



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

Decaimientos  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) en el modelo de dos  
dobletes de Higgs

Tesis presentada al

**Posgrado en Física Aplicada**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Maestro en Ciencias (Física Aplicada)**

por

Ricardo Sánchez Vélez

asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.  
Junio de 2016





Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

Decaimientos  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) en el modelo de dos  
dobletes de Higgs

Tesis presentada al

**Posgrado en Física Aplicada**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Maestro en Ciencias (Física Aplicada)**

por

Ricardo Sánchez Vélez

asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.  
Junio de 2016



**Título:** Decaimientos  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) en el modelo de dos  
dobletes de Higgs

**Estudiante:** RICARDO SÁNCHEZ VÉLEZ

COMITÉ

---

Dr. Javier Miguel  
Hernández López  
Presidente

---

Dr. Alfonso Rosado  
Sánchez  
Secretario

---

Dr. Jaime Hernández  
Sánchez  
Vocal

---

J. Lorenzo Díaz Cruz  
Suplente

---

Dr. Gilberto Tavares Velasco  
Asesor

# Índice general

Índice de figuras	v
Índice de tablas	vii
Resumen	xi
Introducción	xiii
<b>1. El Modelo estándar</b>	<b>1</b>
1.1. Antecedentes históricos . . . . .	1
1.2. Simetrías de norma . . . . .	4
1.2.1. El teorema de Noether . . . . .	6
1.3. Electrodinámica cuántica . . . . .	8
1.4. El modelo estándar antes del rompimiento de la simetría electrodébil . . . . .	9
<b>2. Física del bosón de Higgs</b>	<b>13</b>
2.1. El mecanismo de Higgs . . . . .	13
2.1.1. El teorema de Goldstone . . . . .	13
2.1.2. El mecanismo de Higgs en una teoría abeliana . . . . .	14
2.2. El mecanismo de Higgs en el modelo estándar . . . . .	16
2.3. La partícula de Higgs en el modelo estándar . . . . .	18
2.4. Decaimientos del bosón de Higgs en el modelo estándar . . . . .	19
2.4.1. Decaimientos a quarks y leptones . . . . .	19
2.4.2. Decaimiento a bosones de norma electrodébiles . . . . .	20
2.4.3. Decaimientos $H \rightarrow \gamma\gamma$ , $H \rightarrow \gamma Z$ y $H \rightarrow gg$ . . . . .	21
2.5. Modos de producción del bosón de Higgs . . . . .	23
2.5.1. Fusión de gluones . . . . .	24
2.5.2. Fusión de bosones vectoriales . . . . .	24
<b>3. El Modelo de dos dobletes de Higgs</b>	<b>27</b>
3.1. Fallas del modelo estándar . . . . .	27
3.2. El modelo de dos dobletes de Higgs . . . . .	28
3.2.1. Lagrangiana para el MDDH . . . . .	29
3.2.2. El sector escalar del MDDH . . . . .	29
3.3. Modelos con conservación de sabor . . . . .	31
3.4. Modelo con CNCS a nivel árbol . . . . .	32
3.5. Decaimientos del bosón de Higgs en el MDDH . . . . .	34
3.6. Modos de producción del bosón de Higgs . . . . .	35
3.6.1. Fusión de gluones . . . . .	35
3.6.2. Otros modos de producción . . . . .	36

<b>4. Decaimientos <math>h \rightarrow Z\gamma\gamma</math> y <math>H \rightarrow Z\gamma\gamma</math> en el MDDH</b>	<b>37</b>
4.1. Contribución de diagramas de caja . . . . .	37
4.2. Contribución de los diagramas de triángulo . . . . .	42
4.3. Anchura de decaimiento . . . . .	44
4.3.1. Decaimiento $\phi' \rightarrow AZ$ seguido por el decaimiento $A \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	44
4.3.2. Integración en el espacio fase del decaimiento a tres cuerpos $\phi' \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	45
<b>5. Decaimiento <math>A \rightarrow Z\gamma\gamma</math> en el MDDH</b>	<b>49</b>
5.1. Contribución de diagramas de caja . . . . .	49
5.2. Contribución de los diagramas de triángulo . . . . .	51
5.3. Integración en el espacio fase . . . . .	53
5.3.1. Decaimiento $A \rightarrow Z\phi'$ seguido por el decaimiento $\phi' \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	53
5.3.2. Integración en el espacio fase para el decaimiento a tres cuerpos $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	54
<b>6. Análisis numérico y discusión de los resultados</b>	<b>57</b>
6.1. Decaimiento $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	58
6.2. Decaimiento $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	60
6.3. Decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	61
6.4. Conclusiones . . . . .	62
<b>A. Decaimientos de los bosones escalar y pseudoescalar</b>	<b>67</b>
A.1. Decaimientos del bosón de Higgs pesado . . . . .	67
A.1.1. Decaimientos a nivel árbol . . . . .	67
A.1.2. Decaimientos a dos cuerpos a nivel de un lazo . . . . .	70
A.2. Decaimientos de un bosón pseudoescalar $A$ . . . . .	72
A.2.1. Decaimientos a nivel árbol . . . . .	72
A.2.2. Decaimientos a un lazo . . . . .	73
A.2.3. Constantes de acoplamiento en el 2HDMII . . . . .	74
<b>B. Bibliografía</b>	<b>75</b>

# Índice de figuras

2.1. Potencial $V$ de un campo escalar $\phi$ en el caso de $\mu^2 > 0$ (izquierda) y $\mu^2 < 0$ (derecha). . . . .	13
2.2. Diagrama de Feynman para el decaimiento del bosón de Higgs a fermiones. . . . .	19
2.3. Diagramas de Feynman de las correcciones a un lazo de QCD para el decaimiento a un par de quarks. . . . .	20
2.4. Diagramas de Feynman para los decaimientos del bosón de Higgs a un par de bosones de norma reales y/o virtuales. . . . .	21
2.5. Diagramas de Feynman para el decaimiento del bosón de Higgs a) a dos fotones (o bien el par $Z\gamma$ ) y b) a dos gluones. . . . .	22
2.6. Diagramas de Feynman representativos para la producción del bosón de Higgs en un colisionador de hadrones. Se incluyen a) fusión de gluones, b) fusión de bosones vectoriales y producción asociada de c) $WH$ , $ZH$ o d) $t\bar{t}H$ . . . . .	24
4.1. Reglas de Feynman para los bosones escalares $h$ y $H$ y el pseudoescalar $A$ en el MDDH. . . . .	38
4.2. Reglas de Feynman para los propagadores de una partícula fermionica y de un bosón vectorial, así como para las interacciones del fotón y del bosón $Z$ con un par de fermiones. . . . .	38
4.3. Diagramas de caja que contribuyen al decaimiento $\phi' \rightarrow Z\gamma\gamma$ , en donde $\phi'$ puede ser un bosón escalar ligero $h$ o uno pesado $H$ . Los diagramas restantes se obtienen al intercambiar los fotones en cada uno de los diagramas. . . . .	39
4.4. Diagramas de Feynman de triángulo que contribuyen al decaimiento $\phi' \rightarrow ZZ^* \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	42
4.5. Diagramas de Feynman de triángulo correspondientes al proceso $\phi' \rightarrow ZA^* \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	43
5.1. Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Tres diagramas adicionales se obtienen al intercambiar los fotones en cada diagrama. . . . .	49
5.2. Diagramas de Feynman de triángulo que contribuyen al decaimiento $A \rightarrow Z\phi'^* \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Los diagramas en donde se intercambian los fotones no se muestran. . . . .	52
6.1. Anchura de decaimiento del proceso $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ como función de $m_h$ en el MDDH tipo II. Se ha usado $\sin(\beta - \alpha) = 1$ por lo que la anchura de decaimiento no depende del valor de $\tan\beta$ . . . . .	58
6.2. Gráfica de la distribución de energía $d\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$ como función de energía del bosón $Z$ para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs en el MDDH tipo II. Se ha usado $\sin(\beta - \alpha) = 1$ por lo que la distribución no depende del valor de $\tan\beta$ . . . . .	59
6.3. Distribución de la masa invariante $d\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma'}$ como función de $m_{\gamma\gamma'}$ para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs en el MDDH tipo II. Se ha usado $\sin(\beta - \alpha) = 1$ por lo que la distribución no depende del valor de $\tan\beta$ . . . . .	59

6.4.	Branching ratios para los decaimientos principales del bosón de Higgs pesado $H$ en el MDDH tipo II como función de $m_H$ . Se tomó $\sin(\beta - \alpha) = 1$ y hemos considerado los siguientes valores para los parámetros libres: $t_\beta = 5, 10$ y $15$ ; $m_A = 200$ y $800$ GeV. . . . .	60
6.5.	Gráfica de la distribución de energía $d\Gamma(H \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$ como función de energía del bosón $Z$ en el MDDH tipo II para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs pesado. Se usa $m_A = 450$ GeV y $\tan\beta = 25$ . . . . .	61
6.6.	Distribución de masa invariante $d\Gamma(H \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma'}$ como función de $m_{\gamma\gamma'}$ en el MDDH tipo II para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs pesado. Se usa $m_A = 450$ GeV y $\tan\beta = 25$ . . . . .	62
6.7.	Branching ratios para el decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ como función de $m_A$ en el MDDH tipo II. Se incluyen los canales principales de decaimiento del pseudoescalar $A$ . Se tomó $\sin(\beta - \alpha) = 1$ y se consideraron los siguiente valores para los parámetros del modelo: $t_\beta = 5, 10$ y $15$ GeV; $m_H = 210$ . . . . .	63
6.8.	Gráfica de distribución de energía $\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$ como función de energía del bosón $Z$ en el MDDH tipo II para diferentes valores de la masa del pseudoescalar. Se usa $m_H = 450$ GeV y $\tan\beta = 25$ . . . . .	64
6.9.	Distribución de masa invariante $d\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma'}$ como función de $m_{\gamma\gamma'}$ en el MDDH tipo II para diferentes valores de $m_A$ . Se usa $m_H = 450$ GeV y $\tan\beta = 25$ . . . . .	64
A.1.	Reglas de Feynman para las interacciones de un bosón escalar neutro $H$ . Todos los 4-momentos están entrando al vértice. $S$ puede ser un bosón escalar neutro, un bosón pseudoescalar neutro o un bosón escalar cargado. . . . .	67
A.2.	Reglas de Feynman adicionales para el cálculo de las anchuras de decaimiento de un bosón escalar neutro $H$ . Todos los 4-momentos están entrando al vértice. Además $\Gamma^{\alpha\mu\nu}(k_1, k_2, k_3) = (k_1 - k_2)^\alpha g^{\mu\nu} + (k_2 - k_3)^\mu g^{\nu\alpha} + (k_3 - k_1)^\nu g^{\alpha\mu}$ y $\Sigma^{\alpha\beta\mu\nu} = 2g^{\alpha\beta} g^{\mu\nu} - g^{\alpha\mu} g^{\beta\nu} - g^{\alpha\nu} g^{\beta\mu}$ . . . . .	68
A.3.	Reglas de Feynman necesarias para el cálculo de las anchuras de decaimiento de un pseudoescalar $A$ . Todos los 4-momentos están entrando al vértice y $S$ representa un bosón escalar. . . . .	72

# Índice de tablas

1.1. Familias de los leptones. . . . .	2
1.2. Familias de los quarks. . . . .	3
1.3. Propiedades de las partículas mediadoras de las fuerzas fundamentales incluidas en el modelo estándar. . . . .	3
3.1. Acoplamiento de Yukawa de los fermiones a los bosones de Higgs neutros $h, H, A$ en los MDDH tipo I y II. Los acoplamientos para los bosones de Higgs cargados se siguen de la Ecuación (3.21) . . . . .	33
6.1. Constantes de acoplamiento a nivel árbol para los bosones de Higgs neutros $h, H$ y $A$ a los fermiones y a los bosones de norma en el MDDH tipo II. . . . .	57
A.1. Constantes de acoplamiento para los vértices $HH^-H^+, HAA$ y $HH^+W^-$ . . . . .	74



# Agradecimientos

Le doy gracias a mis padres Rolando e Isabel por haberme acompañado y guiado en todo momento, por ser mi apoyo en los momentos de debilidad y por brindarme una vida llena de aprendizajes y sobretodo felicidad.

A mi hermano Andrei quien siempre ha sido parte importante en mi vida, por todo su apoyo y también por aquellos regaños y consejos que me han servido para ser una mejor persona, aunque no te hayas dado cuenta, me has enseñado a luchar con todo.

A mi compañera de aventuras interminables Celeste, mi fortaleza, mi pequeña. Hemos compartido tanto que mis logros se han vuelto tuyos. Tú te diste cuenta el trabajo que costo esta tesis, estuviste a mi lado incluso en las situaciones más tormentosas, siempre ayudándome y diciéndome que podía lograrlo. Apenas tienes una idea de todo lo que te amo.

Quiero agradecer de manera especial y sincera al Dr. Gilberto Tavares Velasco por su apoyo en mi trabajo, su capacidad para guiarme ha sido un aporte invaluable, no únicamente en la realización de esta tesis sino también en mi formación como estudiante.

Agradezco a CONACYT por el apoyo económico brindado durante la realización de este proyecto.

Quiero agradecer a la VIEP-BUAP por el apoyo económico otorgado durante la realización de este trabajo.



# Resumen

El modelo de dos dobletes de Higgs, el cual surge como una extensión al modelo estándar de las interacciones electrodébiles y fuerte, extiende el sector de Higgs permitiendo la aparición de nuevos bosones de Higgs físicos. Cuando el potencial de Higgs conserva CP, el modelo contiene dos bosones de Higgs cargados  $H^\pm$  y tres bosones neutros  $h, H$  y  $A$ . En este caso  $A$  es una partícula pseudoescalar, la cual no se acopla a los bosones vectoriales a nivel árbol. Este trabajo se enfoca en el estudio de la fenomenología de los bosones neutros en el marco del modelo de dos dobletes de Higgs tipo II. Para esto, se realiza el cálculo de los decaimientos a tres cuerpos  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ,  $\phi = h, H, A$ . Estos procesos surgen a nivel de un lazo, los cuales están mediados por partículas cargadas, por el bosón de norma  $Z$  y los propios bosones escalares. Debido a los parámetros libres que tiene la teoría, tales como las masas de los nuevos bosones escalares y los ángulos de mezcla  $\alpha$  y  $\beta$ , que intervienen en los acoplamientos entre los bosones de Higgs y los fermiones, resulta interesante estudiar este tipo de decaimientos ya que pueden arrojar alguna información si es que están al alcance de la detección experimental.



# Introducción

1De manera independiente, Peter Higgs, Francois Englert y Robert Brout propusieron en 1964 el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría, el cual dota de masa a las partículas elementales respetando el requerimiento de renormalizabilidad e invarianza de norma de la teoría [1, 2]. Gracias a este mecanismo, fue posible unir las interacciones electromagnética y débil en una sola teoría de campos, surgiendo de esta manera el modelo estándar de la interacciones electrodébiles. El entendimiento del mecanismo que rompe la simetría electrodébil y genera las masas de las partículas fundamentales es uno de los retos centrales de física de partículas.

La teoría electrodébil está basada en el grupo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Un doblete de  $SU(2)_L$  de campos escalares complejos es introducido y su componente neutra desarrolla un valor de expectación en el vacío. Como consecuencia, la simetría electrodébil es rota al grupo electromagnético. Tres de los cuatro grados de libertad introducidos en el doblete confieren masa para los bosones  $W^\pm$  y  $Z$ , mientras que el fotón se mantiene sin masa. Este mecanismo también explica el origen de la masa para los quarks y leptones a través de las interacciones de Yukawa con el campo escalar. Combinado con la cromodinámica cuántica (QCD), que es la teoría de las interacciones fuerte entre quarks de color, basado en el grupo de simetría  $SU(3)_C$ , el modelo estándar describe tres de las cuatro interacciones en la naturaleza. Las colaboraciones ATLAS y CMS en el LHC, encontraron una partícula correspondiente al bosón de Higgs con una masa de aproximadamente 125 GeV [3, 4]. Los últimos datos experimentales muestran que las propiedades de esta partícula concuerdan con las predicciones del modelo estándar. Después de este importante hallazgo, ahora la tarea es medir las propiedades del bosón de Higgs con la mayor precisión posible, ya que cualquier desviación a las predicciones del modelo estándar sería evidencia de nueva física. También es de gran interés corroborar si este bosón de Higgs es el único, tal y como predice el modelo estándar, o si existen otros bosones que participan en el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. Muchas extensiones del modelo estándar han sido propuestas con el paso de las décadas y muchas de estas contienen más de un doblete de Higgs. Estas extensiones pueden fácilmente tener una partícula escalar con una masa de aproximadamente 125 GeV pero también predicen desviaciones en sus acoplamientos. Algunas de las extensiones más simples del sector escalar son los modelos con dos dobletes de Higgs (MDDH) [5]. Los MDDH contienen 5 escalares de Higgs físicos: dos escalares neutros  $h$  y  $H$ , un higgs cargado  $H^\pm$  y un pseudoescalar  $A$ . Una de las restricciones para construir los MDDH son las denominadas corrientes neutras con cambio de sabor (CNCS) a nivel árbol, las cuales son típicas en este tipo de modelos. El requerimiento de la conservación de sabor restringe los modelos a cuatro diferentes clases, los cuales difieren por la manera en la cual los dobletes de Higgs se acoplan los fermiones. En la mayoría de los modelos se eliminan las CNCS imponiendo una simetría discreta  $Z_2$  en el cual los fermiones de una carga determinada se acoplan únicamente con uno de los dobletes de Higgs. Las dos versiones más familiares son el modelo tipo I, en la cual todos los fermiones se acoplan al mismo doblete de Higgs, y el modelo tipo II, en el cual los quarks con carga  $Q = 2/3$  se acoplan a un doblete y los quarks con carga  $Q = -1/3$  junto a los leptones se acoplan a otro doblete. Dos versiones adicionales surgen del intercambio de la asignación de los leptones. En el modelo Lepton-specific todos los quarks se acoplan a un doblete mientras que los leptones se acoplan a otro doblete, y el modelo flipped, en el cual los quarks con carga  $Q = 2/3$  y leptones se acoplan a un doblete mientras que los quarks  $Q = -1/3$  se acoplan a otro. Todos estos modelos han sido extensivamente estudiados en la literatura [6].

El principal propósito de este trabajo es el estudio de los decaimientos  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  en donde  $\phi$  puede ser un bosón de Higgs ligero, uno pesado o una partícula pseudoescalar pertenecientes al modelo de dos dobletes de Higgs. Este tipo de decaimientos, los cuales han sido poco estudiados en la literatura, ocurren a nivel de un lazo y están mediados por lazos que contienen partículas cargadas. El cálculo del decaimiento  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MDDH no difiere mucho de los resultados obtenidos para el modelo estándar, los cuales se encuentran reportados en [7]. El contenido de la tesis es el siguiente. En el primer capítulo se presenta una introducción a los aspectos más generales del modelo estándar de las interacciones electrodébiles. En el segundo capítulo se muestra como se lleva a cabo el mecanismo de Higgs junto con algunos comentarios asociados con los modos de producción y los canales de decaimiento del bosón de Higgs en el modelo estándar. En el tercer capítulo se discuten algunas de las motivaciones para el estudio de modelos de extensión al modelo estándar, así como una breve descripción de los aspectos teóricos de los modelos con dos dobletes de Higgs. En los capítulos 4 y 5 se muestran los cálculos para el decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  con  $\phi = h, H, A$ , en donde se muestran las expresiones más generales a las amplitudes, así como los cálculos de las anchuras de decaimiento, la distribución de la anchura de decaimiento con respecto a la masa invariante del par de fotones del estado final y la distribución de energía del bosón  $Z$ . Finalmente, en el sexto capítulo se muestra el análisis de los resultados obtenidos seguidos de las conclusiones del trabajo.

# Capítulo 1

## El Modelo estándar

### 1.1. Antecedentes históricos

Se podría decir que el estudio de la física de partículas elementales nació cuando el físico inglés Sir Joseph John Thomson descubrió el electrón. Aunque la existencia del electrón fue propuesta por el físico Irlandés G. Johnstone Stoney como unidad de carga en el campo de la electroquímica, fue Thomson quien en el año de 1897, mientras estudiaba el comportamiento de los rayos catódicos, llevó acabo el descubrimiento de esta partícula fundamental. En sus experimentos, Thomson logró calcular la relación entre la masa del electrón  $m_e$  y su carga eléctrica  $e$ . La llamada carga elemental  $e$  es una de las constantes físicas fundamentales y su valor exacto es de gran importancia. En 1909, Robert Millikan logró calcular el valor de la carga elemental en su celebre experimento de la gota de aceite.

Después del descubrimiento del electrón otras partículas fueron descubiertas, tal es el caso de los neutrones y protones, con masas de  $1836 m_e$  y  $1840 m_e$  respectivamente. Por un gran tiempo se pensó que neutrones y protones eran partículas elementales, sin embargo, posteriormente se demostró que estas partículas poseen estructura interna. Estudios más avanzados acerca de la naturaleza del átomo revelaron que éste se encuentra formado por un núcleo, en el que se encuentran protones y neutrones, y electrones que orbitan a su alrededor. El átomo más simple es el de hidrógeno, con un protón constituyendo el núcleo y un electrón orbitando a su alrededor. En este punto nos encontramos con los primeros problemas en nuestro entendimiento del mundo cuántico, pues sabemos que una carga eléctrica en movimiento circular emite radiación y debido a la atracción electromagnética se podría pensar que el electrón terminaría colapsado en el núcleo del átomo. Sin embargo, esto no parece suceder. La mecánica cuántica viene a explicar este hecho, al mostrar que la manera en la que el electrón libera energía por radiación no es continua, sino que adquiere valores discretos. El siguiente elemento en la escala de complejidad es el helio, el cual posee dos protones en el núcleo y dos electrones que orbitan a su alrededor. En este ejemplo encontramos otro problema, pues los protones, por tener cargas iguales, deberían repelerse entre sí, lo que haría que el átomo se destruyera. En este caso una interacción adicional, lo suficientemente fuerte, actúa de tal forma que a pesar de la repulsión electromagnética los protones se mantienen dentro del núcleo. Esta es la llamada interacción nuclear fuerte, la cual veremos con mayor detalle más adelante. Con este conocimiento entendemos que los átomos, que conforman los diferentes tipos de elementos, son objetos que se van formando mediante arreglos distintos de protones y neutrones en el núcleo. Esto constituye la base de toda la materia que conforma los objetos de nuestro alrededor. En la naturaleza existen también elementos inestables. En estos casos, la atracción nuclear fuerte no es lo suficientemente intensa para poder mantener a todos los protones y neutrones dentro del núcleo, por lo que el núcleo se desprende de neutrones, favoreciendo la existencia de un número igual de protones y neutrones.

# CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

## 1.1. ANTECEDENTES HISTÓRICOS

La observación de que las masas de protones y neutrones son muy cercanas una de la otra sugiere la existencia de alguna simetría, en la cual, si no consideramos sus respectivas cargas eléctricas, ambas partículas pueden ser vistas como un solo estado que bajo la acción de un campo electromagnético se proyecta en dos componentes. A esta propiedad se le conoce como isospín. El neutrón y el protón se describen como componentes de un estado de isospín  $I = 1/2$  y la tercera componente de Isospín ( $I_3$ ) distingue a uno del otro:  $I_3 = 1/2$  para el protón y  $I_3 = -1/2$  para el neutrón. Hasta el momento, el estudio del electrón muestra que éste no tiene estructura y su tamaño es del orden de  $10^{-22}$  metros. Otros objetos similares al electrón, pero que difieren en la masa, son el muon ( $\mu$ ) con una masa de  $206 m_e$  y el tau ( $\tau$ ) con una masa de  $3477 m_e$ . Estas partículas junto con sus respectivos neutrinos: neutrino del electrón  $\nu_e$ , neutrino del muón  $\nu_\mu$ , y neutrino del tau  $\nu_\tau$ , se clasifican como leptones, cuyas propiedades se muestran en la Tabla 1.1. Se había mencionado que el núcleo puede emitir neutrones para aumentar su estabilidad, sin embargo, también se observa que en algunos casos los núcleos emiten un electrón mientras que aumentan su número de protones. Este proceso ocurre en un tiempo relativamente largo respecto al tiempo que los electrones efectúan una transición entre distintos niveles de energía o al tiempo en que ocurren los procesos mediados por la interacción fuerte. Éste es el fenómeno llamado decaimiento nuclear beta y es un ejemplo típico de la llamada interacción débil.

	Carga Eléctrica	Masa
electrón	-1	$\approx 0.511$ MeV
neutrino del electrón	0	$< 3$ eV
muon	-1	$\approx 105.66$ MeV
neutrino del muon	0	$< 0.19$ MeV
tau	-1	$\approx 1777.0$ MeV
neutrino del tau	0	$< 18.2$ MeV

Tabla 1.1: Familias de los leptones.

En el siglo XX se llevaron a cabo avances espectaculares en nuestro entendimiento de la física: se desarrolló la teoría de la relatividad, la cual nos dice que las coordenadas espaciales y el tiempo conforman un espacio de cuatro dimensiones y que las partículas solo pueden alcanzar una velocidad límite, a la que identificamos como velocidad de la luz. Con el desarrollo de la mecánica cuántica se entendió como se comporta la materia a las escalas subatómicas. Al unificar la mecánica cuántica y la teoría de la relatividad, Paul Adrien Maurice Dirac predijo la existencia de la antimateria, de la cual se encontró evidencia experimental en el año 1932 al encontrar el positrón (la antipartícula del electrón). Después se comprobó que el protón y el neutrón están conformados por elementos más pequeños: los quarks. Existen 6 tipos diferentes de quarks: quark up (**u**), quark down (**d**), quark charm (**c**), quark strange (**s**), quark bottom (**b**), quark top (**t**). Las partículas que están constituidas por quarks se llaman hadrones, los cuales se clasifican en bariones, que están formadas por 3 quarks o 3 antiquarks, y mesones, que están constituidos por un quark y un antiquark. El protón y el neutrón son los hadrones que se encuentran de manera abundante en la materia ordinaria: el protón está constituido por dos quarks tipo up y uno tipo down, mientras que el neutrón se compone de dos quarks down y un quark up. Una propiedad interesante de los quarks es que tienen carga eléctrica fraccionaria, de esta manera la suma algebraica de los quarks que constituyen un hadrón es siempre un múltiplo entero de  $e$  (ver Tabla 1.2). Debido a que los quarks siempre se encuentran confinados en los hadrones nunca se han detectado quarks libres.

Con el descubrimiento de las partículas elementales se intentó construir un modelo que pudiera explicar la interacción entre estas, con lo cual se llegó a construir como lo que hoy conocemos el Modelo Estándar (ME). El ME se elaboró y se corroboró con gran precisión a lo largo de la segunda mitad del siglo XX. Este modelo constituye, hasta el momento, la teoría más exitosa para

**CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR**  
1.1. ANTECEDENTES HISTÓRICOS

	Carga Eléctrica	Masa
up	2/3	1.5 ~ 5 MeV
down	-1/3	3 ~ 9 MeV
strange	-1/3	60 ~ 170 MeV
charmed	2/3	1.47 ~ 1.83 MeV
bottom	-1/3	4.6 ~ 5.1 GeV
top	2/3	174.3 ± 3.2 GeV

Tabla 1.2: Familias de los quarks.

describir las componentes más fundamentales de la materia y sus interacciones. Ejemplo de esto es la confirmación del ME en Julio de 2012, al descubrir una nueva partícula consistente con el bosón de Higgs. Además de este descubrimiento, el ME ha sido confirmado en muchos experimentos con una precisión impresionante.

El marco matemático con el que se describe el ME es la teoría cuántica de campos, la cual es una teoría que surge de la extensión relativista de la mecánica cuántica y que describe a las partículas como excitaciones o cuantos de un campo (como el eléctrico y el magnético) y que además toma en cuenta que el número de estas partículas puede cambiar en el proceso, es decir, en algunos procesos unas partículas pueden decaer (transformarse) en otras partículas, pero también se pueden crear nuevas partículas.

En la mecánica cuántica las partículas se distinguen en dos grupos: los bosones, que tienen espín entero y los fermiones, que tienen espín semi-entero. Las propiedades estadísticas de bosones y fermiones son muy diferentes. Los bosones siguen la estadística de Bose-Einstein y se pueden agrupar en un mismo estado cuántico, mientras que los fermiones siguen la estadística de Fermi-Dirac, donde dos partículas con los mismos números cuánticos no pueden estar en un mismo estado. En el ME todas las partículas elementales que conforman la materia son fermiones, mientras que todas las partículas que transmiten o son mediadores de las fuerzas son bosones. De esta manera, podemos describir a la naturaleza en términos de 4 interacciones fundamentales: la interacción electromagnética, que es mediada por el fotón, una partícula sin masa y de espín 1; la interacción débil, que es mediada por las partículas masivas  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$ ; la interacción fuerte, que es mediada por partículas sin masa denominadas gluones; y la interacción gravitacional, que es mediada por el gravitón (sin evidencia experimental). Las propiedades de estas partículas se encuentran en la Tabla 1.3. De todas estas interacciones, la interacción gravitacional se puede excluir del estudio de la física de partículas debido a que su intensidad es extremadamente débil comparada con la intensidad del resto de las interacciones y no tiene un efecto significativo en los experimentos de altas energías.

Partícula	Carga eléctrica	Masa ( $GeV/c^2$ )
$\gamma$ (Fotón)	0	0
$W^\pm$	$\pm 1$	$80.385 \pm 0.0015$
$Z$	0	$91.187 \pm 0.0021$
$g$ (gluon)	0	0

Tabla 1.3: Propiedades de las partículas mediadoras de las fuerzas fundamentales incluidas en el modelo estándar.

## 1.2. Simetrías de norma

Las simetrías siempre han jugado un papel muy importante en el desarrollo de la física de partículas. De la física clásica se sabe que la invarianza de un sistema ante ciertas transformaciones está relacionado con la conservación de alguna cantidad física. Dicho de otra manera, a cada simetría global continua del sistema le corresponde una cantidad física conservada. Por ejemplo, la invarianza ante rotaciones resulta en la conservación del momento angular, la invarianza ante traslaciones en el espacio implica la conservación del momento lineal y la invarianza ante las traslaciones en el tiempo conlleva a la conservación de la energía. Esta misma idea también se aplica en sistemas cuánticos. En estos casos, las simetrías internas del sistema son usadas para construir las interacciones de la teoría.

Como ya se menciona, el modelo estándar es una teoría cuántica de campos y un principio fundamental en las teorías de campos, tanto clásicas como cuánticas, es la invarianza de norma (gauge invariance). Este principio de invarianza de norma está basado en el hecho de que la física no debe depender de como describamos los parámetros internos del sistema. La conexión entre las simetrías y las leyes de conservación se discute con mayor profundidad en el marco de la teoría de Lagrange. Haciendo uso de dicha teoría, podemos describir un sistema físico a través de la función lagrangiana  $L(q, \dot{q})$ ; las variables  $q(t)$  son un conjunto de coordenadas generalizadas  $q_1(t), q_2(t), \dots, q_s(t)$  que determinan la configuración del sistema a un tiempo  $t$ . En particular, las  $q_i$  pueden ser las coordenadas cartesianas de un conjunto de partículas interactuantes. Nos restringimos al caso cuando todas las  $q_i(t)$  son independientes. En mecánica no relativista tomamos  $L = T - V$ , donde  $T(q, \dot{q})$  es la energía cinética y  $V(q)$  es la energía potencial. Dada  $L$ , la acción está definida por

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L(q, \dot{q}) dt. \quad (1.1)$$

El valor de  $S$  depende del camino de integración en el espacio de coordenadas. Los puntos extremos de la trayectoria son fijados a los tiempos  $t_1$  y  $t_2$ , pero el camino por otro lado no está restringido. El principio de Hamilton establece que  $S$  es estacionaria para una trayectoria particular determinada por las ecuaciones de movimiento, tal que si consideremos una variación sobre una trayectoria arbitraria cercana entonces  $\delta S = 0$ , en donde

$$\begin{aligned} \delta S &= \delta \int_{t_1}^{t_2} L(q, \dot{q}) dt \\ &= \int_{t_1}^{t_2} \sum \left[ \frac{\partial L}{\partial q_i} \delta q_i + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \delta \dot{q}_i \right] dt. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Integrando el segundo término por partes y considerando  $\delta q(t_1) = \delta q(t_2) = 0$  tenemos

$$\delta S = \int_{t_1}^{t_2} \sum_i \left[ \frac{\partial L}{\partial q_i} - \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) \right] \delta q_i dt. \quad (1.3)$$

Debido a que  $\delta q_i(t)$  es arbitraria y usando el hecho de que  $\delta S = 0$  se concluye que

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0, \quad i = 1, \dots, s. \quad (1.4)$$

Estas son las ecuaciones de movimiento de Euler-Lagrange. En mecánica clásica no relativista estas ecuaciones son equivalentes a las ecuaciones de movimiento de Newton. Es importante notar que la función lagrangiana de un sistema dado no es única, es decir, podemos añadir a  $L$  alguna función de la forma  $df(q, t)/dt$  en donde  $f(q, t)$  es una función arbitraria de  $q$  y  $t$ . Dicho término contribuye a  $S$  con  $[f(q_2, t_2) - f(q_1, t_1)]$  independientemente del camino, por lo que deja a las

ecuaciones de movimiento invariantes.

La dinámica clásica de un campo puede ser definida extendiendo el formalismo de Lagrange del caso de funciones del tiempo  $q_i(t)$ , al caso de funciones del espacio tiempo  $\phi_i(x)$ . Solamente estamos interesados en teorías de campo locales, en cuyo caso la función lagrangiana tiene la forma general

$$L = \int d^3x \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi), \quad (1.5)$$

en donde  $\mathcal{L}$  es llamada densidad lagrangiana (siguiendo el uso estándar en teoría de campos, nos referiremos a  $\mathcal{L}$  simplemente como lagrangiana) y depende solamente de un número finito de derivadas. Para establecer la relación con las variables  $q_i(t)$  de la mecánica clásica, podemos pensar en  $\phi_i(t, \mathbf{x})$  como funciones del tiempo etiquetado tanto por el índice  $i$  como por la etiqueta continua  $\mathbf{x}$  (la analogía se vuelve exacta si discretizamos el espacio y ponemos al sistema en una caja finita). En la mayoría de los casos de interés,  $\mathcal{L}$  depende solamente de la primera derivada. En una teoría covariante de Lorentz  $\mathcal{L}$  depende del tiempo y las derivadas espaciales de  $\phi$  solo a través del 4-vector  $\partial_\mu \phi$ . La acción tiene la forma general

$$S = \int dt L = \int d^4x \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi). \quad (1.6)$$

Mientras que para partículas puntuales consideramos la integral temporal entre los valores  $t_{in}$  y  $t_f$ , en teoría de campos clásica estamos más interesados en la situación en la cual la integral se extiende sobre todo el espacio y el tiempo, y las condiciones de frontera son tales que los campos decrecen lo suficientemente rápido en el infinito tal que, en particular, todos los términos de superficie puedan ser despreciados. La dinámica clásica nuevamente es definida por el principio de Hamilton. Las mismas manipulaciones algebraicas para el caso de la función  $q(t)$  son inmediatamente generalizadas para el caso de la función  $\phi(x)$

$$\begin{aligned} \delta S &= \int d^4x \sum_i \left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} \delta \phi_i + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} \delta (\partial_\mu \phi_i) \right] \\ &= \int d^4x \sum_i \left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} \right] \delta \phi_i = 0. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Por lo que las ecuaciones de movimiento, o ecuaciones de Euler-Lagrange, son

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} = 0, \quad i = 1, \dots, N. \quad (1.8)$$

En el formalismo Hamiltoniano se definen los momentos conjugados como

$$\Pi_i(x) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_0 \phi_i(x))}. \quad (1.9)$$

La densidad Hamiltoniana es entonces

$$\mathcal{H}(x) = \sum_i \Pi_i(x) \partial_0 \phi_i(x) - \mathcal{L}, \quad (1.10)$$

y el Hamiltoniano total es

$$H = \int d^3x \mathcal{H}. \quad (1.11)$$

El formalismo Lagrangiano tiene la ventaja de que mantiene explícita la covarianza de Lorentz. Sin embargo, en el formalismo Hamiltoniano la invarianza de Lorentz no es explícita, ya que, la

variable temporal juega un rol especial en la definición de los momentos conjugados.

