

UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS
DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”



El decaimiento del quark top a un quark charm y un
bosón de Higgs

TESIS

Para obtener el título de:

LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

PRESENTA:

Everardo Urquiza Trejo

Director de tesis: Doctor en Física Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Morelia, Michoacán

Marzo 2018

Agradecimientos:

Esta tesis es un logro más que he conseguido en mi vida; fue una de muchas metas que tuve por delante y es un placer compartir este logro con todas las personas que quiero y aprecio de todo corazón.

Antes de que entrara a la carrera de Ciencias Físico Matemáticas, hubo varios maestros a quienes quiero agradecer su influencia para guiarme en el camino de la ciencia y de la investigación, entre estos maestros están Angel Hernández, Pedro Rangel Rangel, José Correa Bucio, entre otros.

Una vez que ingresé a la carrera conocí nuevas personas que guiaron mi camino y quiero agradecerles su esfuerzo y dedicación, entre ellos agradezco a Francisco Shidartha Guzmán Murrillo, J. Jesus Toscano Chávez, Ricardo Becerril Bárcenas, Lucca Tessieri, Javier Montaña Domínguez, Eduardo S. Tututi, entre otros.

Se le agradece también a mi asesor de tesis, el Dr. Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta, quien se ha tomado el arduo trabajo de transmitirme sus conocimientos desde que yo estaba cursando la carrera en cuarto semestre, el siempre se preocupó por guiarme en el camino que yo quería y quiero seguir; al día de hoy me ha seguido guiando hasta lograr la realización de esta tesis, que gracias a su ayuda esto ha parecido un tanto menos complicado.

También agradezco de manera especial a todos mis amigos que siempre me acompañaron tanto en hacer tareas y prepararnos para exámenes, como para pasar ratos llenos de risas y alegrías; ellos me apoyaron cuando me llegué a sentir estresado, incluso confundido durante el desarrollo de la carrera, no tengo palabras para agradecerles todo ello, entre ellos están: J. Rubén Maldonado, Pablo Guitiérrez, Karla S. Zavala, Gilberto González, Iveth A. Gaspar, Eva García, Atziri Mancilla, Uziel Silva, J. Brandon Ramírez, Zaira Z. Ramírez, A. Karen Hernández, Kevin F. Valencia, entre otros.

Asimismo, agradezco a mi novia Cinthya Hernández Delgado, quien es la mujer que me llena de orgullo y me hace sentir muy feliz, te amo y no hay manera de devolverte todo lo que me has apoyado, siempre has estado en las buenas y en las malas, no se que hubiera hecho sin tu ayuda, tu compañía y tu amor.

Igualmente agradezco y dedico esta tesis a mi familia, su ayuda ha sido fundamental, ellos son los pilares de toda mi vida y de todo lo que tengo por delante, gracias por siempre escucharme, guiarme, consolarme, animarme a seguir adelante, su compañía, una simple palabra de ellos me llena de energía para superar mis adversidades. Todo lo que soy y lo que tengo se los debo a ellos, gracias Everardo Urquiza Romero a quien llamo papá, María Guadalupe Trejo Barrera a quien llamo mamá, Carla Yunuen Urquiza Trejo a quien llamo hermana y sin olvidar a mi pequeño sobrino Luis Enrique López Urquiza, los amo con todo mi corazón.

Resumen

Se presenta un estudio analítico de violación de sabor en el sector quarks mediada por un nuevo bosón de gauge neutro masivo, denominado Z' , sobre 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. Sin embargo, con las amplitudes componentes que emanan del Lagrangiano de corrientes neutras que cambian sabor mediadas por el Z' no fue posible obtener cancelación de divergencias ultravioletas. Se infiere que es necesario aún considerar más sectores en los modelos extendidos estudiados con la finalidad de conseguir dicha cancelación.

Palabras clave: violación de sabor, nuevo bosón de norma neutro, correcciones a un lazo, modelos extendidos, decaimiento raro.

Abstract

An analytical 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. However, by considering the component amplitudes that emerge from the extended Lagrangian of flavor changing neutral currents, mediated by the Z' boson, it was not possible to obtain cancelation of ultraviolet divergences. It is inferred that it is still necessary to consider more sectors in the extended models studied in order to achieve such cancelation.

