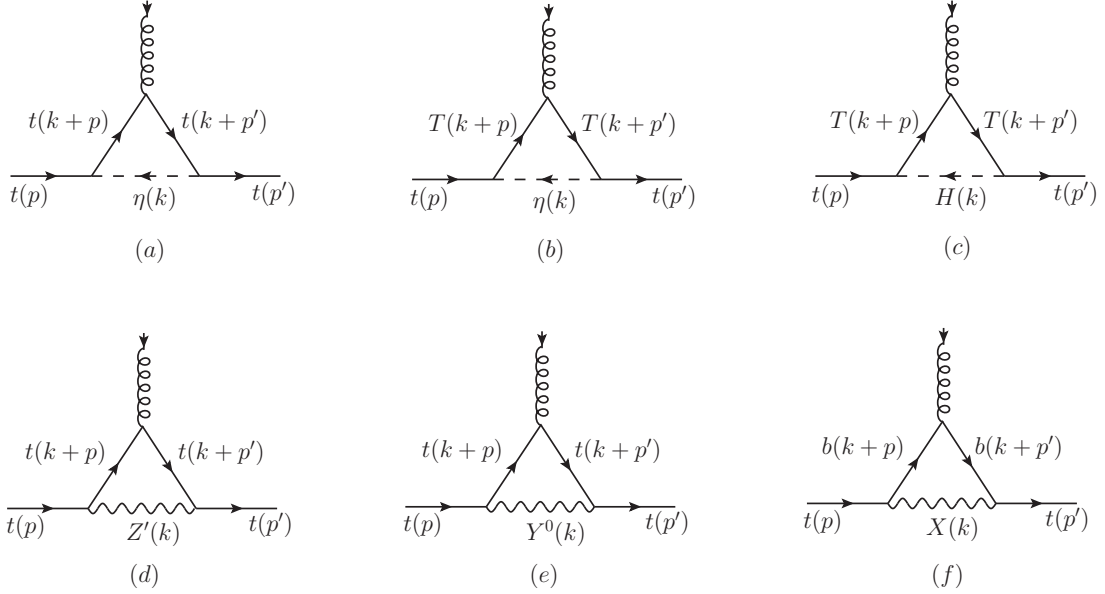


Figura 4.7: Diagramas de Feynman para la contribución al MDCM del quark top a nivel de un lazo en el SLHM.

4.5.1. El MDCM con $q^2 = 0$

A continuación, calculamos las contribuciones a nivel de un lazo al MDCM anómalo de un quark top mediado por un bosón de norma pesado (Z', Y^0, X^+), un pseudoescalar pesado η y un bosón de Higgs. Los diagramas de Feynman correspondientes se muestran en la Figura 4.7. Así mismo, las reglas de Feynman utilizadas para dicho estudio están dadas en la Tabla 4.3. Usando la información anterior se pueden escribir las amplitudes para el vértice ttg como

$$\mathcal{M}_{6a}^\mu = -\left(\frac{m_t}{v} y_t^\eta\right)^2 g_s T^a \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p') \gamma^5 (\not{k} + \not{p}' + m_t) \gamma^\mu (\not{k} + \not{p} + m_t) \gamma^5 u(p)}{[(k+p)'^2 - m_t^2][(k+p)^2 - m_t^2][k^2 - m_\eta^2]}, \quad (4.48)$$

$$\mathcal{M}_{6b}^\mu = -\left(\frac{m_t}{v}\right)^2 g_s T^a \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p') P_L (\not{k} + \not{p}' + m_T) \gamma^\mu (\not{k} + \not{p} + m_T) P_R u(p)}{[(k+p)'^2 - m_T^2][(k+p)^2 - m_T^2][k^2 - m_\eta^2]}, \quad (4.49)$$

$$\mathcal{M}_{6c}^\mu = -(g_{tT}^H)^2 g_s T^a \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p') (\not{k} + \not{p}' + m_T) \gamma^\mu (\not{k} + \not{p} + m_T) u(p)}{[(k+p)'^2 - m_T^2][(k+p)^2 - m_T^2][k^2 - m_H^2]}. \quad (4.50)$$

$\eta\bar{t}t$	$\frac{m_t}{v}y_\eta^t\gamma^5, y_\eta^t = -\frac{\sqrt{2}v}{f}\cot 2\beta$
$\eta\bar{T}t$	$\frac{m_t}{v}P_R$
$H\bar{t}T$	$-ig_{tT}^H, g_{tT}^H = \frac{t_\beta}{1+t_\beta^2}(x_\lambda - \frac{1}{x_\lambda})\frac{m_t}{v}$
$Z'\bar{t}t$	$i\frac{g}{2c_W}\gamma^\mu(g_{VZ'}^t - g_{AZ'}^t\gamma^5), g_{VZ'}^t = \frac{\frac{1}{2} + \frac{1}{3}s_W^2}{\sqrt{3-4s_W^2}}, g_{AZ'}^t = \frac{\frac{1}{2}-s_W^2}{\sqrt{3-4s_W^2}}$
$Y^0\bar{t}t$	$\frac{g}{\sqrt{2}}\delta_t\gamma^\mu P_L$
$X^-\bar{b}t$	$\frac{g}{\sqrt{2}}\delta_t\gamma^\mu P_L$

Tabla 4.3: Acoplamiento del quark top en el SLHM. Aquí, $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)$ son los proyectores quirales y $\delta_t = \frac{t_\beta}{1+t_\beta^2}(x_\lambda - \frac{1}{x_\lambda})\frac{m_t}{m_T}$.

Aquí, m_η es la masa del pseudoescalar η y m_T la masa del nuevo quark top pesado. Para resolver este tipo de integrales, se usará el método de parametrización de Feynman, donde se implantará con la notación de la referencia [86]. En este sentido, se usaron las condiciones cinemáticas y de transversalidad, junto con la aplicación de la ecuación de Dirac. Finalmente, al implementarse las identidades de Gordon y al hacer algunas manipulaciones algebraicas, se puede extraer la información referente al momento cromomagnético anómalo $\hat{\mu}_{f_i}$. Basándose en la información anterior y al considerar las ecuaciones (4.48) y (4.49), obtenemos lo siguiente

$$\hat{\mu}_t^{\eta t}(q^2 = 0) = \frac{m_t^4(t_\beta^2 - 1)^2}{32\pi^2 f^2 t_\beta^2} \int_0^1 dz \frac{(z-1)^3}{m_\eta^2 z + mt^2(z-1)^2}, \quad (4.51)$$

$$\hat{\mu}_t^{\eta T}(q^2 = 0) = \frac{m_t^4}{32\pi^2 v^2} \int_0^1 dz \frac{(1-z)^2 z}{(1-z)(m_t^2 - m_T^2) - m_t^2(z-1)^2 - m_\eta^2 z}. \quad (4.52)$$

Al sumarse las ecuaciones (4.51) y (4.52), podemos obtener la contribución total del MDCM mediado por un pseudoescalar η , el cual denotamos como:

$$\hat{\mu}_\eta = \hat{\mu}_t^{\eta t} + \hat{\mu}_t^{\eta T}.$$

De manera similar, obtenemos el MDCM mediado por un bosón de Higgs (ver ecuación 4.50) como

$$\hat{\mu}_t^{HT}(q^2 = 0) = \frac{m_t^3 t_\beta^2 (x_\lambda^2 - 1)^2}{16\pi^2 (t_\beta^2 + 1)^2 v^2 x_\lambda^2} \int_0^1 dz \frac{(1-z)^2 (m_t z + m_T)}{(1-z)(m_t^2 - m_T^2) - m_t^2 (z-1)^2 - m_H^2 z}. \quad (4.53)$$

Cabe resaltar que las integrales encontradas para la contribución al MDCM cuando están mediadas por un bosón de Higgs y un pseudoescalar tienen buen comportamiento, es decir, el resultado de las ecuaciones (4.51), (4.52) y (4.53) son finitos.

Los cálculos para el vértice ttg (ver Figura 4.7) mediado por bosones de norma pesados los hacemos a continuación. Explícitamente, las amplitudes se expresan como

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{6d}^\mu &= -\left(\frac{g}{2c_W}\right)^2 g_s T^a \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p') \gamma^\alpha (g_{VZ'}^t - g_{AZ'}^t \gamma^5) (\not{k} + \not{p}' + m_t) \gamma^\mu (\not{k} + \not{p} + m_t) \gamma^\beta}{[(k+p')^2 - m_t^2][(k+p)^2 - m_t^2][k^2 - m_{Z'}^2]} \\ &\quad \times (g_{VZ'}^t - g_{AZ'}^t \gamma^5) u(p) \left(-g^{\alpha\beta} + \frac{k^\alpha k^\beta}{m_{Z'}^2}\right), \end{aligned} \quad (4.54)$$

siendo $m_{Z'}$ la masa del nuevo bosón neutro Z' .

$$\mathcal{M}_{6e}^\mu = -\left(\frac{g\delta_t}{\sqrt{2}}\right)^2 g_s T^a \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p') \gamma^\alpha P_L (\not{k} + \not{p}' + m_t) \gamma^\mu (\not{k} + \not{p} + m_t) \gamma^\beta P_L u(p)}{[(k+p')^2 - m_t^2][(k+p)^2 - m_t^2][k^2 - m_{Y^0}^2]} \left(-g^{\alpha\beta} + \frac{k^\alpha k^\beta}{m_{Y^0}^2}\right), \quad (4.55)$$

donde m_{Y^0} representa la masa del bosón neutro Y^0 .

$$\mathcal{M}_{6f}^\mu = -\left(\frac{g\delta_t}{\sqrt{2}}\right)^2 g_s T^a \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p') \gamma^\alpha P_L (\not{k} + \not{p}' + m_b) \gamma^\mu (\not{k} + \not{p} + m_b) \gamma^\beta P_L u(p)}{[(k+p')^2 - m_b^2][(k+p)^2 - m_b^2][k^2 - m_X^2]} \left(-g^{\alpha\beta} + \frac{k^\alpha k^\beta}{m_X^2}\right), \quad (4.56)$$

m_X es la masa del nuevo bosón cargado X . Ahora, procediendo de la misma forma que los cálculos anteriores, se obtienen los momentos dipolares cromomagnéticos del quark top mediados por bosones de norma pesados como:

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_{Z'}(q^2 = 0) &= \frac{g^2}{64\pi^2 c_W^2 a^4} \left\{ g_{AZ'}^2 \left[\frac{-2(8a^4 - 6a^2 + 1)}{\sqrt{1-4a^2}} \text{Log}\left(\frac{\sqrt{1-4a^2} + 1}{2a}\right) + (1-2a^2)(a^2-2)a^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (-2a^4 + 4a^2 - 1)\text{Log}(a^2) \right] + g_{VZ'}^2 \left[\frac{-2(2a^4 - 4a^2 + 1)}{\sqrt{1-4a^2}} \text{Log}\left(\frac{\sqrt{1-4a^2} + 1}{2a}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (a^2 - 2)a^2 + (2a^2 - 1)\text{Log}(a^2) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4.57)$$

con $a = \frac{m_t}{m_{Z'}}$. Los parámetros $g_{AZ'}$ y $g_{VZ'}$ están definidos en la Tabla 4.3.

$$\hat{\mu}_{Y^0}(q^2 = 0) = \frac{g^2 m_t^2 t_\beta^2 (x_\lambda^2 - 1)^2}{64\pi^2 m_T^2 (t_\beta^2 + 1)^2 b^4 (4b^2 - 1) x_\lambda^2} \left[-2\sqrt{1 - 4b^2} (5b^4 - 5b^2 + 1) \text{Log} \left(\frac{\sqrt{1 - 4b^2} + 1}{2b} \right) \right. \\ \left. + (4b^6 - 13b^4 + 7b^2 - 1) \text{Log}(b^2) + (4b^6 - 13b^4 + 11b^2 - 2)b^2 \right], \quad (4.58)$$

donde $b = \frac{m_t}{m_{Y^0}}$.

$$\hat{\mu}_X(q^2 = 0) = \frac{g^2 m_X^2 t_\beta^2 (x_\lambda^2 - 1)^2}{128\pi^2 m_T^2 (t_\beta^2 + 1)^2 x_\lambda^2 d^2} \left\{ 2 \left[\frac{c^2 d^6 - (c^2 - 1)^3 (c^2 + 2) + (-3c^4 + c^2 + 3)d^4 + (c^2 - 1)}{\sqrt{d^4 + (c^2 - 1)^2 - 2(c^2 + 1)d^2}} \right. \right. \\ \left. \left. \times (3c^4 + c^2 + 5)d^2 \right] \text{Log} \left(\frac{\sqrt{d^4 + (c^2 - 1)^2 - 2(c^2 + 1)d^2} + (c^2 - d^2 + 1)}{2c} \right) \right. \\ \left. + (3c^2 - 4)d^4 - 2(c^4 + c^2 - 2)d^2 + \left[c^2 \left(c^4 - 2(c^2 - 1)d^2 + d^4 - 3 \right) - 3d^2 + 2 \right] \right. \\ \left. \text{Log}(c^2) + d^6 \right\}, \quad (4.59)$$

siendo $c = \frac{m_b}{m_X}$ y $d = \frac{m_t}{m_X}$.

De esta manera, el resultado encontrado al MDCM cuando circulan tops y bosones de norma en el lazo son finitos. Sin embargo, la implementación del método de parametrización de Feynman para estos casos se requieren un estudio más profundo y detallado, por lo que, se utilizó la paquetería de Package-X [87] para su análisis.

4.5.2. El MDCM con $q^2 \neq 0$

En la sección anterior se analizó el MDCM del quark top para $q^2 = 0$, sin embargo, en varias literaturas han sido analizadas para el caso $q^2 \neq 0$ [5, 84, 85, 88]. Por tal motivo, sería importante analizar dichas propiedades en fuera de capa de masa ($q^2 \neq 0$). Los diferentes diagramas de Feynman están dados en la Figura 4.7. Así que los diferentes contribuciones de la nueva física para el MDCM del quark top tienen la siguiente estructura:

$$\hat{\mu}_t^{\eta^t}(q^2) = -\frac{m_t^4 (t_\beta^2 - 1)^2}{32\pi^2 f^2 t_\beta^2} \int_0^1 \int_0^{1-z} dy dz \frac{(z-1)^2}{m_\eta^2 z + m_t^2 (z-1)^2 + q^2 y(y+z-1)}, \quad (4.60)$$

$$\hat{\mu}_t^{\eta^T}(q^2) = \frac{m_t^4}{32\pi^2 v^2} \int_0^1 \int_0^{1-z} dy dz \frac{(1-z)z}{(1-z)(m_t^2 - m_T^2) - m_t^2 (z-1)^2 - m_\eta^2 z - q^2 y(y+z-1)}. \quad (4.61)$$

Al sumarse las ecuaciones (4.60) y (4.61), podemos obtener la contribución total del MDCM mediado por un pseudoescalar η para el escenario $q^2 \neq 0$, el cual denotamos como

$$\hat{\mu}_\eta = \hat{\mu}_t^{\eta t} + \hat{\mu}_t^{\eta T}. \quad (4.62)$$

En cuanto al MDCM del quark top mediado por un bosón de Higgs de ME está escrito como

$$\hat{\mu}_t^{HT}(q^2) = \frac{m_t^3 t_\beta^2 (x_\lambda^2 - 1)^2}{16\pi^2 (t_\beta^2 + 1)^2 v^2 x_\lambda^2} \int_0^1 \int_0^{1-z} dy dz \frac{(1-z)(m_t z + m_T)}{(1-z)(m_t^2 - m_T^2) - m_t^2(z-1)^2 - m_H^2 z - q^2 y(y+z-1)}. \quad (4.63)$$

Finalmente, los diferentes contribuciones sobre MDCM del quark top medidos por bosones de norma pesados para $q^2 \neq 0$ tienen la siguiente estructura

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_{Z'}(q^2) = & \frac{g^2}{32c_W^2 \pi^2 \left(\frac{q^2}{m_t^2} - 4\right)^2} \left\{ g_{AZ'}^2 \left[8(B02^{Z'} - B03^{Z'} - 1) \frac{m_t^2}{m_{Z'}^2} + 4(5B01^{Z'} - 6B02^{Z'} + B03^{Z'} - 1) \right. \right. \\ & + 2(-5B01^{Z'} + 3B02^{Z'} + 2B03^{Z'}) \frac{m_{Z'}^2}{m_t^2} - \left(2(B02^{Z'} - B03^{Z'} - 1) + (8B01^{Z'} - 9B02^{Z'} \right. \\ & + B03^{Z'} - 1) \frac{m_{Z'}^2}{m_t^2} + (B03^{Z'} - B01^{Z'}) \frac{m_{Z'}^4}{m_t^4} \left. \right) \frac{q^2}{m_{Z'}^2} + 2m_{Z'}^2 \left(-18 + 24 \frac{m_t^2}{m_{Z'}^2} + 3 \frac{m_{Z'}^2}{m_t^2} \right. \\ & + \left. \left(6 - 14 \frac{m_t^2}{m_{Z'}^2} + 2 \frac{q^2}{m_{Z'}^2} \right) \frac{q^2}{m_t^2} \right) C01^{Z'} \left. \right] + g_{VZ'}^2 \left[\left(8B01^{Z'} - 4(B02^{Z'} + B03^{Z'} + 1) \right) \right. \\ & + 2(-5B01^{Z'} + 3B02^{Z'} + 2B03^{Z'}) \frac{m_{Z'}^2}{m_t^2} + \left(-2B01^{Z'} + B02^{Z'} + B03^{Z'} + 1 \right) \\ & + \left. \left. (B01^{Z'} - B03^{Z'}) \frac{m_{Z'}^2}{m_t^2} \right) \frac{q^2}{m_t^2} + 2m_{Z'}^2 \left(-8 + 3 \frac{m_{Z'}^2}{m_t^2} + 2 \frac{q^2}{m_t^2} \right) C01^{Z'} \right] \left. \right\}. \quad (4.64) \end{aligned}$$

Donde $B01^{Z'} = B0[m_t^2, m_t^2, m_{Z'}^2]$, $B02^{Z'} = B0[q^2, m_t^2, m_t^2]$, $B03^{Z'} = B0[0, m_t^2, m_{Z'}^2]$ y $C01^{Z'} = C0[m_t^2, m_t^2, q^2, m_t^2, m_{Z'}^2, m_t^2]$.

