



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS
DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS
“MAT. LUIS MANUEL RIVERA GUTIÉRREZ”

DOCTORADO EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

“CAMBIOS DE SABOR FERMIÓNICOS EN DECAIMIENTOS
RAROS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EXTENSIONES DEL
MODELO ESTÁNDAR”

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

PRESENTA:

M.C.I.F. GUILLERMO GONZÁLEZ ESTRADA

DIRECTOR DE TESIS:
DOCTOR EN FÍSICA JAVIER MONTAÑO DOMÍNGUEZ

MORELIA, MICHOACÁN, MARZO DEL 2023



*Dedicado a mi
familia y amigos*

Agradecimientos

Quiero agradecer a mi familia principalmente a mis padres Eugenio y Josefina, por todo su apoyo y cariño que me han brindado, por apoyarme y alentarme a seguir adelante para cumplir mis metas propuestas, a mis hermanos Eugenio, Alejandro y Miriam por tenerlos y comprender que para mí este es mi trabajo.

A mi hermana Karina porque, a pesar de que ya no está con nosotros, es la responsable de inculcarme la mentalidad de siempre mantenerme preparando académicamente y ante cualquier circunstancia de la vida.

A mi esposa Brenda, por acompañarme en todo este trayecto, por estar conmigo en los momentos buenos y complicados también, por animarme a seguir trabajando siempre, por tu guía constante, por tu apoyo incondicional y tu cariño gracias.

Agradezco a mi asesor el Dr. Javier Montaña por su infinita paciencia, por su guía, por compartir sus conocimientos y experiencias académicas conmigo, por las tardes de pláticas, consejos y trabajo. Un excelente profesor y amigo, por todo gracias.

Finalmente agradezco a CONACyT por la beca otorgada durante mi estancia en el Doctorado.

Resumen

Se presenta el cálculo del decaimiento del bosón de Higgs a dos quarks con cambio de sabor a nivel de 1 lazo $H \rightarrow q_i q_j$, el cual es inducido por un bosón de norma cargado W^\pm en el contexto del Modelo Estándar. El cálculo analítico de su amplitud asociada hace uso del mecanismo de GIM, el cual ayuda a la eliminación de términos divergentes y espurios que no dependen de la masa del quark virtual m_{q_k} ; esto se consigue al expresar las funciones escalares de Passarino-Veltman en términos de los factores de supresión Inami-Lim. Adicionalmente bajo la misma metodología trabajamos también el mismo decaimiento pero en una extensión del Modelo Estándar inducido por un bosón de norma masivo Z' en los distintos modelos $Z'_S, Z'_{L,R}, Z'_\chi, Z'_\psi$ y Z'_η . Contrastamos nuestros resultados con datos experimentales y literaturas asociada.

Palabras claves: Bosones, partículas, cambio, sabor, término.

Abstrac

The calculation of the decay of the Higgs boson to two quarks with a change of flavor at the 1-loop level $H \rightarrow q_i q_j$, which is induced by a charged gauge boson W^\pm in the context of the Standard Model. The analytical calculation of its associated amplitude makes use of the GIM mechanism, which helps to eliminate divergent and spurious terms that do not depend on the mass of the virtual quark m_{q_k} ; this is achieved by expressing the Passarino-Veltman scalar functions in terms of the Inami-Lim suppression factors. Additionally, under the same methodology we also work on the same decay but in an extension of the Standard Model induced by a massive gauge boson Z' in the different models $Z'_S, Z'_{L,R}, Z'_\chi, Z'_\psi$ and Z'_η . We contrast our results with experimental data and associated literature.

Índice general

Índice general	VII
Introducción	1
1. Modelo Estándar	5
1.1. Teoría electrodébil	7
1.1.1. Sector de Higgs	9
1.1.2. Sector de Yukawa	10
1.1.3. Sector de Yang-Mills	11
1.1.4. Sector de corrientes	12
1.2. Electrodinámica cuántica	13
2. Modelos Extendidos	15
2.1. Lagrangiano de corriente neutra con violación de sabor	15
2.2. Modelos $U'(1)$	16
3. Decaimiento del bosón de Higgs a dos quarks con cambio de sabor en el Modelo Estándar	17
3.1. Decaimiento $H \rightarrow q_i q_j$ en el Modelo Estándar	18
3.1.1. El decaimiento $H \rightarrow u_i u_j$	18
3.1.2. El decaimiento $H \rightarrow d_i d_j$	21
3.2. Predicción del $H \rightarrow q_i q_j$ en el Modelo Estándar	22
3.3. Conclusión	24
4. El decaimiento del bosón de Higgs a dos quarks mediado por Z' con cambio de sabor	27
4.1. El decaimiento $H \rightarrow q_i q_j$ mediado por Z'	28
4.1.1. El decaimiento $H \rightarrow u_i u_j$ mediado por Z'	29
4.1.2. El decaimiento $H \rightarrow d_i d_j$ mediado por Z'	31
4.2. Predicción del $H \rightarrow q_i q_j$ inducido por Z'	31
4.3. Conclusión	33
A. Funciones auxiliares	35
B. Evaluación de los factores de forma	37
Bibliografía	39

Introducción

En el siglo V antes de nuestra era, Demócrito propuso que el cosmos estaba constituido por átomos, definidos como elementos indivisibles, y vacío. Se continuó con esta línea de pensamiento hasta 1897 con el descubrimiento del electrón gracias a los experimentos de dispersión que indicaron que los átomos no son fundamentales. Los experimentos ayudaron a los científicos a determinar que los átomos están constituidos por un núcleo y una nube de electrones, y que a su vez los núcleos están formados por neutrones y protones. Con el avance en los experimentos y técnicas de medición se descubrieron que estos últimos también poseen una estructura interna. Actualmente sabemos que las partículas elementales son los bloques más fundamentales de los cuales está constituida la materia. Una partícula se considera elemental si no hay evidencia experimental de que está compuesta por entes más pequeños.

Varios siglos después de emprender la búsqueda de los constituyentes fundamentales que forman el universo y la manera en que interactúan, surgió una teoría conocida como el Modelo Estándar de la física de partículas elementales (ME). El ME fue desarrollado a lo largo de la segunda mitad del siglo XX. La formulación actual se concibió en la década de 1970 después de la confirmación experimental de la existencia de los quarks. Matemáticamente, el ME es una teoría consistente con la mecánica cuántica y la relatividad especial, se basa en la simetría de norma no Abelianas (teoría de Yang Mills) con la implementación del rompimiento espontáneo de la simetría (mecanismo de Higgs). El ME describe tres de las cuatro interacciones conocidas en la Naturaleza: la electromagnética, la fuerza débil (involucrada en la formación de elementos químicos) y la fuerza fuerte (la cual mantiene a los protones, neutrones y núcleos juntos). La gravedad no es descrita por el ME debido a que la interacción es muy débil, y como resultado de ello no tiene efectos medibles a la escala de la física de partículas ni manifestaciones que nos puedan guiar a una teoría cuántica de campos. El ME asegura que la materia en el universo está constituida por fermiones elementales que interactúan a través de campos, de los cuales ellos mismos son las fuentes. Las partículas de fuerza asociadas con los campos de interacción son los bosones de norma.

Los cuantos del campo de la interacción electromagnética entre fermiones cargados eléctricamente son las partículas sin masa llamadas fotones, mientras que los cuantos de los campos de la interacción débil entre fermiones esta mediada por los bosones cargados W^+ y W^- y el bosón neutro Z . Debido a que estos bosones de norma son masivos, la interacción débil es de corto alcance ($\approx 10^{-3} fm$). En cuanto a la interacción fuerte, los cuantos se llaman gluones, tienen masa cero como los fotones, por ello podrá esperarse que tuvieran un alcance infinito. Sin embargo, a diferencia del campo electromagnético, los gluones están confinados.

La materia estable se compone de fermiones, que son partículas de espín $1/2$, en unidades de \hbar , que cumplen el principio de exclusión de Pauli y en aislamiento podrían ser

descritos por la ecuación de Dirac. En el ME existen 12 fermiones elementales. La ecuación de Dirac para fermiones masivos cargados predice la existencia de una antipartícula de la misma masa y con el mismo espín pero carga opuesta y momento magnético opuesto relativo a la dirección del espín, así que cada fermión tiene una antipartícula correspondiente. Los fermiones se clasifican de acuerdo con la forma en la que interactúan. Actualmente se conoce la existencia de 6 quarks, por lo que se dice que poseen 6 grados de libertad llamados sabores. Un sabor de quark puede cambiar a otro sabor a través de las interacciones débiles mediadas por los bosones débiles cargados W^\pm ; además los quarks tienen otro grado de libertad llamado color. Las interacciones entre quarks debidas a la carga de color, la cual no es nada más que la interacción fuerte, es mediada por los gluones, pero los quarks también interactúan a través de la fuerza electromagnética. Una de las dificultades en la investigación experimental de los quarks es que los quarks aislados jamás han sido observados. Los quarks siempre están confinados en sistemas compuestos que se extienden sobre distancias de alrededor de 1 fm. Los quarks se pueden agrupar formando bariones, compuestos por tres quarks, y los mesones, formados por un par de quarks (quark-antiquark). Los otros 6 fermiones elementales son los llamados leptones, los cuales interactúan solamente a través de la interacción electromagnética (si están cargados eléctricamente) y débil.

Para comprender un poco más de las interacciones descritas por las partículas mencionadas, no podemos dejar de lado el concepto de decaimiento o desintegración, mediante el cual nos es posible visualizar ciertos sucesos, por eso decimos que un decaimiento es un proceso en el que una partícula, elemental o compuesta, se transforma o transmuta en otras. En el caso de la desintegración de núcleos atómicos se habla de desintegración radiactiva. Otras partículas, como los hadrones y las partículas elementales del ME, también sufren desintegraciones. Una partícula que decae en otras más ligeras de forma espontánea se dice inestable. En general, una partícula de un tipo dado puede desintegrarse de diversas formas, según qué interacción esté involucrada y cuáles sean las partículas finales. Cada una de estas formas se denomina un canal. A priori no es posible predecir el canal mediante el que se desintegrará una cierta partícula, es aleatorio, aunque si las probabilidades relativas para cada uno de ellos. En los decaimientos se respetan leyes de conservación que aseguran que el valor de ciertas cantidades es igual tanto al comienzo como al final del proceso. Estas pueden ser la energía, el momento, la carga eléctrica u otros números cuánticos relacionados con las especies de partículas involucradas: el número leptónico, el número bariónico, etc.

La producción y decaimiento de los leptones es descrita satisfactoriamente por el ME de las interacciones electrodébiles. En el ME los fermiones se clasifican en tres generaciones o familias: cada generación contiene un par de leptones y un par de quarks. Salvo por la diferencia en su masa, los fermiones de la segunda y tercera familia exhiben un comportamiento físico similar a los fermiones de la primera familia [1].

En cuanto al higgs, denotado por H , ha sido la partícula más importante y de interés fundamental desde el surgimiento del ME, debido a que ésta juega un rol fundamental en el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría, y es responsable de dotar de masa a las partículas elementales [2]. En 2012 se dio a conocer evidencia de una nueva partícula en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC por las siglas en inglés de Large Hadron Collider) del CERN, la cual tiene todas las propiedades del bosón de Higgs predicho por el ME. Puesto que los modos de decaimiento raros del bosón de Higgs serán medidos con mucha precisión en el futuro, conviene estudiar los efectos de posibles contribuciones de partículas predichas por modelos extendidos, las cuales se acoplen al bosón de Higgs y den una contribución mayor a sus decaimientos en comparación con lo que se espera que suceda en el ME [3].

Específicamente es nuestro interés investigar el acoplamiento $Hq_i q_j$ en el sector de quarks, dentro del ME y sus interacciones en el sector de quarks acompañado de un bosón cargado W^\pm , además, trabajar adicionalmente en una extensión del ME que involucre el mismo decaimiento en presencia del bosón masivo Z' , cuyas mediciones experimentales e interacciones en el LHC han sido de interés en los últimos años, por lo tanto, es importante explorar nuevas teorías que puedan explicar los fenómenos detrás de los datos experimentales a futuro.

Capítulo 1

Modelo Estándar

El ME es una teoría de norma basada en el grupo de simetrías locales

$$SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1), \quad (1.1)$$

que describe las interacciones fuerte, débil y electromagnética (con excepción de la gravedad) hasta las escalas que han sido exploradas, desde el radio de Hubble de 10^{30} cm hasta escalas del orden de 10^{-6} cm mediante el intercambio de los correspondientes campos de espín 1 (bosones de norma): 8 gluones sin masa (g_i , $i = 1, \dots, 3$) y un fotón (γ) sin masa para las interacciones fuertes y electromagnéticas, respectivamente, y tres bosones masivos (W^\pm , Z) para la interacción débil. El ME es una teoría no lineal y contiene 19 parámetros libres:

- constantes de acoplamiento de los grupos de norma g_1, g_2, g_3 ;
- masas de los bosones m_H, m_W, m_Z ;
- masas de los leptones m_e, m_μ, m_τ ;
- masas de los quarks $m_u, m_d, m_s, m_c, m_b, m_t$;
- parámetros de la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa.

De acuerdo con el ME, los *fermiones* se dividen en *leptones* y *quarks*, son partículas elementales, representaciones irreducibles del grupo de simetría de norma del ME, es decir, no poseen estructura interna. Las partículas que poseen estructura interna se llaman *hadrones*, están constituidos por quarks: *bariones* cuando están formados por tres quarks o tres antiquarks, y *mesones* cuando están constituidos por un quark y un antiquark [4].

El contenido de materia fermiónica consiste en tres familias de quarks y tres familias de leptones, clasificados en tres generaciones (sabores o familias), las cuales las describimos a continuación:

■ *Leptones* :

- Tipo up: neutrino del electrón (ν_e), neutrino del muón (ν_μ) y neutrino del tau (ν_τ), con carga eléctrica 0.
- Tipo down: electrón (e), muón (μ) y tau (τ), con carga eléctrica -1 .

■ *Quarks* : existen seis quarks en tres estados posibles de *color*, rojo, verde y azul, por lo tanto hay 18 quarks.

- Tipo up: up (u), charm (c), top (t), con carga eléctrica $2/3$.
- Tipo down: down (d), strange (s), bottom (b), con carga eléctrica $-1/3$.

Una característica especial de los quarks es poseer carga eléctrica fraccionada $+2/3e$ y $-1/3e$. Sin embargo, no se han detectado quarks libres, están siempre confinados formando hadrones, de tal modo que la suma aritmética de las cargas de los quarks que conforman a un determinado hadrón es siempre un múltiplo entero de e [4].

A cada partícula le corresponde una antipartícula, entonces existen en total 12 leptones y 36 quarks. Cada familia está formada por dos partículas de espín $1/2$, f y f' , misma masa, mismo espín pero carga opuesta y momento magnético opuesto relativo a la dirección del espín. En el ME los neutrinos tienen masa cero, por esa razón no tienen componente de quiralidad derecha.

La clasificación de las partículas del ME está dada en la Tabla 1.1. Las partículas mediadoras de fuerza descritas por el ME también tienen espín al igual que los fermiones, pero en este caso el valor del espín es 1, por lo que las partículas mediadoras de fuerza son los bosones. Consecuentemente no siguen el principio de exclusión de Pauli. En las Tablas 1.2 y 1.3 se muestran en detalle las características de las partículas elementales del ME.

Campo de interacción	Mediador (Bosón)	Espín
Campo gravitacional	Gravitón	2
Campo débil	Bosones de norma (W^+, W^-, Z)	1
Campo electromagnético	Fotón(γ)	1
Campo fuerte	Gluón (g)	1

Tabla 1.1: Propiedades de las partículas mediadoras de fuerza.

