



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN
NICOLÁS DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”

Estudio numérico de un decaimiento del quark top

TESIS

Para obtener el título de:

MAESTRO EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

PRESENTA:

Everardo Urquiza Trejo

Asesor: Dr. Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Co-asesor: Dr. Javier Montaña Domínguez

Morelia, Michoacán

Marzo 2020



Agradecimientos:

Agradezco infinitamente a mi familia por siempre apoyarme en todas las decisiones que he tomado, en particular, cuando decidí cursar la Maestría en Ingeniería física la cual me permitió desarrollar esta tesis, ellos llenan de alegría mi vida.

También agradezco a mis asesores de tesis, el Dr. Fernando Iguazú Ramirez Zavaleta, el Dr. Javier Montaña Domínguez y a todos los maestros que me impartieron clases, quienes han tenido el tiempo y paciencia para transmitirme sus conocimientos desde incluso antes de iniciar la maestría, el día de hoy consigo este título gracias a toda la ayuda que ellos me brindaron.

Resumen

Se presenta un estudio con violación de sabor en el sector quarks mediada por un nuevo bosón de gauge neutro masivo, denominado Z' , en el decaimiento raro $t \rightarrow cH$ en el contexto de modelos extendidos. Se estudió con mucho detalle la estructura analítica de la amplitud a nivel de un lazo que describe a dicho decaimiento. Mediante un mecanismo tipo GIM para las interacciones del bosón Z' con fermiones, se logró cancelar la divergencia ultravioleta y deshacerse de los términos innecesarios mediante una apropiada expansión en series de Taylor de la amplitud de decaimiento. Finalmente, se presentan los resultados para la razón de decaimiento con sus respectivas evaluaciones numéricas.

Palabras clave: violación de sabor, bosón de gauge, amplitud, modelos extendidos, mecanismo.

Abstract

An study for flavor violation, mediated by a new neutral massive gauge boson, identified as Z' , on the rare decay $t \rightarrow cH$ in the context of extended models is presented. It was studied in great detail the analytical structure of the one-loop level amplitude that describes this decay. We employed a type of GIM mechanism for Z' boson and fermions interactions to obtain cancelation of ultraviolet divergences and remove unnecessary terms; this could strictly be achieved by splitting the amplitude through Taylor expansions. Finally, we present the resulting expressions for the branching ratios and their numerical evaluations.

Índice general

1. Introducción	1
2. El Modelo Estándar	3
2.1. Lagrangiano del Modelo estándar	5
2.2. Teoría Electrodébil	8
2.2.1. Rompimiento espontáneo de la simetría (SSB)	11
2.2.2. Sector de Higgs	13
2.2.3. Sector de Yang-Mills	17
2.2.4. Sector de Yukawa	17
2.2.5. Sector de corrientes	20
3. Más allá del Modelo Estándar	23
3.1. Modelo $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$	24
3.2. Corrientes neutras que cambian sabor mediadas por el bosón Z'	27
4. Cálculo analítico de la amplitud de transición $t \rightarrow cH$	31
5. Resultados del decaimiento $t \rightarrow cH$	35
6. Conclusiones y perspectivas	37
Bibliografía.	39

Capítulo 1

Introducción

La búsqueda de procesos con cambio de sabor en corrientes neutras (FCNC por sus siglas en inglés) es una de las posibilidades más interesantes para probar el modelo estándar de interacciones fundamentales (ME) y la física más allá de este. En la versión original del ME no existen FCNC a nivel árbol, mientras que a nivel de fructuación cuántica están muy suprimidas debido al mecanismo de Glashow, Iliopoulos y Maiani (mecanismo de GIM) para quarks, y están ausentes a cualquier orden perturbativo en el sector de leptones. Por lo tanto, los valores de las fracciones de decaimiento calculadas dentro del ME para esta clase de procesos son muy pequeños. De especial importancia es el decaimiento raro del top $t \rightarrow cH$, dado que su posible detección, justificado por el grado de precisión actual que han alcanzado los detectores en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC por sus siglas en inglés), implicaría la existencia de nueva física en el sector de Higgs [1] y de corrientes [2, 3].

Si bien el ME es una de las teorías más exitosas en la historia de la física y es el que mejor describe las interacciones entre partículas elementales, hasta ahora no ha sido capaz de explicar diversos problemas de física fundamental tales como la asimetría entre materia y antimateria, el problema de la jerarquía de masa o la violación de sabor, por citar algunos ejemplos. En esta dirección, se ha demostrado que uno de los fenómenos vistos en la naturaleza por el cual el ME es considerado una teoría incompleta se debe a la detección experimental de FCNC en las interacciones entre neutrinos solares de diferente sabor. Debido a que en su versión original el ME no contempla este tipo de transiciones se puede decir que se ha abierto un nuevo horizonte para estudiar efectos de física nueva a nivel fundamental. Al orden de un lazo se pueden inducir transiciones electromagnéticas que presentan violación de sabor leptónico siempre y cuando se consideren neutrinos masivos [4, 5].

Por estas razones, la propuesta de esta tesis se dirige a estudiar efectos de violación de sabor en el sector de quarks, considerando transiciones a nivel de un lazo que violan sabor con la emisión de un bosón de Higgs; hoy en día el considerar al bosón de Higgs

como un actor principal en una transición de partículas elementales está perfectamente justificado debido a su reciente descubrimiento en el LHC [6]. Específicamente, se está proponiendo estudiar el proceso $t \rightarrow cH$ (t es el quark top, c es el quark charm y H representa al bosón de Higgs) a nivel de un lazo, considerándose acoplamientos que violan explícitamente el sabor mediados por un nuevo bosón de gauge neutro conocido como Z' . Sobre este decaimiento raro se conoce muy poco en la literatura, inclusive aún no se ha observado y la cota experimental de la razón de decaimiento es de $B(t \rightarrow cH) < 1.6 \times 10^{-3}$ [7]. Por lo tanto, es un observable con mucho potencial para estudios de nueva física referentes a violación de sabor de quarks si se logra contextualizar con las predicciones sobre éste en el ME y las de nueva física.

El contenido de esta tesis está estructurado de la siguiente forma: en el capítulo 2 se describe la estructura básica del ME. En la sección 3.0.2 se presenta el lagrangiano renormalizable más general que incluye FCNC, en donde aparecen operadores de dimensión cuatro que violan sabor y aquellos que lo conservan mediados por el bosón de norma Z' . En el capítulo 4 se describe el estudio analítico del decaimiento $t \rightarrow cH$ mediado por el bosón Z' se presenta la amplitud asociada, la cual surge a nivel de un lazo, en el capítulo 5 se presentan los resultados. Finalmente, en el capítulo 6 se presentan las conclusiones y perspectivas de la tesis.

Capítulo 2

El Modelo Estándar

El ME describe todo lo que sabemos acerca de las fuerzas fundamentales en la naturaleza, a saber, la interacción electromagnética, así mismo la interacción fuerte y débil, excluyendo a la gravedad. El ME es una teoría cuántica relativista que contiene los principios básicos de mecánica cuántica y relatividad especial. Al igual que la electrodinámica cuántica (QED por sus siglas en inglés), el ME también es una teoría de gauge bajo el grupo no abeliano $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, en donde los fotones son bosones de gauge que son responsables de la interacción electromagnética, los bosones W y Z de la interacción débil y los gluones las interacciones fuertes. Las teorías de gauge pueden existir en diferentes espacios fases, por ejemplo, en el espacio fase de Coulomb con bosones de gauge sin masa, también en el espacio fase de Higgs con un rompimiento espontáneo de la simetría con bosones de gauge masivos [8].

El grupo $SU_C(3)$ ¹ caracteriza las interacciones fuertes, mientras que el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ define las interacciones electrodébiles. Esta teoría de campo cuántica-relativista es consistente, renormalizable y está libre de anomalías. 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 $U_Y(1)$. Las partículas elementales están clasificadas en dos bloques: de materia, llamados fermiones, y de mediadores de las interacciones, llamados bosones; 12 fermiones y 5 bosones en el contexto del ME. Los fermiones obedecen el principio de exclusión de Pauli, en pocas palabras, no pueden 2 de estos ocupar el mismo estado cuántico al mismo tiempo. Los bosones al contrario, no obedecen este principio, esto quiere decir que 2 o más bosones pueden ocupar el mismo estado cuántico. Cada partícula elemental tiene asociado un número cuántico

¹El subíndice C indica que las transformaciones sólo actúan sobre las partículas con carga de color, el subíndice L (proviene de *Left*) hace referencia a que la interacción débil viola paridad y por lo tanto, únicamente los fermiones izquierdos pertenecen a la representación fundamental del grupo $SU_L(2)$. Por último, el subíndice Y denota la hipercarga.

llamado espín, los fermiones del ME tienen espín $1/2$ y los bosones del ME tienen espín entero [9].

Los fermiones elementales se pueden dividir en dos grandes grupos, los quarks y los leptones. A diferencia de los leptones, los quarks no se encuentran en la naturaleza de forma libre, sino en dobletes quark-antiquark, que forman partículas como los mesones (piones y los kaones), o tripletes de quarks, formando partículas llamadas bariones (como el protón y el neutrón), etc. Los quarks sienten las cuatro interacciones fundamentales de la naturaleza, mientras que los leptones sienten todas excepto la interacción nuclear fuerte. El ME propone que los bloques fundamentales con los que se construye toda la materia son 6 quarks y 6 leptones, con sus correspondientes antipartículas. Todas estas partículas se agrupan en tres familias, estando cada una formada por una pareja de quarks (uno con carga $+2/3e$ y el otro con carga $-1/3e$), y una pareja de leptones, uno con carga negativa y el otro con carga neutra. Los leptones neutros del doblete de leptones de cada familia son justamente los neutrinos. A los distintos tipos de quarks se les denomina de distinto sabor, y por lo tanto existen seis sabores posibles de quarks: u, d, c, s, t y b . Además de la carga eléctrica, los quarks tienen una propiedad llamada carga de color, que es la responsable de que respondan a la interacción nuclear fuerte. Existen tres diferentes cargas de color: rojo, verde y azul, y las combinaciones de quarks que forman los diferentes hadrones (mesones y bariones), pueden darse ya sea entre quarks de tres colores distintos, o bien entre un quark y un antiquark. A estas combinaciones de colores se les llama combinaciones incoloras, es decir, que las partículas compuestas por quarks tienen carga de color neutra. La primera familia consta del par de quarks u y d (up y down), cada uno pudiendo tener carga de color rojo, verde o azul. Los leptones por su parte, se agrupan en dobletes de una partícula de carga negativa y un neutrino; a cada tipo de neutrino se le da el nombre del leptón cargado asociado con él: ν_e , o neutrino del electrón, ν_μ o neutrino del muón, y ν_τ , o neutrino del tau. A cada tipo de neutrino también se le asocia un sabor; lo mismo sucede con su leptón cargado asociado. Los fermiones del ME forman toda la materia que se encuentra en la Tierra y a lo largo de casi todo el universo inmediato. En particular, el protón está hecho del triplete de quarks uud , y el neutrón del triplete udd , siendo cada uno de los quarks en cada triplete de un color distinto.

Las antipartículas tienen carga eléctrica opuesta a las partículas y también carga de color opuesta, es decir, antirrojo, antiverde y antiazul. De esta forma, una combinación de carga de color color-anticolor, resulta incolora. Con excepción de los neutrinos, hay evidencia experimental de que las partículas de la segunda familia son más masivas que las de la primera y las de la tercera familia son más masivas que las de la segunda. Las partículas de la segunda y tercera familia son también inestables y tienden a decaer en fracciones de segundo hacia las de la primera familia mediante procesos débiles. Algunas de estas partículas masivas son creadas en el interior de las estrellas o en los centros de las galaxias, otras en los aceleradores de altas energías o a unos 30 km de altura sobre la

Tierra por la colisión de rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera.