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_{Y^0}(q^2) = & -\frac{g^2 t_\beta^2 (x_\lambda^2 - 1)^2}{32\pi^2 (t_\beta^2 + 1)^2 x_\lambda^2 \left(\frac{q^2}{m_t^2} - 4\right)^2} \left(\frac{m_t}{m_T} \right)^2 \left\{ 2 \left[-2 + 7(B01^{Y^0} - B02^{Y^0}) \right. \right. \\ & + 2(B02^{Y^0} - B03^{Y^0} - 1) \frac{m_t^2}{m_{Y^0}^2} + (-5B01^{Y^0} + 3B02^{Y^0} + 2B03^{Y^0}) \frac{m_{Y^0}^2}{m_t^2} \\ & + m_t^2 \left(12 + \frac{m_{Y^0}^2}{m_t^2} \left(3 \frac{m_{Y^0}^2}{m_t^2} - 13 \right) \right) C01^{Y^0} \left. \right] + \left[1 + 5(B02^{Y^0} - B01^{Y^0}) \right. \\ & + (B03^{Y^0} - B02^{Y^0} + 1) \frac{m_t^2}{m_{Y^0}^2} + (B01^{Y^0} - B03^{Y^0}) \frac{m_{Y^0}^2}{m_t^2} \\ & + \left. \left. 2m_t^2 \left(-7 + 4 \frac{m_{Y^0}^2}{m_t^2} + \frac{q^2}{m_t^2} \right) C01^{Y^0} \right] \frac{q^2}{m_t^2} \right\}, \quad (4.65) \end{aligned}$$

siendo $B01^{Y^0} = B0[m_t^2, m_t^2, m_{Y^0}^2]$, $B02^{Y^0} = B0[q^2, m_t^2, m_t^2]$, $B03^{Y^0} = B0[0, m_t^2, m_{Y^0}^2]$ y $C01^{Y^0} = C0[m_t^2, m_t^2, q^2, m_t^2, m_{Y^0}^2, m_t^2]$.

$$\begin{aligned}
\hat{\mu}_X(q^2) = & \frac{g^2 t_\beta^2 (x_\lambda^2 - 1)^2}{64\pi^2 (t_\beta + 1)^2 x_\lambda^2 \left(\frac{q^2}{m_t^2} - 4\right)^2} \left(\frac{m_t}{m_T}\right)^2 \left\{ 2 \left[(-9B01^X + 11B02^X - 2B03^X + 4) \right. \right. \\
& + (B01^X - B02^X + 2) \frac{m_t^2}{m_X^2} + 2(2B01^X - 3B02^X + B03^X + 1) \frac{m_b^2}{m_X^2} \\
& - (5B01^X - 3B02^X - 2B03^X) \left(\frac{m_b^4}{m_t^2 m_X^2} + \frac{m_b^2}{m_t^2} - 2 \frac{m_X^2}{m_t^2} \right) + m_t^2 \left(-12 \left(1 + \frac{m_b^2}{m_t^2} \right) \right. \\
& + \frac{m_t^2}{m_X^2} + \frac{m_b^2}{m_X^2} \left(-5 + 7 \frac{m_b^2}{m_t^2} \right) + 17 \frac{m_X^2}{m_t^2} - 3 \left(\frac{m_b^6}{m_t^4 m_X^2} - 3 \frac{m_X^2 m_b^2}{m_t^4} + 2 \frac{m_X^4}{m_t^4} \right) \left. \right] C01^X \left. \right] \\
& + \left[(9B01^X - 10B02^X + B03^X - 2) + (B01^X - B02^X - 1) \frac{m_t^2}{m_X^2} \right. \\
& - (2B01^X - 3B02^X + B03^X + 1) \frac{m_b^2}{m_X^2} + (B01^X - B03^X) \left(\frac{m_b^4}{m_t^2 m_X^2} + \frac{m_b^2}{m_t^2} - 2 \frac{m_X^2}{m_t^2} \right) \\
& \left. + 2m_t^2 \left(8 - \frac{m_t^2}{m_X^2} + 2 \frac{m_b^2}{m_X^2} - \left(\frac{m_b^4}{m_t^2 m_X^2} - 6 \frac{m_b^2}{m_t^2} + 8 \frac{m_X^2}{m_t^2} \right) - 2 \frac{q^2}{m_t^2} \right) C01^X \right] \frac{q^2}{m_t^2} \left. \right\}, \quad (4.66)
\end{aligned}$$

donde $B01^X = B0[m_t^2, m_b^2, m_X^2]$, $B02^X = B0[q^2, m_b^2, m_b^2]$, $B03^X = B0[0, m_b^2, m_X^2]$ y $C01^X = C0[m_t^2, m_t^2, q^2, m_b^2, m_X^2, m_b^2]$.

Cabe señalar que las ecuaciones (4.64), (4.65) y (4.66), son finitos. De esta forma, se ha corroborado la finitud ultravioleta. Dichos resultados son obtenidos usando paquetería FeynCalc [89].

Capítulo 5

Análisis numérico

5.1. Estimación de las fracciones de decaimiento de los procesos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ y $\Phi^P \rightarrow WW$

En este trabajo empleamos el programa LoopTools [90, 91] para la evaluación numérica de las anchuras de decaimiento $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ y $\Phi^P \rightarrow WW$. Antes de continuar con el análisis de resultados, se debe recordar que m_{Φ^P} es una función de la escala de energía f en la que se rompe la simetría global. Observe que la escala de energía f es el único parámetro libre con el que podemos jugar. Esta escala de ruptura de simetría está restringida por los datos experimentales a límites en torno a 3-4 TeV [92]. Dado que la masa del bosón escalar Φ^P es una función monótona creciente en su dependencia del parámetro f , en nuestro análisis consideramos que el rango de estudio es $3 \text{ TeV} < f < 4 \text{ TeV}$. Utilizando esta información, se obtiene que la masa del escalar pesado oscila entre 2.49 TeV y 3.32 TeV.

En la Figura 5.1(a), se muestran las anchuras de decaimiento para los procesos $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma, WW$ en función de la escala de energía f . En la gráfica podemos apreciar claramente que la anchura de decaimiento $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ es del orden de 10^{-7} GeV en el intervalo $3 \text{ TeV} < f < 4 \text{ TeV}$, mientras que la anchura de decaimiento $\Phi^P \rightarrow WW$ es del orden de 10^{-6} GeV sobre el intervalo $3 \text{ TeV} < f < 3.3 \text{ TeV}$. Por otra parte, hemos calculado las fracciones de decaimiento para los mismos procesos dependientes de la escala de energía f , como se puede observar en la Figura 5.1(b). De este modo, los valores encontrados de las fracciones de decaimiento $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ y $\Phi^P \rightarrow WW$ son los siguientes: $\text{Br}(\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma) \sim 10^{-8}$ y $\text{Br}(\Phi^P \rightarrow WW) \sim 10^{-7}$. Cabe mencionarse que la anchura total de decaimiento del bosón pesado Φ^P contiene los siguientes modos de decaimiento: ZH, WWZ, WWH, tt .

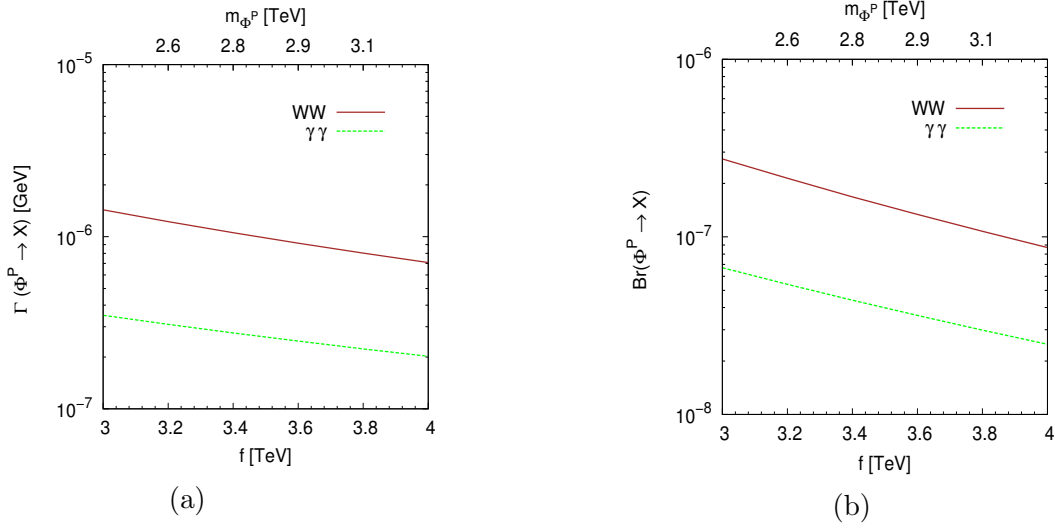


Figura 5.1: (a) Anchuras de decaimiento para los procesos $\Phi^P \rightarrow X$ como función del parámetro f , donde $X = WW, \gamma\gamma$. (b) Fracciones de decaimiento para los mismos procesos dependientes del parámetro f .

5.2. Estimación de la sección eficaz de producción del bosón Φ^P

En esta sección presentamos un estudio aproximado para la sección eficaz de producción de Φ^P en el escenario del LHC. Para llevar a cabo este análisis, empleamos la sección eficaz de Breit-Wigner [5]. En esta aproximación, la sección eficaz de producción mediante la fusión de gluon se puede calcular por medio de las fracciones de decaimiento de $\text{Br}(\Phi^P \rightarrow gg)$ y $\text{Br}(\Phi^P \rightarrow X)$. En este sentido, nuestra sección eficaz Breit-Wigner está escrita de la siguiente manera

$$\sigma(gg \rightarrow \Phi^P \rightarrow X) = \frac{\pi}{12} \frac{\text{Br}(\Phi^P \rightarrow gg) \text{Br}(\Phi^P \rightarrow X)}{m_{\Phi^P}^2}, \quad (5.1)$$

donde $\sigma(gg \rightarrow \Phi^P \rightarrow X)$ es estimado justo a la resonancia del bosón pseudoescalar Φ^P [5]. Aquí, $\text{Br}(\Phi^P \rightarrow gg)$ es la fracción de decaimiento del proceso $\Phi^P \rightarrow gg$ a nivel de un lazo, la cual es

$$\text{Br}(\Phi^P \rightarrow gg) = \frac{1}{8\pi} \frac{|A^{gg}|^2 m_{\Phi^P}^3}{\Gamma_{\Phi^P}}, \quad (5.2)$$

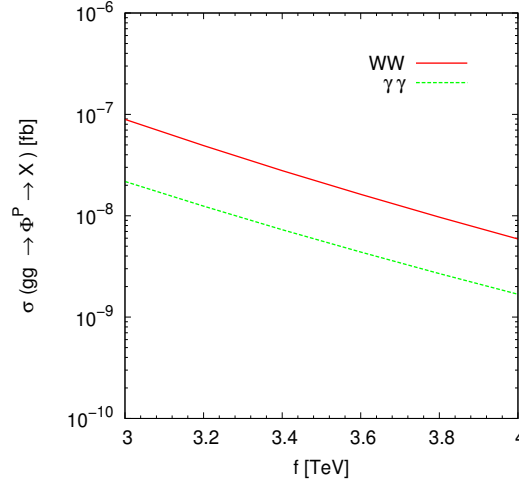


Figura 5.2: Sección eficaz de producción de Φ^P mediante la fusión de gluon en función de la escala de energía f .

con $A^{gg} = \frac{g_s^2}{8\sqrt{2}\pi^2 f} m_t^2 C_0(m_{\Phi^P}^2, 0, 0, m_t^2, m_t^2, m_t^2)$, siendo Γ_{Φ^P} la anchura total de decaimiento del bosón pesado Φ^P .

En la Figura 5.2 mostramos la sección eficaz Breit-Wigner para la producción de Φ^P como una función del parámetro f de 3 TeV a 4 TeV. La luminosidad integrada esperada para LHC en la última etapa de funcionamiento esta alrededor de unos 3000 fb^{-1} [93]. En este contexto, nos enfocaremos en el análisis del proceso $\Phi^P \rightarrow WW$, debido a que la fracción de decaimiento $\Phi^P \rightarrow \gamma\gamma$ esta suprimida alrededor de un orden de magnitud en comparación con el proceso $\Phi^P \rightarrow WW$. De esta manera, a partir de nuestro resultado mostrado en la Figura 5.2, la correspondiente $\sigma(gg \rightarrow \Phi^P \rightarrow WW) \sim 10^{-8} \text{ fb}$ para $f = 3 \text{ TeV}$.

5.3. Análisis numérico de $\text{Br}(\eta \rightarrow ZH)$, $\text{Br}(\eta \rightarrow ZWW)$, $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma Z)$, $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ y $\text{Br}(\eta \rightarrow gg)$

Existen varios estudios sobre la partícula pseudoescalar η [18, 19, 94, 95, 96], en donde se considera que la masa de η es pequeña. En particular, la referencia [19] analiza la producción y el decaimiento del pseudoescalar η enfocándose en el intervalo de masa $10 \text{ GeV} < m_\eta < 120 \text{ GeV}$. Sin embargo, hasta ahora no se ha encontrado alguna señal para tales masas, incluso las cotas experimentales no restringen a masas pequeñas [20], por lo

que supondremos m_η del orden de unidades de TeVs. De esta manera, presentaremos un análisis de las anchuras de decaimiento $\eta \rightarrow ZH$, $\eta \rightarrow ZWW$, $\eta \rightarrow \gamma Z$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ y $\eta \rightarrow gg$, asumiendo un pseudoescalar η con una masa mayor que 500 GeV. Utilizando esta información, proponemos el rango de estudio de la masa de la partícula pseudoescalar η entre 500 GeV $< m_\eta < 4000$ GeV. Recordemos que m_η es dependiente de los parámetros f , t_β y x_λ , así que para f grande y t_β pequeño favorecen a una partícula η pesado como se puede ver en la Figura 5.3. Por ejemplo, m_η debe ser de 3487.05 GeV (2108.35 GeV) para $t_\beta = 2$ (4) y $f = 10$ TeV. El análisis numérico de dichas anchuras de decaimiento se realizó por medio del programa Package-X [87].

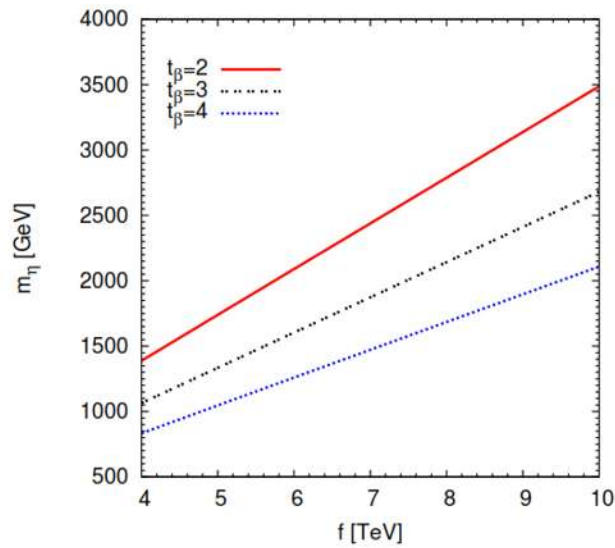


Figura 5.3: Masa del pseudoescalar η como función de f , donde asumimos que $t_\beta = 2, 3, 4$.