<i>Quark</i>	Carga eléctrica (e)	Masa ($\times c^{-2}$)
Up (u)	$+2/3$	$2.2^{+0.6}_{-0.4}$ MeV
Down (d)	$-1/3$	$4.7^{+0.5}_{-0.4}$ MeV
Charm (c)	$+2/3$	1.28 ± 0.03 GeV
Strange (s)	$-1/3$	96^{+8}_{-4} MeV
Top (t)	$+2/3$	173.1 ± 0.6 GeV
Bottom (b)	$-1/3$	$4.18^{+0.04}_{-0.03}$ GeV

Tabla 1.2: Propiedades de los quarks.

- 8 gluones g_α que son los bosones de norma del grupo de color $SU_C(3)$, que con la interacción de los quark determinan la fuerza fuerte.

<i>Leptones</i>	Carga eléctrica (e)	Masa ($\times c^{-2}$)
Electrón (e^-)	-1	0.5110MeV
Neutrino del electrón (ν_e)	0	$< 3 \times 10^{-6}$ MeV
Muón (μ^-)	-1	105.658 MeV
Neutrino del muón (ν_μ)	0	< 0.17 MeV
Tau (τ^-)	-1	1.777 GeV
Neutrino del tau (ν_τ)	0	< 15.5 MeV

Tabla 1.3: Propiedades de los leptones.

- 4 bosones de norma W^\pm , Z y γ que son las partículas portadoras de las interacciones electrodébiles $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$.

Las principales propiedades físicas de estos bosones de norma son: los gluones g_α no tienen masa, son eléctricamente neutros, pero tienen carga de color. Como consecuencia de esto los gluones no solamente interactúan con los quarks sino también consigo mismo. Los bosones W^\pm y Z son partículas masivas y también interactúan entre sí. El bosón Z es eléctricamente neutro, mientras que los bosones W^\pm tienen carga eléctrica $Q_{em} = \pm 1$, respectivamente, finalmente el fotón γ es eléctricamente neutro y no autointeractúa consigo mismo. El conjunto de campos de norma del grupo $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ se divide en tres subgrupos:

1. Para $SU_C(3)$ se le asocian los ocho campos gluónicos G_μ^a ,
2. Para $SU_L(2)$ se le asocian los tres campos electrodébiles W_μ^i ,
3. Para $U_Y(1)$ se le asocia el campo de la hipercarga B_μ .

Los campos se agrupan en multipletes (representaciones irreducibles) bajo las transformaciones del grupo. Los quarks son tripletes y los leptones son singletes bajo el grupo $SU_C(3)$ de color. Bajo el grupo $SU_L(2)$ las componentes levóginas (left) se transforman de forma distinta que las dextróginas (right): los campos left son dobletes y los right son singletes de isospin débil T . El índice Y se refiere a la hipercarga. La carga eléctrica, el isospín y la hipercarga de los campos están relacionados mediante $Q = T_3 + Y$ [5].

Las tres familias de quarks y leptones tienen las mismas propiedades (interacciones de norma), solo difieren en las masas y en el número cuántico de sabor de sus campos. Las generaciones de fermiones se denotan por ψ_i , $i = 1, 2, 3$, donde i es el índice de la familia de sabor. Las familias se encuentran en orden jerárquico de acuerdo a la magnitud de su masa.

1.1. Teoría electrodébil

Cuando la teoría de *Glashow-Weinberg-Salam* (GWS) fue propuesta fue revolucionaria porque unificaba la interacción débil y electromagnética. Sin embargo, para ser una teoría exitosa en física, la completez matemática no es suficiente, pues tiene que describir fenómenos que realmente están sucediendo y se comprueban experimentalmente. Por su construcción, fue hecha para reproducir la interacción de Fermi en los límites de bajas energías. Por lo tanto, cubre la menor cantidad de datos experimentales que han sido observados hasta el momento de su propuesta. Su verificación tiene que hacerse, bien mediante la reproducción

de los procesos de altas energías que aún no se han llevado a cabo correctamente o nuevos fenómenos que no fueron incluidos en la teoría de Fermi. La teoría GWS requería la existencia de las corrientes neutras y predijo la masa de los bosones de norma, los cuales no se encontraron cuando fue propuesta.

En esta teoría electrodébil la dinámica de los fermiones es descrita mediante un lagrangiano de Dirac invariante de norma bajo el grupo $SU(2) \otimes U(1)$. Una de las características primordiales de dicho modelo es que la interacción electrodébil actúa sobre fermiones derechos e izquierdos de manera distinta, por lo que las corrientes cargadas de Yang-Mills incluyen solo fermiones izquierdos. Además, no se incluye a los neutrinos derechos dado que experimentalmente no se han observado. De esta forma, los campos fermiónicos izquierdos se agrupan en dobletes y los campos derechos en singletes del grupo $SU(2)_L$, con simetría de isospín, donde L (izquierdo) indica la asimetría existente entre fermiones de distinta helicidad. Los campos fermiónicos entonces estarán dados de la siguiente forma

Leptones:

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, e_R, \mu_R, \tau_R,$$

Quarks:

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R.$$

En el modelo no se introducen términos con masa en el lagrangiano fermiónico a menos que se rompa explícitamente la simetría de norma. Por otro lado las fuerzas electromagnéticas y débil no pueden ser descritas por separado ya que actúan sobre los mismos campos fermiónicos, por ello el grupo de norma que describe la interacción electrodébil es $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, el cual es el mínimo grupo de norma posible que permite describir lo observado en la naturaleza. La exigencia de que el lagrangiano de los campos fermiónicos sea invariante bajo transformaciones del grupo antes mencionado, introduce de forma natural cuatro campos bósonicos no masivos, W_μ^k ($k = 1, 2, 3$) y $B_\mu(x)$ asociados a los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente.

El lagrangiano de la teoría electrodébil se divide en dos partes, una contiene solamente los campos bosónicos y otra contiene campos fermiónicos y bosónicos. La parte bosónica se divide a su vez en los sectores de Higgs y de Yang-Mills. El sector bosónico-fermiónico está comprendido por los sectores de corrientes y de Yukawa, por lo que el lagrangiano electrodébil se puede escribir como:

$$\mathcal{L}^{ED} = \mathcal{L}^{fer} + \mathcal{L}^{boson}, \tag{1.2}$$

donde

$$\mathcal{L}^{fer} = \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^Y, \tag{1.3}$$

$$\mathcal{L}^{boson} = \mathcal{L}^H + \mathcal{L}^{YM}, \tag{1.4}$$

donde \mathcal{L}_C , \mathcal{L}_Y , \mathcal{L}_H , \mathcal{L}_{YM} , representan los sectores de corrientes, Yukawa, Higgs y Yang-Mills, respectivamente. En seguida se describen de manera breve cada uno de los sectores.

1.1.1. Sector de Higgs

La simetría gauge está rota espontáneamente, lo que exige la introducción de un campo escalar, el campo de Higgs, y permite que los bosones débiles y los fermiones sean masivos, tal y como los observamos en la naturaleza.

El bosón de Higgs es una partícula predicha en 1964 por Peter Higgs. En la interacción electrodébil existía una contradicción muy seria referente a las partículas W^+ , W^- y Z . El corto alcance de sus interacciones exigía masas relativamente elevadas. Sin embargo, la simetría de esa teoría requiere que las masas sean nulas. Esta paradoja se supera si las masas de W^+ , W^- y Z , son proporcionadas por otras partículas que son los bosones de Higgs, mediante el llamado mecanismo de Higgs, el cual afirma que las partículas W y Z interactúan constantemente con campo de bosones de Higgs, lo que le proporciona masa. El mecanismo está considerado como el origen de las masas de todas las partículas elementales. Tanto las partículas W y Z , como el fotón son bosones sin masa propia. Los primeros muestran una enorme masa porque interactúan fuertemente con el campo de Higgs y el fotón no muestra ninguna masa porque no interactúa en absoluto con el campo de Higgs. El bosón de Higgs tiene espín cero, no posee carga eléctrica ni carga de color, por lo que no interactúa con el fotón ni con los gluones. Sin embargo, interactúa con todas las partículas del modelo que poseen masa: los quarks, los leptones cargados y los bosones W^+ , W^- y Z^0 .

El rompimiento espontáneo simetría (RES) aparece cuando el vacío del sistema (estado de mínima energía) está degenerado. El vacío físico es uno entre los posibles estados de mínima energía conectados por las simetrías del lagrangiano. Cuando la naturaleza lo elige se rompe la simetría de los estados físicos, aunque se preserva la del lagrangiano.

El resultado del RES depende del tipo de simetría. Si el lagrangiano es invariante bajo un grupo continuo de simetrías G , pero el vacío es invariante sólo bajo un subgrupo $H \subset G$, entonces aparecen tantos estados sin masa y spin 0 (bosones de Goldstone) como generadores de G que no lo son de H , es decir, el número de simetrías que se han roto (teorema de Goldstone). Si las simetrías del lagrangiano son locales (gauge o norma) estos bosones de Goldstone son absorbidos por los bosones de gauge asociados a las simetrías rotas dotándolos de una masa (mecanismo de Higgs-Kibble) [6].

Veamos ahora cómo implementar este mecanismo para dar masa a los bosones de gauge débiles del ME. En el ME la simetría está rota del siguiente modo,

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{RES} U(1)_{QED}. \quad (1.5)$$

Para lograr este esquema de RES hemos de introducir un doblete de campos escalares complejos (cuatro campos reales: dos cargados y dos neutros),

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

y el lagrangiano invariante bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$,

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.7)$$

con $\lambda > 0$, $\mu^2 < 0$ y

$$D_\mu \Phi = [\partial_\mu - ig\tilde{W}_\mu + ig'y_\Phi B_\mu]\Phi, \quad (1.8)$$

donde $y_\Phi = Q_\Phi - T_3 = \frac{1}{2}$.

El potencial escalar es similar al anterior y el mínimo degenerado corresponde a

$$|\langle 0|\Phi(x)|0\rangle| \equiv |\Phi_0(x)| = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.9)$$

con $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$. Solo los campos escalares neutros pueden adquirir un valor esperado en el vacío (VEV) pues la carga es una cantidad conservada. Nótese que el fotón sólo se acopla a los campos escalares cargados, cuyo VEV es nulo, lo que será crucial para que el fotón no adquiera masa, como veremos. Al elegir uno entre todos los posibles estados fundamentales (1.8), todos ellos conectados por transformaciones $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (cuatro generadores), se rompe espontáneamente esta simetría quedando como remanente $U(1)_{QED}$ (un generador), lo que da lugar a la aparición de tres escalares sin masa.

Parametrizamos ahora el doblete escalar en término de excitaciones sobre el vacío físico,

$$\Phi(x) = \exp\left\{i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)\right\} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

donde sigue habiendo cuatro campos escalares reales, $\theta^i(x)$ y $H(x)$. Los tres campos $\theta^i(x)$, son los que serían *bosones de Goldstone* pero haciendo uso de la invariancia gauge del lagrangiano podemos transformar $\Phi(x)$ en cada punto x por un campo en el que éstos desaparecen, preservándose como único campo escalar físico el bosón de Higgs $H(x)$. Así, en el llamado *gauge unitario*,

$$\Phi(x) \rightarrow^G \exp\left\{-i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)\right\} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + H(x)] \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Los tres grados de libertad que aparentemente se pierden se convierten en el estado de polarización longitudinal de W^\pm y Z pues, tras el RES, W_μ y Z_μ se convierten en campos masivos de spin 1. En efecto,

$$(D_\mu\Phi)^\dagger D^\mu\Phi \rightarrow^G \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + (v + H)^2 \left\{ \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right\}, \quad (1.12)$$

que contiene los términos de masa para los bosones débiles,

$$M_Z \cos \theta_W = M_W = \frac{1}{2}vg, \quad (1.13)$$

mientras que el fotón permanece sin masa. Todo ello preserva la simetría gauge del lagrangiano. El precio que hemos de pagar es la introducción del campo de Higgs.

1.1.2. Sector de Yukawa

El sector de yukawa, tiene como propósito dotar de masa a los fermiones por medio de un rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. Como los estados de helicidad se definen en diferentes representaciones del grupo, no es posible definir sus masas en forma invariante de norma. Además, dicho sector contiene invariantes que se construyen como producto de campos de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs.

Como los neutrinos no tienen helicidad derecha no tienen representación física en el sector de Yukawa. El lagrangiano que describe la interacción de los bosones de Higgs y los fermiones está definida como

$$\mathcal{L}_Y = -Y_{ij}^u \bar{\psi}_L \phi^c \psi_R - Y_{ij}^d \bar{\psi}_L \phi \psi_R + h.c., \quad (1.14)$$

donde ϕ^c se transforma covariantemente bajo $SU_L(2)$, definido como

$$\phi^c = i\tau_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

el isodoublet ϕ^c a veces denotado $\tilde{\phi}$ tiene hipercarga $Y = 1$, τ_2 es la segunda matriz de Pauli, ϕ^* es el complejo conjugado del campo de Higgs.

Las matrices de Yukawa, Y_{ij}^u y Y_{ij}^d , son parámetros libres que definen la intensidad de los vértices y consecuentemente las reglas de Feynman del lagrangiano, donde i, j son los índices de la familia. Este lagrangiano es una cantidad invariante bajo el grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, entonces el lagrangiano de Yukawa se puede escribir como

$$\mathcal{L}_Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}_L^i \phi^c u_R^j - Y_{ij}^d \bar{Q}_L^i \phi d_R^j - Y_{ij}^u \bar{l}_L^i \phi^c l_R^j - Y_{ij}^d \bar{l}_L^i \phi l_R^j + Lh.c., \quad (1.16)$$

es el lagrangiano de Yukawa leptones quarks, los campos de Higgs pueden ser tantos como el modelo del mecanismo de Higgs lo permita.

1.1.3. Sector de Yang-Mills

La estructura de este sector está completamente determinada por el carácter no abeliano del grupo electrodébil. El lagrangiano de Yang-Mills tiene la propiedad de ser invariante bajo una transformación de norma local, describe a los grupos de norma del ME, $SU(3)$ para el color, $SU(2)$ para el isoespín y $U(1)$ para la hipercarga, y está dada por:

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} \sum_{A=1}^8 G_{\mu\nu}^A G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}^a B_a^{\mu\nu}. \quad (1.17)$$

Los campos de fuerza de color están dados por

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_3 f^{ijk} G_\mu^i G_\nu^k \quad (1.18)$$

$i, j, k = 1, \dots, 8$.

$G_{\mu\nu}^a$ son los tensores de norma antisimétricos contruidos a partir de los ocho campos $G_\mu^a(X)$ de los gluones, correspondientes a los ocho generadores de $SU(3)$, f^{ijk} las constantes de estructura del grupo $SU(3)$ y g_3 la constante de acoplamiento de color. Los campos de fuerza de isoespín son

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.19)$$

$i, j, k = 1, 2, 3$.

Con $W_{\mu\nu}^a$ los tensores de norma antisimétricos contruidos a partir de los campos de norma $W_\mu^a(X)$ correspondientes a los tres generadores de $SU(2)$, ϵ^{ijk} es la constante de estructura del grupo $SU(2)$ que coincide con el tensor de Levi-Civita y g_2 la constante de acoplamiento del grupo de isoespín. Finalmente, el campo de fuerza de hipercarga es

$$B_{\mu\nu}^a = \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a, \quad (1.20)$$

$B_{\nu\mu}$ son los tensores de norma antisimétricos contruidos a partir de los campos de norma $B_\mu(X)$ asociados a $U(1)$.

1.1.4. Sector de corrientes

En el sector cinético de quarks y leptones se representan las interacciones de los campos de norma del grupo electrodébil con los fermiones.

A los acoplamientos de pares de fermiones con el bosón W^\pm se le conoce como corrientes cargadas, mientras que a los acoplamientos de pares de fermiones con los bosones Z y γ se les denominan corrientes neutras. El lagrangiano asociado, con la propiedad de invariancia de norma, se puede descomponer en dos partes, a saber:

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C \quad (1.21)$$

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

La presencia de corrientes cargadas con cambio de sabor a nivel árbol da lugar a la aparición de corrientes neutras con cambio de sabor a nivel de un lazo.

