



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

Decaimientos del bosón de Higgs con cambio de sabor  
leptónico en la Extensión del Modelo Estándar

Tesis presentada al

**Colegio de Física**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**LICENCIADO EN FÍSICA**

por

Víctor Hugo García Hernández

Asesorado por

Dr. J. Jesús Toscano Chávez

Puebla Pue.  
30 de junio de 2022





Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

Decaimientos del bosón de Higgs con cambio de sabor  
leptónico en la Extensión del Modelo Estándar

Tesis presentada al

**Colegio de Física**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**LICENCIADO EN FÍSICA**

por

Víctor Hugo García Hernández

Asesorado por

Dr. J. Jesús Toscano Chávez

Puebla Pue.  
30 de junio de 2022



**Título:** Decaimientos del bosón de Higgs con cambio de sabor leptónico en la Extensión del Modelo Estándar

**Estudiante:** VÍCTOR HUGO GARCÍA HERNÁNDEZ

COMITÉ

---

Dr. Gilberto Tavares Velasco  
Presidente

---

Dr. Héctor Novales Sánchez  
Secretario

---

Dra. Irais Bautista Guzmán  
Vocal

---

Dr. Arturo Fernández Téllez  
Vocal

---

Dr. J. Jesús Toscano Chávez  
Asesor



# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>3</b>
<b>Introducción</b>	<b>5</b>
<b>1. El Modelo Estándar</b>	<b>7</b>
1.1. Sector Electrodébil . . . . .	9
1.1.1. Sector de Higgs . . . . .	9
1.1.2. Sector de Yukawa . . . . .	12
1.1.3. Sector de Corrientes . . . . .	14
1.1.4. Sector de Yang Mills . . . . .	18
<b>2. La Extensión del Modelo Estándar</b>	<b>21</b>
2.1. Una descripción cualitativa . . . . .	21
2.2. Sector leptónico con violación de CPT . . . . .	22
2.3. Reglas de Feynman . . . . .	23
<b>3. Los decaimientos <math>H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B</math></b>	<b>25</b>
3.1. Cálculo de la anchura de decaimiento . . . . .	25
3.2. Discusión de resultados . . . . .	31
<b>4. Conclusiones y perspectivas</b>	<b>35</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>37</b>





# Agradecimientos

Le doy gracias a mi familia, en especial a mi madre y padre por haberme apoyado en todo momento y en cualquier circunstancia, por su ejemplo de persistencia y dedicación, por guiarme y motivarme para seguir siempre adelante.

Al Dr. J. Jesús Toscano Chávez por compartirme sus conocimientos, por la paciencia, apoyo y tiempo entregado durante la elaboración de esta tesis.

Por último quiero agradecer a aquellos amigos que fueron apoyo durante la elaboración de esta tesis, así como a mis amigos y amigas de la FCFM. Gracias por todas las mañanas, tardes y noches de estudio, por su paciencia al explicarme cuando más lo necesitaba y por motivarme en los momentos difíciles. Gracias por los grandes momentos y por las risas que nunca faltaron.



# Resumen

Se estudia el decaimiento del bosón de Higgs a dos leptones cargados de diferente sabor en el contexto de la Extensión del Modelo Estándar, la cual es una teoría efectiva que incorpora la violación de la simetría de Lorentz y de CPT. Se encuentra que estos procesos son altamente sensibles a las masas de los leptones a los cuales ocurre la desintegración, ya que la razón de decaimiento depende inversamente del cuadrado de dichas masas. Este notable resultado se debe al hecho de que los coeficientes que producen violación de Lorentz tienen unidades de masa, lo cual conduce a un resultado que no se desacopla en el límite cuando las masas de los leptones tienden a cero.



# Introducción

La posibilidad de que la simetría de Lorentz no sea exacta a muy altas energías o, equivalentemente, a muy pequeñas distancias, no está descartada. Existen dos posibles fuentes que podrían ser responsables de una desviación de las predicciones del grupo de Lorentz. Una podría surgir de un rompimiento espontáneo del grupo  $SO(1,3)$  en alguno de sus subgrupos, lo cual implicaría que los fotones son en realidad bosones de Goldstone. Esta interesante posibilidad ha sido estudiada por diversos autores en la literatura [1]. Otra posible fuente de violación de la simetría de Lorentz surge de la posibilidad de que el espaciotiempo sea no conmutativo. Esta posibilidad ha sido ampliamente estudiada en teoría cuántica de campos [2]. Ambos enfoques de violación de esta simetría están contenidos en el así llamado Extensión del Modelo Estándar [3], el cual es una formulación efectiva del Modelo Estándar que incorpora violación de la simetría de Lorentz y de  $CPT$  en forma independiente de modelo. Diversas implicaciones fenomenológicas en el contexto de esta teoría efectiva han sido exploradas en las referencias [4, 5, 6, 7, 8].

Aunque no respetadas aisladamente, existe un fuerte soporte teórico y experimental sobre el carácter fundamental de la simetría conjunta  $CPT$ . Esta simetría, conocida como el teorema  $CPT$  [9], es un principio fundamental de las teorías de campo (teorías gobernadas por el grupo de Poincaré), que son la base de teorías exitosas como el Modelo Estándar (SM, por sus siglas en inglés). El teorema  $CPT$  descansa en tres suposiciones básicas: (1) localidad, (2) unitariedad de la matriz  $S$  y (3) simetría de Lorentz. En años recientes, se ha probado [10] que la violación de la simetría  $CPT$  implica la violación de la simetría de Lorentz, lo cual le confiere al teorema  $CPT$  un carácter fundamental, que, sin embargo, no tiene porque mantener su vigencia a escalas de distancias tan pequeñas como la escala de Planck  $\sim M_{Pl}^{-1}$  del orden de  $10^{-35}m$ , pues existen bases fundadas de que a esta escala tanto gravedad cuántica [11] como teoría de cuerdas [12] pueden violar esta simetría, implicando que la conservación exacta que se observa a las escalas de energía actuales sea sólo producto del hecho de que el efecto es tan pequeño que pasa desapercibido por los detectores.

En esta tesis se estudian los decaimientos raros del bosón de Higgs  $H \rightarrow l_A \bar{l}_B$ , con  $l_A$  y  $l_B$  dos leptones cargados de diferente sabor, en el contexto de la Extensión del Modelo Estándar (SME por sus siglas en inglés). Debido a que las probabilidades relativas (branching ratios) de los diversos canales de decaimiento se obtienen como la razón de la anchura parcial a la anchura total, es claro que aquellos procesos que están muy suprimidos por tener anchos parciales de decaimiento muy pequeños se pueden ver favorecidos debido a un ancho total relativamente pequeño de la partícula en consideración, como es el caso del bosón de Higgs. En el SM, estos decaimientos del bosón de Higgs están estrictamente prohibidos a todo orden de la serie perturbativa. Lo anterior es una consecuencia directa del hecho de que el SM considera a los neutrinos con masa exactamente igual a cero o, equivalentemente, el modelo solo considera a neutrinos izquierdos. Sin embargo, hoy en día se sabe que los neutrinos tienen masa [13, 14, 15], lo cual naturalmente conduce a la posible violación del sabor leptónico. Este hecho hace necesario una extensión del SM que incorpore a los neutrinos masivos y su dinámica con el resto de las partículas, pero esto no ha sido posible debido fundamentalmente a que no se conoce el mecanismo que genera su

masa así como si su naturaleza es de Dirac o de Majorana. Debido a esto, una gran cantidad de estudios se han realizado en formulaciones independientes de modelo que suelen conocerse como teorías efectivas. Este es el caso del SME, la cual es una teoría efectiva que incorpora, en forma independiente de modelo, efectos de violación de la simetría de Lorentz (LV por sus siglas en inglés) y de CPT. En particular, el SME incorpora naturalmente efectos de violación del sabor leptónico (LFV por sus siglas en inglés), tema que se aborda en esta tesis. Dado que todo proceso que está muy suprimido o prohibido dentro del SM constituye un laboratorio natural para estudiar efectos de nueva física, los decaimientos raros del bosón de Higgs que cambian el sabor han sido objeto de intenso estudio en la literatura en diversos contextos tanto en el sector de quarks [16, 17, 18] como en el de leptones [19, 20, 21]. Como ya se mencionó, nuestro objetivo en esta tesis es estudiar los decaimientos del bosón de Higgs  $H \rightarrow l_A \bar{l}_B$  en el contexto del SME, ya que una posible observación de estos decaimientos en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC por sus siglas en inglés) sería una clara evidencia de la presencia de nueva física.

Esta tesis está organizada de la siguiente forma. En el capítulo 1 se hace una revisión general del modelo estándar de partículas elementales, enfocándose en el sector electrodébil y su desarrollo antes y después del rompimiento espontáneo de la simetría bajo el mecanismo de Higgs. En el capítulo 2 se aborda el SME, con énfasis en el sector leptónico con violación de CPT, así como de los acoplamientos que surgen a partir de la lagrangiana que lo describe. En este mismo capítulo se escriben las reglas de Feynman que surjan del SME necesarias para el cálculo de la anchura de decaimiento del bosón de Higgs  $H \rightarrow l_A \bar{l}_B$ . En el capítulo 3 se presenta el cálculo de la amplitud invariante y anchura de decaimiento  $\Gamma(H \rightarrow l_A \bar{l}_B)$ . Finalmente en el capítulo 4 se presentan las conclusiones y perspectivas del trabajo.

# Capítulo 1

## El Modelo Estándar

El SM es una teoría cuántica de campos compatible con la relatividad especial y la mecánica cuántica [22], describe 3 de la 4 interacciones conocidas como: interacción débil, interacción fuerte e interacción electromagnética. La interacción restante, conocida como interacción gravitacional, no se incluye debido a ser despreciable en los procesos de las partículas elementales. Este modelo está descrito por el producto directo de los grupos  $SU_C(3)$ ,  $SU_L(2)$  y  $U_Y(1)$ , es decir, el grupo de norma  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ . Donde  $SU_C(3)$  es el grupo que describe la interacción fuerte. Esta interacción es mediada por 8 bosones de norma conocidos como gluones mientras que las partículas que interactúan a esta fuerza son los quarks. Por otra parte, el grupo  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  es el grupo de la teoría electrodébil, donde  $SU_L(2)$  es el grupo de la interacción débil mientras que  $U_Y(1)$  es el grupo de hipercarga. El grupo electrodébil se caracteriza por contar con 4 bosones de norma, 3 asociados al grupo  $SU_L(2)$  mientras que el bosón restante está asociado al grupo  $U_Y(1)$ . Las partículas descritas por el modelo estándar son las siguientes:

Leptones: Partículas de espín  $1/2$  que se caracterizan por reaccionar a la interacción débil y la interacción electromagnética. Existe evidencia experimental de 3 familias, las cuales son escritas como dobletes izquierdos del grupo  $SU_L(2)$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (1.0.1)$$

donde  $e, \mu, \tau$  representan a las partículas electrón, muón y tau respectivamente. Cada una cuenta con su respectivo leptón neutro, también conocido como neutrino. Los leptones cargados de helicidad derecha son introducidos en la teoría como singletes de  $SU_L(2)$  y están representados por:

$$e_R, \mu_R, \tau_R \quad (1.0.2)$$

Estas familias se escriben de manera compacta de la siguiente forma:

$$\begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ l_{iL} \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad l_{Ri} \quad ; \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.0.3)$$

Quarks: Partículas que al igual que los leptones, tienen espín  $1/2$ , pero sienten las 3 interacciones, a saber, la interacción electromagnética, la interacción débil y la interacción fuerte. Hasta el momento se tiene evidencia experimental de 3 familias que, al igual que los leptones, son descritas por dobletes izquierdos de  $SU_L(2)$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (1.0.4)$$

## CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

---

donde las entradas de los dobletes representan a los quarks up, down, charm, strange, top y bottom. Como en el caso de los leptones cargados, los estados derechos de los quarks aparecen como singletes de  $SU_L(2)$  con una asignación de hipercarga  $Y$  apropiada. De tal forma que estos singletes se representan como:

$$u_R \ , \ d_R \ ; \ c_R \ , \ s_R \ ; \ t_R \ , \ b_R \quad (1.0.5)$$

En resumen, estos campos se pueden escribir en una notación compacta como:

$$\begin{pmatrix} U_i \\ D_i \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} U_{iL} \\ D_{iL} \end{pmatrix} \ ; \ u_{Ri} \ , \ d_{Ri}; \ i = 1, 2, 3 \quad (1.0.6)$$

Bosones: Se clasifican en bosones de norma y el bosón de Higgs. El bosón de Higgs tiene carga eléctrica y espín iguales a cero, mientras que los bosones de norma,  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$ , el fotón y los 8 gluones correspondientes al grupo  $SU(3)$  tienen espín 1.