En la Figura 5.4, presentamos las anchuras de decaimiento $\eta \rightarrow ZH$ y $\eta \rightarrow ZWW$ como función de la escala de energía f para $t_\beta = 2, 3, 4$. Se puede observar que la contribución dominante proviene del proceso $\eta \rightarrow ZH$ a nivel árbol. En específico, las anchuras de decaimiento encontradas para $f = 4$ TeV son los siguientes: para $t_\beta = 2, 3, 4$, se tiene que $\Gamma(\eta \rightarrow ZH) \sim 10^1$ GeV y $\Gamma(\eta \rightarrow ZWW) \sim 10^1$ GeV para $t_\beta = 2, 3, 4$. Para $f = 10$ TeV con $t_\beta = 2, 3, 4$, la $\Gamma(\eta \rightarrow ZH)$ es del orden de 10^1 GeV, mientras que $\Gamma(\eta \rightarrow ZWW)$ alcanza ser del orden de 10^0 GeV.

En la Figura 5.5, presentamos el comportamiento de las fracciones de decaimiento $\eta \rightarrow ZH$ y $\eta \rightarrow ZWW$ como función del parámetro f para $t_\beta = 2, 3, 4$. La anchura de decaimiento total del bosón pseudoescalar η contiene los modos de decaimiento:

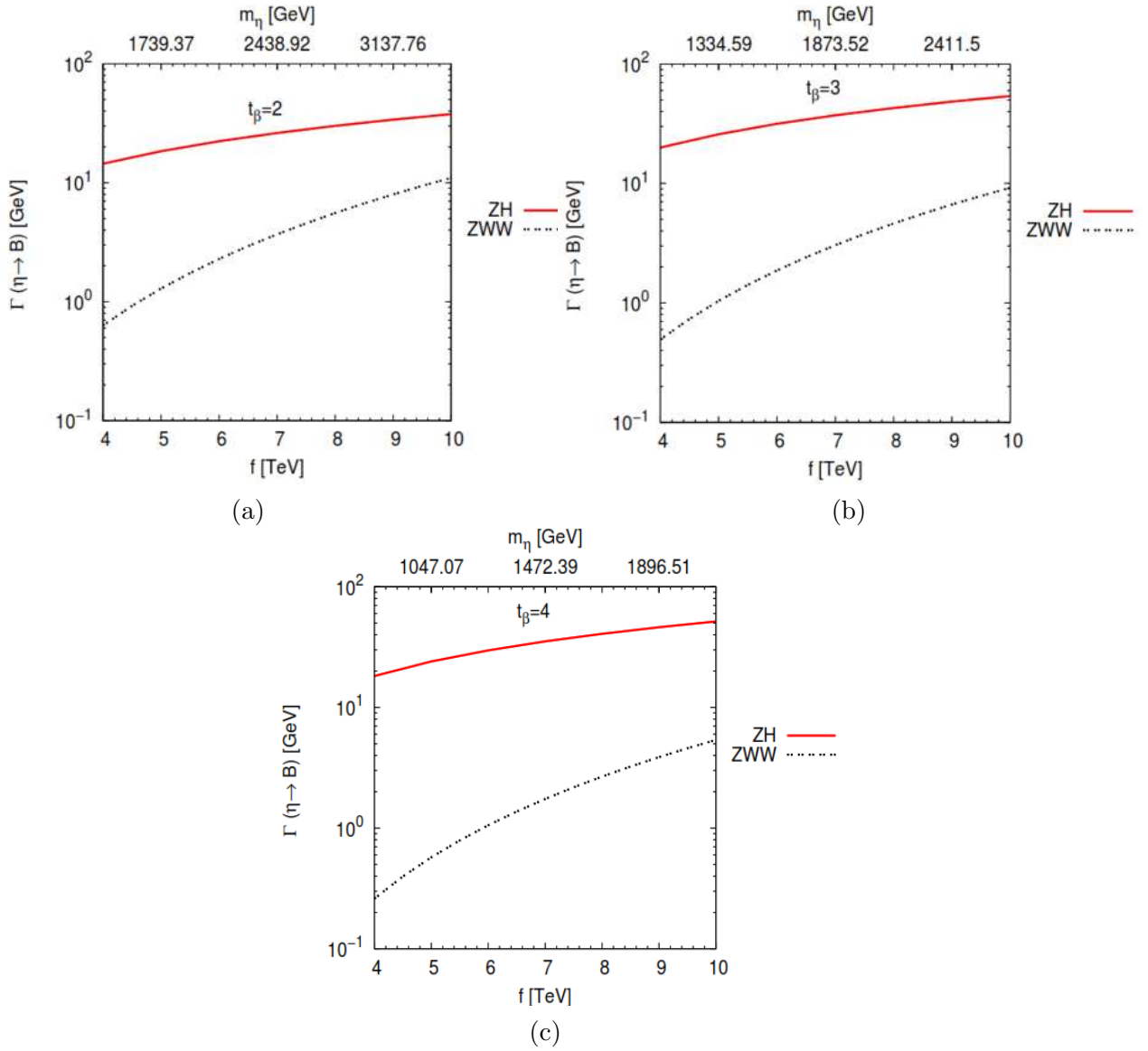


Figura 5.4: Anchuras de decaimiento para el proceso $\eta \rightarrow B$ ($B = ZH, ZWW$) como función de f con $t_\beta = 2, 3, 4$.

$ZH, tt, WWZ, WWH, HHZ, ZZZ, ttZ$. De este modo, se aprecia claramente que la fracción de decaimiento dominante corresponde al $\eta \rightarrow ZH$ del orden de 10^{-1} sobre el intervalo $4 \text{ TeV} < f < 10 \text{ TeV}$ para los tres casos. Las fracciones de decaimiento encontradas para el proceso $\eta \rightarrow ZWW$ en los valores extremos de f son los siguientes: $\text{Br}(\eta \rightarrow ZWW) \sim 10^{-2}$ en los tres escenarios para $f = 4 \text{ TeV}$, $\text{Br}(\eta \rightarrow ZWW) \sim 10^{-1}$ para $t_\beta = 2$ con $f = 10$

5.3. Análisis numérico de $\text{Br}(\eta \rightarrow ZH)$, $\text{Br}(\eta \rightarrow ZWW)$, $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma Z)$, $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$
 54 y $\text{Br}(\eta \rightarrow gg)$

TeV, $\text{Br}(\eta \rightarrow ZWW) \sim 10^{-2}$ para $t_\beta = 3, 4$ con $f = 10$ TeV. Por lo tanto, se observa que la región que tiene mayor importancia predictiva corresponde a f alrededor de 10 TeV para el escenario $t_\beta = 2$.

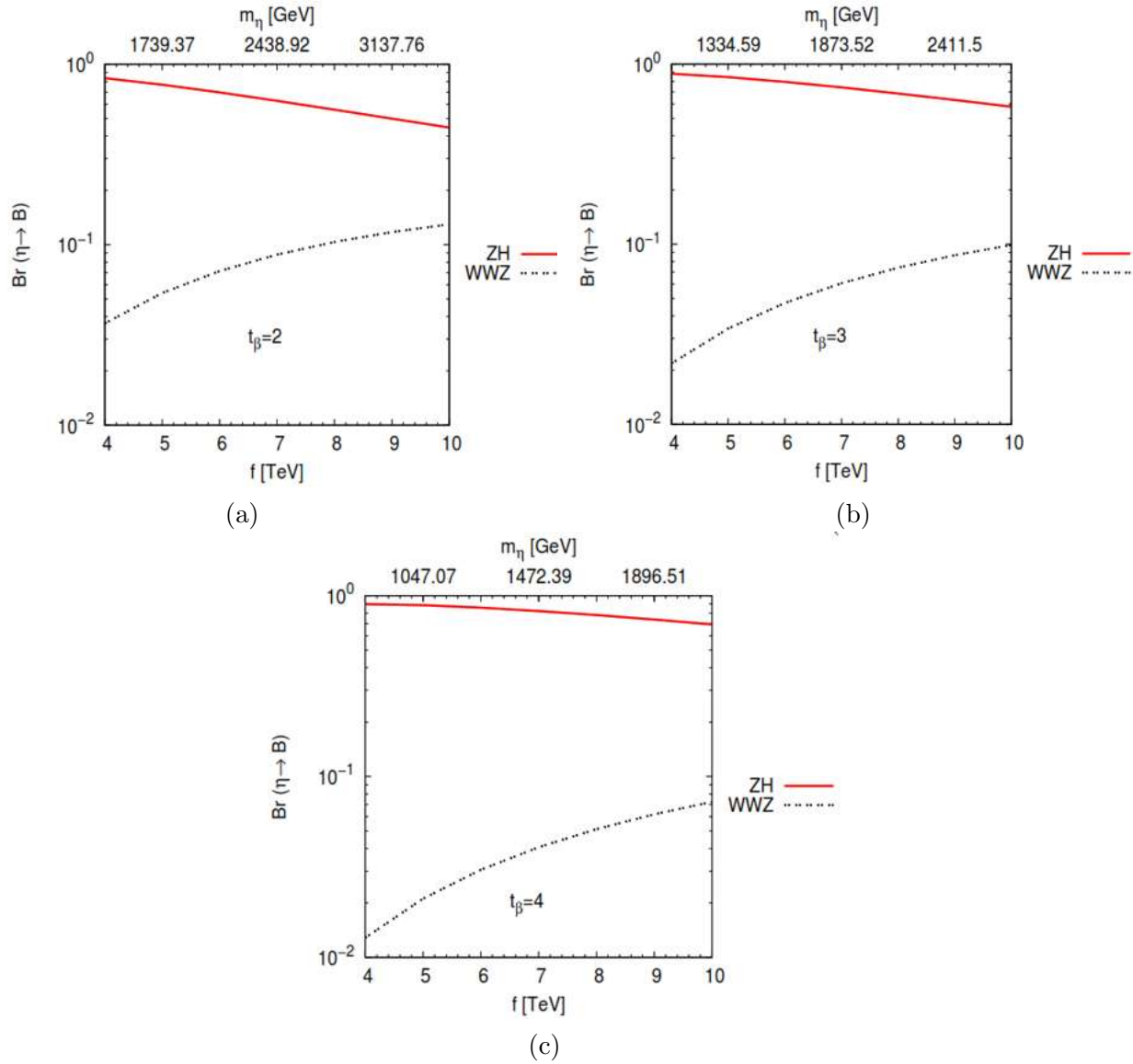


Figura 5.5: Fracciones de decaimiento para el proceso $\eta \rightarrow B$ ($B = ZH, ZWW$) como función de f con $t_\beta = 2, 3, 4$.

En la Figura 5.6, mostramos el comportamiento de las anchuras de decaimiento $\eta \rightarrow gg, \gamma\gamma, \gamma Z$ como función de la escala de energía f para $t_\beta = 2, 3, 4$. Se observa que en los tres

casos tiene el mismo comportamiento y se aprecia que la anchura de decaimiento dominante es para $\eta \rightarrow gg$. Específicamente, para $t_\beta = 4$ proporciona señales más altas para $\eta \rightarrow gg$ alrededor de $f = 4$ TeV con respecto a $t_\beta = 2$. Por otro lado, las anchuras de decaimiento encontradas para los procesos $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ y $\eta \rightarrow \gamma Z$ son los siguientes: $\Gamma(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \sim 10^{-6}$ GeV para $t_\beta = 2, 3$ sobre el intervalo $4 \text{ TeV} < f < 10 \text{ TeV}$, mientras que para $t_\beta = 4$ alcanza ser del orden de $10^{-5} - 10^{-6}$ GeV. Para el caso $\eta \rightarrow \gamma Z$ es del orden de 10^{-6} GeV para $t_\beta = 2, 3, 4$ en el intervalo $4 \text{ TeV} < f < 10 \text{ TeV}$. En la Figura 5.7, mostramos el comportamiento de las fracciones de decaimiento $\eta \rightarrow gg, \gamma\gamma, \gamma Z$ como función del parámetro f para $t_\beta = 2, 3, 4$. De este manera, se aprecia claramente que la fracción de decaimiento dominante corresponde al $\eta \rightarrow gg$ del orden de 10^{-4} alrededor de $f = 4$ TeV para $t_\beta = 4$. Las fracciones de decaimiento restantes resultan ser $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ para $t_\beta = 2$, $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \sim 10^{-7}$ para $t_\beta = 3, 4$, $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma Z) \sim 10^{-8}$ para $t_\beta = 2$, $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma Z) \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ para $t_\beta = 3, 4$ sobre el intervalo $4 \text{ TeV} < f < 10 \text{ TeV}$, respectivamente. Aquí, se observa que $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma\gamma)$ y $\text{Br}(\eta \rightarrow \gamma Z)$ proporcionan señales más altas para $t_\beta = 4$ alrededor de $f = 4$ TeV.

5.4. Estimación de la sección eficaz de producción del bosón η

Aquí presentamos un estudio aproximado para la sección eficaz de producción del pseudoescalar η en el contexto del SLHM en el LHC, que se descompone en diferentes estados finales mencionados anteriormente. En esta aproximación, la sección eficaz de producción a través de la fusión de gluones se puede calcular por medio de la ecuación (5.1). Para propósito de esta sección sólo sería necesario cambiar Φ^P por η , es así que a continuación presentamos la discusión numérica de dicha sección eficaz.

En la Figura 5.8, mostramos la sección eficaz para la producción de η como una función del parámetro f para $t_\beta = 2, 3, 4$. En las gráficas se observa que la región que tiene mayor importancia predictiva corresponde a f alrededor de 4 TeV. Debido a que la fracción de decaimiento para el proceso $\eta \rightarrow \gamma Z$ está muy suprimida, enfocaremos nuestro análisis en los decaimientos $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ y $\eta \rightarrow gg$. Para $f = 4$ TeV, la sección eficaz de producción de η con estados finales $\gamma\gamma$ son los siguientes: $\sigma(gg \rightarrow \eta \rightarrow \gamma\gamma) = 4.3081 \times 10^{-7}$ fb con $t_\beta = 2$, $\sigma(gg \rightarrow \eta \rightarrow \gamma\gamma) = 2.4596 \times 10^{-6}$ fb con $t_\beta = 3$ y $\sigma(gg \rightarrow \eta \rightarrow \gamma\gamma) = 1.4488 \times 10^{-5}$ fb para $t_\beta = 4$. Para el caso de las $\sigma(gg \rightarrow \eta \rightarrow gg)$ encontradas para $f = 4$ TeV son los siguientes: $\sigma(gg \rightarrow \eta \rightarrow gg) = 1.2687 \times 10^{-4}$ fb para $t_\beta = 2$, $\sigma(gg \rightarrow \eta \rightarrow gg) = 7.2438 \times 10^{-4}$ fb para $t_\beta = 3$ y $\sigma(gg \rightarrow \eta \rightarrow gg) = 4.2668 \times 10^{-3}$ fb para $t_\beta = 4$. Por lo tanto, concluimos que $\eta \rightarrow gg$ es el mecanismo de producción dominante, específicamente, para $t_\beta = 4$ alrededor de $f = 4$ TeV. También, encontramos que la sección eficaz de producción subdominante corresponde a pares $\gamma\gamma$ con $t_\beta = 4$, siendo del orden de 10^{-5} fb para $f = 4$ TeV.