### 1.2.1. El teorema de Noether

Las leyes de conservación son de hecho manifestaciones específicas de aspectos profundos de la estructura matemática de la física. La idea detrás de todas las leyes de conservación es que no importa como el sistema cambie, existe alguna cantidad (energía, momento, carga eléctrica, etc.) que permanece invariante. Resulta que esta idea surge de manera natural de la estructura lagrangiana, la cual se discutió anteriormente. Dada una lagrangiana, podemos encontrar una colección especial de transformaciones matemáticas sobre ésta que corresponde a una ley de conservación física. Para verificar esto, consideremos la lagrangiana  $L = L(q, \dot{q})$  y hagamos una transformación infinitesimal del tipo

$$q \rightarrow q + \epsilon \delta q,$$

en donde  $\epsilon$  es alguna constante infinitesimal ( $\epsilon \ll 1$ ). Esta transformación nos da

$$L(q, \dot{q}) \rightarrow L(q + \epsilon \delta q, \dot{q} + \epsilon \delta \dot{q}) = L(q, \dot{q}) + \epsilon \delta q \frac{\partial L}{\partial q} + \epsilon \delta \dot{q} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}}. \quad (1.12)$$

Si se satisfacen las ecuaciones de Euler-Lagrange, entonces bajo  $q \rightarrow q + \epsilon \delta q$  tenemos

$$L \rightarrow L + \epsilon \delta q \frac{\partial L}{\partial q} + \epsilon \delta \dot{q} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} = L + \epsilon \delta q \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} + \epsilon \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \frac{d}{dt} \delta q = L + \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \epsilon \delta q \right). \quad (1.13)$$

Por lo tanto, bajo  $q \rightarrow q + \epsilon \delta q$  tenemos el cambio a primer orden  $\delta L = \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \epsilon \delta q \right)$ . Definimos la corriente de Noether  $j$  como

$$j = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \delta q. \quad (1.14)$$

Si podemos encontrar alguna transformación  $\delta q$  que deje invariante la acción, entonces

$$\delta L = \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \epsilon \delta q \right) = \frac{dj}{dt} = 0, \quad (1.15)$$

de esta manera  $j$  es una constante de tiempo, en otras palabras  $j$  es conservada. Un análisis similar puede ser empleado para el caso de sistemas continuos, en donde se encuentra que la corriente de Noether es

$$j^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta \phi. \quad (1.16)$$

En resumen, el teorema de Noether establece que si un sistema dinámico tiene una simetría de algún tipo, entonces existe una correspondiente ley de conservación asociada a dicha simetría.

Consideremos ahora algunos ejemplos para ilustrar el teorema de Noether.

- La lagrangiana para un campo escalar es

$$\mathcal{L}_{KG} = -\frac{1}{2} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2, \quad (1.17)$$

y podemos obtener la ecuación de Klein-Gordon tomando la variación de  $\mathcal{L}_{KG}$ .

Usando la Ecuación (1.8) tenemos

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} &= -\frac{1}{2}m^2 \frac{\partial}{\partial \phi} \phi^2 = -m^2 \phi, \\ \partial_\mu \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) &= \partial_\mu (-\partial^\mu \phi) = -\partial^2 \phi.\end{aligned}\tag{1.18}$$

Por lo que la ecuación de movimiento es

$$-\partial^2 \phi + m^2 \phi = 0 \Rightarrow (\partial^2 - m^2)\phi = 0.\tag{1.19}$$

Esta ecuación no es otra cosa que la relación relativista estándar

$$E^2 = m^2 c^4 + \mathbf{p}^2 c^2.\tag{1.20}$$

Podemos considerar campos escalares complejos, en este caso la Lagrangiana es

$$\mathcal{L}_{KG} = -\partial^\mu \phi^\dagger \partial_\mu \phi - m^2 \phi^\dagger \phi.\tag{1.21}$$

Ahora  $\phi$  tiene dos grados de libertad reales ( $\phi = \phi_1 + i\phi_2$ ). Tomando la variación con respecto a  $\phi^\dagger$  obtenemos la ecuación de movimiento (1.19), y tomando la variación con respecto a  $\phi$  encontramos  $(\partial^2 - m^2)\phi^\dagger = 0$  (ambos campos satisfacen la misma ecuación de movimiento). Para encontrar la corriente conservada asociada a la ecuación de Klein-Gordon realicemos las siguientes transformaciones

$$\begin{aligned}\phi &\rightarrow e^{i\alpha} \phi, \\ \phi^\dagger &\rightarrow \phi^\dagger e^{-i\alpha},\end{aligned}\tag{1.22}$$

en donde  $\alpha$  es una constante real arbitraria. Este tipo de transformación es llamada transformación ante  $U(1)$ , debido a que  $e^{i\alpha}$  es un elemento del grupo de todas las matrices unitarias  $1 \times 1$ . La corriente conservada asociada con la simetría  $U(1)$  es

$$j^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta \phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi^\dagger)} \delta \phi^\dagger = i(\phi \partial^\mu \phi^\dagger - \phi^\dagger \partial^\mu \phi).\tag{1.23}$$

- Consideramos también la lagrangiana de Dirac. Para describir una partícula de espín 1/2 introducimos un espinor de dos componentes

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix},\tag{1.24}$$

donde  $\psi_1$  y  $\psi_2$  son elementos de  $\mathbb{C}$ . La lagrangiana de Dirac tiene la forma

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi.\tag{1.25}$$

Tomando la variación con respecto a  $\bar{\psi}$  tenemos

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{L}_D}{\partial \bar{\psi}} &= (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi, \\ \partial_\mu \left( \frac{\partial \mathcal{L}_D}{\partial (\partial_\mu \bar{\psi})} \right) &= 0, \\ &\Rightarrow (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0.\end{aligned}$$

Notemos que la Lagrangiana de Dirac es invariante bajo transformaciones de  $U(1)$  del tipo  $\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$ , cuya corriente conservada es

$$j^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi. \quad (1.26)$$

Note que en ambos de los ejemplos anteriores, la simetría  $U(1)$  cambia el campo en todos los puntos del espacio de la misma manera. En otras palabras, es solamente una constante de fase global  $e^{i\alpha}$ .

### 1.3. Electrodinámica cuántica

Consideremos nuevamente la lagrangiana de Dirac (1.25). Como mencionamos anteriormente,  $\mathcal{L}_D$  es invariante bajo transformaciones globales bajo  $U(1)$  del tipo  $\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$ . La idea principal de esta sección es promover la simetría global a una simetría local, del tal manera que  $\alpha$  dependa del espacio-tiempo  $\alpha = \alpha(x^\mu)$  y tratar de forzar a la lagrangiana a mantener su invarianza bajo transformaciones locales ante  $U(1)$ . Empezamos realizando una transformación local ante  $U(1)$  sobre  $\mathcal{L}_D$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \rightarrow \bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)e^{i\alpha(x)}\psi, \quad (1.27)$$

y debido a que el operador diferencial ahora actúa sobre  $\alpha(x)$  y  $\psi$ , tenemos términos extras:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \rightarrow \bar{\psi}e^{-\alpha(x)}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)e^{i\alpha(x)}\psi &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha(x) \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m - \gamma^\mu\partial_\mu\alpha(x))\psi. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Si exigimos que  $\mathcal{L}$  sea invariante bajo transformaciones locales ante  $U(1)$ , debemos encontrar una manera de cancelar el término  $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha(x)$ . Para lograr esto, definiremos nuevos campos  $A_\mu$  los cuales bajo transformaciones locales ante  $U(1)$  se transformen como

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{q}\partial_\mu\alpha(x), \quad (1.29)$$

en donde  $q$  es una constante que se ha introducido por conveniencia. Llamamos a  $A_\mu$  campo de norma. Introduciremos el campo de norma  $A_\mu$  mediante el remplazo de la derivada estándar  $\partial_\mu$  por la derivada covariante, definida por

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu. \quad (1.30)$$

En lo que respecta al vocabulario, el hecho de decir que una partícula “acarre carga” matemáticamente significa que tiene un término correspondiente en su derivada covariante. Por lo tanto, si la derivada covariante de una partícula es igual a su operador diferencial normal  $\partial^\mu$ , entonces la partícula no tiene carga, y no interactuará con el campo de norma. Esto será más claro conforme avancemos en la teoría. La lagrangiana es ahora

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu[\partial_\mu + iqA_\mu] - m)\psi \\ &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m - q\gamma^\mu A_\mu)\psi. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Bajo una transformación local ante  $U(1)$  tenemos

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} &\rightarrow \bar{\psi} e^{-i\alpha(x)} \left( i\gamma^\mu \partial_\mu - m - q\gamma^\mu \left[ A_\mu - \frac{1}{q} \partial_\mu \alpha(x) \right] \right) e^{i\alpha(x)} \psi \\
 &= \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m - \gamma^\mu \partial_\mu \alpha(x) - q\gamma^\mu A_\mu + \gamma^\mu \partial_\mu \alpha(x)) \psi \\
 &= \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi \\
 &= \mathcal{L}.
 \end{aligned}$$

Podemos observar que la adición del campo  $A_\mu$  recupera la simetría bajo  $U(1)$ . Vemos ahora que la lagrangiana no es únicamente invariante bajo transformaciones locales ante  $U(1)$ , sino que también es invariante bajo transformaciones globales, cuya corriente conservada es  $j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$ . La lagrangiana (1.31) contiene un campo  $A_\mu$ , pero éste no tiene un término cinético y por lo tanto no contiene dinámica.

Para corregir este problema debemos incluir alguna clase de dinámica o términos cinéticos para  $A_\mu$ . Para un campo arbitrario  $A_\mu$ , el término cinético invariante de norma es

$$\mathcal{L}_{kin} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (1.32)$$

donde

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu = \frac{i}{q} [D^\mu, D^\nu]. \quad (1.33)$$

Por lo tanto, escribiendo la lagrangiana completa tenemos

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}. \quad (1.34)$$

Finalmente, como  $A^\mu$  es un campo físico, podemos naturalmente asumir que existe una fuente que lo genera, a la cual simplemente llamaremos  $J^\mu$ . Esto deja nuestra lagrangiana como

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - J^\mu A_\mu. \quad (1.35)$$

En resumen, comenzamos con una lagrangiana para partículas de espín 1/2, la cual tenía una simetría global ante el grupo  $U(1)$ , luego promovimos la simetría global a una simetría local e impusimos algunas condiciones para obtener una teoría consistente. El término cinético para  $A_\mu$  es demandado automáticamente por consideraciones geométricas que no se mencionaron. Después de cuantizar al campo  $A_\mu$  se obtienen los fotones como una consecuencia directa de la invarianza ante el grupo  $U(1)$ , es decir, el electromagnetismo está descrito por el grupo  $U(1)$ . Las teorías de este tipo en donde describimos las fuerzas mediante grupos de Lie son llamadas teorías de norma o teorías de Yang-Mills.

Es importante señalar que los términos de masa para los campos de norma tales como  $A_\mu A^\mu$  no obedecen el principio de invarianza de norma, lo cual impediría construir teorías de norma con campos de norma masivos. Tal es el caso de la interacción débil de la cual hablaremos a continuación.

## 1.4. El modelo estándar antes del rompimiento de la simetría electrodébil

Como se ha discutido anteriormente, la teoría electrodébil de Glashow-Weinberg-Salam, la cual describe las interacciones electromagnética y débil entre los leptones y los quarks, es una teoría de Yang-Mills basada en el grupo de simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Combinado con el grupo  $SU(3)_C$  basado

## CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

### 1.4. EL MODELO ESTÁNDAR ANTES DEL ROMPIMIENTO DE LA SIMETRÍA ELECTRODÉBIL

en la teoría de norma de QCD, la cual describe la interacción fuerte entre quarks, proporcionan un marco unificado para describir estas tres fuerzas fundamentales de la naturaleza. El modelo estándar, antes de introducir el concepto de rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, tiene dos tipos de campos:

- Consideremos primero los campos de materia, esto es, las tres generaciones de componentes izquierdas y derechas de leptones y quarks,  $f_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)f$ . Las componentes izquierdas de los fermiones se arreglan en isodobletes, mientras que sus componentes derechas son isosingletes

$$\begin{aligned}
 L_1 &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R_1} = e_R^-, \quad Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad u_{R_1} = u_R, \quad d_{R_1} = d_R, \\
 L_2 &= \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R_2} = \mu_R^-, \quad Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad u_{R_2} = c_R, \quad d_{R_2} = s_R, \\
 L_3 &= \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R_3} = \tau_R^-, \quad Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \quad u_{R_3} = t_R, \quad d_{R_3} = b_R.
 \end{aligned} \tag{1.36}$$

La hipercarga del fermión, definida en términos de la tercera componente de isospín débil  $I_f^3$  y la carga eléctrica  $Q_f$  en unidades de la carga del protón  $+e$ , está dada por ( $i = 1, 2, 3$ )

$$Y_f = 2Q_f - 2I_f^3 \Rightarrow Y_{L_i} = -1, \quad Y_{e_{R_i}} = -2, \quad Y_{Q_i} = \frac{1}{3}, \quad Y_{u_{R_i}} = \frac{4}{3}, \quad Y_{d_{R_i}} = -\frac{2}{3}. \tag{1.37}$$

Además, los quarks son tripletes bajo el grupo  $SU(3)_C$ , mientras que los leptones son singletes de color. Esto lleva a la relación

$$\sum_f Y_f = \sum_f Q_f = 0, \tag{1.38}$$

la cual asegura la cancelación de anomalías quirales dentro de cada generación, preservando la renormalizabilidad de la teoría electrodébil.

- Luego, tenemos los campos de norma correspondientes a los bosones mediadores de las fuerzas. Para el sector electrodébil tenemos el campo  $B_\mu$ , el cual corresponde al generador  $Y$  del grupo  $U(1)_Y$  y los tres campos  $W_\mu^{1,2,3}$ , los cuales corresponden a los generadores  $T^a$  (con  $a = 1, 2, 3$ ) del grupo de  $SU(2)_L$  (estos generadores son de hecho equivalentes, salvo una constante de un medio, a las matrices de Pauli.).

$$T^a = \frac{1}{2}\tau^a; \quad \tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \tag{1.39}$$

en donde la relación de conmutación entre estos generadores está dada por

$$[T^a, T^b] = i\epsilon^{abc}T_c \quad \text{y} \quad [Y, Y] = 0, \tag{1.40}$$

y  $\epsilon^{abc}$  es el tensor antisimétrico de Levi-Civita. En el sector de la interacción fuerte, hay un octete de campos gluónicos  $G_\mu^{1,\dots,8}$ , los cuales corresponden a los ocho generadores del grupo  $SU(3)_C$  (equivalentes a las 8 matrices de Gell-Mann  $3 \times 3$ ) y obedecen las relaciones

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T_c \quad \text{con} \quad \text{Tr}[T^a, T^b] = \frac{1}{2}\delta^{ab}, \tag{1.41}$$

en donde el tensor  $f^{abc}$  contiene las constantes de estructura del grupo  $SU(3)_C$  y también hemos usado la misma notación para los generadores del grupo  $SU(2)$ . Los tensores de intensidad para los campos están dados como

## CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

### 1.4. EL MODELO ESTÁNDAR ANTES DEL ROMPIMIENTO DE LA SIMETRÍA ELECTRODÉBIL

$$\begin{aligned}
G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \\
W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \\
B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu,
\end{aligned} \tag{1.42}$$

con  $g_s$ ,  $g_2$  y  $g_1$  las respectivas constantes de acoplamiento de los grupos  $SU(3)_C$ ,  $SU(2)_L$  y  $U(1)_Y$ . Debido a la naturaleza no abeliana de los grupos  $SU(2)$  y  $SU(3)$ , existen autointeracciones entre sus campos de norma,  $V \equiv W_\mu$  o  $G_\mu$ , los cuales son

$$\begin{aligned}
\text{Acoplamiento triple entre bosones de norma} &: ig_i \text{Tr}(\partial_\nu V_\mu - \partial_\mu V_\nu)[V_\mu, V_\nu], \\
\text{Acoplamientos cuárticos entre bosones de norma} &: \frac{1}{2} g_i^2 \text{Tr}[V_\mu, V_\nu]^2.
\end{aligned} \tag{1.43}$$

Los campos de materia  $\psi$  están acoplados a los campos de norma a través de la derivada covariante  $D_\mu$ , la cual está definida como

$$D_\mu \psi = \left( \partial_\mu - ig_s T_a G_\mu^a - ig_2 T_a W_\mu^a - ig_1 \frac{Y_q}{2} B_\mu \right) \psi, \tag{1.44}$$

la cual nos proporciona el acoplamiento entre fermiones y campos de norma  $V_\mu$  de la forma

$$\text{acoplamiento entre fermiones y bosones de norma} : -g_i \bar{\psi} V_\mu \gamma^\mu \psi. \tag{1.45}$$

El lagrangiano del modelo estándar, sin términos de masa para fermiones y bosones de norma, está dado por

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{SM} &= -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L_i + \bar{e}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu e_{R_i} \\
&+ \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu u_{R_i} + \bar{d}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu d_{R_i}.
\end{aligned} \tag{1.46}$$

Esta lagrangiana es invariante bajo transformaciones locales de  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Por ejemplo, en el caso del sector electrodébil tenemos

$$\begin{aligned}
L(x) &\rightarrow L'(x) = e^{i\alpha_a(x)T^a + i\beta(x)Y} L(x), \quad R(x) \rightarrow R'(x) = e^{i\beta(x)Y} R(x), \\
\vec{W}_\mu(x) &\rightarrow \vec{W}_\mu(x) - \frac{1}{g_2} \vec{\alpha}(x), \quad B_\mu(x) \rightarrow B_\mu(x) - \frac{1}{g_1} \partial_\mu \beta(x).
\end{aligned} \tag{1.47}$$

Hasta el momento, los campos de norma y los fermiones se han mantenido sin masa. En el caso de la interacción fuerte no tenemos problemas, ya que sus mediadores son no masivos y los términos de masa  $-m_q \bar{\psi} \psi$  para los quarks y leptones pueden ser generados sin destruir la invarianza de norma del grupo  $SU(3)$ . Sin embargo, en el caso del sector electrodébil la situación es problemática:

- Si añadimos términos de masa,  $\frac{1}{2} m_V^2 W_\mu W^\mu$  para los bosones de norma, se violaría invarianza de norma de  $SU(2) \times U(1)$ . Podemos por ejemplo tomar el ejemplo de electrodinámica en donde los fotones son no masivos debido a la simetría local ante  $U(1)_Q$

$$\frac{1}{2} m_A^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2} m_A^2 \left( A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha \right) \left( A^\mu - \frac{1}{e} \partial^\mu \alpha \right) \neq \frac{1}{2} m_A^2 A_\mu A^\mu. \tag{1.48}$$

## CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

### 1.4. EL MODELO ESTÁNDAR ANTES DEL ROMPIMIENTO DE LA SIMETRÍA ELECTRODÉBIL

---

- Además, si incluimos en la lagrangiana un término explícito para la masa  $-m_f \bar{\psi} \psi_f$  de cada fermión del modelo en la lagrangiana, tendríamos por ejemplo

$$-m_e \bar{e} e = -m_e \bar{e} \left( \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) + \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \right) e = -m_e (\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R), \quad (1.49)$$

la cual manifiesta la no invarianza bajo la transformación de simetría de isospín, debido a que  $e_L$  es un miembro de un doblete de  $SU(2)$ , mientras que  $e_r$  es un miembro de un singlete. Por lo tanto la incorporación a mano de términos de masa para los bosones vectoriales y para los fermiones nos lleva a una violación de la invarianza de norma del grupo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Esto nos obliga a plantearnos la siguiente pregunta: ¿Existe alguna manera de generar masas para los bosones de norma y fermiones, sin violar la invarianza de norma ante el grupo  $SU(2) \times U(1)$ ? La respuesta es afirmativa y la forma de lograrlo es mediante el mecanismo de Higgs del rompimiento espontáneo de la simetría. Este mecanismo será brevemente explicado en el siguiente capítulo y aplicado al caso del modelo estándar.

## Capítulo 2

# Física del bosón de Higgs

El bosón de Higgs es una partícula elemental propuesta por el modelo estándar. Esta partícula es remanente del rompimiento espontáneo de la simetría, no posee espín ni carga eléctrica o de color, es una partícula inestable y se desintegra rápidamente. El bosón de Higgs recibe su nombre en honor a Peter Higgs quien, de manera independiente con otros físicos, propuso en 1964 el hoy llamado mecanismo de Higgs para explicar el origen de la masa de las partículas elementales. En algunas extensiones del modelo estándar pueden existir varios bosones de Higgs.

### 2.1. El mecanismo de Higgs

#### 2.1.1. El teorema de Goldstone

Comencemos tomando un campo real escalar simple  $\phi$  con la lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4. \quad (2.1)$$

Debido a que no hay términos cúbicos, esta lagrangiana es invariante bajo simetría de reflexión  $\phi \rightarrow -\phi$ . Si el término de masa  $\mu^2$  y el auto acoplamiento  $\lambda$  son positivos, el potencial  $V(\phi)$  es también positivo y su mínimo se localiza en  $\langle 0|\phi|0\rangle \equiv \phi_0 = 0$  como se muestra en la Figura 2.1. En este caso  $\mathcal{L}$  es simplemente la lagrangiana de una partícula de espín 0 y de masa  $\mu$ .

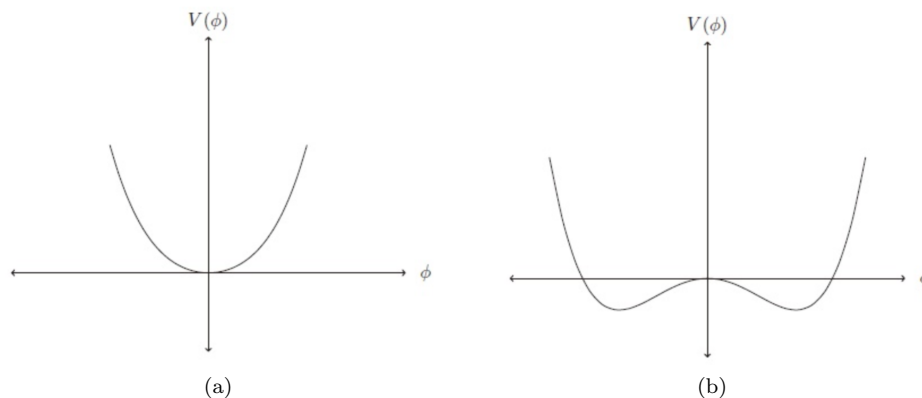


Figura 2.1: Potencial  $V$  de un campo escalar  $\phi$  en el caso de  $\mu^2 > 0$  (izquierda) y  $\mu^2 < 0$  (derecha).

Si ahora consideramos  $\mu^2 < 0$ , el potencial  $V(\phi)$  tiene un mínimo cuando  $\partial V/\partial \phi = \mu^2 \phi + \lambda \phi^3 = 0$  es decir, cuando

## CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

### 2.1. EL MECANISMO DE HIGGS

$$\langle 0|\phi^2|0\rangle \equiv \phi_0^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v^2, \quad (2.2)$$

y no en  $\phi^2 = 0$  como en el caso anterior. La cantidad  $\pm v \equiv \langle 0|\phi|0\rangle$  es llamado valor de expectación del vacío (VEV) del campo escalar  $\phi$ . En este caso,  $\mathcal{L}$  ya no es una lagrangiana de una partícula con masa  $\mu$  y para interpretar correctamente la teoría debemos expandir alrededor de un mínimo de  $v$  definiendo un campo  $\sigma$  como  $\phi = v + \sigma$ . En términos de este nuevo campo, la lagrangiana es ahora

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - (-\mu^2)\sigma^2 + \sqrt{-\mu^2}\lambda\sigma^3 - \frac{\lambda}{4}\sigma^4 + \text{cte.} \quad (2.3)$$

Esta es la teoría de un campo escalar de masa  $m^2 = -2\mu^2$ , con  $\sigma^3$  y  $\sigma^4$  las auto interacciones. Debido a que ahora tenemos términos cúbicos para  $\sigma$ , la simetría de reflexión se ha roto. Este es el ejemplo más simple de una simetría rota espontáneamente.

Hagamos las cosas un poco más complicadas y consideremos cuatro campos escalares  $\phi_i$  con  $i = 0, 1, 2, 3$  con la siguiente lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi_i\partial^\mu\phi_i - \frac{1}{2}\mu^2(\phi_i\phi_i) - \frac{1}{4}\lambda(\phi_i\phi_i)^2, \quad (2.4)$$

la cual es invariante bajo el grupo de rotaciones en cuatro dimensiones  $O(4)$ ,  $\phi_i(x) = R_{ij}\phi_j(x)$  para alguna matriz ortogonal  $R$ .

Nuevamente para  $\mu^2 < 0$ , el potencial tiene un mínimo en  $\phi_i^2 = -\mu^2/\lambda \equiv v^2$  en donde  $v$  es el valor de expectación del vacío. Al igual que en el caso anterior, expandimos alrededor de un mínimo,  $\phi_0 = v + \sigma$ , y reescribimos los campos  $\phi_i = \pi_i$  con  $i = 1, 2, 3$ . La lagrangiana en términos de los nuevos campos  $\sigma$  y  $\pi_i$  es ahora

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - \frac{1}{2}(-2\mu^2)\sigma^2 + \lambda v\sigma^3 - \frac{\lambda}{4}\sigma^4 \\ &+ \frac{1}{2}\partial_\mu\pi_i\partial^\mu\pi_i - \frac{\lambda}{4}(\pi_i\pi_i)^2 - \lambda v\pi_i\pi_i\sigma - \frac{\lambda}{2}\pi_i\pi_i\sigma^2. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Como se esperaba, obtenemos un bosón masivo  $\sigma$  con masa  $m^2 = -2\mu^2$ , pero también tenemos tres partículas no masivas y todos los términos bilineales  $\pi_i\pi_i$  han desaparecido de la lagrangiana. Notemos que aún tenemos la simetría de  $O(3)$  entre los campos  $\pi_i$ .

El resultado del ejemplo anterior nos lleva a establecer el teorema de Goldstone [8]: por cada simetría continua rota espontáneamente aparecen nuevas partículas escalares no masivas llamadas bosones de Goldstone y el número de bosones de Goldstone es igual al número de generadores rotos.

En el ejemplo anterior, para una simetría continua  $O(N)$  hay  $N(N-1)/2$  generadores, entonces la simetría no rota  $O(N-1)$  tiene  $(N-1)(N-2)/2$  generadores y por lo tanto habrá  $N-1$  bosones de Goldstone.

#### 2.1.2. El mecanismo de Higgs en una teoría abeliana

El siguiente paso es examinar el caso de una simetría local, para esto consideremos el grupo abeliano  $U(1)$ . La lagrangiana invariante ante transformaciones locales de  $U(1)$ ,  $\phi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\phi(x)$ , es

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (D_\mu\phi)^*D^\mu\phi - V(\phi), \quad (2.6)$$

## CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

### 2.1. EL MECANISMO DE HIGGS

con  $D_\mu$  la derivada covariante  $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$  y con el potencial escalar dado por

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi^* \phi)^2. \quad (2.7)$$

Para  $\mu^2 > 0$ ,  $\mathcal{L}$  es simplemente la lagrangiana de electrodinámica cuántica para una partícula escalar cargada de masa  $\mu$ . Para  $\mu^2 < 0$ , el campo  $\phi$  adquiere un valor de expectación en el vacío y el mínimo del potencial será

$$\langle \phi \rangle_0 \equiv \langle 0 | \phi | 0 \rangle = \left( -\frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^{1/2} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (2.8)$$

Expandiremos la lagrangiana alrededor del vacío  $\langle \phi \rangle$

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \phi_1(x) + i\phi_2(x)]. \quad (2.9)$$

Omitiendo algunos términos de interacción, la lagrangiana será ahora

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + (\partial^\mu + ieA^\mu) \phi^* (\partial_\mu - ieA_\mu) \phi - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2 \\ &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_2)^2 - v^2 \lambda \phi_1^2 + \frac{1}{2} e^2 v^2 A_\mu A^\mu - ev A_\mu \partial^\mu \phi_2. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Es importante señalar tres puntos de este ejercicio:

- Hay un término de masa para el fotón:  $\frac{1}{2} m_A^2 A_\mu A^\mu$  con  $m_A = ev = -e\mu^2/\lambda$ .
- Aún tenemos una partícula escalar  $\phi_1$  con masa  $m_{\phi_1}^2 = -2\mu^2$ .
- Aparentemente encontramos una partícula no masiva  $\phi_2$ .

Sin embargo, aún tenemos un problema a ser tratado. En un principio teníamos 4 grados de libertad en la teoría, dos para el campo escalar complejo y dos para el campo  $A_\mu$ , y ahora aparentemente tenemos 5 grados de libertad; uno para  $\phi_1$ , uno para  $\phi_2$  y tres para el fotón masivo  $A_\mu$ . Por lo tanto, debe existir un campo no físico, vemos que en (2.10) hay un término bilineal  $ev A^\mu \partial_\mu \phi_2$  el cual tiene que ser eliminado. Para hacerlo notemos que a primer orden tenemos el campo original

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \phi_1 + i\phi_2) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \eta(x)] e^{i\xi(x)/v}. \quad (2.11)$$

Usando la libertad de la transformación de norma y realizando también la sustitución

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{ev} \partial_\mu \xi(x), \quad (2.12)$$

el término  $A_\mu \partial^\mu \xi$ , y de hecho todos los términos con  $\xi$ , desaparecen de la lagrangiana. Esta elección de la norma, para la cual solo las partículas físicas permanecen en la lagrangiana, es llamada norma unitaria. De este modo, el fotón (con dos grados de libertad) ha absorbido el bosón de Goldstone (con un grado de libertad) y se vuelve masivo (tres grados de libertad). La simetría de norma ante  $U(1)$  ya no es aparente y se dice que se ha roto la simetría. Éste es el mecanismo de Higgs el cual nos permite generar masas para los bosones de norma.

## 2.2. El mecanismo de Higgs en el modelo estándar

Demos un paso más y estudiemos el rompimiento espontáneo de la simetría para una teoría no abeliana. Para describir la naturaleza de la interacción electrodébil necesitamos generar masas para los tres bosones de norma  $W^\pm$  y  $Z$ , pero el fotón debe de mantenerse sin masa y la electrodinámica debe tener una simetría exacta. Por lo tanto, necesitamos al menos tres grados de libertad para los campos escalares. La elección más simple es un doblete complejo de  $SU(2)$  de campos escalares  $\Phi$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad Y_\phi = +1. \quad (2.13)$$

Consideremos la lagrangiana invariante ante  $SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$\mathcal{L}_{SM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \bar{L}iD_\mu\gamma^\mu L + \bar{e}_R iD_\mu\gamma^\mu e_R \dots, \quad (2.14)$$

necesitamos añadir los términos invariantes de la parte del campo escalar

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu\Phi)^\dagger(D_\mu\Phi) - \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2. \quad (2.15)$$

Para  $\mu^2 < 0$ , la componente neutral del doblete  $\Phi$  desarrolla un valor de expectación del vacío

$$\langle\Phi\rangle_0 \equiv \langle 0|\Phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{con} \quad v = \left(-\frac{\mu^2}{\lambda}\right)^{1/2}. \quad (2.16)$$

Podemos llevar acabo el rompimiento espontáneo de la simetría de manera sistemática, tal y como hemos aprendido en los ejemplos de las secciones anteriores:

- Escribimos el campo  $\Phi$  en términos de cuatro campos  $\theta_{1,2,3}(x)$  y  $H(x)$  a primer orden:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) - i\theta_3 \end{pmatrix} = e^{i\theta_\alpha(x)\tau^\alpha(x)/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(x)) \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

- Realizamos una transformación de norma sobre los campos para pasar a la norma unitaria

$$\Phi(x) \rightarrow e^{-i\theta_\alpha(x)\tau^\alpha(x)}\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

- La expansión para el término  $|D_\mu\Phi|^2$  de la lagrangiana  $\mathcal{L}_S$  es

$$\begin{aligned} |D_\mu\Phi|^2 &= \left| \left( \partial_\mu - ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{1}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu) & -\frac{ig_2}{2}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -\frac{ig_2}{2}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu + \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{8}g_2^2(v + H)^2|W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8}(v + H)^2|g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu|^2. \end{aligned}$$

- Definimos los nuevos campos  $W_\mu^\pm$  y  $Z_\mu$  ( $A_\mu$  es el campo ortogonal a  $Z_\mu$ ):

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \quad A_\mu = \frac{g_1 W_\mu^3 + g_2 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}. \quad (2.19)$$

**CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS**  
**2.2. EL MECANISMO DE HIGGS EN EL MODELO ESTÁNDAR**

---

- Recolectando los términos que son bilineales en los campos  $W^\pm$ ,  $Z$  y  $A$  se tiene:

$$m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2} m_A^2 A_\mu A^\mu, \quad (2.20)$$

los bosones  $W$  y  $Z$  han adquirido masa, mientras que el fotón se mantiene sin masa

$$m_W = \frac{1}{2} v g_2, \quad m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_2^2 + g_1^2}, \quad m_A = 0. \quad (2.21)$$

Mediante el rompimiento espontáneo de la simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ , tres bosones de Goldstone han sido absorbidos por los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  para formar sus componentes longitudinales y adquirir masa. Debido a que la simetría  $U(1)_Q$  no se ha roto, el fotón el cual es su generador, se mantiene sin masa tal y como esperábamos.