Los campos izquierdos (L) y derechos (R) son determinados por el operador de quiralidad mediante las siguientes relaciones:

$$\Psi_L = P_L \Psi \ ; \ \Psi_R = P_R \Psi \quad (1.0.7)$$

Con  $P_L$  y  $P_R$  operadores de proyección dados por:

$$P_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \ ; \ P_R = \frac{1 + \gamma_5}{2}. \quad (1.0.8)$$

La lagrangiana del SM se puede dividir de la siguiente forma

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EW} \quad (1.0.9)$$

donde  $\mathcal{L}_{QCD}$  es la lagrangiana que describe la cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés), mientras que  $\mathcal{L}_{EW}$  es la lagrangiana que describe a la teoría electrodébil. La lagrangiana de QCD está dada por

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}(i\not{D} - m)q - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \quad (1.0.10)$$

donde  $q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix}$  es un triplete de  $SU_C(3)$  y cada componente representa uno de los 3 colores en

los que puede estar un quark dado. Por otra parte,  $\not{D} = \gamma^\mu D_\mu$  donde  $D_\mu = \partial_\mu - ig_s \left(\frac{\lambda^a}{2}\right) G_\mu^a$ , es la derivada covariante en la representación fundamental de  $SU_C(3)$ ,  $g_s$  es la constante de acoplamiento fuerte,  $G_\mu^a$  es el campo de norma y  $G_{\mu\nu}^a$  son las curvaturas, las cuales están dadas por:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.0.11)$$

Por último,  $m$  es la masa del quark  $q$ , la cual es generada vía mecanismo de Higgs en el sector de Yukawa de la teoría electrodébil.

A continuación se da una descripción más detallada de la lagrangiana del sector electrodébil, puesto que es en este sector donde ocurren los acoplamientos entre el bosón de Higgs y los leptones.



**CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR**  
1.1. SECTOR ELECTRODÉBIL

Tabla 1.1: Carga e hipercarga de leptones

Fermiones								
Quiralidad izquierda					Quiralidad derecha			
Leptones		Quarks			Leptones		Quarks	
	$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$e^-, \mu^-, \tau^-$	$u, c, t$	$d, s, b$	$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^-$	$u, c, t$	$d, s, b$
<b>Carga</b>	0	-1	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	...	-1	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
<b>Hipercarga</b>	-1	-1	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0	-2	$+\frac{4}{3}$	$-\frac{2}{3}$

## 1.1. Sector Electrodébil

Como ya se mencionó, este sector está descrito por el grupo de norma  $SU_L(2) \times U_Y(1)$ , el cual cuenta con 4 generadores. 3 generadores corresponden a  $SU_L(2)$ , los cuales en la representación fundamental, o de doblete, están dados por  $T^a = \frac{\sigma^a}{2}$ , donde  $\sigma^a$  con  $a = 1, 2, 3$ , son las matrices de Pauli. El generador restante, también conocido como el generador de hipercarga  $Y/2$ , es el generador asociado al grupo  $U_Y(1)$ .

Por otra parte, para generar las masas de las partículas del modelo, el grupo electrodébil  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  es roto espontáneamente, a la escala de Fermi  $v = 246 \text{ GeV}$ , al grupo electromagnético  $U_Q(1)$  cuyo generador es dado por la relación de Gell-Mann-Nishijima:

$$Q = \frac{\sigma^3}{2} + \frac{Y}{2} \quad (1.1.1)$$

Las cargas e hipercargas de cada partícula del modelo estándar se muestran en la tabla (1.1).

La lagrangiana del sector electrodébil se puede dividir en dos partes, una corresponde solo a campos bosónicos mientras que la otra contiene a fermiones y bosones. La lagrangiana bosónica se divide en el sector de Yang-Mills ( $\mathcal{L}_{YM}$ ) y el sector de Higgs ( $\mathcal{L}_H$ ). Por otro lado, la lagrangiana que contiene a fermiones y bosones se divide en el sector de Yukawa ( $\mathcal{L}_Y$ ) y el sector de corrientes ( $\mathcal{L}_C$ ). Así, la lagrangiana del sector electrodébil se puede escribir como

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_C + \mathcal{L}_{YM}. \quad (1.1.2)$$

A continuación se presenta una descripción cualitativa de cada sector.

### 1.1.1. Sector de Higgs

En este sector, debido al rompimiento espontáneo de la simetría de  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  en  $U_Q(1)$  bajo el mecanismo de Higgs, se generan las masas de los bosones débiles  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$  y del bosón de Higgs.

Introduciendo el campo  $\Phi$ , el cual es un doblete de  $SU_L(2)$  con hipercarga  $Y = 1$ , dado como  $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$  de tal forma que  $\Phi^\dagger = (\phi^-, \phi^{0\dagger})$ . Por tanto, la lagrangiana del sector de Higgs está dada por

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi) \quad (1.1.3)$$

donde el potencial  $V$  está definido como:

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.1.4)$$

con  $\lambda$  real, positivo y adimensional, mientras que  $\mu$  es un parámetro con unidades de masa. Es en esta parte donde se generan la masa y las autointeracciones del bosón de Higgs. Por otro lado, en

**CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR**  
1.1. SECTOR ELECTRODÉBIL

---

la parte restante del lagrangiano, conocida como la parte cinética de este sector, se generan las masas de los bosones de norma y las interacciones de estos con el bosón de Higgs. Cabe aclarar que  $D^\mu$  es la derivada covariante en la representación fundamental del grupo electrodébil y viene dada por  $D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\sigma^a}{2}W_\mu^a - ig'\frac{Y}{2}B_\mu$ .

El rompimiento espontáneo de  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  requiere de la condición del mínimo del potencial, es decir  $\frac{\partial V}{\partial \Phi^\dagger} = 0$ , esto implica que:

$$\Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} \quad (1.1.5)$$

Donde  $\mu^2$  es un parámetro que, dependiendo de su signo, muestra el siguiente par de casos:

Para  $\mu^2 > 0$  se tiene un potencial positivo, el cual consta de un único estado de vacío y no hay un rompimiento de simetría.

Cuando  $\mu^2 < 0$  el mínimo de energía ya no ocurre cuando  $\langle 0|\Phi|0\rangle = 0$ . En este caso el vacío, o estado de energía mínima, no es invariante bajo transformaciones de  $SU_L(2) \times U_Y(1)$ : la simetría de gauge es rota espontáneamente en el vacío [23]. Por otra parte, retomando la ecuación (1.1.5), vemos que el vacío está infinitamente degenerado y el potencial se minimiza sobre la superficie de una esfera 4 dimensional. Eligiendo de manera apropiada la dirección  $\Phi_0$ , de tal forma que sea invariante bajo las transformaciones del grupo  $U_Q(1)$ , es decir que se cumpla  $e^{i\alpha Q}\Phi_0 = \Phi_0$ , se garantiza que el campo de norma asociado a  $U_Q(1)$  no tenga masa. Esto debe cumplirse, puesto que el campo asociado es el campo electromagnético y su bosón de norma es el fotón. Así, por lo anterior descrito, se elige la dirección:

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.1.6)$$

Consideremos ahora excitaciones en torno al estado de mínima energía mediante la siguiente traslación

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi_0 + \Phi(x) = \begin{pmatrix} G_W^\pm \\ v + H + iG_Z \end{pmatrix} \quad (1.1.7)$$

donde  $G_W^\pm$  y  $G_Z$  son pseudo bosones de Goldstone, es decir campos de masa cero,  $H$  es el campo de Higgs que, de igual forma que el campo  $G_Z$ , es neutro eléctricamente. Por otro lado,  $G_W^\pm$  tiene carga eléctrica 1 en unidades de  $e$ . Finalmente, usando la norma unitaria en la cual  $G_W^\pm$  y  $G_Z$  son cero, se llega a que la expresión para  $\Phi$  es:

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.1.8)$$

Usando este resultado y sustituyéndolo en la expresión para el potencial  $V$  de este sector, encontramos que  $V$  se reescribe de la siguiente forma:

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \frac{\lambda}{4} \left[ -v^4 + 4v^2 H^2 + 4vH^3 + H^4 \right]. \quad (1.1.9)$$

Podemos notar como surge la masa del Higgs y al mismo tiempo, ver que viene dada en términos de  $\lambda$  y  $v$ , de manera que  $m_H^2 = 2\lambda v^2$ .

Las masas de los bosones de norma se obtienen de la parte cinética del sector de Higgs. Para hallar la expresión de las masas usamos la derivada covariante, en su representación fundamental, y tomamos en cuenta los siguientes mapeos de los campos de norma

$$\begin{aligned} W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ W_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) \end{aligned} \quad (1.1.10)$$

donde podemos escribir a  $W_\mu^1$  y  $W_\mu^2$  como:

$$\begin{aligned} W_\mu^1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ + W_\mu^-) \\ W_\mu^2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ - W_\mu^-) \end{aligned} \quad (1.1.11)$$

Sustituyendo esto en la derivada covariante y aplicándola sobre  $\Phi$  como se muestra a continuación:

$$D_\mu \Phi = \left[ \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\partial_\mu H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} - \frac{ig}{2}(v+H)W_\mu^+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{i}{2}(gW_\mu^3 - g'B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right] \quad (1.1.12)$$

tenemos que la parte cinética del sector de Higgs resulta ser de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{g^2}{4}(v+H)^2 W_\mu^- W^{+\mu} \\ &\quad + \frac{g^2}{8}(v+H)^2 \left( W_\mu^3 - \frac{g'}{g} B_\mu \right) \left( W^{3\mu} - \frac{g'}{g} B^\mu \right) \end{aligned} \quad (1.1.13)$$

Fijándonos en el segundo término, vemos que la masa para el bosón  $W$  se escribe en términos de  $g$  y  $v$ , de modo que  $m_W = \frac{gv}{2}$ . De esta misma expresión podemos hallar la masa asociada a los campos de norma  $W_\mu^3$  y  $B_\mu$ . Así, reescribiendo a (1.1.13) como

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) + \frac{g^2}{4}(v+H)^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{8}(v+H)^2 (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (1.1.14)$$

y tomando el tercer término, vemos que para pasar de la base de norma de  $(W_\mu, B_\mu)$  a la base de eigenestados de masa  $(Z_\mu, A_\mu)$ , éste debe ser diagonalizado:

$$\frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} c_W^2 & -s_W c_W \\ -s_W c_W & s_W^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (1.1.15)$$

Hemos usado los términos  $c_W = \cos\theta_W$  y  $s_W = \sin\theta_W$  que surgen de definir a  $\theta_W$ , conocido como el ángulo de Weber, tal que  $\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$ . Por otra parte, vemos que la matriz

$$\begin{pmatrix} c_W^2 & -s_W c_W \\ -s_W c_W & s_W^2 \end{pmatrix} \quad (1.1.16)$$

es diagonalizable al hacer uso de la siguiente transformación

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \quad \text{con} \quad S = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \quad (1.1.17)$$

de tal forma que, el término diagonalizado termina por escribirse de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} c_W^2 & -s_W c_W \\ -s_W c_W & s_W^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} (Z_\mu, A_\mu) S^T \begin{pmatrix} c_W^2 & -s_W c_W \\ -s_W c_W & s_W^2 \end{pmatrix} S \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} (Z_\mu, A_\mu) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{c_W^2} Z_\mu Z^\mu
\end{aligned} \tag{1.1.18}$$

Así, se muestra que el fotón, el cual es representado por  $A_\mu$ , permanece sin masa y la masa para el bosón de norma neutro  $Z$ , está dada por  $m_Z = \frac{m_W}{c_W}$ .

### 1.1.2. Sector de Yukawa

El sector de Yukawa genera las masas de los leptones y quarks mediante el mecanismo de Higgs. Por otra parte, la lagrangiana que describe a este sector está dividida en 2 partes, cada parte describe un subsector. Estos son: el sector de Yukawa leptónico y el sector de Yukawa de quarks.