Interacciones de corrientes cargadas

El lagrangiano \mathcal{L}_F dado por

$$\mathcal{L}_F = i \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j(x) \not{D} \psi_j(x), \quad (1.22)$$

contiene interacciones entre fermiones y bosones de gauge,

$$\mathcal{L}_F \supset g \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \tilde{W}_\mu \psi_1 - g' B_\mu \sum_{j=1}^3 y_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \psi_j. \quad (1.23)$$

El término que contiene la matriz

$$\tilde{W}_\mu = \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2} W_\mu^\dagger \\ \sqrt{2} W_\mu & -W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad (1.24)$$

da lugar a interacciones de corrientes cargadas con el campo vectorial cargado de las W^\pm , $W_\mu \equiv \frac{W_\mu^1 + i W_\mu^2}{\sqrt{2}}$ y su complejo conjugado $W_\mu^\dagger \equiv \frac{W_\mu^1 - i W_\mu^2}{\sqrt{2}}$,

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}} W_\mu^\dagger \bar{f}(x) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) f'(x) + h.c. \quad (1.25)$$

Interacciones de corrientes neutras

La ecuación (1.22) también contiene interacciones con los campos de gauge neutros W_μ^3 y B_μ . Nos gustaría identificar estos bosones con el Z y el fotón. Sin embargo, como el fotón tiene las mismas interacciones con ambas quiralidades fermiónicas, el bosón de gauge singlete B_μ no puede ser el campo electromagnético A_μ . Para ello habría que imponer $y_1 = y_2 = y_3 =$ y $g' y_j = e Q_j$, lo que no puede cumplirse simultáneamente.

Como ambos campos son neutros, podemos probar con una combinación arbitraria de ellos:

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

En términos de Z_μ y A_μ el lagrangiano de corrientes neutras queda:

$$\mathcal{L}_{NC} = \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j \gamma^\mu (-A_\mu [gT_3 \sin \theta_W + g' y_j \cos \theta_W] + Z_\mu [gT_3 \cos \theta_W - g' y_j \sin \theta_W]) \psi_j, \quad (1.27)$$

donde $T_3 = \sigma_3/2(0)$ es la tercera componente del isospín del doblete (singlete). Para obtener la electrodinámica cuántica (QED) de la parte con A_μ hay que imponer las condiciones:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad , \quad Y = Q - T_3, \quad (1.28)$$

donde Q es el operador de carga eléctrica,

$$Q_1 = \begin{pmatrix} Q_f & 0 \\ 0 & Q_{f'} \end{pmatrix}, Q_2 = Q_f, Q_3 = Q_{f'}. \quad (1.29)$$

La primera igualdad relaciona los acoplamientos g y g' de $SU(2)$ y $U(1)$, respectivamente, con el acoplamiento electromagnético e , lo que proporciona la unificación de las interacciones electrodébiles. La segunda fija las hipercargas fermiónicas Y en términos de las cargas eléctricas y los números cuánticos de isospín débil:

$$y_1 = Q_f - \frac{1}{2} = Q_{f'} + \frac{1}{2}, y_2 = Q_f, y_3 = Q_{f'}. \quad (1.30)$$

Sustituyendo las cargas de los quarks y los leptones, observamos que los neutrinos *right* tienen carga e hipercarga nulas, es decir no se acoplan ni al fotón ni a la Z , y tampoco se acoplan a los W^\pm , pues sólo lo hacen los campos *left*. Por tanto los ν_R son estériles y, si los neutrinos no tuvieran masa, no haría falta introducirlos.

El lagrangiano de corrientes neutras queda finalmente:

$$\mathcal{L}_{NC} = \mathcal{L}_{QED} + \mathcal{L}_{NC}^Z, \quad (1.31)$$

donde

$$\mathcal{L}_{QED} = -e A_\mu Q_{f^{(\nu)}} \bar{f}^{(\nu)}(x) \gamma^\mu f^{(\nu)}(x), \quad (1.32)$$

$$\mathcal{L}_{NC}^Z = e Z_\mu \bar{f}^{(\nu)}(x) \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma^5) f^{(\nu)}(x), \quad (1.33)$$

con $v_f = (T_3^{fL} - 2Q_f \sin^2 \theta_W)/(2 \sin \theta_W \cos \theta_W)$ y $a_f = T_3^{fL}/(2 \sin \theta_W \cos \theta_W)$.

1.2. Electrodinámica cuántica

Un ejemplo ilustrativo de una teoría de norma lo ofrece la electrodinámica cuántica, que es la teoría que incorpora la mecánica cuántica con la relatividad especial (QED por sus siglas en inglés). El campo en este caso representa partículas cargadas de espín 1/2. La invariancia ante una transformación de norma global implica la conservación de la carga eléctrica a través de una corriente conservada. La invariancia ante una transformación de norma local implica la existencia de un campo vectorial de interacción, el campo electromagnético, cuyo cuanto es el fotón. La constante de acoplamiento entre el campo del fotón y los otros campos es la carga eléctrica [7].

El lagrangiano de esta teoría es invariante de norma ante el grupo $U(1)$. La ley de transformación para los campos es

$$\psi' = U_r \psi, \quad (1.34)$$

donde $U_r = e^i q \theta \in U(1)$. Haciendo variaciones infinitesimales de θ en el espacio-tiempo obtenemos

$$\psi' = U_r \psi \approx (1 + iq\theta)\psi. \quad (1.35)$$

La densidad lagrangiana correspondiente al campo de Dirac para un fermión libre es

$$\mathcal{L}_D = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi, \quad (1.36)$$

la cual es invariante bajo (1.40), siempre y cuando intercambiemos la derivada ordinaria ∂_μ por la derivada covariante D_μ , la cual debe satisfacer la relación siguiente:

$$(D_\mu\psi)' = U D_\mu\psi, \quad (1.37)$$

donde

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu, \quad (1.38)$$

siendo A_μ el campo electromagnético, que se debe transformar de la siguiente manera:

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu\theta. \quad (1.39)$$

Por otro lado el tensor de intensidad del campo electromagnético $F^{\mu\nu}$ tiene asociada una densidad lagrangiana que define la dinámica de este campo

$$\mathcal{L}_N = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1.40)$$

donde

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.41)$$

Esta densidad lagrangiana es invariante ante transformaciones de norma. Usando (1.37) y (1.41) se obtiene la densidad lagrangiana que describe completamente la electrodinámica cuántica (QED):

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - J^\mu A_\mu, \quad (1.42)$$

donde $J^\mu = q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ es la densidad de corriente electromagnética [8].

Capítulo 2

Modelos Extendidos

2.1. Lagrangiano de corriente neutra con violación de sabor

En el marco de modelos extendidos que contienen sectores generalizados de corrientes, consideramos el lagrangiano renormalizable más general que incluye violación de sabor fermiónica mediada por un nuevo bosón de norma masivo neutro de espín 1, procedente de algún modelo de gran unificación o extendido que es expresado de la siguiente forma [9]

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{NC} &= \sum_{i,j=1}^3 (\overline{f_{Li}} \gamma^\alpha \Omega_{L f_i f_j} f_{Lj} + \overline{f_{Ri}} \gamma^\alpha \Omega_{R f_i f_j} f_{Rj}) Z'_\alpha + \text{h.c.} \\
 &= \sum_{i,j=1}^3 [(\overline{f_{Li}} \gamma^\alpha \Omega_{L f_i f_j} f_{Lj} + \overline{f_{Ri}} \gamma^\alpha \Omega_{R f_i f_j} f_{Rj}) + (\overline{f_{Lj}} \gamma^\alpha \Omega_{L f_j f_i}^* f_{Li} + \overline{f_{Rj}} \gamma^\alpha \Omega_{R f_j f_i}^* f_{Rj})] Z'_\alpha \\
 &= \sum_{i,j=1}^3 [\overline{f_i} \gamma^\alpha (\Omega_{L f_i f_j} P_L + \Omega_{R f_i f_j} P_R) f_j + \overline{f_j} \gamma^\alpha (\Omega_{L f_j f_i}^* P_L + \Omega_{R f_j f_i}^* P_R) f_i] Z'_\alpha, \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

donde f_i (f_j) es cualquier fermión del ME, $P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)$ son los proyectores de quiralidad y Z'_α es el nuevo bosón de norma neutro masivo predicho por diversas extensiones del ME. Los parámetros $\Omega_{L f_i f_j}$, $\Omega_{R f_i f_j}$ representan las intensidades de los acoplamientos $Z' f_i f_j$. Por simplicidad, se asumirá que $\Omega_{L f_i f_j} = \Omega_{L f_j f_i}$ y $\Omega_{R f_i f_j} = \Omega_{R f_j f_i}$ [9].

Los acoplamientos que conservan sabor, $Q_{L,R}^{f_i}$, cuyos valores se muestran en la Tabla 2.1, están relacionados con las constantes de acoplamiento Ω de la siguiente manera: $\Omega_{L f_i f_i} = -g_2 Q_L^{f_i}$ y $\Omega_{R f_i f_i} = -g_2 Q_R^{f_i}$, donde g_2 es el acoplamiento de norma del bosón Z' . Para varios modelos extendidos los acoplamientos de norma del Z' son

$$g_2 = \sqrt{\frac{5}{3}} \sin \theta_W g_1 \lambda_g, \quad (2.2)$$

donde $g_1 = g / \cos \theta_W$, λ_g depende del patrón de rompimiento de simetría siendo del orden de la unidad y g es la constante de acoplamiento débil. En el modelo secuencial el acoplamiento de norma $g_2 = g_1$.

Consideraremos Z' en los siguientes modelos: Z'_S modelo secuencial, Z'_{LR} momento simétrico izquierda derecha, Z'_χ bosón que surge de la ruptura $SO(10) \rightarrow SU(5) \otimes U(1)$, el Z'_ψ que surge como resultado de $E_6 \rightarrow SO(10) \otimes U(1)$ [10], y el Z'_η inspirado en los modelos de super cuerdas [11–14].

	Z'_S	Z'_{LR}	Z'_ξ	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	$\frac{1}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{2}{2\sqrt{15}}$
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	$\frac{-3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{-1}{\sqrt{24}}$	$\frac{-1}{2\sqrt{15}}$
Q'_L	0.5	0.2548	$\frac{3}{2\sqrt{10}}$	$\frac{1}{\sqrt{24}}$	$\frac{1}{2\sqrt{15}}$

Tabla 2.1: Acoplamiento diagonales de quiralidad de los modelos extendidos.

2.2. Modelos $U'(1)$

Existen varios tipos de modelos $U(1)'$ que predicen Z' que interactúa con quarks y leptones, se distinguen entre ellos por la masa del Z' . A continuación se mencionan algunos de estos tipos de modelos:

- El bosón Z_{ME} secuencial se define con los mismo acoplamiento del bosón Z del ME.
- La carga eléctrica Q y la hipercarga $Y = Q - T_R^3$ pueden ser escritas como

$$Q = T_L^3 + Y = T_L^3 + T_{BL}, \quad (2.3)$$

donde $T_{BL} = (B - L)/2$, con (BL) el número barionico (léptonico). En modelos tipo izquierda-derecha (LR), que pueden surgir de $SU_L(3) \otimes SU_R(2) \otimes U_Y(1)$, se tiene una corriente neutra dada por

$$-L_{CN} = gJ_{3L}^\mu W_{L\mu}^3 + g_R J_{3R}^\mu W_{R\mu}^3 + g_{BL} J_{BL}^\mu W_{BL\mu}, \quad (2.4)$$

Aquí es conveniente reescribir (2.4) rotando W_R^3 y W_{BL} a una nueva base B y Z_2^0 como se hace en el ME. Esto deja invariante el término cinético. Se puede considerar $B = \cos \gamma W_{3R} + \sin \gamma W_{BL}$ y tomar a γ de tal forma que B se acopla a $g'Y$, se puede observar que

$$\frac{1}{e^2} = \frac{1}{g^2} + \frac{1}{g'^2} = \frac{1}{g^2} + \frac{1}{g_R^2} + \frac{1}{g_{BL}^2}, \quad (2.5)$$

$Z_2^2 = \sin \gamma W_{3R} - \cos \gamma W_{BL}$ está asociada a la carga

$$Q_{LR} = \sqrt{\frac{3}{5}} \left[\alpha T_{3R} - \frac{1}{\alpha} T_{BL} \right], \quad (2.6)$$

con $\alpha = \tan \gamma = \frac{g_R}{g_{BL}} = \sqrt{\kappa^2 \cot^2 \theta_W - 1}$ y $\kappa \equiv \frac{g_R}{g}$.

Capítulo 3

Decaimiento del bosón de Higgs a dos quarks con cambio de sabor en el Modelo Estándar

El bosón escalar observado en el LHC es compatible con lo predicho en el ME [15, 16], donde a través del mecanismo de Higgs, que es responsable de dotar de masa al resto de las partículas elementales conocidas, de ahí la importancia de su descubrimiento y las diversas implicaciones que se derivan a partir de ello, en particular, búsqueda del bosón de Higgs asociado al fenómeno del cambio de sabor con corrientes neutras (CSCN), que es estudiado mediante el acoplamiento Hq_iq_j , siendo uno de los temas de mayor interés en la comunidad de la física de partículas. Este tipo de interacciones, también es conocida como violación de sabor en el sector de Yukawa y no está presente a nivel de árbol en el ME, sin embargo, los vértices que surgen a nivel de fluctuación cuántica a un lazo, a ese nivel, pueden estudiarse a través de los decaimientos $H \rightarrow uc, ds, db, sb$, involucrando el mecanismo de GIM [17] que puede ser suprimido severamente por el CSCN.

Hasta donde sabemos en el contexto del ME, se estima una razón de decaimiento para el canal $H \rightarrow sb$ considerando que $m_H < 2m_W$ del orden de 10^{-7} [18]. Además, la referencia [19] es el único estudio disponible que ha abordado estos cuatro decaimientos del higgs, datos disponibles hasta la fecha. Sin embargo, los autores utilizaron LoopTool [20] para evaluar algunas funciones escalares de Passarino-Veltman (PaVe), lo que no debe hacerse de esta manera ya que las PaVes contienen partes espurias (divergencias) que pueden ser eliminados mediante el mecanismo de GIM. Para lograrlo debemos considerar los PaVes de los factores de forma completos y a través del uso de la aplicación de las expansiones de serie de Taylor, permite considerar las partes que realmente contribuyen al decaimiento en términos de los factores de supresión Inami-Lim [21], es decir $m_{q_k}^2/m_W^2 \ll 1$, donde m_{q_k} es la masa del quark virtual circulando dentro del lazo, con excepción del quark top, ya que por la naturaleza del valor de su masa lleva consigo un tratamiento distinto que se mencionará más adelante.

Por todo lo anteriormente mencionado, nos hemos motivado a recalcular los decaimientos $H \rightarrow q_iq_j$, lo que nos ha llevado a encontrar discrepancias en dos de los cuatro resultados obtenidos en la referencia [19]. Cabe mencionar que en el contexto de la notación a utilizar, la escritura $H \rightarrow q_iq_j$ hace referencia a la suma incoherente de los modos $q_i\bar{q}_j$ y \bar{q}_iq_j los cuales deben ser considerados en el cálculo.