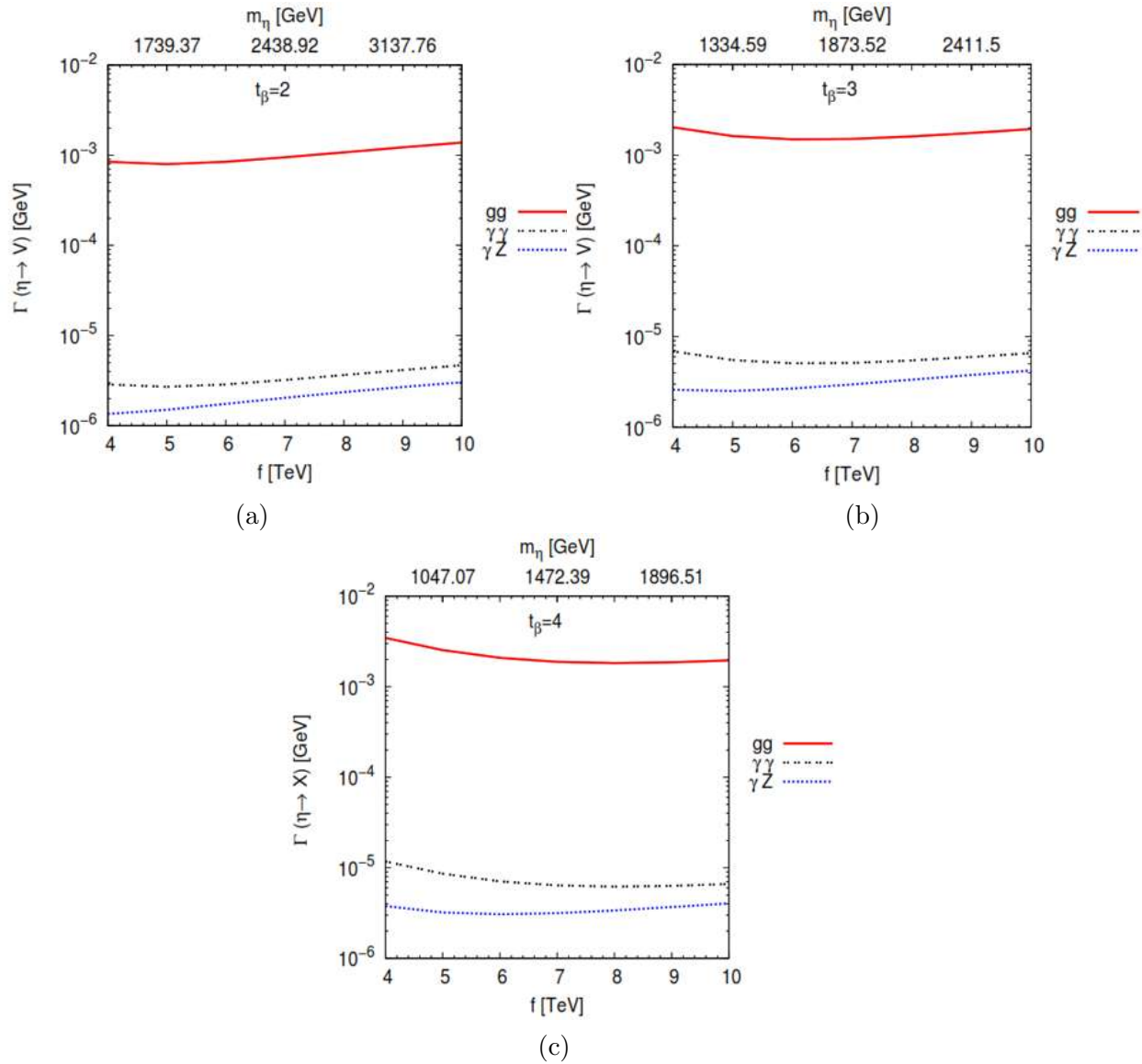


Figura 5.6: Anchuras de decaimiento para el proceso $\eta \rightarrow V$ ($V = gg, \gamma\gamma, \gamma Z$) como función de f con $t_\beta = 2, 3, 4$.

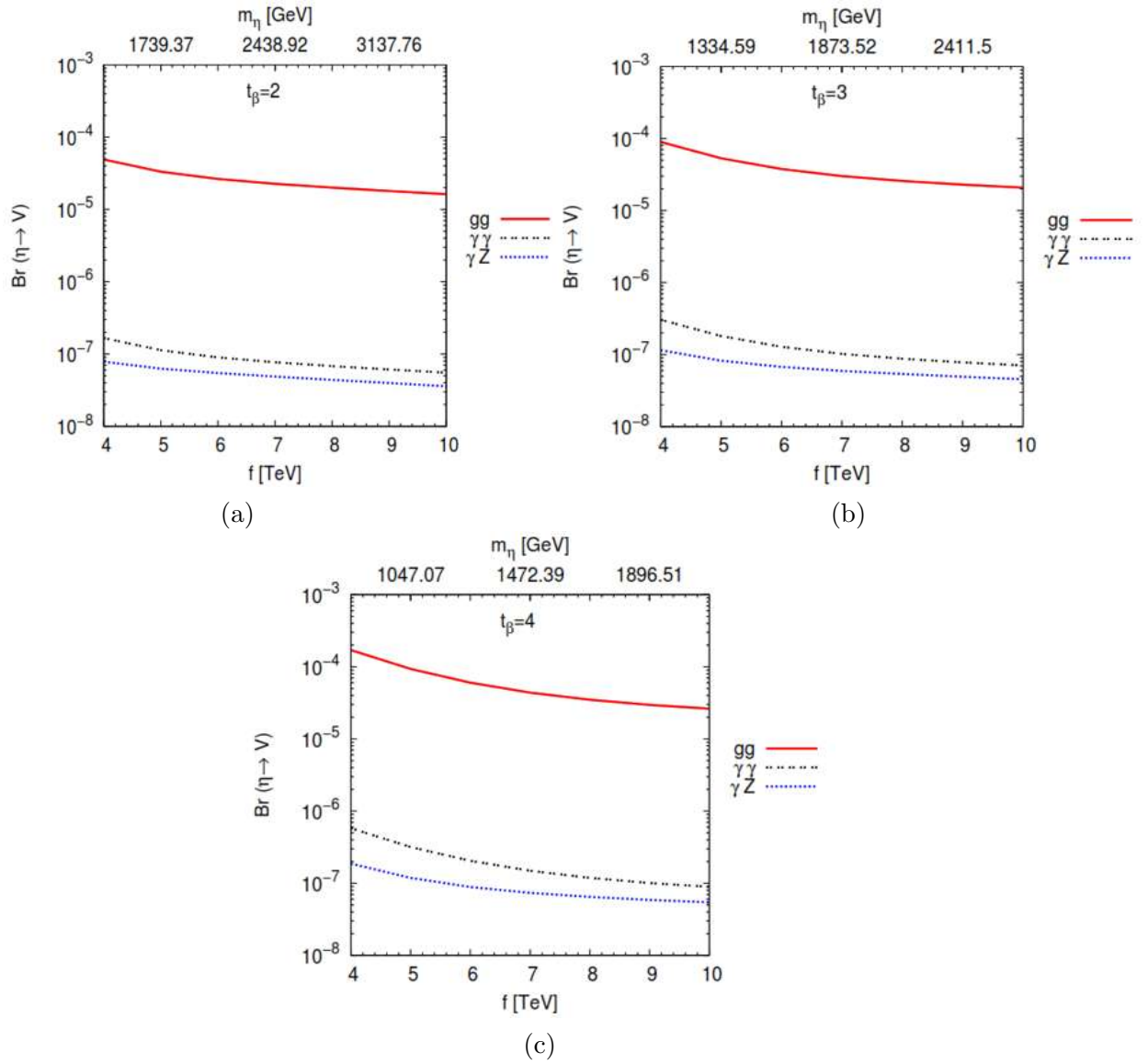


Figura 5.7: Fracciones de decaimiento para el proceso $\eta \rightarrow V$ ($V = gg, \gamma\gamma, \gamma Z$) como función de f con $t_\beta = 2, 3, 4$.

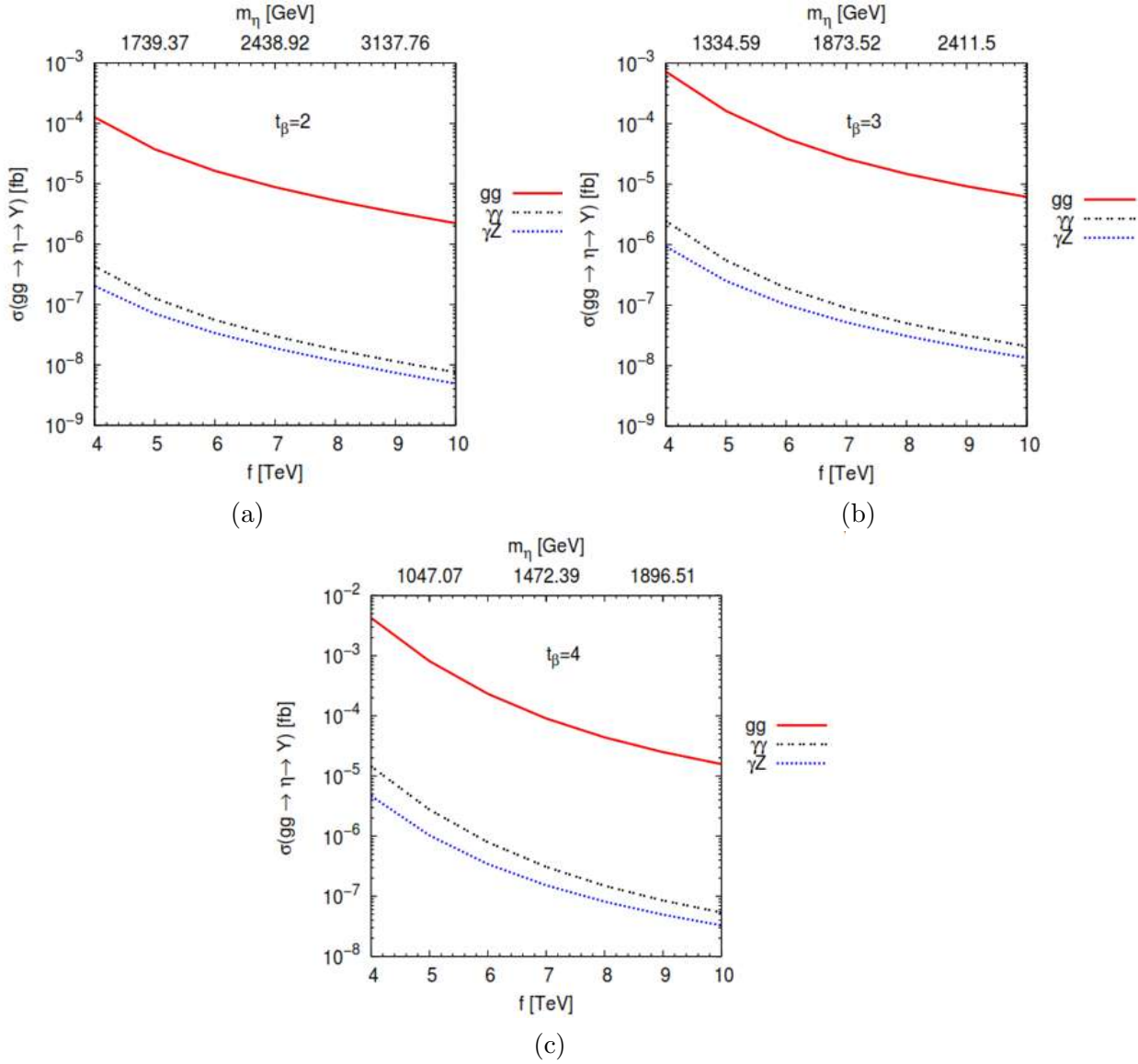


Figura 5.8: Sección eficaz para el proceso $\eta \rightarrow V$ ($V = gg, \gamma\gamma, \gamma Z$) como función de f con $t_\beta = 2, 3, 4$.

5.5. Estimación de la intensidad de acoplamiento $Z'\mu e$

Como ya se ha mencionado anteriormente, el cálculo ha sido desarrollado con el objetivo de estimar el parámetro $\Omega_{\mu e}$ como una función de la masa del bosón Z' , con el propósito de calcular la anchura de decaimiento del proceso $\mu \rightarrow e\gamma$ mediado por un bosón masivo Z' . El contexto en el que se ha desarrollado el análisis es a través de la conversión $\mu - e$ sobre núcleo de Titanio junto con el proceso $\mu \rightarrow e\gamma$, el cual subyace del lagrangiano renormalizable dado en la ecuación (3.39), en donde están incluidos tanto acoplamientos que cambian sabor como aquellos que lo conservan mediados por el bosón de norma Z' . De esta manera, podemos partir de la ecuación dada (4.36) para obtener el análisis numérico de la estimación de la intensidad de acoplamiento $\Omega_{\mu e}$. Para tal fin, utilizaremos el límite experimental superior sobre la fracción de decaimiento de la conversión $\mu - e$ en Titanio, el cual está dado como $CR(\mu Ti \rightarrow e Ti) < 4.3 \times 10^{-12}$ [5, 97]. Otros datos que vamos a utilizar son los siguientes: $s_W = \sqrt{0.23129}$, $m_\mu = 0.105658$, $m_e = 0.00051099$ y $m_\tau = 1.77686$.

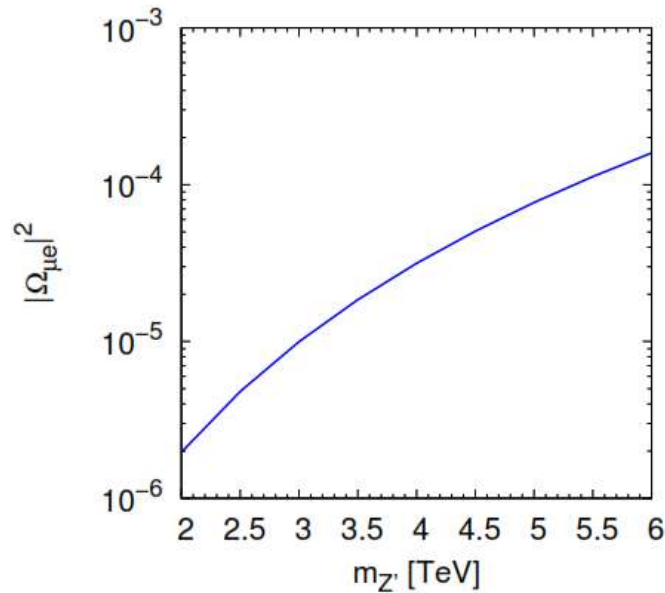


Figura 5.9: Intensidad del acoplamiento $Z'\mu e$ en función de la masa del bosón Z' .

En la Figura 5.9 se muestra el comportamiento del parámetro $|\Omega_{\mu e}|^2$ en dependencia de la masa del bosón Z' . Dado que los límites experimentales más recientes establecen a groso modo que la masa del bosón Z' es mayor que 2.9 TeV, proponemos un escenario de estudio fenomenológico entre 2 TeV a 6 TeV. En este sentido, se observa claramente que la $|\Omega_{\mu e}|^2 \sim 10^{-6} - 10^{-4}$ sobre el intervalo de $2 \text{ TeV} < m_{Z'} < 6 \text{ TeV}$.

5.6. Estimación de la fracción de decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu e$

Para llevar a cabo la evaluación numérica de la fracción de decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu e$, partiremos de las ecuaciones (4.44) y (4.45). Además, la anchura de decaimiento total del bosón Z' están incluidos tanto modos de decaimiento que violan sabor como aquellos que lo conservan [76, 98, 99], es decir, $\nu_e \bar{\nu}_e, \nu_\mu \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau \bar{\nu}_\tau, e \bar{e}, \mu \bar{\mu}, \tau \bar{\tau}, u \bar{u}, c \bar{c}, t \bar{t}, d \bar{d}, s \bar{s}, b \bar{b}, \bar{u} c + u \bar{c}, \bar{t} c + t \bar{c}, \bar{\tau} \mu + \tau \bar{\mu}$. En este sentido, los datos que vamos a utilizar son los siguientes: $\Delta \text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{Exp} = 0.6 \times 10^{-9}$ [71], $m_\mu = 0.10565$ GeV, $m_e = 0.00051099$ GeV, $\tau_{B_s^0} = 2.2876 \times 10^{12}$ GeV⁻¹ [5], $m_{B_s^0} = 5.3668$ GeV [5], $f_{B_s^0} = 0.230$ GeV [100, 101] y $y_s = 0.065$ [5]. Para el análisis de la fracción de decaimiento de $B_s^0 \rightarrow \mu e$, vamos a considerar el parámetro $\Omega_{\mu e}$ que surge de considerar $\Omega_{\tau e} \Omega_{\tau e} \approx \Omega_{\mu e}$, el cual es derivado de la fracción de decaimiento de la conversión $\mu - e$ en núcleo de titanio. En este sentido, la Figura 5.10 muestra que el bosón Z_η proporciona el límite más fuerte, mientras que el más suprimido es para Z_χ . Particularmente, para $m_{Z'} = 4$ TeV, las $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu e)$ encontradas son las siguientes: para el caso Z_S es 2.90×10^{-13} , para el caso Z_{LR} es 5.43×10^{-13} , para el caso Z_χ es 2.09×10^{-13} , para el caso Z_ψ es 1.13×10^{-12} y para el caso Z_η es 2.82×10^{-12} . Finalmente, citamos algunos resultados previos de la $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu e)$ para efectos de comparación con nuestras estimaciones realizadas. De este modo, el límite superior predicho por el modelo Littlest Higgs con paridad T es del orden de 10^{-15} [102], mientras que en el modelo de CNCS mediado por bosón Z es menor que 4.7×10^{-18} [103], y en el modelo escalar de leptoquark se estima ser menor que 3.2×10^{-9} [104].