#### Sector de Yukawa leptónico

La lagrangiana del sector leptónico está dada como

$$\mathcal{L}_Y^l = -Y_{ij}^l \bar{L}'_i \Phi l'_{Rj} + h.c. \tag{1.1.19}$$

donde existe suma sobre los índices repetidos  $i, j$ . Además,  $Y_{ij}^l$  es una matriz de tamaño  $3 \times 3$  con componentes completamente generales y adimensionales, mientras que  $L'_i = \begin{pmatrix} \nu'_i \\ l'_i \end{pmatrix}_L$  son dobletes izquierdos y  $l'_R = e'_R, \mu'_R, \tau'_R$  son singletes, ambos del grupo  $SU_L(2)$ . Usando la norma unitaria, de tal forma que  $\Phi$  esté dada como en la ecuación (1.1.8), y sustituyéndola en la lagrangiana, se obtiene la siguiente expresión:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Y^l &= -Y_{ij}^l (\bar{\nu}'_{iL}, \bar{l}'_{iL}) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} l'_{jR} + h.c. \\
&= \frac{-Y_{ij}^l v}{\sqrt{2}} \bar{l}'_{iL} l'_{jR} - \frac{-Y_{ij}^l H}{\sqrt{2}} \bar{l}'_{iL} l'_{jR} + h.c.
\end{aligned} \tag{1.1.20}$$

Sea  $\frac{Y^l v}{\sqrt{2}} = \bar{Y}^l$  tal que  $Y^l = \frac{\bar{Y}^l \sqrt{2}}{v}$  de tal forma que, escribiendo (1.1.20) en términos de  $\bar{Y}^l$ , se tiene lo siguiente:

$$\mathcal{L}_Y^l = -\left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{l}'_{iL} \bar{Y}_{ij}^l l'_{jR} + h.c. \tag{1.1.21}$$

Si ahora definimos  $E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}$  como un vector en el espacio de sabor, de tal forma que al sustituirlo en la lagrangiana de la ecuación (1.1.21) obtendremos la siguiente expresión:

$$\mathcal{L}_Y^l = -(1 + \frac{H}{v}) \bar{E}'_L \bar{Y}^l E'_R + h.c. \tag{1.1.22}$$

Las masas de los leptones cargados se hallan del resultado de diagonalizar la matriz  $\bar{Y}^l$ . Para esto, usaremos un teorema de álgebra lineal, el cual enuncia lo siguiente: Para cualquier matriz  $M$ ,

**CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR**  
1.1. SECTOR ELECTRODÉBIL

---

siempre es posible encontrar dos matrices unitarias  $A$  y  $B$ , tal que  $AMB$  es real y diagonal. Así, podemos asociar las siguientes transformaciones unitarias:

$$\begin{aligned} E'_L &= V_L^l E_L \\ E'_R &= V_R^l E_R \end{aligned} \quad (1.1.23)$$

donde  $V_L^l$  y  $V_R^l$  matrices unitarias. Sustituyendo estas transformaciones, veremos que la lagrangiana queda expresada como:

$$\mathcal{L}_Y^l = -(1 + \frac{H}{v}) \bar{E}_L V_L^{l\dagger} \bar{Y}^l V_R^l E_R + h.c. \quad (1.1.24)$$

Notemos que la matriz  $V_L^{l\dagger} \bar{Y}^l V_R^l$  es una matriz diagonal de acuerdo al teorema enunciado anteriormente, puesto que las matrices  $V_L^{l\dagger}$  y  $V_R^l$  toman el papel de las matrices  $A$  y  $B$  nombradas en el teorema. Es por este motivo, que es necesario que las matrices  $V$  sean unitarias. Renombrando a  $(V_L^{l\dagger} \bar{Y}^l V_R^l)$  como  $M^l$ , tendremos que la lagrangiana del sector de Yukawa leptónico es:

$$\mathcal{L}_Y^l = -(1 + \frac{H}{v}) \bar{E}_L M^l E_R + h.c \quad \text{donde} \quad M^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} \quad (1.1.25)$$

Finalmente, haciendo un poco de álgebra y recordando que la masa del bosón  $W$  está dada por  $m_W = \frac{gv}{2}$ , por lo que  $v = \frac{2m_W}{g}$ . De tal forma que la lagrangiana de este sector se termina de escribir como:

$$\mathcal{L}_Y^l = -(1 + \frac{gH}{2m_W}) \sum_{l=e,\mu,\tau} m_l \bar{l} l \quad (1.1.26)$$

De esta última expresión, se observa que debido al rompimiento espontáneo de la simetría, los leptones cargados han sido dotados de masa. Por otra parte, al tener a la lagrangiana escrita de esta forma, se pueden ver fácilmente los acoplamientos del Higgs a 2 leptones sin la posibilidad de cambio de sabor.

### Sector de Yukawa de quarks

El lagrangiano de este subsector está dada por:

$$\mathcal{L}_Y^q = -Y_{ij}^d \bar{Q}'_i \Phi d'_{Rj} - Y_{ij}^u \bar{Q}'_i \tilde{\Phi} u'_{Rj} + h.c \quad (1.1.27)$$

donde  $Q'_i = \begin{pmatrix} u'_i \\ d'_i \end{pmatrix}$  con  $i = 1, 2, 3$ , son dobletes izquierdos de  $SU_L(2)$  mientras que  $\tilde{\Phi}$  se ha definido como:

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \frac{v+H-iG_z}{\sqrt{2}} \\ -G_W^- \end{pmatrix} \quad (1.1.28)$$

Nuevamente, haciendo uso de la norma unitaria se tiene que

$$\tilde{\Phi} = \begin{pmatrix} \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{por lo que} \quad \Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.1.29)$$

y así, de manera similar al sector leptónico de Yukawa, introducimos a los vectores

$$D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} \quad (1.1.30)$$

**CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR**  
1.1. SECTOR ELECTRODÉBIL

---

ambos definidos sobre el espacio de sabor de los quarks. Sustituyendo estos vectores en la lagrangiana de la ecuación (1.1.27) obtenemos lo siguiente:

$$\mathcal{L}_Y^q = -\bar{U}'_L \frac{Y^{uv}}{\sqrt{2}} U'_R - \frac{H}{\sqrt{2}} \bar{U}'_L Y^u U'_R - \bar{D}'_L \frac{Y^{uv}}{\sqrt{2}} D'_R - \frac{H}{\sqrt{2}} \bar{D}'_L Y^u D'_R + h.c. \quad (1.1.31)$$

Una vez más, haciendo las redefiniciones  $\frac{Y^{uv}}{\sqrt{2}} = \bar{Y}^u$ ,  $\frac{Y^{dv}}{\sqrt{2}} = \bar{Y}^d$  y sustituyendo en la expresión anterior para la lagrangiana, nos queda la siguiente expresión, la cual es más compacta:

$$\mathcal{L}_Y^q = -(1 + \frac{H}{v})(\bar{D}'_L \bar{Y}^d D'_R + \bar{U}'_L \bar{Y}^u U'_R) + h.c. \quad (1.1.32)$$

Cabe mencionar que  $\bar{Y}^d_{ij}$  y  $\bar{Y}^u_{ij}$ , son matrices de  $3 \times 3$  completamente generales. Así, de manera análoga al sector de Yukawa leptónico, para hallar las masas de los quarks, diagonalizaremos estas matrices haciendo uso del teorema enunciado anteriormente. Para esto, definimos las siguientes transformaciones unitarias:

$$\left. \begin{aligned} D'_L &= V_L^d D_L \\ D'_R &= V_R^d D_R \end{aligned} \right\} \quad (1.1.33)$$

$$\left. \begin{aligned} U'_L &= V_L^u D_L \\ U'_R &= V_R^u D_R \end{aligned} \right\} \quad (1.1.34)$$

Sustituyéndolas en la lagrangiana encontramos nuevamente matrices de la forma  $V_L^{u\dagger} \bar{Y}^u V_R^u$  y  $V_L^{d\dagger} \bar{Y}^d V_R^d$ , las cuales, son matrices diagonales y reales debido al teorema que hemos enunciado anteriormente. Renombrando a estas matrices como  $M^u$  y  $M^d$  respectivamente, podemos escribir a la lagrangiana del sector de Yukawa de quarks como

$$\mathcal{L}_Y^q = -(1 + \frac{H}{v})(\bar{D} M^d D + \bar{U} M^u U) \quad (1.1.35)$$

donde  $M^u$  y  $M^d$  están dadas por:

$$M^d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} \quad ; \quad M^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad (1.1.36)$$

Finalmente, haciendo un poco de álgebra, encontramos una expresión conveniente para la lagrangiana.

$$\mathcal{L}_Y^q = -(1 + \frac{gH}{2m_W}) \sum_{q=u,d,s,c,b,t} m_q \bar{q} q \quad (1.1.37)$$

De esta última expresión, en la cual se ha hecho uso de la relación  $v = \frac{2m_W}{g}$ , podemos ver como se obtienen las masas de los quarks. De manera similar al sector leptónico, se genera el acoplamiento del Higgs a dos quarks sin cambio de sabor, concluyendo así que el bosón de Higgs solo se acopla a pares del mismo tipo de quarks.

### 1.1.3. Sector de Corrientes

En este sector surgen los términos cinéticos de quarks y fermiones, así como sus acoplamientos con los bosones de norma. Esto surge como consecuencia de cambiar la derivada usual por la derivada covariante, la cual hace surgir términos caracterizados por las estructuras de Lorentz

$\gamma_\mu$  y  $\gamma_\mu\gamma_5$ . A este tipo de acoplamientos se les conoce como corrientes cargadas o corrientes neutras.

La lagrangiana del sector de corrientes se descompone en dos partes, el sector de corrientes leptónico  $\mathcal{L}_C^l$  y el sector de corrientes de quarks  $\mathcal{L}_C^q$ :

$$\mathcal{L}_C = \mathcal{L}_C^l + \mathcal{L}_C^q \quad (1.1.38)$$

En ambas partes haremos uso de las derivadas covariantes definidas en función del tipo de campo sobre el que actúen, ya sea si actúan sobre campos izquierdos o derechos. La derivada covariante para campos izquierdos es la siguiente:

$$\mathbf{D}_\mu = \partial_\mu - i\frac{\sigma^a}{2}W_\mu^a + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \quad (1.1.39)$$

Mientras que la derivada correspondiente a campos derechos es

$$D_\mu = \partial_\mu - ig'\frac{Y_{lR}}{2}B_\mu \quad (1.1.40)$$

### Sector de corrientes leptónico

La lagrangiana de este sector está dada por:

$$\mathcal{L}_C^l = i\bar{L}'_i \not{D} L'_i + i\bar{l}'_{Ri} \not{D} l'_{Ri} \quad (1.1.41)$$

Haciendo uso de los resultados obtenidos en el sector de Higgs, sabemos que el campo  $B_\mu$  está dado por  $B_\mu = -s_W Z_\mu + c_W A_\mu$ , de tal forma que al sustituirlo en  $D_\mu$ , se tiene que la derivada covariante para espinores derechos es  $D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{s_W^2}{c_W} Z_\mu + ieA_\mu$ . Por otra parte, escribiendo a  $\mathbf{D}_\mu$  en la representación fundamental del grupo  $SU_L(2)$ , se tiene que

$$\mathbf{D}_\mu = \partial_\mu - \frac{ig}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ \sigma^+ + W_\mu^- \sigma^-) - \frac{ig}{2c_W}(\sigma^3 - 2s_W^2 Q)Z_\mu - ieQA_\mu \quad (1.1.42)$$

de manera que la lagrangiana de este sector se escribe como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_C^l &= i(\bar{l}'_{iL} \not{\partial} l'_{iL} + \bar{l}'_{iR} \not{\partial} l'_{iR}) + i\bar{\nu}'_{iL} \not{\partial} \nu'_{iL} + \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ \bar{\nu}'_{iL} \gamma^\mu l'_{iL} + W_\mu^- \bar{l}'_{iL} \gamma^\mu \nu'_{iL}) \\ &+ \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\bar{\nu}'_{iL} \gamma^\mu \nu'_{iL} - (1 + 2s_W^2 Q)(\bar{l}'_{iL} \gamma^\mu l'_{iL})] - \frac{gs_W^2}{c_W} Q Z_\mu \bar{l}'_{iR} \gamma^\mu l'_{iR} \\ &+ eQA_\mu (\bar{l}'_{iL} \gamma^\mu l'_{iL} + \bar{l}'_{iR} \gamma^\mu l'_{iR}) \end{aligned} \quad (1.1.43)$$

Ahora, de forma similar al sector de Yukawa, introducimos los siguientes vectores:

$$E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix} \text{ y } N' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix} \quad (1.1.44)$$

ambos están definidos en el espacio de sabor. Sustituyendo estos vectores en la lagrangiana de este sector tenemos lo siguiente:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_C^l &= i\bar{E}'_L \not{\partial} E'_L + i\bar{E}'_R \not{\partial} E'_R + i\bar{N}'_L \not{\partial} N'_L \\ &+ \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ \bar{N}'_L \gamma^\mu E'_L + W_\mu^- \bar{E}'_L \gamma^\mu N'_L) \\ &+ \frac{g}{2c_W} Z_\mu [\bar{N}'_{iL} \gamma^\mu N'_{iL} - (1 + 2s_W^2 Q)(\bar{E}'_{iL} \gamma^\mu E'_{iL})] \\ &+ eA_\mu Q(\bar{E}'_L \gamma^\mu E'_L + \bar{E}'_R \gamma^\mu E'_R) - \frac{s_W^2}{c_W} gQ Z_\mu \bar{E}'_R \gamma^\mu E'_R \end{aligned} \quad (1.1.45)$$

**CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR**  
1.1. SECTOR ELECTRODÉBIL

---

Ahora, necesitamos escribir la lagrangiana en términos de eigenestados de masa, para esto rotamos a los vectores  $E'_L$  y  $E'_R$  usando las transformaciones unitarias definidas en el sector de Yukawa:

$$\begin{aligned} E'_L &= V_L^l E_L \\ E'_R &= V_R^l E_R \end{aligned} \quad (1.1.46)$$

Por otra parte, debido a que los neutrinos no se dotan de masa, podemos escoger una transformación arbitraria de tal forma que nos favorezca. Por lo tanto, se eligen las mismas matrices que transforman a  $E_L$  y  $E_R$ .