3.1. Decaimiento $H \rightarrow q_i q_j$ en el Modelo Estándar

El decaimiento del bosón de Higgs a dos quarks distintos $H \rightarrow q_i q_j$ consiste en la suma incoherente de dos modos $H \rightarrow \bar{q}_i q_j$ y $H \rightarrow q_i \bar{q}_j$, cuya anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow \bar{q}_i q_j)$ y $\Gamma(H \rightarrow q_i \bar{q}_j)$ son la misma, debido a la invarianza de la conjugación de carga, paridad y la simetría de la inversión del tiempo (CPT). En concreto nos referimos a ello como $H \rightarrow q_i q_j \equiv \bar{q}_i q_j + q_i \bar{q}_j$, que es una notación habitual en la literatura. En este sentido, establecemos la configuración $H(p_3) \rightarrow q_i(p_1) \bar{q}_j(p_2)$, con la cinemática $p_3 = p_1 + p_2$, $p_3^2 = m_H^2$, $p_1^2 = m_{q_i}^2$, $p_2^2 = m_{q_j}^2$, $p_1 \cdot p_2 = (m_H^2 - m_{q_i}^2 - m_{q_j}^2)/2$.

3.1.1. El decaimiento $H \rightarrow u_i u_j$

La única descomposición del bosón de Higgs a dos quarks tipo up, $H \rightarrow u_i u_j$, corresponde a $u_i u_j = \bar{u}c + u\bar{c}$, compuesto por cuatro diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento mostrados en Figura 3.1, donde dentro del lazo circulan virtualmente quarks tipo down $d_k = d, s, b$. Del lagrangiano

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_i \gamma^\mu P_L d_j W_\mu^+ V_{u_i d_j} - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_j \gamma^\mu P_L u_i W_\mu^- V_{u_j d_i}^*, \quad (3.1)$$

obtenemos los acoplamientos $W^\pm q_i q_j$ en donde se obtienen las reglas de Feynman mostradas en la Figura 3.2, complementando con las reportadas en la literatura.

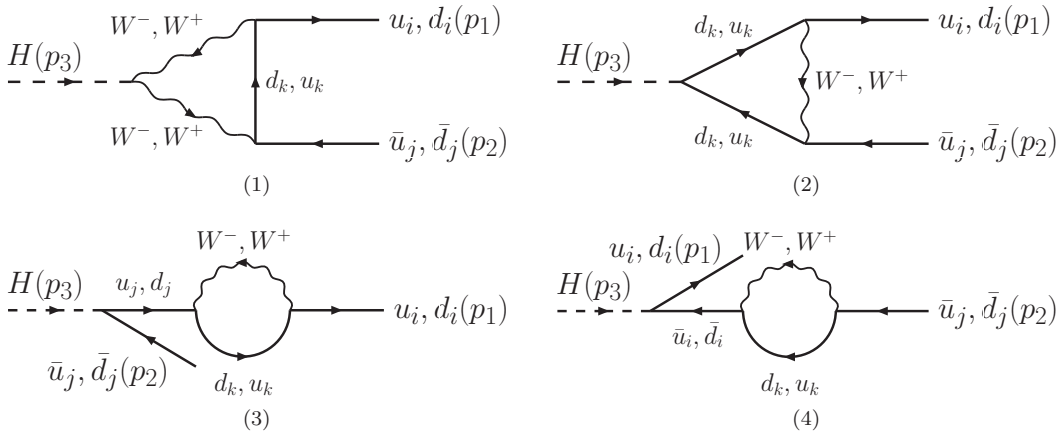
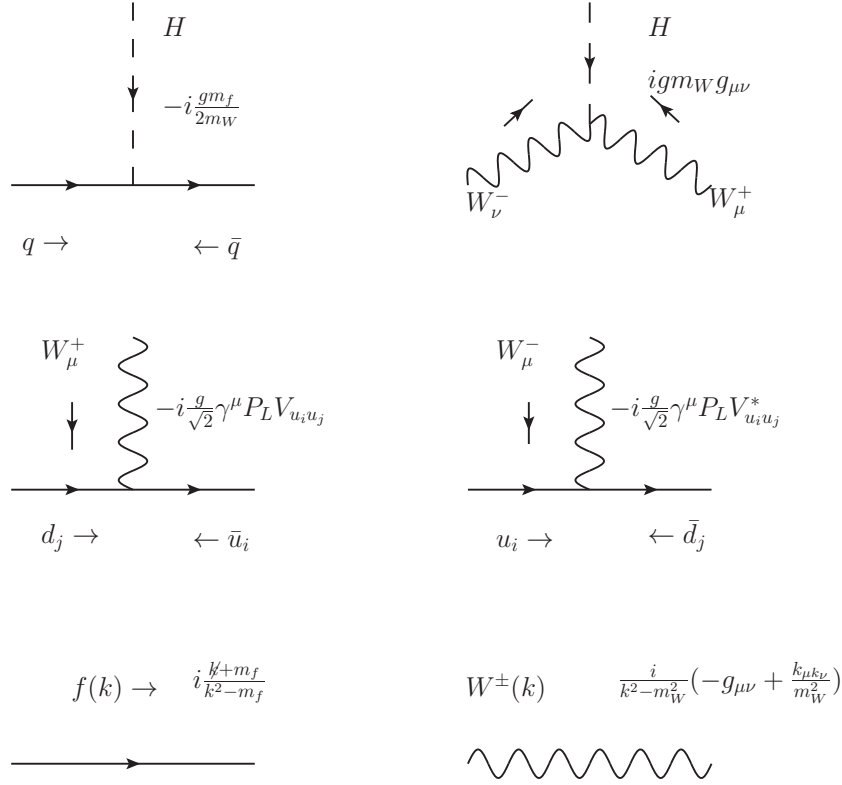


Figura 3.1: Diagramas de Feynman para los decaimientos $H \rightarrow u_i u_j$ con $u_i u_j = \bar{u}c + u\bar{c}$ y $d_k = d, s, b$ y $H \rightarrow d_i d_j$ con $d_i d_j = d\bar{s} + \bar{d}s, \bar{d}b + \bar{d}b, \bar{s}b + \bar{s}b$ con $u_k = u, c, t$ en el ME.


 Figura 3.2: Reglas de Feynman para el decaimiento $H \rightarrow u_i u_j$ y $H \rightarrow d_i d_j$ en el ME.

Dicho lo anterior, construimos las amplitudes para cada diagrama como se muestra a continuación

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_1 &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_1) \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \gamma^{\alpha_1} P_L V_{u_i d_k} \right) \left(i \frac{\not{k} + m_{d_k}}{k^2 - m_{d_k}^2} \right) \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \gamma^{\alpha_4} P_L V_{u_j d_k} \right) v(p_2) \\
 &\times \left\{ \frac{i}{(k-p_1)^2 - m_W^2} \left[-g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k-p_1)_{\alpha_1} (k-p_1)_{\alpha_2}}{m_W^2} \right] \right\} (igm_W g^{\alpha_2 \alpha_3}) \\
 &\times \left\{ \frac{i}{(k+p_2)^2 - m_W^2} \left[-g_{\alpha_3 \alpha_4} + \frac{(k+p_2)_{\alpha_3} (k+p_2)_{\alpha_4}}{m_W^2} \right] \right\} \\
 &= \frac{(-1)^2 i^6 g^3 m_W}{2} \sum_{k=1}^3 V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^* \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1) \gamma^{\alpha_1} P_L (\not{k} + m_{d_k}) \gamma^{\alpha_4} P_L v(p_2)}{(k^2 - m_{d_k}^2) [(k-p_1)^2 - m_W^2] [(k+p_2)^2 - m_W^2]} \\
 &\times \left[-g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k-p_1)_{\alpha_1} (k-p_1)_{\alpha_2}}{m_W^2} \right] g^{\alpha_2 \alpha_3} \left[-g_{\alpha_3 \alpha_4} + \frac{(k+p_2)_{\alpha_3} (k+p_2)_{\alpha_4}}{m_W^2} \right], \quad (3.2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_2 &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_1) \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \gamma^{\alpha_1} P_L V_{u_i d_k} \right) \left[i \frac{\not{k} + \not{p}_1 + m_{d_k}}{(k+p_1)^2 - m_{d_k}^2} \right] \left(\frac{-igm_{d_k}}{2m_W} \right) \left[i \frac{\not{k} - \not{p}_2 + m_{d_k}}{(k-p_2)^2 - m_{d_k}^2} \right] \\
 &\times \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \gamma^{\alpha_2} P_L V_{u_j d_k}^* \right) v(p_2) \left[\frac{i}{k^2 - m_W^2} \left(-g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{k_{\alpha_1} k_{\alpha_2}}{m_W^2} \right) \right] \\
 &= \frac{(-1)^3 i^6 g^3 m_{d_k}}{4m_W} \sum_{k=1}^3 V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^* \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1) \gamma^{\alpha_1} P_L (\not{k} + \not{p}_1 + m_{d_k}) (\not{k} - \not{p}_2 + m_{d_k}) \gamma^{\alpha_2} P_L v(p_2)}{(k^2 - m_W^2) [(k+p_1)^2 - m_{d_k}^2] [(k-p_2)^2 - m_{d_k}^2]} \\
 &\times \left(-g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{k_{\alpha_1} k_{\alpha_2}}{m_W^2} \right), \quad (3.3)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_3 &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_1) \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \gamma^{\alpha_1} P_L V_{u_i d_k} \right) \left(i \frac{\not{k} + m_{d_k}}{k^2 - m_{d_k}^2} \right) \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \gamma^{\alpha_2} P_L V_{u_j d_k}^* \right) \left(i \frac{\not{p}_1 + m_{u_j}}{p_1^2 - m_{u_j}^2} \right) \left(\frac{-igm_{u_j}}{2m_W} \right) v(p_2) \\
 &\times \left\{ \frac{i}{(k-p_1)^2 - m_W^2} \left[-g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k-p_1)_{\alpha_1} (k-p_1)_{\alpha_2}}{m_W^2} \right] \right\} \\
 &= \frac{(-1)^3 i^6 g^3 m_{u_j}}{4m_W} \frac{\sum_{k=1}^3 V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^*}{m_{u_i}^2 - m_{u_j}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1) \gamma^{\alpha_1} P_L (\not{k} + m_{d_k}) \gamma^{\alpha_2} P_L (\not{p}_1 + m_{u_j}) v(p_2)}{(k^2 - m_{d_k}^2) [(k-p_1)^2 - m_W^2]} \\
 &\times \left[-g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k-p_1)_{\alpha_1} (k-p_1)_{\alpha_2}}{m_W^2} \right], \tag{3.4}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_4 &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_1) \left(\frac{-igm_{u_i}}{2m_W} \right) \left[i \frac{-\not{p}_2 + m_{u_i}}{p_2^2 - m_{u_i}^2} \right] \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \gamma^{\alpha_2} P_L V_{u_i d_k} \right) \left(i \frac{-\not{k} + m_{d_k}}{k^2 - m_{d_k}^2} \right) \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \gamma^{\alpha_1} P_L V_{u_j d_k}^* \right) v(p_2) \\
 &\times \left\{ \frac{i}{(k-p_2)^2 - m_W^2} \left[-g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k-p_2)_{\alpha_1} (k-p_2)_{\alpha_2}}{m_W^2} \right] \right\} \\
 &= \frac{(-1)^3 i^6 g^3 m_{u_i}}{4m_W} \frac{\sum_{k=1}^3 V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^*}{m_{u_j}^2 - m_{u_i}^2} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1) (-\not{p}_2 + m_{u_i}) \gamma^{\alpha_2} P_L (-\not{k} + m_{d_k}) \gamma^{\alpha_1} P_L v(p_2)}{(k^2 - m_{d_k}^2) [(k-p_2)^2 - m_W^2]} \\
 &\times \left[-g_{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k-p_2)_{\alpha_1} (k-p_2)_{\alpha_2}}{m_W^2} \right], \tag{3.5}
 \end{aligned}$$

resolvemos las integrales para cada lazo con el método de descomposición tensorial de Passarino-Veltman [22], mediante el uso de la paquetería especializada `FeynCalc` [23, 24] y `Package-X` [25] en `Mathematica`. Cabe mencionar que hasta esta etapa del cálculo no se han hecho aproximaciones.

El resultado total de la amplitud puede expresarse como

$$\mathcal{M} = \bar{u}(p_1) (F_1 + F_2 \gamma^5) v(p_2), \tag{3.6}$$

donde los factores de forma F_a con $a = 1, 2$ tienen la estructura

$$\begin{aligned}
 F_a &= \sum_{k=1}^3 V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^* f \\
 &= \sum_{k=1}^3 V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^* [f_a^{A_1} A_o(1) + f_a^{A_2} A_o(2) + f_a^{B_1} B_o(1) + f_a^{B_2} B_o(2) \\
 &\quad + f_a^{B_3} B_o(3) + f_a^{B_4} B_o(4) + f_a^{C_1} C_o(1) + f_a^{C_2} C_o(2)], \tag{3.7}
 \end{aligned}$$

los cuales son dependientes de las funciones escalares Passarino-Veltman (PaVe) $A_0(1) \equiv A_0(m_{d_k}^2)$, $A_0(2) \equiv A_0(m_W^2)$, $B_0(1) \equiv B_0(m_{u_i}^2, m_{d_k}^2, m_W^2)$, $B_0(2) \equiv B_0(m_{u_j}^2, m_{d_k}^2, m_W^2)$, $B_0(3) \equiv B_0(m_H^2, m_{d_k}^2, m_{d_k}^2)$, $B_0(4) \equiv B_0(m_H^2, m_W^2, m_W^2)$, $C_0(1) \equiv C_0(m_{u_i}^2, m_{u_j}^2, m_H^2, m_{d_k}^2, m_W^2, m_{d_k}^2)$, $C_0(2) \equiv C_0(m_{u_i}^2, m_{u_j}^2, m_H^2, m_W^2, m_{d_k}^2, m_W^2)$, con sus subfactores de forma f_{A_1}, \dots, f_{C_1} , dependientes de todas las masas de las partículas.

En esta etapa la amplitud (3.6) es ultravioleta divergente (UV), ya que la amplitud aún contiene el término (polo) $1/\epsilon_{UV}$ procedente de A_0 y B_0 , que no depende de la masa m_{d_k} y consecuentemente es eliminada por el mecanismo de GIM $\sum_{k=1}^3 V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^* = 0$, por lo tanto, conservando la parte UV la amplitud tiene la forma

$$\mathcal{M}_{UV} \sim - \sum_{k=1}^3 V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^* \frac{1}{\epsilon_{UV}} \frac{ig^3 m_H^2}{256\pi^2 m_W^3} \bar{u}(p_1) [(m_{u_i} + m_{u_j}) - (m_{u_i} - m_{u_j}) \gamma^5] v(p_2), \tag{3.8}$$

A Continuación para hacer uso del mecanismo de GIM, debe realizarse la expansión de serie de Taylor sobre los factores de forma F_a con respecto a la masa de la partícula virtual m_{q_k} , siempre y cuando se cumpla la condición $m_{q_k}/m_W \ll 1$. Adicionalmente, también aplicamos expansión de serie de Taylor para las masas de los quarks en los estados finales m_{q_i} y m_{q_j} , debido a que $m_{q_i}, m_{q_j}/m_H \ll 1$, y finalmente consideramos la jerarquía de las masas involucradas $m_H > m_W \gg m_{u_i}, m_{u_j}, m_{d_k}$, estas consideraciones simplifican ampliamente los resultados. Después de aplicar el mecanismo GIM obtenemos

$$F_a = \sum_{k=1}^3 V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^* f_a(m_{d_k}), \quad (3.9)$$

con

$$\begin{aligned} f_1(m_{d_k}) &= \frac{ig^3}{256\pi^2} \frac{m_{u_i} + m_{u_j}}{m_W} \frac{\mathcal{F}_W}{1 - r_W} \frac{m_{d_k}^2}{m_W^2}, \\ f_2(m_{d_k}) &= \frac{-ig^3}{256\pi^2} \frac{m_{u_i} - m_{u_j}}{m_W} \frac{\mathcal{F}_W}{1 - r_W} \frac{m_{d_k}^2}{m_W^2}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

donde \mathcal{F}_W y r_W se muestran en el apéndice A. Nótese que el término de Inami-Lim $m_{d_k}^2/m_W^2 \ll 1$ es muy pequeño, por lo que es la razón principal por la que se obtiene un valor altamente suprimido $Br(H \rightarrow uc) \sim 10^{-20}$; se muestra a detalle en el apéndice B apartado (a).