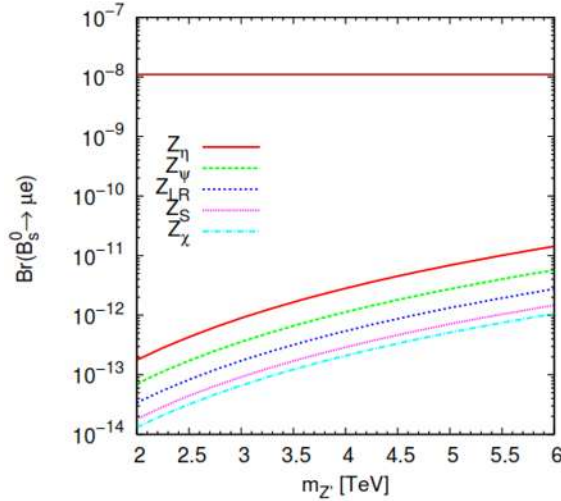


Figura 5.10: La $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu e)$ como una función de $m_{Z'}$. La línea horizontal es límite superior experimental $\text{Br} < 1.1 \times 10^{-8}$ [5].

5.7. Análisis numérico del momento dipolar cromomagnético

En esta sección, se analizará la contribución del MDCM del quark top en el contexto del SLHM. Recordemos que en la sección 2.5, hemos discutido brevemente sobre el momento dipolar cromoelectromagnético del quark top, el cual se ha estudiado en diferentes contextos. Recientemente, esta propiedad ha sido analizada en el marco del ME en la referencia [41], por lo tanto, enfocaremos nuestro trabajo para estudiar la contribución de la nueva física referente al MDCM del quark top. En el ME ha sido estimado que al MDCM del quark top a nivel de un lazo es de $-1.20 \times 10^{-3} - 1.23 \times 10^{-3}i$ [41]. Este resultado es la predicción teórica total para $q^2 = 0$, en este caso, la contribución al vértice de tres gluones no se tomó en cuenta, dado que es divergente. Por otro lado, la colaboración experimental CMS reporta límites de exclusión en la parte real y en la parte imaginaria del MDCM con un 95 % de nivel de confianza basado en colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 8$ TeV. Los límites encontrados son los siguientes: $-0.053 < \text{Re}(\hat{\mu}_t) < 0.026$ y $-0.068 < \text{Im}(\hat{d}_t) < 0.067$ [85]. El análisis numérico se hará en dos casos: para $q^2 = 0$ y para $q^2 \neq 0$. Para llevar a cabo esta tarea se utilizó la paquetería Package-X [87] para las evaluaciones numéricas. Posteriormente, los resultados obtenidos se verificaron con paquetería LoopTools [89], este último software es útil solo en algunos casos. Por otro lado, el MDCM se estudiará en función de la nueva escala de energía f . Por lo tanto, proponemos un escenario de energías comprendidos entre 4 TeV y 10 TeV para el estudio fenomenológico. Específicamente, el rango de esta nueva escala de energía es acorde con el límite inferior establecido por varios observables[105, 106]. A continuación se hará la discusión numérica de la siguiente manera.

5.7.1. Discusión numérica para el escenario $q^2 = 0$

Las estimaciones encontradas para el MDCM del quark top mediado por un bosón de Higgs y un pseudoescalar η se muestran en la Figura 5.11. Podemos apreciar que ambos casos tienen el mismo comportamiento, es decir, son decrecientes conforme la escala de energía f crece. Los valores computados para $\hat{\mu}_H$ se encuentran del orden de 10^{-5} para los $t_\beta = 2, 3$, mientras que para $t_\beta = 4$ alcanzan ser del orden de $10^{-4} - 10^{-5}$. De mismo modo, la $\hat{\mu}_\eta$ encontrada para estos tres escenarios son del orden de $10^{-6} - 10^{-7}$, respectivamente. Notemos que en estos casos, el escenario $t_\beta = 4$ proporciona límites más altos en todo el intervalo de de energía f con respecto a los escenarios $t_\beta = 2, 3$. Además, se aprecia claramente que la región que tiene mayor importancia predictiva corresponde a f alrededor de 4 TeV para los tres escenarios. En particular, para $f = 4$ TeV se encuentra que la contribución ofrecida por $\hat{\mu}_H$ para el parámetro $t_\beta = 4$ es un orden de magnitud menor que la estimación del ME; mientras que la contribución para $\hat{\mu}_\eta$ alcanza ser tres ordenes de magnitud más suprimidos comparados con la predicción del ME. Es importante mencionar

que la predicción del ME es de 1.95×10^{-3} [41], esto surge cuando circula quark top y un bosón de Higgs en el lazo.

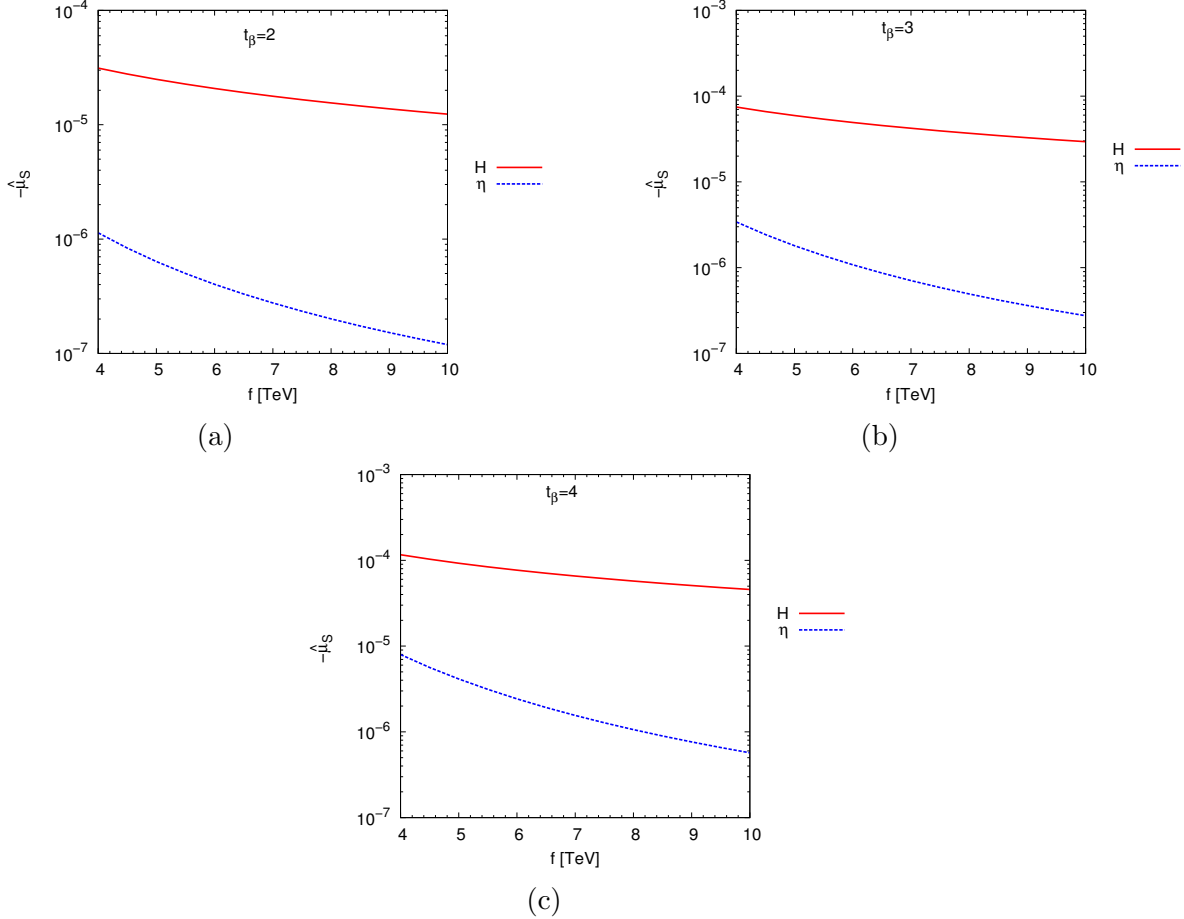


Figura 5.11: La $\hat{\mu}_S$ ($S = H, \eta$) como función de la nueva escala energía f con $t_\beta = 2, 3, 4$.

La contribución de bosones de norma pesados se muestra en la Figura 5.12. Aquí, X es un nuevo bosón de norma cargado y Y^0 representa un bosón pesado neutro. Con referencia a la información anterior, encontramos que la contribución del MDCM mediado por un bosón X son los siguientes: $\hat{\mu}_X \sim 10^{-8} - 10^{-10}$ para $t_\beta = 2$, $\hat{\mu}_X \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ para $t_\beta = 3, 4$. Encontramos que para los escenarios $t_\beta = 3, 4$ alrededor de $f = 4$ TeV alcanzan ser un orden de magnitud menor comparado con el valor encontrado sobre la parte real de $\hat{\mu}_W$ en el ME, siendo igual a -2.64×10^{-6} [41]. Por otro lado, la $\hat{\mu}_{Y^0}$ estimada son los siguientes: $\hat{\mu}_{Y^0} \sim 10^{-9} - 10^{-10}$ para $t_\beta = 2$, $\hat{\mu}_{Y^0} \sim 10^{-8} - 10^{-10}$ para $t_\beta = 3, 4$. Observemos que la región con mayor importancia predictiva corresponde a f alrededor de 4 TeV para $t_\beta = 3, 4$, siendo $\hat{\mu}_{Y^0} \sim 10^{-8}$ para ambos casos. En este rango de energía encontramos que

son cinco ordenes de magnitud más suprimidos en comparación con la predicción del ME cuando se trata de la contribución del bosón Z , la cual resulta ser $\hat{\mu}_Z = -1.85 \times 10^{-3}$ [41]. Cabe resaltar que las masas de estos bosones de norma pesados son dependientes de la nueva escala de energía f . Además, dichas masas son iguales en acuerdo al marco teórico que estamos estudiando. Por lo tanto, observamos que la región de análisis para f corresponde a un intervalo de masa de $1.78123 \text{ TeV} < m_V < 4.45307 \text{ TeV}$. Específicamente, las m_V estimadas son los siguientes: 2.22654 TeV para $f = 5$, 3.11715 TeV para $f = 7$, y 4.00777 TeV para 9 TeV.

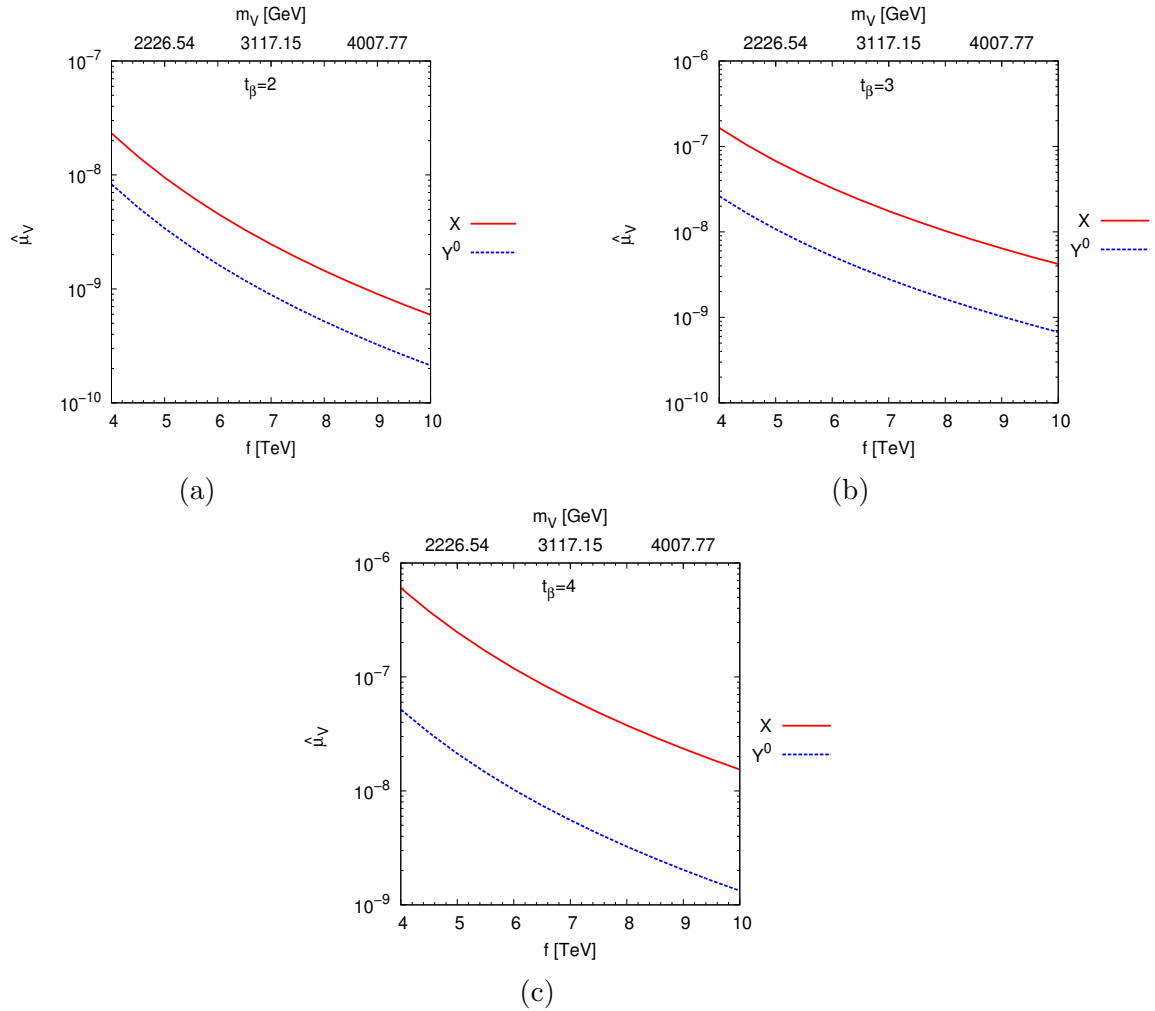


Figura 5.12: La $\hat{\mu}_V$ ($V = X, Y^0$) como función de f con $t_\beta = 2, 3, 4$.

En la figura 5.13 se muestra la contribución del MDCM mediado por un bosón Z' en función del parámetro f . Notemos que esta contribución solo es dependiente de la nueva escala de energía f , mientras que las otras contribuciones estudiadas anteriormente dependen tanto de f y de otros parámetros tales como t_β y x_λ . Además, se observa que tiene un buen comportamiento y es decreciente conforme crece f . Otro parámetro que es dependiente de f es la masa del nuevo boson Z' , donde el valor mínimo corresponde a $m_{Z'} = 2.16835$ TeV y el valor máximo encontrado es $m_{Z'} = 5.42087$ TeV. En base a la información anterior, la $\hat{\mu}_{Z'}$ computada es del orden de 10^{-8} en el intervalo $[4,9.2]$ TeV, mientras que en el intervalo $[9.3,10]$ TeV alcanza ser del orden de 10^{-9} . En contraste de un orden de magnitud menor donde surge el bosón Z'_{LR} en los escenarios con conservación de CP en el contexto de teorías de gran unificación (ver referencia [41]). Finalmente, la

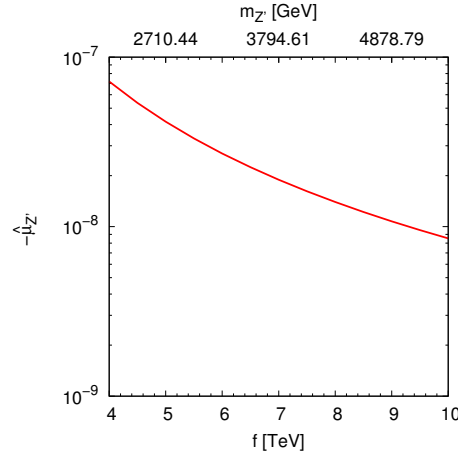


Figura 5.13: La $\hat{\mu}_{Z'}$ como función de f , donde asumimos que $t_\beta = 2, 3, 4$.

contribución total de nueva física relacionada con el MDCM del quark top está conformado por las siguientes contribuciones

$$\hat{\mu}_t = \hat{\mu}_S + \hat{\mu}_V + \hat{\mu}_{Z'}. \quad (5.3)$$

A continuación resumiremos algunos valores de la contribución total del MDCM del quark top en la Tabla 5.1. De lo anterior es claro que la $\hat{\mu}_t$ encontrada es del orden de 10^{-5} en todo el intervalo de energía f para los parámetros $t_\beta = 2, 3$. En cuanto al parámetro $t_\beta = 4$, la $\hat{\mu}_t$ alcanza ser $\hat{\mu}_t \sim 10^{-4} - 10^{-5}$. En este sentido, notamos en todos los casos que nuestras predicciones para $\hat{\mu}_t$ están a uno o dos ordenes de magnitud por debajo de los valores predichos por el ME, sin embargo, estos resultados se encuentran dentro de la región acotada por el experimento.

f [TeV]	$-\hat{\mu}_t$		
	$t_\beta = 2$	$t_\beta = 3$	$t_\beta = 4$
4.0	3.244×10^{-5}	7.782×10^{-5}	1.236×10^{-4}
6.0	2.115×10^{-5}	5.039×10^{-5}	7.913×10^{-5}
8.0	1.571×10^{-5}	3.734×10^{-5}	5.837×10^{-5}
10.0	1.251×10^{-5}	2.969×10^{-5}	4.630×10^{-5}

Tabla 5.1: La estimación de $\hat{\mu}_t$ para $t_\beta = 2, 3, 4$.