Hasta el momento hemos discutido solo la generación de masas para los bosones de norma, pero no se ha mencionado como dotar de masa a los fermiones. De hecho, podemos generar la masa para los fermiones usando el mismo campo escalar  $\Phi$  y el isodoublete  $\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^*$ , con hipercarga  $Y = -1$ . Para cualquier generación de fermiones, introducimos la lagrangiana de Yukawa

$$\mathcal{L}_Y = -\lambda_e \bar{L} \Phi e_R - \lambda_d \bar{Q} \Phi d_R - \lambda_u \bar{Q} \tilde{\Phi} u_R + \text{h.c.} \quad (2.22)$$

y debemos repetir el mismo ejercicio ya descrito anteriormente. Tomando por ejemplo el caso del electrón, obtenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_e (\bar{\nu}_e, \bar{e}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} e_R + \dots \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_e (v + H) \bar{e}_L e_R + \dots, \end{aligned} \quad (2.23)$$

identificamos el término de masa como

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}}, \quad m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}}. \quad (2.24)$$

Este mismo proceso ocurre con todos los fermiones masivos del modelo estándar.

Entonces, con el mismo isodoublete  $\Phi$  de campos escalares, podemos generar la masa de los bosones vectoriales débiles  $W^\pm$ ,  $Z$  y de los fermiones, mientras que se preserva la simetría de norma  $SU(2) \times U(1)$ , la cual está rota o escondida.

Las ecuaciones que conllevan a los bosones de norma físicos, Ecuación (2.19), definen el ángulo de mezcla electrodébil  $\sin \theta_W$

$$\sin \theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = \frac{e}{g_2}, \quad (2.25)$$

el cual puede ser escrito en términos de las masas de los bosones  $W$  y  $Z$  como

$$\sin^2 \theta_W \equiv s_W^2 = 1 - c_W^2 = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}. \quad (2.26)$$

Usando la parte fermionica de la lagrangiana del modelo estándar (1.46) escrita en términos de los nuevos campos e introduciendo explícitamente la derivada covariante se obtiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{NC}} &= e J_\mu^A + \frac{g_2}{\cos \theta_W} J_\mu^Z Z^\mu, \\ \mathcal{L}_{\text{CC}} &= \frac{g_2}{\sqrt{2}} (J_\mu^+ W^{+\mu} + J_\mu^- W^{-\mu}), \end{aligned} \quad (2.27)$$

**CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS**  
**2.3. LA PARTÍCULA DE HIGGS EN EL MODELO ESTÁNDAR**

---

para las corrientes neutras y cargadas respectivamente. Las corrientes  $J_\mu$  están dadas por

$$\begin{aligned} J_\mu^A &= Q_f \bar{f} \gamma_\mu f, \\ J_\mu^Z &= \frac{1}{4} \bar{f} \gamma_\mu [(2I_f^3 - 4Q_f \sin^2 \theta_W) - \gamma_5 (2I_f^3)] f, \\ J_\mu^+ &= \frac{1}{2} \bar{f}_u \gamma_\mu (1 - \gamma_5) f_d, \end{aligned} \quad (2.28)$$

en donde  $f_u(f_d)$  es el fermión tipo up (tipo down) de isospín  $+(-)\frac{1}{2}$ . En términos de la carga eléctrica  $Q_f$  del fermión y con  $I_f^3 = \pm\frac{1}{2}$  el isospín débil izquierdo del fermión y el ángulo de mezcla, se pueden escribir los acoplamientos vectoriales y axiales del fermión con el bosón  $Z$

$$\begin{aligned} v_f &= \frac{2I_f^3 - 4Q_f s_w^2}{2s_w c_w}, \\ a_f &= \frac{I_f^3}{2s_w c_w}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

En el caso del bosón  $W$ , sus acoplamientos vectorial y axial a los fermiones son

$$v_f = a_f = \frac{1}{2\sqrt{2}s_w}, \quad (2.30)$$

Estos resultados son únicamente válidos para una familia. Aunque la extensión a tres familias es directa para las corrientes neutras, hay una complicación en el caso de las corrientes cargadas ya que los eigenestados de norma para los quarks  $q'$  no son idénticos a sus eigenestados de masa  $q$ . Si comenzamos por los quarks tipo  $u$  como eigenestados de masa, en el sector de los quarks tipo  $d$  los dos conjuntos están conectados por una transformación unitaria

$$(d', s', b') = V(d, s, b), \quad (2.31)$$

en donde  $V$  es la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Para los leptones, los eigenestados de norma y los eigenestados de masa coinciden ya que los neutrinos son considerados sin masa en el modelo estándar, lo cual es una buena aproximación en la mayoría de los casos.

### 2.3. La partícula de Higgs en el modelo estándar

Pongamos particular atención al bosón de Higgs. La parte cinética del campo de Higgs  $\frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2$  proviene del término que involucra la derivada covariante  $|D_\mu \Phi|^2$ , mientras que su masa y sus términos de interacción provienen del potencial escalar  $V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2$

$$V = \frac{\mu^2}{2} (0, v+H) \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} + \frac{\lambda}{4} \left| (0, v+H) \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} \right|^2. \quad (2.32)$$

Usando la relación  $v^2 = -\mu^2/\lambda$  obtenemos

$$V = -\frac{1}{2} \lambda v^2 (v+H)^2 + \frac{1}{4} \lambda (v+H)^4. \quad (2.33)$$

Encontramos que la lagrangiana que contiene el campo de Higgs es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - V \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4. \end{aligned} \quad (2.34)$$

**CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS**  
**2.4. DECAIMIENTOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MODELO ESTÁNDAR**

---

De esta lagrangiana podemos ver que la masa del bosón de Higgs es

$$m_H^2 = 2\lambda v^2 = -2\mu^2, \quad (2.35)$$

y las constantes de acoplamiento para los vértices de autointeracción están dadas por

$$g_{H^3} = (3!)i\lambda v = 3i\frac{m_H^2}{v}, \quad g_{H^4} = (4!)i\frac{\lambda}{4} = 3i\frac{m_H^2}{v^2}. \quad (2.36)$$

De la lagrangiana que describe a los bosones de norma y la masa de los fermiones

$$\mathcal{L}_{m_V} \sim m_V^2 \left(1 + \frac{H}{v}\right)^2, \quad \mathcal{L}_{m_f} \sim -m_f \left(1 + \frac{H}{v}\right), \quad (2.37)$$

obtenemos también los acoplamientos del bosón de Higgs con los bosones de norma y fermiones

$$g_{Hff} = i\frac{m_f}{v}, \quad g_{HVV} = -2i\frac{m_V^2}{v}, \quad g_{HHVV} = -2i\frac{m_V^2}{v^2}. \quad (2.38)$$

El valor de expectación del vacío  $v$  está dado en términos de la masa del bosón  $W$  o de la constante de Fermi  $G_\mu$  determinada del decaimiento del muón [9]

$$M_W = \frac{1}{2}g_2 v = \left(\frac{\sqrt{2}g^2}{8G_\mu}\right)^{1/2} \Rightarrow v = \frac{1}{(\sqrt{2}G_\mu)^{1/2}} \simeq 246 \text{ GeV}. \quad (2.39)$$

El propagador del bosón de Higgs, en el espacio de momentos, está dado por

$$\Delta_{HH}(q^2) = \frac{i}{q^2 - m_H^2 + i\epsilon}. \quad (2.40)$$

## 2.4. Decaimientos del bosón de Higgs en el modelo estándar

Los acoplamientos del bosón de Higgs a los fermiones y los bosones de norma son directamente proporcionales a las masas de las partículas, de este modo el bosón de Higgs tendrá la tendencia a decaer en las partículas más pesadas permitidas cinemáticamente. Debido a que las masas de los bosones de norma y fermiones son conocidas, todas las anchuras de decaimiento del bosón de Higgs en estas partículas pueden ser predichas.

### 2.4.1. Decaimientos a quarks y leptones

En la aproximación de Born, la anchura parcial del bosón de Higgs decayendo a un par de fermiones, el cual procede mediante el diagrama de Feynman de la Figura 2.2, está dada por [10]

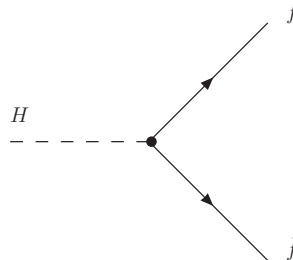


Figura 2.2: Diagrama de Feynman para el decaimiento del bosón de Higgs a fermiones.

## CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

### 2.4. DECAIMIENTOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MODELO ESTÁNDAR

$$\Gamma_{\text{Born}}(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_\mu N_c}{4\sqrt{2}\pi} m_H m_f^2 \beta_f^3, \quad (2.41)$$

con  $\beta = (1 - 4m_f^2/m_H^2)^{1/2}$  y  $N_c$  el factor de color  $N_c = 3(1)$  para quarks (leptones). En el caso de leptones, solo el decaimiento a un par de taus y a un par de muones son relevantes.

#### Decaimiento en quarks y correcciones de QCD

En el caso de decaimientos hadrónicos del bosón de Higgs, las correcciones de cromodinámica cuántica (QCD) resultan ser considerables y deben ser incluidas. A nivel de un lazo, los diagramas de Feynman para las correcciones son mostradas en la Figura 2.3. En el límite cuando  $m_H$  es mucho mayor que la masa de los quarks ( $m_H \gg 2m_f$ ) se obtiene la anchura de decaimiento al siguiente orden en teoría de perturbaciones y está dada por (NLO) [11]

$$\Gamma_{\text{NLO}}(H \rightarrow q\bar{q}) \simeq \frac{3G_\mu}{4\sqrt{2}\pi} m_H m_q^2 \left[ 1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \left( \frac{9}{4} + \frac{3}{2} \log \frac{m_q^2}{m_H^2} \right) \right]. \quad (2.42)$$

Como se puede observar, tenemos un término logarítmico  $\log(m_q/m_H)$ , el cual, para quarks ligeros, aportaría un valor pequeño a la anchura de decaimiento, e incluso tendríamos un valor negativo (y en definitiva no tendríamos una situación física). Sin embargo, este logaritmo puede ser absorbido en la redefinición de la masa de los quarks.

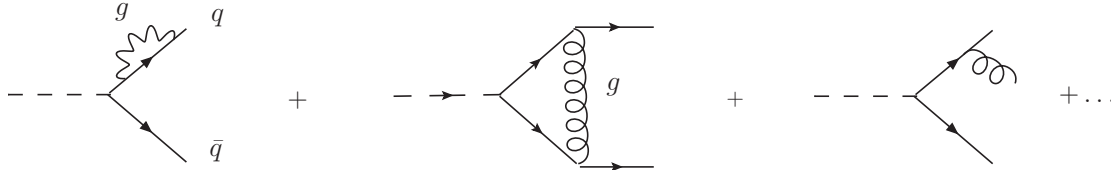


Figura 2.3: Diagramas de Feynman de las correcciones a un lazo de QCD para el decaimiento a un par de quarks.

#### 2.4.2. Decaimiento a bosones de norma electrodébiles

La anchura de decaimiento del bosón de Higgs en un par de bosones de norma masivos es proporcional a los acoplamientos  $HVV$ .

La anchura parcial para el bosón de Higgs decayendo en un par de bosones de norma  $H \rightarrow VV$  con  $V = W$  o  $Z$ , cuyos diagramas de Feynman se muestran en la Figura 2.4a, está dada por [12]

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{G_\mu m_H^3}{16\sqrt{2}\pi} \delta_V \sqrt{1 - 4x} (1 - 4x + 12x^2), \quad x = \frac{m_V^2}{m_H^2}, \quad (2.43)$$

con  $\delta_W = 2$  y  $\delta_Z = 1$ . Para masas del bosón de Higgs suficientemente grandes, la anchura de decaimiento en un par de bosones  $W$  es el doble que el decaimiento en un par de bosones  $Z$ , y los branching ratios (BR) correspondientes son  $2/3$  y  $1/3$ , respectivamente.

El decaimiento del bosón de Higgs a bosones de norma, en donde uno de ellos es virtual, cuyos diagramas de Feynman se muestran en la Figura 2.4b, también es importante ya que para  $m_H > 130$  GeV, el decaimiento del bosón de Higgs a un par de bosones  $W$  con un bosón virtual domina sobre el decaimiento  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Incluso el decaimiento del bosón de Higgs a dos bosones de norma virtuales, Figura 2.4c, también puede ser de gran interés. Estos decaimientos fueron ampliamente estudiados en los artículos [13] para el decaimiento a tres cuerpos y [14] para el decaimiento a cuatro cuerpos.

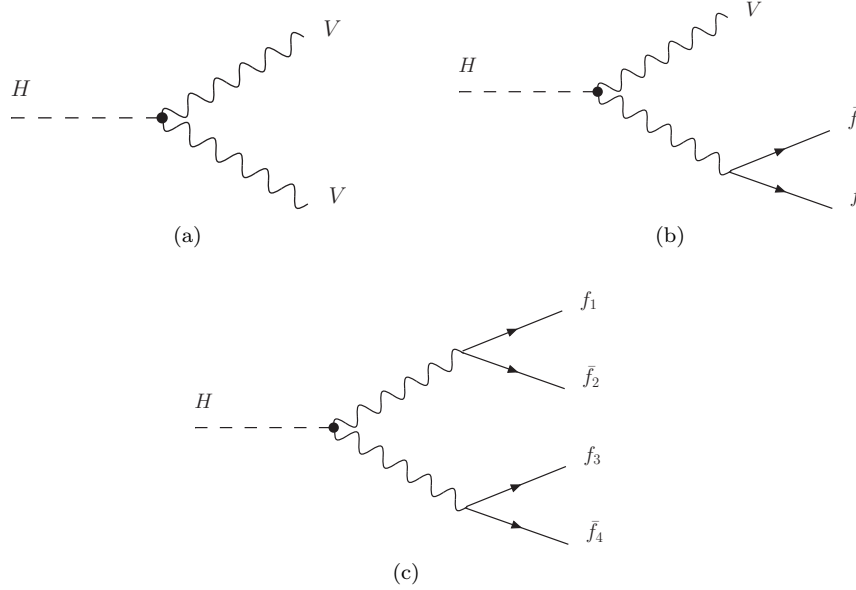


Figura 2.4: Diagramas de Feynman para los decaimientos del bosón de Higgs a un par de bosones de norma reales y/o virtuales.

Los decaimientos del bosón de Higgs a fermiones y a bosones de norma solamente ocurren a nivel árbol. Si consideramos un lazo de bosones de norma y fermiones, obtenemos los decaimientos:  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow Z\gamma$  y  $H \rightarrow gg$ . Debido a la supresión del lazo, estos serán del orden de  $\alpha_s^2/16\pi$  o  $\alpha^2/16\pi$ , quizá mejorado por la contribución de un gran número de diagramas, especialmente aquellos que contengan partículas pesadas, en donde los branching ratios serán del orden de  $10^{-4}$ , lo que puede ser importante bajo ciertas circunstancias.

### 2.4.3. Decaimientos $H \rightarrow \gamma\gamma$ , $H \rightarrow \gamma Z$ y $H \rightarrow gg$

Debido a que los fotones y gluones son partículas sin masa, estas no se acoplan al bosón de Higgs a nivel árbol. Sin embargo, los vértices  $Hgg$  y  $H\gamma\gamma$ , así como el acoplamiento  $HZ\gamma$ , pueden ser generados a un lazo en donde se involucran partículas masivas, las cuales se acoplan al bosón de Higgs. Los acoplamientos  $H\gamma\gamma$  y  $HZ\gamma$  son mediados por los bosones  $W$  y fermiones cargados, mientras que el acoplamiento  $Hgg$  está mediado solo por quarks, ver Figura 2.5b. Estas anchuras de decaimiento serán importantes para la producción del bosón de Higgs en colisionadores de Hadrones.

#### Decaimiento a dos fotones

El decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones está mediado por bosones  $W$  y fermiones pesados cargados (ver Figura 2.5a). La anchura parcial de decaimiento se puede poner en la forma [10]

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_\mu \alpha^2 m_H^3}{128 \sqrt{2} \pi^3} \left| \sum_f N_c Q_f^2 A_{1/2}^H(\tau_f) + A_1^H(\tau_W) \right|^2, \quad (2.44)$$

con los factores de forma para partículas de espín 1/2 y espín 1 dados por

## CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

### 2.4. DECAIMIENTOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MODELO ESTÁNDAR

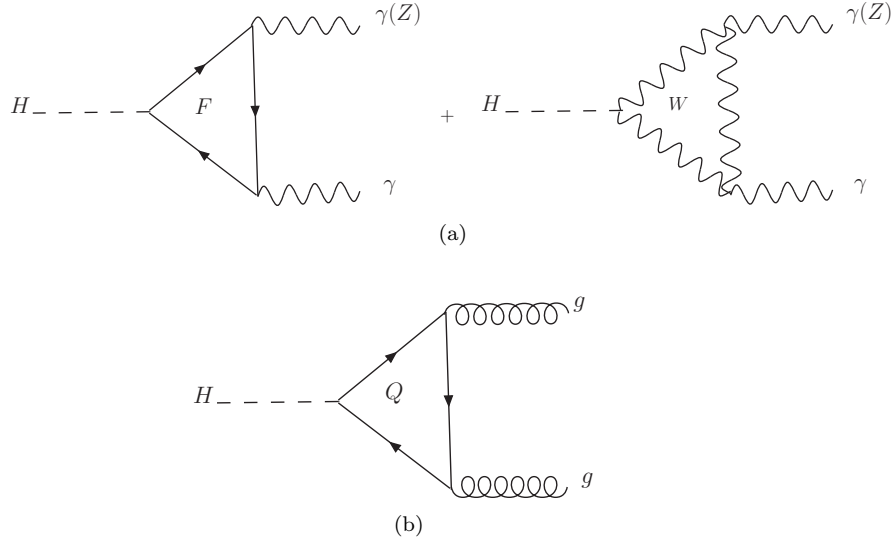


Figura 2.5: Diagramas de Feynman para el decaimiento del bosón de Higgs a) a dos fotones ( o bien el par  $Z\gamma$ ) y b) a dos gluones.

$$\begin{aligned}
 A_{1/2}^H(\tau) &= 2[\tau + (\tau - 1)f(\tau)]\tau^{-2}, \\
 A_1^H(\tau) &= -[2\tau^2 + 3\tau + 3(2\tau - 1)f(\tau)]\tau^{-2},
 \end{aligned}
 \tag{2.45}$$

y la función  $f(\tau)$  definida como

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2 \sqrt{\tau} & \tau \leq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[ \log \frac{1 + \sqrt{1 - \tau^{-1}}}{1 - \sqrt{1 - \tau^{-1}}} - i\pi \right]^2 & \tau > 1. \end{cases}
 \tag{2.46}$$

Los parámetros  $\tau_i = m_H^2/4m_i^2$  con  $i = f, W$  están definidos por las masas correspondientes de las partículas pesadas en el lazo. La constante electromagnética en el acoplamiento debe ser tomada a la escala  $q^2 = 0$  debido a que en el estado final los fotones son reales.

Debido a que el acoplamiento del bosón de Higgs a los fermiones  $Hf\bar{f}$  es proporcional a la masa del fermión, la contribución de los fermiones ligeros es despreciable, por lo que solamente el quark top y los bosones  $W$  contribuyen de manera apreciable a la anchura.

#### Decaimiento a un fotón y a un bosón $Z$

Similarmente al caso del decaimiento a dos fotones, el acoplamiento  $H \rightarrow Z\gamma$  tiene contribuciones de quarks pesados y bosones  $W$  en el lazo. La anchura de decaimiento está dada por [15]

$$\Gamma(H \rightarrow Z\gamma) = \frac{G_\mu^2 m_W^2 \alpha m_H^3}{64\pi^4} \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_H^2}\right)^3 \left| \sum_f N_f \frac{Q_f \bar{v}_f}{\cos \theta_W} A_{1/2}^H(\tau_f, \lambda_f) + A_1^H(\tau_W, \lambda_W) \right|^2,
 \tag{2.47}$$

en donde ahora  $\tau_i = 4m_i^2/m_H^2$ ,  $\lambda_i = 4m_i^2/m_Z^2$  y los factores de forma son

$$\begin{aligned}
 A_{1/2}^H(\tau, \lambda) &= [I_1(\tau, \lambda) - I_2(\tau, \lambda)], \\
 A_1^H(\tau, \lambda) &= \cos \theta_W \left[ 4 \left( 3 - \frac{\sin^2 \theta_W}{\cos^2 \theta_W} \right) I_2(\tau, \lambda) + \left[ \left( 1 + \frac{2}{\tau} \right) \frac{\sin^2 \theta_W}{\cos^2 \theta_W} - \left( 5 + \frac{2}{\tau} \right) \right] I_1(\tau, \lambda) \right],
 \end{aligned} \tag{2.48}$$

en donde  $\bar{v}_f = 2I_f^3 - 4Q_f \sin^2 \theta_W$ . Las funciones  $I_1$  y  $I_2$  están dadas por

$$\begin{aligned}
 I_1(\tau, \lambda) &= \frac{\tau\lambda}{2(\tau - \lambda)} + \frac{\tau^2\lambda^2}{2(\tau - \lambda)^2} [f(\tau^{-1}) - f(\lambda^{-1})] + \frac{\tau^2\lambda}{(\tau - \lambda)^2} [g(\tau^{-1}) - g(\lambda^{-1})], \\
 I_2(\tau\lambda) &= -\frac{\tau\lambda}{2(\tau - \lambda)} [f(\tau^{-1}) - f(\lambda^{-1})],
 \end{aligned} \tag{2.49}$$

donde la función  $f(\tau)$  está definida por la Ecuación (2.46), mientras que la función  $g(\tau)$  es

$$g(\tau) = \begin{cases} \sqrt{\tau^{-1} - 1} \arcsin \sqrt{\tau} & \tau \geq 1, \\ \frac{\sqrt{1 - \tau^{-1}}}{2} \left[ \log \frac{1 + \sqrt{1 - \tau^{-1}}}{1 - \sqrt{1 - \tau^{-1}}} - i\pi \right] & \tau < 1. \end{cases} \tag{2.50}$$

En este decaimiento, la contribución más grande proviene del bosón  $W$  al lazo. La contribución del quark top interfiere destructivamente a la contribución del bosón  $W$  pero es muy pequeña. Las correcciones de QCD son pequeñas en el rango de masas  $m_H \leq 2m_W$ . En el límite de quarks pesados, el factor de corrección para la amplitud de la contribución del quark top es

$$A_{1/2}^H(\tau_t, \lambda_t) \rightarrow A_{1/2}^H(\tau_t, \lambda_t) \times \left[ 1 - \frac{\alpha_s}{\pi} \right], \quad \text{para } m_H^2 \gg 4m_t^2. \tag{2.51}$$

### Decaimiento a un par de gluones

El decaimiento del bosón de Higgs a un par de gluones está mediado por lazos que involucran quarks (ver Figura 2.5b), con la principal contribución proveniente del quark top y el quark bottom. A nivel de un lazo, la anchura de decaimiento es [16]

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{G_\mu \alpha_s^2 m_H^3}{36\sqrt{2}\pi^3} \left| \frac{3}{4} \sum_Q A_{1/2}^H(\tau_Q) \right|^2. \tag{2.52}$$

El parámetro  $\tau_Q = m_H^2/4m_Q^2$  está definido por la masa en el polo del quark pesado. La forma del factor  $A_{1/2}^H(\tau_Q)$  es similar a la del decaimiento  $H \rightarrow \gamma\gamma$  y está dada por la Ecuación (2.45).

## 2.5. Modos de producción del bosón de Higgs

Existen diferentes mecanismos de producción para el bosón de Higgs en los colisionadores de hadrones, algunos de estos con la asociación de otras partículas como se muestra en la Figura 2.6. El mecanismo de fusión de gluones,  $gg \rightarrow H$  [16], el cual se lleva a cabo mediante un lazo de quarks y tiene la sección transversal más grande en el gran colisionador de hadrones (LHC). La observación de fusión de gluones permite una restricción indirecta sobre el acoplamiento  $t\bar{t}H$  incluso para  $m_H \ll 2m_f$ . Aparte del proceso de fusión de gluones, existen otros modos de producción con tasas más bajas pero con la ventaja de poder identificar las partículas asociadas, por ejemplo, la producción asociada de  $W^\pm H$  o  $ZH$  (Higgstrahlung) también es importante [17].

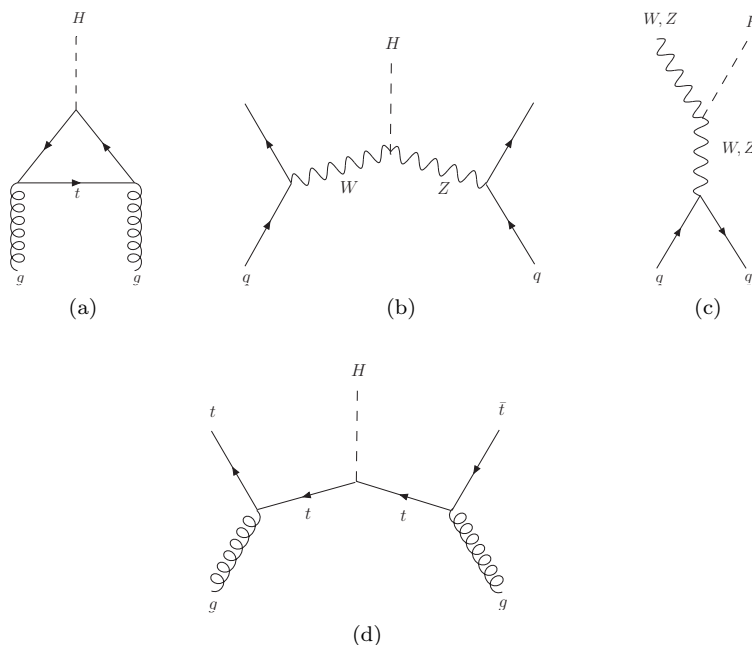


Figura 2.6: Diagramas de Feynman representativos para la producción del bosón de Higgs en un colisionador de hadrones. Se incluyen a) fusión de gluones, b) fusión de bosones vectoriales y producción asociada de c)  $WH$ ,  $ZH$  o d)  $t\bar{t}H$ .

### 2.5.1. Fusión de gluones

Con buena aproximación, el protón consiste de dos quarks up, un quark down y un mar de gluones. Debido a que el acoplamiento del bosón de Higgs a las partículas elementales es proporcional a su masa, tenemos un acoplamiento muy suprimido entre el bosón de Higgs y los constituyentes del protón. Entonces alguna partícula pesada necesita ser producida en una colisión protón-protón en el LHC para acoplarse al bosón de Higgs. Sabemos que el quark top es el fermión más pesado y solamente puede ser producido junto a un quark anti-top o un quark anti-bottom. Debido a que el quark top tiene tanto carga eléctrica como de color, dicho par solo puede ser producido por los procesos  $\gamma \rightarrow t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow t\bar{t}$ ,  $W^+ \rightarrow t\bar{b}$  o  $g \rightarrow t\bar{t}$ . Sin embargo, solo hay gluones en el protón, por lo que el proceso  $g \rightarrow t\bar{t}$  es por mucho el proceso de producción más importante para producir un par de quarks top, la partícula elemental más pesada conocida. Debido a la conservación de color, el par top-anti top producido por un gluón no se puede aniquilar en una partícula de Higgs. Para poder tener esta aniquilación a un bosón de Higgs, necesitamos que el quark top o el quark anti-top interactúen con un segundo gluón. Por lo tanto, es necesario involucrar en el proceso a dos gluones. Este proceso de producción es llamado fusión de gluones y es el proceso de producción del bosón de Higgs más importante.

### 2.5.2. Fusión de bosones vectoriales

Como se discutió en la sección anterior, existe esencialmente una manera de producir la partícula de Higgs a través de su acoplamiento con el quark top, al que llamamos fusión de gluones (las otras contribuciones son muy pequeñas). Consideremos una posibilidad alternativa a través de los bosones de norma  $W$  y  $Z$  en lugar del quark top. Estos bosones de norma no poseen carga de color (lo cual significa que no se acoplan al gluón) y sus masas son aproximadamente la mitad de la del quark top. Esto hace que la producción del bosón de Higgs a través de los bosones  $Z/W$

## CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL BOSÓN DE HIGGS

### 2.5. MODOS DE PRODUCCIÓN DEL BOSÓN DE HIGGS

---

sea un poco diferente al caso anterior. Este mecanismo de producción del bosón de Higgs a través de los bosones  $W/Z$  es llamado “Fusion de bosones vectoriales”(VBF) [18]. En este proceso un quark proveniente de uno de los protones entrantes emite un bosón  $Z$  o  $W^+$  mientras que otro quark, proveniente de otro protón, emite un bosón  $Z$  o  $W^-$ . El par  $ZZ$  o  $W^+W^-$  se “fusiona” para producir una partícula de Higgs. La sección transversal total para VBF es significativamente menor que la fusión de gluones. Si se desea determinar experimentalmente la contribución de VBF, se hace uso de la presencia de dos quarks en el estado final: cada quark visto en el detector como un jet. Entonces, la partícula de Higgs del VBF puede ser observada en el detector junto a un jet, dos jets o sin jets. Una partícula de Higgs producida junto a un jet o dos jets es un ejemplo de producción asociada.

Finalmente, en la Figura 2.6d se muestran los diagramas de Feynman para la producción del bosón de Higgs en asociación con un par top-anti top [16], lo cual es similar al proceso de fusión de gluones excepto que el par de quarks top no se cierran en un lazo. La producción asociada  $t\bar{t}H$  es también importante en el LHC, en donde las correcciones radioactivas (y electrodébiles) pueden ser considerables.



## Capítulo 3

# El Modelo de dos dobletes de Higgs

### 3.1. Fallas del modelo estándar

El modelo estándar (ME) ha sido una de las teorías más bellas que la humanidad haya creado hasta el momento. Con el ME se logró predecir la existencia de los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  y el gluón antes de que estas partículas hubiesen sido observadas. El Large Electron-Positron Collider (LEP) en el CERN confirmó varias predicciones entre los decaimientos de los bosones  $Z$ . Hasta el año 2012 ningún experimento había detectado directamente la existencia del bosón de Higgs, aunque había una cierta evidencia indirecta de él. Todas las esperanzas estaban puestas en las investigaciones realizadas mediante el colisionador de hadrones LHC del CERN. Este centro hizo el histórico anuncio del hallazgo de una partícula compatible con las propiedades del bosón de Higgs el 4 de julio de 2012, confirmado por los experimentos ATLAS y CMS. El hecho de ser localizado en dos detectores distintos así como su fiabilidad hace que este problema del ME haya sido superado. A pesar del gran éxito del ME en explicar los fenómenos observados en los colisionadores de partículas, esta teoría tiene ciertos defectos importantes. Por ejemplo, no predice el espectro de masas de las partículas, no incluye la gravedad, no explica porque hay tres generaciones de fermiones, etc. A continuación detallaremos algunas de estas inconsistencias.

- **Neutrinos:** los neutrinos, los cuales solamente interaccionan en los procesos débiles a través del intercambio de bosones  $W$  y  $Z$ , son considerados partículas sin masa en el modelo estándar. Sin embargo, a través de la evidencia experimental del fenómeno de oscilación de neutrinos se ha deducido que estos posean masa [19]. La oscilación de los neutrinos viene del hecho de que los eigenestados de masa no son eigenestados de sabor, lo cual puede suceder si los términos de masa involucran mezclas. Entonces, el fenómeno de oscilación de neutrinos, en el cual un neutrino de un sabor se convierte en un neutrino de diferente sabor durante la propagación libre, es posible solo si los neutrinos son masivos. Estas masas serían extremadamente pequeñas comparadas con las masas de las otras partículas. Los valores de sus masas y el hecho de que solamente la parte izquierda de los neutrinos sea necesaria en el modelo estándar sugiere que la masa de éstos tiene un origen diferente a las masas de los fermiones elementales.
- **Materia oscura:** en 1932 los astrofísicos descubrieron que había una gran contribución de materia no bariónica y no luminosa a la densidad crítica del universo, la cual llamaron materia oscura [20]. Ellos observaron que la densidad de la materia conocida (materia bariónica) representa menos del cuatro por ciento de la densidad de energía total del universo. Ahora se sabe que aproximadamente un cuarto de la energía contenida del universo es debido a una forma de distribución de materia oscura, la cual tiene interacción gravitacional pero que no es luminosa y eléctricamente neutra. Una explicación es que la materia oscura es debida a la presencia dominante de alguna especie de partícula eléctricamente neutra, estable (o al

**CAPÍTULO 3. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS**  
**3.2. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS**

---

menos de muy larga vida) y que no interacciona fuertemente. El modelo estándar no incluye algún candidato de partículas a tener en cuenta para dicha componente de materia oscura. Su presencia por lo tanto requerirá una extensión del modelo.

- El problema de la jerarquía: hemos visto en capítulos anteriores que la teoría electrodébil es una teoría invariante de norma ante el grupo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , que es espontáneamente rota al grupo  $U(1)_{QED}$ . El rompimiento de la simetría electrodébil está descrito por el mecanismo de Higgs, el cual dota de masa a los bosones de norma. Su realización está basada en la inclusión de un solo doblete complejo de  $SU(2)_L$  de campos escalares que adquieren un valor de expectación del vacío distinto de cero. Tres de estos campos escalares son absorbidos por los tres bosones de norma débiles que adquieren masas, el remanente, el bosón de Higgs, se acopla tanto a los campos de norma como a la materia, además de tener autointeracciones que se generan a partir del potencial escalar. A nivel clásico, esta descripción tiene sentido. Sin embargo, un problema surge cuando uno trata de tomar correcciones cuánticas en consideración. De hecho, contrariamente a la masa de los fermiones, que están protegidos por la simetría quirral, las masas de los campos escalares elementales son inestables bajo correcciones cuánticas. Además, el cuadrado de la masa del bosón de Higgs  $m_H^2$ , que se espera que sea del orden del cuadrado del valor de expectación del vacío del campo de Higgs  $v^2$ , recibe grandes correcciones cuánticas que dependen cuadráticamente de la escala de corte  $\Lambda$  hasta donde se considera que es válido el modelo estándar

$$\delta m_H^2 \propto \mathcal{O}\left(\frac{\alpha}{\pi}\right) \Lambda^2, \quad (3.1)$$

en donde  $\alpha$  es la constante de estructura fina. Si consideramos el requisito razonable de que la corrección cuántica a la masa no debe ser tan grande comparado a la masa original, estamos forzados a mantener un corte dentro del orden de magnitud de la masa, lo cual en el caso de la teoría electrodébil es de un 1 TeV. En efecto, si extendemos la teoría a la escala de Planck, entonces el valor natural de  $m_H$  será del orden de esta escala. Ésta es otra pregunta que el modelo estándar no responde: ¿Por qué existen 17 ordenes de magnitud que separan la escala electrodébil de la escala de Planck? Por su puesto, podemos escoger la escala de renormalización tal que la masa del bosón de Higgs este fija al rango de valores que es experimentalmente requerido. Sin embargo, un ajuste fino como éste se considera no natural.

Debido a la problemática del modelo estándar, se han considerado numerosos modelos de extensión que puedan ser de utilidad para construir una teoría más completa. Este tipo de modelos predicen nuevos efectos que pueden ser buscados en los colisionadores de partículas con tal de tener alguna evidencia de la teoría que ayudaría a construir una teoría final de las interacciones. Una de las extensiones más simples del modelo estándar consiste en añadir un doblete adicional. A pesar de su simpleza, estos modelos con dos dobletes de Higgs predicen una rica fenomenología.