3.1.2. El decaimiento $H \rightarrow d_i d_j$

Para el caso del bosón de Higgs decayendo a dos quarks distintos tipo down, $H \rightarrow d_i d_j$, con $d_i d_j = d\bar{s} + \bar{d}s, d\bar{b} + \bar{d}b, s\bar{b} + \bar{s}b$, y con una contribución de quarks tipo up circulando virtualmente dentro del lazo $u_k = u, c, t$ como se aprecia en la Figura 3.1. Construimos la amplitud en analogía al caso $H \rightarrow u_i u_j$ de la sección 3.1.1, haciendo el cambio de etiquetas de las partículas en interacción, es decir: $u_i \rightarrow d_i, u_j \rightarrow d_j, W^- \rightarrow W^+$ y $V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^* \rightarrow V_{u_k d_i}^* V_{u_k d_j}$. De la misma forma, el mecanismo de GIM aplicado en F_a satisface $\sum_{k=1}^3 V_{u_k d_i}^* V_{u_k d_j} = 0$. En este caso consideramos que u y c son quarks ligeros y t es un quark pesado, esto implica que hay dos escenarios de jerarquías de masas diferentes para los factores de forma en la aplicación de las expansiones de serie de Taylor, debido a la diferencia de la naturaleza de la masa del quark top respecto a los otros quarks tipo up, así obtenemos las partes que realmente contribuyen en los factores de forma, como

$$F_a = \sum_{k=1}^3 V_{u_k d_i}^* V_{u_k d_j} f_a(m_{u_k}), \quad (3.11)$$

con $a = 1, 2$, por lo tanto las expansiones deben aplicarse de la siguiente forma

- (a) Para la contribución virtual de los quarks u y c , donde $m_H > m_W \gg m_{d_i}, m_{d_j}, m_u, m_c$, la expansión es análoga a la implementada al $H \rightarrow u_i u_j$. Los factores de forma pueden expandirse respecto a las masas pequeñas externas, debido a que cumplen $m_{d_i}, m_{d_j}/m_H \ll 1$, e internamente dado que $m_{u_k}/m_W \ll 1$. Por lo tanto f_a puede escribirse como

$$\begin{aligned} f_1(m_{u_k}) &= \frac{ig^3}{256\pi^2} \frac{m_{d_i} + m_{d_j}}{m_W} \left(\frac{\mathcal{F}_W}{1 - r_W} \frac{m_{u_k}^2}{m_W^2} + \mathcal{F}'_W \right), \\ f_2(m_{u_k}) &= \frac{-ig^3}{256\pi^2} \frac{m_{d_i} - m_{d_j}}{m_W} \left(\frac{\mathcal{F}_W}{1 - r_W} \frac{m_{u_k}^2}{m_W^2} + \mathcal{F}'_W \right), \end{aligned} \quad (3.12)$$

para $u_k = u, c$. \mathcal{F}'_W está dada en el apéndice B.

- (b) Para la contribución del quark t realizamos las expansiones de serie de Taylor únicamente respecto a las masas externas m_{d_i} y m_{d_j} en los estados finales, ya que $m_{d_i}, m_{d_j}/m_H \ll 1$, por consiguiente, los factores de forma correspondientes $f_a(m_t)$ relacionados al t resultan ser

$$\begin{aligned} f_1(m_t) &= \frac{ig^3}{256\pi^2} \frac{m_{d_i} + m_{d_j}}{m_W} 2\mathcal{F}_{Wt} \frac{m_t^2}{m_W^2}, \\ f_2(m_t) &= \frac{-ig^3}{256\pi^2} \frac{m_{d_i} - m_{d_j}}{m_W} 2\mathcal{F}_{Wt} \frac{m_t^2}{m_W^2}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

con \mathcal{F}_{Wt} definido en el apéndice B.

Sumando las ecuaciones (3.12) y (3.13), la expresión final para F_a de la ecuación (3.11) es

$$\begin{aligned} F_1 &= \frac{ig^3}{256\pi^2} \frac{m_{d_i} + m_{d_j}}{m_W} \left[\sum_{k=1}^2 V_{u_k d_i}^* V_{u_k d_j} \left(\frac{\mathcal{F}_W}{1 - r_W} \frac{m_{u_k}^2}{m_W^2} + \mathcal{F}'_W \right) + V_{td_i}^* V_{td_j} 2\mathcal{F}_{Wt} \frac{m_t^2}{m_W^2} \right], \\ F_2 &= \frac{ig^3}{256\pi^2} \frac{m_{d_i} - m_{d_j}}{m_W} \left[\sum_{k=1}^2 V_{u_k d_i}^* V_{u_k d_j} \left(\frac{\mathcal{F}_W}{1 - r_W} \frac{m_{u_k}^2}{m_W^2} + \mathcal{F}'_W \right) + V_{td_i}^* V_{td_j} 2\mathcal{F}_{Wt} \frac{m_t^2}{m_W^2} \right]. \end{aligned} \quad (3.14)$$

3.2. Predicción del $H \rightarrow q_i q_j$ en el Modelo Estándar

Debido a que $H \rightarrow q_i q_j \equiv \bar{q}_i q_j + q_i \bar{q}_j$ debe considerarse la suma incoherente de los estados finales $q_i \bar{q}_j$ y $\bar{q}_i q_j$, por simetría CPT, por lo que resulta

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow q_i q_j) &= \Gamma(H \rightarrow q_i \bar{q}_j) + \Gamma(H \rightarrow \bar{q}_i q_j), \\ &= 2 \Gamma(H \rightarrow q_i \bar{q}_j), \end{aligned} \quad (3.15)$$

donde

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow q_i \bar{q}_j) &= \frac{1}{16\pi m_H} \sqrt{\left[1 - \frac{(m_{q_i} + m_{q_j})^2}{m_H^2} \right] \left[1 - \frac{(m_{q_i} - m_{q_j})^2}{m_H^2} \right]} |\overline{\mathcal{M}}|^2, \\ &\simeq \frac{1}{16\pi m_H} |\overline{\mathcal{M}}|^2, \end{aligned} \quad (3.16)$$

con la amplitud cuadrada

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}}|^2 &= N_C \sum_{\text{spin}} |\mathcal{M}|^2, \\ &\simeq 2N_C m_H^2 (|F_1|^2 + |F_2|^2). \end{aligned} \quad (3.17)$$

Las aproximaciones de las ecuaciones (3.16) y (3.17) son posibles debido a que $m_H \ll m_{q_i}, m_{q_j}$, Por lo tanto, la expresión para la razón de decaimiento toma la forma

$$\begin{aligned} \text{Br}(H \rightarrow q_i q_j) &= \frac{\Gamma(H \rightarrow q_i q_j)}{\Gamma_H} \\ &\simeq \frac{N_C m_H}{4\pi \Gamma_H} (|F_1|^2 + |F_2|^2), \end{aligned} \quad (3.18)$$

con una anchura total de decaimiento para el bosón de Higgs de $\Gamma_H = 4.18 \times 10^{-3}$ GeV [26]. Para el caso $H \rightarrow u_i u_j$, consideramos las ecuaciones (3.9) y (3.18) por lo que la razón de decaimiento se expresa como

$$\text{Br}(H \rightarrow u_i u_j) = \frac{N_C g^6 m_H}{2^{17} \pi^5 \Gamma_H} \frac{m_{u_i}^2 + m_{u_j}^2}{m_W^2} \left| \frac{\mathcal{F}_W}{1 - r_W} \sum_{k=1}^3 V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^* \frac{m_{d_k}^2}{m_W^2} \right|^2. \quad (3.19)$$

donde $u_i u_j = uc$ y $d_k = d_1, d_2, d_3 = d, s, b$. Para el caso $H \rightarrow d_i d_j$ consideramos las ecuaciones (3.11) y (3.18), la expresión resultante es

$$\begin{aligned} \text{Br}(H \rightarrow d_i d_j) &= \frac{N_C g^6 m_H}{2^{17} \pi^5 \Gamma_H} \frac{m_{d_i}^2 + m_{d_j}^2}{m_W^2} \left| \sum_{k=1}^2 V_{u_k d_i}^* V_{u_k d_j} \left(\frac{\mathcal{F}_W}{1 - r_W} \frac{m_{u_k}^2}{m_W^2} + \mathcal{F}'_W \right) \right. \\ &\quad \left. + 2\mathcal{F}_W t V_{td_i}^* V_{td_j} \frac{m_t^2}{m_W^2} \right|^2, \end{aligned} \quad (3.20)$$

con $d_i d_j = ds, db, sb$ y $u_k = u_1, u_2, u_3 = u, c, t$.

Nuestras cuatro predicciones se muestran en la Tabla 3.1. Los datos utilizados en nuestros cálculos numéricos provienen del PDG 2020 [27] y se muestran en el apéndice A. Cabe señalar que para las masas de los quarks en estados finales utilizamos sus valores en la escala de masas del bosón de Higgs, es decir, consideramos el desplazamiento de las masas en las correspondientes ecuaciones de grupo de renormalización (en sus siglas en inglés RGE, Renormalization Group Equations), a partir de los valores de las masas de los quarks dadas en el esquema \overline{MS} [27], dicho ajuste se realizó usando la paquetería RunDec [28, 29]. Así, nuestros resultados son

$H \rightarrow q_i q_j$	Br
$H \rightarrow uc$	5.00×10^{-20}
$H \rightarrow ds$	1.19×10^{-11}
$H \rightarrow db$	5.16×10^{-9}
$H \rightarrow sb$	5.00×10^{-7}

Tabla 3.1: Razones de decaimiento para $H \rightarrow q_i q_j \equiv \bar{q}_i q_j + q_i \bar{q}_j$.

En los casos de los canales $H \rightarrow d\bar{b} + \bar{d}b$, $s\bar{b} + \bar{s}b$, concordamos con lo reportado en [19], por el contrario, tenemos diferentes resultados para los modos $H \rightarrow u\bar{c} + \bar{u}c, d\bar{s} + \bar{d}s$, ya que ellos reportan una razón de decaimiento $Br(H \rightarrow uc) \sim 10^{-15}$ y $Br(H \rightarrow ds) \sim 10^{-8}$ en estos dos modos. Vale la pena resaltar por que no estamos de acuerdo con dos de las cuatro predicciones de la referencia [19]. De hecho, comentemos cómo proceden: enseguida de su ecuación (21) reconocen que el software `LoopTools` no puede usarse para evaluar las funciones B_0 de manera adecuada, porque estas podrían contener una parte independiente de m_{q_k} que debería ser eliminada por el mecanismo GIM. Sin embargo, tal afirmación debe aplicarse a cualquier función PaVe que dependa de la masa del quark virtual m_{q_k} si $m_{q_k}/m_W \ll 1$. Además, arriba de su ecuación (43) afirman que sus C'_0 s se evaluaron por completo con `LoopTools`, para todos los casos (consulte la Tabla 2 de la referencia [19]), por lo que algunas de sus evaluaciones no son apropiadas.

Específicamente encontramos que $Br(H \rightarrow uc) = 5.00 \times 10^{-20}$. En este caso, la parte dominante proviene de los quarks virtuales s y b , se espera que sea suprimida debido a la factor Inami-Lim $m_{d_k}^2/m_W^2 \ll 1$ y por el término $(m_u^2 + m_c^2)/m_W^2 \sim 10^{-5}$, factor en la ecuación (3.19); esta razón de decaimiento es la más afectada por el mecanismo GIM. Para más detalles ver el apéndice B.

Nuestra predicción para el caso $Br(H \rightarrow ds) = 1.19 \times 10^{-11}$, la contribución relevante proviene de los pequeños quarks virtuales u y c , ya que la contribución del quark virtual t está fuertemente suprimida por su parte correspondiente a la matriz CKM, donde $V_{td}^*V_{ts} \sim 10^{-4}$, ver ecuación (3.20) y apéndice B; además, también el factor $(m_d^2 + m_s^2)/m_W^2 \sim 10^{-7}$ provoca que tengamos una razón de decaimiento suprimida. Aquí, el mecanismo de GIM elimina los términos independientes a la masa m_{q_k} de los tres quarks que se encuentran circulando virtualmente dentro del lazo, sin embargo, sobrevive el término \mathcal{F}'_W en las expansiones realizadas para los quarks u y c . Recordamos que m_t/m_W no puede ser expandido por Taylor, entonces los factores de forma correspondientes del quark t en analogía a la ecuación (3.7) pueden ser evaluados directamente en `loopTools` como en la referencia [19], obviamente esto aplica para los casos $H \rightarrow d\bar{b} + \bar{d}b$, $s\bar{b} + \bar{s}b$.

Para los procesos $H \rightarrow d\bar{b} + \bar{d}b$, $s\bar{b} + \bar{s}b$ obtenemos las razones de decaimiento de $Br(H \rightarrow db) = 5.16 \times 10^{-9}$ y $Br(H \rightarrow sb) = 1.15 \times 10^{-7}$. En estos resultados sobresale la contribución del quark virtual t , que en este caso no es tan suprimido por los elementos de la matriz CKM (ver apéndice B). En este cálculo no existe expansión con respecto al m_t virtual, por lo que el mecanismo de GIM no se puede aplicar en su totalidad en este caso, por lo que nuestra evaluación coincide con la de referencia [19].

3.3. Conclusión

Hemos presentado resultados analíticos para los decaimientos $H \rightarrow u\bar{c} + \bar{u}c, d\bar{s} + \bar{d}s, d\bar{b} + \bar{d}b, s\bar{b} + \bar{s}b$ en el ME a nivel de un lazo. Nuestras predicciones, coinciden con dos de las cuatro reportadas en [19], estamos de acuerdo en los casos $H \rightarrow db, sb$, y por el contrario contrastamos en las razones de decaimiento reportadas para los casos $Br(H \rightarrow uc) \sim 10^{-15}$ y $Br(H \rightarrow ds) \sim 10^{-8}$, mientras con nuestras predicciones obtenemos $\sim 10^{-20}$ y $\sim 10^{-11}$ respectivamente. La razón por la que no estamos de acuerdo con dos de los cuatro decaimientos de la referencia [19] es porque no separaron adecuadamente los términos dependiente e independientes de las masas virtuales m_{q_k} lo cual es obligatorio para aplicar con éxito el mecanismo GIM, lo que nos lleva a una diferencia relevante para los decaimientos $H \rightarrow u\bar{c} + \bar{u}c, H \rightarrow d\bar{s} + \bar{d}s$.

Nuestros resultados suprimidos se deben al hecho de que hemos realizado expansiones de Serie de Taylor a los factores de forma completos en cada decaimiento: una para $H \rightarrow u\bar{c} + \bar{u}c$ y otra para los casos $H \rightarrow d\bar{s} + \bar{d}s, \bar{d}b + \bar{d}b, \bar{s}b + \bar{s}b$, lo cual se justifica por las diferencias de las jerarquías de las masas de los quarks que se encuentran circulando virtualmente dentro del lazo en cada modo de decaimiento. Lo anterior nos permitió aprovechar al máximo el mecanismo GIM, es decir, dicho de otra manera, eliminar todos aquellos términos espurios que no contribuyen al decaimiento y fueron removidos.

Aunque el interés experimental va dirigido hacia los decaimientos $H \rightarrow \bar{d}b + \bar{d}b, \bar{s}b + \bar{s}b$, vale la pena indagar los modos más ligeros $H \rightarrow u\bar{c} + \bar{u}c, d\bar{s} + \bar{d}s$ y el por qué son severamente tan suprimidos.