5.7.2. Discusión numérica para el escenario $q^2 \neq 0$

A continuación se presentan las evaluaciones numéricas para los escenarios $q^2 = m_Z^2$ y $q^2 = -m_Z^2$. La Figura 5.14 muestra la contribución del MDCM mediada por H para $t_\beta = 2, 3, 4$, el cual solo resulta una parte real y negativa. Se puede apreciar que los valores computados son de mismo orden de magnitud para ambos escenarios. Además, encontramos que la contribución dominante surge para el caso $t_\beta = 4$, siendo del orden 10^{-4} para $f = 4$ TeV. La Figura 5.15 muestra la contribución del pseudoescalar η para $t_\beta = 2, 3, 4$, notemos que su comportamiento son bastante similares a los del caso del bosón H . Se observa que en este caso los valores están muy cerca uno del otro y también solo tiene valores reales negativos. En particular para $f = 4$ TeV alcanza ser del orden de 10^{-6} para los tres casos. Los valores obtenidos para los parámetros $t_\beta = 2, 3, 4$ se listan en la Tabla 5.2 y en la Tabla 5.3.

Las Figuras 5.16 y 5.17 presentan la contribución del MDCM mediada por el bosón X con $t_\beta = 2, 3, 4$ para los escenarios $q^2 = m_Z^2, -m_Z^2$, los cuales se discuten a continuación. La Figura 5.16 muestra el comportamiento del bosón X para el escenario $q^2 = m_Z^2$, donde encontramos partes reales e imaginarios con valores negativos. También, se puede apreciar que la contribución dominante surge para el caso $t_\beta = 4$ en las dos partes, es decir, parte real e imaginaria. El comportamiento para dicho escenario es muy similar para los tres casos, donde las curvas de valores computadas son aproximadamente constantes en cada caso considerado. En este sentido, las estimaciones encontradas son las siguientes: para $t_\beta = 2$ alcanza ser del orden de 10^{-3} , para $t_\beta = 3, 4$ son del orden de 10^{-2} . Con respecto a la parte imaginaria es un orden de magnitud menor en comparación con la parte real cuando se trata de los parámetros $t_\beta = 2$ y $t_\beta = 3$. Para el caso $t_\beta = 4$ tiene el mismo orden de magnitud, siendo 10^{-2} tanto para la parte real e imaginaria. Por otro lado, el escenario $q^2 = -m_Z^2$ se comporta como una función decreciente para los tres casos considerados (ver Figura 5.17). La estimación calculada es tres ordenes más pequeña en comparación con el escenario $q^2 = m_Z^2$, además, solo produce valores reales positivos. Cabe resaltar que el escenario $q^2 = m_Z^2$ proporciona partes reales e imaginarias, mientras que el escenario $q^2 = -m_Z^2$ solo produce partes reales. En resumen, algunos valores específicos se describen

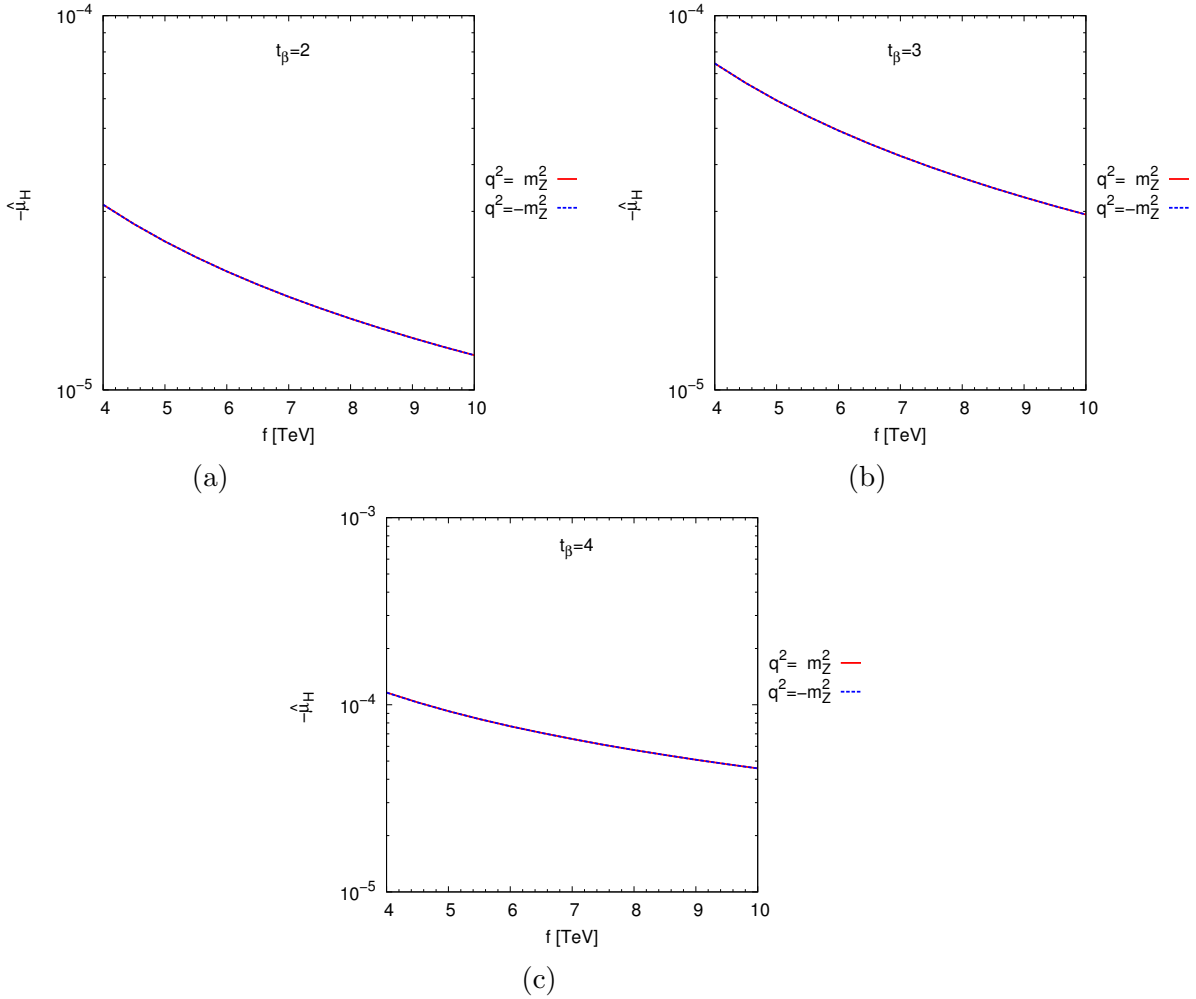


Figura 5.14: La $\hat{\mu}_H$ como función de la nueva escala energía f generado por $q^2 = m_Z^2, -m_Z^2$, considerando que $t_\beta = 2, 3, 4$.

en la Tabla 5.2 y en la Tabla 5.3.

La contribución al MDCM del quark top mediado por el bosón de norma Y^0 se muestra en la Figura 5.18, donde consideramos que $t_\beta = 2, 3, 4$ con $q^2 = m_Z^2, -m_Z^2$. Se observa que la contribución dominante surge para el escenario $q^2 = m_Z^2$ en todos los casos que se han considerado. Además, la región con mayor importancia predictiva corresponde a f alrededor de 4 TeV en los tres casos, siendo $\hat{\mu}_{Y^0} \sim 10^{-5}$. Otra característica de este escenario es que produce exactamente el mismo resultado para los parámetros $t_\beta = 3$ y $t_\beta = 4$ en todo el rango de energía f . Por ejemplo, para $f = 4$ TeV, la $\hat{\mu}_{Y^0} \simeq 4.162 \times 10^{-5}$ para ambos parámetros (otros valores se pueden ver en la Tabla 5.2). Con respecto al

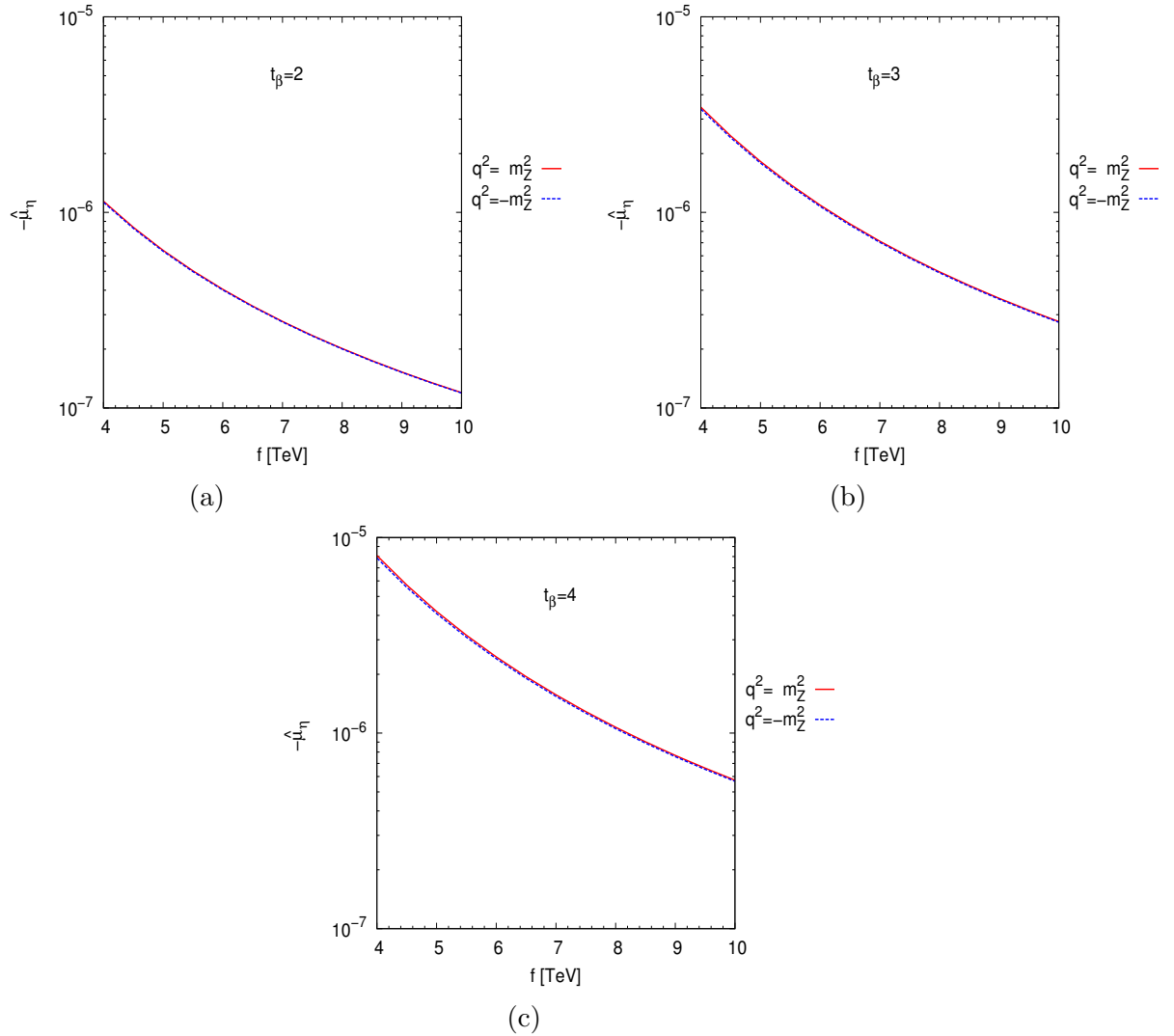


Figura 5.15: La $\hat{\mu}_\eta$ como función de la nueva escala energía f con $t_\beta = 2, 3, 4$. El comportamiento de $\hat{\mu}_\eta$ es generado por $q^2 = m_Z^2, -m_Z^2$.

escenario $q^2 = -m_Z^2$, la estimación computada es tres ordenes de magnitud más pequeña comparado con el escenario $q^2 = m_Z^2$ en algunos casos. Particularmente, para $f = 4$ TeV es del orden de 10^{-8} con $t_\beta = 3, 4$. Cabe señalar que para $t_\beta = 3$ y $t_\beta = 4$ se tienen valores reales positivos. Así que para más valores calculados de los parámetros $t_\beta = 2, 3, 4$ se dan a conocer en la Tabla 5.2 y en la Tabla 5.3. La contribución para el bosón de norma Z' se muestra en la Figura 5.19 para los escenarios $q^2 = m_Z^2, -m_Z^2$, el cual es función de la escala de energía f . Nuevamente, se observa que la contribución dominante es para $q^2 = m_Z^2$. El

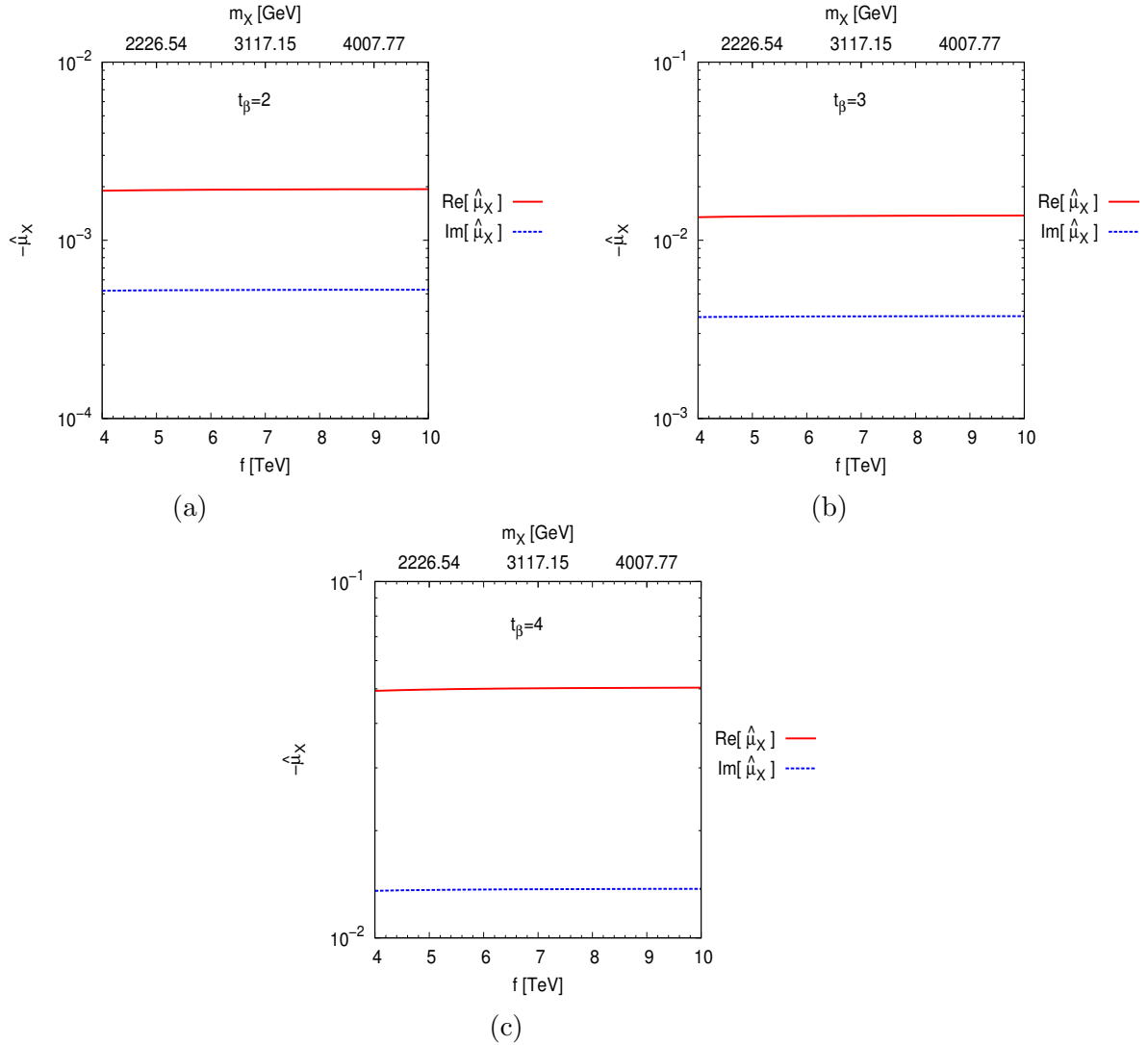


Figura 5.16: La $\text{Re}[\hat{\mu}_X]$ como función de la nueva escala energía f generado por $q^2 = m_Z^2$, asumiendo que $t_\beta = 2, 3, 4$. La $\text{Im}[\hat{\mu}_X]$ dependiente de la escala de energía f para los parámetros $t_\beta = 2, 3, 4$ con $q^2 = m_Z^2$.

comportamiento de los valores encontrados es aproximadamente constante, donde resulta que $\hat{\mu}_{Z'} \sim 10^{-3}$ en todo el intervalo de análisis. En cuanto al escenario $q^2 = -m_Z^2$, la estimación encontrada es cinco órdenes más suprimidos en comparación con el escenario $q^2 = m_Z^2$ en todo el rango de energía f . En este escenario, se puede ver que la región con mayor importancia predictiva corresponde a f alrededor de 4 TeV con $\hat{\mu}_{Z'} \simeq -7.188 \times 10^{-8}$.