Índice general

1. Introducción	1
2. El Modelo Estándar	3
2.1. Interacción Electrodébil	5
2.1.1. Sector de Higgs	8
2.1.2. Sector de Yang-Mills	11
2.1.3. Sector de Yukawa	12
2.1.4. Sector de corrientes	14
2.2. Cromodinámica cuántica	16
3. Corrientes neutras que cambian sabor mediadas por el bosón Z'	19
4. Calculo analítico de la amplitud de transición $t \rightarrow cH$	23
5. Conclusiones y perspectivas	29
Bibliografía.	31

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 lazos están muy suprimidas debido al 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 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. Como se mencionó antes, estos fenómenos no suceden en el ME para interacciones entre leptones, mientras que en el sector de quarks resultan ser bastante suprimidas debido al mecanismo de GIM. 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 han reportado cotas experimentales sobre la búsqueda del mismo. 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 del 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 el capítulo 3 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. Finalmente, en el capítulo 5 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 [7].

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 [8].

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. Interacción Electrodébil

La interacción débil, también 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 porque 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 única 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 [9]:

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_j(x), \quad (2.1)$$

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

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &\xrightarrow{G} \psi'_1(x) \equiv \exp\{iy_1\beta\}U_L\psi_1(x), \\ \psi_2(x) &\xrightarrow{G} \psi'_2(x) \equiv \exp\{iy_2\beta\}\psi_2(x), \\ \psi_3(x) &\xrightarrow{G} \psi'_3(x) \equiv \exp\{iy_3\beta\}\psi_3(x), \end{aligned} \quad (2.2)$$

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

$$U_L \equiv \exp\left\{i\frac{\sigma_j}{2}\alpha^j\right\}, \quad (j = 1, 2, 3), \quad (2.3)$$

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 [9]:

$$\begin{aligned} D_\mu \psi_1(x) &\equiv [\partial_\mu - ig\widetilde{W}_\mu(x) - ig'y_1 B_\mu(x)] \psi_1(x), \\ D_\mu \psi_2(x) &\equiv [\partial_\mu - ig'y_2 B_\mu(x)] \psi_2(x), \\ D_\mu \psi_3(x) &\equiv [\partial_\mu - ig'y_3 B_\mu(x)] \psi_3(x), \end{aligned} \quad (2.4)$$

donde

$$\widetilde{W}_\mu(x) \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i(x), \quad (2.5)$$

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 (2.2)). Por lo que ante transformaciones de norma en los campos $B_\mu(x)$ y $\widetilde{W}_\mu(x)$:

$$B_\mu(x) \xrightarrow{G} B'_\mu(x) \equiv B_\mu(x) + \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x), \quad (2.6)$$

$$\widetilde{W}_\mu(x) \xrightarrow{G} \widetilde{W}'_\mu(x) \equiv U_L(x) \widetilde{W}_\mu(x) U_L^\dagger(x) - \frac{i}{g} \partial_\mu U_L(x) U_L^\dagger(x), \quad (2.7)$$

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

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x) \gamma^\mu D_\mu \psi_j(x) \quad (2.8)$$

es invariante bajo transformaciones locales del grupo de simetría G [9]. 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.

2.1.1. 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 pseudo 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 $H \subset G$) [10]

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

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 [10]

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

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 $SO(3)$ [10]

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \lambda\Phi_1(x) \\ \lambda\Phi_2(x) \\ \lambda\Phi_3(x) \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

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 $SO(3)$ [10]:

$$\mathcal{L}_{PSH} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \Phi)^\dagger (\partial_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (2.10)$$

donde

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \frac{1}{2}\mu^2(\Phi^\dagger\Phi) + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2, \quad (2.11)$$

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

$$\begin{aligned} (\mu^2 + 4\lambda(\Phi^\dagger\Phi))\Phi_j &= 0, \\ \Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 &\geq 0, \end{aligned} \tag{2.12}$$

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

$$\begin{aligned} \Phi^\dagger\Phi &= \frac{-\mu^2}{4\lambda} \equiv v^2, \\ v &= \sqrt{\frac{-\mu^2}{4\lambda}} > 0. \end{aligned}$$

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 [10].

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

$$\begin{aligned} U\Phi_0 &= \Phi_0, \\ e^{i\alpha T}\Phi_0 &= \Phi_0, \end{aligned}$$

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:

$$\begin{aligned} T_1 \Phi_0 &\neq 0, \\ T_2 \Phi_0 &\neq 0, \\ T_3 \Phi_0 &= 0, \end{aligned}$$

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

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2}(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \quad (2.13)$$

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

$$D_\mu^{ab} \Phi_b = (\delta^{ab} \partial_\mu - g\epsilon^{abc} A_\mu^c) \Phi_b, \quad (2.14)$$

siendo

$$\begin{aligned} (T^c)_{ab} &= -i\epsilon^{abc}, \\ F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g\epsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c. \end{aligned}$$

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:

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi_0 + \Phi(x). \quad (2.15)$$

De este modo, el primer término en la ecuación (2.13):

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

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

2.1.2. 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

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad \text{para } i = 1, 2, 3. \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} SU_L(2) &\rightarrow W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \\ U_Y(1) &\rightarrow B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \end{aligned} \quad (2.17)$$

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.