Además, cabe destacar que en los modos de decaimiento $H \rightarrow \bar{d}b + \bar{d}b$ y $H \rightarrow \bar{s}b + \bar{s}b$ la contribución principal proviene del quark virtual t , por lo que estos canales son relevantes en el contexto de la física del quark t . Dado que el quark top es la partícula más pesada del ME, es probable que pueda tener interacciones con posibles nuevas partículas pesadas. Por lo tanto, si las detecciones futuras de los modos de estos decaimientos raros $H \rightarrow \bar{d}b + \bar{d}b, \bar{s}b + \bar{s}b$ en el contexto del CSCN difieren de la predicción del ME, podrían ser efectos de nueva física.

Capítulo 4

El decaimiento del bosón de Higgs a dos quarks mediado por Z' con cambio de sabor

Como se ha mencionado con anterioridad, una de las posibles manifestaciones de nueva física, la cual se está intentando medir experimentalmente con precisión, es el fenómeno del CSCN. El cambio de sabor o violación de sabor, llamado así como este último, cuando se consideran interacciones fuera del ME, abren de manera natural una brecha para la búsqueda de nueva física en el CSCN, tanto en el sector leptónico como en el sector de quarks, dado que este tipo de acoplamientos constituyen predicciones puras a nivel de fluctuación cuántica que dan lugar a manifestaciones de nueva física a energías alcanzables para los experimentos actuales. En el ME, las corrientes neutras conservan sabor: $Zf\bar{f}$, $Hf\bar{f}$ y $\gamma f\bar{f}$ son acoplamientos donde los fermiones son partículas cargadas, y neutras en el caso $Z\nu\bar{\nu}$. Una de las posibles manifestaciones de nueva física puede ocurrir en los fenómenos de cambio de sabor de corrientes neutras, por ejemplo: $Hf\bar{f}'$, tanto en el sector leptónico como en el sector de quarks. Nos interesa trabajar con el bosón Z' asociado al grupo de simetría $U'(1)$ predicho en extensiones del ME, dado que permite el cambio de sabor de corrientes neutras.

El estudio de la violación de sabor ha cobrado interés debido al descubrimiento de oscilaciones de neutrinos, donde un neutrino creado con un sabor leptónico específico (electrón, muon o tau), es posteriormente medido con un sabor distinto, esto nos indica que la propiedad de conservación de sabor en el ME está violada en la naturaleza. Por lo que es importante estudiar fenómenos que violan sabor como posibles precursores de nuevas teorías que nos permitan explicar con mayores detalles la naturaleza de las partículas elementales. La presencia de un nuevo bosón de norma masivo Z' es predicha en el estudio de numerosos modelos que son extensiones del ME de las interacciones fundamentales. El grupo de norma electrodébil $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1) \otimes U'(1)$ es el modelo más simple capaz de predecir la existencia del bosón Z' [30].

Nuestro trabajo consiste en estudiar el fenómeno conocido como violación de sabor en el sector de quarks mediado por la presencia del nuevo bosón de norma Z' , específicamente investigar el acoplamiento Hq_iq_j , que no está predicho por el ME, sin embargo, este tipo de interacciones es predicho en algunas extensiones. Esta interacción rara puede ser considerada mediante el decaimiento $H \rightarrow q_iq_j$, donde q_iq_j son quarks tipo up o tipo down.

Una de las características más interesantes de estos modelos es que contienen secto-

res generalizados de corrientes, las cuales favorecen las transiciones por partículas neutras masivas de espín 1, es decir, partículas como el bosón de norma masivo Z' .

4.1. El decaimiento $H \rightarrow q_i q_j$ mediado por Z'

A partir de la experiencia adquirida en el caso ME en el apartado del capítulo 3, ahora trabajaremos el caso $H \rightarrow q_i q_j = q_i \bar{q}_j + \bar{q}_i q_j$ en una extensión efectiva del ME que contiene un Z' con cambio de sabor fermiónico análogamente. Las constantes de acoplamiento de esta teoría efectiva las empataremos con las correspondientes, ya acotadas, de los métodos extendidos comentados en el apartado 2.1 y consideramos los diagramas de Feynman de la Fig. 4.1 que contribuyen al decaimiento.

Del lagrangiano efectivo de corriente neutra con cambio de sabor dado en (2.1) obtenemos las reglas de Feynman descritas en la Fig. 4.2. En analogía al vértice HZZ del ME proponemos el vértice $HZ'Z'$, puesto que es imprescindible para lograr finitud mediante el mecanismo de GIM tal como ocurre con el vértice HW^+W^- en el proceso del cálculo anterior. Las condiciones cinemáticas son semejantes a las ya realizadas en el apartado 3.1, y finalmente, trabajaremos con las interacciones izquierdas $f_L \overline{f'_L} Z'$ del lagrangiano (2.1).

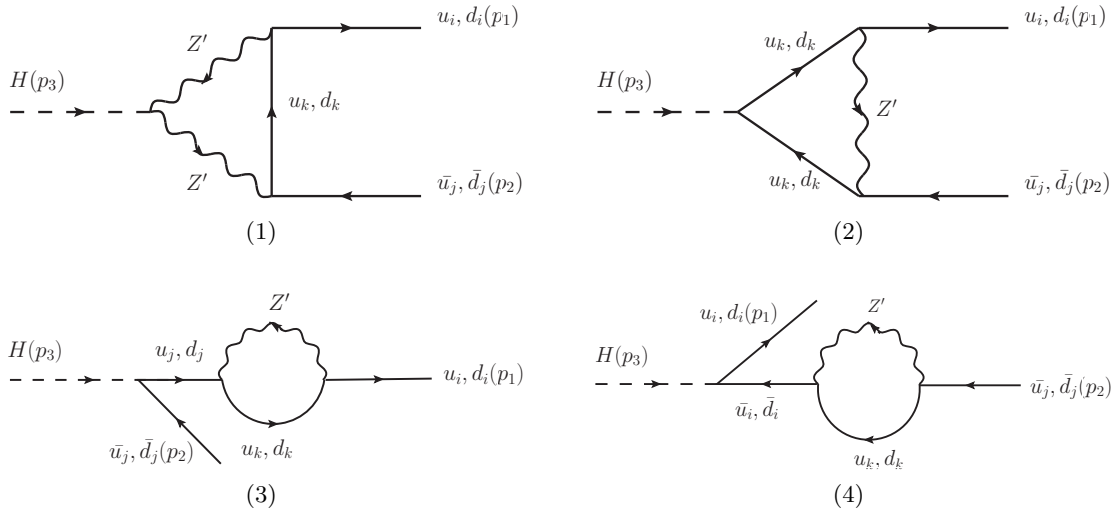


Figura 4.1: Diagramas de Feynman para los decaimientos $H \rightarrow u_i u_j$ con $u_i u_j = u\bar{c} + \bar{u}c$ y $u_k = u, c, t$ y $H \rightarrow d_i d_j$ con $d_i d_j = d\bar{s} + \bar{d}s, d\bar{b} + \bar{d}b, s\bar{b} + \bar{s}b$ con $d_k = d, s, b$ mediado por Z' .

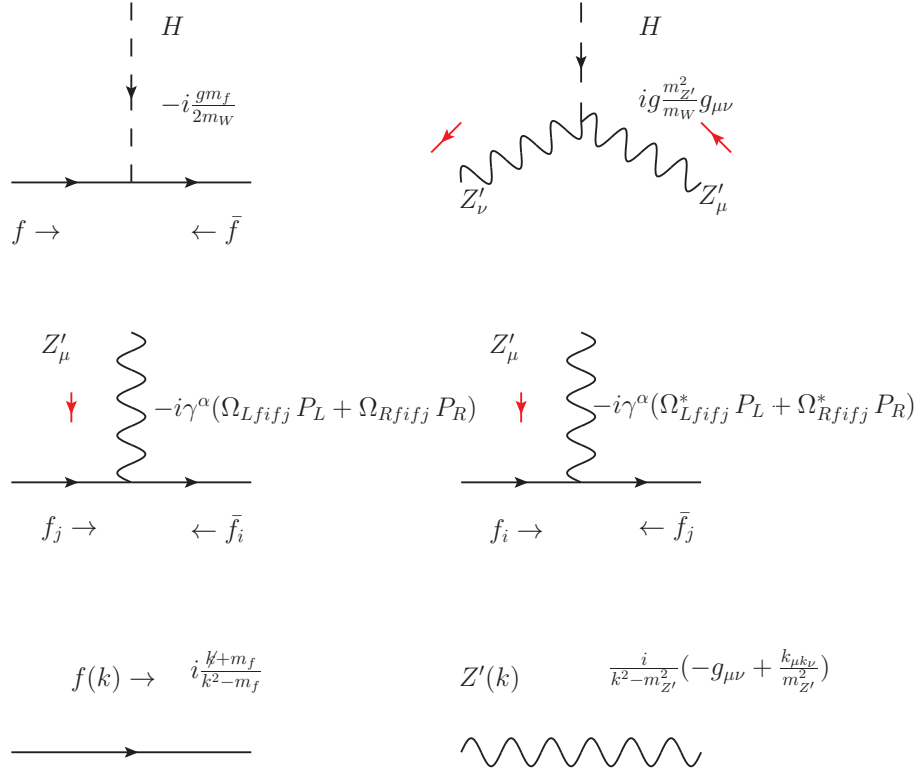


Figura 4.2: Reglas de Feynman para el decaimiento $H \rightarrow u_i u_j$ y $H \rightarrow d_i d_j$ mediado por Z' .

4.1.1. El decaimiento $H \rightarrow u_i u_j$ mediado por Z'

Para trabajar el decaimiento del higgs a dos quark distintos tipo up, $H \rightarrow u_i u_j$ con $u_i u_j = u\bar{c} + \bar{u}c$ mediado por Z' , consideramos que estamos trabajando en el sector de corrientes neutras, por conservación de carga, circulando virtualmente dentro del lazo tenemos $u_k = u, c, t$ y $u_i u_j = u\bar{c} + \bar{u}c$. Dicho lo anterior construimos las amplitudes de la Fig. 4.1 a continuación

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_1 = & -i^6 \frac{m_{Z'}^2}{m_W} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{u_i}) \gamma^{\alpha_1} (\Omega_{Lu_i u_k} P_L) (\not{k} + m_{u_k})}{[(k+p_1)^2 - m_{u_k}^2] [(k-p_2)^2 - m_{u_k}^2] [k-p_1]^2 - m_{Z'}^2]} \\
 & \times \gamma^{\alpha_4} (\Omega_{Lu_j u_k}^* P_L) v(p_2, m_{u_j}) \left[-g^{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k-p_1)^{\alpha_1} (k-p_1)^{\alpha_2}}{m_{Z'}^2} \right] g_{\alpha_2 \alpha_3} \\
 & \times \left[-g^{\alpha_3 \alpha_4} + \frac{(k-p_1)^{\alpha_3} (k-p_1)^{\alpha_4}}{m_{Z'}^2} \right], \tag{4.1}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_2 = & -i^6 \frac{g m_{u_k}}{2m_W} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{u_i}) \gamma^{\alpha_1} (\Omega_{Lu_i u_k} P_L) (\not{k} + \not{p}_1 + m_{u_k})}{[(k+p_1)^2 - m_{u_k}^2] [(k-p_2)^2 - m_{u_k}^2] [k-p_1]^2 - m_{Z'}^2]} \\
 & \times (\not{k} - \not{p}_2 + m_{u_k}) \gamma^{\alpha_2} (\Omega_{Lu_j u_k}^* P_L) v(p_2, m_{u_j}) \left[-g^{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{k^{\alpha_1} k^{\alpha_2}}{m_{Z'}^2} \right], \tag{4.2}
 \end{aligned}$$

$$\mathcal{M}_3 = \frac{-i^6 g m_{u_j}}{2m_W(m_{u_i}^2 - m_{u_j}^2)} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{u_i}) \gamma^{\alpha_1} (\Omega_{Lu_i u_k} P_L) (\not{k} + m_{u_k})}{(k^2 - m_{u_k}^2) [(k - p_1)^2 - m_{Z'}^2]} \quad (4.3)$$

$$\times \gamma^{\alpha_2} (\Omega_{Lu_j u_k}^* P_L) (\not{p}_1 + m_{f_j}) \cdot v(p_2, m_{u_j}) \left[-g^{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k - p_1)^{\alpha_1} (k - p_1)^{\alpha_2}}{m_{Z'}^2} \right],$$

$$\mathcal{M}_4 = \frac{-i^6 g m_{u_i}}{2m_W(m_{u_j}^2 - m_{u_i}^2)} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\bar{u}(p_1, m_{u_i}) (m_{u_i} - \not{p}_2) \gamma^{\alpha_1} (\Omega_{Lu_i u_k} P_L)}{(k^2 - m_{u_k}^2) [(k + p_2)^2 - m_{Z'}^2]} \quad (4.4)$$

$$\times (\not{k} + m_{u_k}) \gamma^{\alpha_2} (\Omega_{Lu_j u_k}^* P_L) v(p_2, m_{u_j}) \left[-g^{\alpha_1 \alpha_2} + \frac{(k + p_2)^{\alpha_1} (k + p_2)^{\alpha_2}}{m_W^2} \right].$$

De igual forma al caso ME, resolvemos las integrales con el método de descomposición tensorial de Passarino-Veltman mediante la paquetería especializada FeynCalc en Mathematica, así, similarmente obtenemos la amplitud análoga a (3.6). Donde los factores de forma F_a con $a = 1, 2$ tienen la estructura de (3.7), salvo los parámetros de las intensidades de acoplamiento $\Omega_{R, L f_i f_j}$, es decir, intercambiamos $V_{u_i d_k} V_{u_j d_k}^* \rightarrow \Omega_{Lu_i u_k} \Omega_{Lu_j u_k}^*$, por lo tanto nuestra amplitud es

$$\begin{aligned} F_a &= \sum_{k=1}^3 \Omega_{Lu_i u_k} \Omega_{Lu_j u_k}^* f \\ &= \sum_{k=1}^3 \Omega_{Lu_i u_k} \Omega_{Lu_j u_k}^* [f_a^{A_1} A_o(1) + f_a^{A_2} A_o(2) + f_a^{B_1} B_o(1) + f_a^{B_2} B_o(2) \\ &\quad + f_a^{B_3} B_o(3) + f_a^{B_4} B_o(4) + f_a^{C_1} C_o(1) + f_a^{C_2} C_o(2)], \end{aligned} \quad (4.5)$$

los cuales son dependientes de las funciones escalares Passarino-Veltman (PaVe) $A_0(1) \equiv A_0(m_{u_k}^2)$, $A_0(2) \equiv A_0(m_{Z'}^2)$, $B_0(1) \equiv B_0(m_{u_i}^2, m_{u_k}^2, m_{Z'}^2)$, $B_0(2) \equiv B_0(m_{u_j}^2, m_{u_k}^2, m_{Z'}^2)$, $B_0(3) \equiv B_0(m_H^2, m_{d_k}^2, m_{d_k}^2)$, $B_0(4) \equiv B_0(m_H^2, m_{Z'}^2, m_{Z'}^2)$, $C_0(1) \equiv C_0(m_{u_i}^2, m_{u_j}^2, m_H^2, m_{u_k}^2, m_{Z'}^2, m_{u_k}^2)$, $C_0(2) \equiv C_0(m_{u_i}^2, m_{u_j}^2, m_H^2, m_{Z'}^2, m_{u_k}^2, m_{Z'}^2)$, con sus subfactores de forma f_{A_1}, \dots, f_{C_1} , dependientes de todas las masas de las partículas nuevamente.