$$\begin{aligned} N'_L &= V_L^l N_L \\ N'_R &= V_R^l N_R \end{aligned} \quad (1.1.47)$$

Ahora, veamos como afecta, término a término, esta transformación a la lagrangiana.

$$\begin{aligned} \bar{E}'_L \not{\partial} E'_L &= \bar{E}_L V_L^{\dagger l} \not{\partial} V_L^l E_L \\ &= \bar{E}_L \not{\partial} V_L^{\dagger l} V_L^l E_L \\ &= \bar{E}_L \not{\partial} E_L \end{aligned} \quad (1.1.48)$$

De manera similar se obtiene que  $\bar{E}'_R \not{\partial} E'_R = \bar{E}_R \not{\partial} E_R$  y  $\bar{N}'_L \not{\partial} N'_L = \bar{N}_L \not{\partial} N_L$ . Mientras tanto, para los términos de corrientes cargadas, se obtiene lo siguiente:

$$\begin{aligned} \bar{N}'_L \gamma^\mu E'_L &= \bar{N}_L V_L^{\dagger l} \gamma^\mu V_L^l E_L & ; & \quad \bar{E}'_L \gamma^\mu N'_L = \bar{E}_L V_L^{\dagger l} \gamma^\mu V_L^l N_L \\ &= \bar{N}_L \gamma^\mu E_L & ; & \quad = \bar{E}_L \gamma^\mu N_L \end{aligned} \quad (1.1.49)$$

Por otra parte, para las interacciones de los bosones  $A_\mu$  y  $Z_\mu$  se encuentra que las interacciones, al igual que los términos anteriores, permanecen invariantes, es decir:

$$\begin{aligned} \bar{N}'_L \gamma^\mu N'_L &= \bar{N}_L \gamma^\mu N_L \\ \bar{E}'_L \gamma^\mu E'_L &= \bar{E}_L \gamma^\mu E_L \\ \bar{E}'_R \gamma^\mu E'_R &= \bar{E}_R \gamma^\mu E_R \end{aligned} \quad (1.1.50)$$

Finalmente, se ve que todos los términos de la lagrangiana del sector de corrientes leptónico, son invariantes bajo las transformaciones dadas en las ecuaciones (1.1.46) y (1.1.47), por lo tanto se conserva el sabor. Así, la lagrangiana del sector de corrientes leptónico expresada en términos de eigenestados de masa queda escrita como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_C^l &= i\bar{N}_L \not{\partial} N_L + iE \not{\partial} E + \frac{g}{\sqrt{2}} \left( W_\mu^+ \bar{N} \gamma^\mu P_L E + W_\mu^- \bar{E} \gamma^\mu P_L N \right) \\ &+ eA_\mu (Q \bar{E} \gamma^\mu E) + \frac{g}{2c_W} Z_\mu \left( \bar{N} \gamma^\mu P_L N + g_L^l \bar{E}_L \gamma^\mu E_L + g_R^l \bar{E}_R \gamma^\mu E_R \right) \end{aligned} \quad (1.1.51)$$

donde se han definido a las constantes  $g_L^l$  y  $g_R^l$  como

$$g_L^l = -(1 + 2s_W^2 Q) \quad ; \quad g_R^l = -2s_W^2 Q. \quad (1.1.52)$$

### Sector de corrientes de quarks

La lagrangiana del sector de corrientes de quarks está dada por la siguiente expresión:

$$\mathcal{L}_C^q = i\bar{Q}'_i \not{D} Q'_i + i\bar{u}'_{Ri} \not{D} u'_{Ri} + i\bar{d}'_{Ri} \not{D} d'_{Ri} \quad (1.1.53)$$



**CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR**  
1.1. SECTOR ELECTRODÉBIL

---

Sustituyendo la expresión que tenemos para  $D_\mu$  y desarrollando los términos se llega a lo siguiente:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_C^q &= i\bar{u}'_{iL}\not{\partial}u'_{iL} + i\bar{d}'_{iL}\not{\partial}d'_{iL} + \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+\bar{u}'_{iL}\gamma^\mu d'_{iL} + W_\mu^-\bar{d}'_{iL}\gamma^\mu u'_{iL}) \\
&+ \frac{g}{2c_W}Z_\mu(\bar{u}'_{iL}\gamma^\mu(1 - 2Q'_u s_W^2)u'_{iL}) - \bar{d}'_{iL}\gamma^\mu(1 + 2Q'_d s_W^2)d'_{iL} \\
&+ eA_\mu(Q_u\bar{u}'_{iL}\gamma^\mu u'_{iL} + Q_d\bar{d}'_{iL}\gamma^\mu d'_{iL}) + i\bar{u}'_{iR}\not{\partial}u'_{iR} \\
&- \frac{gs_W^2}{c_W}Q_u Z_\mu\bar{u}'_{iR}\gamma^\mu u'_{iR} + eQ_u A_\mu\bar{u}'_{iR}\gamma^\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR}\not{\partial}d'_{iR} \\
&- \frac{gs_W^2}{c_W}Q_d Z_\mu\bar{d}'_{iR}\gamma^\mu u'_{iR} + eQ_d A_\mu\bar{d}'_{iR}\gamma^\mu d'_{iR}
\end{aligned} \tag{1.1.54}$$

donde  $Q_u = +\frac{2}{3}$  y  $Q_d = -\frac{1}{3}$ . Ahora, definamos a los siguientes vectores en el espacio de sabor de manera similar al sector de corrientes leptónico:

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \end{pmatrix} \quad y \quad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \tag{1.1.55}$$

Precedemos a escribir el lagrangiano en términos de  $U$  y  $D$ , de tal forma que obtenemos la siguiente expresión:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_C^q &= i\bar{U}'_L\not{\partial}U'_L + i\bar{U}'_R\not{\partial}U'_R + i\bar{D}'_L\not{\partial}D'_L + i\bar{D}'_R\not{\partial}D'_R \\
&+ \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+\bar{U}'_L\gamma^\mu D'_L + W_\mu^-\bar{D}'_L\gamma^\mu U'_L) \\
&+ \frac{g}{2c_W}Z_\mu((1 - 2Q_U s^2 W)\bar{U}'_L\gamma^\mu U'_L - 2Q_U s^2_W\bar{U}'_R\gamma^\mu U'_R \\
&- (1 - 2Q_D s^2 W)\bar{D}'_L\gamma^\mu D'_L - 2Q_D s^2_W\bar{D}'_R\gamma^\mu D'_R) \\
&+ eA_\mu(Q_U\bar{U}'_L\gamma^\mu U'_L + Q_U\bar{U}'_R\gamma^\mu U'_R + Q'_D\bar{D}'_L\gamma^\mu D'_L + Q_D\bar{D}'_R\gamma^\mu D'_R)
\end{aligned} \tag{1.1.56}$$

Ahora, escribiendo la lagrangiana en términos de eigenestados de masa mediante las siguientes transformaciones

$$\begin{aligned}
U'_L &= V_L^u U_L \\
U'_R &= V_R^u U_R \\
D'_L &= V_L^d D_L \\
D'_R &= V_R^d D_R
\end{aligned} \tag{1.1.57}$$

podemos ver que las corrientes neutras mediadas por los bosones  $Z_\mu$  y  $A_\mu$ , son invariantes bajo estas transformaciones, por lo tanto no hay cambio de sabor. Por otro lado, para las corrientes cargadas se tiene:

$$\begin{aligned}
\bar{U}'_L\gamma^\mu D'_L &= \bar{U}_L V_L^{\dagger u}\gamma^\mu V^d D_L \\
&= \bar{U}_L V_L^{\dagger u} V^d \gamma^\mu D_L \\
&= \bar{U}_L V_{CKM}\gamma^\mu D_L
\end{aligned} \tag{1.1.58}$$

donde se define a la matriz  $V_{CKM} \equiv V_L^u V_L^{d\dagger}$  también conocida como la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa o matriz CKM. Esta matriz compleja cuenta con 18 parámetros reales de los cuales, por ser una matriz unitaria, es decir cumple con  $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1$ , elimina 9 parámetros dejándonos con 9 parámetros reales. De estos 9 parámetros restantes, se pueden parametrizar,

a través de rotaciones, 3 números a ángulos de rotación. Los 6 parámetros restantes se asocian a las fases de los campos de quarks, de los cuales 5 son removibles. Por lo tanto,  $V_{CKM}$  se parametriza en 3 ángulos de rotación o de mezcla y una fase que induce violación de CP.

Finalmente  $V_{CKM}$  al no ser una matriz diagonal, permite cambios de sabor mediados por corrientes débiles cargadas.

#### 1.1.4. Sector de Yang Mills

En este sector se determinan las interacciones que existen entre los bosones de norma electro-débiles  $W^\pm, Z$  y  $A$ . La lagrangiana que lo describe está dada en términos de las curvaturas  $W_{\mu\nu}^a$  y  $B_{\mu\nu}$ , donde  $W_{\mu\nu}^a$  está asociada al grupo no abeliano  $SU(2)_L$  mientras que  $B_{\mu\nu}$  está asociada al grupo  $U(1)_Y$ :

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon^{abc}W_\mu^b W_\nu^c \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{aligned} \quad (1.1.59)$$

Así, la lagrangiana que describe a este sector es:

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (1.1.60)$$

Esta lagrangiana satisface la simetría de  $SU(2)_L(2) \times U_Y(1)$ , por lo que, para que sea solo invariante bajo el grupo  $U_e(1)$ , necesitamos usar mapeos similares a los de las ecuaciones (1.1.10) y (1.1.11). De esta forma, pasamos de la base de eigenestados de norma a la base de eigenestados de masa. Así, si queremos que la curvatura  $W_{\mu\nu}^a$  también dependa de los campos  $W^+, W^-, Z^\mu$  y  $A^\mu$  es necesario definir al tensor  $\widehat{W}_{\mu\nu}^+$ :

$$\widehat{W}_{\mu\nu}^+ \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu\nu}^1 - iW_{\mu\nu}^2) \quad (1.1.61)$$

Realizando un poco de álgebra se obtiene lo siguiente:

$$\widehat{W}_{\mu\nu}^+ = \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+ + ig(W_\mu^+ W_\nu^3 - W_\nu^+ W_\mu^3) \quad (1.1.62)$$

Ahora, definiendo a  $W_{\mu\nu}^+ \equiv \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+$  y de la ecuación (1.1.17), se sabe que  $W_\mu^3 = c_W Z_\mu + s_W A_\nu$ . Por tanto, al sustituir ambos en la ecuación (1.1.62) se obtiene:

$$\widehat{W}_{\mu\nu}^+ = W_{\mu\nu}^+ + ie(W_\mu^+ A_\nu - W_\nu^+ A_\mu) + igc_W(W_\mu^+ Z_\nu - W_\nu^+ Z_\mu) \quad (1.1.63)$$

De manera similar, se puede hallar una expresión para  $(\widehat{W}_{\mu\nu}^+)^{\dagger} = \widehat{W}_{\mu\nu}^-$ :

$$\widehat{W}_{\mu\nu}^- = W_{\mu\nu}^- - ie(W_\mu^- A_\nu - W_\nu^- A_\mu) - igc_W(W_\mu^- Z_\nu - W_\nu^- Z_\mu) \quad (1.1.64)$$

Por otra parte, sabiendo que  $W_{\mu\nu}^3 = \partial_\mu W_\nu^3 - \partial_\nu W_\mu^3 + g\epsilon^{3bc}W_\mu^b W_\nu^c$ , usando nuevamente (1.1.17) y ocupando los mapeos que vienen en (1.1.10) y (1.1.11), se tiene que:

$$W_{\mu\nu}^3 = s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu} + ig(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\mu^+ W_\nu^-) \quad (1.1.65)$$

Mapeando al tensor de curvatura  $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$  y haciendo uso una vez más de (1.1.17), pues en esta ecuación se encuentra que  $B_\mu = -s_W Z_\nu + c_W A_\nu$ . De tal forma que el tensor  $B_{\mu\nu}$  se escribe como:

$$B_{\mu\nu} = c_W F_{\mu\nu} - s_W Z_{\mu\nu} \quad (1.1.66)$$

Finalmente, teniendo a cada uno de los términos de la lagrangiana del sector de Yang-Mills de la teoría electrodébil mapeado, podemos escribir la lagrangiana bajo la perspectiva del grupo electromagnético  $U_Q(1)$  de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{YM} = & -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^-W^{+\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \\
& - ie[(W_{\mu\nu}^-W^{+\mu} - W_{\mu\nu}^+W^{-\mu})A^\nu + F_{\mu\nu}W^{-\mu}W^{+\nu}] \\
& - igc_W[(W_{\mu\nu}^-W^{+\mu} - W_{\mu\nu}^+W^{-\mu})Z^\nu + Z_{\mu\nu}W^{-\mu}W^{+\nu}] \\
& - e^2(W_\mu^-A_\nu - W_\nu^-A_\mu)W^{+\mu}A^\nu - g^2c_W^2(W_\mu^-Z_\nu - W_\nu^-Z_\mu)W^{+\mu}Z^\nu \\
& - \frac{egc_W}{2}[(W_\mu^-A_\nu - W_\nu^-A_\mu)(W^{+\mu}Z^\nu - W^{+\nu}Z^\mu) \\
& + (W_\mu^-Z_\nu - W_\nu^-Z_\mu)(W^{+\mu}A^\nu - W^{+\nu}A^\mu)] \\
& + \frac{g^2}{4}(W_\mu^-W_\nu^+ - W_\mu^+W_\nu^-)(W^{-\mu}W^{+\nu} - W^{+\mu}W^{-\nu})
\end{aligned} \tag{1.1.67}$$



## Capítulo 2

# La Extensión del Modelo Estándar

En este capítulo se presenta al SME, la lagrangiana que lo conforma y algunos de los sectores en los que la misma se divide. También se presentan los coeficientes que violan la simetría de Lorentz y la posible redefinición de campos para la eliminación de aquellos que sean redundantes. Asimismo, se hace énfasis en la lagrangiana del sector leptónico con violación de CPT, pues es en esta donde surgirán los acoplamientos necesarios para hallar las reglas de Feynman. Usando siempre como referencia a los diagramas de Feynman de los decaimientos del Higgs a 2 leptones con cambio de sabor, pues es el tema principal de estudio en este proyecto.