2.1.3. 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 [10]

$$\mathcal{L}_Y^\ell = -Y_{ij}^\ell \bar{L}'_i \Phi \ell'_{Rj} + h.c., \quad (2.18)$$

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 singlete 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

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

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 [10]

$$\mathcal{L}_Y^q = -Y_{ij}^u \bar{Q}'_i \tilde{\Phi} u'_{Rj} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_i \Phi d'_{Rj} + h.c., \quad (2.19)$$

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

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2\Phi^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_W \\ \frac{v+H-iG_Z}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v+H-iG_Z}{\sqrt{2}} \\ -G_W \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

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

$$\mathcal{L}_Y^q = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) [\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R] + h.c., \quad (2.21)$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^q &= - \left(1 + \frac{gH}{2m_W} \right) (\bar{U}_L V_L^{U\dagger} M^U V_R^U U_R + \bar{D}_L V_L^{d\dagger} M^d V_R^d D_R) + h.c., \\ &= - \left(1 + \frac{gH}{2M_w} \right) (\bar{U}_L M_U U_R + \bar{D}_L M_d D_R) + h.c. \end{aligned} \quad (2.22)$$

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 (2.22) 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.

2.1.4. 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:

$$\mathcal{L}_c^\ell = i\bar{L}'_i \not{D} L'_i + i\bar{\ell}'_{Ri} \not{D} \ell'_{Ri}, \quad (2.23)$$

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:

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{E}\gamma^\mu\partial_\mu E + i\bar{\nu}\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W} Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.24)$$

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:

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu Q'_{iL} + i\bar{u}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu d'_{iR}, \quad (2.25)$$

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

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu\partial_\mu D + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W} Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.26)$$

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

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

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.

2.2. Cromodinámica cuántica

La cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés) describe las interacciones fuertes mediante una teoría de gauge local no abeliana. La simetría en consideración está basada en el grado de libertad de color que tienen los quarks y gluones. El grupo que representa dicha simetría corresponde a $SU_C(3)$, de donde se desprenden 8 generadores de grupo, por lo que se espera la presencia de 8 bosones de gauge vectoriales: los gluones; siendo éstos de masa nula. Por otra parte, debido a que no se han observado interacciones fuertes de largo alcance y que los gluones no tienen masa, surge un problema fenomenológico, es decir, debe existir alguna razón por la cual la interacción no tiene alcance infinito aún cuando sus mediadores tienen masa cero. La conjetura en el ME es que la naturaleza no abeliana del campo de gauge de color produce un confinamiento espacial de los gluones y quarks, y como consecuencia, los estados asintóticos son hadrones, esto es, estados ligados de quarks sin carga neta de color. El problema del confinamiento no es abordable a través de tratamientos perturbativos, pero hay grandes avances en el uso de las teorías no perturbativas utilizando modelos computacionales de discretización del espacio-tiempo que inducen a creer que QCD es efectivamente una teoría confinada.

Lagrangiano de QCD

Para la construcción del Lagrangiano de QCD se comienza denotando por q_f^α un campo de quark con color α y sabor f . Con la notación $q_f \equiv (q_f^1, q_f^2, q_f^3)^T$, el Lagrangiano libre para los quarks es entonces

$$\mathcal{L} = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f, \quad (2.27)$$

el cual es invariante bajo una transformación global de $SU_C(3)$ en el espacio de color: $q_f \mapsto q'_f = U q_f$, donde $UU^\dagger = U^\dagger U = 1$ y $\det U = 1$. En esta representación, las matrices de transformación U pueden escribirse de la forma:

$$U = \exp\left(ig_s \frac{\lambda^a}{2} \theta_a\right),$$

donde λ^a (para $a = 1, 2, \dots, 8$) denota a los generadores en la representación fundamental del álgebra de $SU(3)$ y θ_a son constantes arbitrarias. Las matrices λ^a (matrices de Gell-Mann) tienen traza nula y satisfacen las relaciones de conmutación $[\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc}\lambda^c$, siendo f^{abc} las constantes de estructura de $SU(3)_C$.