2.1. Lagrangiano del Modelo estándar

El modelo estándar esta basado en el grupo de gauge $G = SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. El factor $SU(3)$ (QCD) tiene acoplamientos de gauge g_s y 8 bosones de gauge (gluones) $G^i, i = 1..,8$. Este grupo no es quiral y actúa con los índices de color en contraste con QCD, la interacción electrodébil $SU(2) \times U(1)$ es un factor con quiralidad. El grupo $SU(2)$ tiene acoplamientos de gauge g , bosones de gauge $W^i = 1, 2, 3$, y actúa solamente con índices de sabor de los fermiones con quiralidad izquierda. El factor abeliano $U(1)$ tiene acoplamientos g' y bosones de gauge B , también es quiral, actúa tanto en fermiones con quiralidad izquierda(L) como derecha (R) pero con diferentes cargas. Después de un rompimiento espontáneo de la simetría (SSB), $SU(2) \times U(1)$ se rompe en $U(1)_Q$, incorporando QED con el fotón en una combinación lineal de W^0 y B . La combinación ortogonal (Z), así como W^\pm adquiere masa. G también se escribe como $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Los subíndices no indican nuevas teorías de grupos, solamente hacen referencia a la aplicación física, es decir, c se refiere al color, L significa que el acoplamiento $SU(2)$ tiene quiralidad izquierda y Y es el numero cuántico de la hiper-carga débil.

La densidad lagrangiana del modelo estándar es

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_Y, \quad (2.1)$$

Los cuales se refieren a los sectores de la teoría de gauge, de fermiones, de Higgs y de Yukawa respectivamente. También se agregan términos ghosts y se fija la norma los cuales entran en la cuantización. Los términos de gauge son:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^i G^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.2)$$

donde el tensor de campo para $SU(3)$, $SU(2)$ y $U(1)$ son respectivamente:

$$G_{\mu\nu}^i = \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i - g_s f_{ijk} G_\mu^j G_\nu^k, \quad i, j, k = 1..,8 \quad (2.3)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g \epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad i, j, k = 1..,3 \quad (2.4)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.5)$$

$$(2.6)$$

Estas incluyen los términos de la energía cinética del boson de gauge así como las auto interacciones de cuatro puntos para G^i y W^i . El grupo abeliano $U(1)$ del boson de gauge no tiene auto interacciones.

El término fermionico del modelo estándar involucra 3 familias de quarks (F=3) y de leptones. Cada familia consiste en:

$$L - \text{dobletes} : q_{mL}^0 = \begin{pmatrix} u_m^0 \\ d_m^0 \end{pmatrix}_L, \quad l_{mL}^0 = \begin{pmatrix} \nu_m^0 \\ e_m^{-0} \end{pmatrix}_L$$

$$R - \text{singletes} : u_{mR}^0, d_{mR}^0, e_{mR}^{-0}, \nu_{mR}^0,$$

en los cuales los campos de quiralidad-L (quiralidad izquierda) son los dobletes de $SU(2)$ y los campos de quiralidad-R (quiralidad derecha) corresponden a los singletes, esto conduce al rompimiento en $SU(2)$. Los subíndices 0 se refieren al hecho de que estos campos son eigenestados débiles, es decir, tienen propiedades de transformación de gauge bien definidas, con los elementos de cada doblete hacia cada otro bajo $SU(2)$, y $m_1, 2, 3$, etiqueta las familias. Después de un rompimiento espontáneo de la simetría, estos se convertirán en mezclas de eigenestados de campos de masa. Los términos u^0 y d^0 que serán identificados (después de SSB) con carga eléctrica $2/3$ y $-1/3$ respectivamente. Existen $2F = 6$ sabores de quarks (u^0 y d^0 para cada familia). Cada una lleva un índice de color $u_{mL,R\alpha}^0$ o $d_{mL,R\alpha}^0$, es decir, existen 3 dobletes de quarks por familia. El $SU(2)$ y $SU(3)$ conmutan, entonces las interacciones en QCD no cambian de sabor y viceversa. ν^0 y e^{-0} son los leptones. Ellos tienen singletes de color y tienen carga eléctrica 0 y -1 respectivamente. Todos estos campos a excepción de ν_{mR}^0 son portadores de la hipercargas débil Y , que esta definida como:

$$Y = Q - T_L^3, \quad (2.7)$$

donde T_L^3 es el tercer generador de $SU(2)_L$ y Q es la carga eléctrica. $U(1)_Y$ conmuta con $SU(3)_c$ y $SU(2)$, además tiene el mismo valor de todos los miembros multipletes de $SU(3) \times SU(2)$.

\mathcal{L} es invariante bajo una simetría global de $U(3)^6$ en el cual las 3 familias de $q_{mL}^0, l_{mL}^0, u_{mR}^0, d_{mR}^0, e_{mR}^{-0}$ y ν_{mR}^0 transforma de una hacia la otra. La existencia de las 3 familias es empírica y en cualquier caso la mayoría de los generadores se obtienen de un rompimiento de las interacciones de Yukawa (Los que no se obtienen por rompimiento son los vectores generadores del numero barionico y leptónico).

Ahora en el término fermiónico, el $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ son representaciones quirales, entonces términos de masa en este sector no son permitidos. \mathcal{L}_f consiste enteramente en términos de energía cinética covariante de gauge,

$$\mathcal{L}_f = i \sum_{m=1}^F (\bar{q}_{mL}^0 i \not{D} q_{mL}^0 + \bar{l}_{mL}^0 i \not{D} l_{mL}^0 + \bar{u}_{mR}^0 i \not{D} u_{mR}^0 + \bar{d}_{mR}^0 i \not{D} d_{mR}^0 + \bar{e}_{mR}^{-0} i \not{D} e_{mR}^{-0} + \bar{\nu}_{mR}^0 i \not{D} \nu_{mR}^0), \quad (2.8)$$

donde hemos permitido un número arbitrario de familias de fermiones F . El primer término de (2.8) es

$$\begin{aligned} \bar{q}_{mL}^0 i \not{D} q_{mL}^0 &= i \sum_{\alpha, \beta=1}^3 (\bar{u}_{mL}^{0\alpha} \bar{d}_{mL}^{0\alpha}) \gamma^\mu \\ &\times \left[\left(\partial_\mu I + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{6} I B_\mu \right) \delta_{\alpha\beta} + \frac{ig_s}{2} \vec{\lambda}_{\alpha\beta} \cdot \vec{G}_\mu I \right] \begin{pmatrix} u_{mL\beta}^0 \\ d_{mL\beta}^0 \end{pmatrix}_L, \end{aligned} \quad (2.9)$$

donde I es la matriz identidad 2×2 de $SU(2)$, con la ecuación (2.9) es claro ver que $SU(3)_c$ y $SU(2)_L \times U(1)_Y$ son grupos que conmutan. A continuación se simplificara la notación suprimiendo los índices de color en el campo de los quarks, entonces las derivadas covariantes del fermión de gauge son:

$$\begin{aligned} D_\mu q_{mL}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{6} B_\mu \right) q_{mL}^0, & D_\mu u_{mR}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{2ig'}{3} B_\mu \right) u_{mR}^0, \\ D_\mu l_{mL}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{ig'}{2} B_\mu \right) l_{mL}^0, & D_\mu d_{mR}^0 &= \left(\partial_\mu - \frac{ig'}{3} B_\mu \right) d_{mR}^0, \\ & & D_\mu e_{mR}^0 &= \left(\partial_\mu - ig' B_\mu \right) e_{mR}^0, \\ & & D_\mu \nu_{mR}^0 &= \partial_\mu \nu_{mR}^0, \end{aligned}$$

donde se entiende que también existen acoplamientos de gluones para q_{mL}^0 , u_{mR}^0 y d_{mR}^0 . Las interacciones para los fermiones de gauge se pueden ver en la ecuación (2.8)

El sector de Higgs para \mathcal{L} es

$$\mathcal{L}_\phi = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - V(\phi) \quad (2.10)$$

donde $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ es un complejo escalar de Higgs y con $\phi^\dagger = \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0\dagger} \end{pmatrix}$. La derivada covariante de gauge es

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{2} B_\mu \right) \phi. \quad (2.11)$$

$V(\phi)$ es el potencial de Higgs. Con el grupo $SU(2) \times U(1)$ y considerando las restricciones de invarianza y la renormalizabilidad V toma la forma

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.12)$$

para $\mu^2 < 0$ se obtendrá un rompimiento espontáneo de la simetría, el término λ describe una auto interacción cuadrática $\lambda(\phi^- \phi^+ + \phi^{0\dagger} \phi^0)^2$ entre el campo de Higgs. La estabilidad en el vacío requiere que $\lambda > 0$.

El ultimo término de (2.1) representa los acoplamientos de Yukawa entre los dobletes de Higgs y los fermiones, los cuales son necesarios para generar fermiones masivos a través

de un rompimiento espontáneo de la simetría quiral de gauge. Siendo F las familias de fermiones entonces toma la forma:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = - \sum_{m,n=1}^F \left[\Gamma_{mn}^u \bar{q}_{mL}^0 \tilde{\phi} u_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^d \bar{q}_{mL}^0 \phi d_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^e \bar{\ell}_{mL}^0 \phi e_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^\nu \bar{\ell}_{mL}^0 \tilde{\phi} \nu_{nR}^0 \right] + h.c., \quad (2.13)$$

donde
$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\phi} \equiv i\tau^2 \phi^\dagger = \begin{pmatrix} \phi^{0\dagger} \\ -\phi^- \end{pmatrix},$$

es el doblete de Higgs y su conjugado respectivamente. Γ^u , Γ^d , Γ^e son matrices $F \times F$ arbitrarias quien finalmente determinan las masas y mezclas de los fermiones, estos no tienen que ser Hermitianos, simétricos, diagonales o reales, estos son los aspectos mas arbitrarias en el modelo estándar. Un ejemplo para el término Γ^d es:

$$\Gamma_{mn}^d \bar{q}_{mL}^0 \phi d_{nR}^0 = \Gamma_{mn}^d [\bar{u}_{mL}^0 \phi^+ d_{nR}^0 + \bar{d}_{mL}^0 \phi^0 d_{nR}^0] \quad (2.14)$$

y su conjugado hermitiano:

$$\Gamma_{mn}^{d\dagger} \bar{d}_{nR}^0 \phi^\dagger q_{mL}^0 = \Gamma_{mn}^{d*} [\bar{d}_{nR}^0 \phi^- u_{mL}^0 + \bar{d}_{nR}^0 \phi^{0\dagger} d_{mL}^0], \quad (2.15)$$

La carga eléctrica es conservada en los vértices generados (garantizado desde que Q esta dentro de G), mientras que la quiralidad se invierte, el cual es una característica de los vértices de Yukawua.