### 3.2. El modelo de dos dobletes de Higgs

El sector fermionico y de norma del modelo estándar de las interacciones electrodébiles ha sido corroborado fenomenológicamente con gran precisión, no obstante el sector escalar no ha sido explorado aún con tanto detalle. En el modelo estándar la estructura escalar más simple posible consta de solamente un doblete de  $SU(2)$ . Una pieza crucial de la evidencia acerca de la estructura escalar es el parámetro  $\rho$ . En una teoría de norma  $SU(2) \times U(1)$ , si hay  $n$  multipletes escalares  $\phi_i$  con isoespín débil  $I_i$ , hipercarga débil  $Y_i$  y valor de expectación del vacío  $v_i$ , el parámetro  $\rho$  a nivel de árbol es

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^n \left[ I_i(I_i + 1) - \frac{1}{4}Y_i^2 \right] v_i}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2}Y_i^2 v_i}. \quad (3.2)$$

Experimentalmente  $\rho$  es muy cercano a la unidad. La extensión más simple del modelo estándar, que es consistente con  $\rho = 1$ , consiste en simplemente añadir más dobletes y/o singletes escalares. De esta manera una de las extensiones más simples posibles al modelo estándar es el modelo de dos dobletes de Higgs (MDDH). Hay diversas motivaciones para estudiar estos modelos, aunque la mejor conocida es supersimetría. En las teorías de supersimetría los escalares pertenecen a multipletes quirales y su conjugado complejo pertenece a multipletes de quiralidad opuesta. Dado que los multipletes de diferentes quiralidades no se pueden acoplar juntos en una lagrangiana, un solo doblete de Higgs es incapaz de dotar de masa simultáneamente a los quarks tipo up y quarks tipo down. Debido a que los escalares se establecen en multipletes quirales junto a campos con espín 1/2, la cancelación de anomalías también requiere que un doblete adicional sea añadido. Otra de las motivaciones proviene del hecho de que el modelo estándar es incapaz de generar una simetría bariónica del universo. Los modelos con dos dobletes de Higgs pueden lograrlo debido a la gran flexibilidad de su espectro de masa escalares y a la existencia de fuentes adicionales de violación de la simetría  $CP$ . Dichas fuentes de violación explícita o espontánea de  $CP$  constituyen una de las grandes características de los MDDH. Con el gran colisionador de hadrones en funcionamiento y recolectando datos, la época parece apropiada para el estudio de los MDDH. A diferencia del modelo estándar, en donde la masa del bosón de Higgs es el único parámetro libre del sector escalar, los MDDH contienen un gran número de parámetros libres. Con bosones de Higgs cargados, pseudoescalares y diferentes modos de decaimiento, los retos experimentales son un tanto diferentes a los del modelo estándar.

### 3.2.1. Lagrangiana para el MDDH

El rompimiento de la simetría electrodébil vía el mecanismo de Higgs está descrito por la lagrangiana invariante de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  para el MDDH, la cual puede ser escrita como

$$\mathcal{L}_{MDDH} = \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_{SM}, \quad (3.3)$$

donde  $\mathcal{L}_Y$  describe la interacción de los fermiones con los escalares de Higgs y  $\mathcal{L}_{SM}$  describe las interacciones de los bosones de norma y los fermiones. La lagrangiana escalar de Higgs  $\mathcal{L}_\phi$  es

$$\mathcal{L}_\phi = \sum_{i=1,2} (D_\mu \phi_i)^\dagger (D^\mu \phi_i) - V_H(\phi_1, \phi_2). \quad (3.4)$$

Estos términos, reemplazan el término cinético y el potencial de Higgs en la lagrangiana del modelo estándar en donde mantenemos la misma forma para la derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^a T_a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (3.5)$$

donde  $T_a$  e  $Y$  son los generadores de transformaciones de isospín débil e hipercarga débil. Para mantener el valor  $\rho = 1$  a nivel árbol, ambos campos de Higgs deben ser isodoubletes débiles ( $I = 1/2$ ) con hipercargas  $Y = \pm 1$ , en este caso usaremos  $Y = +1$  para ambos dobletes.

### 3.2.2. El sector escalar del MDDH

El sector escalar de los MDDH tienen algunas características interesantes. En su forma más general, el potencial tiene 14 parámetros independientes. Sin embargo, el hecho de que los dobletes

**CAPÍTULO 3. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS**  
**3.2. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS**

---

de Higgs  $\phi_1$  y  $\phi_2$  no sean físicamente observables (solo los eigenestados de masa son partículas físicas) significa que tenemos la libertad de redefinir estos dobletes, siempre y cuando preservemos la forma de sus términos cinéticos. Estos cambios de base de los dobletes de Higgs permite absorber algunos de los parámetros en el potencial que son esenciales para entender el número de parámetros físicos realmente presentes en éste. Por diversas razones, la más usual es aquella que preserva la incidencia de corrientes neutras con cambio de sabor (CNCS). Es común imponer una variedad de simetrías globales sobre los MDDH, esto para reducir el número de parámetros libres. Es el potencial escalar el que determina el vacío de los MDDH, el cual, a diferencia de lo que ocurre en el modelo estándar, no es único: con dos dobletes surgen posibilidades de que el vacío del modelo rompa espontáneamente la simetría  $CP$ , la cual es precisamente la razón por la cual T.D. Lee propuso los MDDH en 1973. Incluso si se considera solamente el vacío que preserva  $CP$  y las simetrías de norma usuales del modelo estándar, los MDDH tienen una rica estructura. Sin embargo, este tipo de modelos tienen una característica que lo distingue de otros modelos con multipletes de Higgs, tales como SUSY o el 3HDM, y es que su vacío es estable. Sin embargo no todos los valores de los parámetros del potencial de los MDDH garantizan que sea un mínimo estable, aunque uno puede estar seguro que el potencial está delimitado inferiormente. Este requerimiento básico permite imponer restricciones sobre los acoplamientos cuárticos.

**El potencial del MDDH**

El potencial  $V_H(\phi_1, \phi_2)$  más general, invariante de norma y renormalizable, para los MDDH es una combinación hermitiana de combinaciones invariantes de los campos  $\phi_1$  y  $\phi_2$ ;  $(\phi_1^\dagger \phi_1), (\phi_2^\dagger \phi_2), (\phi_1^\dagger \phi_2), (\phi_2^\dagger \phi_1)$ . En modelos de interacciones electrodébiles con rompimiento espontáneo de invarianza de norma, la renormalizabilidad limita a 4 el grado del potencial de Higgs, por lo que términos con ordenes más grandes que cuatro tienen que ser excluidos debido a que no son renormalizables. Por lo tanto, la máxima potencia de combinaciones  $(\phi_i^\dagger \phi_j)$  es dos. Para establecer el potencial uno debe ser muy cuidadoso en la definición y distinción de los parámetros, los cuales pueden ser rotados a los que tengan implicaciones físicas. Sin embargo, muchos estudios fenomenológicos de los MDDH realizan diversas simplificaciones o suposiciones. Usualmente, se asume que  $CP$  se conserva en el sector de Higgs (solo en este caso se puede distinguir entre escalares y pseudoescalares). Bajo estas suposiciones, el potencial escalar más general para los dobletes  $\phi_1$  y  $\phi_2$  es

$$\begin{aligned}
 V_H = & m_{11}^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + m_{22}^2 \phi_2^\dagger \phi_2 - m_{12}^2 (\phi_1^\dagger \phi_2 + \phi_2^\dagger \phi_1) + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 \\
 & + \lambda_3 \phi_1^\dagger \phi_1 \phi_2^\dagger \phi_2 + \lambda_4 \phi_1^\dagger \phi_2 \phi_2^\dagger \phi_1 + \frac{\lambda_5}{2} [(\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + (\phi_2^\dagger \phi_1)^2], \quad (3.6)
 \end{aligned}$$

en donde todos los parámetros son reales. Para una región del espacio de parámetros, tomando el mínimo del potencial obtenemos

$$\langle \phi_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Con dos campos escalares complejos de  $SU(2)$  tenemos 8 campos

$$\phi_j = \begin{pmatrix} \phi_j^+ \\ \frac{v_j + \rho_j + i\eta_j}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad j = 1, 2. \quad (3.8)$$

Tres de estos campos son absorbidos para dar masa a los bosones  $W^\pm$  y  $Z$ . Los 5 remanentes son los campos escalares de Higgs: un campo escalar cargado, dos escalares neutros y un pseudoescalar.

**CAPÍTULO 3. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS**  
3.3. MODELOS CON CONSERVACIÓN DE SABOR

---

Con el mínimo anterior los términos de masa para los escalares cargados están dados por

$$\mathcal{L}_{\phi^\pm masa} = [m_{12}^2 - (\lambda_4 + \lambda_5)v_1v_2](\phi_1^- \ \phi_2^-) \begin{pmatrix} v_2/v_1 & -1 \\ -1 & v_1/v_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix}. \quad (3.9)$$

Se obtiene un eigenvalor nulo que corresponde a un bosón de Goldstone cargado  $G^\pm$  es cual es absorbido por  $W^\pm$ . La masa cuadrada del Higgs cargado es

$$m_\pm^2 = \left[ \frac{m_{12}^2}{v_1v_2} - \lambda_4 - \lambda_5 \right] (v_1^2 + v_2^2). \quad (3.10)$$

Los términos de masa para los pseudoescalares están dados por

$$\mathcal{L}_{\eta masa} = \frac{m_A^2}{v_1^2 + v_2^2} (\eta_1 \ \eta_2) \begin{pmatrix} v_2^2 & -v_1v_2 \\ -v_1v_2 & v_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}. \quad (3.11)$$

Esto proporciona un pseudoescalar de Goldstone junto a la masa cuadrada del pseudoescalar físico

$$m_A^2 = [m_{12}^2/(v_1v_2) - 2\lambda_5](v_1^2 + v_2^2). \quad (3.12)$$

Finalmente, los términos de masa para los escalares están dados por

$$\mathcal{L}_{\rho masa} = -(\rho_1 \ \rho_2) \begin{pmatrix} m_{12}^2 \frac{v_2}{v_1} + \lambda_1 v_1^2 & -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 \\ -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 & m_{12}^2 \frac{v_1}{v_2} + \lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

con  $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$ . La matriz de masa de los escalares puede ser diagonalizada, siendo  $\alpha$  el ángulo de rotación que realiza la diagonalización.

Un parámetro importante de este modelo es la razón de los valores de expectación del vacío

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}. \quad (3.14)$$

Los parámetros  $\alpha$  y  $\beta$  determinan las interacciones de los diversos campos de Higgs con los bosones vectoriales y con los fermiones, estos parámetros son cruciales en la fenomenología de los MDDH.

### 3.3. Modelos con conservación de sabor

El problema más serio que enfrentan los MDDH es la posibilidad de tener CNCS. Por ejemplo, el acoplamiento de Yukawa de los quarks con carga  $-1/3$  es en general

$$\mathcal{L}_Y = y_{ij}^1 \bar{\psi}_i \psi_j \phi_1 + y_{ij}^2 \bar{\psi}_i \psi_j \phi_2, \quad (3.15)$$

en donde  $i$  y  $j$  son los índices de generación. La matriz de masa es entonces

$$M_{ij} = y_{ij}^1 \frac{v_1}{\sqrt{2}} + y_{ij}^2 \frac{v_2}{\sqrt{2}}. \quad (3.16)$$

En el modelo estándar, la diagonalización de la matriz de masa automáticamente diagonaliza las interacciones de Yukawa, por lo tanto no hay CNCS a nivel árbol. Sin embargo, en general  $y^1$  y  $y^2$  de la Ecuación (3.15) no serán simultáneamente diagonalizables. Los escalares neutros de Higgs mediarán CNCS de la forma  $\bar{d}s\phi$ . Bajo ciertas suposiciones razonables modelos con CNCS pueden ser viables, pero por el momento supondremos que las CNCS a nivel árbol son completamente ausentes debido a una simetría discreta o continua.

Es fácil de observar que si todos los fermiones con los mismos números cuánticos se acoplan al mismo

**CAPÍTULO 3. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS**  
3.4. MODELO CON CNCS A NIVEL ÁRBOL

---

multiplete de Higgs, entonces las CNCS serán ausentes. Esto fue formalizado por el teorema de Paschos-Glashow-Weinberg [21]. En el modelo estándar con dobletes izquierdos y singletes derechos, este teorema implica que todos los quarks derechos de una carga dada se deben acoplar a un mismo multiplete de Higgs. En los MDDH esto solamente puede ser asegurado por la introducción de una simetría discreta.

Fijándonos en el sector de quarks de los MDDH, solamente hay dos posibilidades. Se denomina MDDH tipo I al caso en el que todos los quarks y leptones se acoplan a un doblete de Higgs (convencionalmente se escoge  $\phi_2$ ), y MDDH tipo II en donde los quarks tipo  $u$  se acoplan a al doblete  $\phi_2$  y los quarks tipo  $d$  junto a los leptones se acoplan a  $\phi_1$ . El modelo tipo I puede ser garantizado con una simple simetría discreta  $\phi_1 \rightarrow -\phi_1$ , mientras que para el tipo II se necesitan las simetrías  $\phi_1 \rightarrow -\phi_1$  y  $d_r^i \rightarrow -d_r^i$ .

Si no hay violación de  $CP$  en los valores de expectación de los dobletes escalares  $\phi_i$  entonces  $v_1$  y  $v_2$  son reales y no negativos, por lo que

$$\phi_j = \left( \begin{array}{c} \phi_j^+ \\ \frac{v_j + \rho_j + i\eta_j}{\sqrt{2}} \end{array} \right), \quad (3.17)$$

en donde  $v_1 = v \cos \beta$  y  $v_2 = v \sin \beta$ . Entonces el bosón de Goldstone neutro es

$$G^0 = \eta_1 \cos \beta + \eta_2 \sin \beta. \quad (3.18)$$

La combinación lineal de  $\eta_j$  ortogonal a  $G^0$  es el pseudoescalar físico

$$A = \eta_1 \sin \beta - \eta_2 \cos \beta. \quad (3.19)$$

Los escalares físicos son un escalar ligero  $h$  y un escalar pesado  $H$ , los cuales son ortogonales a las combinaciones de  $\rho_1$  y  $\rho_2$ :

$$\begin{aligned} h &= \rho_1 \sin \alpha - \rho_2 \cos \alpha, \\ H &= -\rho_1 \cos \alpha - \rho_2 \sin \alpha. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Los acoplamientos de los fermiones a los bosones escalares están dados a través del lagrangiano de Yukawa

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{yukawa} &= - \sum_{f=u,d,\ell} \frac{m_f}{v} (\xi_h^f \bar{f} f h + \xi_H^f \bar{f} f H - \xi_A^f \bar{f} \gamma^5 f A) \\ &\quad - \left( \frac{\sqrt{2} V_{ud}}{v} \bar{u} (m_u \xi_A^u P_L + m_d \xi_A^d P_R) d H^+ + \frac{\sqrt{2} m_l \xi_A^l}{v} \bar{\nu}_L \ell_R H^+ + \text{h.c.} \right), \end{aligned} \quad (3.21)$$

en donde  $P_{L/R}$  son los operadores de proyección para los fermiones izquierdos/derechos, y los factores  $\xi$  están presentados en la Tabla 3.1.

En ambos modelos, los acoplamientos de los bosones de Higgs neutros a los bosones  $W$  y  $Z$  son los mismos; los acoplamientos del bosón de Higgs ligero  $h$  a  $WW$  y  $ZZ$  es el mismo que el modelo estándar multiplicado por  $\sin(\beta - \alpha)$  y el acoplamiento del bosón de Higgs pesado  $H$  es el mismo al del modelo estándar modulo  $\cos(\alpha - \beta)$ . El acoplamiento del pseudoescalar  $A$  a los bosones vectoriales no existe.

### 3.4. Modelo con CNCS a nivel árbol

En la sección anterior se mostró que se pueden eliminar procesos donde existan CNCS por medio de una simetría discreta del tipo  $Z_2$ . El siguiente tratamiento supondrá que no existe dicha

**CAPÍTULO 3. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS**  
3.4. MODELO CON CNCS A NIVEL ÁRBOL

---

	Tipo I	Tipo II
$\xi_h^u$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \sin \beta$
$\xi_h^d$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$
$\xi_h^\ell$	$\cos \alpha / \sin \beta$	$-\sin \alpha / \cos \beta$
$\xi_H^u$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\sin \alpha / \sin \beta$
$\xi_H^d$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$
$\xi_H^\ell$	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$
$\xi_A^u$	$\cot \beta$	$\cot \beta$
$\xi_A^d$	$-\cot \beta$	$\tan \beta$
$\xi_A^\ell$	$-\cot \beta$	$\tan \beta$

Tabla 3.1: Acoplamiento de Yukawa de los fermiones a los bosones de Higgs neutros  $h, H, A$  en los MDDH tipo I y II. Los acoplamiento para los bosones de Higgs cargados se siguen de la Ecuación (3.21)

simetría entre las familias de los dobletes de Higgs. Sabemos que las CNCS a nivel árbol pueden ser suprimidos al hacer los escalares lo suficientemente pesados, pero fenomenológicamente las masas de escalares en el rango de los TeV además de antinaturales violan algunas de las restricciones teóricas debidas a la consistencia interna de la teoría.

Para discutir las CNCS a nivel árbol consideraremos una base en la cual los dobletes escalares son rotados de tal manera que el VEV está únicamente en el primer doblete, mientras que el segundo posee un VEV nulo. En este caso, los acoplamiento generales de Yukawa pueden ser escritos como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= \eta_{ij}^U \bar{Q}_{iL} \tilde{H}_1 U_{jR} + \eta_{ij}^D \bar{Q}_{iL} H_1 D_{jR} + \eta_{ij}^L \bar{L}_{iL} H_1 E_{jR} \\ &+ \hat{\xi}_{ij}^U \bar{Q}_{iL} \tilde{H}_2 U_{jR} + \hat{\xi}_{ij}^D \bar{Q}_{iL} H_2 D_{jR} + \hat{\xi}_{ij}^L \bar{L}_{iL} H_2 E_{jR} + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (3.22)$$

en donde  $H_1$  y  $H_2$  son los dos dobletes escalares. Solamente  $H_1$  tiene un VEV:

$$\langle H_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle H_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.23)$$

en donde  $v$  es real. En esta base, solamente los acoplamiento de Yukawa del doblete  $H_1$  vía los coeficientes  $\eta_{ij}$  generan la masa de los fermiones; así los  $\eta_{ij}$  pueden ser bi-diagonalizados y no producir CNCS a nivel árbol. Cuando la bi-diagonalización es realizada, los acoplamiento que median las CNCS son

$$\mathcal{L}_{CNCS} = \xi_{ij}^U \bar{U}_{iL} H_2^0 U_{jR} + \xi_{ij}^D \bar{U}_{iL} H_2^0 D_{jR} + \xi_{ij}^L \bar{L}_{iL} H_2^0 L_{jR}, \quad (3.24)$$

donde

$$\xi^{U,D,L} = V_L^{U,D,L\dagger} \hat{\xi}^{U,D,L} V_R^{U,D,L}. \quad (3.25)$$

Ya que  $V_R$  es completamente desconocida y las matrices  $\hat{\xi}$  son arbitrarias, los coeficientes  $\xi^{U,D,L}$  son arbitrarios; a fin de observar los efectos en procesos específicos, algunas suposiciones deben realizarse acerca de sus magnitudes [22].

Finalmente podemos mencionar algunas propiedades de los acoplamiento de los bosones de Higgs a los bosones vectoriales. Notemos que no tenemos acoplamiento del pseudoescalar con un par de bosones electrodébiles. Recordemos que los acoplamiento de los bosones de Higgs a un par de bosones vectoriales proviene de la derivada covariante  $(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi)$  en la lagrangiana después

**CAPÍTULO 3. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS**  
**3.5. DECAIMIENTOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH**

---

de reemplazar uno de los  $\phi$  por su valor de expectación del vacío. Sin embargo, en una teoría que preserva  $CP$  este mecanismo no genera acoplamientos para un pseudoescalar. Esto es debido a la convención adoptada, en donde el VEV de  $\phi$  es real y el  $A$  se deriva de la componente imaginaria de  $\phi$ . Este mecanismo no genera acoplamientos a nivel de árbol para un bosón de Higgs  $CP$ -par a un par de bosones no masivos, por ejemplo  $\gamma\gamma$ . Ambos tipos de acoplamientos solo surgen a nivel de un lazo. Por simetría de Bose, el acoplamiento del bosón  $Z$  a un par de bosones de Higgs idénticos está prohibido. Para un par de bosones de Higgs no idénticos el acoplamiento solo se presenta cuando los dos Higgs tienen números cuánticos de  $CP$  opuestos, es decir  $ZAH$  y  $ZAh$  son permitidos. Hay algunos otros vértices prohibidos a nivel árbol por otras razones. Los vértices generados radiativamente  $Agg$ ,  $Hgg$  y  $hgg$  son importantes debido a que a la fusión de gluones es uno de los mecanismos de producción más importantes para los Higgs neutros en los colisionadores de hadrones. Similarmente, los acoplamientos a un par  $\gamma\gamma$  pueden ser muy importantes en la detección del Higgs neutro. Otros vértices como  $H^+W^-\gamma$  y  $H^+W^-Z$  también desaparecen a nivel árbol. El vértice  $H^+W^-\gamma$  no existe a nivel árbol debido a la conservación de la corriente electromagnética, obteniéndose hasta nivel de un lazo.

### 3.5. Decaimientos del bosón de Higgs en el MDDH

Los métodos claves para distinguir entre los distintos tipos de MDDH del modelo estándar involucran los branching ratio de los decaimientos del bosón de Higgs. En esta sección discutiremos los decaimientos de los escalares neutros ( $h, H, A$ ) de los MDDH. En el capítulo anterior discutimos acerca de las anchuras del bosón de Higgs en el modelo estándar, en donde vimos que los decaimientos a  $WW$  y  $ZZ$  son dominantes para masas del bosón de Higgs por encima de 160 GeV; por debajo de este valor el canal  $b\bar{b}$  es más importante. Ahora analizaremos los decaimientos de los escalares de Higgs en el MDDH. Como vimos en la sección anterior, los branching ratio no dependerán exclusivamente de las masas si no que también de los ángulos de mezcla  $\alpha$  y  $\beta$ , lo cual dificulta el análisis. En los MDDH, un límite inferior sobre  $\tan\beta$  de aproximadamente 0.3 puede ser obtenido del requerimiento de que los acoplamientos de Yukawa del quark top sean perturbativos. Por otro lado, en el modelo tipo II, los acoplamientos de Yukawa del quark bottom serán no perturbativos si  $\tan\beta$  no excede aproximadamente 100. Akeroyd, Arhrib y Naimi [23, 24] estudiaron un gran número de procesos que violan unitariedad a nivel árbol y concluyeron que valores de  $\tan\beta$  mayores a 30 son desfavorables, aunque existen algunas regiones en el espacio de parámetros que son permitidos aún.

Los decaimientos que consideraremos primeramente son aquellos que involucran partículas vectoriales (gluones, fotones, y bosones  $W$  y  $Z$ ) y un bosón de Higgs de los MDDH. Los decaimientos de  $h, H$  y  $A$  a dos gluones se pueden obtener fácilmente de los resultados de la Ecuación (2.52). Solamente se necesita incluir los ángulos de mezcla apropiados en los acoplamientos de  $h, H$  y  $A$  a los quarks cuando se calcula las contribuciones de los quarks y generalizar la forma funcional como

$$2[\tau + (\tau - 1)f(\tau)] \rightarrow \tau[\xi^h + (1 - \tau\xi^h)f(\tau)], \quad (3.26)$$

en donde  $\xi^h = 1$  para los bosones escalares y  $\xi^h = 0$  para el pseudoescalar, es decir, la forma funcional cambia si se toma en consideración el acoplamiento de los quarks a un escalar o un pseudoescalar.

Los decaimientos de  $h, H$  y  $A$  a un par  $\gamma\gamma$  y  $Z\gamma$  también son fáciles de obtener usando lo resultados del capítulo 2. En el caso de la contribución de los bosones  $W$  y quarks al lazo del decaimiento de los escalares  $h$  y  $H$ , solamente se necesita modificar los resultados del modelo estándar y considerar los diferentes acoplamientos de los escalares a los bosones vectoriales y fermiones. Las expresiones para el pseudoescalar  $A$  se pueden encontrar en el apéndice C de la referencia [5].

En cuanto al escalar cargado, los decaimientos a un lazo de los bosones cargados de interés son  $H^+ \rightarrow W^+\gamma$  y  $H^+ \rightarrow W^+Z$ . Las expresiones analíticas para estos decaimientos aparecen en el

**CAPÍTULO 3. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS**  
**3.6. MODOS DE PRODUCCIÓN DEL BOSÓN DE HIGGS**

---

apéndice de la Referencia [25], mientras que los resultados para el segundo decaimiento aparecen en el apéndice de la Referencia [26].

Mencionaremos brevemente las implicaciones para los decaimientos a un lazo suponiendo acoplamiento del modelo tipo II. En el caso un par de gluones en el estado final, podemos mencionar los siguientes puntos importantes:

- Las contribuciones más importantes surgen de los quarks más pesados cuya masa cumple  $2m_q > m_h$ .
- Hay diferencias sistemáticas en los acoplamientos, por ejemplo si  $\tan \beta > 1$  los lazos para los quarks  $u, c, t$  están suprimidos, mientras que la contribución de los quarks  $d, s, b$  aumentan la contribución del lazo.
- Las contribuciones a un lazo para  $A$  son ligeramente mayores que  $h$  y  $H$  en el límite en que las masas de los quarks son pesadas.
- Si las masas de los bosones escalares  $H$  y  $h$  son mayores a  $2m_b$  la contribución del quark top al lazo es dominante y para  $\tan \beta > 1$  el acoplamiento a  $t\bar{t}$  está muy suprimido haciendo que la anchura de los decaimientos sean algo más pequeñas a las del modelo estándar.

En cuanto a los decaimientos a  $\gamma\gamma$  y  $Z\gamma$ , recordemos primero que en el modelo estándar las contribuciones principales vienen de los diagramas con bosones  $W$  y lazo de los fermiones contribuyen con signo opuesto a lazo de  $W$ . Por lo tanto, dado que los acoplamientos  $hWW$  y  $HWW$  son generalmente más pequeños a los del modelo estándar, es claro que hay una mejoría significativa para los decaimientos  $\gamma\gamma$  y  $Z\gamma$  en los MDDH. La contribución de los Higgs cargados al lazo que contribuyen a estos decaimientos tienden a ser pequeños. En el caso del proceso  $A \rightarrow \gamma\gamma$ , la única manera de obtener una anchura comparable a la del bosón de Higgs del modelo estándar es teniendo un acoplamiento a los fermiones grande. Los decaimientos a un lazo que involucran los bosones de los MDDH pueden también llegar a incrementar la anchura de decaimiento que están altamente suprimidos en el modelo estándar. Un ejemplo interesante es la contribución del Higgs cargado al lazo del decaimiento  $Z \rightarrow b\bar{s}, t\bar{c}$ . Dicho proceso ha sido estudiado en la Ref. [27]. Mientras que en el modelo estándar dicho decaimiento tiene un branching ratio del orden de  $10^{-10}$ , en los MDDH el branching ratio es del orden de  $10^{-6}$ .

## 3.6. Modos de producción del bosón de Higgs

### 3.6.1. Fusión de gluones

En el modelo estándar, a nivel de partones, la sección transversal para la fusión de gluones es  $m_h^2 \delta(s\hat{s} - m_h^2) \sigma_0$  en donde  $m_h$  es la masa del bosón de Higgs y  $\sigma_0$  es

$$\sigma_0 = \frac{G_\mu \alpha_s^2}{512 \sqrt{2} \pi} \left| \sum_q A_{1/2}^h(\tau_q) \right|^2, \quad (3.27)$$

con  $G_\mu$  la constante de Fermi,  $\alpha_s$  la constante de acoplamiento fuerte,  $\tau_q = m_h^2/4m_q^2$ ,  $A_{1/2}^h = 2[\tau + (\tau - 1)f(\tau)]/\tau^2$  y  $f(\tau)$  dada por (2.52). En los MDDH, lo que uno podría pensar es que el cambio en la sección transversal podría ser trivial. Si únicamente la contribución del quark top en el lazo se considera, basta con multiplicar la sección transversal del modelo estándar por  $(\cos \alpha / \sin \beta)^2$  en el caso de la producción del escalar del Higgs ligero o bien  $(\sin \alpha / \sin \beta)^2$  en el caso de la producción del bosón  $H$  en los MDDH tipo I y II. En el caso de la producción de fusión de gluones para el pseudoescalar  $A$ , el factor de forma es  $A_{1/2}^A(\tau_q) = 2f(\tau_q)/\tau_q$  y además debemos multiplicar la sección eficaz por  $\cot^2 \beta$ .

**CAPÍTULO 3. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS**  
**3.6. MODOS DE PRODUCCIÓN DEL BOSÓN DE HIGGS**

---

El razonamiento del párrafo anterior solo se aplica en modelos que no tienen un aumento considerable en la intensidad del acoplamiento de Yukawa del quark  $b$ , tal como el MDDH tipo I, lo cual no es necesariamente aplicable en el caso del MDDH tipo II (el comportamiento de los acoplamientos de los leptones no tiene efecto sobre la fusión de gluones). Esto es debido a que la contribución del quark  $b$  al lazo puede ser crucial para valores grandes de  $\tan \beta$  y puede llegar a dominar la sección eficaz. En el MDDH tipo I, la sección eficaz de producción de un Higgs ligero  $h$  a través de fusión de gluones debe ser multiplicada por el factor  $(\cos \alpha / \sin \beta)^2$ . En el modelo tipo II, la contribución del quark top también se debe multiplicar por  $(\cos \alpha / \sin \beta)^2$ , pero ahora el diagrama con quark  $b$  en el lazo puede contribuir para  $\tan \beta$  grande. La contribución del quark  $b$  a la amplitud se multiplica por  $-\tan \alpha \tan \beta$  relativa a la contribución del quark top. En el caso cuando  $\tau_q$  es pequeño (cuando  $q = t$ ) y grande (cuando  $q = b$ ), encontramos que la sección eficaz se incrementa con respecto a la del MDDH tipo I por un factor de  $[1 + (5 - 8i) \tan \alpha \tan \beta / 100]^2$  para  $m_h = 100$  GeV. Vemos que para valores grandes de  $\tan \beta$  uno puede conseguir un aumento de al menos un orden de magnitud en la producción relativa al MDDH tipo I. En cuanto al bosón de Higgs neutro  $H$ , los resultados son similares. En el MDDH tipo I la sección eficaz de producción de  $H$  mediante fusión de gluones se debe multiplicar por el factor  $(\sin \alpha / \sin \beta)^2$ . En el MDDH tipo II, el factor  $-\tan \alpha \tan \beta$  que se incluye para la producción del bosón de Higgs  $H$  debe ser ahora  $\cot \alpha \tan \beta$ . Cuando la masa del bosón  $H$  es mayor a la masa del quark top, la razón de la producción de  $H$  mediante fusión de gluones decae rápidamente, tal y como sucede en el modelo estándar. Finalmente, para la producción de un pseudoescalar  $A$ , el factor de forma  $A_{1/2}^A$  es simplemente  $2f(\tau)/\tau$ . Hay también un factor  $\xi_A^u = \cot \beta$  en la amplitud. Esto lleva a un factor de  $(9/4) \cot^2 \beta$  en la sección eficaz en el MDDH tipo I, comparado con la sección eficaz de producción del Higgs del modelo estándar. Esto será importante cuando  $\tan \beta$  es pequeño. La razón de la sección eficaz de producción de un pseudoescalar en el MDDH tipo II es cercana a la del modelo tipo I: para  $m_A = 100$  GeV la diferencia es  $[1 - (3.5 - 4i) \tan^2 \beta / 100]^2$ . Numéricamente esto es 0.93 (.82) para  $\tan^2 \beta = 1$  (3).

### 3.6.2. Otros modos de producción

Consideremos los procesos de producción que involucran bosones vectoriales ( $W^* \rightarrow WH, Z^* \rightarrow ZH, WW$  o  $ZZ \rightarrow H$  en donde  $H$  es un Higgs neutro). En los MDDH, para el bosón de Higgs ligero  $h$  tenemos que multiplicar el resultado del modelo estándar por  $\sin^2(\alpha - \beta)$  y para el pesado  $H$  es multiplicado por  $\cos^2(\alpha - \beta)$ . El pseudoescalar no se puede producir por este medio ya que no existe el acoplamiento  $W^+W^-A$  y  $ZZA$  a nivel árbol.

Para la producción  $t\bar{t}H$  simplemente multiplicamos el resultado del ME por  $(\cos \alpha / \sin \beta)^2$  para el escalar ligero,  $(\sin \alpha / \sin \beta)^2$  para el escalar pesado y  $\cot^2 \beta$  para el pseudoescalar.

## Capítulo 4

# Decaimientos $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ y $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MDDH

En este capítulo se presentan los cálculos de los decaimientos  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MDDH. Dichos procesos se dan a través de un lazo, con contribuciones de diagramas de caja y de triángulo. Dado que estos decaimientos solo difieren en las constantes de acoplamiento de los bosones de Higgs, usaremos la letra  $\phi'$  para denotar a ambos bosones de Higgs. Para poder obtener las expresiones de las amplitudes necesitamos de las reglas de Feynman de los bosones de Higgs que se muestran en la Figura 4.1, las cuales podemos expresar en términos de acoplamientos genéricos. También necesitamos las reglas de Feynman del modelo estándar que se muestran en las Figuras 4.2 y A.2.

### 4.1. Contribución de diagramas de caja

Hay seis distintos diagramas de caja que contribuyen al decaimiento, tres de los cuales se muestran en la Figura 4.3. Utilizando las reglas de Feynman dadas anteriormente procedemos a obtener la expresión para la amplitud invariante.