Una vez incluido el término de Yang-Mills, el Lagrangiano de QCD adquiere la siguiente forma

$$\mathcal{L}^{QCD} = -\frac{1}{2} \text{Tr}[G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}] + \bar{q}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m_i) q_i, \quad (2.28)$$

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

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s G_\mu, \quad (2.29)$$

y

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu - ig_s [G_\mu, G_\nu], \quad (2.30)$$

con $G_\mu = G_\mu^a \lambda^a / 2$.

Los campos de norma de la interacción fuerte G_μ , son denominados “gluones”, y en acuerdo con la simetría de gauge de $SU_C(3)$ se deduce que existen 8 tipos de gluones. Además, puesto que QCD incluye una teoría de Yang-Mills no abeliana, como en el caso de la interacción débil, los gluones interactúan entre sí, por lo tanto, surgen vértices trilineales y cuárticos. 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

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 [11, 12]. La mezcla de sabores en los sectores de leptones y quarks conduce a un cambio de sabor cuando se acopla con el bosón Z' , incluso con el Z ordinario del ME cuando la mezcla $Z - Z'$ es contemplada [11, 12]. 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 [11, 12, 13]. En particular, esto ocurre en GUTs, teorías de cuerdas, etc. 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 [12]. 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 [11, 12]. En específico, un sector de corrientes generalizado que contiene FCNC puede visualizarse de la siguiente manera [13]

$$\mathcal{L}_{NC} = -eJ_{em}^\mu A_\mu - g_1 J^{(1)\mu} Z_{1,\mu}^0 - g_2 J^{(2)\mu} Z_{2,\mu}^0, \quad (3.1)$$

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

$$J_\mu^{(1)} = \sum_i \bar{\psi}_i \gamma_\mu [\epsilon_L(i) P_L + \epsilon_R(i) P_R] \psi_i, \quad (3.2)$$

$$J_\mu^{(2)} = \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \gamma_\mu [\epsilon_{\psi_{Lij}}^{(2)} P_L + \epsilon_{\psi_{Rij}}^{(2)} P_R] \psi_j. \quad (3.3)$$

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 gau-

ge 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) [14]. 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' [11]. 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 [11, 15, 16]. 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 a 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 [17, 18, 19]. El Lagrangiano antes mencionado se puede escribir así:

$$\mathcal{L}_{NC} = \sum_{ij} \left[\bar{f}_i \gamma^\alpha (\Omega_{L f_i f_j} P_L + \Omega_{R f_i f_j} P_R) f_j + \bar{f}_j \gamma^\alpha (\Omega_{L f_j f_i}^* P_L + \Omega_{R f_j f_i}^* P_R) f_i \right] Z'_\alpha, \quad (3.4)$$

donde f_i es cualquier fermión del ME y Z'_α es el nuevo bosón de norma neutro predicho por varias extensiones del ME [17, 18, 19, 20]. Los parámetros $\Omega_{L f_i f_j}$ y $\Omega_{R f_i f_j}$ representan la intensidad del acoplamiento $Z' f_i f_j$. Debe aclararse que en el Lagrangiano de la ecuación (3.4) 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 [21, 22]: $\Omega_{L f_i f_i} = -g_2 Q_L^{f_i}$ 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

acoplamiento quirales, que adquieren valores muy particulares dependiendo del modelo extendido en consideración [21, 23]. 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 [24] (PDG por sus siglas en inglés) se tiene que

$$g_2 = \sqrt{\frac{5}{3}} g_1 \lambda_g \sin \theta_W, \quad (3.5)$$

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.

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 [11].

Capítulo 4

Calculo 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 $t \rightarrow cH$. La nomenclatura que se usará para etiquetar a las variables cinemáticas es la siguiente: p_1 es el momento asociado al quark top, q , (partícula que decae), p_2 es el momento del quark charm (al cual está decayendo t), denotado por c , y p_3 es el momento del bosón de Higgs saliente. Los momentos que circulan en el lazo (en la fluctuación cuántica) se determinan por conservación del cuadrimomento en cada vértice al fijar alguno de ellos con la variable k , que será el momento a integrarse en el lazo. Además, se usará la siguiente convención para líneas fermiónicas externas: por cada fermión (anti-fermión) entrante se hará uso del espinor $u(p)$ ($v(p)$), mientras que para fermiones (anti-fermiones) salientes se utilizará el espinor $\bar{u}(p)$ ($\bar{v}(p)$). Dado que se estudia un decaimiento, las partículas externas involucradas en él están en su capa de masa, lo cual implica que tenemos las siguientes condiciones: $p_1^2 = m_t^2$, $p_2^2 = m_c^2$ y $p_3^2 = m_h^2$, 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.