### 2.1. Una descripción cualitativa

En la actualidad, las teorías más fundamentales que describen a la naturaleza son el SM y la teoría de la relatividad general de Einstein (GR). Se cree que una posible unificación de este par de teorías, provee una mejor descripción de la naturaleza. Por otra parte, aunque ambas tienen experimentos sólidos que las validan, es sabido que ambas están incompletas. Por un lado, GR no es compatible con la mecánica cuántica, por lo tanto, se esperaría encontrar una teoría más fundamental que sea válida a un nivel cuántico. Por otro lado, el SM está incompleto, puesto que no contiene al mecanismo por el cual los neutrinos se dotan de masa. De esta forma, algunas teorías candidatas que unifican a este par son: teoría de cuerdas y teoría de gravedad cuántica de bucles. Sin embargo, ambas teorías solo muestran sus efectos a la escala de Planck,  $m_P \approx 10^{19} GeV$ . Así, debido al alcance experimental que tenemos en el presente, probar estas teorías no es algo práctico.

Una de las principales propuestas que muestran una diferencia en la física de partículas que describe el modelo estándar es, la posibilidad de que la simetría de Lorentz no sea exacta, esto puede deberse a dos posibles fuentes, la primera es que sea debido al rompimiento del grupo  $SO(1,3)$  en alguno de sus subgrupos lo cual implicaría que los fotones en realidad son bosones de Goldstone, algo que ya ha sido estudiado en la literatura [24], la segunda fuente surge de la posibilidad de que el espacio-tiempo sea no conmutativo, esta segunda también ha sido estudiada en teoría cuántica de campos [2]. Ambos enfoques de violación de Lorentz están contenidos en un mismo modelo llamado SME [3]. Asimismo, este modelo preserva las mismas características importantes del SM, tales como la estructura usual de norma así como las propiedades de renormalización.

De esta forma, procedemos a presentar a la lagrangiana de SME, la cual está dada de la siguiente manera:

$$\mathcal{L}_{SME} = \mathcal{L}_{SM} + \Delta\mathcal{L} \tag{2.1.1}$$

donde  $\mathcal{L}_{SM}$  representa el lagrangiano del SM mientras que  $\Delta\mathcal{L}$  contiene a los términos que

**CAPÍTULO 2. LA EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR**  
**2.2. SECTOR LEPTÓNICO CON VIOLACIÓN DE CPT**

---

violan la simetría de Lorentz  $SO(1,3)$  y en algunos casos la simetría CPT. Cuando decimos que se viola la invariancia de Lorentz lo decimos desde la perspectiva de las transformaciones de partícula, pues al hacer una transformación de partícula se transforman, a excepción de los campos de fondo, todas las cantidades, las cuales, a nivel cuántico, son operadores. Los términos que violan simetría de Lorentz y CPT están escritos en la lagrangiana como productos de la forma  $T^{\mu_1, \dots, \mu_n} \mathcal{O}_{\mu_1, \dots, \mu_n}$  donde  $T^{\mu_1, \dots, \mu_n}$  son  $n$ -tensores de Lorentz constantes, los cuales no representan grados de libertad pero introducen direcciones especiales de tal forma que puedan afectar el comportamiento dinámico de las partículas. Por otra parte, se tiene que los términos  $\mathcal{O}_{\mu_1, \dots, \mu_n}$  son  $n$ -tensores bajo  $SO(1,3)$  y están hechos por contracciones de campos del SM.

Un subconjunto de interés es la extensión del modelo estándar mínimo (mSME por sus siglas en ingles) el cual contiene las mismas partículas que el SM, sus operadores están restringidos a tener dimensión menor o igual a 4, preserva la estructura de norma de  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  y los campos de fondo se transforman como escalares bajo transformaciones de partícula.

La lagrangiana que involucra los términos y coeficientes que violan CPT y Lorentz, está dividida en sectores similares a los del SM, de tal forma que la lagrangiana correspondiente a cada sector puede dividirse según sean pares o impares bajo CPT. A continuación escribimos la parte impar de los sectores del SME:

$$\mathcal{L}_{lepton}^{CPT-impar} = -(a_L)_\mu^{AB} \bar{L}_A \gamma^\mu L_B - (a_R)_\mu^{AB} \bar{R}_A \gamma^\mu R_B \quad (2.1.2)$$

$$\mathcal{L}_{quarks}^{CPT-impar} = -(a_Q)_\mu^{AB} \bar{Q}_A \gamma^\mu Q_B - (a_U)_\mu^{AB} \bar{U}_A \gamma^\mu U_B - (a_D)_\mu^{AB} \bar{D}_A \gamma^\mu D_B \quad (2.1.3)$$

$$\mathcal{L}_{Higgs}^{CPT-impar} = ik^\mu \phi^\dagger D_\mu \phi + H.c. \quad (2.1.4)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{gauge}^{CPT-impar} &= k_{3\kappa} \epsilon^{\kappa\lambda\mu\nu} Tr(G_\lambda G_{\mu\nu}) + \frac{2}{3} G_\lambda G_\mu G_\nu \\ &+ k_{2\kappa} \epsilon^{\kappa\lambda\mu\nu} Tr(W_\lambda W_{\mu\nu}) + \frac{2}{3} W_\lambda W_\mu W_\nu \\ &+ k_{1\kappa} \epsilon^{\kappa\lambda\mu\nu} B_\lambda B_{\mu\nu} + k_{0\kappa} B^\kappa \end{aligned} \quad (2.1.5)$$

donde los términos  $(a_i)_{\mu AB}$  con  $i = L, R, U, D, Q$ , son vectores en el espacio-tiempo y matrices en el espacio de sabor. Estos coeficientes cuentan con unidades de masa, además se transforman como quadri-vectores bajo transformaciones de Lorentz de observador mientras que bajo transformaciones de Lorentz de partícula se transforman como escalares. Por otra parte, los términos  $k_{1,2,3}$  son reales y también cuentan con unidades de masa.

Las lagrangianas mencionadas anteriormente, están escritas en su forma previa al rompimiento espontáneo de la simetría. El desarrollo que sigue cada uno de estos sectores, para hallar la expresión que lo describe después del rompimiento espontáneo de la simetría, se ve a detalle en [25]. Sin embargo, debido a que nuestro principal objetivo se encuentra en la parte impar del sector leptónico que involucra a los términos que violan CPT y Lorentz, pues de este surgen los acoplamientos que permiten los cambios de sabor leptónico, solo mostramos el desarrollo de este sector en la siguiente sección.

## 2.2. Sector leptónico con violación de CPT

De la sección anterior, tenemos que la lagrangiana del sector leptónico con violación de CPT está dada por la ecuación (2.1.2), donde los coeficientes  $(a_L)_{\mu AB}$  y  $(a_R)_{\mu AB}$ , además de tener las

propiedades ya mencionadas, también son hermiticos. Al romper espontáneamente la simetría, los eigenestados de masa estarán construidos por transformaciones unitarias. De esta forma los neutrinos, leptones izquierdos y leptones derechos estarán dados por las expresiones que se muestran a continuación:

$$\nu_{LA} = (U_L^\nu)_{AB} \hat{\nu}_{LB}, \quad l_{LA} = (U_L^l)_{AB} \hat{l}_{AB}, \quad l_{RA} = (U_R^l)_{AB} \hat{l}_{RB} \quad (2.2.1)$$

Sustituyendo estos términos en (2.1.2) veremos que la expresión resultante es:

$$\mathcal{L}_{lepton}^{CPT-impair} = -(\hat{a}_{\nu L})_\mu^{AB} \bar{\nu}_{LA} \gamma^\mu \hat{\nu}_{LB} - (\hat{a}_{lL})_\mu^{AB} \bar{l}_{LA} \gamma^\mu \hat{l}_{AB} - (\hat{a}_{lR})_\mu^{AB} \bar{l}_{RA} \gamma^\mu \hat{l}_{RB} \quad (2.2.2)$$

donde  $\hat{a}_\mu$  se obtiene de rotaciones unitarias dadas por la matriz  $U$ :  $\hat{a}_\mu = U^\dagger a_\mu U$ . Finalmente, por practicidad, omitimos los gorros en los términos de la lagrangiana y, usando la definición para leptones izquierdos y derechos dados por los operadores de quiralidad, tenemos que la forma general de la parte leptónica con violación de CPT está dada por:

$$\mathcal{L}_{lepton}^{CPT-impair} = -(a_\nu)_\mu^{AB} \bar{\nu}_A \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \gamma^\mu \nu_B - (a_l)_\mu^{AB} \bar{l}_A \gamma^\mu l_B - (b_l)_\mu^{AB} \bar{l}_A \gamma_5 \gamma^\mu l_B \quad (2.2.3)$$

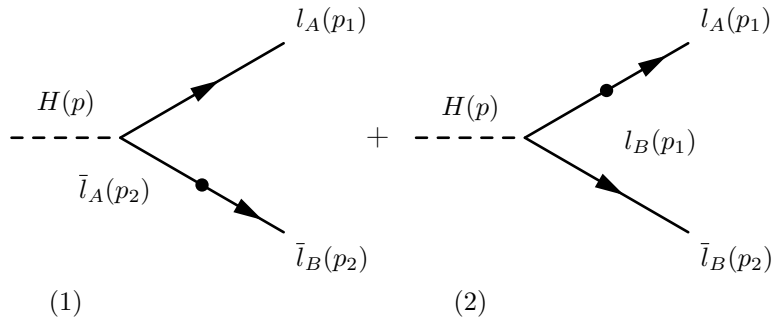
donde el coeficiente  $(a_l)_\mu^{AB}$  puede ser eliminado mediante la redefinición de campos, puesto que resulta no tener relevancia física. La redefinición, el mecanismo y procedimiento de remover parámetros son temas tratados con mayor detalle en las referencias [3, 26]. Finalmente, la lagrangiana que determina los acoplamientos y cambios de sabor leptónico, está de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_{lepton}^{CPT-impair} = -(b)_\mu^{AB} \bar{l}_A \gamma_5 \gamma^\mu l_B \quad (2.2.4)$$

Además, para simplificar la notación, hemos quitado el subíndice  $l$  del coeficiente  $b_\mu^{AB}$ . Esta última expresión es fundamental para establecer las reglas de Feynman necesarias en el decaimiento a estudiar.

## 2.3. Reglas de Feynman

El decaimiento de  $H \rightarrow l_A \bar{l}_B$  está mediado por los siguientes diagramas de Feynman:



La única regla de Feynman que nos interesa y que surge del SME, es el vértice encargado del cambio de sabor leptónico que se muestra en los diagramas anteriores. Esta regla se deriva de la lagrangiana del sector leptónico del SME, la cual está dada por la ecuación (2.2.4). De esta forma, la regla correspondiente es:

CAPÍTULO 2. LA EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR  
2.3. REGLAS DE FEYNMAN

---

$$l_A \text{ --- } \bullet \text{ --- } l_B = -i\gamma_5 \not{b}^{AB}$$

donde  $\not{b}^{AB} = b_\mu^{AB} \gamma^\mu$ . Las reglas restantes que surgen del SM, se muestran en el desarrollo del cálculo de la anchura de decaimiento.