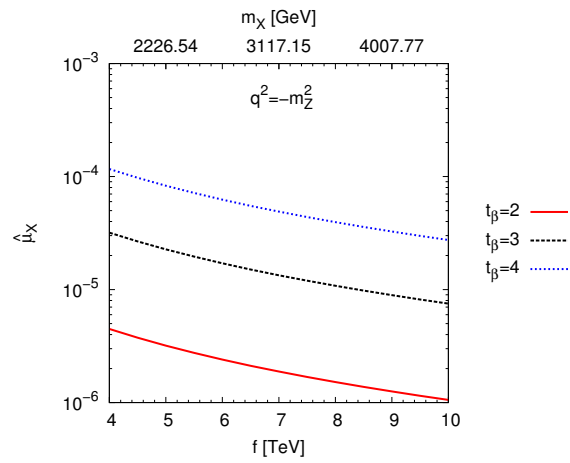


Figura 5.17: La $\hat{\mu}_X$ como función de la nueva escala energía f generado por $q^2 = -m_Z^2$, considerado que $t_\beta = 2, 3, 4$.

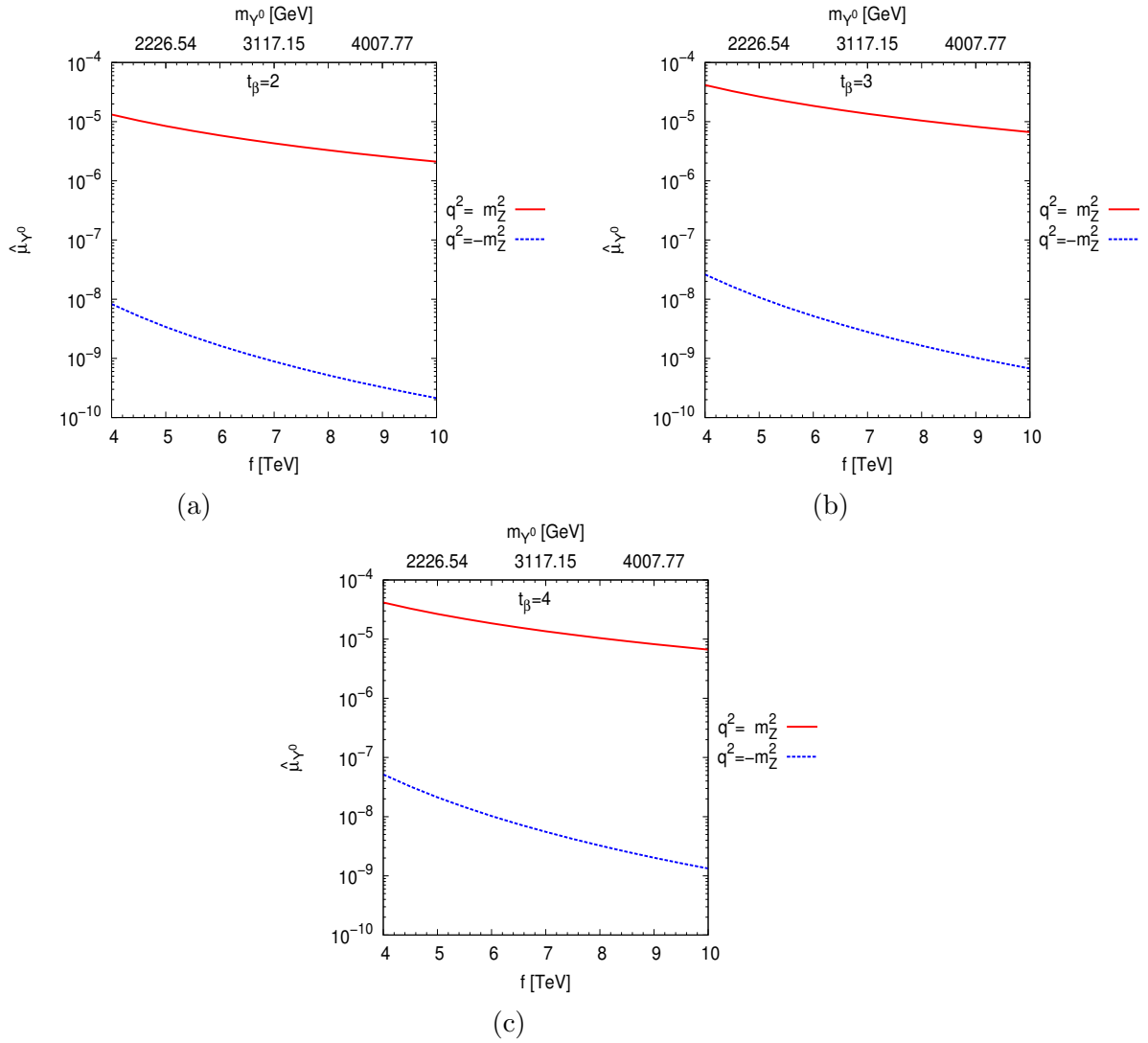


Figura 5.18: La $\hat{\mu}_{\gamma^0}$ como función de la nueva escala energía f para $q^2 = m_Z^2, -m_Z^2$, asumiendo que $t_\beta = 2, 3, 4$.

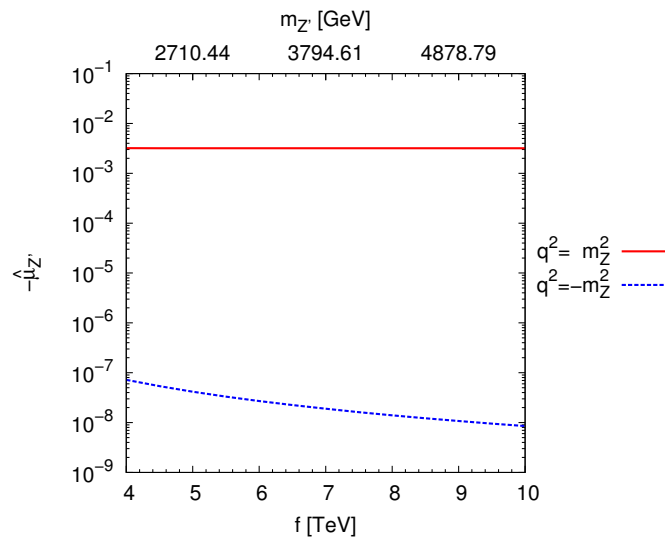


Figura 5.19: La $\hat{\mu}_{Z'}$ como función de f para los escenarios $q^2 = m_{Z'}^2, -m_{Z'}^2$.

Finalmente, resumimos algunos valores específicos del MDCM del quark top para los escenarios $q^2 = m_Z^2, -m_Z^2$, los cuales se listan en la Tabla 5.2 y en la Tabla 5.3.

$\hat{\mu}_t(m_Z^2)$	$f = 4 \text{ TeV}$		
	$t_\beta = 2$	$t_\beta = 3$	$t_\beta = 4$
H	-3.127×10^{-5}	-7.454×10^{-5}	-1.163×10^{-4}
η	-1.142×10^{-6}	-3.454×10^{-6}	-8.094×10^{-6}
X	$-0.00189 - 0.000521i$	$-0.01348 - 0.00371i$	$-0.04934 - 0.01356i$
Y^0	1.317×10^{-5}	4.162×10^{-5}	4.162×10^{-5}
Z'	-3.19×10^{-3}		
$\hat{\mu}_t(m_Z^2)$	$f = 7 \text{ TeV}$		
	$t_\beta = 2$	$t_\beta = 3$	$t_\beta = 4$
H	-1.774×10^{-5}	-4.218×10^{-5}	-6.567×10^{-5}
η	-2.770×10^{-7}	-7.124×10^{-7}	-1.569×10^{-6}
X	$-0.00194 - 0.00053i$	$-0.01371 - 0.00374i$	$-0.05017 - 0.01369i$
Y^0	4.304×10^{-6}	1.360×10^{-5}	1.360×10^{-5}
Z'	-3.18×10^{-3}		
$\hat{\mu}_t(m_Z^2)$	$f = 10 \text{ TeV}$		
	$t_\beta = 2$	$t_\beta = 3$	$t_\beta = 4$
H	-1.238×10^{-5}	-2.941×10^{-5}	-4.574×10^{-5}
η	-1.197×10^{-7}	-2.766×10^{-7}	-5.742×10^{-7}
X	$-0.00192 - 0.00053i$	$-0.01377 - 0.00375i$	$-0.05037 - 0.01373i$
Y^0	2.109×10^{-6}	6.668×10^{-6}	6.668×10^{-6}
Z'	-3.17×10^{-3}		

Tabla 5.2: La estimación de $\hat{\mu}_t$ con $t_\beta = 2, 3, 4$ para el escenario $q^2 = m_Z^2$. Nótese que la contribución debido al nuevo bosón Z' es independiente de los parámetros t_β .

$\hat{\mu}_t(-m_Z^2)$	$f = 4 \text{ TeV}$		
	$t_\beta = 2$	$t_\beta = 3$	$t_\beta = 4$
H	-3.126×10^{-5}	-7.451×10^{-5}	-1.162×10^{-4}
η	-1.126×10^{-6}	-3.374×10^{-6}	-7.856×10^{-6}
X	4.479×10^{-6}	3.185×10^{-5}	1.165×10^{-4}
Y^0	8.278×10^{-9}	2.616×10^{-8}	5.174×10^{-8}
Z'	-7.188×10^{-8}		
$\hat{\mu}_t(-m_Z^2)$	$f = 7 \text{ TeV}$		
	$t_\beta = 2$	$t_\beta = 3$	$t_\beta = 4$
H	-1.774×10^{-5}	-4.218×10^{-5}	-6.565×10^{-5}
η	-2.752×10^{-7}	-7.028×10^{-7}	-1.540×10^{-6}
X	1.881×10^{-6}	1.337×10^{-5}	4.893×10^{-5}
Y^0	8.856×10^{-10}	2.798×10^{-9}	5.535×10^{-9}
Z'	-1.894×10^{-8}		
$\hat{\mu}_t(-m_Z^2)$	$f = 10 \text{ TeV}$		
	$t_\beta = 2$	$t_\beta = 3$	$t_\beta = 4$
H	-1.238×10^{-5}	-2.941×10^{-5}	-4.573×10^{-5}
η	-1.192×10^{-7}	-2.742×10^{-7}	-5.667×10^{-7}
X	1.056×10^{-6}	7.51×10^{-6}	2.747×10^{-5}
Y^0	2.128×10^{-10}	6.726×10^{-10}	1.33×10^{-9}
Z'	-8.535×10^{-9}		

Tabla 5.3: La estimación de $\hat{\mu}_t$ con $t_\beta = 2, 3, 4$ para el escenario $q^2 = -m_Z^2$. De manera similar al caso anterior, la contribución debido al bosón Z' es independiente de los parámetros t_β .

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo se han estudiado varios desarrollos teóricos importantes, los cuales están relacionados con los modelos del pequeño Higgs, teorías de gran unificación y la conversión $\mu - e$. En primer lugar se ha hecho una descripción breve de dos modelos, en específico, el LTHM y SLHM. En este contexto, se estudió la fenomenología de la partícula pseudoscalar cuya masa podría ser del orden de unidades de TeV. En esta línea, se analizaron los decaimientos Φ^P y η a nivel de un lazo. En segundo lugar, se realizaron otros estudios de los siguientes procesos: el decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$ mediado por un bosón Z' a nivel de un lazo para insertarlo en la conversión $\mu - e$, el decaimiento mesónico $B_s^0 \rightarrow \mu e$ a nivel de árbol y el MDCM del quark top a nivel de un lazo en el contexto del SLHM. Todos estos estudios fenomenológicos son de interés en la comunidad de física de partículas tanto teórica y experimental, dado que ofrecen una buena oportunidad para obtener información sobre la nueva física que está más allá del ME. A continuación se dan a conocer los resultados más relevantes.

Los decaimientos de Φ^P y η

- Las amplitudes de los decaimientos, tanto para la partícula Φ^P como η son finitas, dado que no contienen divergencias ultravioletas.
- Encontramos que la anchura de decaimiento donde Φ^P decae a dos bosones W es la dominante, la cual es del orden de 10^{-6} GeV.
- Hemos calculado la sección eficaz de producción de Φ^P , donde empleamos la sección eficaz de Breit-Wigner. La contribución dominante cae para el proceso $\Phi^P \rightarrow WW$. De esta manera, encontramos la correspondiente $\sigma(gg \rightarrow \Phi^P \rightarrow WW)$ es del orden de 10^{-8} fb para $f = 2$ TeV.

- En cuanto a la anchura de decaimiento de $\eta \rightarrow gg$ se refiere, se estima que es del orden de 10^{-3} GeV para los escenarios $t_\beta = 3, 4$ alrededor de $f = 4$ TeV, siendo esta la contribución dominante.
- También hemos calculado la sección eficaz de producción para el pseudoescalar η . La contribución dominante cae para el proceso $\eta \rightarrow gg$, donde encontramos que $\sigma(gg \rightarrow \eta \rightarrow gg)$ es 4.2668×10^{-3} fb para $f = 4$ TeV con $t_\beta = 4$.

Intensidades de acoplamiento $Z'\mu e$, $Z'bs$, y el decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu e$

Se ha realizado el análisis del decaimiento $\mu \rightarrow e\gamma$, donde hay efectos de violación de sabor leptónico mediada por un bosón Z' bajo el esquema de la conversión $\mu - e$. En este enfoque, se ha estimado la intensidad del acoplamiento $Z'\mu e$ y hemos encontrado que $|\Omega_{\mu e}|^2 \simeq 3.1499 \times 10^{-5}$ para $m_{Z'} = 4$ TeV. Por otro lado, se estimó la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ a partir de datos experimentales relacionados con el decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, donde hemos encontrado que el bosón Z_η es el responsable de la señal más alta, con $|\Omega_{bs}|^2 = [10^{-4}, 10^{-2}]$ para $m_{Z'} = [2, 6]$ TeV, mientras que para el mismo intervalo de masa, el bosón Z_χ proporciona la señal más baja, siendo $|\Omega_{bs}|^2 = [10^{-5}, 10^{-3}]$. Estos resultados encontrados sobre los parámetros que violan sabor se utilizaron para predecir la fracción de decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu e$. El proceso $B_s^0 \rightarrow \mu e$ es mediado por el bosón Z' , el cual se induce a nivel árbol. La fracción de decaimiento dominante es del orden de 10^{-11} en el intervalo de $m_{Z'} = [5.5, 6]$, para el modelo donde surge el bosón Z'_η .

El momento dipolar cromomagnético del quark top en el contexto del SLHM

Se ha estudiado el MDCM del quark top del ME en el marco teórico del SLHM. Esta propiedad física se ha abordado en dos escenarios: una cuando se considera $q^2 = 0$ y la otra cuando se asume $q^2 \neq 0$.

Para el escenario $q^2 = 0$

- Las estimaciones encontradas para el MDCM del quark top mediado por un bosón de Higgs y un pseudoescalar η tienen el mismo comportamiento, es decir, son decrecientes conforme la escala de energía f crece. Notemos que en estos casos la región que tiene mayor importancia predictiva corresponde a f alrededor de 4 TeV para $t_\beta = 2, 3, 4$. En particular, para $f = 4$ TeV se encuentra que la contribución ofrecida por $\hat{\mu}_H$ con $t_\beta = 4$ es un orden de magnitud menor que la estimación predicha por ME; mientras que la contribución para $\hat{\mu}_\eta$ es tres ordenes de magnitud más suprimida comparada con la predicción del ME.