2.2. Teoría Electrodébil

La interacción débil, tambien llamada fuerza débil o fuerza nuclear débil, es una de las cuatro fuerzas fundamentales del ME. La palabra débil deriva del hecho de que su intensidad de fuerza es 10^{13} veces menor que la interacción nuclear fuerte, sin embargo, esta fuerza débil es más fuerte que la fuerza de gravedad a cortas distancias. En el ME, la fuerza débil se considera una consecuencia del intercambio de bosones W y Z , que son muy masivos, y de acuerdo con el principio de incertidumbre de Heisenberg, son de corta vida, lo cual explica por qué el escaso alcance de este tipo de fuerzas. La interacción débil es un tipo de interacción entre partículas fundamentales, responsable de fenómenos naturales como la desintegración beta. La interacción débil afecta a todo leptón con quiralidad izquierda y a los quarks. Es la unica fuerza que afecta a los neutrinos y es la única interacción capaz de cambiar su sabor; viola la simetría de paridad (simetría CP). Por otro lado, la interacción electromagnética es la que describe la interacción que ocurre entre las partículas con carga eléctrica. Existe una sola simetría de gauge asociada al electromagnetismo, y por lo tanto, un único tipo de carga eléctrica. Esta simetría de gauge está relacionada con la invariancia

de las propiedades observables de una partícula ante el cambio local de fase de su campo cuántico asociado. Esta simetría es válida sólo si la partícula tiene masa cero. Una consecuencia de que la masa de la partícula mediadora de la interacción electromagnética sea cero es que el alcance de la misma es infinito, pues esta propiedad es inversamente proporcional a la masa de su bosón intermediario. Entonces, las partículas fundamentales interactúan electromagnéticamente mediante el intercambio de fotones, donde su lagrangiano está dado por: $\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$; siendo $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. El modelo electrodébil es una teoría que unifica la interacción débil y la electromagnética. Este modelo fue desarrollado en la década de los sesentas del siglo pasado por Sheldon Lee Glashow, Abdus Salam y Steven Weinberg. La medición experimental de interacciones nucleares débiles mediadas por las corrientes cargadas (W^\pm) les llevo a postular la existencia de las corrientes neutras, que fueron descubiertas en 1973; estos 3 investigadores recibieron el Premio Nobel de la Física en 1979. La formulación matemática de la teoría electrodébil consiste en una teoría de campos de gauge en donde el campo electrodébil es tratado como un campo de Yang-Mills; en esta teoría los fermiones son descritos mediante un lagrangiano de Dirac generalizado el cual es invariante bajo un grupo de gauge. De la evidencia experimental se dedujo que el grupo de simetría de gauge mínimo capaz de acomodar las corrientes cargadas es el grupo $SU(2)$. La observación empírica ha permitido constatar que las interacciones electrodébiles actúan de manera distinta sobre los fermiones dextrógiros (helicidad positiva) y los fermiones levógiros (helicidad negativa). La aparición de esta simetría a partir de un lagrangiano tipo Yang-Mills es explicada formalmente por el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría (RES). Así, las corrientes cargadas de Yang-Mills incluyen solamente fermiones levógiros y no se conocen neutrinos dextrógiros (sin evidencia experimental). Es por ello que los campos fermiónicos levógiros son agrupados en dobletes, mientras que los campos dextrógiros son singletes del grupo $SU(2)$ con simetría de isospín. Para describir interacciones débiles necesitamos una estructura más elaborada, con muchos sabores de fermiones y diferentes propiedades de los campos izquierdos y derechos. Los fermiones izquierdos aparecen en dobletes y se obtienen bosones de gauge masivos como los W^\pm y el Z . El grupo de gauge mínimo con el cual se pueden representar los dobletes es el grupo $SU(2)$, sin embargo, es necesario mantener después del RES un bosón sin masa neutro, por lo tanto, necesitamos incluir al grupo $U(1)$, por consiguiente, se considera el grupo $G \equiv SU(2)_L \times U(1)_Y$ como la base de la teoría electrodébil. En este sentido, se pide que las familias de quarks queden representadas de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R.$$

Mientras que para leptones se tiene la siguiente asignación:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, e_R, \nu_R, \tau_R.$$

Por simplicidad usaremos indistintamente la siguiente notación:

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \psi_2(x) = u_R, \psi_3(x) = d_R,$$

o

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \psi_2(x) = \nu_{eR}, \psi_3(x) = e_R.$$

De este modo, al considerar la lagrangiana para una partícula libre [10]:

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_j(x), \quad (2.16)$$

\mathcal{L}_0 es invariante global bajo las siguientes transformaciones:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &\xrightarrow{G} \psi'_1(x) \equiv \exp\{iy_1\beta\}U_L\psi_1(x), \\ \psi_2(x) &\xrightarrow{G} \psi'_2(x) \equiv \exp\{iy_2\beta\}\psi_2(x), \\ \psi_3(x) &\xrightarrow{G} \psi'_3(x) \equiv \exp\{iy_3\beta\}\psi_3(x), \end{aligned} \quad (2.17)$$

donde la transformación de $SU_L(2)$ es:

$$U_L \equiv \exp\left\{i\frac{\sigma_j}{2}\alpha^j\right\}, \quad (j = 1, 2, 3), \quad (2.18)$$

la cual sólo actúa sobre el campo ψ_1 . En cuanto al grupo $U_Y(1)$ se refiere, su transformación asociada es análoga a la de QED, donde los parámetros y_j son llamados hypercargas. La matriz de transformación de U_L es no abeliana como en cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés). Debe señalarse que en la lagrangiana no se están considerando términos de masa. En específico para la teoría electrodébil, se requiere que la lagrangiana sea invariante bajo la transformación del grupo local de gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, es decir, cuando $\alpha^i = \alpha^i(x)$ y $\beta = \beta(x)$. Para conservar la simetría se necesitan cambiar los fermiones por objetos covariantes; dado que tenemos 4 parámetros de gauge, $\alpha^i(x)$ y $\beta(x)$, se requieren 4 diferentes bosones de gauge [10]:

$$\begin{aligned} D_\mu\psi_1(x) &\equiv [\partial_\mu - ig\widetilde{W}_\mu(x) - ig'y_1B_\mu(x)]\psi_1(x), \\ D_\mu\psi_2(x) &\equiv [\partial_\mu - ig'y_2B_\mu(x)]\psi_2(x), \\ D_\mu\psi_3(x) &\equiv [\partial_\mu - ig'y_3B_\mu(x)]\psi_3(x), \end{aligned} \quad (2.19)$$

donde

$$\widetilde{W}_\mu(x) \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i(x), \quad (2.20)$$

denota a la matriz de campos $SU_L(2)$. En este sentido, es necesario que $D_\mu \psi_j(x)$ se transforme de la misma manera como lo hace el campo $\psi_j(x)$ (ver ecuación (2.17)). Por lo que ante transformaciones de norma en los campos $B_\mu(x)$ y $\widetilde{W}_\mu(x)$:

$$B_\mu(x) \xrightarrow{G} B'_\mu(x) \equiv B_\mu(x) + \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x), \quad (2.21)$$

$$\widetilde{W}_\mu(x) \xrightarrow{G} \widetilde{W}'_\mu(x) \equiv U_L(x) \widetilde{W}_\mu(x) U_L^\dagger(x) - \frac{i}{g} \partial_\mu U_L(x) U_L^\dagger(x), \quad (2.22)$$

donde $U_L(x) \equiv \exp\{i \frac{\sigma_j}{2} \alpha^j(x)\}$, la lagrangiana

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^3 i \bar{\psi}_j(x) \gamma^\mu D_\mu \psi_j(x) \quad (2.23)$$

es invariante bajo transformaciones locales del grupo de simetría G [10]. Con un procedimiento similar se puede construir en principio la simetría de gauge referente al grupo G para la teoría electrodébil completa; los principales detalles y resultados de este procedimiento se presentan a continuación.

2.2.1. Rompimiento espontáneo de la simetría (SSB)

Considere la densidad lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi) \quad (2.24)$$

para un escalar hermitiano, donde el potencial es

$$V(\phi) = \frac{\mu^2 \phi^2}{2} + \frac{\lambda \phi^4}{4}. \quad (2.25)$$

\mathcal{L} tiene una simetría bajo la transformación $\phi \rightarrow -\phi$. La ecuación de movimiento para ϕ es

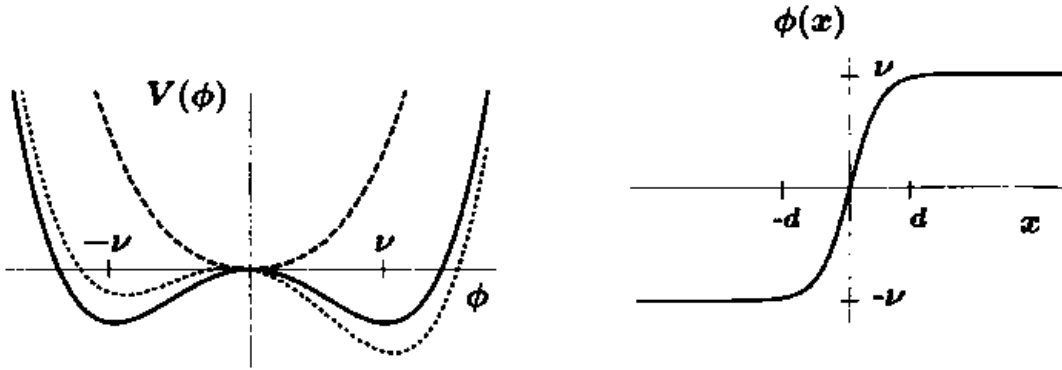
$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2 \right) \phi = - \frac{\partial V}{\partial \phi} = - [\mu^2 + \lambda \phi^2] \phi. \quad (2.26)$$

El primer término es la solución para un campo clásico ϕ . La energía mínima clásica se puede interpretar a través del valor de expectación en el vacío para ϕ , esto es $\langle 0 | \phi | 0 \rangle \equiv$

$\langle \phi \rangle$. Ahora para la expresión de la densidad Hamiltoniana la solución para la energía mas baja $\phi = \text{constante}$, con un valor $\langle \phi \rangle$ que minimiza el potencial:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \phi} \right|_{\phi} = 0, \quad \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right|_{\phi} > 0. \quad (2.27)$$

donde la primera condición garantiza un extremo, y la segunda garantiza un mínimo (solución estable), donde se debe de elegir $\lambda > 0$ y el signo de μ es arbitrario. La forma para $V(\phi)$ se muestra en la siguiente figura.



En la figura anterior el mínimo ocurre cuando $\langle \phi \rangle = 0$, μ es la masa de la partícula escalar y su simetría aun es conservada.

Para $\mu^2 < 0$ hay tres extremos, en $\phi = 0$ y para $\pm\nu = \pm\sqrt{-\mu^2/\lambda}$. El extremo $\phi = 0$ es un máximo inestable,

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} \sim -\mu^2\phi \geq 0 \quad (2.28)$$

los otros dos extremos son mínimos y el potencial se puede escribir de la siguiente forma

$$V(\phi) = \frac{\lambda}{4}(\phi^2 - \nu^2)^2 - \frac{\lambda\nu^4}{4}. \quad (2.29)$$

Entonces existen dos posibles estados degenerados, con $\langle \phi \rangle = \pm\nu$, para la solución positiva podemos escribir:

$$\phi = \nu + \phi', \quad (2.30)$$

donde ϕ' es un campo cuántico con $\langle \phi \rangle = 0$, sustituyendo esto en la densidad lagrangiana se obtiene

$$\mathcal{L}(\phi) = \mathcal{L}(\nu + \phi') = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi')^2 - V(\phi') \quad (2.31)$$

con

$$V(\phi') = \frac{\mu^4}{4\lambda} - \mu^2\phi'^2 + \lambda\nu\phi'^3 + \frac{\lambda}{4}\phi'^4, \quad (2.32)$$

donde la simetría bajo la transformación $\phi \rightarrow -\phi$ esta rota. El primer término es constante (el cual es irrelevante hasta que se considera la gravedad), el segundo término muestra que el campo ϕ' corresponde a una partícula con masa cuadrática $\mu_{\phi'}^2 = -2\mu^2 > 0$, el tercer término es una auto interacción cubica para ϕ' inducida por el rompimiento espontáneo de la simetría y el cuarto término es una auto interacción cuadrática en el campo (este término no fue afectado por el rompimiento espontáneo).

Otra forma es perturbando el potencial (2.25) con términos lineales o cúbicos que rompen explícitamente la simetría, se considerara el operador $-a\phi$ con $a > 0$,

$$V(\phi) = \frac{\mu^2\phi^2}{2} - a\phi + \frac{\lambda\phi^4}{4}. \quad (2.33)$$

Entonces inmediatamente la simetría es violada en el estado base, es decir $\langle \phi \rangle \neq 0$. Para $\mu > 0$ el valor de expectación en el vacío es inducido por el rompimiento explicito, $\nu = \langle \phi \rangle = a/\mu^2 + O(a^3)$, la mas importante consecuencia de esto es el término cúbico (pequeño) para $\phi' = \phi - \nu$;

$$V(\phi) = \frac{\mu^2\phi'^2}{2} + \lambda\nu\phi'^3 + \frac{\lambda\phi'^4}{4}, \quad (2.34)$$

para $\mu^2 < 0$ el potencial se deslaza y el mínimo global esta en

$$\nu = \nu_0 + \frac{a}{2\nu_0^2} + O(a^2), \quad (2.35)$$

donde $\nu_0 = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ es el mínimo que no fue afectado por la perturbación.