Para el diagrama 4.3a tenemos

$$\mathcal{M}_{\phi'1} = \left( \frac{-ig(eQ_f)^2 N_f \delta_{\phi'ff}}{2 \cos \theta_W} \right) \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} T_1^{\mu\nu\alpha} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k), \quad (4.1)$$

con

$$\begin{aligned} T_1^{\mu\nu\alpha} &= \frac{\text{Tr}[\gamma^\nu(\not{q} - \not{k}_1 + mf)\gamma^\mu(\not{q} + mf)\gamma^\alpha(g_V - g_A\gamma^5)(\not{q} + \not{k} + mf)]}{((q - k_1)^2 - m_f^2)(q^2 - m_f^2)((q + k)^2 - m_f^2)} \\ &\times \frac{(\not{q} - \not{k}_1 - \not{k}_2 + mf)}{(q - k_1 - k_2)^2 - m_f^2}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

en donde hemos introducido el factor de número de color  $N_f = 3$  (1) para quarks (leptones), además de agregar un factor de -1 y tomar la traza de la cadena de matrices de Dirac por tener un lazo de fermiones. Análogamente obtenemos la amplitud para los diagramas (4.3b) y (4.3c)

$$\mathcal{M}_{\phi'2} = \left( \frac{-ig(eQ_f)^2 N_f \delta_{\phi'ff}}{2 \cos \theta_W} \right) \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} T_2^{\mu\nu\alpha} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k), \quad (4.3)$$

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  Y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  EN EL MDDH**  
**4.1. CONTRIBUCIÓN DE DIAGRAMAS DE CAJA**

---

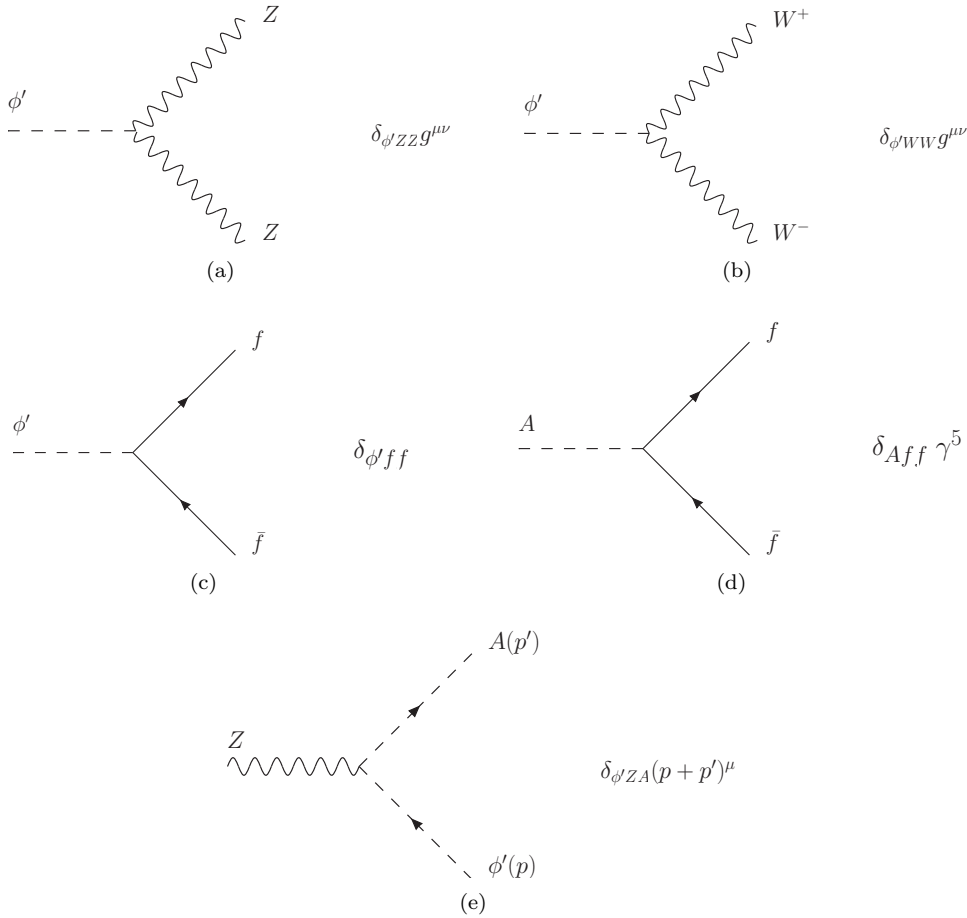


Figura 4.1: Reglas de Feynman para los bosones escalares  $h$  y  $H$  y el pseudoescalar  $A$  en el MDDH.

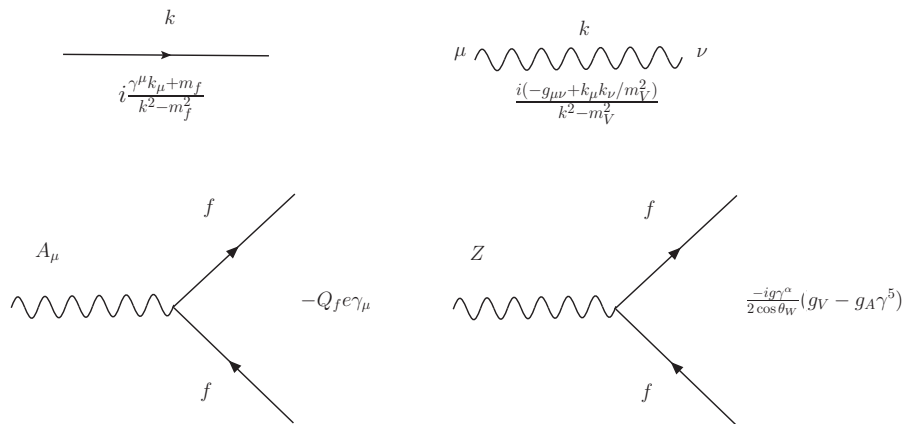


Figura 4.2: Reglas de Feynman para los propagadores de una partícula fermionica y de un bosón vectorial, así como para las interacciones del fotón y del bosón  $Z$  con un par de fermiones.

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  Y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  EN EL MDDH**  
4.1. CONTRIBUCIÓN DE DIAGRAMAS DE CAJA

---

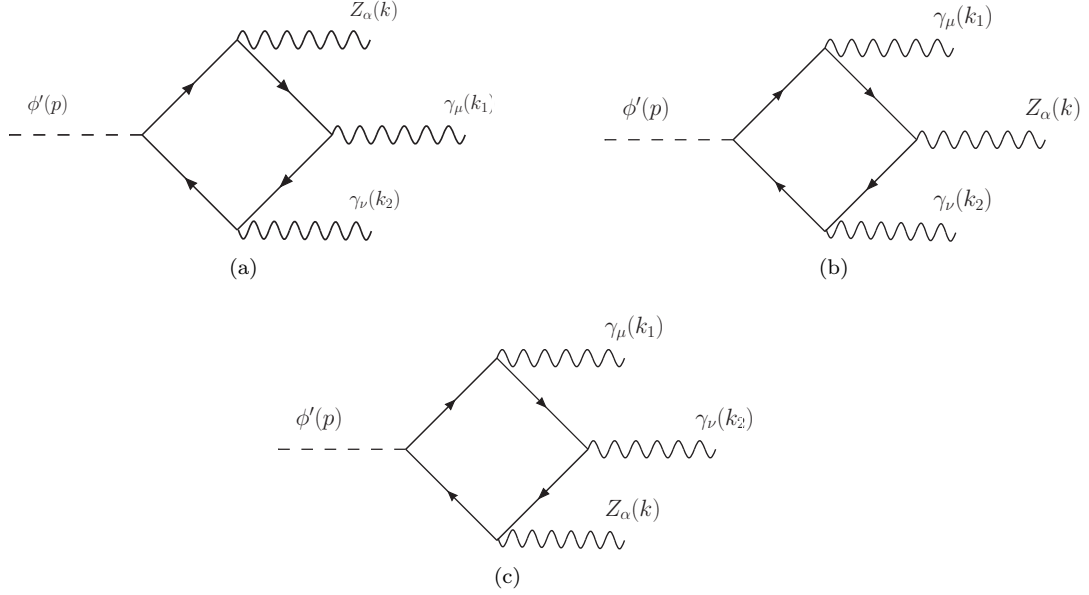


Figura 4.3: Diagramas de caja que contribuyen al decaimiento  $\phi' \rightarrow Z\gamma\gamma$ , en donde  $\phi'$  puede ser un bosón escalar ligero  $h$  o uno pesado  $H$ . Los diagramas restantes se obtienen al intercambiar los fotones en cada uno de los diagramas.

con

$$T_2^{\mu\nu\alpha} = \frac{\text{Tr}[\gamma^\mu(\not{q} - \not{k} + m_f)\gamma^\alpha(g_V - g_A\gamma^5)(\not{q} + m_f)\gamma^\nu(\not{q} + \not{k}_2 + m_f)]}{((q - k)^2 - m_f^2)(q^2 - m_f^2)((q + k_2)^2 - m_f^2)} \times \frac{(\not{q} - \not{k} - \not{k}_1 + m_f)}{((q - k - k_1)^2 - m_f^2)}, \quad (4.4)$$

y

$$\mathcal{M}_{\phi'3} = \left( \frac{-ig(eQ_f)^2 N_f \delta_{\phi'ff}}{2 \cos \theta_W} \right) \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} T_3^{\mu\nu\alpha} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k), \quad (4.5)$$

con

$$T_3^{\mu\nu\alpha} = \frac{\text{Tr}[\gamma^\alpha(g_V - g_A\gamma^5)(\not{q} - \not{k}_2 + m_f)\gamma^\nu(\not{q} + m_f)\gamma^\mu(\not{q} + \not{k}_1 + m_f)]}{((q - k_2)^2 - m_f^2)(q^2 - m_f^2)((q + k_1)^2 - m_f^2)} \times \frac{(\not{q} - \not{k}_2 - \not{k} + m_f)}{(q - k_2 - k)^2 - m_f^2}. \quad (4.6)$$

Haciendo uso de la simetría de Bose-Einstein podemos obtener las expresiones para la amplitud de los tres diagramas restantes, para esto basta con realizar los intercambios  $k_1 \leftrightarrow k_2$  y  $\mu \leftrightarrow \nu$  en cada una de las expresiones anteriores. La contribución total de los diagramas de caja está dada como

$$\mathcal{M}_{Box} = (\mathcal{M}_{\phi'1} + \mathcal{M}_{\phi'2} + \mathcal{M}_{\phi'3}) + (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\nu). \quad (4.7)$$

Ahora estableceremos las condiciones de capa de masa y de transversalidad que son necesarias para simplificar nuestro cálculo.

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  Y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  EN EL MDDH**  
4.1. CONTRIBUCIÓN DE DIAGRAMAS DE CAJA

---

- Para las partículas externas

$$p^2 = m_{\phi'}^2, \quad k^2 = m_Z^2, \quad k_1^2 = k_2^2 = 0. \quad (4.8)$$

- Por conservación del 4-momento:

$$p = k + k_1 + k_2. \quad (4.9)$$

De esta ecuación se observa que

$$k_1 \cdot k + k_2 \cdot k + k_1 \cdot k_2 = \frac{m_{\phi'}^2 - m_Z^2}{2}. \quad (4.10)$$

- El campo electromagnético es transversal a la dirección de su propagación, esto implica que podemos omitir los términos proporcionales a  $k_1^\mu$  y  $k_2^\nu$  de nuestra amplitud.
- Al igual que la condición de transversalidad para los fotones, existe una regla similar para el bosón vectorial  $Z$ , por lo que también omitiremos los términos proporcionales a  $k^\alpha$ . Esta propiedad, junto a la condición de transversalidad del campo electromagnético, nos ayudará a reducir las expresiones una vez que el cálculo de la traza se haya efectuado.

Al evaluar la traza con ayuda del programa FeynCalc y aplicar el método de descomposición covariante de Passarino-Veltman [28] (implementado dentro de este software), la amplitud (4.7) se puede escribir como

$$\mathcal{M}_{Box} = \left( \frac{g}{2 \pi^2 \cos \theta_W} \right) \mathcal{M}_{Box}^{\alpha\mu\nu} \epsilon_\alpha^*(k) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (4.11)$$

con  $\mathcal{M}_{Box}^{\alpha\mu\nu}$  dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{Box}^{\alpha\mu\nu} &= \mathcal{F}_{1Box}((k_1 \cdot k_2) \epsilon^{\alpha\mu\nu k} + g^{\mu\nu} \epsilon^{\alpha k k_1 k_2} - k_2^\mu \epsilon^{\alpha\nu k k_1} + k_1^\nu \epsilon^{\alpha\mu k k_2}) \\ &+ \mathcal{F}_{2Box} \epsilon^{\alpha\mu k k_1} ((k \cdot k_2) k_1^\nu - (k_1 \cdot k_2) k^\nu) + \mathcal{F}_{3Box}((k_1 \cdot k_2) \epsilon^{\alpha\mu\nu k_1} + k_1^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_1 k_2}) \\ &+ \mathcal{F}_{4Box}((k \cdot k_2) \epsilon^{\alpha\mu\nu k_1} + k^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_1 k_2}) + (k_1^\nu \leftrightarrow k_2^\mu). \end{aligned} \quad (4.12)$$

en donde se ha usado la notación para los tensores de Levi-Civita dada por  $\epsilon^{\alpha k k_1 k_2} = \epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} k_\beta k_1^\gamma k_2^\delta$ . Podemos observar que en esta expresión se hace explícita la invarianza de norma electromagnética. Es decir, si contraemos  $\mathcal{M}_{Box}^{\alpha\mu\nu}$  con los 4-momentos de los fotones  $k_1^\mu$  y  $k_2^\nu$ , cada expresión tensorial que multiplica a los factores de forma se cancela.

Explícitamente, los factores de forma están dados en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{1Box} &= \left( \frac{g_A m_f \delta_{\phi' f f} N_f (e Q_f)^2}{(m_Z^2 k_1 \cdot k_2 - 2 k_1 \cdot k k_2 \cdot k)} \right) [(k_1 \cdot k (C_6 + D_1 k_1 \cdot k_2) + C_2 k_1 \cdot k_2 - C_3 (k_1 \cdot k \\ &+ k_1 \cdot k_2) + (C_2 - C_6 + D_1 k_1 \cdot k - D_2 (k_1 \cdot k + k_1 \cdot k_2)) k_2 \cdot k)], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{2Box} &= \left( \frac{-g_A m_f \delta_{\phi' f f} N_f (e Q_f)^2}{2 k_1 \cdot k_2 (m_Z^2 k_1 \cdot k_2 - 2 k_1 \cdot k k_2 \cdot k)^2} \right) [4(D_3 (k_1 \cdot k)^2 + C_2 k_1 \cdot k + D_2 (k_1 \cdot k_2 k_1 \cdot k \\ &+ 2(k_1 \cdot k_2)^2) + C_6 k_1 \cdot k_2 - C_5 (k_1 \cdot k + k_1 \cdot k_2)) (k_2 \cdot k)^2 - 2 k_1 \cdot k_2 (k_1 \cdot k (4(D_2 + D_3) m_f^2 \\ &+ 4C_2 + (D_2 - 2D_3) m_Z^2 + D_1 (4m_f^2 + m_Z^2 + 2(k_1 \cdot k))) + 3D_2 m_Z^2 k_1 \cdot k_2 - 2C_1 (k_1 \cdot k_2 \\ &+ k_1 \cdot k) k_2 \cdot k + k_1 \cdot k_2 (-4C_6 (k_1 \cdot k)^2 + 2C_4 (m_Z^2 + 2k_1 \cdot k) k_1 \cdot k + 2C_1 m_Z^2 k_1 \cdot k_2 \\ &+ (-8D_1 (k_1 \cdot k)^2 + 4(C_1 - C_2) k_1 \cdot k - 6D_1 m_Z^2 k_1 \cdot k + 4C_6 m_Z^2 + (D_1 + D_2 + D_3) (4m_f^2 \\ &- m_Z^2) m_Z^2) k_1 \cdot k_2) - 2C_3 k_1 \cdot k_2 (k_1 \cdot k + k_1 \cdot k_2) (m_Z^2 + 2k_2 \cdot k)], \end{aligned}$$

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  Y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  EN EL MDDH**  
4.1. CONTRIBUCIÓN DE DIAGRAMAS DE CAJA

---

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{3Box} = & \left( \frac{g_A m_f \delta_{\phi' f f} N_f (e Q_f)^2}{2(k_1 \cdot k_2)^2 (m_Z^2 k_1 \cdot k_2 - 2 k_1 \cdot k k_2 \cdot k)^2} \right) [(m_Z^2 (k_1 \cdot k_2))^2 (2(C_4 - C_6)(k_1 \cdot k))^2 \\
& + 2C_1 m_Z^2 k_1 \cdot k_2 + (2C_6 m_Z^2 + (D_1 + D_2 + D_3)(4m_f^2 - m_Z^2)m_Z^2 + 2(C_1 - C_2 - 2D_1 m_Z^2)) \\
& - 4D_1 (k_1 \cdot k)^2 k_1 \cdot k_2 - 2D_1 m_Z^2 (k_1 \cdot k_2)^2 - m_Z^2 k_1 \cdot k_2 (4(C_3 - C_4)(k_1 \cdot k)^2 + 6(C_2 + C_3 \\
& + 2(D_1 + D_2 + D_3)m_f^2 - D_3 m_Z^2) k_1 \cdot k k_1 \cdot k_2 + (-4C_1 + 2C_2 + 2C_3 + (D_1 + 5D_2 \\
& - D_3)m_Z^2 - 6D_1 k_1 \cdot k)(k_1 \cdot k_2)^2 k_2 \cdot k + 2(2(C_3 - C_4)(k_1 \cdot k)^3 + 2k_1 \cdot k(-C_2 + C_5)m_Z^2 \\
& + (C_2 + C_3 + 2(D_1 + D_2 + D_3)m_f^2 - 3D_3 m_Z^2) k_1 \cdot k) k_1 \cdot k_2 - ((C_2 - 2C_5 + C_6)m_Z^2 \\
& - (-2C_1 + 2C_2 + (D_1 + D_2 - 2D_3)m_Z^2) k_1 \cdot k + 2D_1 (k_1 \cdot k)^2)(k_1 \cdot k_2)^2 \\
& - 3D_2 m_Z^2 (k_1 \cdot k_2)^3 (k_2 \cdot k)^2 + 4k_1 \cdot k (2D_3 (k_1 \cdot k)^2 + D_3 k_1 \cdot k k_1 \cdot k_2 \\
& + D_2 (k_1 \cdot k_2)^2 + (C_2 - C_5)(k_1 \cdot k + k_1 \cdot k_2))(k_2 \cdot k)^3],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{4Box} = & \left( \frac{g_A m_f \delta_{\phi' f f} N_f (e Q_f)^2}{4 k_1 \cdot k k_2 \cdot k (m_Z^2 k_1 \cdot k_2 - 2 k_1 \cdot k k_2 \cdot k)^2} \right) [(B_4 - B_1) m_Z^4 k_1 \cdot k k_1 \cdot k_2 \\
& + (-2(k_1 \cdot k)^2 (B_4 m_Z^2 - B_1 m_Z^2 + k_1 \cdot k (-2C_3 m_Z^2 + (C_4 + C_6)m_Z^2 + 2(C_4 - C_6)k_1 \cdot k)) \\
& + ((B_5 - B_1)m_Z^4 + 2m_Z^2 (-B_3 + B_2 + C_6 m_Z^2) k_1 \cdot k + m_Z^2 (-6C_1 + 2C_2 + 9C_3 \\
& - C_4 - 8C_6 - 4(D_1 + 2D_2 + D_3)m_f^2 + 2(D_1 + 2D_2)m_Z^2)(k_1 \cdot k)^2 - 4(C_1 - C_2 \\
& - 2D_1 m_Z^2)(k_1 \cdot k)^3 + 8D_1 (k_1 \cdot k)^4 k_1 \cdot k_2 + m_Z^2 k_1 \cdot k (-6C_1 + C_2 + 5C_3 - D_1 m_Z^2 \\
& + 3D_2 m_Z^2 + 2D_1 k_1 \cdot k)(k_1 \cdot k_2)^2 k_2 \cdot k + k_1 \cdot k (-2B_5 m_Z^2 + 2B_1 m_Z^2 + 2k_1 \cdot k (2B_3 - 2B_2 \\
& + (C_2 - C_3 - 2C_5)m_Z^2 + (2C_2 - C_3 + C_4 + 2C_6 + 4(D_1 + 2D_2 + D_3)m_f^2) k_1 \cdot k) \\
& + (m_Z^2 (C_2 - 2C_3 - 5C_5 + 8C_6 + 4(D_2 + D_3)m_f^2 - 2D_2 m_Z^2) - 2(C_2 + C_3 - 3D_1 m_Z^2 \\
& - 7D_2 m_Z^2) k_1 \cdot k - 4D_1 (k_1 \cdot k)^2 + 2C_1 (m_Z^2 + 2k_1 \cdot k)) k_1 \cdot k_2 + 10D_2 m_Z^2 (k_1 \cdot k_2)^2 (k_2 \cdot k)^2 \\
& - 2k_1 \cdot k (-C_5 (m_Z^2 + k_1 \cdot k) + C_6 (m_Z^2 + 2k_1 \cdot k) + k_1 \cdot k (C_2 + 2(C_3 + 2(D_2 + D_3)m_f^2 \\
& + 2(D_1 + D_2)k_1 \cdot k)) + 2(-C_1 + C_3 + 2D_2 m_Z^2 + D_2 k_1 \cdot k) k_1 \cdot k_2)(k_2 \cdot k)^3 \\
& + 4k_1 \cdot k (C_5 - C_6 - 2D_2 k_1 \cdot k_2)(k_2 \cdot k)^4],
\end{aligned}$$

en donde  $B_i, C_i$  y  $D_i$  son funciones escalares de Passarino-Veltman de dos puntos, tres puntos y cuatro puntos, las cuales se definen como

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  Y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  EN EL MDDH**  
**4.2. CONTRIBUCIÓN DE LOS DIAGRAMAS DE TRIÁNGULO**

---

$$\begin{aligned}
B_1 &= B_0(m_Z^2, m_f^2, m_f^2), \\
B_2 &= B_0(m_{\phi'}^2, m_f^2, m_f^2), \\
B_3 &= B_0(2 k_1 \cdot k_2, m_f^2, m_f^2), \\
B_4 &= B_0(m_Z^2 + 2 k_2 \cdot k, m_f^2, m_f^2), \\
B_5 &= B_0(m_Z^2 + 2 k_1 \cdot k, m_f^2, m_f^2), \\
C_1 &= C_0(0, 0, 2 k_1 \cdot k_2, m_f^2, m_f^2, m_f^2), \\
C_2 &= C_0(0, m_Z^2 + 2 k_1 \cdot k, m_{\phi'}^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2), \\
C_3 &= C_0(0, m_Z^2 + 2 k_2 \cdot k, m_{\phi'}^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2), \\
C_4 &= C_0(m_Z^2, 0, m_Z^2 + 2 k_1 \cdot k, m_f^2, m_f^2, m_f^2), \\
C_5 &= C_0(m_Z^2, 0, m_Z^2 + 2 k_2 \cdot k, m_f^2, m_f^2, m_f^2), \\
C_6 &= C_0(m_Z^2, 2 k_1 \cdot k_2, m_{\phi'}^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2), \\
D_1 &= D_0(m_Z^2, 0, 0, m_{\phi'}^2, m_Z^2 + 2 k_1 \cdot k, 2 k_1 \cdot k_2, m_f^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2), \\
D_2 &= D_0(m_Z^2, 0, 0, m_{\phi'}^2, m_Z^2 + 2 k_2 \cdot k, 2 k_1 \cdot k_2, m_f^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2), \\
D_3 &= D_0(m_Z^2, 0, m_{\phi'}^2, 0, m_Z^2 + 2 k_1 \cdot k, m_Z^2 + 2 k_2 \cdot k, m_f^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2).
\end{aligned} \tag{4.13}$$

## 4.2. Contribución de los diagramas de triángulo

En el caso de los diagramas de tipo triángulo tenemos la contribución de los procesos mediados por un bosón  $Z$  virtual  $\phi' \rightarrow ZZ^* \rightarrow Z\gamma\gamma$  (Figura 4.4) y un pseudoescalar  $A$  virtual  $\phi' \rightarrow ZA^* \rightarrow Z\gamma\gamma$  (Figura 4.5).

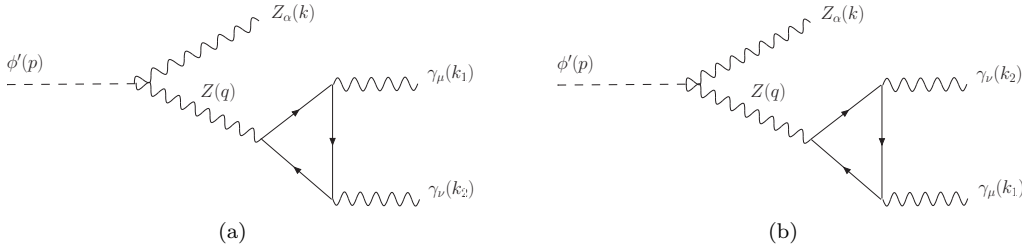


Figura 4.4: Diagramas de Feynman de triángulo que contribuyen al decaimiento  $\phi' \rightarrow ZZ^* \rightarrow Z\gamma\gamma$ .

La amplitud para el proceso  $\phi' \rightarrow ZZ^* \rightarrow Z\gamma\gamma$  es

$$\mathcal{M}_Z = \delta_{\phi' ZZ} g^{\alpha\sigma} \frac{i}{q^2 - m_Z^2} \left( -g^{\sigma\rho} + \frac{q^\sigma q^\rho}{m_Z^2} \right) \mathcal{Z}^{\mu\nu\rho} \epsilon_\alpha^*(k) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \tag{4.14}$$

en donde el tensor  $\mathcal{Z}^{\mu\nu\rho}$  contiene la expresión para el lazo de fermiones y explícitamente está dado por

$$\begin{aligned}
\mathcal{Z}^{\mu\nu\rho} &= -\frac{g(eQ_f)^2 N_f}{2 \cos \theta_W} \int \frac{d^4 l}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}[\gamma^\nu (\not{l} + m_f) \gamma^\mu (\not{l} + \not{k}_1 + m_f) \gamma^\rho (g_V - g_A \gamma^5) (\not{l} - \not{k}_2 + m_f)]}{(l^2 - m_f^2)((l + k_1)^2 - m_f^2)((l - k_2)^2 - m_f^2)} \\
&+ (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\nu).
\end{aligned}$$

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  Y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  EN EL MDDH**  
4.2. CONTRIBUCIÓN DE LOS DIAGRAMAS DE TRIÁNGULO

---

Al evaluar la traza y utilizar el método de Passarino-Veltman se obtiene

$$\mathcal{Z}^{\mu\nu\rho} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) = \frac{i g g_A m_f^2 (eQ_f)^2 N_f C_1}{4\pi^2 \cos\theta_W k_1 \cdot k_2} \epsilon^{\mu\nu k_1 k_2} (k_1^\rho + k_2^\rho) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2). \quad (4.15)$$

Al sustituir esta expresión en la Ecuación (4.14) tenemos

$$\mathcal{M}_Z = \left( \frac{-g}{2\pi^2 \cos\theta_W} \right) \mathcal{F}_{3Z} (k_1^\alpha + k_2^\alpha) \epsilon^{\mu\nu k_1 k_2} \epsilon_\alpha^*(k) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (4.16)$$

con el factor de forma  $\mathcal{F}_{3Z}$  dado por

$$\mathcal{F}_{3Z} = \frac{g_A m_f^2 N_f (eQ_f)^2 \delta_{\phi' ZZ}}{2m_Z^2 k_1 \cdot k_2} C_1. \quad (4.17)$$

En este caso es necesario sumar sobre todas las familias de fermiones para cancelar las anomalías que surgen del vértice  $Zff$ . Usando las identidades de Schouten dadas por

$$\begin{aligned} k_1^\alpha \epsilon^{\mu\nu k_1 k_2} &= -k_1^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_1 k_2} - k_1 \cdot k_2 \epsilon^{\alpha\mu\nu k_1}, \\ k_2^\alpha \epsilon^{\mu\nu k_1 k_2} &= k_2^\mu \epsilon^{\alpha\nu k_1 k_2} + k_1 \cdot k_2 \epsilon^{\alpha\mu\nu k_2}, \end{aligned} \quad (4.18)$$

podemos reescribir la ecuación (4.16) como

$$\mathcal{M}_Z = \left( \frac{g}{2\pi^2 \cos\theta_W} \right) \mathcal{F}_{3Z} (k_1 \cdot k_2 \epsilon^{\alpha\mu\nu k_1} + k_1^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_1 k_2}) \epsilon_\alpha^*(k) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) + (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\nu). \quad (4.19)$$

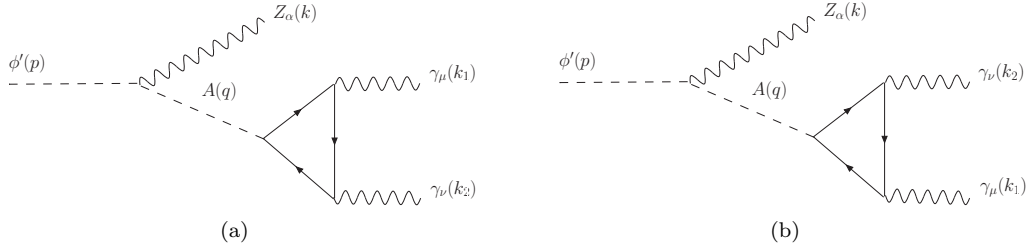


Figura 4.5: Diagramas de Feynman de triángulo correspondientes al proceso  $\phi' \rightarrow ZA^* \rightarrow Z\gamma\gamma$ .

La amplitud para el proceso  $\phi' \rightarrow ZA^* \rightarrow Z\gamma\gamma$  es

$$\mathcal{M}_{A^*} = \delta_{\phi' ZA} (k - q)^\alpha \frac{i}{q^2 - m_A^2} \mathcal{A}^{\mu\nu} \epsilon_\alpha^*(k) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (4.20)$$

en donde  $\mathcal{A}^{\mu\nu}$  es

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{\mu\nu} &= -i \delta_{Aff} (eQ_f)^2 N_f \int \frac{d^4 l}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}[\gamma^\nu (l + m_f) \gamma^\mu (l + k_1 + m_f) \gamma^5 (l - k_2 + m_f)]}{(l^2 - m_f^2)((l + k_1)^2 - m_f^2)((l - k_2)^2 - m_f^2)} \\ &+ (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\nu). \end{aligned} \quad (4.21)$$

Al evaluar la traza y usar el método de Passarino-Veltman tenemos

$$\mathcal{A}^{\mu\nu} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) = \frac{\delta_{Aff} m_f N_f (eQ_f)^2}{2\pi^2} C_1 \epsilon^{\mu\nu k_1 k_2} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2). \quad (4.22)$$

Al sustituir en la Ecuación (4.20) tenemos

$$\mathcal{M}_{\mathcal{A}^*} = \left( \frac{g}{2\pi^2 \cos \theta_W} \right) \mathcal{F}_{3A} (k_1^\alpha + k_2^\alpha) \epsilon^{\mu\nu k_1 k_2} \epsilon_\alpha^*(k) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (4.23)$$

en donde el factor de forma  $\mathcal{F}_{3A}$  es

$$\mathcal{F}_{3A} = \frac{i \cos \theta_W \delta_{Aff} \delta_{\phi' Z A} m_f (e Q_f)^2 N_f}{g(m_A^2 - 2 k_1 \cdot k_2)} C_1. \quad (4.24)$$

Se emplean nuevamente las relaciones de Schouten (4.18) para reescribir la amplitud  $\mathcal{M}_{\mathcal{A}^*}$  de manera análoga a la expresión  $\mathcal{M}_Z$ . En este caso, solamente tenemos que intercambiar el factor de forma  $\mathcal{F}_{3Z}$  por  $\mathcal{F}_{3A}$  en (4.19). La contribución total de los diagramas de triángulo es

$$\mathcal{M}_{Tri} = \left( \frac{g}{2\pi^2 \cos \theta_W} \right) \mathcal{F}_{3tri} (k_1 \cdot k_2 \epsilon^{\alpha\mu\nu k_1} + k_1^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_1 k_2}) \epsilon_\alpha^*(k) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) + (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\nu), \quad (4.25)$$

con  $\mathcal{F}_{3tri} = \mathcal{F}_Z + \mathcal{F}_A$ .

Finalmente, considerando todos los resultados anteriores obtenemos la expresión más general a la amplitud del decaimiento  $\phi' \rightarrow Z\gamma\gamma$ , la cual está dada por

$$\mathcal{M}_{\phi'} = \left( \frac{g}{2\pi^2 \cos \theta_W} \right) \mathcal{M}^{\alpha\mu\nu} \epsilon_\alpha^*(k) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (4.26)$$

en donde  $\mathcal{M}^{\alpha\mu\nu}$  es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{\alpha\mu\nu} &= \mathcal{F}_1((k_1 \cdot k_2) \epsilon^{\alpha\mu\nu k} + g^{\mu\nu} \epsilon^{\alpha k k_1 k_2} - k_2^\mu \epsilon^{\alpha\nu k k_1} + k_1^\nu \epsilon^{\alpha\mu k k_2}) \\ &+ \mathcal{F}_2 \epsilon^{\alpha\mu k k_1} ((k \cdot k_2) k_1^\nu - (k_1 \cdot k_2) k^\nu) + \mathcal{F}_3((k_1 \cdot k_2) \epsilon^{\alpha\mu\nu k_1} + k_1^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_1 k_2}) \\ &+ \mathcal{F}_4((k \cdot k_2) \epsilon^{\alpha\mu\nu k_1} + k^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_1 k_2}) + (k_1^\nu \leftrightarrow k_2^\mu), \end{aligned} \quad (4.27)$$

y los factores de forma  $\mathcal{F}_i$  se obtienen de la superposición de las contribuciones de los diagramas de caja y de triángulo

$$\mathcal{F}_i = \sum_f (\mathcal{F}_{ibox} + \mathcal{F}_{iZ} + \mathcal{F}_{iA}). \quad (4.28)$$

Sin embargo, vemos que los diagramas de triángulo solo contribuyen al factor de forma  $\mathcal{F}_3$ .

### 4.3. Anchura de decaimiento

Ahora discutiremos el método de obtención de la anchura de decaimiento. Después de obtener el cuadrado de la amplitud de decaimiento debemos de realizar la integración sobre el espacio fase. Antes de discutir el caso más general de la integración para un decaimiento a tres cuerpos, consideraremos el caso especial en donde la integración en el espacio fase es inmediata. Este es el caso en el que el bosón escalar  $\phi'$  es lo suficientemente pesado para producir un bosón  $Z$  y un bosón pseudoescalar  $A$  reales. El pseudoescalar decaerá posteriormente en un par de fotones.

#### 4.3.1. Decaimiento $\phi' \rightarrow AZ$ seguido por el decaimiento $A \rightarrow \gamma\gamma$

Cuando  $m_H > m_Z + m_A$ , el bosón pseudoescalar es una partícula real y podemos obtener la anchura de decaimiento para el proceso  $\phi' \rightarrow ZA \rightarrow Z\gamma\gamma$  como

$$\Gamma(H \rightarrow Z\gamma\gamma) = \Gamma(H \rightarrow ZA)\text{BR}(A \rightarrow \gamma\gamma). \quad (4.29)$$

Para obtener la anchura de decaimiento  $\Gamma(A \rightarrow \gamma\gamma)$  usamos la Ecuación (4.22). En este caso, la conservación del 4-momento nos conduce a la relación  $k_1 \cdot k_2 = q^2/2 = m_A^2/2$ , por lo que la amplitud del proceso  $A \rightarrow \gamma\gamma$  es

$$\mathcal{M}_A = \frac{\delta_{Aff} m_f N_f (\epsilon Q_f)^2}{2\pi^2} C_0(0, 0, m_A^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2) \epsilon^{\mu\nu k_1 k_2} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2). \quad (4.30)$$

Usando la fórmula general para un decaimiento a dos cuerpos [29] obtenemos la anchura para el decaimiento  $A \rightarrow \gamma\gamma$ , la cual podemos escribir como

$$\Gamma(A \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 m_A^3}{8\pi^3} \left| \sum_f m_f N_f Q_f^2 \delta_{Aff} C_0(0, 0, m_A^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2) \right|^2, \quad (4.31)$$

en donde se ha sumado sobre polarizaciones de los fotones externos mediante el remplazo  $\sum \epsilon_\mu^* \epsilon_\nu$  por  $-g_{\mu\nu}$ . Las fórmulas para  $\Gamma(H \rightarrow ZA)$  así como las anchuras de los diferentes modos de decaimiento del pseudoescalar se encuentran en el Apéndice A. Cabe hacer notar que si  $m_{\phi'} > 2m_Z$ , el decaimiento  $\phi' \rightarrow ZZ$  es posible pero en este caso no es posible el decaimiento  $Z \rightarrow \gamma\gamma$ , el cual está prohibido por el teorema de Landau-Yang.