Nuevamente la amplitud tiene la estructura de (3.6), que en esta etapa es ultravioleta divergente (UV), ya que la amplitud aún contiene el término (polo) $1/\epsilon_{UV}$ procedente de A_0 y B_0 , la parte UV la amplitud tiene la forma

$$\mathcal{M}_{UV} \sim - \sum_{k=1}^3 \Omega_{Lu_i u_k} \Omega_{Lu_j u_k}^* \frac{1}{\epsilon_{UV}} \frac{ig^3 m_H^2}{128\pi^2 m_W m_{Z'}^2} \bar{u}(p_1) [(m_{u_i} + m_{u_j}) - (m_{u_i} - m_{u_j}) \gamma^5] v(p_2), \quad (4.6)$$

que no depende de la masa m_{u_k} y consecuentemente es eliminada por el mecanismo de GIM de la misma forma que en el caso ME, es decir $\sum_{k=1}^3 \Omega_{Lu_i u_k} \Omega_{Lu_j u_k}^* = 0$.

En este caso, para hacer uso del mecanismo de GIM (haciendo uso de notación de forma general), es importante recordar que la aplicación de las expansiones de serie de Taylor sobre los factores de forma F_a , se hace respecto a la masa del quark virtual m_{q_k} , siempre que se cumpla la condición $m_{q_k}/m_{Z'} \ll 1$, y también lo hacemos para el caso de las partículas en

los estados finales m_{q_i} y m_{q_j} cuando $m_{q_i}, m_{q_j}/m_H \ll 1$ en el caso del ME, debido a estas condiciones, para el caso quark top, nos llevó a considerar dos escenarios distintos debido a su jerarquía de masa ya mencionados con anterioridad; en ambos casos para la correcta fragmentación de los factores de forma en su parte dependiente e independiente de m_{q_k} . Para este caso extendido inducido por Z' , debemos considerar la gran diferencia de masa $m_{Z'} \ll m_t$, por lo que en consecuencia se cumple que $m_{u_k}/m_{Z'} \ll 1$ y $m_{u_i}, m_{u_j}/m_H \ll 1$, en todos los casos, tanto $H \rightarrow u_i u_j$ con $u_i u_j = u\bar{c} + \bar{u}c$ y $u_k = u, c, t$ como $H \rightarrow d_i d_j$ con $d_i d_j = d\bar{s} + \bar{d}s, d\bar{b} + \bar{d}b, s\bar{b} + \bar{s}b$ con $d_k = d, s, b$ mediado por Z' , por lo tanto, el procedimiento es análogo al caso del apartado 3.3.1 consecuentemente en ambos casos. En concreto, en los dos casos, aplicaremos expansiones de Serie de Taylos respecto a la masa de las partículas en los estados finales m_{q_i}, m_{q_j} y a la partícula virtual m_{q_k} bajo la jerarquía $M_{Z'} \gg m_H > m_W \gg m_{q_i}, m_{q_j}$ y $m_{q_k} > 0$. Bajo este argumento, despues de aplicar el mecanismo de GIM nuevamente tenemos

$$F_a = \sum_{k=1}^3 \Omega_{Lu_i u_k} \Omega_{Lu_j u_k}^* f_a(m_{u_k}), \quad (4.7)$$

donde f_a con $a = 1, 2$ análogo a (3.10), ahora en términos de $m_{Z'}$.

4.1.2. El decaimiento $H \rightarrow d_i d_j$ mediado por Z'

Para el caso $H \rightarrow d_i d_j$ con $d_i d_j = d\bar{s} + \bar{d}s, d\bar{b} + \bar{d}b, s\bar{b} + \bar{s}b$ y $d_k = d_1, d_2, d_3 = d, s, b$ consideramos los diagramas de Feynman mostrados en la Fig. 4.1. Construimos nuevamente la amplitud análoga a $H \rightarrow u_i u_j$ de la sección 4.1.1 y realizamos el cambio de etiquetas de las nuevas partículas involucradas, es decir: $u_i \rightarrow d_i, u_j \rightarrow d_j, u_k \rightarrow d_k$ y $\Omega_{u_i u_k} \Omega_{u_j u_k}^* \rightarrow \Omega_{d_k d_i}^* \Omega_{d_k d_j}$. De igual manera aplicamos Series de Taylor y mecanismos de GIM para quedarnos únicamente con la parte dependiente de la masa virtual m_{d_k} que contribuye al decaimiento de manera general como los casos anteriormente abordados, es decir

$$F_a = \sum_{k=1}^3 \Omega_{Ld_i d_k} \Omega_{Ld_j d_k}^* f_a(m_{d_k}). \quad (4.8)$$

4.2. Predicción del $H \rightarrow q_i q_j$ inducido por Z'

Para calcular la razón de decaimiento del $H \rightarrow q_i q_j$ a dos quarks tipo up y dos quarks tipo down, usamos los valore de las constantes de acoplamiento de quiralidad que conservan sabor $Q_{L,R}^{f_i}$ de los distintos modelos extendidos dados en la Tabla 2.1 mencionados en el Capítulo 2 que están relacionadas con las constantes efectivas $\Omega_{L,R}$ cuyos valores fueron tomados de [?, 32]. Los datos utilizados en nuestros cálculos numéricos provienen del PDG [27] mostrados en el apéndice A.

En la Fig.4.3 podemos apreciar las graficas de los distintos decaimientos $H \rightarrow q_i q_j$ con $H \rightarrow u_i u_j$ con $u_i u_j = u\bar{c} + \bar{u}c$ y $u_k = u, c, t$ y $H \rightarrow d_i d_j$ con $d_i d_j = d\bar{s} + \bar{d}s, d\bar{b} + \bar{d}b, s\bar{b} + \bar{s}b$ con $d_k = d, s, b$ mediado por Z' en los distintos modelos $Z'_s, Z'_{L,R}, Z'_\chi, Z'_\psi$ y Z'_η cuya variaría desde 2.5 TeV a 5 TeV .

Para el caso de la razón de decaimiento $Br(H \rightarrow uc)$ obtenemos una predicción del orden de $\sim 10^{-17}$, podemos apreciar un empate en la gráfica de todos los modelos al hacer

variar la $m_{Z'}$, esto es debido a que la contribución más relevante proviene del quark t , por lo que al evaluarlo cuando se encuentra circulando virtualmente dentro del lazo en nuestros factores de forma F_a con $a = 1, 2$ numéricamente en nuestra razón de decaimiento su contribución en todos los modelos del Z' es del mismo orden de magnitud a medida que la $m_{Z'}$ incrementa.

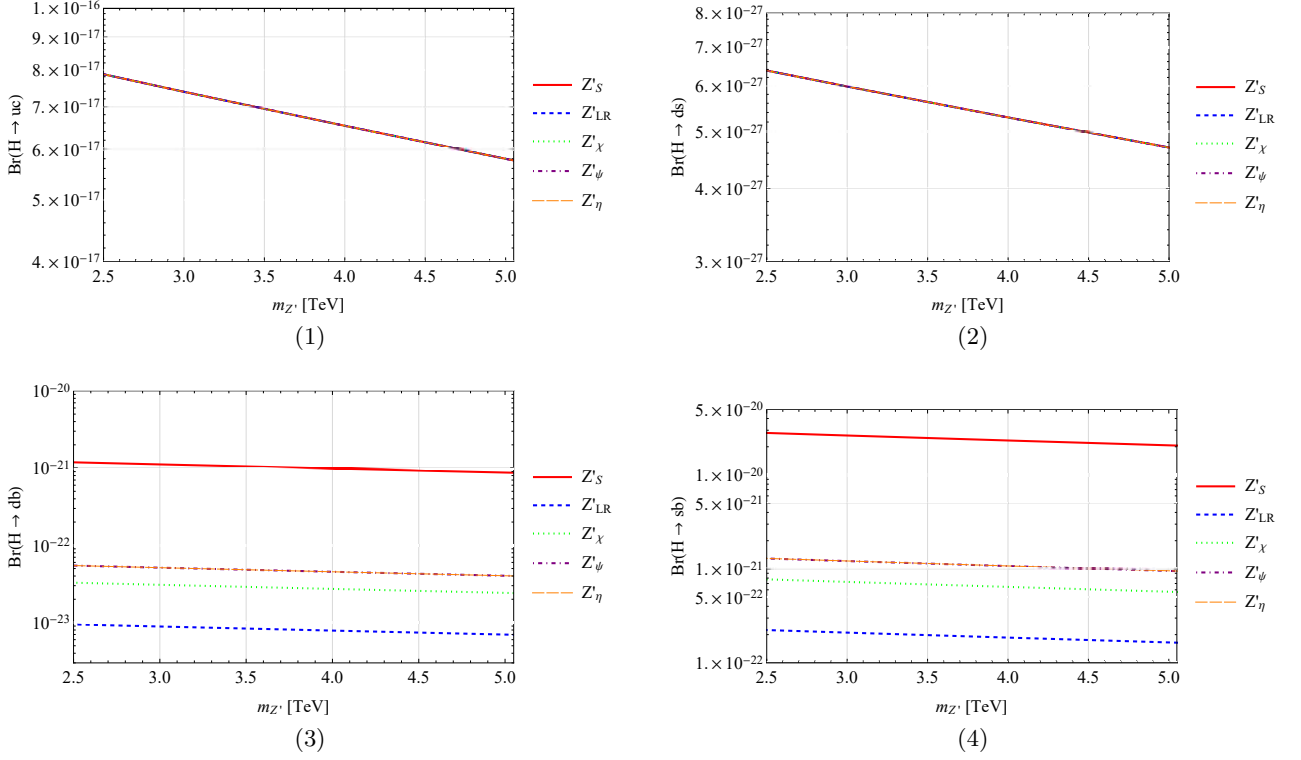


Figura 4.3: Razones de decaimiento para $H \rightarrow u_i u_j$ con $u_i u_j = u\bar{c} + \bar{u}c$ y $u_k = u, c, t$ y $H \rightarrow d_i d_j$ con $d_i d_j = d\bar{s} + \bar{d}s, d\bar{b} + \bar{d}b, s\bar{b} + \bar{s}b$ con $d_k = d, s, b$ mediado por Z' .

En la razón de decaimiento $Br(H \rightarrow sd)$, el quark b proporciona la señal más alta, como en el caso anterior las gráficas se empatan en el mismo orden de magnitud en todos los modelos debido a que el quark b proporciona la mayor contribución e igual en todos los modelos del orden de $\sim 10^{-27}$.

Para $Br(H \rightarrow db)$, obtenemos nuevamente la contribución relevante del quark b , en esta ocasión tenemos una variación en los distintos modelos del Z' , siendo Z'_S con el mayor orden de magnitud de $\sim 10^{-21}$, mientras que el resto de modelos varía de $\sim 10^{-22}$ a $\sim 10^{-23}$; este comportamiento es debido a que la contribución del quark b a pesar de otorgar la señal más alta, varió en todos los modelos al ser evaluado numéricamente en la razón de decaimiento para el caso de los estados finales $d_i d_j = d\bar{b} + \bar{d}b$, por lo que el comportamiento de las gráficas varía en orden de magnitud de $\sim 10^{-20}$ a $\sim 10^{-23}$ con excepción de los modelos Z'_ψ y Z'_η cuya contribución del b fue la misma en ambos modelos, cuyo comportamiento en todos los casos es forma descendente como en los casos anteriores. Finalmente de la misma forma sucede para el caso del $Br(H \rightarrow sb)$, de la misma forma la mayor señal proviene del quark b en todos los modelos, con una mayor señal del modelo Z'_S del orden de magnitud

$\sim 10^{-20}$, mientras que los otros modelos de $\sim 10^{-21}$ a $\sim 10^{-22}$ respectivamente. En general, cabe mencionar que las razones de decaimiento de cada uno de los cuatro casos y en cada modelo presenta un comportamiento de desacoplo en función de la variación de $m_{Z'}$.

4.3. Conclusión

Hemos calculado efectos debidos al CSCN en el decaimiento $H \rightarrow q_i q_j$ inducido por un nuevo bosón de norma Z' con cambio de sabor. Para dichos decaimientos hemos presentado expresiones analíticas de las amplitudes en similitud al caso ME de los diagramas de Feynman a nivel de 1 lazo, se ha aplicado estrictamente el mecanismo de GIM en los factores de forma: conservamos solamente la parte dependiente de la masa del quark interno m_{q_k} y eliminamos los términos espurios o independientes de ésta, para lo cual fue prioridad obtener soluciones analíticas apropiadas de los factores de forma acompañados de las funciones escalares Passarino-Veltman en términos de los factores de supresión de GIM o Inami-Lim. Realizamos predicciones del decaimiento para varios modelos extendidos que contienen al Z' , usamos cotas conocidas de las constantes de los acoplamientos quirales de tales modelos. Consideramos una masa del bosón de norma de $m_{Z'} = [2.5, 5] \text{ TeV}$, obtuvimos un $Br(H \rightarrow uc) = 10^{-17}$ y $Br(H \rightarrow sd) = 10^{-27}$ empatados en todos los modelos, mientras que $Br(H \rightarrow db) = [10^{-21}, 10^{-23}]$ y que $Br(H \rightarrow sb) = [10^{-20}, 10^{-22}]$ siendo ambos casos el bosón Z'_s el responsable de la mayor señal con 10^{-21} y 10^{-20} respectivamente. Este tipo de procesos con violación de sabor a nivel de 1 lazo que involucran mecanismo de GIM, están condenados a predecir señales extraordinariamente suprimidas y fuera del alcance de la detección experimental hasta el momento en un futuro cercano. La futura comprobación experimental de este tipo de procesos será una pieza más en el complejo saber del comportamiento de la Naturaleza.

Apéndice A

Funciones auxiliares

Los valores del PDG 2020 [27] usados son $g = e/s_W$, $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, $\alpha = \alpha(m_W) = 1/128$, $s_W^2 = s_W^2(m_Z) = 0.23121$, la masa del bosón de Higgs $m_H = 125.1$ GeV, y las masas de los quarks $m_u = 0.00216$, $m_d = 0.00467$, $m_s = 0.093$, $m_c = 1.27$, $m_b = 4.18$, $m_t = 172.76$ GeV, las masas de los quarks se dan en el esquema \overline{MS} a escala de baja energía, sus valores correspondientes generados a la escala de energía de la masa del bosón de Higgs se puede lograr usando la paquetería `RunDec` [28, 29], de tal manera que: $m_u = 0.001198$ GeV, $m_d = 0.002591$ GeV, $m_s = 0.05160$ GeV, $m_c = 0.6033$ GeV, y $m_b = 2.799$ GeV. Además la matriz CKM es

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.9737 & 0.2245 & 0.00382 \\ 0.221 & 0.987 & 0.041 \\ 0.008 & 0.0388 & 1.013 \end{pmatrix}.$$

A continuación presentamos las funciones constantes \mathcal{F}_W , \mathcal{F}'_W y \mathcal{F}_{Wt} que dependen de las masas m_W , m_t and m_H . La \mathcal{F}_W que aparece en la ecuación (3.12), está dada

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_W &\equiv 2(r_W - 1)(\beta_W \ln 2 + \beta_W r_W \ln 4 - 6r_W + 4) + \pi^2(r_W - 1)(2r_W^2 + r_W - 1/3) \\ &\quad - 2i\pi(r_W - 1)(4r_W - 1) + \{-2(\beta_W + 1) + 2r_W[\beta_W(2r_W - 1) + 3] \\ &\quad - 2i\pi(r_W - 1)r_W(4r_W + 1)\}l_1 - (r_W - 1)r_W(4r_W + 1)l_1^2 \\ &\quad - 2\beta_W(r_W - 1)(2r_W + 1)l_2 - 2(2r_W - 1)[- \beta_W + (\beta_W - 3)r_W + 1]l_3 \\ &\quad + 2(r_W - 1)(2r_W - 1)[(\beta_W - 1)l_4 - (\beta_W + 1)l_5] \\ &\quad + 2(2r_W - 1)[- \beta_W + (\beta_W + 3)r_W - 1]l_6 - 2(r_W - 1)r_W(4r_W + 1)L_1 \\ &\quad + 2(r_W - 1)(2r_W^2 - r_W + 1)(L_2 - L_3 + L_4 - L_5 + L_6) \\ &= 3.943 - 2.565i, \end{aligned} \tag{A.1}$$

donde $r_W \equiv m_W^2/m_H^2 = 0.413$ y $\beta_W \equiv \sqrt{1 - 4r_W} = 0.807i$, con la abreviatura l_i y L_i se etiquetan algunas expresiones que se muestran a continuación.