2.2.2. Sector de Higgs

Simetrías ocultas

Al considerarse una teoría de campos gobernada por el grupo G y un subgrupo H de G (pueden ser grupos unitarios, $SU(N)$, grupos ortogonales $SO(N)$ o seudo ortogonales, $SO(1, N)$), en donde los campos Φ_A forman una representación de G de tal suerte que la lagrangiana del sistema, $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\Phi_A, \partial_A\Phi_B)$, sea invariante bajo transformaciones del grupo G , tiene sentido realizar un mapeo de punto (dado que $H \subset G$) [11]

$$\Phi_A \longmapsto \{\varphi_a\},$$

donde el conjunto de campos $\{\varphi_a\}$ forman representaciones de H y su número coincide con el número de componentes de Φ_A , entonces, se puede establecer el mapeo [11]

$$\begin{aligned} G &\longmapsto H, \\ \Phi_A &\longmapsto \{\varphi_a\}, \end{aligned}$$

siendo Φ_A y $\{\varphi_a\}$ objetos covariantes de G y de H respectivamente. Por lo tanto, la lagrangiana es ahora una función de los campos $\{\varphi_a\}$ y sus primeras derivadas. En esta base, la simetría H es manifiesta en $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\varphi_a, \partial_a \varphi_b)$, sin embargo, la simetría en G no se ha perdido, simplemente está oculta, ya que se puede regresar a la simetría manifiesta bajo G mediante la transformación inversa.

El teorema de Goldstone y rompimiento espontáneo de la simetría

A manera de visualizar la versatilidad del teorema de Goldstone, en esta sección se presenta dicho teorema en el contexto del grupo especial de rotaciones $SO(3)$.

Sea $\Phi(x)$ un triplete escalar real de $SO(3)$ [11]

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \lambda\Phi_1(x) \\ \lambda\Phi_2(x) \\ \lambda\Phi_3(x) \end{pmatrix}, \quad (2.36)$$

con componentes de campos reales $\Phi_i(x)$, entonces, bajo $SO(3)$, donde $\Phi' = \varphi\Phi$ y $\varphi \in SO(3)$, es decir, $\Phi'_i = O_{ij}\Phi_j$, la siguiente lagrangiana es invariante bajo $SO(3)$ [11]:

$$\mathcal{L}_{PSH} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\Phi)^\dagger(\partial_\mu\Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (2.37)$$

donde

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \frac{1}{2}\mu^2(\Phi^\dagger\Phi) + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2, \quad (2.38)$$

es el potencial escalar de tipo renormalizable, para $\lambda > 0$.

La relación entre el RES y el teorema de Goldstone se presenta al estudiar las posibles configuraciones de campos para los cuales el potencial es mínimo. Estas condiciones se encuentran dadas por:

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi_i} = 0, \quad \frac{\partial^2 V}{\partial \Phi_i \partial \Phi_j} > 0.$$

Esto implica que

$$\begin{aligned} (\mu^2 + 4\lambda(\Phi^\dagger\Phi))\Phi_j &= 0, \\ \Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 &\geq 0. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Ante estas condiciones tenemos 2 escenarios compatibles:

- Escenario $\mu^2 > 0$

En este caso, el mínimo ocurre para $\Phi(x) = 0$. Físicamente, esto corresponde a 3 campos escalares reales Φ_i de igual masa μ .

- Escenario $\mu^2 < 0$

Aquí, las condiciones de extremo pueden satisfacerse cuando $\Phi(x) = 0$, siendo un mínimo relativo (correspondiente al origen) o se consiguen también si

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{-\mu^2}{4\lambda} \equiv v^2,$$

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{4\lambda}} > 0.$$

Nótese que $\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 = v^2$ es la superficie (esfera) de mínima energía, el cual presenta una degeneración infinita [11].

La simetría $SO(3)$ se rompe de manera espontánea cuando se elige un punto de la esfera, a saber, Φ_0 . Esto implica que $\Phi_0^\dagger \Phi_0 = v^2$. Así, se elige la dirección de Φ_0 tal que sea posible romper espontáneamente el grupo $SO(3)$ al grupo $SO(2)$, esto es, se escoge Φ_0 tal que $SO(3) \mapsto SO(2)$. Cuando se habla del rompimiento espontáneo de $SO(3)$ a $SO(2)$ significa elegir la dirección de Φ_0 de tal forma que sea dejada invariante por $SO(2)$, es decir, $U\Phi_0 = \Phi_0$ donde $U \in SO(2)$; esto implica que el generador de $SO(2)$ debe aniquilar a Φ_0 , es decir, $T\Phi_0 = 0$, cumpliéndose que

$$U\Phi_0 = \Phi_0,$$

$$e^{i\alpha T}\Phi_0 = \Phi_0,$$

siendo α un parámetro real.

El Teorema de Goldstone establece que por cada generador roto del grupo existe un campo escalar de masa cero. En este caso:

$$T_1\Phi_0 \neq 0,$$

$$T_2\Phi_0 \neq 0,$$

$$T_3\Phi_0 = 0,$$

para

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix}.$$

Los objetos T_1 y T_2 son los generadores rotos y T_3 es el generador de $SO(2)$. Por lo tanto, los campos de $SO(2)$ (sus representaciones) son campos sin masa

$$\varphi \equiv \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix},$$

y reciben el nombre de bosones de Goldstone. El campo H que está a lo largo de Φ_0 , recibe el nombre de bosón de Higgs. Es importante mencionar que la teoría sigue siendo invariante bajo $SO(3)$; lo que no es invariante bajo $SO(3)$ es Φ_0 .

Mecanismo de Higgs

Si se asume que la teoría es de norma, esto es, que el grupo $SO(3)$ es local, implica que la Lagrangiana invariante es ahora

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2}(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \quad (2.40)$$

donde

$$D_\mu = \partial_\mu - igT^a A_\mu^a, \quad \text{para } a = 1, 2, 3.$$

Lo que en componentes se puede apreciar de la siguiente forma

$$D_\mu^{ab} \Phi_b = (\delta^{ab} \partial_\mu - g\epsilon^{abc} A_\mu^c) \Phi_b, \quad (2.41)$$

siendo

$$(T^c)_{ab} = -i\epsilon^{abc},$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g\epsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c.$$

Para dotar de masa a los campos de norma se necesita mandar estos a campos de materia; esto se logra con una translación de la siguiente forma:

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi_0 + \Phi(x). \quad (2.42)$$

De este modo, el primer término en la ecuación (2.40):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) &= \frac{1}{2} [(D_\mu \Phi_0)^\dagger + (D_\mu \Phi)^\dagger] [(D_\mu \Phi_0) + (D_\mu \Phi)] \\ &= \frac{1}{2}(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) + \frac{1}{2} [(D_\mu \Phi_0)^\dagger (D_\mu \Phi) + (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi_0)] \\ &\quad + \frac{1}{2}(D_\mu \Phi_0)^\dagger (D_\mu \Phi_0), \end{aligned}$$

es quien promueve la generación de masa en los bosones de norma realizándose las identificaciones pertinentes en la base de campos físicos.

2.2.3. Sector de Yang-Mills

En física, el primer ejemplo de una teoría de Yang-Mills es la teoría electromagnética de Maxwell. En la famosa publicación de 1954, Yang y Mills propusieron una extensa teoría generalizada de campos clásicos inspirada en el electromagnetismo conservando la simetría de gauge. Cuando la teoría de Yang-Mills se cuantizó se convirtió en el pilar de la física de partículas en la segunda mitad del siglo XX. Esta teoría ya cuantizada comprende la electrodinámica cuántica, la teoría electrodébil, el ME y teorías de gran unificación (GUTs por sus siglas en inglés), por citar algunos ejemplos. Se asume que las teorías correctas tienen que ser cuantizadas preservando la simetría de Lorentz, lo cual en particular cumple la teoría de Yang-Mills. Esta es la razón por la cual el grupo $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ es la base matemática del ME. El sector de Yang-Mills está construido en términos de una teoría de campos no abeliana junto con una parte abeliana, por tal razón, la lagrangiana del campo de Yang-Mills se escribe de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad \text{para } i = 1, 2, 3. \quad (2.43)$$

$$\begin{aligned} SU_L(2) &\rightarrow W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \\ U_Y(1) &\rightarrow B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \end{aligned} \quad (2.44)$$

Una vez identificados los campos físicos (de masa):

$$\begin{aligned} W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2), \\ W_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2), \\ Z_\mu &= c_W W_\mu^3 - s_W B_\mu, \\ A_\mu &= s_W W_\mu^3 + c_W B_\mu, \end{aligned}$$

es posible determinar los vértices trilineales y cuárticos que representan interacciones entre los campos de gauge. Aquí, c_W y s_W representan el coseno y el seno del ángulo de mezcla débil respectivamente.

2.2.4. Sector de Yukawa

La interacción de Yukawa o el acoplamiento de Yukawa, llamado así por Hideki Yukawa, es una interacción entre un campo escalar y dos campos de Dirac. En el ME los acoplamientos de Yukawa describen las interacciones entre el campo de Higgs y los campos de quarks o los leptones sin masa, es por eso que este sector se divide en dos partes, el sector de quarks y el sector leptónico. Mediante el RES, estos fermiones adquieren una masa proporcional al valor de expectación del vacío.

Sector de Yukawa para leptones

La lagrangiana de Yukawa para leptones invariante bajo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ es [11]

$$\mathcal{L}_Y^\ell = -Y_{ij}^\ell \bar{L}'_i \Phi \ell'_{Rj} + h.c., \quad (2.45)$$

donde Y_{ij}^ℓ son los elementos de la matriz 3×3 de Yukawa. Aquí, L_i tiene la forma

$$L_i = \begin{pmatrix} \vartheta_{\ell i} \\ \ell_i \end{pmatrix}_L, \quad \text{con } i = 1, 2, 3,$$

mientras que ℓ_R es un singulete de $SU_L(2)$. Al aplicar el RES, se tiene que

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

por consiguiente, la lagrangiana de Yukawa se puede reescribir como sigue

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^\ell &= -Y_{ij}^\ell (\bar{\vartheta}'_{\ell i}, \bar{\ell}'_{iL}) \ell'_{Rj} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + h.c. + \dots, \\ &= -Y_{ij}^\ell \bar{\ell}'_{Li} \ell'_{Rj} \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) + h.c. + \dots, \\ &= - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \bar{E}'_L Y^\ell E'_R + h.c. + \dots, \end{aligned}$$

donde la última línea de la ecuación anterior ha sido escrita en el espacio de sabor, siendo

$$E'_{L,R} = \begin{pmatrix} e'_{L,R} \\ \mu'_{L,R} \\ \tau'_{L,R} \end{pmatrix},$$

en el entendido de que $\bar{E}'_L = V_L^\ell E_L$ y $\bar{E}'_R = V_R^\ell E_R$, siendo $V_{L,R}^\ell$ matrices de rotación unitarias, entonces;

$$\mathcal{L}_Y^\ell = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E}'_L M^\ell E'_R + h.c. + \dots,$$

donde $M^\ell \equiv \frac{Yv}{\sqrt{2}}$ es la matriz de masa. De este modo, \mathcal{L}_Y^ℓ queda expresada como se aprecia a continuación

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^\ell &= - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E}_L V_L^{\ell\dagger} M^\ell V_R^\ell E_R + h.c. + \dots, \\ &= - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E}_L M_\ell E_R + h.c. + \dots, \end{aligned}$$

con

$$M_\ell = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}.$$

Esto implica que el sector de Yukawa para leptones conserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs se acopla a un mismo tipo de leptón cargado.