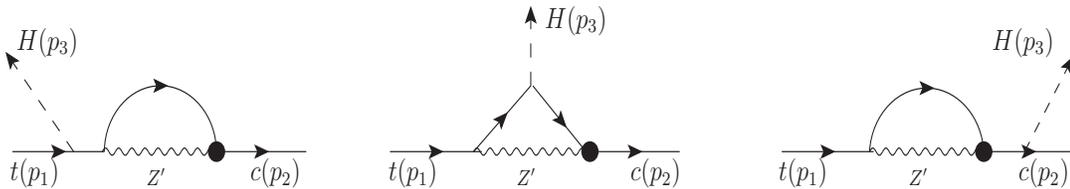


Figura 4.1: Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $t \rightarrow cH$ mediado por el bosón Z' .

Otro elemento necesario para calcular la amplitud del proceso $t \rightarrow cH$ es el propagador asociado al bosón de gauge Z' , el cual por cuestiones de conveniencia se implementará en la norma unitaria. Es bien sabido que el propagador para una partícula vectorial masiva está dado por la expresión [25, 26]

$$\frac{-i}{k^2 - m_V^2} \left(g_{\mu\nu} + (\alpha - 1) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 - \alpha m_V^2} \right) \quad (4.1)$$

donde m_V es la masa del bosón vectorial, que en nuestro caso corresponderá a la masa del bosón Z' , y α es el parámetro de norma. Debido a que los cálculos se realizarán en la norma o gauge unitaria, el propagador puede escribirse como

$$\frac{-i}{k^2 - m_{Z'}^2} \left[g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_{Z'}^2} \right], \quad (4.2)$$

Finalmente, es requerido conocer las reglas de Feynman que representan el cambio de sabor en el proceso de estudio. De este modo, se tiene que para acoplamientos que conservan y violan sabor la regla de Feynman involucrada es: $\gamma^\alpha(\Omega_{L f_i f_j}^* P_L + \Omega_{R f_i f_j}^* P_R)$; cuando se conserva el sabor $i = j$.

Las contribuciones del vértice que viola sabor, $Z' f_i f_j$ (los f_i representan quarks de diferente sabor), al decaimiento $t \rightarrow cH$ están dadas por los diagramas de Feynman que se muestran en la Figura 4.1. Después de considerarse toda la información mencionada con antelación, las amplitudes del proceso $t \rightarrow cH$ toman la siguiente forma

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 &= \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) \gamma^\beta (\Omega_{L f_i f_j}^* P_L + \Omega_{R f_i f_j}^* P_R) \left[\frac{i(\not{k} + \not{p}_2 + m_t)}{(k + p_2)^2 - m_t^2} \right] \left[\frac{-igm_t}{2m_W} \right] \\ &\times \left[\frac{i(\not{k} + \not{p}_1 + m_t)}{(k + p_1)^2 - m_t^2} \right] \gamma^\alpha (\Omega_{L f_i f_i} P_L + \Omega_{R f_i f_i} P_R) \left[\frac{-i}{k^2 - m_{Z'}^2} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{m_{Z'}^2} \right) \right] u(p_1), \quad (4.3) \end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_3 &= \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) \left[\frac{-igm_c}{2m_W} \right] \left[\frac{i(\not{p}_1 + m_c)}{p_1^2 - m_t^2} \right] \gamma^\beta (\Omega_{L f_i f_j}^* P_L + \Omega_{R f_i f_j}^* P_R) \left[\frac{i(\not{k} + \not{p}_1 + m_t)}{(k + p_1)^2 - m_t^2} \right] \\ &\times \gamma^\alpha (\Omega_{L f_i f_i} P_L + \Omega_{R f_j f_j} P_R) \left[\frac{-i}{k^2 - m_{Z'}^2} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{m_{Z'}^2} \right) \right] u(p_1). \quad (4.5) \end{aligned}$$