### 4.3.2. Integración en el espacio fase del decaimiento a tres cuerpos $\phi' \rightarrow Z\gamma\gamma$

Es conveniente expresar los productos escalares en términos de las energías del bosón  $Z$  y la de un fotón del estado final. Para obtener estos productos escalares consideremos el sistema de referencia en donde el bosón de Higgs se encuentra en reposo, entonces

$$p \cdot k = m_{\phi'} E_Z, \quad p \cdot k_1 = m_{\phi'} E_{\gamma'} \text{ y } p \cdot k_2 = m_{\phi'} E_\gamma, \quad (4.32)$$

siendo  $E_Z$ ,  $E_\gamma$  y  $E_{\gamma'}$  las energías del bosón  $Z$  y de los fotones respectivamente. Usando la Ecuación (4.9) y las condiciones de capa de masa para las partículas externas tenemos

$$\begin{aligned} (k_1 + k)^2 &= (p - k_2)^2 \\ 2k_1 \cdot k &= m_{\phi'}^2 - m_Z^2 - 2p \cdot k_2 \\ &= \frac{m_{\phi'}^2}{2} (1 - (m_Z/m_{\phi'})^2 - 2E_\gamma/m_{\phi'}). \end{aligned} \quad (4.33)$$

Análogamente, en cuanto a  $k_2 \cdot k$  tenemos

$$\begin{aligned} (k_2 + k)^2 &= (p - k_1)^2 \\ 2k_2 \cdot k &= m_{\phi'}^2 - m_Z^2 - 2p \cdot k_1 \\ k_2 \cdot k &= \frac{m_{\phi'}^2}{2} (1 - (m_Z/m_{\phi'})^2 - 2E_{\gamma'}/m_{\phi'}) \\ &= -\frac{m_{\phi'}^2}{2} ((m_Z/m_H)^2 - 2E_Z/m_{\phi'} - 2E_\gamma/m_{\phi'} + 1), \end{aligned} \quad (4.34)$$

en donde hemos usado la relación  $E_Z + E_\gamma + E_{\gamma'} = m_{\phi'}$ . Para obtener  $k_1 \cdot k_2$  multipliquemos la Ecuación (4.9) por  $k_2$ , entonces

$$\begin{aligned} k_1 \cdot k_2 &= p \cdot k_2 - k_2 \cdot k \\ &= \frac{m_{\phi'}^2}{2} ((m_Z/m_{\phi'})^2 - 2E_Z/m_{\phi'} + 1). \end{aligned} \quad (4.35)$$

Finalmente, podemos escribir los productos escalares como

$$\begin{aligned} k_1 \cdot k_2 &= \frac{m_{\phi'}^2}{2} (\mu_Z - x_1 + 1), \\ k_1 \cdot k &= -\frac{m_{\phi'}^2}{2} (\mu_Z + x_2 - 1), \\ k_2 \cdot k &= -\frac{m_{\phi'}^2}{2} (\mu_Z - x_1 - x_2 + 1), \end{aligned} \quad (4.36)$$

en donde

$$\mu_Z = (m_Z/m_{\phi'})^2, \quad x_1 = 2E_Z/m_{\phi'} \quad \text{y} \quad x_2 = 2E_\gamma/m_{\phi'}. \quad (4.37)$$

Una de las formas de obtener la anchura de decaimiento de un proceso  $Y \rightarrow abc$  es efectuando la integración

$$d \Gamma(Y \rightarrow abc)/dx_a dx_b = (Y/256\pi^3) |\mathcal{M}|^2. \quad (4.38)$$

en donde las restricciones cinemáticas para el dominio de  $x_a$  y  $x_b$  son

$$\begin{aligned} 2\mu_a^{1/2} \leq x_a \leq 1 + \mu_a - \mu_b - \mu_c - 2(\mu_b\mu_c)^{1/2}, \\ x_b \leq \frac{1}{2}(1 - x_a + \mu_a)^{-1} [(2 - x_a)(1 + \mu_a + \mu_b - \mu_c - x_a) \\ \pm (x_a^2 - 4\mu_a)^{1/2} \lambda^{1/2}(1 + \mu_a - x_a, \mu_b, \mu_c)]. \end{aligned} \quad (4.39)$$

con  $\lambda(x, y, z) = (x^2 + y^2 + z^2) - 2(xy + xz + yz)$ .

Usaremos estas fórmulas para obtener la anchura para el proceso  $\phi' \rightarrow Z\gamma\gamma$ , la cual está dada por

$$\Gamma(\phi' \rightarrow Z\gamma\gamma) = \frac{m_{\phi'}}{256\pi^3} \int_{x_{1i}}^{x_{1f}} \int_{x_{2i}}^{x_{2f}} |\mathcal{M}_{\phi'}|^2 dx_2 dx_1, \quad (4.40)$$

en donde los límites de integración son

$$\begin{aligned} x_{1i} &= 2\sqrt{\mu_Z}, \\ x_{1f} &= 1 + \mu_Z, \\ x_{2i,2f} &= \frac{1}{2} \left( 2 - x_1 \mp \sqrt{x_1^2 - 4\mu_Z} \right). \end{aligned} \quad (4.41)$$

Para calcular  $|\mathcal{M}_{\phi'}|^2$  se necesita sumar sobre polarizaciones del bosón vectorial masivo  $Z$ , esto se lleva a cabo mediante la sustitución  $\sum \epsilon_\mu(k)\epsilon_\nu(k) = -(g^{\mu\nu} - k^\mu k^\nu/m^2)$ . Para obtener la distribución de energía  $\Gamma(\phi' \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$  como función de la energía del bosón  $Z$  integremos la anchura de decaimiento (4.40) solo sobre  $x_2$ . De la definición de  $x_1$  (4.37) vemos que  $dx_1 = (2/m_{\phi'})dE_Z$ , por lo que

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  Y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  EN EL MDDH**  
**4.3. ANCHURA DE DECAIMIENTO**

---

$$\frac{d\Gamma}{dE_Z} = \frac{1}{128\pi^3} \int_{x_{2i}}^{x_{2f}} |\mathcal{M}_{\phi'}|^2 dx_2, \quad (4.42)$$

en donde  $E_Z$  se encuentra definida en el intervalo  $m_Z < E_Z < (m_H^2 + m_Z^2)/2m_H$ .

Para la masa invariante  $(m_{\gamma\gamma'})^2 = (k_1 + k_2)^2$  tenemos

$$m_{\gamma\gamma'} = m_{\phi'} \sqrt{\mu_Z - x_1 + 1} \Rightarrow dm_{\gamma\gamma'} = \frac{dE_Z}{\sqrt{\mu_Z - x_1 + 1}}, \quad (4.43)$$

entonces

$$\frac{d\Gamma}{dm_{\gamma\gamma'}} = \frac{\sqrt{\mu_Z - x_1 + 1}}{128\pi^3} \int_{x_{2i}}^{x_{2f}} |\mathcal{M}_{\phi'}|^2 dx_2, \quad (4.44)$$

en donde  $m_{\gamma\gamma'}$  toma valores en el intervalo  $0 < m_{m_{\gamma\gamma'}} < m_{\phi'} - m_Z$ .



## Capítulo 5

# Decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MDDH

Pasemos ahora al cálculo del decaimiento de una partícula pseudoescalar a un bosón  $Z$  y dos fotones. Análogamente al decaimiento descrito en el capítulo anterior, el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  procede a través de un lazo mediante diagramas de caja y diagramas de triángulo. Usaremos nuevamente las reglas de Feynman presentadas en la Figura 4.1 para calcular las amplitudes de los diagramas de Feynman correspondientes.

### 5.1. Contribución de diagramas de caja

Empezaremos por presentar el cálculo de los diagramas de Feynman de la figura (5.1)

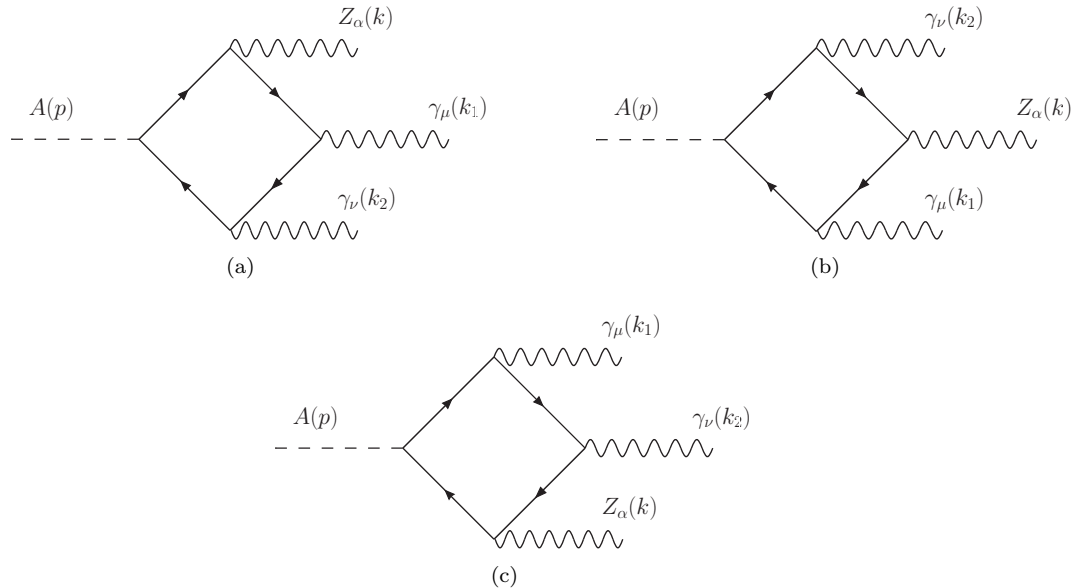


Figura 5.1: Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Tres diagramas adicionales se obtienen al intercambiar los fotones en cada diagrama.

**CAPÍTULO 5. DECAIMIENTO  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  EN EL MDDH**  
5.1. CONTRIBUCIÓN DE DIAGRAMAS DE CAJA

---

La expresión de la amplitud invariante para el diagrama 5.1a está dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{A1} &= \left( \frac{-ig(eQ_f)^2 N_f \delta_{AFF}}{2 \cos \theta_W} \right) \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}[\gamma^\nu (\not{q} - \not{k}_1 + m_f) \gamma^\mu (\not{q} + m_f) \gamma^\alpha (g_V - g_A \gamma_5)]}{((q - k_1)^2 - m_f^2)(q^2 - m_f^2)} \\ &\times \frac{(\not{k} + \not{q} + m_f) \gamma_5 (\not{q} - \not{k}_1 - \not{k}_2 + m_f)}{((k + q)^2 - m_f^2)(q - k_1 - k_2)^2 - m_f^2} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k). \end{aligned} \quad (5.1)$$

Mientras que las expresiones de las amplitudes para los diagramas 5.1b y 5.1c son

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{A2} &= \left( \frac{-ig(eQ_f)^2 N_f \delta_{AFF}}{2 \cos \theta_W} \right) \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}[\gamma^\mu (\not{q} - \not{k} + m_f) \gamma^\alpha (g_V - g_A \gamma_5) (\not{q} + m_f) \gamma^\nu]}{((q - k)^2 - m_f^2)(q^2 - m_f^2)} \\ &\times \frac{(\not{q} + \not{k}_2 + m_f) \gamma_5 (\not{q} - \not{k}_1 - \not{k} + m_f)}{((q + k_2)^2 - m_f^2)((q - k - k_1)^2 - m_f^2)} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k), \end{aligned} \quad (5.2)$$

y

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{A3} &= \left( \frac{-ig(eQ_f)^2 N_f \delta_{AFF}}{2 \cos \theta_W} \right) \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}[\gamma^\alpha (g_V - g_A \gamma_5) (\not{q} - \not{k}_2 + m_f) \gamma^\nu (\not{q} + m_f) \gamma^\mu]}{((q - k_2)^2 - m_f^2)(q^2 - m_f^2)} \\ &\times \frac{(\not{q} + \not{k}_1 + m_f) \gamma_5 (\not{q} - \not{k}_2 - \not{k} + m_f)}{((q + k_1)^2 - m_f^2)((q - k - k_2)^2 - m_f^2)} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Podemos utilizar la simetría de Bose-Einstein para obtener las amplitudes de los tres diagramas adicionales que contribuyen al decaimiento. Por lo tanto, la amplitud para todos los diagramas de tipo caja se puede escribir como

$$\mathcal{M}_{Box} = (\mathcal{M}_{A1} + \mathcal{M}_{A2} + \mathcal{M}_{A3}) + (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\nu). \quad (5.4)$$

Las condiciones de capa de masa y de transversalidad son idénticas a las mostradas en el capítulo anterior, excepto que debemos hacer el cambio  $m_{\phi'} \rightarrow m_A$  en las Ecuaciones (4.8) y (4.10). Tras evaluar las trazas y usar el método de Passarino-Veltman, podemos expresar la amplitud (5.4) como

$$\mathcal{M}_{Box} = \left( \frac{g}{2\pi^2 \cos \theta_W} \right) \mathcal{M}_{Box}^{\alpha\mu\nu} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k), \quad (5.5)$$

en donde  $\mathcal{M}^{\mu\nu\alpha}$  tiene la forma

$$\mathcal{M}_{Box}^{\alpha\mu\nu} = \mathcal{F}_{1Box} k_1^\alpha (k_1^\nu k_2^\mu - (k_1 \cdot k_2) g^{\mu\nu}) + \mathcal{F}_{2Box} (k_1^\nu (k_1^\alpha k_2^\mu - (k_1 \cdot k_2) g^{\alpha\mu}) \quad (5.6)$$

$$+ (k_2 \cdot k) (k_1^\nu g^{\alpha\mu} - k_1^\alpha g^{\mu\nu}) + \mathcal{F}_{3Box} k_2^\alpha (k_1^\mu ((k_2 \cdot k) k_1^\nu - (k_1 \cdot k_2) k_1^\nu) \quad (5.7)$$

$$+ (k_1 \cdot k) (k_1^\nu k_2^\mu - (k_2 \cdot k) g^{\mu\nu})) + (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\nu).$$

Nuevamente podemos observar que esta expresión cumple con invariancia de norma electromagnética, esto es  $\mathcal{M}_{Box}^{\alpha\mu\nu} k_{1\mu} = \mathcal{M}_{Box}^{\alpha\mu\nu} k_{2\nu} = 0$ .

Explícitamente, los factores de forma  $\mathcal{F}_{ibox}$  están dados por

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{1Box} = & \left( \frac{iN_f(eQ_f)^2\delta_{AFF}}{16(k_1 \cdot k_2)^2(m_Z^2 k_1 \cdot k_2 - 2k_1 \cdot k \cdot k_2 \cdot k)^2} \right) [8g_A m_f (m_Z^2 (k_1 \cdot k_2))^2 (2(C_4 - C_6)(k_1 \cdot k))^2 \\ & + 2C_1 m_Z^2 k_1 \cdot k_2 + (2C_6 m_Z^2 + (D_1 + D_2 + D_3)(4m_f^2 - m_Z^2)m_Z^2 + 2(C_1 - C_2 \\ & - 2D_1 m_Z^2)k_1 \cdot k - 4D_1(k_1 \cdot k^2)k_1 \cdot k_2 - 2D_1 m_Z^2 (k_1 \cdot k_2^2) - m_Z^2 k_1 \cdot k_2 (4(C_3 - C_4)(k_1 \cdot k))^2 \\ & + 6(C_2 + C_3 + 2(D_1 + D_2 + D_3)m_f^2 - D_3 m_Z^2)k_1 \cdot k k_1 \cdot k_2 + (-4C_1 + 2C_2 + 2C_3 + (D_1 \\ & + 5D_2 - D_3)m_Z^2 - 6D_1 k_1 \cdot k)(k_1 \cdot k_2)^2 k_2 \cdot k + 2(2(C_3 - C_4)(k_1 \cdot k))^3 + 2k_1 \cdot k((-C_2 \\ & + C_5)m_Z^2 + (C_2 + C_3 + 2(D_1 + D_2 + D_3)m_f^2 - 3D_3 m_Z^2)k_1 \cdot k)k_1 \cdot k_2 - ((C_2 - 2C_5 \\ & + C_6)m_Z^2 - (-2C_1 + 2C_2 + (D_1 + D_2 - 2D_3)m_Z^2)k_1 \cdot k + 2D_1(k_1 \cdot k)^2)(k_1 \cdot k_2)^2 \\ & - 3D_2 m_Z^2 (k_1 \cdot k_2)^3 (k_2 \cdot k)^2 + 4k_1 \cdot k (2D_3 (k_1 \cdot k)^2 + D_3 k_1 \cdot k k_1 \cdot k_2 + D_2 (k_1 \cdot k_2)^2 \\ & + (C_2 - C_5)(k_1 \cdot k + k_1 \cdot k_2))(k_2 \cdot k)^3], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{2Box} = & \left( \frac{iN_f(eQ_f)^2\delta_{AFF}}{16 k_1 \cdot k_2 (m_Z^2 k_1 \cdot k_2 - 2k_1 \cdot k \cdot k_2 \cdot k)} \right) [-8g_A m_f (k_1 \cdot k_2 (- (k_1 \cdot k (2C_2 + (D_1 + D_2 \\ & - D_3)m_Z^2 + 2D_1 k_1 \cdot k)) - 2(C_2 + D_2 m_Z^2 + D_1 k_1 \cdot k)k_1 \cdot k_2 + 2C_1(k_1 \cdot k + k_1 \cdot k_2)) \\ & - 2(D_3(k_1 \cdot k)^2 + D_1 k_1 \cdot k k_1 \cdot k_2 + D_2(k_1 \cdot k_2)^2 + C_2(k_1 \cdot k + k_1 \cdot k_2) \\ & - C_5(k_1 \cdot k + k_1 \cdot k_2))k_2 \cdot k], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{3Box} = & \left( \frac{iN_f(eQ_f)^2\delta_{AFF}}{16 k_1 \cdot k_2 (m_Z^2 k_1 \cdot k_2 - 2k_1 \cdot k \cdot k_2 \cdot k)} \right) [8g_A m_f (k_1 \cdot k_2 (4C_6(k_1 \cdot k)^2 + (m_Z^2(2C_2 - 4C_6 \\ & - 4(D_1 + D_2 + D_3)m_f^2 + (D_1 + D_2 + D_3)m_Z^2) + 4C_2 k_1 \cdot k + 6D_1 m_Z^2 k_1 \cdot k + 8D_1(k_1 \cdot k))^2 \\ & - 2C_1(m_Z^2 + 2k_1 \cdot k)k_1 \cdot k_2) + 2(2C_3(k_1 \cdot k + k_1 \cdot k_2)^2 + k_1 \cdot k_2(-C_5 m_Z^2) + 4(D_1 + D_2 \\ & + D_3)m_f^2 k_1 \cdot k + C_2(m_Z^2 + 2k_1 \cdot k) + k_1 \cdot k((D_1 + D_2 - 2D_3)m_Z^2 + 2D_1 k_1 \cdot k) \\ & + 3D_2 m_Z^2 k_1 \cdot k_2 - 2C_1(k_1 \cdot k + k_1 \cdot k_2))k_2 \cdot k + 4(D_3(k_1 \cdot k)^2 + k_1 \cdot k_2(-C_5 \\ & + C_6 + D_2 k_1 \cdot k + 2D_2 k_1 \cdot k_2))(k_2 \cdot k)^2 - 4C_4(k_1 \cdot k)^2(k_1 \cdot k_2 + k_2 \cdot k)], \end{aligned}$$

en donde las funciones escalares de Passarino-Veltman tienen los mismos argumentos de las encontradas en el decaimiento  $\phi' \rightarrow Z\gamma\gamma$ , las cuales se definen en Ecuaciones (4.13), solo debemos efectuar el reemplazo  $m_{\phi'} \rightarrow m_A$ .

## 5.2. Contribución de los diagramas de triángulo

Consideremos ahora los diagramas para el proceso  $A \rightarrow Z\phi'^* \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Debido a que no existe el vértice  $AZZ$  solo tenemos la contribución de los diagramas de la Figura 5.2. A diferencia del decaimiento del escalar  $\phi'$ , ahora además de la contribución del lazo de fermiones también tenemos un lazo con el bosón  $W$ . La amplitud para el proceso  $A \rightarrow Z\phi'^* \rightarrow Z\gamma\gamma$  se puede escribir como

$$\mathcal{M}_{\mathcal{T}} = \delta_{\phi'ZA}(k-q)^\alpha \frac{i}{q^2 - m_H^2} \mathcal{T}^{\mu\nu} \epsilon_\alpha^*(k) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (5.8)$$

en donde  $\mathcal{T}^{\mu\nu}$  representa la contribución total de los diagramas que contienen fermiones y bosones  $W$  en el lazo, es decir  $\mathcal{T}^{\mu\nu} = \mathcal{T}_F^{\mu\nu} + \mathcal{T}_W^{\mu\nu}$ . La expresión de  $\mathcal{T}_F^{\mu\nu}$  corresponde a la Figura 5.2a y explícitamente está dada por

**CAPÍTULO 5. DECAIMIENTO  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  EN EL MDDH**  
**5.2. CONTRIBUCIÓN DE LOS DIAGRAMAS DE TRIÁNGULO**

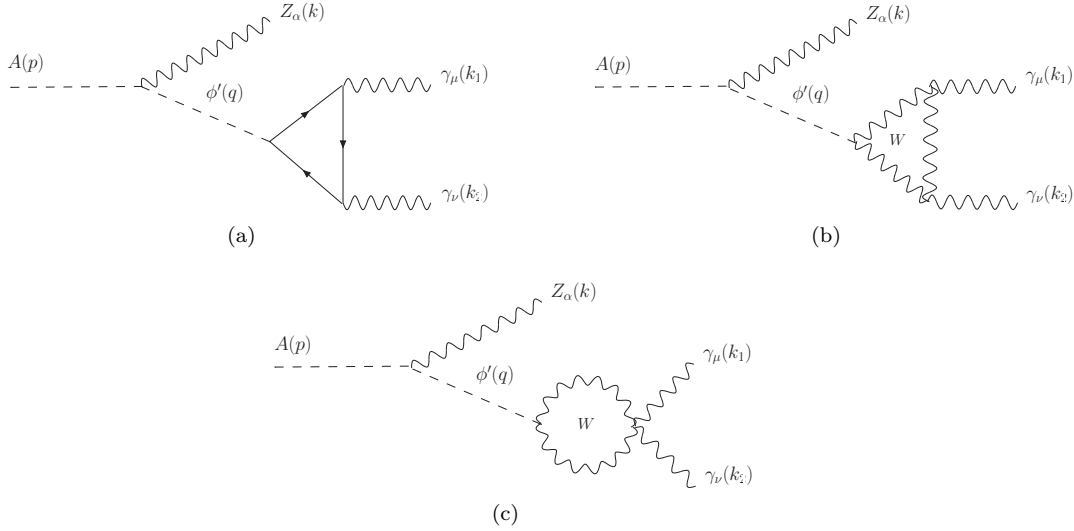


Figura 5.2: Diagramas de Feynman de triángulo que contribuyen al decaimiento  $A \rightarrow Z\phi'^* \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Los diagramas en donde se intercambian los fotones no se muestran.

$$\mathcal{T}_F^{\mu\nu} = i(eQ_f)^2 N_f \delta_{\phi'ff} \int \frac{d^4 l}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}[\gamma^\nu(l+m_f)\gamma^\mu(l+k_1+m_f)(l-k_2+m_f)]}{(l^2-m_f^2)((l+k_1)^2-m_f^2)((l-k_2)^2-m_f^2)} + (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\mu). \quad (5.9)$$

Después de aplicar el método de Passarino-Veltman obtenemos

$$\mathcal{T}_F^{\mu\nu} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) = \left( \frac{g}{2\pi^2 \cos \theta_W} \right) \mathcal{F}_{1f} (k_1^\nu k_2^\mu - k_1 \cdot k_2 g^{\mu\nu}) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (5.10)$$

$$\text{con } \mathcal{F}_{1f} = -\frac{\cos \theta_W m_f N_f (eQ_f)^2 \delta_{\phi'ff}}{g k_1 \cdot k_2} ((2m_f^2 - k_1 \cdot k_2) C_1 + 1).$$

El término  $\mathcal{T}_W^{\mu\nu}$  corresponde a los diagramas que contienen el lazo de bosones  $W$ . En cuanto a la contribución del diagrama 5.2b se tiene

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{Wtri}^{\mu\nu} &= ie^2 \delta_{\phi'WW} \int \frac{d^4 l}{(2\pi)^4} (g^{\beta\lambda} (k_2 - 2l)^\nu + g^{\lambda\nu} (l + k_2)^\beta + g^{\nu\beta} (l - 2k_2)^\lambda) \frac{1}{l^2 - m_W^2} \\ &\quad \left( -g^{\lambda\tau} + \frac{l^\lambda l^\tau}{m_W^2} \right) (g^{\rho\mu} (l + 2k_1)^\tau + g^{\mu\tau} (l - k_1)^\rho + g^{\tau\rho} (-k_1 - 2l)^\mu) \frac{1}{(l + k_1)^2 - m_W^2} \\ &\quad \left( -g^{\gamma\rho} + \frac{(l + k_1)^\gamma (l + k_1)^\rho}{m_W^2} \right) (g^{\gamma\sigma}) \frac{1}{(l - k_2)^2 - m_W^2} \\ &\quad \left( -g^{\sigma\lambda} + \frac{(l - k_2)^\sigma (l - k_2)^\lambda}{m_W^2} \right) + (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\mu), \end{aligned} \quad (5.11)$$

mientras que la contribución correspondiente al diagrama 5.2c es

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{Bu}^{\mu\nu} &= -ie^2 \delta_{\phi'WW} \int \frac{d^4 l}{(2\pi)^4} (g^{\sigma\nu} g^{\mu\tau} + g^{\sigma\mu} g^{\tau\nu} - 2g^{\sigma\tau} g^{\mu\nu}) \frac{1}{l^2 - m_W^2} \left( -g^{\beta\sigma} + \frac{l^\beta l^\sigma}{m_W^2} \right) (g^{\beta\delta}) \\ &\quad \frac{1}{(l - k_1 - l_2)^2 - m_W^2} \left( -g^{\delta\tau} + \frac{(l - k_1 - l_2)^\delta (l - k_1 - l_2)^\tau}{m_W^2} \right). \end{aligned} \quad (5.12)$$

Sumando estos resultados y aplicando el método de Passarino-Veltman tenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_W^{\mu\nu} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) &= (-\mathcal{T}_{Wtri}^{\mu\nu} + \mathcal{T}_{Bu}^{\mu\nu}) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \\ &= \left( \frac{g}{2\pi^2 \cos \theta_W} \right) \mathcal{F}_{1W} (k_1^\nu k_2^\mu - k_1 \cdot k_2 g^{\mu\nu}) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \end{aligned} \quad (5.13)$$

en donde

$$\mathcal{F}_{1W} = \frac{i \cos \theta_W e^2 \delta_{\phi' WW}}{4g m_W^2 \pi^2 k_1 \cdot k_2} [k_1 \cdot k_2 + 3m_W^2 (1 + 2(m_W^2 - k_1 \cdot k_2) C_1')]. \quad (5.14)$$

En este caso la función  $C_1'$  se obtiene de  $C_1$  intercambiando la masa del fermión por la masa del bosón  $W$ . Al sustituir las Ecuaciones (5.10) y (5.13) en (5.8) tenemos

$$\mathcal{M}_{Tri} = \left( \frac{g}{2\pi^2 \cos \theta_W} \right) \mathcal{F}_{1tri} (k_1^\alpha + k_2^\alpha) (k_1 \cdot k_2 g^{\mu\nu} - k_1^\nu k_2^\mu) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k), \quad (5.15)$$

con  $\mathcal{F}_{1tri} = \mathcal{F}_{1f} + \mathcal{F}_{1W}$ .

Finalmente, la expresión más general para la amplitud del decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  está dada por

$$\mathcal{M}_A = \left( \frac{g}{2\pi^2 \cos \theta_W} \right) \mathcal{M}^{\alpha\mu\nu} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k), \quad (5.16)$$

en donde  $\mathcal{M}^{\alpha\mu\nu}$  es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{\alpha\mu\nu} &= \mathcal{F}_1 k_1^\alpha (k_1^\nu k_2^\mu - (k_1 \cdot k_2) g^{\mu\nu}) + \mathcal{F}_2 (k_1^\nu (k_1^\alpha k_2^\mu - (k_1 \cdot k_2) g^{\alpha\mu}) + (k_2 \cdot k) (k_1^\nu g^{\alpha\mu} - k_1^\alpha g^{\mu\nu})) \\ &+ \mathcal{F}_3 k_2^\alpha ((k_2 \cdot k) k_1^\nu - (k_1 \cdot k_2) k_1^\nu) + (k_1 \cdot k) (k_1^\nu k_2^\mu - (k_2 \cdot k) g^{\mu\nu}) + (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\nu), \end{aligned}$$

y los factores de forma  $\mathcal{F}_i$  se obtienen de la superposición de las contribuciones de los diagramas de caja y de triángulo y al sumar sobre los fermiones cargados  $f$  que circulan sobre los lazos:

$$\mathcal{F}_i = \sum_f (\mathcal{F}_{iBox} + \mathcal{F}_{if}) + \mathcal{F}_{iW}. \quad (5.17)$$

Como ya vimos, los diagramas de triángulo solo contribuyen al factor de forma  $\mathcal{F}_1$ .

## 5.3. Integración en el espacio fase

De manera similar al capítulo anterior, ahora discutiremos el método de obtención de la anchura de decaimiento mediante la integración sobre el espacio fase. En el caso más general debemos realizar la integración para un decaimiento a tres cuerpos, sin embargo empezaremos por discutir el caso especial en donde la integración en el espacio fase es inmediata, esto es, cuando el pseudoescalar es lo suficientemente pesado para producir un bosón  $Z$  y un bosón escalar  $\phi'$  reales. El bosón escalar  $\phi'$  posteriormente decaerá en un par de fotones.

### 5.3.1. Decaimiento $A \rightarrow Z\phi'$ seguido por el decaimiento $\phi' \rightarrow \gamma\gamma$ .

En el caso cuando  $m_A > m_{\phi'} + m_Z$  el bosón escalar  $\phi'$  es real y la fórmula para la anchura de decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  se obtiene de manera inmediata y está dada por

$$\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma) = \Gamma(A \rightarrow Z\phi') \text{BR}(\phi' \rightarrow \gamma\gamma). \quad (5.18)$$

**CAPÍTULO 5. DECAIMIENTO  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  EN EL MDDH**  
**5.3. INTEGRACIÓN EN EL ESPACIO FASE**

---

Para poder obtener  $\Gamma(\phi' \rightarrow \gamma\gamma)$  usaremos las ecuaciones (5.10) para la contribución de fermiones al lazo y (5.13) para la contribución del bosón  $W$ , pero ahora consideraremos  $k_1 \cdot k_2 = q^2/2 = m_{\phi'}/2$ . De esta manera la amplitud para el decaimiento  $\phi' \rightarrow \gamma\gamma$  es

$$\mathcal{M}_{\phi'} = (\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2)(m_{\phi'}^2 g^{\mu\nu} - 2k_1^\nu k_2^\mu), \quad (5.19)$$

y la fórmula para la anchura es

$$\Gamma(\phi' \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2}{8m_{\phi'}\pi^3} |\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2|^2, \quad (5.20)$$

en donde

$$\mathcal{F}_1 = \sum_f m_f N_f \delta_{\phi' f f} ((4m_f^2 - m_{\phi'}^2) C_0(0, 0, m_{\phi'}^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2) + 2), \quad (5.21)$$

$$\mathcal{F}_2 = \frac{\delta_{\phi' W W} (6m_W^2 (m_{\phi'}^2 - 2m_W^2) C_0(0, 0, m_{\phi'}^2, m_W^2, m_W^2, m_W^2) - m_{\phi'}^2 - 6m_W^2)}{4m_W^2}. \quad (5.22)$$

Las fórmulas para la anchura del decaimiento  $A \rightarrow Z\phi'$  y los diferentes modos de decaimiento del pseudoescalar se encuentran en el Apéndice A.

### 5.3.2. Integración en el espacio fase para el decaimiento a tres cuerpos $A \rightarrow Z\gamma\gamma$

En el caso general en que el bosón pseudoescalar no puede producir un bosón escalar real, debemos integrar sobre el espacio fase de un decaimiento a tres cuerpos. Los productos escalares que se encuentran en la expresión de la amplitud se obtienen de manera similar al caso del decaimiento del capítulo anterior y están dados por

$$\begin{aligned} k_1 \cdot k_2 &= \frac{1}{2} m_A^2 (\mu_Z - x_1 + 1), \\ k_1 \cdot k &= -\frac{1}{2} m_A^2 (\mu_Z + x_2 - 1), \\ k_2 \cdot k &= -\frac{1}{2} m_A^2 (\mu_Z - x_1 - x_2 + 1), \end{aligned} \quad (5.23)$$

en donde  $\mu_Z = (m_Z/m_A)^2$ ,  $x_1 = 2E_Z/m_A$  y  $x_2 = 2E_\gamma/m_A$ . La anchura de decaimiento para el proceso  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  se puede obtener usando las Ecuaciones (4.38) y (4.39). En este caso la amplitud está dada por

$$\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma) = \frac{m_A}{256 \pi^3} \int_{x_{1i}}^{x_{1f}} \int_{x_{2i}}^{x_{2f}} |\mathcal{M}_A|^2 dx_2 dx_1, \quad (5.24)$$

en donde los límites de integración son

$$\begin{aligned} x_{1i} &= 2\sqrt{\mu_Z}, \\ x_{1f} &= 1 + \mu_Z, \\ x_{2i,2f} &= \frac{1}{2} \left( 2 - x_1 \mp \sqrt{x_1^2 - 4\mu_Z} \right). \end{aligned} \quad (5.25)$$

Para obtener la distribución de energía  $d\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$  integraremos la anchura de decaimiento solamente sobre la variable  $x_2$  y usaremos la relación  $dx_1 = (2/m_A)dE_Z$ , tras lo cual se obtiene

**CAPÍTULO 5. DECAIMIENTO  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  EN EL MDDH**  
**5.3. INTEGRACIÓN EN EL ESPACIO FASE**

---

$$\frac{d\Gamma}{dE_Z} = \frac{1}{128\pi^3} \int_{x_{2i}}^{x_{2f}} |\mathcal{M}_A|^2 dx_2, \quad (5.26)$$

en donde la energía de bosón  $Z$  puede tomar valores entre  $m_Z$  y  $(m_A^2 + m_Z^2)/2m_A$ .