Sector de Yukawa para quarks

La lagrangiana de Yukawa para quarks más general invariante bajo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ es [11]

$$\mathcal{L}_Y^q = -Y_{ij}^u \bar{Q}'_i \tilde{\Phi} u'_{Rj} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_i \Phi d'_{Rj} + h.c., \quad (2.46)$$

donde $Q'_i = \begin{pmatrix} u'_i \\ d'_i \end{pmatrix}$ para $i = 1, 2, 3$ y

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_W \\ \frac{v+H-iG_Z}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v+H-iG_Z}{\sqrt{2}} \\ -G_W \end{pmatrix}. \quad (2.47)$$

Al adoptar la gauge unitaria o gauge física, se llega a que

$$\mathcal{L}_Y^q = - \left(1 + \frac{H}{v}\right) [\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R] + h.c., \quad (2.48)$$

siendo $M^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^u$ y $M^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^d$. Además, $U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}$ y $D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}$. De acuerdo

con las siguientes transformaciones unitarias: $U'_L = V_L^u U_L$, $U'_R = V_R^u U_R$, $D'_L = V_L^d D_L$, $D'_R = V_R^d U_R$, la lagrangiana de Yukawa para quarks adquiere la siguiente forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^q &= - \left(1 + \frac{gH}{2m_W}\right) (\bar{U}_L V_L^{U\dagger} M^U V_R^U U_R + \bar{D}_L V_L^{D\dagger} M^D V_R^D D_R) + h.c., \\ &= - \left(1 + \frac{gH}{2M_w}\right) (\bar{U}_L M_U U_R + \bar{D}_L M_D D_R) + h.c. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Esto da lugar a las siguientes matrices de masa para quarks

$$M_u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad M_d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}.$$

En la ecuación (2.49) también se puede apreciar que no está presente el cambio de sabor, ya que el bosón de Higgs se acopla al mismo tipo de quark.

2.2.5. Sector de corrientes

En el sector de corrientes aparece el término cinético de los fermiones, de donde surge la ecuación de Dirac. Esta parte del ME se divide en los sectores de corrientes de Leptones y de Quarks.

Sector de corrientes para leptones

El lagrangiano que representa al sector corrientes para leptones se encuentra dado por

$$\mathcal{L}_c^\ell = i\bar{L}'_i \not{D} L'_i + i\bar{\ell}'_{Ri} \not{D} \ell'_{Ri}, \quad (2.50)$$

debido a la ausencia de neutrinos derechos. A partir del lagrangiano anterior se puede probar que los acoplamientos entre dos leptones y bosones neutros conservan sabor. En esta dirección, en la base de masas, dicho lagrangiano se puede reescribir como

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{E}\gamma^\mu \partial_\mu E + i\bar{\nu}\gamma^\mu \partial_\mu \nu_L + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W} Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.51)$$

donde se han introducido las corrientes cargadas, $J^{-\mu}$, y neutras, J_Z^μ y J_A^μ , las cuales están dadas como:

$$\begin{aligned} J^{-\mu} &= \bar{\nu}_L \gamma^\mu E_L, \\ J_Z^\mu &= \bar{\nu} \gamma^\mu (g_V^\nu + g^\nu \gamma^5) \nu + \bar{E} \gamma^\mu (g_V^E + g_A^E \gamma^5) E, \\ J_A^\mu &= \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{E} \gamma^\mu E. \end{aligned}$$

Aquí, g_V^i y g_A^i ($(i = \nu, E)$) son constantes de acoplamiento que representan la intensidad con la cual se acoplan los leptones al bosón Z . 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 la ausencia de interacciones entre leptones de diferentes familias mediadas por el bosón débil cargado.

Sector de corrientes para quarks

El lagrangiano de corrientes para quarks, en términos de los campos de gauge, conserva el sabor y está dado por

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}'_{iL} \gamma^\mu D_\mu Q'_{iL} + i\bar{u}'_{iR} \gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR} \gamma^\mu D_\mu d'_{iR}, \quad (2.52)$$

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

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{U}\gamma^\mu \partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu \partial_\mu D + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W} Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.53)$$

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

$$\begin{aligned} J^{-\mu} &= \bar{U}_L \gamma^5 K D_L, \\ J_Z^\mu &= \bar{U} \gamma^\mu (g_V^u + g_A^u \gamma^5) U + \bar{D} \gamma^\mu (g_V^d + g_A^d \gamma^5) D, \\ J_A^\mu &= \bar{U} \gamma^\mu U + \bar{D} \gamma^\mu D, \end{aligned}$$

siendo $K = V_L^u V_L^{d\dagger}$ la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM), mientras que $g_V^{u,d}$ y $g_A^{u,d}$ son constantes de acoplamiento que representan la intensidad de interacción entre dos quarks y el bosón Z . Puesto que las matrices $V_{L,R}^{u,d}$ son unitarias, en el ME las corrientes neutras conservan el sabor, sin embargo, en las corrientes cargadas se dan transiciones entre distintas familias a través de la matriz CKM. La presencia de corrientes cargadas con cambio de sabor a nivel árbol da lugar a la aparición de FCNC a nivel de lazos.

Capítulo 3

Más allá del Modelo Estándar

Problemas con el Modelo Estándar

Por conveniencia comencemos por la densidad lagrangiana después del rompimiento espontáneo de la simetría:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_\phi + \sum_r \bar{\psi}_r \left(i\not{\partial} - m_r - \frac{m_r H}{\nu} \right) \psi_r \\ & - \frac{g}{2\sqrt{2}} \left(J_W^\mu W_\mu^- + J_W^{\mu\dagger} W_\mu^+ \right) - e J_Q^\mu A_\mu - \frac{g}{2\cos(\theta_W)} J_Z^\mu Z_\mu, \end{aligned} \quad (3.1)$$

El ME electrodébil es matemáticamente consistente y una teoría de campos renormalizable el cual predice o tiene consistencia con los factores experimentales. Esta predice satisfactoriamente la existencia de corrientes neutras débiles, la existencia de las masas de los bosones W y Z , así como la masa del quark charm con la ayuda del mecanismo de GIM. Las interacciones a través de corrientes cargadas débiles están descritas por la teoría generalizada de Fermi, la cual esta incorporada en la electrodinámica cuántica. La consistencia entre la teoría y la experimentación predicen indirectamente la masa del quark top a través de correcciones radiativas y renormalización. Lamentablemente esta formulación no predice información sobre la masa de los neutrinos [17].

El problema de la simetría de gauge

El ME es un producto directo de 3 subgrupos, $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ y no hay explicación porque solamente la parte electrodébil es quiral (hay violación de paridad). Similarmente el ME incorpora la cuantización de la carga pero no explica porque todas las partículas tienen cargas que son solamente múltiplos de $e/3$, esto es importante porque permite la neutralidad eléctrica de los átomos ($|q_p| = |q_e|$). La cuantización de la carga se puede explicar con teorías de gran unificación y supercuerdas, pero los valores "erróneos" para la

carga surgen debido a diferentes incorporaciones de la hipercarga o valores no canónicos para Y (en algunas construcciones emergen partículas exóticas con cargas de $e/2$).

Problema del la Gravedad

La gravedad no se encuentra unificada con las interacciones del ME, dicho de otra forma, la relatividad general no es una teoría cuántica. Hay una posible solución a través de teorías de Kaluza-Klein y supergravedad, estas teorías conectan la gravedad con otras interacciones pero no dan lugar a ser renormalizables o cuantizar la gravedad. Además del hecho de que la gravedad no está unificada ni cuantizada hay otra dificultad, llamada la constante cosmológica, esta constante puede ser tratada como la energía en el vacío, y considerando que un rompimiento espontáneo en $SU(2) \times U(1)$ genera el valor de expectacion $\langle 0|V(\nu)|0 \rangle = -\mu^4/4\nu$ para el potencial mínimo de Higgs. Esta constante (c) no tiene significancia en las interacciones fundamentales, pero toma gran importancia cuando se quiere acoplar la teoría con la gravedad, ya que esta contribuye, entonces la constante cosmológica se convierte

$$\Lambda_{coms} = \Lambda_{bare} + \Lambda_{SSB}, \quad (3.2)$$

donde $\Lambda_{bare} = 8\pi G_N V(0)$ la cual puede ser tomado como la energía mínima en el vacío con la ausencia del rompimiento espontáneo de la simetría (SSB).

$$|\Lambda_{SSB}| = 8\pi G_N |\langle 0|V(0)|0 \rangle| \sim 10^{56} \Lambda_{obs}. \quad (3.3)$$

El cual es 10^{56} mas grande que la magnitud observada $\Lambda_{obs} = (0,0024eV)^4/8\pi G_N$ (asumiendo que la energía oscura es debido a la constante cosmológica) y es claramente inaceptable.

3.1. Modelo $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$

Muchas extensiones del ME involucran al grupo $U'(1)$ y bosones de gauge asociados (Z'). Este modelo es usado por teorías de supercuerdas, teorías de gran unificación, y muchos modelos que involucran nueva física a escala de TeVs, como rompimiento espontáneo dinamico y modelos de *little Higgs*. Un ejemplo de por qué es útil el grupo $U'(1)$: considérese $SU(m)$ roto por el adjunto real del higgs, ϕ_i , definase la matriz $m \times m$ $\phi \equiv \phi_i \bar{L}_m^i$, el valor de expectación en el vacío (VEV) puede ser diagonalizable bajo una transformación en $SU(m)$ e inmediatamente se vuelve claro que el subgrupo es $U(1)^m$.

Las masas de los bosones de gauge extra pueden ser extremadamente masivos, sin masa, con masas muy ligeras o cualquier intermedio de ellas. Es aquí donde se considera la escala electrodébil (TeV) para Z' . Incluso algunos modelos que involucran dimensiones extra en el espacio permiten que el boson Z y otros bosones de gauge del ME se propaguen en el lazo, mediante excitaciones de Kaluza-Klein.

Las interacciones de gauge de $U(1)'$

Considérese el caso de un solo factor de $U(1)'$, con una familia universal de acoplamientos y (inicialmente) sin mezclas cinéticas. El acoplamiento del ME para tres bosones neutrales de gauge con fermiones esta expresada de forma generalizada como:

$$-\mathcal{L}_{NC} = gJ_3^\mu W_\mu^3 + g'J_Y^\mu B_\mu + g_2J_Q^\mu Z_{2\mu}^0 = eJ_Q^\mu A_\mu + g_1J_1^\mu Z_{1\mu}^0 + g_2J_2^\mu Z_{2\mu}^0, \quad (3.4)$$

donde $Z_{2\mu}^0$ es el nuevo bosón de gauge, J_2^μ es la corriente de $U(1)'$, y g_2 el acoplamiento de gauge. Si se desea trabajar en términos de W^3 , B y Z_2^0 entonces es necesario un SSB y se obtendría matrices de bosones de gauge masivas de 3×3 , esto se puede evadir (siempre y cuando no se esta rota la simetría en la carga eléctrica) si transformamos a A en $Z_1^0 = Z$, el cual esta relacionado con W^3 y B con las ecuaciones

$$Z \equiv = \frac{-g'B_\mu + gW_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = -\sin\theta_W B + \cos\theta_W W^3, \quad (3.5)$$

$$A = \cos\theta_W B + \sin\theta_W W^3. \quad (3.6)$$

Similarmente, $J_Z^\mu \equiv Z_Z^\mu/2$, donde J_Z^μ es la corriente del ME definida como

$$\begin{aligned} J_Z^\mu &= \sum_r \bar{\psi}_r^0 \gamma^\mu [t_{rL}^3(1 - \gamma^5) - 2q_r \sin^2\theta_W] \psi_r^0 \\ &= \sum_r t_{rL}^3 \bar{\psi}_r^0 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_r^0 - 2\sin^2\theta_W J_Q^\mu, \end{aligned} \quad (3.7)$$

y $g_1 \equiv (g^2 + g'^2)^{\frac{1}{2}} = g_z$, esta segunda forma es especialmente conveniente en perturbaciones. La corriente J_α^μ , $\alpha = 1, 2$ es

$$J_\alpha^\mu = \sum_r \bar{\psi}_r \gamma^\mu [\epsilon_L^\alpha(r)P_L + \epsilon_R^\alpha(r)P_R] \psi_r = \frac{1}{2} \sum_r \bar{\psi}_r \gamma^\mu [g_V^\alpha(r) - g_A^\alpha(r)\gamma^5] \psi_r, \quad (3.8)$$

donde $\epsilon_{L,R}^1$ son acoplamientos del ME,

$$\begin{aligned} \epsilon_L(r) &= t_{rL}^3 - \sin^2\theta_W q_r, & \epsilon_R(r) &= -\sin^2\theta_W q_r, \\ g_V^r &= t_{rL}^3 - 2\sin^2\theta_W q_r, & g_A^r &= t_{rL}^3, \end{aligned} \quad (3.9)$$

y $\epsilon_{L,R}^2$ depende del modelo que se elija para $U(1)'$. Cuando se trabaja con términos de campos de fermiones con quiralidad izquierda, es conveniente definir las cargas como

$$Q_{\alpha f} = \epsilon_L^\alpha(f), \quad Q_{\alpha f^c} = -\epsilon_R^\alpha(f), \quad (3.10)$$

para fermiones f_L y su conjugado de la carga f^c . También se define las cargas $Q_{\alpha i}$ para complejos escalares ϕ_i con $Q_{1i} = t_{3i} - \text{sen}^2\theta_W q_i$. En la parte de la corriente neutra la derivada covariante de gauge es

$$D_\mu \phi_i = \left(\partial_\mu + ieq_i A_\mu + i \sum_{\alpha=1}^2 g_\alpha Q_{\alpha i} Z_{\alpha\mu}^0 \right) \phi_i, \quad (3.11)$$

donde todos los miembros de $SU(2)$ deben de tener la misma Q_2 desde que se asume que los grupos conmutan.