La amplitud total es la suma coherente de las amplitudes \mathcal{M}_i , es decir, $\mathcal{M}_T = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_3$. Como primer paso, se considera la aproximación $m_c \ll m_t$ debido a que el interés primordial a este nivel del trabajo de tesis es analizar la cancelación de divergencias ultravioletas. Por lo tanto, dicha aproximación básicamente significa que $m_c \approx 0$, lo que implica que la contribución \mathcal{M}_3 se anula. Posteriormente, al sumar las contribuciones restantes y después de realizar varias operaciones algebraicas, haciendo uso del método de reducción de Passarino-Veltman, se llega a que la amplitud total del decaimiento $t \rightarrow cH$ se puede escribir así:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_T = & \frac{ig}{128\pi^2(m_h^2 - m_t^2)m_t m_W m_{Z'}^2} \bar{u}(p_2) \left[4\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(1)m_t^6 - 4\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(1)m_t^6 \right. \\
& + 4\Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(1)m_t^6 - 4\Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(1)m_t^6 + 2\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(2)m_t^6 \\
& - 2\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(2)m_t^6 - 2\Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2)m_t^6 + 2\Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2)m_t^6 \\
& - 2m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(3)m_t^4 + 2m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(3)m_t^4 + 2m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3)m_t^4 \\
& - 2m_{Z'}^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3)m_t^4 + 2m_h^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(4)m_t^4 - 8m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(4)m_t^4 \\
& - 2m_h^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(4)m_t^4 - 2m_h^2 \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(4)m_t^4 + 2m_h^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(4)m_t^4 \\
& - 8m_{Z'}^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(4)m_t^4 + 7m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(2)m_t^4 - 3m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(2)m_t^4 \\
& - 3m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2)m_t^4 + 7m_{Z'}^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2)m_t^4 + 2(m_t^2 - m_h^2) \\
& \times ((\Omega_{Lfi fj}^* - \Omega_{Rfi fj}^*)(\Omega_{Lfi fi} - \Omega_{Rfi fj})m_t^2 + 2m_{Z'}^2(\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* + \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj})) B_0(5)m_t^2 \\
& - 4m_z^4 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(3)m_t^2 + 2m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(3)m_t^2 \\
& - 2m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(3)m_t^2 - 2m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3)m_t^2 \\
& - 4m_z^4 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3)m_t^2 + 2m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3)m_t^2 \\
& + m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(2)m_t^2 + 3m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(2)m_t^2 \\
& + 3m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2)m_t^2 + m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2)m_t^2 \\
& + 2((\Omega_{Lfi fj}^* - \Omega_{Rfi fj}^*)(\Omega_{Lfi fi} - \Omega_{Rfi fj})m_t^6 + 2m_{Z'}^2[2\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* - 3\Omega_{Rfi fj} \Omega_{Lfi fj}^* \\
& - 3\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* + 2\Omega_{Rfi fj}^* + 2\Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj}]m_t^4 - m_{Z'}^2((\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* - 9\Omega_{Rfi fj} \Omega_{Lfi fj}^* \\
& - 9\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* + \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj})m_h^2 + 4m_{Z'}^2(\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* + \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj}))m_t^2 \\
& - 2m_h^4 m_{Z'}^2(\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* + \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj})C_0(1)m_t^2 - 2(m_h^2 - m_t^2)(m_t^2 - m_z^2) \\
& \times [(\Omega_{Lfi fj}^* - \Omega_{Rfi fj}^*)(\Omega_{Lfi fi} - \Omega_{Rfi fj})m_t^2 + 2m_{Z'}^2(\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* + \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj})] \\
& + (m_h^2 - m_t^2)[3(\Omega_{Lfi fj}^* - \Omega_{Rfi fj}^*)(\Omega_{Lfi fi} - \Omega_{Rfi fj})m_t^4 + m_{Z'}^2(\Omega_{Lfi fi}^* - \Omega_{Rfi fj}^*) \\
& \times (\Omega_{Lfi fi} - \Omega_{Rfi fj})m_t^2 - 4m_z^4(\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* + \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj})] B_0(6) \\
& + 4m_h^2 m_z^4 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(3) + 4m_h^2 m_z^4 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \gamma^5 \left(4\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(1) m_t^6 - 4\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fi}^* B_0(1) m_t^6 + 4\Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(1) m_t^6 \right. \\
& + 4\Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(1) m_t^6 + 2\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(2) m_t^6 + 2\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(2) m_t^6 \\
& - 2\Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2) m_t^6 - 2\Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2) m_t^6 - 2m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(3) m_t^4 \\
& - 2m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(3) m_t^4 + 2m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3) m_t^4 + 2m_{Z'}^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3) m_t^4 \\
& + 2m_h^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(4) m_t^4 - 8m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(4) m_t^4 + 2m_h^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(4) m_t^4 \\
& - 2m_h^2 \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(4) m_t^4 - 2m_h^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(4) m_t^4 + 8m_{Z'}^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(4) m_t^4 \\
& + 7m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(2) m_t^4 + 3m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(2) m_t^4 - 3m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2) m_t^4 \\
& - 7m_{Z'}^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2) m_t^4 + 2(m_t^2 - m_h^2) [(\Omega_{Lfi fj}^* + \Omega_{Rfi fj}^*) (\Omega_{Lfi fi} - \Omega_{Rfi fj}) m_t^2 \\
& + 2m_{Z'}^2 (\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* - \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj}) B_0(5) m_t^2 - 4m_z^4 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(3) m_t^2 \\
& + 2m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(3) m_t^2 + 2m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(3) m_t^2 \\
& - 2m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3) m_t^2 + 4m_z^4 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3) m_t^2 \\
& - 2m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3) m_t^2 + m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(2) m_t^2 \\
& - 3m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* B_0(2) m_t^2 + 3m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2) m_t^2 \\
& - m_h^2 m_{Z'}^2 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(2) m_t^2 + 2[(\Omega_{Lfi fj}^* + \Omega_{Rfi fj}^*) (\Omega_{Lfi fi} - \Omega_{Rfi fj}) m_t^6 \\
& + 2m_{Z'}^2 (2\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* - 3\Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Lfi fj} + 3\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* - 2\Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj}) m_t^4 \\
& + m_{Z'}^2 ((9\Omega_{Lfi fj}^* + \Omega_{Rfi fj}^*) \Omega_{Rfi fj} - \Omega_{Lfi fi} (\Omega_{Lfi fj}^* + 9\Omega_{Rfi fj}^*)) m_h^2 \\
& + 4m_{Z'}^2 (\Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} - \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^*) m_t^2 + 2m_h^4 m_{Z'}^2 (\Omega_{Lfi fi} \Omega_{Rfi fj}^* - \Omega_{Lfi fj}^* \Omega_{Rfi fj}) \\
& \times C_0(1) m_t^2 + 2(m_h^2 - m_t^2) (m_t^2 - m_{Z'}^2) [(\Omega_{Lfi fj}^* + \Omega_{Rfi fj}^*) (\Omega_{Rfi fj} - \Omega_{Lfi fi}) m_t^2 \\
& + 2m_{Z'}^2 (\Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} - \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^*)] + (m_h^2 - m_t^2) [3(\Omega_{Lfi fj}^* + \Omega_{Rfi fj}^*) (\Omega_{Lfi fi} - \Omega_{Rfi fj}) m_t^2 \\
& + 4m_{Z'}^2 (\Omega_{Rfi fj}^* + \Omega_{Rfi fj} - \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^*)] B_0(6) + 4m_h^2 m_z^4 \Omega_{Lfi fi} \Omega_{Lfi fj}^* B_0(3) \\
& \left. - 4m_h^2 m_z^4 \Omega_{Rfi fj}^* \Omega_{Rfi fj} B_0(3) \right] u(p_1), \tag{4.6}
\end{aligned}$$