La \mathcal{F}'_W que aparece en la ecuación (3.12) es

$$\begin{aligned} \mathcal{F}'_W &= 4r_W(2r_W - 1)(L_2 - L_3 + L_4 - L_5 + L_6 - \pi^2/6) \\ &= 0.916. \end{aligned} \tag{A.2}$$

La \mathcal{F}_{Wt} que aparece en la ecuación (3.13), esto es

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{Wt} &\equiv 2(r_W + r_t - 1) + l_1 - l_7 + \beta_W(2r_W + 1)l_8 - \beta_t(4r_W + 2r_t - 1)l_9 \\
&\quad - \frac{1}{r_t} [-4r_W^3 + 2r_W^2(r_t + 1) + r_W(2r_t - 1)r_t + r_t^2 + r_t] m_H^2 C_0^t(1) \\
&\quad + (4r_W^2 - 2r_W r_t + r_W - 2r_t^2) m_H^2 C_0^t(2) \\
&= 1.928,
\end{aligned} \tag{A.3}$$

donde $r_t \equiv m_t^2/m_H^2 = 1.907$, $\beta_t \equiv \sqrt{1 - 4r_t} = 2.575i$ y $r_{Wt} \equiv r_W - r_t = -1.494$, y

$$\begin{aligned}
m_H^2 C_0^t(1) &= m_H^2 C_0(0, 0, m_H^2, m_W^2, m_t^2, m_W^2) \\
&= \frac{1}{2} l_{10}^2 + L_{13} - L_{14} + L_{15} - L_{16} + L_{17} + L_{18} \\
&= -0.80288,
\end{aligned} \tag{A.4}$$

$$\begin{aligned}
m_H^2 C_0^t(2) &= m_H^2 C_0(0, 0, m_H^2, m_t^2, m_W^2, m_t^2) \\
&= -L_7 + L_8 + L_9 - L_{10} + L_{11} - L_{12} \\
&= -0.40548.
\end{aligned} \tag{A.5}$$

Los logaritmos abreviados l_i y dilogaritmos L_i son

$$\begin{aligned}
l_1 &\equiv \ln r_W, & l_2 &\equiv \ln(-\beta_W + 2r_W - 1), & l_3 &\equiv \ln \frac{\beta_W - 1}{\beta_W - 2r_W + 1}, \\
l_4 &\equiv \ln \frac{\beta_W + 1}{\beta_W - 2r_W + 1}, & l_5 &\equiv \ln \frac{\beta_W - 1}{\beta_W + 2r_W - 1}, & l_6 &\equiv \ln \frac{\beta_W + 1}{\beta_W + 2r_W - 1}, \\
l_7 &\equiv \ln r_t, & l_8 &\equiv \ln \frac{2r_W}{\beta_W + 2r_W - 1}, & l_9 &\equiv \ln \frac{2r_t}{\beta_t + 2r_t - 1}, \\
l_{10} &\equiv \ln \frac{\beta_W + 1}{\beta_W + 2r_{Wt} - 1}, & L_1 &\equiv \text{Li}_2(r_W + 1), & L_2 &\equiv \text{Li}_2 \frac{r_W - 1}{r_W}, \\
L_3 &\equiv \text{Li}_2 \frac{2 - 2r_W}{-2r_W + \beta_W + 1}, & L_4 &\equiv \text{Li}_2 \frac{-2r_W}{-2r_W + \beta_W + 1}, & L_5 &\equiv \text{Li}_2 \frac{2r_W - 2}{2r_W + \beta_W - 1}, \\
L_6 &\equiv \text{Li}_2 \frac{2r_W}{2r_W + \beta_W - 1}, & L_7 &\equiv \text{Li}_2 \frac{r_{Wt}^2}{r_{Wt}^2 + r_W}, & L_8 &\equiv \text{Li}_2 \frac{r_{Wt}^2 + r_{Wt}}{r_{Wt}^2 + r_W}, \\
L_9 &\equiv \text{Li}_2 \frac{-2r_{Wt}}{-2r_{Wt} + \beta_t - 1}, & L_{10} &\equiv \text{Li}_2 \frac{2r_{Wt} + 2}{2r_{Wt} - \beta_t + 1}, & L_{11} &\equiv \text{Li}_2 \frac{2r_{Wt}}{2r_{Wt} + \beta_t + 1}, \\
L_{12} &\equiv \text{Li}_2 \frac{2r_{Wt} + 2}{2r_{Wt} + \beta_t + 1}, & L_{13} &\equiv \text{Li}_2 \frac{r_{Wt}^2 - r_{Wt}}{r_{Wt}^2 + r_t}, & L_{14} &\equiv \text{Li}_2 \frac{r_{Wt}^2}{r_{Wt}^2 + r_t}, \\
L_{15} &\equiv \text{Li}_2 \frac{2 - 2r_{Wt}}{\beta_W + 1}, & L_{16} &\equiv \text{Li}_2 \frac{2 - 2r_{Wt}}{-2r_{Wt} + \beta_W + 1}, & L_{17} &\equiv \text{Li}_2 \frac{-2r_{Wt}}{-2r_{Wt} + \beta_W + 1}, \\
L_{18} &\equiv \text{Li}_2 \frac{2r_{Wt}}{2r_{Wt} + \beta_W - 1}.
\end{aligned}$$

Apéndice B

Evaluación de los factores de forma

Aquí, detallamos la evaluación de los factores de forma $|F_1|^2 + |F_2|^2$ que aparecen en la ecuación (3.18) en la razón de decaimiento. Es suficiente mostrar explícitamente la evaluación F_1 , ya que la única diferencia entre F_1 y F_2 es el factor de proporcionalidad $F_1 \propto m_{q_i} + m_{q_j}$ y $F_2 \propto -(m_{q_i} - m_{q_j})$, por lo tanto son similares, $F_1 \gtrsim F_2$; se puede encontrar en la ecuación (3.9) para $H \rightarrow uc$ y en la ecuación (3.14) para $H \rightarrow ds, db, sb$. Por lo tanto, mostramos la participación explícita de cada contribución de quark virtual en los canales de decaimiento de la siguiente manera.

- (a) Para el decaimiento $H \rightarrow uc$, de la ecuación (3.9), los datos son: $V_{ud}V_{cd}^*f_1(m_d) = (2.15 \times 10^{-1})(3.74 + 5.75i) \times 10^{-15}$, $V_{us}V_{cs}^*f_1(m_s) = (2.22 \times 10^{-1})(1.48 + 2.28i) \times 10^{-12}$, $V_{ub}V_{cb}^*f_1(m_b) = (1.57 \times 10^{-4})(4.36 + 6.71i) \times 10^{-9}$, de este modo

$$\begin{aligned} F_1 &= V_{ud}V_{cd}^*f_1(m_d) + V_{us} + V_{cs}^*f_1(m_s) + V_{ub}V_{cb}^*f_1(m_b) \\ &= (1.01 + 1.56i) \times 10^{-12}, \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

bajo la misma idea ocurre para

$$F_2 = (1.01 + 1.55i) \times 10^{-12}. \quad (\text{B.2})$$

Despues, $|F_1|^2 + |F_2|^2 = 6.87 \times 10^{-24}$, esto en la ecuación (3.18) nos lleva a $Br(H \rightarrow uc) = 5.00 \times 10^{-20}$.

- (b) Para $H \rightarrow ds$, de la ecuación (3.11), los datos son: $V_{ud}^*V_{us}f_1(m_u) = (2.19 \times 10^{-1})(7.17 \times 10^{-17} + 6.76 \times 10^{-8}i)$, $V_{cd}^*V_{cs}f_1(m_c) = (2.18 \times 10^{-1})(1.82 \times 10^{-11} + 6.76 \times 10^{-8}i)$, $V_{td}^*V_{ts}f_1(m_t) = (4.10 \times 10^{-4})(1.32 \times 10^{-6}i)$, de esta manera

$$\begin{aligned} F_1 &= V_{ud}^*V_{us}f_1(m_u) + V_{cd}^*V_{cs}f_1(m_c) + V_{td}^*V_{ts}f_1(m_t) \\ &= 3.96 \times 10^{-12} + 2.71 \times 10^{-8}i, \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

de la misma forma

$$F_2 = 3.58 \times 10^{-12} + 2.99 \times 10^{-8}i. \quad (\text{B.4})$$

Donde la contribución más alta proviene del quark c , es decir, $|F_1|^2 + |F_2|^2 = 1.63 \times 10^{-15}$ y $Br(H \rightarrow ds) = 1.19 \times 10^{-11}$.

-
- (c) Para $H \rightarrow db$, de la ecuación (3.11), tenemos los datos: $V_{ud}^*V_{ub}f_1(m_u) = (3.72 \times 10^{-3})(3.70 \times 10^{-15} + 3.50 \times 10^{-6}i)$, $V_{cd}^*V_{cb}f_1(m_c) = (9.06 \times 10^{-3})(9.39 \times 10^{-10} + 3.50 \times 10^{-6}i)$, $V_{td}^*V_{tb}f_1(m_t) = (8.10 \times 10^{-3})(6.80 \times 10^{-5}i)$, se obtiene

$$\begin{aligned} F_1 &= V_{ud}^*V_{ub}f_1(m_u) + V_{cd}^*V_{cb}f_1(m_c) + V_{td}^*V_{tb}f_1(m_t) \\ &= 8.51 \times 10^{-12} + 5.96 \times 10^{-7}i, \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

análogamente

$$F_2 = 8.50 \times 10^{-12} + 5.95 \times 10^{-7}i. \quad (\text{B.6})$$

Donde el quark t arroja la mayor contribución, esto es: $|F_1|^2 + |F_2|^2 = 7.08 \times 10^{-13}$ y $Br(H \rightarrow db) = 5.16 \times 10^{-9}$.

- (d) $H \rightarrow sb$, de la ecuación (3.11), tenemos que: $V_{us}^*V_{ub}f_1(m_u) = (8.58 \times 10^{-4})(3.77 \times 10^{-15} + 3.56 \times 10^{-6}i)$, $V_{cs}^*V_{cb}f_1(m_c) = (4.05 \times 10^{-2})(9.56 \times 10^{-10} + 3.56 \times 10^{-6}i)$, $V_{ts}^*V_{tb}f_1(m_t) = (3.93 \times 10^{-2})(6.92 \times 10^{-5}i)$, encontramos que

$$\begin{aligned} F_1 &= V_{us}^*V_{ub}f_1(m_u) + V_{cs}^*V_{cb}f_1(m_c)V_{ts}^* + V_{tb}f_1(m_t) \\ &= 3.87 \times 10^{-11} + 2.87 \times 10^{-6}i, \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

de la misma manera

$$F_2 = 3.73 \times 10^{-11} + 2.76 \times 10^{-6}i. \quad (\text{B.8})$$

Donde nuevamente el quark t arroja la mayor contribución, esto es: $|F_1|^2 + |F_2|^2 = 1.58 \times 10^{-11}$ y $Br(H \rightarrow sb) = 1.15 \times 10^{-7}$.

Bibliografía

- [1] Contribución de partículas exóticas al decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones. BUAP, tesis, Helena Galicia Santos. 2014.
- [2] Rompimiento de la Simetría Electro débil y la Física del Higgs: Conceptos Básicos. De M. Gómez-Bock, M. Mondragón, M. Muhlleitner, R. Noriega-Papaqui, Pedraza1, M. Spira3, P.M. Zerwas. (septiembre 2005).
- [3] The Standar Model Higgs Bosson. Part of the lecture Physics *II*, UvA Particle Physics Master 2013 - 2014.
- [4] M. Antonio Moreira. El Modelo Estándar de la física de partículas. <http://www.if.ufrgs.br/moreira/modeloestandar.pdf>.
- [5] Ho-Kim Q. Pham Xuan Y. Elementary Particles and their interactions, Springer-Verlag Berlin, Heindelberg 1998.
- [6] Revised May 2016 by M. Carena (Fermi National Accelerator Laboratory and the University of Chicago), C. Grojean (DESY, Hamburg, on leave from ICREA, Barcelona), M. Kado (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay), and V. Sharma (University of California, San Diego).
- [7] Myriam Mondragón. Fronteras de la Física en el Siglo XXI . Octavio Miramontes y Karen Volke (Editores). CopIt-arXives, 2013 Mexico, D.F. ISBN: 978-1-938128- 03-5.
- [8] Marxil Sánchez García. Momento dipolar magnético de un leptón cargado en el modelo más simple con un bosón de Higgs ligero. Tesis de Licenciatura. BUAP(2014).
- [9] J. I. Aranda, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, J.J. Toscano and E. S Tututi, Phys. Rev. D86, 035008 (2012).
- [10] R.W Robitt and J.L Rosner, Phys. Rev. D 25. 3036 (1982); R.W. Robinett, Phys. Rev. D 26 2388 (1982)
- [11] A. Arhrib, et al., Phys. Rev. D 73, 075015 (2006).
- [12] R. W. Robinett and Jonathan L. Rosner, Phys. Rev. D 26, 2396 (1982).
- [13] P. Langacker and M. Luo, Phys. Rev. D 45, 278 (1992).
- [14] Flavor violation in chromo and electromagnetic dipole moments induced by Z' gauge bosons. J. I. Aranda, D. Espinosa-Gómez, B. Quezadas-Vivian, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, and E. S. Tututi.
- [15] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 1 (2012).

- [16] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **716**, 30 (2012).
- [17] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970).
- [18] Bejar S, Dilme F, Guasch J and Sola J 2004 J. High Energy Phys. JHEP08(2004)018.
- [19] L. G. Benitez-Guzmán, I. García-Jiménez, M. A. López-Osorio, E. Martínez-Pascual, and J. J. Toscano, J. Phys. G **42**, no. 8, 085002 (2015).
- [20] T. Hahn and M. Perez-Victoria, “Automatized one loop calculations in four-dimensions and D-dimensions,” Comput. Phys. Commun. **118**, 153-165 (1999).
- [21] T. Inami and C. S. Lim, “Effects of Superheavy Quarks and Leptons in Low-Energy Weak Processes $K_L \rightarrow \mu\bar{\mu}$, $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ and $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$,” Prog. Theor. Phys. **65**, 297 (1981) Erratum: [Prog. Theor. Phys. **65**, 1772 (1981)].
- [22] G. Passarino and M. J. G. Veltman, Nucl. Phys. B **160**, 151 (1979).
- [23] R. Mertig, M. Bohm and A. Denner, Comput. Phys. Commun. **64**, 345 (1991).
- [24] V. Shtabovenko, R. Mertig and F. Orellana, Comput. Phys. Commun. **207**, 432 (2016).
- [25] H. H. Patel, Comput. Phys. Commun. **218**, 66 (2017).
- [26] S. Heinemeyer *et al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group] arXiv:1307.1347 [hep-ph].
- [27] Zyla P A et al (Particle Data Group) 2020 Prog. Theor. Exp. Phys. 2020 083C01.
- [28] Chetyrkin K G, Kuhn J H and Steinhauser M 2000 Comput. Phys. Commun. 133 43–65
- [29] Herren F and Steinhauser M 2018 Comput. Phys. Commun. 224 333–45
- [30] P. Langacker and M. x. Luo, Phys. Rev. D **45** (1992), 278-292.
- [31] J. I. Aranda, F. Ramirez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S. Tututi, J. Phys. Conf. Ser. **287** (2011), [arXiv:1106.0018 [hep-ph]].
- [32] E. Cruz-Albaro, J. I. Aranda, D. Espinosa-Gómez, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta and E. S. Tututi, Punto de venta **LHCP2019** (2019), 023.