Bosones masivos de gauge y mezclas de masas

Cuando un escalar adquiere valor de expectación en el vacío genera masas para bosones de gauge neutrales (y cargados). Asumiendo que la simetría de la carga eléctrica no esta rota, es decir, $q_i = 0$ para todos los escalares que cumplan $\langle \phi_i \rangle$, encontramos de la ec (3.11) que de un fotón A_μ permanece sin masa, mientras $Z_{1,2}^0$ desarrolla una matriz de masa cuadrada

$$M_{Z-Z'}^2 = \begin{pmatrix} 2g_1^2 \sum_i t_{3i}^2 |\langle \phi_i \rangle|^2 & 2g_1 g_2 \sum_i t_{3i} Q_i |\langle \phi_i \rangle|^2 \\ 2g_1 g_2 \sum_i t_{3i} Q_i |\langle \phi_i \rangle|^2 & 2g_2^2 \sum_i Q_i^2 |\langle \phi_i \rangle|^2 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} M_{Z^0}^2 & \Delta^2 \\ \Delta^2 & M_{Z'}^2 \end{pmatrix},$$

donde $Q_i \equiv Q_{2i}$. M_{Z^0} es la masa de Z en la ausencia de la mezcla. Si los campos de Higgs se encuentran todos bajo $SU(2)$ tanto dobletes como singuletes, se obtiene

$$M_{Z^0}^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2\theta_W} = \frac{g_Z^2}{4} \sum_{t_i=\frac{1}{2}} |\nu|^2 \equiv \frac{g_Z^2}{4} \nu^2, \quad (3.12)$$

donde $\nu_i = \sqrt{2} \langle \phi_i \rangle$ y $\nu \sim 246$ GeV, en el ME. Los eigenestados de masa correspondientes a (3.0.1) son

$$\begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} Z_1^0 \\ Z_2^0 \end{pmatrix}, \quad U \begin{pmatrix} \cos\theta & \text{sen}\theta \\ -\text{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix},$$

con eigenvalores

$$M_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[M_{Z^0}^2 + M_{Z'}^2 \mp \sqrt{(M_{Z^0}^2 - M_{Z'}^2)^2 + 4\Delta^4} \right], \quad (3.13)$$

y el ángulo de mezcla esta dado por

$$\theta = -\frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\Delta^2}{M_{Z'}^2 - M_{Z^0}^2} \right), \quad \tan^2\theta = \frac{M_{Z^0}^2 - M_1^2}{M_2^2 - M_{Z^0}^2}, \quad (3.14)$$

Un límite importante es $M_{Z'} \gg (M_{Z^0}, |\Delta|)$, el cual ocurre típicamente en el campo S del singulete de $SU(2)$ el cual tiene un valor de expectación en el vacío mucho mayor que ν y por lo tanto solamente contribuye $M_{Z'}$. Entonces se obtiene

$$M_1^2 \sim M_{Z^0}^2 - \frac{\Delta^4}{M_{Z'}^2} \ll M_2^2, \quad M_2^2 \sim M_{Z'}^2 \quad (3.15)$$

y

$$\theta \sim -\frac{\Delta^2}{M_{Z'}^2} \sim C \frac{g_2}{g_1} \frac{M_1^2}{M_2^2} \quad \text{con} \quad C = -\frac{\sum_i t_{3i} Q_i |\langle \phi \rangle|^2}{\sum_i t_{3i}^2 Q_i |\langle \phi \rangle|^2}. \quad (3.16)$$

C depende del modelo, pero típicamente $|C| \leq O(1)$. De las ecuaciones (3.14) y (3.16) se puede observar que $|\theta|$ esta en ordenes de M_1^2/M_2^2 .

Un ejemplo es considerar un campo S singulete y complejo en $SU(2)$ y dos dobletes $\phi_{u,d}$ en $SU(2)$ o sus conjugados $h_{u,d}$. Los dobletes se encuentran definidos como

$$\begin{aligned} \phi_d &= \begin{pmatrix} \phi_d^+ \\ \phi_d^0 \end{pmatrix}, & \phi_u &= \begin{pmatrix} \phi_u^0 \\ \phi_u^- \end{pmatrix}, \\ h_u &= \begin{pmatrix} h_u^+ \\ h_u^0 \end{pmatrix} \equiv -\tilde{\phi}_u, & h_d &= \begin{pmatrix} h_d^0 \\ h_d^- \end{pmatrix} \equiv \tilde{\phi}_d, \end{aligned}$$

luego

$$\begin{aligned} M_{Z^0}^2 &= \frac{1}{4} g_1^2 (|\nu_u|^2 + |\nu_d|^2), & \Delta^2 &= \frac{1}{2} g_1 g_2 (Q_u |\nu_u|^2 - Q_d |\nu_d|^2) \\ M_{Z'}^2 &= g_2^2 (Q_u^2 |\nu_u|^2 + Q_d^2 |\nu_d|^2 + Q_S^2 |S|^2), \end{aligned} \quad (3.17)$$

con $Q_{u,d} \equiv Q_{h_u, h_d}$ y $S = \sqrt{2} \langle S \rangle$. El potencial para S , h_u^0 y h_d^0 es entonces $V = V_F + V_D + V_{soft}$

$$\begin{aligned} V_F &= \lambda_S^2 (|h_u^0|^2 |h_d^0|^2 + |S|^2 |h_u^0|^2 + |S|^2 |h_d^0|^2), \\ V_D &= \frac{g_1^2}{8} (|h_u^0|^2 - |h_d^0|^2)^2 + \frac{g_2^2}{2} (Q_u |h_u^0|^2 + Q_d |h_d^0|^2 + Q_S |S|^2)^2, \\ V_{soft} &= m_{h_u}^2 |h_u^0|^2 + m_{h_d}^2 |h_d^0|^2 + m_S^2 |S|^2 - (\lambda_S A_S S h_u^0 h_d^0 + h.c.). \end{aligned} \quad (3.18)$$

3.2. Corrientes neutras que cambian sabor mediadas por el bosón Z'

Se conocen muchas motivaciones teóricas y fenomenológicas sobre la existencia del bosón pesado Z' con familias de acoplamientos no universales [12, 13]. La mezcla de sabores

en los sectores de leptones y quarks conduce a un cambio de sabor cuando se acopla con el boson Z' , incluso con el Z ordinario del ME cuando la mezcla $Z-Z'$ es contemplada [12, 13]. El formalismo general de estos acoplamientos es descrito en procesos a nivel árbol y de lazos con violación de CP en general. El hecho de agregar el bosón de gauge neutro pesado Z' implica ya una extensión del ME [12, 13, 14]. En particular, esto ocurre en teorías de gran unificación (GUTs), teorías de cuerdas y teorías con dimensiones extra. El rompimiento del grupo $U'(1)$ junto con la teoría electrodébil a escalas de supersimetría suaves implican que la masa del bosón Z' debería ser menor que 1 TeV [13]. La búsqueda de la partícula Z' es de gran importancia en la física experimental donde ya se tienen cotas experimentales para la masa del Z' , dependiendo del modelo teórico que se considere la masa varía entre 3.0 - 4.0 TeVs [29]. En acoplamientos de familias no universales del bosón Z' es necesario un cambio de sabor (acoplamientos no diagonales), en donde podrían aparecer efectos de nueva física referentes a violación de CP [12, 13]. En específico, un sector de corrientes generalizado que contiene FCNC puede visualizarse de la siguiente manera [14]

$$\mathcal{L}_{NC} = -eJ_{em}^\mu A_\mu - g_1 J^{(1)\mu} Z_{1,\mu}^0 - g_2 J^{(2)\mu} Z_{2,\mu}^0, \quad (3.19)$$

donde Z_1^0 es el boson neutro de gauge de $SU_L(2) \times U_Y(1)$ y Z_2^0 es el nuevo boson de gauge asociado con una simetría abeliana $U'(1)$. Las corrientes tienen la siguiente estructura

$$J_\mu^{(1)} = \sum_i \bar{\psi}_i \gamma_\mu [\epsilon_L(i) P_L + \epsilon_R(i) P_R] \psi_i, \quad (3.20)$$

$$J_\mu^{(2)} = \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \gamma_\mu [\epsilon_{\psi_{Lij}}^{(2)} P_L + \epsilon_{\psi_{Rij}}^{(2)} P_R] \psi_j. \quad (3.21)$$

Aquí se considera que la suma es sobre todos los quarks y leptones, con $P_{R,L} = (1 \pm \gamma_5)/2$. Los parámetros $\epsilon_{\psi_{R,Lij}}^{(2)}$ denotan acoplamientos de quiralidad del nuevo bosón de gauge neutro, mientras que los acoplamientos quirales del ME son $\epsilon_R(i) = -\sin^2 \theta_W Q_i$, $\epsilon_L(i) = t_3^i - \sin^2 \theta_W Q_i$, donde t_3^i y Q_i son componentes del isospín débil y la carga eléctrica del fermion i , respectivamente. Además, $g_1 = g/\cos \theta_W = e/\sin \theta_W$ y g_2 representa acoplamientos de gauge del grupo $U'(1)$. Los efectos de cambio de sabor (FCNC) inmediatamente surgen si $\epsilon_{\psi_{R,Lij}}^{(2)}$ son matrices no diagonales.

Por otro lado, es bien sabido que aunque el sector de Yukawa del ME conserva el sabor, efectos de cambio de sabor pueden aparecer a nivel árbol en cualquier sector renormalizable de Yukawa siempre que se incorporen más campos escalares, tal y como sucede en el modelo de dos dobletes de Higgs (THDM por sus siglas en inglés) [15]. Si bien este tipo de métodos suelen ser los más simples, debido a que las transiciones que violan sabor se encuentran mediadas por el bosón de Higgs, existen mecanismos alternos más complicados para generar violación de sabor en los cuales se hace uso de la presencia de nuevos bosones vectoriales neutros, conocidos con el nombre de bosones Z' .