donde las funciones escalares de Passarino-Veltman han sido definidas de la siguiente manera: $B_0(1) \equiv B_0(m_h^2, m_t^2, m_t^2)$, $B_0(2) \equiv B_0(m_t^2, m_t^2, m_{Z'}^2)$, $B_0(3) \equiv B_0(0, m_{Z'}^2, m_{Z'}^2)$, $B_0(4) \equiv B_0(m_h^2, m_t^2, m_t^2)$, $B_0(5) \equiv B_0(0, m_t^2, m_t^2)$, $B_0(6) \equiv B_0(0, m_t^2, m_{Z'}^2)$, $C_0(1) \equiv C_0(m_h^2, m_t^2, 0, m_t^2, m_t^2, m_{Z'}^2)$.

La inspección de divergencias ultravioletas en la fórmula (4.6) arroja que la amplitud \mathcal{M}_T contiene dos términos divergentes. En particular, el término que se identifica como la parte escalar de \mathcal{M}_T posee la siguiente divergencia:

$$\frac{3igm_t^3 (\Omega_{Lfi fj}^* - \Omega_{Rfi fj}^*) (\Omega_{Lfi fi} - \Omega_{Rfi fi})}{128m_W m_{Z'}^2 \pi^2} \delta, \tag{4.7}$$

donde $\delta = 1/(4 - D)$ cuando $D \rightarrow 4$. Por otra parte, la divergencia asociada al término que se etiqueta como pseudoescalar genera la siguiente divergencia:

$$\frac{3igm_t^3(\Omega_{L f_i f_j}^* + \Omega_{R f_i f_j}^*)(\Omega_{L f_i f_i} - \Omega_{R f_i f_i})}{128m_W m_Z^2 \pi^2} \delta. \quad (4.8)$$

El hecho de encontrar las citadas divergencias en \mathcal{M}_T implica que las FCNC no representan el cálculo completo a nivel de un lazo para el decaimiento $t \rightarrow cH$. En un trabajo de investigación previo [27] se encontró que el vértice $f_i f_j H$ genera divergencias ultravioletas cuando se consideran exclusivamente las contribuciones de FCNC, sin embargo, al incluirse contribuciones de otros sectores éstas pueden cancelarse exactamente. Por desgracia, este procedimiento está fuera de los alcances de este trabajo, no obstante, en un futuro se piensa seguir desarrollando este problema considerando la renormalización de la amplitud \mathcal{M}_T .