## Capítulo 3

# Los decaimientos $H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B$

En el año 2012, se anunció el descubrimiento de una partícula escalar con las características del bosón de Higgs. Este hallazgo, reportado en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC), provocó un mayor interés en el estudio de la fenomenología y naturaleza de este nuevo bosón. Por este motivo existe una larga lista de canales de decaimiento del bosón de Higgs. Algunos de los canales más relevantes, en el contexto del SM, de acuerdo a [27] son:  $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $H \rightarrow c\bar{c}$ ,  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ,  $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow \gamma Z$ ,  $H \rightarrow ZZ^*$ ,  $H \rightarrow WW^*$  y  $H \rightarrow gg$ . Por otro lado, se sabe que los decaimientos del bosón de Higgs con cambio de sabor leptónico, en el contexto del SM, están estrictamente prohibidos a todos los órdenes de la serie perturbativa. Sin embargo, debido a la evidencia experimental que muestra la existencia de neutrinos masivos, surge la necesidad de extender el SM de tal forma que esta extensión los incluya. Incluyendo así también a decaimientos exóticos del bosón Higgs. Algunos canales de decaimiento que han sido estudiados en este contexto son:  $H \rightarrow \tau\mu$  y  $H \rightarrow \tau e$ .

En este capítulo se obtiene la expresión para la amplitud invariante de los decaimientos  $H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B$  así como la expresión exacta para la anchura de decaimiento  $\Gamma(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B)$ , ambas en el contexto del SME. Debido a la redefinición de los campos mencionada en el capítulo anterior, la amplitud invariante y la anchura de decaimiento quedan escritas en términos de los coeficientes  $b_0^{AB}$  y  $\vec{b}^{AB}$ .

### 3.1. Cálculo de la anchura de decaimiento

El proceso para calcular la anchura de decaimiento requiere del cuadrado la amplitud invariante, la cual, en el contexto del SME, se escribe como la suma de la amplitud invariante para SM y la amplitud invariante para la parte que involucra violación de la simetría de Lorentz (LV). Por lo tanto, la expresión para  $\mathcal{M}_{SME}$  es:

$$\mathcal{M}_{SME} = \mathcal{M}_{SM} + \mathcal{M}_{LV} \quad (3.1.1)$$

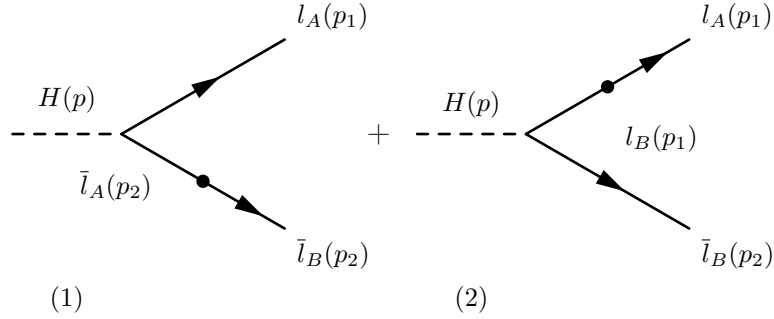
Como ya se ha mencionado, en el contexto del SM los decaimientos del Higgs a dos leptones de distinto sabor están totalmente prohibidos, por lo tanto la amplitud invariante  $\mathcal{M}_{SM}$  es idénticamente igual a cero, de tal forma que  $\mathcal{M}_{SME}$  queda solo en términos de  $\mathcal{M}_{LV}$ . Así pues, el cuadrado de  $\mathcal{M}_{SME}$  se escribe como:

$$|\mathcal{M}_{SME}|^2 = |\mathcal{M}_{LV}|^2 \quad (3.1.2)$$

La amplitud invariante del decaimiento es la suma de las amplitudes invariantes correspondientes a cada diagrama de Feynman. Así, los diagramas de Feynman involucrados en el mecanismo de producción son:

**CAPÍTULO 3. LOS DECAIMIENTOS  $H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B$**   
**3.1. CÁLCULO DE LA ANCHURA DE DECAIMIENTO**

---



Los diagramas se han enumerado de tal forma que sea más fácil asociarlos a sus correspondientes amplitudes invariantes,  $\mathcal{M}_1$  y  $\mathcal{M}_2$ . Dentro del contexto del SM, las reglas de Feynman necesarias para el cálculo de este proceso están dadas por:

$$= -\frac{igm_A}{2m_W} \quad (3.1.3)$$

$$= \frac{i(\not{p} + m)}{p^2 - m^2} \quad (3.1.4)$$

La primer regla surge de la lagrangiana del sector de Yukawa leptónico, en específico de la ecuación (1.1.26), la cual, muestra los acoplamientos del Higgs a 2 leptones con el mismo sabor. Por otra parte, en el SME se considera la contribución del término que viola CPT. Este término modifica el propagador fermiónico por medio de la siguiente inserción, la cual, da como resultado el cambio de sabor leptónico:

**CAPÍTULO 3. LOS DECAIMIENTOS  $H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B$**   
**3.1. CÁLCULO DE LA ANCHURA DE DECAIMIENTO**

---

$$l_A \text{ ————— } \bullet \text{ ————— } l_B = -i\gamma_5 \not{b}^{AB} \quad (3.1.5)$$

Las amplitudes invariantes, de acuerdo a las reglas de Feynman descritas, están dadas por las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 &= \frac{ig}{2m_W} \frac{m_A}{m_A^2 - m_B^2} \bar{u}(p_1, s_1) (-\not{p}_2 + m_A) \gamma_5 \not{b}^{AB} v(p_2, s_2) \\ \mathcal{M}_2 &= \frac{-ig}{2m_W} \frac{m_B}{m_A^2 - m_B^2} \bar{u}(p_1, s_1) \gamma_5 \not{b}^{AB} (\not{p}_1 + m_B) v(p_2, s_2) \end{aligned} \quad (3.1.6)$$

Ambas expresiones se simplifican usando: la ecuación de Dirac, la condición de capa de masa, donde  $p_1^2 = m_A^2$  y  $p_2^2 = m_B^2$ , y la regla de conmutación entre las matrices gama establecida por el álgebra de Clifford. Así, las amplitudes invariantes correspondientes se reescriben como:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 &= \frac{ig}{2m_W} \frac{m_A}{m_A^2 - m_B^2} \bar{u}(p_1, s_1) \gamma_5 \left[ 2p_2 \cdot b^{AB} + (m_A + m_B) \not{b}^{AB} \right] v(p_2, s_2) \\ \mathcal{M}_2 &= \frac{-ig}{2m_W} \frac{m_B}{m_A^2 - m_B^2} \bar{u}(p_1, s_1) \gamma_5 \left[ 2p_1 \cdot b^{AB} + (m_A + m_B) \not{b}^{AB} \right] v(p_2, s_2) \end{aligned} \quad (3.1.7)$$

Se puede notar que se mantiene una simetría entre las amplitudes, pues al hacer el cambio de  $m_A \leftrightarrow m_B$  y  $p_1 \leftrightarrow p_2$ , se obtiene una amplitud partiendo de la otra. Ahora, sumando ambas amplitudes se obtiene una expresión para  $\mathcal{M}_{SME}$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{SME} &= \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 \\ &= \frac{ig}{2m_W} \bar{u}(p_1, s_1) \gamma_5 \left[ 2 \left( \frac{m_A}{m_A^2 - m_B^2} p_2 \cdot b^{AB} + \frac{m_B}{m_B^2 - m_A^2} p_1 \cdot b^{AB} \right) + \not{b}^{AB} \right] v(p_2, s_2). \end{aligned} \quad (3.1.8)$$

Por otra parte, para hallar la anchura de decaimiento  $\Gamma(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B)$  es necesario hallar el cuadrado de la amplitud invariante, el cual, se obtiene sumando los posibles estados de spin del producto de  $\mathcal{M}_{SME}$  con su adjunta. De esta forma, el cuadrado de la amplitud es

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{SME}|^2 &= \sum_{s_1} \sum_{s_2} \mathcal{M}_{SME} \mathcal{M}_{SME}^\dagger \\ &= \sum_{s_1} \sum_{s_2} \frac{g^2}{4m_W^2} \bar{u}(p_1, s_1) \Gamma v(p_2, s_2) \bar{v}(p_2, s_2) \hat{\Gamma} u(p_1, s_1) \\ &= \frac{g^2}{4m_W^2} \text{Tr}[(\not{p}_1 + m_A) \Gamma (\not{p}_2 - m_B) \hat{\Gamma}] \end{aligned} \quad (3.1.9)$$

**CAPÍTULO 3. LOS DECAIMIENTOS  $H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B$**   
**3.1. CÁLCULO DE LA ANCHURA DE DECAIMIENTO**

---

donde hemos usado el truco de Casimir y se han definido a  $\Gamma$  y  $\hat{\Gamma}$  como:

$$\Gamma = \gamma_5 \left[ 2 \left( \frac{m_A}{m_A^2 - m_B^2} p_2 \cdot b^{AB} + \frac{m_B}{m_B^2 - m_A^2} p_1 \cdot b^{AB} \right) + \not{b}^{AB} \right] \quad (3.1.10)$$

$$\hat{\Gamma} = \gamma_5 \left[ -2 \left( \frac{m_A}{m_A^2 - m_B^2} p_2 \cdot b^{AB} + \frac{m_B}{m_B^2 - m_A^2} p_1 \cdot b^{AB} \right) + \not{b}^{AB} \right] \quad (3.1.11)$$

Haciendo uso del software FeynCalc para calcular la traza y, realizando álgebra para simplificar la expresión, se obtiene que el cuadrado de la amplitud invariante está dado por

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{SME}|^2 = & \frac{g^2}{4m_W^2} \left[ 2(b^{AB})^2 \left[ (m_A + m_B)^2 - m_H^2 \right] \right. \\ & + \frac{8(b^{AB} \cdot p_1)^2 m_B^2}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \left[ (m_A + m_B)^2 - 4m_B^2 + m_H^2 \right] \\ & + \frac{8(b^{AB} \cdot p_2)^2 m_A^2}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \left[ (m_A + m_B)^2 - 4m_A^2 + m_H^2 \right] \\ & \left. + \frac{8(b^{AB} \cdot p_1)(b^{AB} \cdot p_2)}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \left[ (m_A - m_B)^2 + 2m_A m_B (m_A - m_B)^2 - 2m_A m_B m_H^2 \right] \right]. \end{aligned} \quad (3.1.12)$$

La cinemática del decaimiento nos proporciona una manera sistemática de reducir términos y, de esta forma, hallar una expresión compacta para la anchura de decaimiento. Tomando como marco de referencia el marco de reposo del Higgs, vemos que los momentos de los leptones son colineales y de sentido opuesto. Además, el cuadrimomento correspondiente al bosón de Higgs, en este marco de referencia, es  $p = (m_H, \vec{0})$ . De esta manera, por las condiciones de los momentos de los leptones y por conservación de energía momento, se tiene que  $p^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu$ , lo cual implica que

$$m_H = p_1^0 + p_2^0 \quad (3.1.13)$$

mientras tanto, para la parte espacial se tiene  $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$ , la cual, para fines prácticos de notación, haremos uso de la definición de  $|\vec{p}|$  como  $|\vec{p}| = |\vec{p}_1| = |\vec{p}_2|$ .

De este modo, partiendo de la relación que hemos encontrado para la masa del Higgs, se pueden hallar las expresiones para  $|\vec{p}|^2$ ,  $p_1^0 = E_1$  y  $p_2^0 = E_2$ . De tal forma que

$$m_H = p_1^0 + p_2^0 = E_1 + E_2 = \sqrt{m_A^2 + |\vec{p}|^2} + \sqrt{m_B^2 + |\vec{p}|^2} \quad (3.1.14)$$

donde se ha usado la relación relativista de Einstein, es decir  $E^2 = m^2 + |\vec{p}|^2$ . Por otra parte, despejando a  $|\vec{p}|^2$  y posteriormente sustituyéndolo en las relaciones relativistas para  $E_1$  y  $E_2$ , se obtienen las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} |\vec{p}|^2 &= \frac{m_H^2}{4} - \frac{(m_A^2 + m_B^2)}{2} + \frac{(m_A^2 - m_B^2)^2}{4m_H^2} \\ E_1 &= \frac{m_H}{2} + \frac{m_A^2 - m_B^2}{2m_H} \\ E_2 &= \frac{m_H}{2} + \frac{m_B^2 - m_A^2}{2m_H} \end{aligned} \quad (3.1.15)$$

Estas relaciones nos ayudaran más adelante al momento de escribir la anchura de decaimiento en términos de las masas  $m_A$ ,  $m_B$  y  $m_H$ .