Puesto que la propuesta principal de esta tesis consiste en estudiar sectores de corrientes extendidos con presencia de violación de sabor a nivel de acción clásica, es pertinente mencionar que el modelo extendido más simple que predice la existencia de un bosón de norma débil neutro extra, identificado como Z' , es aquel que está basado en el grupo de norma electrodébil extendido $SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$, y se le denomina ME secuencial, en donde una vez aplicado el RES se generan adicionalmente acoplamientos entre los bosones de gauge Z y Z' [12]. Estudios realizados sobre el sector electrodébil extendido han dado como resultado que la intensidad de acoplamiento entre los bosones Z y Z' estaría fuertemente suprimida [12, 16, 17]. Por lo tanto, no será necesario considerar a las transiciones que cambian sabor acopladas a la mezcla $Z - Z'$. Ya que el tema de esta tesis se enfoca exclusivamente en estudiar la parte del sector electrodébil extendido en donde se generan las FCNC mediadas por el bosón de norma Z' , se empleará el lagrangiano renormalizable más general en donde están incluidas las FCNC mediadas por un bosón de gauge Z' , las cuales podrían surgir en cualquier modelo extendido o de gran unificación [18, 19, 20]. El lagrangiano antes mencionado se puede escribir así

$$\mathcal{L}_{NC} = \sum_{ij} \left[\bar{f}_i \gamma^\alpha (\Omega_{L f_i f_j} P_L + \Omega_{R f_i f_j} P_R) f_j + \bar{f}_j \gamma^\alpha (\Omega_{L f_j f_i}^* P_L + \Omega_{R f_j f_i}^* P_R) f_i \right] Z'_\alpha, \quad (3.22)$$

donde f_i es cualquier fermión del ME y Z'_α es el nuevo bosón de gauge neutro predicho por varias extensiones del ME [18, 19, 20, 21]. Los parámetros $\Omega_{L f_i f_j}$ y $\Omega_{R f_i f_j}$ representan la intensidad del acoplamiento $Z' \bar{f}_i f_j$. Debe aclararse que en el lagrangiano de la ecuación (3.22) están incluidos tanto acoplamientos que violan sabor como aquellos que lo conservan mediados por el bosón de norma Z' . En lo que resta de esta tesis se asumirá por simplicidad que $\Omega_{L f_i f_j} = \Omega_{L f_j f_i}$ y $\Omega_{R f_i f_j} = \Omega_{R f_j f_i}$ [3]. En contraste, los acoplamientos que conservan sabor quedan dados como [22, 23] $\Omega_{L f_i f_i} = -g_2 Q_L^{f_i}$ y $\Omega_{R f_i f_i} = -g_2 Q_R^{f_i}$, donde g_2 es el acoplamiento de norma del bosón Z' ; los parámetros $Q_{L,R}^{f_i}$ son los denominados acoplamientos quirales, que adquieren valores muy particulares dependiendo del modelo extendido en consideración [22, 24]. En el ME secuencial, g_2 está dado de la siguiente manera: $g_2 = \frac{g}{\cos \theta_W}$, mientras que para los modelos extendidos más comunes considerados en el compendio de partículas elementales [25] (PDG por sus siglas en inglés) se tiene que

$$g_2 = \sqrt{\frac{5}{3}} g_1 \lambda_g \sin \theta_W, \quad (3.23)$$

donde $g_1 = g / \cos \theta_W$, λ_g depende del patrón de RES siendo del orden de la unidad y g es la constante de acoplamiento débil.

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

Tabla 3.1: Acoplamientos quirales-diagonales de modelos extendidos [31].

En específico, los distintos modelos estudiados en esta tesis corresponden a los siguientes: el ME Z secuencial, el modelo con simetría izquierda y derecha, el modelo que surge al romperse la simetría del grupo $SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)$, el modelo que aparece cuando se rompe la simetría $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)$ y modelos inspirados en supercuerdas [12].

Capítulo 4

Cálculo analítico de la amplitud de transición $t \rightarrow cH$

En este capítulo se presenta el cálculo analítico de la amplitud a nivel de un lazo para el decaimiento $t \rightarrow cH$. Se proponen los siguientes diagramas de Feynman

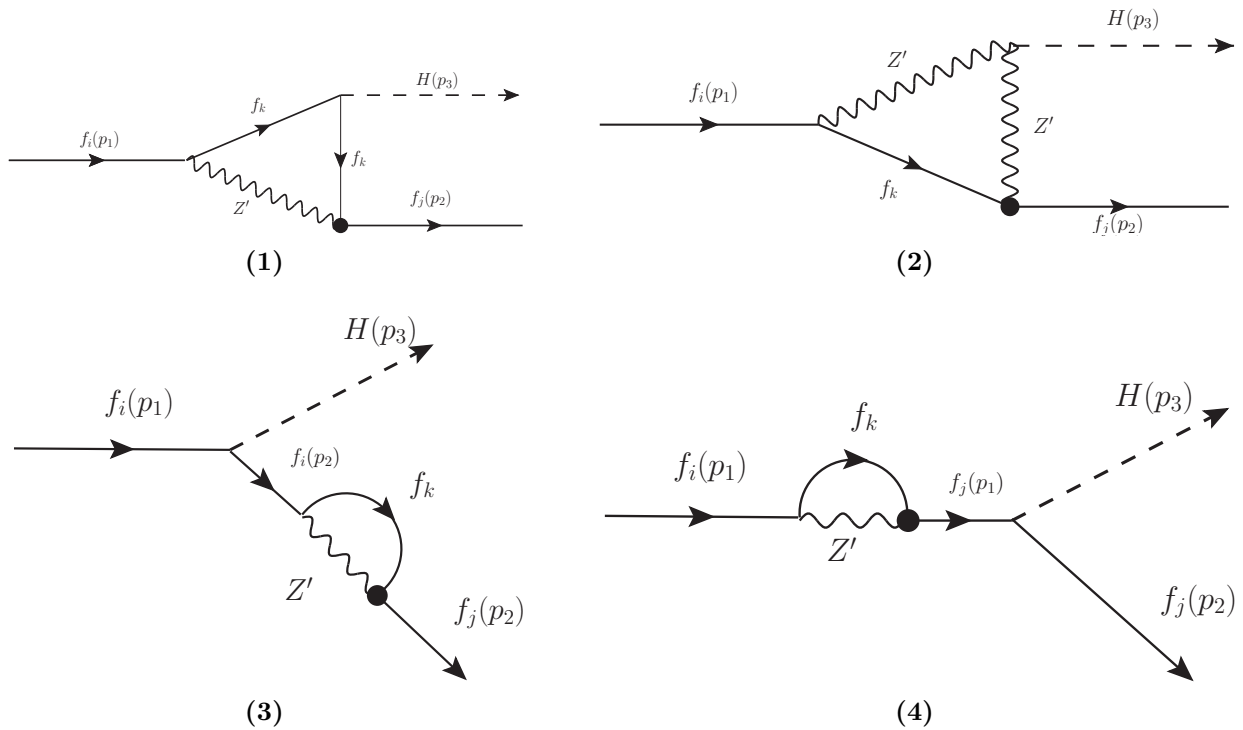


Figura 4.1: Diagramas de Feynman asociados al decaimiento $t \rightarrow cH$.

El momento asociado al quark top es $t(p_1)$, para el charm es $c(p_2)$ y para el Higgs es $H(p_3)$. También se considerará las siguientes condiciones cinemáticas;

$$\begin{aligned}
p_1 &= p_2 + p_3, & p_1^2 &= m_t^2, & p_2^2 &= m_c^2, \\
p_3^2 &= m_h^2, & p_1 \cdot p_3 &= \frac{m_t^2 - m_c^2 + m_h^2}{2}, \\
p_2 \cdot p_3 &= \frac{m_t^2 - m_c^2 - m_h^2}{2}, & p_1 \cdot p_2 &= \frac{m_t^2 + m_c^2 - m_h^2}{2},
\end{aligned} \tag{4.1}$$

donde m_t es la masa del quark top, m_c es la masa del quark charm y m_h es la masa del bosón de Higgs.

Otro elemento necesario, es el propagador para una partícula vectorial masiva, el cual está dado por la expresión; [26, 27]

$$\frac{-i}{k^2 - m_V^2} \left(g_{\mu\nu} + (\xi - 1) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 - \xi m_V^2} \right). \tag{4.2}$$

donde m_V es la masa del bosón vectorial, que en nuestro caso corresponderá a la masa del bosón Z' , y ξ es el parámetro de norma. Debido a que los cálculos se realizarán en la norma o gauge unitaria, implica que $\xi \rightarrow \infty$, entonces el propagador puede escribirse como:

$$\frac{-i}{k^2 - m_{Z'}^2} \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_{Z'}^2} \right). \tag{4.3}$$

En la figura (4.2) se presentan las reglas de Feynman que representan la interacción en el proceso de estudio. El vértice que viola sabor es $Z' f_i f_j$ (los f_i representan quarks de diferente sabor).

La amplitud total es la suma coherente de las amplitudes, es decir

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_3 + \mathcal{M}_4.$$

Los momentos que circulan en el lazo se determinan por conservación del cuadrimento a través de la variable k , entonces, las amplitudes del proceso $t \rightarrow cH$ toman la siguiente

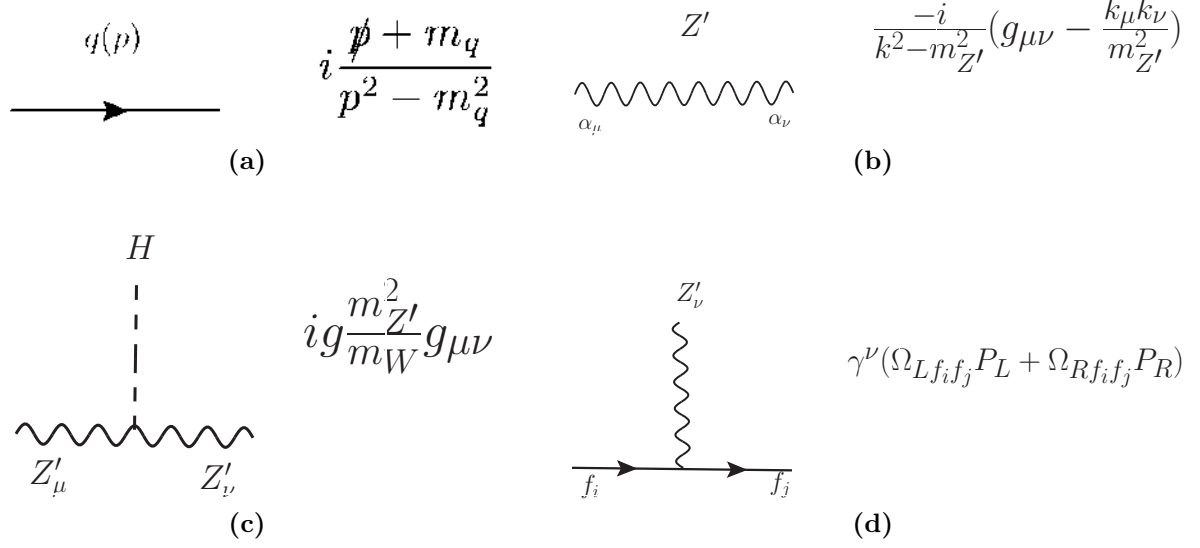


Figura 4.2: Reglas de Feynman asociados al decaimiento $t \rightarrow cH$.

forma

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 &= \frac{(-1)^4 i^6 g m_{f_k}}{2m_W} \sum_k \Omega_{L f_i f_k}^* \Omega_{L f_k f_j} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) \gamma^{\alpha 2} P_L \left[\frac{\not{k} + \not{p}_2 + m_{f_k}}{(k+p_2)^2 - m_{f_k}^2} \right] \\ &\times \left[\frac{\not{k} + \not{p}_1 + m_{f_k}}{(k+p_1)^2 - m_{f_k}^2} \right] \gamma^{\alpha 1} P_L \left(\frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \right) \left(g_{\alpha 1 \alpha 2} - \frac{k_{\alpha 1} k_{\alpha 2}}{m_{Z'}^2} \right) u(p_1), \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_2 &= \frac{(-1)^3 i^5 g m_{Z'}^2}{m_W} \sum_k \Omega_{L f_i f_k}^* \Omega_{L f_k f_j} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) \gamma^{\alpha 4} P_L \left[\frac{1}{(k+p_2)^2 - m_{Z'}^2} \right] \\ &\times \left[g_{\alpha 3 \alpha 4} - \frac{(k+p_2)_{\alpha 3} (k+p_2)_{\alpha 4}}{m_{Z'}^2} \right] g_{\alpha 2 \alpha 3} \left[\frac{1}{(k+p_1)^2 - m_{Z'}^2} \right] \\ &\times \left[g_{\alpha 1 \alpha 2} - \frac{(k+p_1)_{\alpha 1} (k+p_1)_{\alpha 2}}{m_{Z'}^2} \right] \gamma^{\alpha 1} P_L \left(\frac{\not{k} + m_{f_k}}{k^2 - m_{f_k}^2} \right) u(p_1), \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_3 &= \frac{(-1)^4 i^6 g m_{f_i}}{2m_W} \left(\frac{1}{p_2^2 - m_{f_i}^2} \right) \sum_k \Omega_{L f_i f_k}^* \Omega_{L f_k f_j} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) \gamma^{\alpha 2} P_L \left[\frac{\not{k} + \not{p}_2 + m_{f_k}}{(k+p_2)^2 - m_{f_k}^2} \right] \\ &\times \gamma^{\alpha 1} P_L \left(\frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \right) \left(g_{\alpha 1 \alpha 2} - \frac{k_{\alpha 1} k_{\alpha 2}}{m_{Z'}^2} \right) (\not{p}_2 + m_{f_i}) u(p_1), \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_4 &= \frac{(-1)^4 i^6 g m_{f_j}}{2m_W} \left(\frac{1}{p_1^2 - m_{f_j}^2} \right) \sum_k \Omega_{L f_i f_k}^* \Omega_{L f_k f_j} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) (\not{p}_1 + m_{f_j}) \gamma^{\alpha 1} P_L \\ &\times \left[\frac{\not{k} + \not{p}_1 + m_{f_k}}{(k+p_1)^2 - m_{f_k}^2} \right] \gamma^{\alpha 1} P_L \left[\frac{1}{k^2 - m_{Z'}^2} \left(g_{\alpha 1 \alpha 2} - \frac{k_{\alpha 1} k_{\alpha 2}}{m_{Z'}^2} \right) \right] u(p_1). \end{aligned} \quad (4.7)$$