Para la contribución de la masa invariante  $(m_{\gamma\gamma'})^2 = (k_1 + k_2)^2$  tenemos

$$m_{\gamma\gamma'} = m_A \sqrt{\mu_Z - x_1 + 1} \Rightarrow dm_{\gamma\gamma'} = \frac{dE_Z}{\sqrt{\mu_Z - x_1 + 1}}, \quad (5.27)$$

entonces la distribución correspondiente es

$$\frac{d\Gamma}{dm_{\gamma\gamma'}} = \frac{\sqrt{\mu_Z - x_1 + 1}}{128\pi^3} \int_{x_{2i}}^{x_{2f}} |\mathcal{M}_A|^2 dx_2, \quad (5.28)$$

en donde  $m_{\gamma\gamma'}$  puede tomar valores entre 0 y  $m_A - m_Z$ .

En el siguiente capítulo efectuaremos el análisis numérico de los decaimientos  $\phi' \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ .



## Capítulo 6

# Análisis numérico y discusión de los resultados

Después de llevar acabo los cálculos concernientes al decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  con  $\phi = h, H, A$ , en esta sección evaluaremos numéricamente las integrales que aparecen en las expresiones para la anchura y las distribuciones de energía para cada uno de los decaimientos. Como se mencionó anteriormente, nos enfocaremos en el MDDH tipo II. Para poder realizar nuestro análisis, necesitamos conocer las cotas que han sido impuestas a los parámetros libres propios del modelo a partir de datos experimentales. Recientes estudios teóricos y experimentales han sido utilizados para analizar que valores de los parámetros de los MDDH están permitidos aún [30–33].

$\delta_{hZZ}$	$\frac{igm_Z}{\cos\theta_W} \sin(\beta - \alpha)$
$\delta_{hZA}$	$\frac{g \cos(\beta - \alpha)}{2 \cos\theta_W}$
$\delta_{hWW}$	$igm_W \sin(\beta - \alpha)$
$\delta_{hu\bar{u}}$	$\frac{-igm_u}{2m_W} (\sin(\beta - \alpha) + \cos(\beta - \alpha)/t_\beta)$
$\delta_{hd\bar{d}}$	$\frac{-igm_d}{2m_W} (\sin(\beta - \alpha) - t_\beta \cos(\beta - \alpha))$
$\delta_{hl\bar{l}}$	$\frac{-igm_l}{2m_W} (\sin(\beta - \alpha) - t_\beta \cos(\beta - \alpha))$
$\delta_{HZZ}$	$\frac{igm_Z}{\cos\theta_W} \cos(\beta - \alpha)$
$\delta_{HZA}$	$-\frac{g \sin(\alpha - \beta)}{2 \cos\theta_W}$
$\delta_{HWW}$	$igm_W \cos(\beta - \alpha)$
$\delta_{Hu\bar{u}}$	$\frac{-igm_u}{2m_W} (\cos(\beta - \alpha) - \sin(\beta - \alpha)/t_\beta)$
$\delta_{Hd\bar{d}}$	$\frac{-igm_d}{2m_W} (\cos(\beta - \alpha) + t_\beta \sin(\beta - \alpha))$
$\delta_{Hl\bar{l}}$	$\frac{-igm_l}{2m_W} (\cos(\beta - \alpha) + t_\beta \sin(\beta - \alpha))$
$\delta_{AZZ}$	0
$\delta_{AWW}$	0
$\delta_{Au\bar{u}}$	$\frac{-igm_u}{2m_W} \cot\beta$
$\delta_{Ad\bar{d}}$	$\frac{-igm_d}{2m_W} \tan\beta$
$\delta_{Al\bar{l}}$	$\frac{-igm_l}{2m_W} \tan\beta$

Tabla 6.1: Constantes de acoplamiento a nivel árbol para los bosones de Higgs neutros  $h, H$  y  $A$  a los fermiones y a los bosones de norma en el MDDH tipo II.

En la Tabla 6.1 se muestran los diferentes acoplamientos entre los bosones de Higgs neutros con los fermiones y bosones de norma débiles en el MDDH tipo II. Usaremos estos acoplamientos para llevar a cabo el análisis de los decaimientos de nuestro interés. Observamos que estos acoplamientos dependen de los parámetros del modelo estándar ya conocidos, como son la constante  $g$ , las masas de los bosones  $W^\pm$  y  $Z$ , el coseno del ángulo de Weinberg y la masa de los fermiones. En cuanto a los parámetros libres del MDDHII tenemos 6 parámetros libres, de los cuales 5 son de nuestro

particular interés, como son las masas de los bosones escalares neutros ( $m_h, m_H, m_A$ ), la razón de los valores de expectación del vacío ( $\tan\beta$ ) y el ángulo de mezcla ( $\alpha$ ). Para los valores del modelo estándar, consideraremos los valores reportados en la literatura: para el ángulo de Weinberg tomamos el valor  $\sin^2\theta_W = 0.23120$ , las masas para los leptones, quarks y bosones de norma se encuentran en las Tablas 1.1, 1.2 y 1.3, respectivamente. En cuanto a la carga eléctrica  $e$ , se puede expresar en términos de la constante de estructura fina  $\alpha = 1/137$  como  $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ . En lo que se refiera a los parámetros del MDDH, consideraremos  $\cos(\alpha - \beta) \approx 0$ . En esta aproximación, la cual se conoce como límite de alineamiento (alignment limit) los acoplamiento del escalar  $h$  son idénticos a los del bosón de Higgs del modelo estándar. Para el parámetro  $\tan\beta$  tomaremos el intervalo  $\tan\beta \in [1, 30]$ , el cual es consistente con las cotas experimentales. En cuanto a las masas de los bosones neutros consideraremos  $m_A, m_H \geq 200$  GeV. Cabe mencionar que se ha empleado el software Mathematica para evaluar las integrales de manera numérica y hemos hecho uso de la utilería LoopTools para evaluar las funciones escalares de Passarino-Veltman.

## 6.1. Decaimiento $h \rightarrow Z\gamma\gamma$

En esta sección estudiaremos el proceso  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ , con  $h$  el bosón de Higgs ligero del MDDH, el cual corresponde al bosón de Higgs del modelo estándar en el escenario que estamos estudiando. Este decaimiento recibe la mayor contribución a su anchura de parte de los quarks top y bottom. Tal y como se estudió en el capítulo 4, este decaimiento consiste en diagramas de caja y de triángulo, que pueden denotarse como  $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $h \rightarrow ZA^* \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Sabemos que el vértice  $hZA$  es proporcional a  $\cos(\beta - \alpha)$ , por lo que en el límite que estudiamos se desvanece. Por lo tanto, el proceso que involucra un pseudoescalar virtual no tiene contribución. En este caso se han reproducido los cálculos para el decaimiento del bosón de Higgs  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el modelo estándar, el cual fue calculado en la Ref. [7]. La anchura de decaimiento para este proceso está dada por la Ecuación (4.40) tomando  $\phi' = h$ . Introduciendo los parámetros correspondientes y realizando las integrales numéricamente obtenemos la gráfica para la anchura de decaimiento en función de  $m_h$  que se muestra en la Figura 6.1. Observamos que para la masa del bosón de Higgs (125 GeV) se tiene una anchura del orden de  $10^{-11}$ , la cual es muy pequeña para hacer posible la detección experimental de este decaimiento. Cabe hacer notar también que la anchura de decaimiento recibe la contribución dominante del diagrama de triángulo mediado por un bosón  $Z$  virtual, mientras que los diagramas de caja dan una contribución de varios ordenes de magnitud menor.

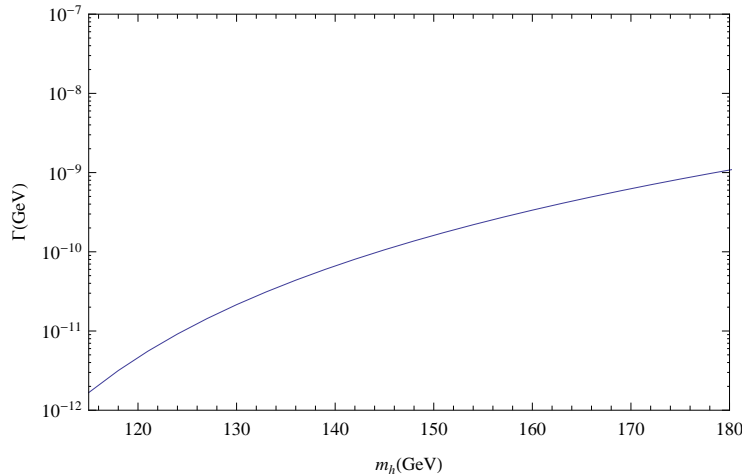


Figura 6.1: Anchura de decaimiento del proceso  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$  como función de  $m_h$  en el MDDH tipo II. Se ha usado  $\sin(\beta - \alpha) = 1$  por lo que la anchura de decaimiento no depende del valor de  $\tan\beta$ .

## CAPÍTULO 6. ANÁLISIS NUMÉRICO Y DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS

### 6.1. DECAIMIENTO $H \rightarrow Z\gamma\gamma$

En la Figura 6.2 mostramos la distribución de energía  $d\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$  como función de la energía del bosón  $Z$  y en la Figura 6.3 mostramos la distribución de masa invariante  $d\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma'}$  como función de  $m_{\gamma\gamma'}$ . Estas distribuciones se pueden calcular a partir de las ecuaciones (4.42) y (4.44), respectivamente. Se han considerado diversos valores para la masa  $m_h$ . Aunque el valor de este parámetro ya se conoce en la actualidad, el objetivo de realizar estas gráficas es para comparar con el cálculo de este decaimiento que ya fue realizado hace varios años. En resumen podemos decir que no existe una contribución adicional a este decaimiento proveniente del MDDH y la anchura obtenida simplemente reproduce la que fue calculada para el bosón de Higgs del modelo estándar.

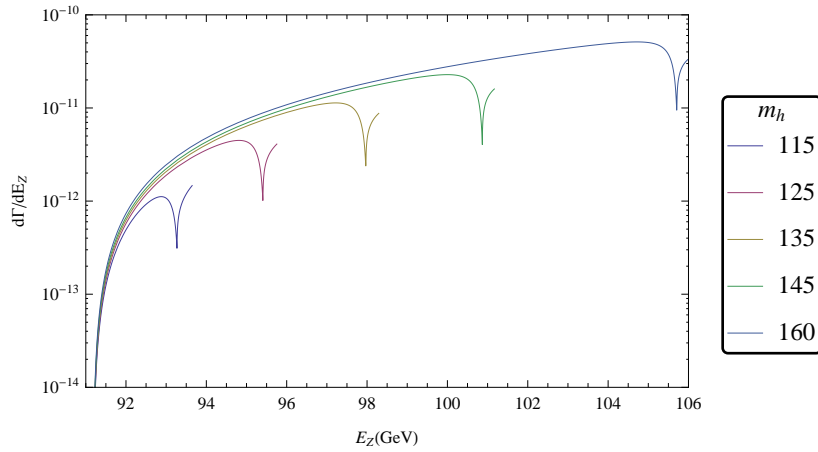


Figura 6.2: Gráfica de la distribución de energía  $d\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$  como función de energía del bosón  $Z$  para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs en el MDDH tipo II. Se ha usado  $\sin(\beta - \alpha) = 1$  por lo que la distribución no depende del valor de  $\tan\beta$ .

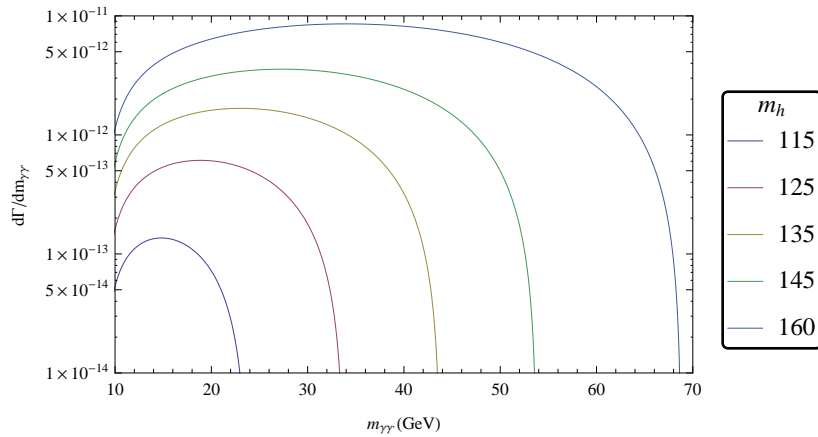


Figura 6.3: Distribución de la masa invariante  $d\Gamma(h \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma'}$  como función de  $m_{\gamma\gamma'}$  para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs en el MDDH tipo II. Se ha usado  $\sin(\beta - \alpha) = 1$  por lo que la distribución no depende del valor de  $\tan\beta$ .

## 6.2. Decaimiento $H \rightarrow Z\gamma\gamma$

En lo que respecta al bosón de Higgs pesado  $H$ , con ayuda de las ecuaciones para la anchura de decaimiento y considerando los modos de decaimiento principales de esta partícula podemos graficar el branching ratio del decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  en función de la masa  $m_H$ . Sabemos que dentro de los parámetros libres del MDDH encontramos  $t_\beta$  y  $m_A$ , por lo que podemos realizar las gráficas para  $BR(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  tomando diferentes valores de esos parámetros. En particular, tomaremos  $t_\beta = 5, 15$  y  $25$ , mientras que para la masa del bosón pseudoscalar consideraremos los casos en que  $m_H < m_A$  y  $m_H > m_A$ .

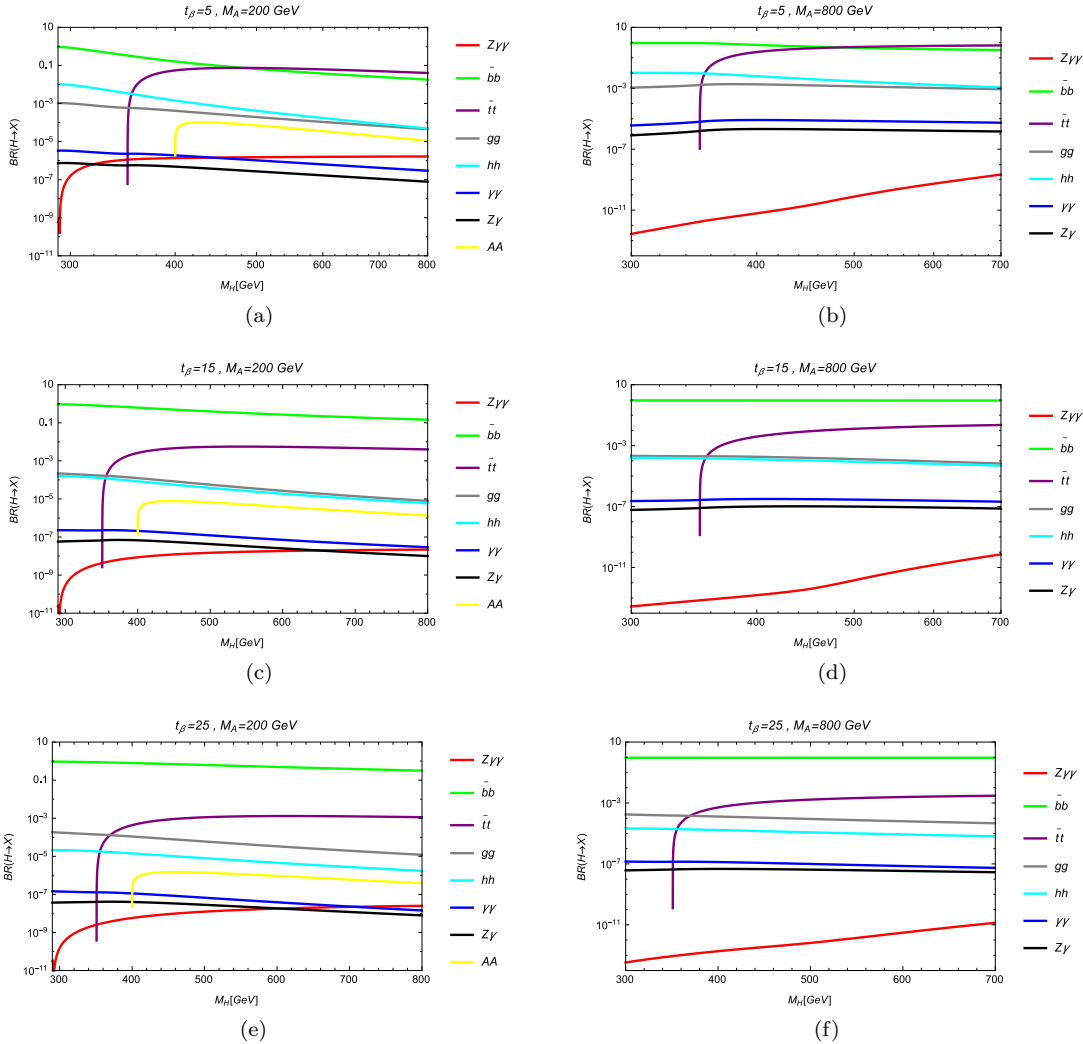


Figura 6.4: Branching ratios para los decaimientos principales del bosón de Higgs pesado  $H$  en el MDDH tipo II como función de  $m_H$ . Se tomó  $\sin(\beta - \alpha) = 1$  y hemos considerado los siguientes valores para los parámetros libres:  $t_\beta = 5, 10$  y  $15$ ;  $m_A = 200$  y  $800$  GeV.

Contrariamente a lo que sucedió en el decaimiento de un bosón de Higgs ligero, aquí tenemos que el vértice  $HZZ$  es proporcional a  $\cos(\beta - \alpha)$ , por lo que en el límite cuando  $\sin(\beta - \alpha) = 1$  el proceso  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow Z\gamma\gamma$  es cero, de esta manera la contribución más importante proviene de los diagramas de Feynman de triángulo (Figura 4.5) ya que la contribución de los diagramas

de caja también está muy suprimida. En la Figura 6.4 hemos graficado los branching ratios para los principales decaimientos del bosón de Higgs pesado  $H$  en el MDDHII para diversos valores de  $\tan\beta$  y  $m_A$ . Notamos que en la mayoría de los casos el canal predominante es  $b\bar{b}$  junto al canal  $t\bar{t}$  cuando este está cinemáticamente permitido. En el caso en que  $m_A = 200$  GeV también el canal  $AA$  puede estar disponible pero no está cinemáticamente permitido para  $m_A = 800$  GeV en el intervalo de valores de  $m_H$  que estamos considerando. En cuanto a los decaimientos que se dan a través de un lazo tenemos los canales  $gg$ ,  $\gamma\gamma$ ,  $Z\gamma$  y  $Z\gamma\gamma$  de los cuales el decaimiento a dos gluones es el predominante en la mayoría de los casos. Incluso el branching ratio para el decaimiento a un par de gluones es del orden de decaimiento a un par de bosones de Higgs ligeros, el cual se da a nivel árbol. Como era de esperarse, el canal  $Z\gamma\gamma$  se ve suprimido cuando tomamos valores grandes para  $m_A$ , tal y como se muestra en las gráficas de la columna derecha. Por ejemplo el modo  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  tiene un branching ratio del orden de  $2 \times 10^{-9}$  para  $m_H = 700$  GeV, pero este se incrementa considerablemente cuando  $m_A = 200$  GeV, pudiendo alcanzar valores del orden de  $10^{-6}$ . También podemos observar que en ambos casos ( $m_H < m_A$  y  $m_H > m_A$ ) al aumentar el valor de  $\tan\beta$  el valor para del branching ratio del canal  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  disminuye. Esto se debe principalmente a que este parámetro está involucrado en el vértice  $Aff$ : este vértice es proporcional a  $\tan\beta$  para quarks tipo down y proporcional a  $1/\tan\beta$  para quarks tipo up. Entonces la contribución del quark top decrece al aumentar  $\tan\beta$ .

Con ayuda de las Ecuaciones (4.42) y (4.44) podemos graficar las distribuciones de energía del bosón  $Z$  con respecto a su energía y la distribución de la masa invariante  $d\Gamma(H \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma'}$ . En ambas distribuciones se considera el caso cuando  $m_H > m_A$  tomando diferentes valores de  $m_H$  y considerando  $m_A = 450$  GeV y  $\tan\beta = 25$ . Estas gráficas se muestran en las Figuras 6.5 y 6.6. En el caso en que  $m_H > m_A + m_Z$  sabemos que el decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  procede como el decaimiento a dos cuerpos  $H \rightarrow ZA$  seguido del decaimiento  $A \rightarrow \gamma\gamma$ , el cual es también un decaimiento a dos cuerpos, de este manera el espectro de energía del bosón  $Z$  es discreto y no continuo como en el caso anterior.

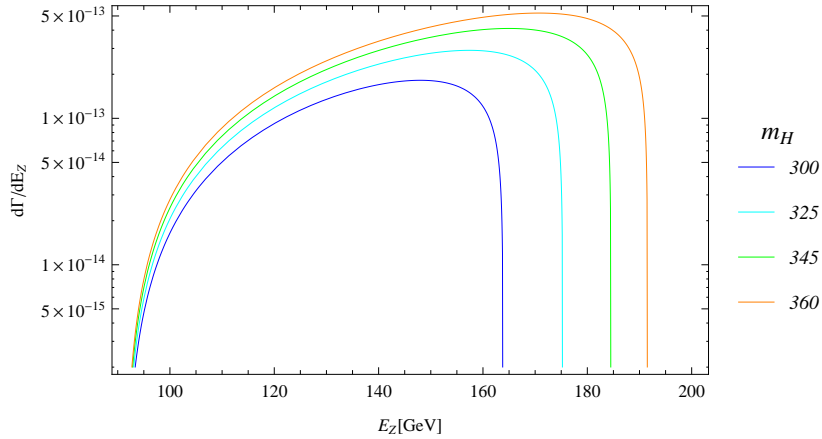


Figura 6.5: Gráfica de la distribución de energía  $d\Gamma(H \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$  como función de energía del bosón  $Z$  en el MDDH tipo II para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs pesado. Se usa  $m_A = 450$  GeV y  $\tan\beta = 25$ .

### 6.3. Decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$

Finalmente, realizaremos la evaluación numérica del decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Primero consideremos la anchura de decaimiento, la cual se encuentra expresada en la Ecuación (5.16). En este decaimiento se tiene la contribución de los bosones de Higgs pesado y ligero como partículas vir-

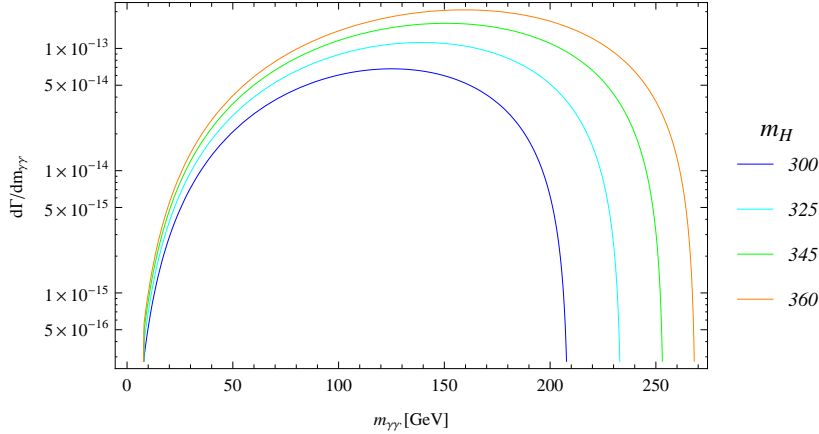


Figura 6.6: Distribución de masa invariante  $d\Gamma(H \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma'}$  como función de  $m_{\gamma\gamma'}$  en el MDDH tipo II para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs pesado. Se usa  $m_A = 450$  GeV y  $\tan\beta = 25$ .

tuales, además de la contribución de los diagramas de caja. Como ya hemos mencionado, el vértice  $hZA$  contiene el parámetro  $\cos(\alpha - \beta)$ , razón por la cual el proceso  $A \rightarrow Zh^* \rightarrow Z\gamma\gamma$  no contribuye a la anchura de decaimiento en el caso que estamos estudiando. En cuanto a los diagramas que tienen un bosón de Higgs pesado como propagador, se tienen fermiones y al bosón  $W$  en el lazo (ver Figura (5.2)) de los cuales solo los diagramas con fermiones dentro del lazo contribuyen al decaimiento debido a que el vértice  $HWW$  es proporcional a  $\cos(\beta - \alpha)$ . Utilizando el software Mathematica podemos obtener el branching ratio del decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ , además de los branching ratio de los decaimientos principales del pseudoescalar como función de  $m_A$ . Los resultados se muestran en la Figura 6.7 para diversos valores de  $m_H$  y  $\tan\beta$ .

En la Figura 6.7 se observa que los canales de decaimiento  $b\bar{b}$  y  $t\bar{t}$  son los canales predominantes, además, el canal  $HZ$  también es importante en el caso cuando  $m_A > m_H + m_Z$ , tal y como se muestran en las gráficas de la columna izquierda. Nuevamente notamos que el canal  $gg$  tiene la mayor contribución de los diagramas que se dan a través de un lazo. Al considerar valores grandes para la masa del bosón escalar  $H$  observamos que el branching ratio del canal  $Z\gamma\gamma$  se encuentra suprimido. Por ejemplo, si consideramos que  $t_\beta = 5$  y  $m_H = 800$  GeV, vemos que para  $m_A = 500$  GeV tenemos que el branching ratio del decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  es del orden de  $10^{-10}$ , mientras que este es del orden de  $10^{-6}$  para  $m_H = 210$  GeV. De manera similar a lo que ocurre en el caso del decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ , vemos que el valor del branching ratio del canal  $Z\gamma\gamma$  disminuye conforme aumenta el valor de  $\tan\beta$ . Por ejemplo, si  $m_H < m_A$  el valor del branching ratio del canal  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  disminuye dos órdenes de magnitud cuando se pasa de  $t_\beta = 5$  a  $t_\beta = 25$ .

Análogamente a los decaimientos  $h, H \rightarrow Z\gamma\gamma$ , es interesante conocer el comportamiento de la distribución de energía del bosón  $Z$  y la masa invariante  $m_{\gamma\gamma'}$ , las cuales se encuentran expresadas en las Ecuaciones (5.26) y (5.28). Las gráficas para estas distribuciones se muestran en las Figuras 6.8 y 6.9, en donde se consideran diferentes valores de  $m_A$  y se han fijado los parámetros con los valores  $m_H = 450$  GeV y  $\tan\beta = 25$ .

## 6.4. Conclusiones

El descubrimiento del bosón de Higgs, en el gran colisionador de hadrones (LHC) del CERN, ha supuesto un gran avance en el entendimiento de la generación de masas de las partículas elementales del modelo estándar, ya que el bosón de Higgs es la partícula remanente del mecanismo del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. Aunque se tiene la certeza de la existencia

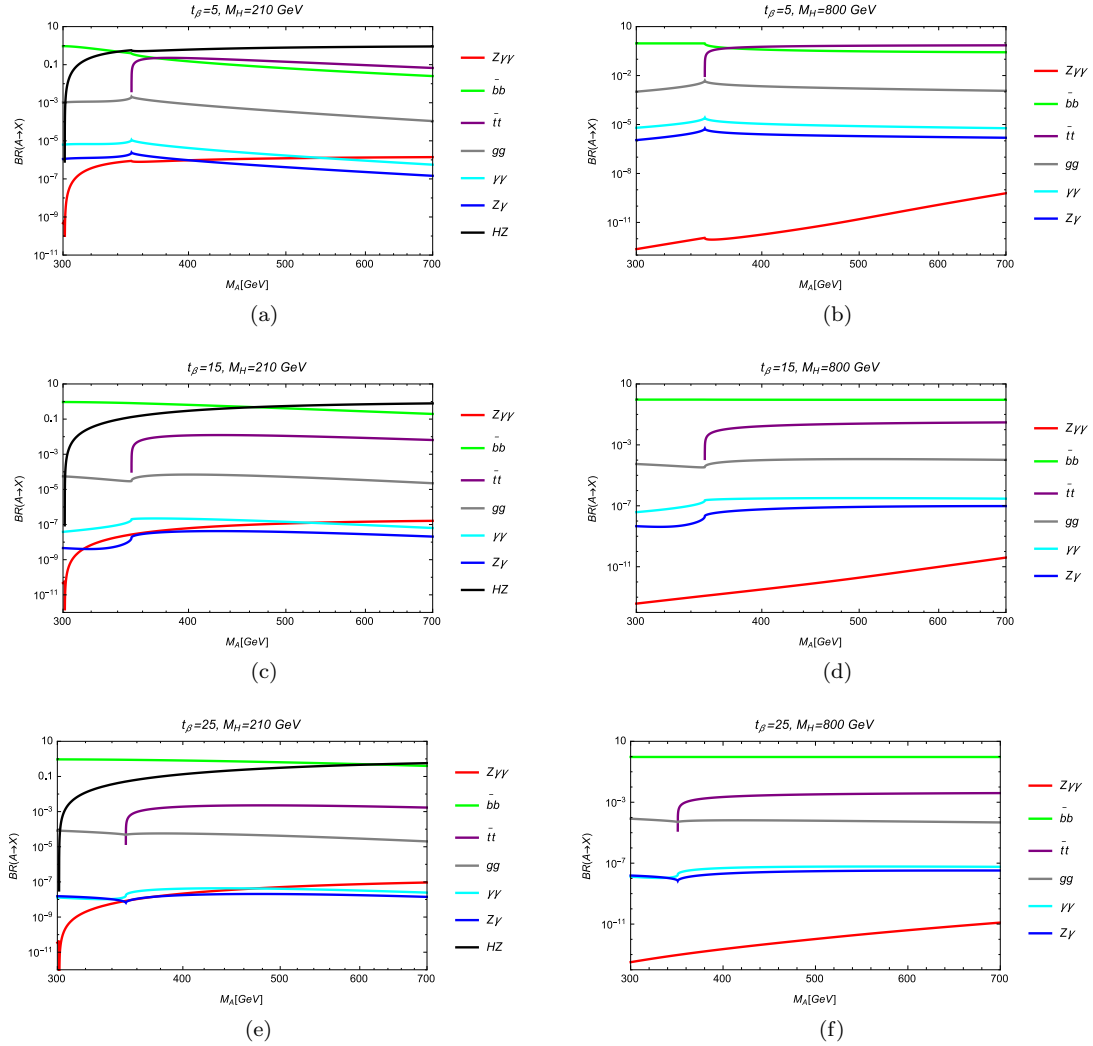


Figura 6.7: Branching ratios para el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  como función de  $m_A$  en el MDDH tipo II. Se incluyen los canales principales de decaimiento del pseudoescalar  $A$ . Se tomó  $\sin(\beta - \alpha) = 1$  y se consideraron los siguiente valores para los parámetros del modelo:  $t_\beta = 5, 10$  y  $15$  GeV;  $m_H = 210$ .

del bosón de Higgs con una masa de aproximadamente 125 GeV, todavía se necesita seguir con el estudio fenomenológico para poder determinar sus propiedades. Dado que no se considera que el modelo estándar sea una teoría completa de las interacciones fundamentales, se han propuesto numerosas teorías de extensión. Algunas de estas teorías extienden al sector escalar del modelo estándar y predicen bosones escalares adicionales. La extensión más simple del sector de Higgs consiste en añadir otro doblete escalar. Los MDDH se basan en este escenario contando con una fenomenología muy amplia, debido a que contienen un bosón de Higgs cargado, un bosón pseudoescalar neutro y dos bosones escalares neutros, cuya detección en los actuales o futuros colisionadores sería una clara señal de nueva física. La versión más general del MDDH contiene corrientes neutras con cambio de sabor a nivel árbol, la cual puede ser fenomenológicamente problemática. El MDDH tipo II, que es una de las versiones más estudiadas de estos modelos, introduce una simetría discreta para evitar este tipo de corrientes a nivel árbol. Estudios recientes han demostrado que el espacio

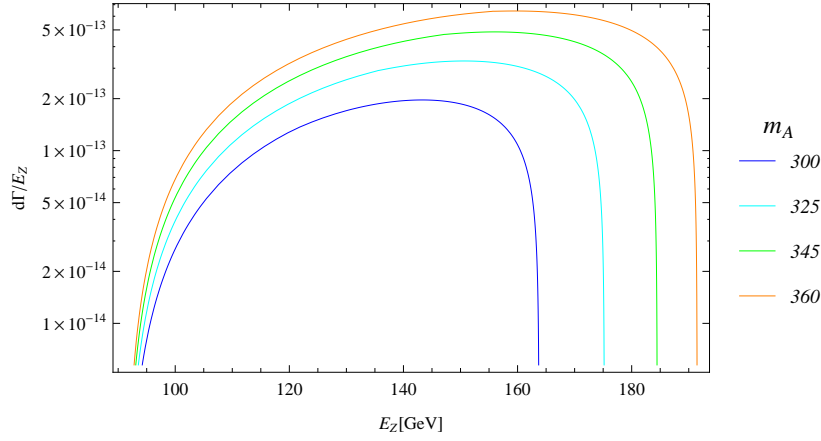


Figura 6.8: Gráfica de distribución de energía  $\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$  como función de energía del bosón  $Z$  en el MDDH tipo II para diferentes valores de la masa del pseudoescalar. Se usa  $m_H = 450$  GeV y  $\tan \beta = 25$ .