**CAPÍTULO 3. LOS DECAIMIENTOS  $H \rightarrow l_A \bar{l}_B$**   
**3.1. CÁLCULO DE LA ANCHURA DE DECAIMIENTO**

---

El cálculo de la anchura de decaimiento, en el marco del reposo de la partícula P, surge de la siguiente ecuación

$$\Gamma(P \rightarrow p_f) = \int \frac{1}{2m_P} |\mathcal{M}_{SME}|^2 d\Pi_n \quad (3.1.16)$$

donde la integral de  $d\Pi_n$  representa el espacio fase de  $n$  partículas distintas y, al mismo tiempo, está dada como:

$$\int d\Pi_n = \left( \prod_f \int \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_f} \right) (2\pi)^4 \delta^{(4)} \left( p - \sum p_f \right) \quad (3.1.17)$$

La ecuación (3.1.16), como ya se mencionó, sirve para calcular la anchura de decaimiento de una partícula a  $n$  partículas, por tanto, de ella se puede deducir la expresión para la anchura de decaimiento de 1 partícula a 2. Para obtener dicha expresión particular, seguiremos el desarrollo dado en [28]. De esta forma, consideremos un espacio fase de 2 partículas distintas, las cuales, para uso practico de notación, nombraremos como  $l_A$  y  $\bar{l}_B$  mientras que la partícula que decae sera  $H$ . Así, tomando a  $n = 2$ , se tiene:

$$\Gamma(H \rightarrow l_A \bar{l}_B) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int |\mathcal{M}_{SME}|^2 \frac{\delta^4(p - p_1 - p_2)}{E_1 E_2} d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2 \quad (3.1.18)$$

Usando la identidad de Dirac  $\delta^4(p - p_1 - p_2) = \delta(p^0 - p_1^0 - p_2^0) \delta^3(\vec{p} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2)$ , el hecho de que las partes temporales de los cuadrimomentos  $p$  y  $p_i$  con  $i = 1, 2$  son  $p^0 = m_H$  y  $p_i^0 = E_i$ , y que  $\vec{p} = 0$  debido a que se considera el marco del reposo del Higgs. Se obtiene lo siguiente:

$$\Gamma(H \rightarrow l_A \bar{l}_B) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int |\mathcal{M}_{SME}|^2 \frac{\delta(m_H - E_1 - E_2)}{E_1 E_2} \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2 \quad (3.1.19)$$

de manera que, usando la delta de Dirac  $\delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)$ , se puede resolver directamente la integral para  $\vec{p}_1$  dejando como resultado la siguiente integral:

$$\Gamma(H \rightarrow l_A \bar{l}_B) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int |\mathcal{M}_{SME}|^2 \frac{\delta(m_H - E_1 - E_2)}{E_1 E_2} d^3 \vec{p}_2 \quad (3.1.20)$$

Esta integral puede resolverse usando coordenadas esféricas  $(r, \alpha, \phi)$ , donde en el espacio de momentos, la magnitud de  $r$  estará dada como  $r = |\vec{p}|$ , lo cual implica que la integral, en términos de este cambio de coordenadas, esté dada por:

$$\Gamma(H \rightarrow l_A \bar{l}_B) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty |\mathcal{M}_{SME}|^2 \frac{\delta(m_H - E_1 - E_2)}{E_1 E_2} r^2 \sin\alpha dr d\alpha d\phi \quad (3.1.21)$$

Haciendo el cambio de variable  $u = E_1 + E_2$  donde,  $E_1 = \sqrt{r^2 + m_A^2}$  y  $E_2 = \sqrt{r^2 + m_B^2}$ , implica que al resolver la integral radial, el diferencial  $dr$  queda dado por  $dr = E_1 E_2 \frac{du}{u}$ . Sustituyendo  $u$  y  $dr$  en la ecuación (3.1.21) obtenemos la siguiente expresión:

$$\Gamma(H \rightarrow l_A \bar{l}_B) = \frac{1}{32\pi^2 m_H} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_{(m_A + m_B)}^\infty |\mathcal{M}_{SME}|^2 \delta(m_H - u) \frac{r}{u} \sin\alpha du d\alpha d\phi \quad (3.1.22)$$

Finalmente, al resolver la integral usando la delta de Dirac  $\delta(m_H - u)$ , estamos haciendo que  $u$  tienda a  $m_H$ , lo cual implica que  $r$  deba ser evaluada en  $r = |\vec{p}|$ . Por lo tanto, la expresión final para la anchura de decaimiento del bosón de Higgs  $H \rightarrow l_A \bar{l}_B$  es:

$$\Gamma(H \rightarrow l_A \bar{l}_B) = \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 m_H^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\mathcal{M}_{SME}|^2 \sin\alpha d\alpha d\phi \quad (3.1.23)$$

La dependencia angular en los elementos en esta integral está implícita, pero es necesario obtener expresiones explicitas de estos términos para poder integrar sobre  $\alpha$  y  $\phi$ . Por este motivo,

**CAPÍTULO 3. LOS DECAIMIENTOS  $H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B$**   
**3.1. CÁLCULO DE LA ANCHURA DE DECAIMIENTO**

---

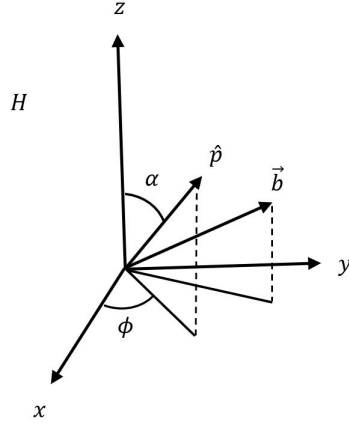


Figura 3.1: Marco de reposo del bosón de Higgs

es necesario desarrollar los productos internos  $(b^{AB} \cdot p_1)^2$ ,  $(b^{AB} \cdot p_2)^2$  y  $(b^{AB} \cdot p_1)(b^{AB} \cdot p_2)$ , los cuales, se encuentran en la ecuación (3.1.12). De esta forma, usando las relaciones en (3.1.15) se tiene que los productos internos se reescriben como:

$$\begin{aligned} (b^{AB} \cdot p_1) &= \frac{m_H}{2} \left[ (1 + x_A^2 - x_B^2) b_0^{AB} - \sqrt{1 - 2(x_A^2 + x_B^2) + (x_A^2 - x_B^2)^2} \vec{b}^{AB} \cdot \hat{p} \right] \\ (b^{AB} \cdot p_2) &= \frac{m_H}{2} \left[ (1 + x_B^2 - x_A^2) b_0^{AB} + \sqrt{1 - 2(x_A^2 + x_B^2) + (x_A^2 - x_B^2)^2} \vec{b}^{AB} \cdot \hat{p} \right] \end{aligned} \quad (3.1.24)$$

donde se ha usado el cambio de variable  $\vec{p} = \vec{p}_1 = -\vec{p}_2$  de forma que  $\hat{p}$  surge de  $\vec{p} = |\vec{p}|\hat{p}$ . De igual forma se introduce la definición de  $x_A$  y  $x_B$  como:

$$x_A \equiv \frac{m_A}{m_H} \quad ; \quad x_B \equiv \frac{m_B}{m_H} \quad (3.1.25)$$

Así, tomando el sistema coordenado que se muestra en la figura (3.1), los productos internos muestran dependencia angular pues, debido a que  $\hat{p}$  se define como  $\hat{p} = \text{sen}\alpha\text{cos}\phi\hat{x} + \text{sen}\alpha\text{sen}\phi\hat{y} + \text{cos}\alpha\hat{z}$ , estos se pueden expresar en términos de los ángulos  $\alpha$  y  $\phi$ . Por lo tanto, al sustituir las expresiones halladas en el cuadrado de la amplitud invariante, se obtiene finalmente que la expresión que la describe es:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{SME}|^2 &= \frac{g^2}{4m_W^2} \left[ 2m_H^2 [(x_A + x_B)^2 - 1] (b^{AB})^2 + \frac{2F_1 m_H^2}{(x_A + x_B)^2} (b_0^{AB})^2 + \right. \\ &\quad \frac{2m_H^2 [1 - 4(x_A - x_B)^2] (1 - 2(x_A^2 + x_B^2) + (x_A^2 - x_B^2)^2)}{(x_A - x_B)^2} (\vec{b}^{AB} \cdot \hat{p})^2 + \\ &\quad \left. \frac{4m_H^2 \sqrt{(1 - 2(x_A^2 + x_B^2) + (x_A^2 - x_B^2)^2)} [1 - 4(x_A^2 + x_B^2) + 4(x_A^2 - x_B^2)^2]}{x_A^2 - x_B^2} (b_0^{AB}) (\vec{b}^{AB} \cdot \hat{p}) \right] \end{aligned} \quad (3.1.26)$$

donde  $F_1$  está dado por:

$$\begin{aligned} F_1 &= [-4(x_A^6 + x_B^6 + 2x_A^5 x_B - x_A^4 x_B^2 - 4x_A^3 x_B^3 - x_A^2 x_B^4 + 2x_A x_B^5) + \\ &\quad 12x_A^3 x_B + 10x_A^2 x_B^2 + 12x_A x_B^2 + 7(x_A^4 + x_B^4) - 4(x_A^2 + x_B^2) - 4x_A x_B + 1] \end{aligned} \quad (3.1.27)$$

Al sustituir (3.1.26) en (3.1.23) se obtienen un conjunto de integrales por resolver. Estas integrales se dividen en dos tipos: aquellas que tienen dependencia angular y aquellas que no. Las

integrales que no tienen dependencia angular se transforman directamente en factores de  $4\pi$ . Por otro lado, las que sí tienen dependencia angular, son de dos tipos y tienen la siguiente forma y solución:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi (\vec{b}^{AB} \cdot \hat{p}) \sin\alpha d\alpha d\phi = 0 \quad (3.1.28)$$

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi (\vec{b}^{AB} \cdot \hat{p})^2 \sin\alpha d\alpha d\phi = \frac{4\pi}{3} (\vec{b}^{AB})^2$$

De este modo, al sustituir las soluciones de las integrales y usando las relaciones halladas en (3.1.15), se obtiene una expresión para  $\Gamma(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B)$ . Así, la expresión resultante se simplifica realizando álgebra, y al multiplicarse por un factor de 2, obtenemos la anchura  $\Gamma(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B + \ell_B \bar{\ell}_A)$ , la cual queda escrita en función de las masas  $m_A, m_B, m_W, m_H$  y de los coeficientes  $b_0^{AB}$  y  $\vec{b}^{AB}$ :

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B + \ell_B \bar{\ell}_A) = & \frac{\alpha}{4s_W^2 x_W^2} m_H \sqrt{[1 - 2(x_A^2 + x_B^2) + (x_A^2 - x_B^2)^2]} \\ & \left[ \left( \frac{b_0^{AB}}{m_H} \right)^2 \left[ \frac{F_1}{(x_A + x_B)^2} + [(x_A + x_B)^2 - 1] \right] + \right. \\ & \left. \left( \frac{|\vec{b}^{AB}|}{m_H} \right)^2 \left[ \frac{(1 - 2(x_A^2 + x_B^2) + (x_A^2 - x_B^2)^2)[1 - 4(x_A - x_B)^2]}{3(x_A - x_B)^2} - [(x_A + x_B)^2 - 1] \right] \right] \end{aligned} \quad (3.1.29)$$

donde se ha definido a  $x_W$  como  $x_W \equiv \frac{m_W}{m_H}$ .

### 3.2. Discusión de resultados

La expresión para  $\Gamma(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B + \ell_B \bar{\ell}_A)$  se puede analizar tomando en cuenta las diferencias entre los ordenes de magnitud de las masas de los leptones  $\tau, \mu, e$ . De tal forma que, si asumimos que  $m_B < m_A$  y tomamos los casos donde  $H \rightarrow \mu e$ ,  $H \rightarrow \tau \mu$  y  $H \rightarrow \tau e$  podríamos despreciar el término  $x_B$  frente a  $x_A$ , puesto que  $x_B$  es el término que incluye al leptón menos masivo. Así, haciendo que  $x_B \rightarrow 0$ , la ecuación (3.1.29) se reduce de la siguiente forma:

$$\Gamma(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B + \ell_B \bar{\ell}_A) = \frac{\alpha(1 - x_A^2)^{3/2}}{12s_W^2 x_A^2 x_W^2} m_H \left[ 3 \left( \frac{b_0^{AB}}{m_H} \right)^2 (1 - 2x_A^2)^2 + \left( \frac{|\vec{b}^{AB}|}{m_H} \right)^2 (1 - 2x_A^2 + 4x_A^2) \right] \quad (3.2.1)$$

Por otra parte, aunque  $x_A$  es muy pequeño, no podemos tomar el límite cuando  $x_A \rightarrow 0$ , puesto que al hacer esto, nuestra expresión para la anchura diverge. Por lo tanto, es conveniente hacer una expansión en serie alrededor de 0, de tal forma que fijándonos en el término dominante de la serie obtenemos la siguiente expresión

$$\Gamma(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B + \ell_B \bar{\ell}_A) = \frac{\alpha}{6s_W^2 x_W^2} m_H \left[ 3 \left( \frac{b_0^{AB}}{m_H} \right)^2 \left( \frac{1}{2x_A^2} - 3 \right) + \left( \frac{|\vec{b}^{AB}|}{m_H} \right)^2 \left( \frac{1}{2x_A^2} - 2 \right) \right] \quad (3.2.2)$$

cabe recalcar que la expansión se ha hecho solo hasta primer orden.