La amplitud resultante es

$$\mathcal{M} = \bar{u}(p_2)(F_1 + F_2\gamma^5)u(p_1), \quad (4.8)$$

donde F_1 y F_2 son los factores de forma, los cuales están en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman(PaVe) $A_0(m_{f_k}^2)$, $A_0(m_Z^2)$, $B_0(0, m_{f_k}^2, m_Z^2)$, $B_0(m_{f_i}^2, m_{f_k}^2, m_Z^2)$, $B_0(m_{f_j}^2, m_{f_k}^2, m_Z^2)$, $B_0(m_H^2, m_{f_k}^2, m_Z^2)$, $B_0(m_H^2, m_Z^2, m_Z^2)$, $C_0(m_{f_i}^2, m_{f_j}^2, m_H^2, m_{f_k}^2, m_Z^2, m_{f_k}^2)$, $C_0(m_{f_i}^2, m_{f_j}^2, m_H^2, m_Z^2, m_{f_k}^2, m_Z^2)$. Posteriormente, al realizar operaciones algebraicas y haciendo uso del método de reducción de Passarino-Veltman, se puede apreciar que contiene divergencias ultravioletas, el cual proviene de los PaVes A_0 y B_0 . Estructuralmente, $t \rightarrow cH$ es análogo al caso ME donde el mecanismo de GIM elimina la divergencia, por lo tanto, inspirándonos en ello, se propone que el conjunto de elementos $\sum_k^3 \Omega_{L f_i f_k}^* \Omega_{L f_k f_j}$ formen una matriz unitaria y así dar lugar a un mecanismo de GIM:

$$\sum_{k=1}^3 \Omega_{L f_i f_k}^* \Omega_{L f_k f_j} = \begin{cases} 1, & f_i = f_j \\ 0, & f_i \neq f_j. \end{cases} \quad (4.9)$$

Entonces, con esta propiedad podemos eliminar el polo ultravioleta $1/\epsilon_{UV}$ ya que el término divergente es independiente de la masa m_{f_k} :

$$-\bar{u}(p_2) \sum_k^3 \Omega_{L f_i f_k}^* \Omega_{L f_k f_j} \frac{1}{\epsilon_{UV}} \frac{igm_H^2}{128m_W m_{Z'} \pi^2} [(m_{f_i} + m_{f_j}) + (m_{f_i} - m_{f_j})\gamma^5] u(p_1) = 0 \quad (4.10)$$

Para aplicar estrictamente dicho mecanismo y deshacernos de los términos espurios se debe expandir los factores de forma en términos de la masa m_{f_k} y fragmentar todos los factores de forma junto con sus PaVes, para esto expandimos los factores en serie de Taylor considerando que $m_{Z'} \gg m_t > m_h > m_c$, esto se logra gracias a que la masa del Z' es muy masivo (>3 TeVs) y con la ayuda del package X de Mathematica [32] se obtiene

$$F_1 = \frac{3ig}{128m_W \pi^2} (m_{f_i} + m_{f_j}) \sum_{k=1}^3 \Omega_{L f_i f_k} \Omega_{L f_k f_j}^* \frac{m_{f_k}^2}{m_{Z'}^2}, \quad (4.11)$$

$$F_2 = \frac{3ig}{128m_W \pi^2} (m_{f_i} - m_{f_j}) \sum_{k=1}^3 \Omega_{L f_i f_k} \Omega_{L f_k f_j}^* \frac{m_{f_k}^2}{m_{Z'}^2}, \quad (4.12)$$

y entonces la amplitud se escribe como

$$\mathcal{M} \approx \bar{u}(p_2) \frac{3ig}{128m_W m_{Z'}^2 \pi^2} \sum_{k=1}^3 \Omega_{L f_i f_k} \Omega_{L f_k f_j}^* m_{f_k}^2 [(m_{f_i} + m_{f_j}) + (m_{f_i} - m_{f_j})\gamma^5] u(p_1)$$

Capítulo 5

Resultados del decaimiento $t \rightarrow cH$

La anchura de decaimiento y su amplitud cuadrada están dadas por:

$$\Gamma(t \rightarrow cH) = \frac{1}{16\pi m_t} \sqrt{\left(1 - \frac{(m_H + m_c)^2}{m_t^2}\right) \left(1 - \frac{(m_H - m_c)^2}{m_t^2}\right)} |\overline{\mathcal{M}}|^2, \quad (5.1)$$

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{1}{2} \sum_{spin} |\mathcal{M}|^2 = [(m_t + m_c)^2 - m_H^2] |F_1|^2 + [(m_t - m_c)^2 - m_H^2] |F_2|^2. \quad (5.2)$$

Una vez obtenida la amplitud libre de divergencias, la razón de decaimiento para $t \rightarrow cH$ (considerando $m_{Z'} = 3000$ GeVs) es:

$$Br(t \rightarrow cH) = \frac{\Gamma(t \rightarrow cH)}{\Gamma_t} = 5.44 \times 10^{-16}$$

donde la anchura total del quark top es $\Gamma_t = 1.41$ GeV.

También se estudio la razón de decaimiento cuando se hace crecer la masa del Z' . Se puede observar en la figura (5.1) que la función tiende a cero a medida que aumentamos $m_{Z'}$, esto se debe a que la función se comporta como $\sim 1/|m_{Z'}|^4$.

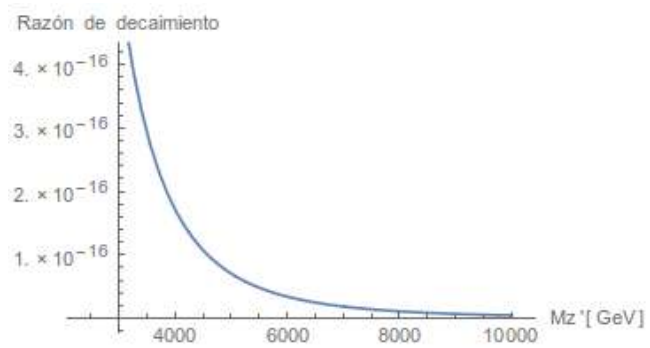


Figura 5.1: Razón de decaimiento en función de la masa Z'

Capítulo 6

Conclusiones

Hemos estudiado el decaimiento $t \rightarrow cH$ mediado por un nuevo bosón de gauge neutro masivo Z' a nivel de un lazo. Dicho bosón procede del lagrangiano renormalizable más general que incluye violación de sabor, predicho en el contexto de cualquier modelo de extensión o de gran unificación que contengan sectores extendidos de corrientes. De manera genérica para el Z' , independiente del modelo, se calcularon analíticamente las amplitudes a nivel de un lazo que contribuyen al proceso $t \rightarrow cH$, generado por cuatro diagramas de Feynman. Se propuso un mecanismo tipo GIM para los coeficientes $\Omega_{L f_i f_k}^* \Omega_{L f_k f_j}$ a fin de cancelar la divergencia ultravioleta y en consecuencia eliminar términos espurios. Se obtuvo la razón de decaimiento $Br(t \rightarrow cH) = 5.44 \times 10^{-16}$, dos ordenes de magnitud por debajo de la correspondiente predicción del ME de 2×10^{-14} .

Bibliografía

- [1] Rodolfo A. Díaz, R. Martínez y J.-Alexis Rodríguez, *Revista colombiana de física* Vol. 34, No. 1 (2002).
- [2] J. I. Aranda, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S Tututi, *J. Phys. G* 38, 045006 (2011).
- [3] J. I. Aranda, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano, and E. S Tututi, *Phys. Rev. D* 86, 035008 (2012).
- [4] T-P. Cheng and L-F. Li, *Phys. Rev. D* 16, 1425 (1977); B. W. Lee and R. E. Shrock, *Phys. Rev. D* 16, 1444 (1977).
- [5] E. Arganda and M. J. Herrero, *Phys. Rev. D* 73, 055003 (2006).
- [6] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Phys. Lett. B* 716, 1 (2012); S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), *Phys. Lett. B* 716, 30 (2012).
- [7] EUROPEAN ORGANISATION FOR NUCLEAR RESEARCH (CERN), *Phys. Rev. D* 98 (2018) 032002
- [8] The Standard Model of Particle Physics, Uwe-Jens Wiese, Institute for Theoretical Physics, University of Bern, March 17, 2010.
- [9] <https://physics.info/standard/>
- [10] <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0502010.pdf>
- [11] Notas del Curso de Modelo Estándar del Dr. J. Jesús Toscano Chávez, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Febrero (2016).
- [12] P. Langacker and M. Luo, *Phys. Rev. D* 26, 278 (1992).
- [13] P. Langacker, M. Plumacher, *Phys. Rev. D* 62, 013006 (2000).

-
- [14] L. S. Durkin and P. Langacker, Phys. Lett. B 166, 436 (1986).
- [15] S. Dawson *et al.*, The Higgs Hunters Guide, Addison-Wesley, New York, 1990.
- [16] M. A. Pérez and M. Soriano, Phys. Rev. D 46, 284 (1992).
- [17] P. Langacker, Rev. Mod. Phys. 81, 1199 (2008).
- [18] L. S. Durkin and P. Langacker, Phys. Lett. B 166, 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 (2011) 083.
- [19] P. Langacker and M. Plümacher, Phys. Rev. D 62, 013006 (2000); X.-G. He and G. Valencia, Phys. Rev. D 74, 013011 (2006); C.-W. Chiang, N. G. Deshpande, and J. Jiang, J. High Energy Phys. 08 (2006) 075.
- [20] J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D 10, 275 (1974); R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D 11, 566 (1975).
- [21] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D 46, 410 (1992); P. H. Frampton, Phys. Rev. Lett. 69, 2889 (1992).
- [22] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D 26, 2396 (1982).
- [23] A. Arhrib, K. Cheung, C.-W. Chiang, and T.-C. Yuan, Phys. Rev. D 73, 075015 (2006).
- [24] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D 25, 3036 (1982); R. W. Robinett, Phys. Rev. D 26, 2388 (1982).
- [25] C. Patrignani *et al.*, Chin. Phys. C 40, 100001 (2016).
- [26] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, (1984).
- [27] W. Greiner and B. Müller, Gauge Theory of Weak Interactions, Springer, 2000.
- [28] Guillermo González Estrada, Tesis de Maestría: *Cambio de sabor leptónico en decaimientos del bosón de Higgs*, Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Febrero (2018).
- [29] Precise determination of Z-Z' mixing at the CERN LHC
- [30] J. I. Aranda, A. Cordero-Cid, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano, and E. S Tututi, Phys. Rev. D 86, 035008 (2012).

[31] Abdesslam Arhrib, Kingman Cheung, Cheng-Wei Chiang, and Tzu-Chiang Yuan
,PHYSICAL REVIEW D 73, 075015 (2006)

[32] <https://feynncalc.github.io/>