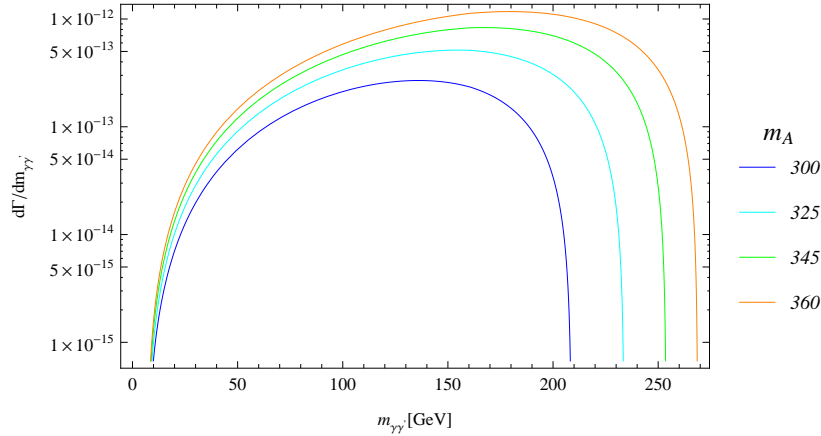


Figura 6.9: Distribución de masa invariante  $d\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma'}$  como función de  $m_{\gamma\gamma'}$  en el MDDH tipo II para diferentes valores de  $m_A$ . Se usa  $m_H = 450$  GeV y  $\tan \beta = 25$ .

de parámetros de este modelo está fuertemente restringido por cotas experimentales y teóricas. En este trabajo se calculó el decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  en donde  $\phi$  puede ser un bosón escalar o pseudoescalar. Usando invarianza de norma electromagnética y simetría de Bose-Einstein, se logró escribir la expresión más general a la amplitud para el decaimiento  $h, H \rightarrow Z\gamma\gamma$ , la cual está dada en términos de cuatro factores de forma que reciben contribuciones de diagramas de caja y diagramas de tipo triángulo. La estructura de Lorentz para el vértice  $\phi'Z\gamma\gamma$  ( $\phi' = h, H$ ) se encuentra constituida por 4-vectores y tensores de Levi-Civita, lo cual era de esperarse ya que los bosones de Higgs neutros son pares ante la simetría CP. En cuanto al decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ , encontramos que la expresión a la amplitud cuenta con la contribución de 3 factores de forma, en este caso la estructura de Lorentz correspondiente se constituye de 4-vectores y el tensor métrico debido a que  $A$  es impar ante CP. El cálculo del decaimiento para  $h, H \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ ) se simplifica considerablemente al considerar el caso  $m_H > m_A + m_Z$  ( $m_A > m_H + m_Z$ ), pues en este escenario solo se calcula un decaimiento a dos cuerpos (por ejemplo, en el caso del decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  primero se da el decaimiento  $H \rightarrow ZA$  y posteriormente ocurre el decaimiento  $A \rightarrow \gamma\gamma$ ) y no es necesario realizar la integración sobre el espacio fase a tres cuerpos. Dicha integración se complica considerablemente

en el caso en que se evalúan los diagramas de caja, esto debido a que los factores de forma son funciones complicadas dados en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman, las cuales se deben evaluar numéricamente. Sin embargo, la evaluación numérica arrojó que la contribución de los diagramas de caja es hasta dos órdenes de magnitud menor a la de los diagramas de triángulo. Para realizar la evaluación numérica utilizamos el caso  $\sin(\beta - \alpha) = 1$ , dado que las cotas experimentales restringen mucho este parámetro. En seguida resumimos los puntos más importantes que se concluyen de nuestro estudio:

- En el caso del decaimiento  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$  el resultado obtenido para la anchura es totalmente idéntico a la que se calculó anteriormente en el marco del modelo estándar. Nuestros resultados lograron reproducir estos resultados previos. En conclusión, se puede afirmar que el MDDH tipo II no ofrece ningún cambio con respecto a la anchura predicha por el modelo estándar.
- En cuanto a los procesos  $H, A \rightarrow Z\gamma\gamma$  se han presentado los resultados numéricos para los branching ratios tanto para este decaimiento como para los canales de decaimiento dominantes considerando diferentes valores de los parámetros  $\tan\beta$ ,  $m_A$  y  $m_H$ . Esto nos permitió determinar si el decaimiento  $H, A \rightarrow Z\gamma\gamma$  podría estar al alcance de la medición. También se realizaron las gráficas para la distribución de energía del bosón  $Z$  y para la masa invariante del par fotónico. Estas gráficas son interesantes ya que nos muestra como se observa en el experimento el espectro de energía con el que se emite el bosón  $Z$  y la masa invariante de los fotones. Se puede concluir de nuestro estudio que la anchura del decaimiento exótico  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ ) es muy pequeña en comparación con otros modos de decaimiento cuando el bosón pseudoescalar (escalar) intermediario es virtual, aunque la anchura se incrementa notablemente cuando el pseudoescalar (escalar) es real.
- Los decaimientos raros de los bosones de Higgs pueden ofrecer perspectivas para su detección experimental en el LHC, el cual tiene como objetivo la búsqueda de efectos de nueva física y en particular se pretende buscar nuevas partículas predichas por algunos modelos de extensión, o en un futuro colisionador lineal el cual operaría en como fábrica de bosones de Higgs. Para poder ofrecer dicha perspectiva experimental aún se necesita emplear técnicas computacionales más avanzadas para poder llevar a cabo un análisis más detallado del proceso estudiado, considerado los detalles específicos asociados al colisionador y las limitaciones experimentales, como son la luminosidad, el ruido, cortes cinemáticos y las simulaciones de los detectores. Este estudio se podría llevar a cabo en un análisis posterior.



## Apéndice A

# Decaimientos de los bosones escalar y pseudoescalar

En este apéndice incluiremos las expresiones para las anchuras de decaimiento más relevantes de un bosón escalar que se transforma de manera par o impar ante la simetría CP. Coloquialmente se conoce al primer tipo como bosón escalar y al segundo tipo como bosón pseudoescalar. Consideraremos las reglas de Feynman genéricas mostradas en las Figuras A.1 y A.2, las cuales están dadas en términos de acoplamientos genéricos del bosón escalar o pseudoescalar.

### A.1. Decaimientos del bosón de Higgs pesado

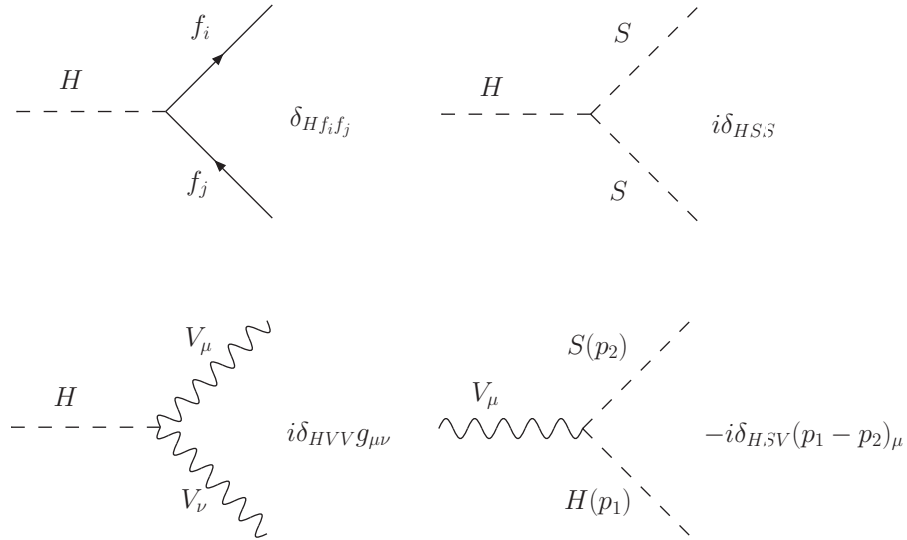


Figura A.1: Reglas de Feynman para las interacciones de un bosón escalar neutro  $H$ . Todos los 4-momentos están entrando al vértice.  $S$  puede ser un bosón escalar neutro, un bosón pseudoescalar neutro o un bosón escalar cargado.

#### A.1.1. Decaimientos a nivel árbol

Denotaremos a un bosón escalar (par ante la simetría CP) como  $H$  (escalar pesado) o  $h$  escalar ligero, mientras que un bosón pseudoescalar será denotado por  $A$ . Los decaimientos principales de este bosón ocurren a dos cuerpos a nivel de árbol en teoría de perturbaciones.

**APÉNDICE A. DECAIMIENTOS DE LOS BOSONES ESCALAR Y PSEUDOESCALAR**  
**A.1. DECAIMIENTOS DEL BOSÓN DE HIGGS PESADO**

---

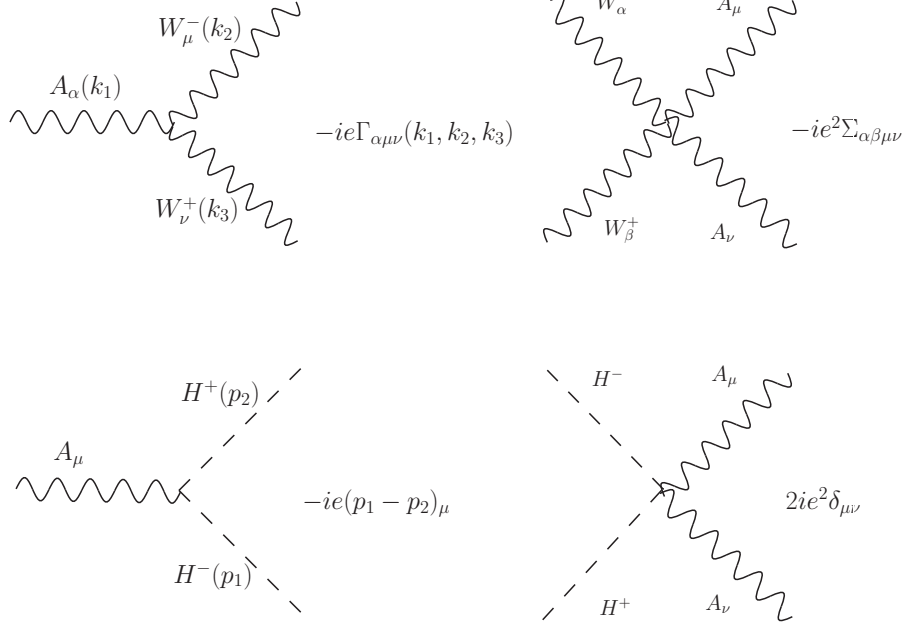


Figura A.2: Reglas de Feynman adicionales para el cálculo de las anchuras de decaimiento de un bosón escalar neutro  $H$ . Todos los 4-momentos están entrando al vértice. Además  $\Gamma^{\alpha\mu\nu}(k_1, k_2, k_3) = (k_1 - k_2)^\alpha g^{\mu\nu} + (k_2 - k_3)^\mu g^{\nu\alpha} + (k_3 - k_1)^\nu g^{\alpha\mu}$  y  $\Sigma^{\alpha\beta\mu\nu} = 2g^{\alpha\beta} g^{\mu\nu} - g^{\alpha\mu} g^{\beta\nu} - g^{\alpha\nu} g^{\beta\mu}$ .

**Decaimientos a un par de fermiones:  $H \rightarrow \bar{f}f$  y  $H \rightarrow \bar{f}_i f_j$**

Si hay cambio de sabor mediado por el bosón escalar, la anchura de decaimiento  $H \rightarrow \bar{f}_i f_j$  está dada por

$$\Gamma(H \rightarrow \bar{f}_i f_j) = \frac{\delta_{Hf_i f_j}^2 N_c m_H}{128\pi} (4 - (\sqrt{\tau_{f_i}} + \sqrt{\tau_{f_j}})^2)^{\frac{3}{2}} \sqrt{4 - (\sqrt{\tau_{f_i}} - \sqrt{\tau_{f_j}})^2}, \quad (\text{A.1})$$

con  $\tau_i = 4m_i^2/m_H^2$ . Si consideramos conservación de sabor, la anchura de decaimiento se reduce a la siguiente expresión

$$\Gamma(H \rightarrow \bar{f}f) = \frac{\delta_{Hff}^2 N_c m_H}{8\pi} (1 - \tau_f)^{\frac{3}{2}}. \quad (\text{A.2})$$

**Decaimientos a un par de bosones de norma:  $H \rightarrow ZZ$  y  $H \rightarrow WW$**

El decaimiento del bosón escalar a un par de bosones de norma electrodébiles también puede estar permitido cinemáticamente. Las correspondientes anchuras de decaimiento son

$$\Gamma(H \rightarrow W^- W^+) = \frac{\delta_{HWW}^2 m_H^3}{64\pi m_W^4} \sqrt{1 - \tau_W} \left(1 - \tau_W + \frac{3}{4}\tau_W^2\right), \quad (\text{A.3})$$

y

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ) = \frac{\delta_{HZZ}^2 m_H^3}{128\pi m_Z^4} \sqrt{1 - \tau_Z} \left(1 - \tau_Z + \frac{3}{4}\tau_Z^2\right). \quad (\text{A.4})$$

Debajo del espectro  $m_H = 2m_V$  los decaimientos a un bosón de norma real y uno virtual  $H \rightarrow W^- W^{+*} \rightarrow W^- f_i f_j$  y  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow Z f f$  también son importantes. Las correspondientes anchuras de decaimiento son

## APÉNDICE A. DECAIMIENTOS DE LOS BOSONES ESCALAR Y PSEUDOESCALAR

### A.1. DECAIMIENTOS DEL BOSÓN DE HIGGS PESADO

$$\Gamma(H \rightarrow W^- W^{+*}) = \frac{3\delta_{HWW}^2 g^2 m_H}{512\pi^3 m_W^2} R_T \left( \frac{m_W^2}{m_H^2} \right), \quad (\text{A.5})$$

y

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ^*) = \frac{\delta_{HZZ}^2 g^2 m_H}{2048\pi^3 m_W^2} \delta_Z R_T \left( \frac{m_Z^2}{m_H^2} \right), \quad (\text{A.6})$$

en donde

$$\begin{aligned} R_T(x) &= -\frac{(1-x)(47x^2 - 13x + 2)}{2x} - \frac{3}{2}(4x^2 - 6x + 1) \log(x) \\ &+ \frac{3(20x^2 - 8x + 1)}{\sqrt{4x-1}} \arccos\left(\frac{3x-1}{2x^{3/2}}\right), \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

y  $\delta_Z = 7 - 40/3s_W^2 + 160/9s_W^4$ .

#### Decaimientos a un par de bosones escalares: $H \rightarrow H^- H^+$ , $H \rightarrow hh$ y $H \rightarrow AA$

Otros decaimientos importantes que están permitidos cinemáticamente para un bosón escalar pesado son aquellos decaimientos a un par de bosones escalares cargados  $H^- H^+$  y a un par de bosones escalares ligeros o pseudoescalares. La anchura de decaimiento para el primer caso está dada por

$$\Gamma(H \rightarrow H^- H^+) = \frac{\delta_{HH^- H^+}^2}{16\pi m_H} \sqrt{1 - \tau_{H^-}}, \quad (\text{A.8})$$

mientras que para el segundo caso necesitamos añadir un factor extra de 1/2 dado que el estado final se conforma de partículas idénticas:

$$\Gamma(H \rightarrow SS) = \frac{\delta_{HSS}^2}{32\pi m_H} \sqrt{1 - \tau_S}, \quad (\text{A.9})$$

donde  $S$  denota al bosón escalar o pseudoescalar.

#### Decaimientos $H \rightarrow AZ$ y $H \rightarrow H^- W^+$

Es también posible que el bosón escalar pueda decaer en un par de un bosón escalar  $S$  junto con un bosón de norma  $V$ , por ejemplo  $H \rightarrow AZ$  o  $H \rightarrow H^- W^+$ . La anchura de decaimiento está dada por

$$\Gamma(H \rightarrow SV) = \frac{\delta_{HSV}^2 m_H^3}{1024\pi m_V^2} \left( (4 - (\sqrt{\tau_S} - \sqrt{\tau_V})^2)(4 - (\sqrt{\tau_S} + \sqrt{\tau_V})^2) \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (\text{A.10})$$

donde  $S$  y  $V$  representan ya sea al par  $A$  y  $Z$  o al par  $H^-$  y  $W^+$ . Cuando  $m_A \leq m_H \leq m_A + m_Z$  ( $m_{H^-} \leq m_H \leq m_{H^-} + m_Z$ ) el decaimiento  $H \rightarrow AZ^*$  ( $H \rightarrow H^- W^{+*}$ ) tiene una anchura importante. Sumando sobre todos los estados finales cinemáticamente permitidos  $W^+ \rightarrow \bar{f}_i f_j$  ( $Z \rightarrow \bar{f} f$ ) tenemos la anchura de decaimiento para  $H \rightarrow AZ^*$

$$\Gamma(H \rightarrow AZ^*) = 3 \frac{\delta_{HAZ}^2 g^2 m_H}{1024 m_W^2 P i^3} \delta_Z H \left( \frac{\tau_A}{4}, \frac{\tau_Z}{4} \right), \quad (\text{A.11})$$

con

**APÉNDICE A. DECAIMIENTOS DE LOS BOSONES ESCALAR Y  
PSEUDOESCALAR**  
A.1. DECAIMIENTOS DEL BOSÓN DE HIGGS PESADO

---

$$\begin{aligned}
H(x, y) &= \frac{1}{4} \left( \frac{1}{3} (1-x) \left( 5(x+1) - \frac{2\lambda(x, y)}{y} - 4y \right) + (\lambda(x, y) - 2x) \log(x) \right. \\
&\quad \left. + 2(y-x-1) \sqrt{\lambda(x, y)} \left( \arctan \left[ \frac{y(x-y+1) - \lambda(x, y)}{(1-x)\sqrt{\lambda(x, y)}} \right] + \frac{\pi}{2} \right) \right),
\end{aligned} \tag{A.12}$$

en donde  $\lambda(x, y) = -1 + 2x + 2y - (x - y)^2$ . Por otro lado, la anchura de decaimiento para  $H \rightarrow H^+ W^{-*}$  es

$$\Gamma(H \rightarrow H^+ W^{-*}) = 9 \frac{\delta_{HH^+W^-}^2 m_H^3}{256 m_W^2 P i^3} G \left( \frac{\tau_{H^\pm}}{4}, \frac{\tau_{W^-}}{4} \right). \tag{A.13}$$

Todos los decaimientos anteriores podrían dominar sobre los decaimientos a tres cuerpos de un bosón escalar con una masa de aproximadamente 350 GeV.

### A.1.2. Decaimientos a dos cuerpos a nivel de un lazo

Otros decaimientos interesantes de un bosón escalar son aquellos que surgen a nivel de un lazo, tales como  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow \gamma Z$  y  $H \rightarrow gg$ , cuyas anchuras se presentan a continuación.

#### Decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$

La anchura del decaimiento de un bosón escalar a dos fotones puede escribirse como

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 m_H^3}{1024 \pi^3 m_W^2} |A^{H\gamma\gamma}|^2, \tag{A.14}$$

en donde  $A^{H\gamma\gamma}$  puede recibir contribuciones de fermiones, bosones de norma cargados y bosones escalares cargados:

$$A^{H\gamma\gamma} = \sum_s A_s^{H\gamma\gamma}(\tau_s), \tag{A.15}$$

en donde el subíndice  $s$  indica el espín de la partícula cargada que circula por el lazo y corre sobre fermiones (1/2), bosones de norma (1), y bosones escalares (0), con  $\tau_{1/2} \equiv \tau_f$ ,  $\tau_1 \equiv \tau_W$  y  $\tau_0 \equiv \tau_{H^\pm}$ . La función  $A_s^{H\gamma\gamma}$  se puede escribir como

$$A_s^{H\gamma\gamma}(\tau_s) = \begin{cases} \sum_f \frac{2m_W \delta_{Hff} N_c Q_f^2}{m_f} F_{\frac{1}{2}}(\tau_f) & s = \frac{1}{2}, \\ \frac{\delta_{HWW}}{m_W} F_1(\tau_W) & s = 1, \\ \frac{m_W \delta_{HSS}}{m_s^2} F_0(\tau_{H^\pm}) & s = 0, \end{cases} \tag{A.16}$$

con la función  $F_s$  dada por

$$F_s(x) = \begin{cases} -2x(1 + (1-x)f(x)) & s = \frac{1}{2}, \\ 2 + 3x + 3x(2-x)f(x) & s = 1, \\ x(1 - xf(x)) & s = 0, \end{cases} \tag{A.17}$$

en donde

**APÉNDICE A. DECAIMIENTOS DE LOS BOSONES ESCALAR Y PSEUDOESCALAR**  
**A.1. DECAIMIENTOS DEL BOSÓN DE HIGGS PESADO**

---

$$f(x) = \begin{cases} \left[ \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right) \right]^2 & x \geq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[ \log\left(\frac{1+\sqrt{1-x}}{1-\sqrt{1-x}}\right) - i\pi \right]^2 & x < 1. \end{cases} \quad (\text{A.18})$$

**Decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma$**

El decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma$  se obtiene de diagramas de Feynman similares a los del decaimiento  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , reemplazando un fotón por un bosón  $Z$ . La anchura de decaimiento se puede escribir como

$$\Gamma(H \rightarrow Z\gamma) = \frac{\alpha^2 m_H^3}{512 s_W^2 m_W^2 \pi^3} \left(1 - \frac{\tau_Z}{4}\right)^3 |A^{HZ\gamma}|^2, \quad (\text{A.19})$$

con

$$A^{HZ\gamma} = \sum_s A_s^{HZ\gamma}, \quad (\text{A.20})$$

donde las contribuciones de los fermiones cargados, el bosón de norma  $W$  y el bosón escalar cargado, están dadas por

$$A_s^{HZ\gamma} = \begin{cases} \frac{4m_W g_H f_f Q_f N_f g_V^f}{c_W m_f} G_{\frac{1}{2}}(\tau_f, \mu_f) & s = \frac{1}{2}, \\ \frac{\delta_{HWW}}{m_W} c_W G_1(\tau_W, \mu_W) & s = 1, \\ \frac{2c_W m_W}{m_{H^\pm}^2} G_0(\tau_{H^\pm}, \mu_{H^\pm}) & s = 0, \end{cases} \quad (\text{A.21})$$

en donde  $g_V^f = T_3^f - 2Q_f s_W^2$  y hemos introducido la definición  $\mu_i = 4m_i^2/m_Z^2$ . La función  $G_i$  es

$$G_s(x, y) = \begin{cases} I_1(x, y) - I_2(x, y) & s = \frac{1}{2}, \\ \left( \left(\frac{2}{x} + 1\right) t_W^2 - \frac{2}{x} - 5 \right) I_1(x, y) + 4(3 - t_W^2) I_2(x, y) & s = 1, \\ I_1(x, y) & s = 0, \end{cases} \quad (\text{A.22})$$

mientras que la función  $I_i$  es

$$I_i(x, y) = \begin{cases} \frac{x^2 y^2}{2(x-y)^2} [f(x) - f(y)] + \frac{x^2 y}{(x-y)^2} [g(x) - g(y)] + \frac{xy}{2(x-y)} & i = 1, \\ -\frac{xy}{2(x-y)} [f(x) - f(y)] & i = 2, \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

con  $f(x)$  definida anteriormente y

$$g(x) = \begin{cases} \sqrt{x-1} \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right) & x \geq 1, \\ \frac{1}{2} \sqrt{1-x} \left( \log\left(\frac{1+\sqrt{1-x}}{1-\sqrt{1-x}}\right) - i\pi \right) & x < 1. \end{cases} \quad (\text{A.24})$$

**Decaimiento  $H \rightarrow gg$**

Finalmente presentamos el decaimiento a dos gluones, el cual solamente recibe contribuciones de los quarks y la anchura de decaimiento se puede escribir como

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{\alpha_S^2 m_H^3}{512 \pi^3 m_W^2} \left| A_{\frac{1}{2}}^{Hgg} \right|^2, \quad (\text{A.25})$$

en donde

**APÉNDICE A. DECAIMIENTOS DE LOS BOSONES ESCALAR Y PSEUDOESCALAR**  
**A.2. DECAIMIENTOS DE UN BOSÓN PSEUDOESCALAR  $A$**

---

$$A_{\frac{1}{2}}^{Hgg}(\tau_q) = \sum_q \frac{2m_W \delta_{Hqq}}{m_q} F_{\frac{1}{2}}(\tau_q). \quad (\text{A.26})$$

Aunque las correcciones radiativas deben ser incluidas para conseguir una alta precisión, las expresiones anteriores pueden servir para obtener una buena aproximación a la anchura de decaimiento de un escalar pesado a un par de gluones.

## A.2. Decaimientos de un bosón pseudoescalar $A$

### A.2.1. Decaimientos a nivel árbol

En lo que concierne al bosón pseudoescalar, las correspondientes reglas de Feynman necesarias para los cálculos de sus anchuras de decaimiento se presentan en la Figura A.3.

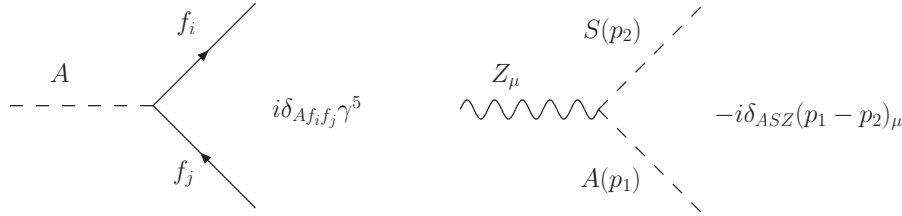


Figura A.3: Reglas de Feynman necesarias para el cálculo de las anchuras de decaimiento de un pseudoescalar  $A$ . Todos los 4-momentos están entrando al vértice y  $S$  representa un bosón escalar.

#### Decaimientos a un par de fermiones: $A \rightarrow \bar{f}f$ y $A \rightarrow \bar{f}_i f_j$

La anchura de decaimiento de un bosón pseudoescalar a un par de fermiones de distinto sabor está dada por

$$\Gamma(A \rightarrow \bar{f}_i f_j) = \frac{\delta_{A f_i f_j}^2 N_c m_A}{128\pi} (4 - (\sqrt{\eta_{f_i}} - \sqrt{\eta_{f_j}})^2)^{\frac{3}{2}} \sqrt{4 - (\sqrt{\eta_i} + \sqrt{\eta_j})^2}, \quad (\text{A.27})$$

la cual se reduce a la siguiente expresión para la anchura del decaimiento  $A \rightarrow \bar{f}f$

$$\Gamma(A \rightarrow \bar{f}f) = \frac{\delta_{A f f}^2 N_c m_A}{8\pi} \sqrt{1 - \eta_f}, \quad (\text{A.28})$$

en donde ahora usamos la definición  $\eta_i = 4m_i^2/m_A^2$ .

#### Decaimientos $A \rightarrow hZ$ y $A \rightarrow HZ$

El bosón pseudoescalar no se acopla a un par de bosones electrodébiles a nivel árbol y por lo tanto los decaimientos  $A \rightarrow WW$  y  $A \rightarrow ZZ$  no ocurren a nivel de árbol. Sin embargo, el pseudoescalar puede decaer a un un bosón de norma y un bosón escalar,  $A \rightarrow HZ$  y  $A \rightarrow hZ$ , si este decaimiento está cinemáticamente permitido. Estos decaimientos tienen la siguiente anchura

$$\Gamma(A \rightarrow SV) = \frac{\delta_{HSV}^2 m_A^3}{1024\pi m_V^2} ((4 - (\sqrt{\eta_S} - \sqrt{\eta_V})^2)(4 - (\sqrt{\eta_S} + \sqrt{\eta_V})^2))^{\frac{3}{2}}. \quad (\text{A.29})$$

Debajo del umbral  $m_A = m_H + m_Z$  necesitamos considerar el decaimiento  $A \rightarrow HZ^* \rightarrow H\bar{f}f$ , el cual tiene la siguiente anchura

**APÉNDICE A. DECAIMIENTOS DE LOS BOSONES ESCALAR Y  
PSEUDOESCALAR**  
A.2. DECAIMIENTOS DE UN BOSÓN PSEUDOESCALAR *A*

---

$$\Gamma(A \rightarrow HZ^*) = 3 \frac{\delta_{HAZ}^2 g^2 m_A}{1024 m_W^2 \pi^3} \delta_Z H \left( \frac{\eta_H}{4}, \frac{\eta_Z}{4} \right), \quad (\text{A.30})$$

que también es válida para el decaimiento  $A \rightarrow hZ^* \rightarrow h\bar{f}f$  considerando las sustituciones apropiadas.

### A.2.2. Decaimientos a un lazo

#### Decaimiento $A \rightarrow \gamma\gamma$

El decaimiento a dos fotones del bosón pseudoescalar se da a través de un lazo de fermiones y la correspondiente anchura de decaimiento está dada por

$$\Gamma(A \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 m_A^3}{1024 \pi^3 m_W^2} \left| B_{\frac{1}{2}}^{A\gamma\gamma} \right|^2, \quad (\text{A.31})$$

con

$$B_{\frac{1}{2}}^{A\gamma\gamma} = \sum_f \frac{2m_W \delta_{Aff} N_c Q_f^2}{m_f} F_{\frac{1}{2}}^A \left( \eta_{\frac{1}{2}} \right), \quad (\text{A.32})$$

y

$$F_{\frac{1}{2}}^A(x) = -2xf(x). \quad (\text{A.33})$$

#### Decaimiento $A \rightarrow Z\gamma$

Este decaimiento también recibe contribuciones solamente de fermiones cargados y su anchura está dada por

$$\Gamma(A \rightarrow Z\gamma) = \frac{\alpha^2 m_A^3}{512 s_W^2 m_W^2 \pi^3} \left( 1 - \frac{m_Z^2}{m_A^2} \right)^3 \left| A_{\frac{1}{2}}^{AZ\gamma} \right|^2, \quad (\text{A.34})$$

en donde

$$A_{\frac{1}{2}}^{AZ\gamma} = \frac{4m_W \delta_{Aff} Q_f N_f g_V^f}{c_W m_f} G_{\frac{1}{2}}^A(\eta_f, \xi_f), \quad (\text{A.35})$$

con  $\xi_i = 4m_i^2/m_Z^2$  y  $G_{\frac{1}{2}}^A(x, y) = I_2(x, y)$ .

#### Decaimiento $A \rightarrow gg$

Por otro lado, la anchura de decaimiento a un par de gluones es

$$\Gamma(A \rightarrow gg) = \frac{\alpha_S^2 m_A^3}{512 \pi^3 m_W^2} \left| B_{\frac{1}{2}}^{Agg} \right|^2, \quad (\text{A.36})$$

en donde

$$B_{\frac{1}{2}}^{Agg}(\eta_q) = \sum_q \frac{2m_W \delta_{Aqq}}{m_q} F_{\frac{1}{2}}^A(\eta_q). \quad (\text{A.37})$$

**APÉNDICE A. DECAIMIENTOS DE LOS BOSONES ESCALAR Y  
PSEUDOESCALAR**  
A.2. DECAIMIENTOS DE UN BOSÓN PSEUDOESCALAR *A*

---

**A.2.3. Constantes de acoplamiento en el 2HDMII**

En el MDDH tipo II las constantes de acoplamiento de los bosones  $H$  y  $A$  a los fermiones y bosones de norma se encuentran en la Tabla 6.1, mientras que los acoplamientos que no aparecen en esta tabla se encuentran en la Tabla A.1.

Acoplamiento	Valor
$\delta_{HH^-H^+}$	$-ig[m_W \cos(\beta - \alpha) - \frac{m_Z}{2 \cos 2\beta \cos(\beta + \alpha)}]$
$\delta_{HAA}$	$\frac{igm_Z}{2 \cos \theta_W} \cos 2\beta \cos(\beta + \alpha)$
$\delta_{HH^+W^-}$	$\frac{ig}{2} \sin(\beta - \alpha)$

Tabla A.1: Constantes de acoplamiento para los vértices  $HH^-H^+$ ,  $HAA$  y  $HH^+W^-$ .

# Apéndice B

## Bibliografía

- [1] F. Englert and R. Brout, “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons,” *Phys. Rev. Lett.* 13, 321 - 323 (1964)
- [2] P. W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons,” *Phys. Rev. Lett.* 13, 508 - 509 (1964).
- [3] S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], *Phys. Lett. B* 716, 30 (2012).
- [4] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett. B* 716, 1 (2012).
- [5] J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane and S. Dawson, *The Higgs hunter’s guide*, *Front. Phys.* 80 (2000) 1.
- [6] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher and J. P. Silva, *Phys. Rept.* 516, 1 (2012).
- [7] Abbasabadi, A., Repko, W.W.: *Phys. Rev. D* 71, 017304 (2005).
- [8] Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* 4 (1960); Y. Nambu and Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* 122(1961); J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, *Phys. Rev.* 127(1962).
- [9] R. E Behrends, R.J. Finkelstein and A. Sirlin, *Phys. Rev.* 101 (1956) 866; T. Kinoshita and A. Sirlin, *Phys. Rev.* 113 (1959) 1652.
- [10] J. Ellis, M.K. Gaillard and D.V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.* B106 (1976) 292.
- [11] M. Drees and K. Hikasa, *Phys. Rev. D* 41 (1990) 1547; *ibid.* *Phys. Lett.* B240 (1990) 455 y (E) *ibid.* B262 (1991) 497.
- [12] B.W. Lee, C. Quigg and H.B. Thacker, *Phys. Rev. D* 16 (1977) 1519.
- [13] G. Pocsik and T. Torma, *Z. Phys.* C6 (1980) 1; T.G. Rizzo, *Phys. Rev. D* 22 (1980) 722; W.-Y. Keung and W.J. Marciano, *Phys. Rev. D* 30 (1984) 248
- [14] A. Grau, G. Panchieri and R.J.N. Phillips, *Phys. Lett.* B251 (1990) 293.
- [15] L. Bergstrom and G. Hulth, *Nucl. Phys.* B259 (1985) 137.
- [16] R. Raitio and W.W. Wada, *Phys. Rev. D* 19 (1979) 941; Z. Kunszt, *Nucl. Phys.* B247 (1984) 339; A.S. Bagdasaryan et al., *Sov. J. Nucl. Phys.* 46 (1987) 315.
- [17] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane and C. Quigg, *Rev. Mod. Phys.* 56 (1984) 579.
- [18] D.R.T. Jones and S.T. Petcov, *Phys. Lett.* B84 (1979) 440.

## APÉNDICE B. BIBLIOGRAFÍA

---

- [19] Y. Ashie et al. [Super-Kamiokande Collaboration], Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 101801 [arXiv:hep-ex/0404034].
- [20] J. Einasto, “Dark Matter,” arXiv:0901.0632 [astro-ph.CO].
- [21] S. L. Glashow and S. Weinberg, Phys. Rev. D 15 (1977) 1958.
- [22] J. D. Bjorken and S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 622.
- [23] A. G. Akeroyd, A. Arhrib, and E. M. Naimi, Phys. Lett. B 490 (2000) 119 [hep-ph/0006035].
- [24] A. Arhrib, hep-ph/0012353.
- [25] J.F. Gunion, G.L. Kane and J. Wudka, Nucl Phys. B299 (1988) 231.
- [26] A. Mendez and A. Pomarol, Nucl Phys. B349 (1991) 361; M. Capdequi Peyranere, H.E. Haber and P. Irulegui, Phys. Rev. D44 (1991).
- [27] C. Busch, Nucl Phys. B319 (1989) 15.
- [28] t Hooft, Gerard et al. Nucl.Phys. B153 (1979) 365-401 PRINT-79-0134 (UTRECHT)
- [29] K.A. Olive et al (Particle Data Group), Chinese Physics C38, 090001 (2014).
- [30] G. Bhattacharyya and D. Das, arXiv:1507.06424 [hep-ph].
- [31] D. Chowdhury and O. Eberhardt, arXiv:1503.08216 [hep-ph]
- [32] B. Dumont, John F. Gunion, Y. Jiang and S. Kraml, arXiv:1405.3584 [hep-ph].
- [33] Chien-Yi Chen, S. Dawson, M. Sher, arXiv:1305.1624 [hep-ph].