Finalmente, observando los términos  $(\frac{1}{2x_A^2} - 3)$  y  $(\frac{1}{2x_A^2} - 2)$ , vemos que los factores independientes a  $x_A$  son despreciables debido a la magnitud de  $\frac{1}{2x_A^2}$ . Así, la expresión para la anchura de

decaimiento queda escrita como:

$$\Gamma(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B + \ell_B \bar{\ell}_A) = \frac{\alpha m_H}{12s_W^2} \left(\frac{m_H}{m_A}\right)^2 \left(\frac{m_H}{m_W}\right)^2 \left[ 3 \left(\frac{b_0^{AB}}{m_H}\right)^2 + \left(\frac{|\vec{b}^{AB}|}{m_H}\right)^2 \right] \quad (3.2.3)$$

Usando los siguiente valores para las masas

$$\begin{aligned} m_H &= 125.1 GeV \\ m_W &= 80.3 GeV \\ m_e &= 0.5 \times 10^{-3} GeV \\ m_\mu &= 0.1 GeV \\ m_\tau &= 1.7 GeV \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

tenemos que la ecuación (3.2.3) toma las siguientes formas para cada combinación de leptones:

$$\Gamma(H \rightarrow \tau^- e^+ + e^- \tau^+) = (4.48 \times 10^3) \left[ 3 \left(\frac{b_0^{\tau e}}{m_H}\right)^2 + \left(\frac{|\vec{b}^{\tau e}|}{m_H}\right)^2 \right] \quad (3.2.5)$$

$$\Gamma(H \rightarrow \tau^- \mu^+ + \mu^- \tau^+) = (4.48 \times 10^3) \left[ 3 \left(\frac{b_0^{\tau \mu}}{m_H}\right)^2 + \left(\frac{|\vec{b}^{\tau \mu}|}{m_H}\right)^2 \right] \quad (3.2.6)$$

$$\Gamma(H \rightarrow \mu^- e^+ + e^- \mu^+) = (1.29 \times 10^6) \left[ 3 \left(\frac{b_0^{\mu e}}{m_H}\right)^2 + \left(\frac{|\vec{b}^{\mu e}|}{m_H}\right)^2 \right] \quad (3.2.7)$$

Observando los ordenes de magnitud podemos notar que el resultado es altamente sensitivo al valor de la masa del leptón  $\ell_A$ .

Por otra parte, para calcular la probabilidad relativa de que el bosón de Higgs decaiga a los dos canales de leptones de distinto sabor, hacemos uso del branching ratio  $BR(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B + \ell_B \bar{\ell}_A)$ , el cual está dado por la siguiente relación

$$BR(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B + \ell_B \bar{\ell}_A) = \frac{\Gamma(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B + \ell_B \bar{\ell}_A)}{\Gamma_H^{tot}} \quad (3.2.8)$$

donde  $\Gamma_H^{tot}$  es la anchura total de decaimiento del bosón de Higgs, la cual tiene un valor de  $\Gamma_H^{tot} = 4 \times 10^{-3} GeV$ . Así, usando (3.2.3) y sustituyéndola en (3.2.8) obtenemos la siguiente expresión:

$$BR(H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B + \ell_B \bar{\ell}_A) = \frac{\alpha}{12s_W^2} \left(\frac{m_H}{\Gamma_H^{tot}}\right) \left(\frac{m_H}{m_A}\right)^2 \left(\frac{m_H}{m_W}\right)^2 \left[ 3 \left(\frac{b_0^{AB}}{m_H}\right)^2 + \left(\frac{|\vec{b}^{AB}|}{m_H}\right)^2 \right] \quad (3.2.9)$$

Nuevamente, usando los valores numéricos para las masas y el valor para la anchura total de decaimiento del Higgs  $\Gamma_H^{tot}$ , obtenemos los siguientes valores:

$$BR(H \rightarrow \tau^- e^+ + e^- \tau^+) = (1.12 \times 10^6) \left[ 3 \left(\frac{b_0^{\tau e}}{m_H}\right)^2 + \left(\frac{|\vec{b}^{\tau e}|}{m_H}\right)^2 \right] \quad (3.2.10)$$

$$BR(H \rightarrow \tau^- \mu^+ + \mu^- \tau^+) = (1.12 \times 10^6) \left[ 3 \left(\frac{b_0^{\tau \mu}}{m_H}\right)^2 + \left(\frac{|\vec{b}^{\tau \mu}|}{m_H}\right)^2 \right] \quad (3.2.11)$$



**CAPÍTULO 3. LOS DECAIMIENTOS  $H \rightarrow \ell_A \bar{\ell}_B$**   
**3.2. DISCUSIÓN DE RESULTADOS**

---

$$BR(H \rightarrow \mu^- e^+ + e^- \mu^+) = (3.24 \times 10^8) \left[ 3 \left( \frac{b_0^{\mu e}}{m_H} \right)^2 + \left( \frac{|\vec{b}^{\mu e}|}{m_H} \right)^2 \right] \quad (3.2.12)$$

Podemos notar que en ambos resultados, tanto las anchuras de decaimiento como los branching ratios, dependen de los coeficientes  $b_0^{AB}$  y  $\vec{b}^{AB}$ , los cuales deben ser acotados usando datos experimentales.



## Capítulo 4

# Conclusiones y perspectivas

En este trabajo de tesis se ha presentado un estudio de cambio de sabor leptónico mediado por el bosón de Higgs en el contexto de la Extensión del Modelo Estándar, la cual es una teoría efectiva que incorpora la violación de la simetría de Lorentz y de CPT. En particular, se ha estudiado la razón de decaimiento de los procesos  $H \rightarrow l_A l_B$  con  $l_A, l_B = e, \mu, \tau$ , inducidos a nivel de árbol por el sector leptónico de este modelo que viola CPT a través de un coeficiente dado por un 4 - *vector* constante.

Como resultado notable de este estudio se ha encontrado que la fracción de decaimiento es altamente sensible al valor de las masas de los leptones en los cuales ocurre la desintegración. En el límite cuando se ignora  $m_B$  frente a  $m_A$ , la cual es una muy buena aproximación, la fracción de decaimiento puede ser escrita como:

$$BR(H \rightarrow l_A \bar{l}_B + l_B \bar{l}_A) = \frac{\alpha}{12s_W^2} \left( \frac{m_H}{\Gamma_H^{tot}} \right) \left( \frac{m_H}{m_A} \right)^2 \left( \frac{m_H}{m_W} \right)^2 \left[ 3 \left( \frac{b_0^{AB}}{m_H} \right)^2 + \left( \frac{|\vec{b}^{AB}|}{m_H} \right)^2 \right] \quad (4.0.1)$$

De esta expresión se puede apreciar que la fracción de decaimiento es altamente sensible al valor de la masa  $m_A$ , ya que depende inversamente del cuadrado de dicha masa. A simple vista, este resultado nos dice que el canal de decaimiento  $\mu e$  es más importante que los canales  $\tau e$  o  $\tau \mu$  por un factor de dos órdenes de magnitud. Sin embargo, debe tomarse en cuenta que la fracción de decaimiento también depende de los coeficientes  $(b_0^{AB})^2$  y  $(\vec{b}^{AB})^2$ , cuyos valores, los cuales no presentamos aquí, deben ser estimados a partir de resultados experimentales.

Como perspectiva del trabajo, nos gustaría comentar que ya se tiene contemplado establecer cotas para los coeficientes de Lorentz  $b_0^{AB}$  y  $\vec{b}^{AB}$  usando límites experimentales sobre los decaimientos electromagnéticos con cambio de sabor leptónico  $l_A \rightarrow l_B \gamma$ .



# Bibliografía

- [1] Werner Heisenberg. Quantum theory of fields and elementary particles. *Scientific Review Papers, Talks, and Books Wissenschaftliche Übersichtsartikel, Vorträge und Bücher*, pages 552–561, 1984.
- [2] Nathan Seiberg and Edward Witten. String theory and noncommutative geometry. *Journal of High Energy Physics*, 1999(09):032–032, Sep 1999.
- [3] D. Colladay and V. Alan Kostelecký. Lorentz-violating extension of the standard model. *Phys. Rev. D*, 58:116002, Oct 1998.
- [4] G. Ahuatzin, I. Bautista, J. A. Hernández-López, F. Ramírez-Zavaleta, and J. J. Toscano. Decay  $b \rightarrow s$  in the presence of a constant antisymmetric tensor field. *Physical Review D*, 82(5), Sep 2010.
- [5] A Moyotl, H Novales-Sánchez, JJ Toscano, and ES Tututi. Gauge invariant electromagnetic properties of fermions induced by cpt-violation in the standard model extension. *International Journal of Modern Physics A*, 29(08):1450039, 2014.
- [6] JI Aranda, F Ramirez-Zavaleta, FJ Tlachino, JJ Toscano, and ES Tututi. Lorentz-violating effects on pair production of w bosons in photon collisions. *International Journal of Modern Physics A*, 29(31):1450180, 2014.
- [7] JI Aranda, F Ramirez-Zavaleta, DA Rosete, FJ Tlachino, JJ Toscano, and ES Tututi. Effects of lorentz violation through the  $\gamma e \rightarrow w \nu e$  process in the standard model extension. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 41(5):055003, 2014.
- [8] J Castro-Medina, H Novales-Sanchez, JJ Toscano, and ES Tututi. Decays  $z \rightarrow \gamma \gamma$  and  $z \rightarrow gg$  in the standard model extension. *International Journal of Modern Physics A*, 30(35):1550216, 2015.
- [9] LD Landau et al. Niels bohr and the development of physics. *Pergamon Press*, 1955.
- [10] Oscar W Greenberg. C p t violation implies violation of lorentz invariance. *Physical Review Letters*, 89(23):231602, 2002.
- [11] Dan Hooper, Dean Morgan, and Elizabeth Winstanley. Lorentz and c p t invariance violation in high-energy neutrinos. *Physical Review D*, 72(6):065009, 2005.
- [12] V Alan Kostelecký and Stuart Samuel. Spontaneous breaking of lorentz symmetry in string theory. *Physical Review D*, 39(2):683, 1989.
- [13] Yoshiyuki Fukuda, T Hayakawa, E Ichihara, K Inoue, K Ishihara, Hirokazu Ishino, Y Itow, T Kajita, J Kameda, S Kasuga, et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, 81(8):1562, 1998.

- [14] SnO Collaboration et al. Measurement of the rate of  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ -interactions produced by 8b solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory. *arXiv preprint nucl-ex/0106015*, 2001.
- [15] Q Retal Ahmad, RC Allen, TC Andersen, JD Anglin, JC Barton, EW Beier, M Bercovitch, J Bigu, SD Biller, RA Black, et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the sudbury neutrino observatory. *Physical review letters*, 89(1):011301, 2002.
- [16] LG Benitez-Guzmán, I García-Jiménez, MA López-Osorio, E Martínez-Pascual, and JJ Toscano. Revisiting the flavor changing neutral current higgs decays in the standard model. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 42(8):085002, 2015.
- [17] A Fernandez, C Pagliarone, F Ramirez-Zavaleta, and JJ Toscano. Higgs-mediated double flavor violating top decays in effective theories. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37(8):085007, 2010.
- [18] JI Aranda, A Cordero-Cid, F Ramirez-Zavaleta, JJ Toscano, and ES Tututi. Higgs mediated flavor violating top quark decays  $t \rightarrow u i h$ ,  $u i \gamma$ ,  $u i \gamma \gamma$ , and the process  $\gamma \gamma \rightarrow t c$  in effective theories. *Physical Review D*, 81(7):077701, 2010.
- [19] MA López-Osorio, E Martínez-Pascual, and JJ Toscano. Implications of lorentz violation on higgs-mediated lepton flavor violation. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 43(2):025003, 2016.
- [20] JI Aranda, A Flores-Tlalpa, F Ramirez-Zavaleta, FJ Tlachino, JJ Toscano, and ES Tututi. Effective lagrangian description of higgs mediated flavor violating electromagnetic transitions: Implications on lepton flavor violation. *Physical Review D*, 79(9):093009, 2009.
- [21] J Lorenzo Diaz-Cruz and JJ Toscano. Lepton flavor violating decays of higgs bosons beyond the standard model. *Physical Review D*, 62(11):116005, 2000.
- [22] Eric Braaten and JP Leveille. Higgs-boson decay and the running mass. *Physical Review D*, 22(3):715, 1980.
- [23] Jan Paul Asmuss. Higgs physics within and beyond the standard model at cms. In *11th High Energy Physics International Conference in Madagascar*, number PUBDB-2019-03908. LHC/CMS Experiment, 2019.
- [24] O. J. Franca, R. Montemayor, and L. F. Urrutia. Emergent electrodynamics from the nambu model for spontaneous lorentz symmetry breaking. *Phys. Rev. D*, 85:085008, Apr 2012.
- [25] Don Colladay and V Alan Kostelecký. Cpt violation and the standard model. *Physical Review D*, 55(11):6760, 1997.
- [26] Don Colladay and Patrick McDonald. Redefining spinors in lorentz-violating quantum electrodynamics. *Journal of Mathematical Physics*, 43(7):3554–3564, Jul 2002.
- [27] A. Denner, , S. Heinemeyer, I. Puljak, D. Rebuffi, and M. Spira. Standard model higgs-boson branching ratios with uncertainties. *The European Physical Journal C*, 71(9), sep 2011.
- [28] Michael E Peskin. *An introduction to quantum field theory*. CRC press, 2018.