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

Hemos estudiado el decaimiento $t \rightarrow cH$ mediado por el nuevo bosón de norma neutro Z' a nivel de un lazo. Por lo que se recurrió al Lagrangiano renormalizable más general que incluye violación de sabor mediada por un nuevo bosón de norma neutro masivo, predicho en el contexto de cualquier modelo de extensión o de gran unificación que contengan sectores extendidos de corrientes. Sin dirigir el estudio sobre algún modelo extendido en particular, se calcularon analíticamente las amplitudes a nivel de un lazo que contribuyen al proceso $t \rightarrow cH$, considerando exclusivamente el Lagrangiano que predice la presencia de violación de sabor mediada por el bosón Z' . De dicha acción clásica se generaron tres diagramas de Feynman distintos a nivel de un lazo, los cuales dan como resultado la presencia de divergencias ultravioletas después de realizar la suma coherente de amplitudes. Si bien en un principio se pensó que en algunos modelos las cargas quirales podrían cancelar las divergencias ultravioletas, después de realizar un estudio más detallado de los valores de estas se concluyó que tampoco es posible conseguir dicha cancelación. Este resultado se verificó con respecto a un estudio previo de la función vértice $f_i f_j H$, la cual también es inducida por la presencia de corrientes neutras que cambian sabor (violación de sabor). Evidentemente, se requiere un estudio más profundo para conseguir la finitud ultravioleta de la función vértice $f_i f_j H$, pues la hipótesis de esta tesis consistió en considerar contribuciones similares a las que generan las funciones vértice de un lazo $f_i f_j V$ (para $V = g, \gamma$), inducidas por el Lagrangiano renormalizable más general que contiene violación de sabor; en la literatura se ha demostrado que tales contribuciones (tres diagramas de Feynman) no generan divergencias ultravioletas. Así, por el momento estamos imposibilitados para realizar un estudio numérico serio respecto al decaimiento $t \rightarrow cH$ y particularizarlo al contexto de algún modelo extendido que proponga la existencia de violación de sabor mediada por el bosón Z' .

Como objetivo a largo plazo, posiblemente en una tesis de maestría, se estaría estudiando complementariamente la finitud del proceso $t \rightarrow cH$ considerando la renormalización

del cálculo analítico, para así ponerlo en comparación con los resultados obtenidos para la función vértice $f_i f_j H$ en donde se implementa el mecanismo de GIM y se considera un nuevo diagrama de Feynman caracterizado por el acoplamiento $H Z' Z'$, lo cual en conjunto permite cancelar las divergencias ultravioletas.

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] The Standard Model of Particle Physics, Uwe-Jens Wiese, Institute for Theoretical Physics, University of Bern, March 17, 2010.
- [8] <https://physics.info/standard/>
- [9] <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0502010.pdf>
- [10] 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).
- [11] P. Langacker and M. Luo, *Phys. Rev. D* 26, 278 (1992).
- [12] P. Langacker, M. Plumacher, *Phys. Rev. D* 62, 013006 (2000).
- [13] L. S. Durkin and P. Langacker, *Phys. Lett. B* 166, 436 (1986).

-
- [14] S. Dawson *et al.*, The Higgs Hunters Guide, Addison-Wesley, New York, 1990.
- [15] M. A. Pérez and M. Soriano, Phys. Rev. D 46, 284 (1992).
- [16] P. Langacker, Rev. Mod. Phys. 81, 1199 (2008).
- [17] 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.
- [18] 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.
- [19] 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).
- [20] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D 46, 410 (1992); P. H. Frampton, Phys. Rev. Lett. 69, 2889 (1992).
- [21] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D 26, 2396 (1982).
- [22] A. Arhrib, K. Cheung, C.-W. Chiang, and T.-C. Yuan, Phys. Rev. D 73, 075015 (2006).
- [23] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D 25, 3036 (1982); R. W. Robinett, Phys. Rev. D 26, 2388 (1982).
- [24] C. Patrignani *et al.*, Chin. Phys. C 40, 100001 (2016).
- [25] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, (1984).
- [26] W. Greiner and B. Müller, Gauge Theory of Weak Interactions, Springer, 2000.
- [27] 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).