- Además, se ha estudiado el MDCM mediado por bosones de norma pesados. Encontramos que la contribución proveniente de un bosón X , para los escenarios $t_\beta = 3, 4$ alrededor de $f = 4$ TeV es un orden de magnitud menor que el valor encontrado sobre la parte real de $\hat{\mu}_W$ en el ME. Por otro lado, $\hat{\mu}_{Y^0}$ es del orden de $10^{-8} - 10^{-10}$ para $t_\beta = 3, 4$. Por lo tanto, se establece que la región con mayor importancia predictiva corresponde a f alrededor de 4 TeV para $t_\beta = 3, 4$, siendo $\hat{\mu}_{Y^0} \sim 10^{-8}$ para ambos casos. En este rango de energía encontramos que es cinco ordenes de magnitud más suprimida en comparación con $\hat{\mu}_Z$ del ME. En este caso, la región de análisis corresponde a un intervalo de masa de $1.78123 \text{ TeV} < m_V < 4.45307 \text{ TeV}$, donde $V = X, Y^0$.
- Por último, hemos calculado la contribución del MDCM mediado por un bosón Z' como función de f . El MDCM $\hat{\mu}_{Z'}$ es del orden de 10^{-8} en el intervalo $4 \text{ TeV} < f < 9.2 \text{ TeV}$, mientras que en el intervalo $9.3 < f < 10 \text{ TeV}$ alcanza el orden de 10^{-9} . En contraste, es un orden de magnitud menor que la contribución del bosón Z_S , en los escenarios con conservación de CP en el contexto de teorías de gran unificación [41].

Para el escenario $q^2 \neq 0$

Finalmente, hemos calculado el MDCM del quark top para los escenarios $q^2 = m_{Z'}^2, q^2 = -m_{Z'}^2$. Al considerar toda la información anterior, obtenemos los resultados más relevantes, los cuales se presentan a continuación:

- Las contribuciones que son mediadas por un bosón de Higgs y un pseudoescalar η , tienen la siguiente característica: en ambas contribuciones se observan que tienen el mismo comportamiento. Asimismo, los valores estimados son casi iguales para ambos escenarios. Para el caso de $\hat{\mu}_H$, encontramos que la contribución dominante surge para t_β , siendo del orden 10^{-4} para $f = 4$ TeV. En cuanto a la contribución η se refiere, se encuentra que la región con mayor importancia predictiva corresponde a f alrededor de 4 TeV para $t_\beta = 2, 3, 4$, siendo $\hat{\mu}_\eta \sim 10^{-6}$.
- Todas las contribuciones al MDCM del quark top son reales, sin embargo, la contribución proveniente del bosón cargado X ofrece valores reales e imaginarios para el escenario $q^2 = m_Z^2$. La contribución dominante surge cuando $q^2 = m_Z^2$ y $t_\beta = 4$, siendo del orden 10^{-2} para la parte real; mientras que para el escenario $q^2 = -m_Z^2$ es tres ordenes de magnitud más pequeño en comparación con el caso $q^2 = m_Z^2$.
- La contribución que proviene del bosón neutro Y^0 para el escenario $q^2 = m_Z^2$, tiene una característica especial cuando se asumen un $t_\beta = 3$ y un $t_\beta = 4$; dado que

para estos parámetros se encuentran valores del MDCM del quark top de la misma magnitud en todo el rango de energía f . Además, se encuentra que la contribución dominante surge para el escenario $q^2 = m_Z^2$ en todos los casos considerados.

- La contribución que surge del nuevo bosón Z' solo es dependiente de la nueva escala de energía f . Además, la estimación encontrada es aproximadamente constante, con un valor de 3.2×10^{-3} cuando se trata de $q^2 = m_Z^2$.

Bibliografía

- [1] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), Phys. Lett. B716, 1 (2012).
- [2] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), Phys. Lett. B716, 30 (2012).
- [3] ATLAS and CMS Collaborations, Phys. Rev. Lett. 114, 191803 (2015).
- [4] ATLAS and CMS Collaborations, JHEP 08, 045 (2016).
- [5] M. Tanabashi *et al.*, Phys. Rev. D98, 030001 (2018) and 2019 update.
- [6] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), Phys. Lett. B716, 1 (2012).
- [7] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), Phys. Lett. B716, 30 (2012).
- [8] CMS Collaboration, CMS-PAS-EXO-15-004; The CMS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 117, 051802 (2016).
- [9] The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2015-081; The ATLAS collaboration, JHEP 1609, 001 (2016).
- [10] T. D. Lee, Phys. Rev. D8, 1226 (1973).
- [11] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher, and J. P. Silva, Phys. Rept. 516, 1 (2012).
- [12] I. P. Ivanov, V. Keus, and E. Vdovin, J. Phys. A: Math. Theor. 45, 215201 (2012); I. P. Ivanov and E. Vdovin, Eur. Phys. J. C 73, 2309 (2013); V. Keus, S. F. King, and S. Moretti, JHEP 01, 052 (2014).
- [13] G. M. Pruna and T. Robens, Phys. Rev. D88, 115012 (2013).
- [14] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, and H. Georgi, Phys. Lett. B513, 232 (2001); N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, T. Gregoire, and J. G. Wacker, JHEP 08, 020 (2002); N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, A. E. Nelson, T. Gregoire, and J. G. Wacker, JHEP 08, 021 (2002); I. Low, W. Skiba, and D. Smith, Phys. Rev. D66, 072001 (2002).

-
- [15] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, and A. E. Nelson, JHEP 07, 034 (2002).
- [16] T. Han, H. E. Logan, B. McElrath, and L. -T. Wang, Phys. Rev. D67, 095004 (2003).
- [17] M. Schmaltz, JHEP. 08, 056 (2004).
- [18] K. Cheung, J. Song, Phys. Rev. D76, 035007 (2007).
- [19] K. Cheung, J. Song, P. Tseng, and Q.-S. Yan, Phys. Rev. D78, 055015 (2008).
- [20] W. Kilian, D. Rainwater, J. Reuter, Phys. Rev. D71, 015008 (2005).
- [21] Shi-Ping He, Ying-nan Mao, Chen Zhang, Shou-hua Zhu, arXiv:1709.08929 [hep-ph].
- [22] P. Langacker, Rev. Mod. Phys. 81, 1199 (2009).
- [23] A. Leike, Phys. Rept. 317, 143 (1999).
- [24] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D26, 2396 (1982).
- [25] P. Langacker and M. Luo, Phys. Rev. D45, 278 (1992).
- [26] A. Arhrib, *et al.*, Phys. Rev. D73, 075015 (2006).
- [27] R. Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. D46, 3720 (1992); Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B335, 237 (1994); Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998); H. Sobel, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 91, 127 (2001); M. Ambrossio *et al.*, Phys. Lett. B566, 35 (2003); Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. D71, 112005 (2005); W. W. M. Allison *et al.*, Phys. Rev. D72, 052005 (2005); P. Adamson *et al.*, Phys. Rev. D73, 072002 (2006).
- [28] M. Apollonio *et al.*, Eur. Phys. J. C27, 331 (2003); S. N. Ahmed *et al.*, Phys. Rev. Lett. 92, 181301 (2004); M. B. Smy *et al.*, Phys. Rev. D69, 011104 (2004); E. Aliu *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 081802 (2005).
- [29] Y. Fukuda, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82, 2644 (1999); Q. R. Ahmad, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002); K. Eguchi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 90, 021802 (2003).
- [30] M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collaboration), Phys. Lett. B761, 372 (2016), M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collaboration), JHEP 10, 182 (2017).
- [31] A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collaboration), JHEP 06, 120 (2018).
- [32] D. Atwood, A. Kagan, and T. G. Rizzo, Phys. Rev. D52, 6264 (1995).

-
- [33] R. Gaitan, E. A. Garcés, J. H. M. de Oca, and R. Martinez, Phys. Rev. D92, 094025 (2015).
- [34] R. Martinez and J. A. Rodriguez, Phys. Rev. D65, 057301 (2002).
- [35] A. Aboubrahim, T. Ibrahim, P. Nath, and A. Zorik, Phys. Rev. D92, 035013 (2015).
- [36] R. Martinez, M. A. Pérez, and N. Poveda, Eur. Phys. J. C53, 221 (2008).
- [37] T. Appelquist, M. Piai, and R. Shrock, Phys. Lett. B595, 442 (2004).
- [38] T. Ibrahim and P. Nath, Phys. Rev. D84, 015003 (2011).
- [39] A. Hayreter and G. Valencia, Phys. Rev. D88, 034033(2013).
- [40] A. I. Hernández-Juarez, A. Moyotl, and G. Tavares-Velasco, Phys. Rev. D98, 035040 (2018).
- [41] J. I. Aranda, D. Espinosa-Gómez, J. Montaña, B. Quezadas-Vivian, F. Ramírez-Zavaleta, and E. S. Tututi, Phys. Rev. D98, 116003 (2018).
- [42] Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li, Gauge theory of elementary particle physics, Oxford University Press, Walton Street, Oxford, (1991).
- [43] J. I. Aranda, I. Cortés-Maldonado, F. Ramírez-Zavaleta, and E. S. Tututi, J. Phys. G43, 025002 (2016).
- [44] T. Han, H. E. Logan and L. T. Wang, JHEP 0601, 099 (2006).
- [45] O. C. W. Kong, J. Korean Phys. Soc. 45, S404 (2004).
- [46] F. del Aguila, J. I. Illana, M.D. Jenkins, JHEP 1103, 080 (2011).
- [47] L. S Durkin and P. Langacker, Phys. Lett. B166, 436 (1986); M. Cvetič and P. Langacker, in Proceedings of Ottawa 1992: Beyond the Standard Model III, edited by S. Godfrey and P. Kalyniak (World Scientific, Singapore, 1992), p. 454; C-W. Chiang, Y-F. Lin, and J. Tandean, J. High Energy Phys. 11, 083 (2011).
- [48] P. Langacker and M. Plü̈macher, Phys. Rev. D62, 013006 (2000); X.-G. He and G. Valencia, Phys. Rev. D74, 013011 (2006); C.-W. Chiang, N. G. Deshpande, and J. Jiang, J. High Energy Phys. 08, 075 (2006).
- [49] J. I. Aranda, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S. Tututi, J. Phys. G38, 045006 (2011).

-
- [50] J. C Pati and A. Salam, Phys. Rev. D10, 275 (1974); R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D11, 566 (1975); R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D11, 2558 (1975); H. M. M. Mansour and N. Bakheet, arXiv:1410.0928 [hep-ph].
- [51] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D46, 410 (1992); P. H. Frampton, Phys. Rev. Lett. 69, 2889 (1992).
- [52] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D26, 2396 (1982).
- [53] A. Arhrib K. Cheung, C.-W. Chiang, and T.-C. Yuan, Phys. Rev. D73, 075015 (2006).
- [54] P. Langacker and M. Luo, Phys. Rev. D45, 278 (1992).
- [55] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D25, 3036 (1982); R. W. Robinett, Phys. Rev. D26, 2388 (1982).
- [56] Gi-Chol Cho, Kaoru Hagiwara and Yoshiaki Umeda, Nucl. Phys. B531, 65-94 (1998).
- [57] Paul Langacker and Jing Wang, Phys. Rev. D58, 115010 (1998).
- [58] Rabindra N. Mohapatra, Unification and Supersymmetry: The frontiers of Quark-Lepton Physics, Springer Science+Business Media New York, (1986).
- [59] J. I. Aranda, E. Cruz-Albaro, D. Espinosa-Gómez, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, E. S. Tututi, J. Phys. G44, 105002 (2017).
- [60] J. I. Aranda, D. E. Gómez, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, E. S. Tututi, Journal of Physics: Conference Series 912, 012040 (2017).
- [61] E. Cruz-Albaro, J. I. Aranda, D. Espinosa-Gómez, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, E. S. Tututi, PoS LHCP2019, 023 (2019).
- [62] J. I. Aranda, E. Cruz-Albaro, D. Espinosa-Gómez, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, and E. S. Tututi, Flavor-violating decays of the B_s^0 meson mediated by Z' gauge bosons en preparación.
- [63] B. A. Kniehl, Nucl. Phys. B357, 439 (1991).
- [64] Y. Kuno and Y. Okada, Rev. Mod. Phys. 73, 151-202 (2001).
- [65] A. Faessler, T. Gutsche, S. Kovalenko, V. E. Lyubovitskij, and I. Schmidt, Phys. Rev. D72, 075006 (2005).
- [66] T. S. Kosmas, G. K. Leontaris, and J. D. Vergados, Prog. Part. Nucl. Phys. 33, 397 (1994).

-
- [67] A. J. Buras, B. Duling, T. Feldmann, T. Heidsieck, and C. Promberger, *J. High Energy Phys.* 09, 104 (2010).
- [68] D. N. Dinh, A. Ibarra, E. Molinaro, and S. T. Petcov, *J. High Energy Phys.* 08, 125 (2012).
- [69] J. Hisano and K. Tobe, *Phys. Lett.* B510, 197 (2001).
- [70] L. Lavoura, *Eur. Phys. J.* C29, 191-195 (2003).
- [71] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 118, 191801 (2017); R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 111, 101805 (2013).
- [72] G. Buchalla and A. J. Buras, *Nucl. Phys.* B400, 225 (1993).
- [73] A. J. Buras, *Phys. Lett.* B566, 115 (2003).
- [74] R. Mohanta, *Phys. Rev.* D71, 114013 (2005).
- [75] T. Inami and C. S. Lim, *Prog. Theor. Phys.* 65, 297 (1981); 65, 1772(E) (1981); M. Misiak and J. Urban, *Phys. Lett.* B451, 161 (1999).
- [76] J. I. Aranda, J. Montaño, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano, and E. S. Tututi, *Phys. Rev.* D86, 035008 (2012).
- [77] S. Sahoo, D. Banerjee, M. Kumar, and S. Mohanty, *Int. J. Mod. Phys.* 27, 1250184 (2012).
- [78] S. Sahoo, D. Banerjee, and M. Kumar, *Phys. Atom. Nucl.* 77, 224 (2014).
- [79] M. K. Gaillard and B. W. Lee, *Phys. Rev.* D10, 897 (1974).
- [80] A. Gemintern, S. Bar-Shalom, and G. Eilam, *Phys. Rev.* D70, 035008 (2004).
- [81] S. Sahoo and L. Maharana, *Mod. Phys. Lett.* A22, 1591 (2007).
- [82] K. De Bruyn, R. Fleischer, R. Knegjens, P. Koppenburg, M. Merk, and N. Tuning, *Phys. Rev.* D86, 014027 (2012); K. De Bruyn, R. Fleischer, R. Knegjens, P. Koppenburg, M. Merk, A. Pellegrino, and N. Tuning, *Phys. Rev. Lett.* 109, 041801 (2012).
- [83] A. Lenz and U. Nierste, arXiv:1102.4274.
- [84] W. Bernreuther and Z.-G. Si, *Phys. Lett.* B725, 115 (2013); 744, 413 (2015).
- [85] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collaboration), *Phys. Rev.* D93, 052007 (2016).

-
- [86] Michael E. Peskin and D. V. Schroeder, *An introduction to quantum field theory*, Addison-Wesley P. C. (1996).
- [87] Hiren H. Patel, *Comput. Phys. Commun.* 197, 276 (2015).
- [88] I. D. Choudhury and A. Lahiri, *Mod. Phys. Lett. A*30, 1550113 (2015).
- [89] R. Mertig, M. Bohm and A. Denner, *Phys. Commun.* 64, 345 (1991).
- [90] T. Hahn and M. Pérez-Victoria, *Comput. Phys. Commun.* 118, 153 (1999).
- [91] T. Hahn, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 89, 231 (2000).
- [92] J. Reuter and M. Tonini, *JHEP* 1302, 077 (2013).
- [93] ATLAS Collaboration, arXiv:1307.7292.
- [94] K. Cheung, J. Song, and Q.-S. Yan, *Phys. Rev. Lett.* 99, 031801 (2007).
- [95] L. Wang and X.-F. Han, *Phys. Rev. D*82, 095009 (2010).
- [96] L. Wang, X.-F. Han, *Nucl. Phys. B*853, 625-634 (2011).
- [97] C. Dohmen *et al.* (SINDRUM II Collaboration), *Phys. Lett. B*317, 631 (1993).
- [98] A. Arhrib, K. Cheung, C.-W. Chiang, and T.-C. Yuan, *Phys. Rev. D*73, 075015 (2006).
- [99] J. I. Aranda, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano, and E. S. Tututi, *J. Phys. G*38, 045006 (2011).
- [100] C. Hughes, C. T. H. Davies, and C. J. Monahan, *Phys. Rev. D*97, 054509 (2018).
- [101] A. Bazavov *et al.*, *Phys. Rev. D*98, 074512 (2018).
- [102] M. Blanke, A. J. Buras, B. Duling, A. Poschenrieder, and C. Tarantino, *J. High Energy Phys.* 05, 013 (2007).
- [103] R. Mohanta, *Eur. Phys. J. C*71, 1625 (2011).
- [104] S. Sahoo and R. Mohanta, *Phys. Rev. D*91, 094019 (2015).
- [105] Alex G. Dias *et al.*, *Phys. Rev. D*77, 055001 (2008).
- [106] Ying-nan Mao, *Phys. Rev. D*97, 075031 (2018).