



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

---

Estudio de decaimientos exóticos del bosón de Higgs

Tesis presentada al

**Posgrado en Física Aplicada**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Doctor en Ciencias (Física Aplicada)**

por

M.C Ricardo Sánchez Vélez

asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.  
Junio 2020





Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

---

Estudio de decaimientos exóticos del bosón de Higgs

Tesis presentada al

**Posgrado en Física Aplicada**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Doctor en Ciencias (Física Aplicada)**

por

M.C Ricardo Sánchez Vélez

asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.  
Junio 2020



**Título:** Estudio de decaimientos exóticos del bosón de Higgs

**Estudiante:** M.C RICARDO SÁNCHEZ VÉLEZ

COMITÉ

---

Dr. J. Jesús Toscano Chávez  
Presidente

---

Dr. Héctor Novales Sánchez  
Secretario

---

Dr. Jaime Hernández Sánchez  
Vocal

---

Dr. Omar G. Miranda Romagnoli  
Vocal Externo

---

Dra. Azucena Bolaños Carrera  
Vocal Externo

---

Dr. Arturo Fernández Téllez  
Suplente

---

Dr. Gilberto Tavares Velasco  
Asesor



# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>XIII</b>
<b>Introducción</b>	<b>XV</b>
<b>1. El bosón de Higgs</b>	<b>1</b>
1.1. Rompimiento espontáneo de la simetría . . . . .	1
1.2. El modelo estándar y el mecanismo de Higgs . . . . .	3
1.3. Acoplamientos del bosón de Higgs . . . . .	5
1.4. Física del bosón de Higgs en el Modelo Estándar . . . . .	6
<b>2. Decaimientos exóticos del bosón de Higgs en el MDDH</b>	<b>9</b>
2.1. El modelo de dos dobletes de Higgs . . . . .	9
2.1.1. Lagrangiana para el MDDH . . . . .	9
2.1.2. Sector escalar . . . . .	10
2.1.3. Espacio de parámetros del MDDH . . . . .	13
2.2. Decaimientos $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) en el MDDH . . . . .	14
2.2.1. Amplitud del decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	15
2.2.2. Amplitudes de $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H$ ) . . . . .	17
2.2.3. Anchuras de decaimientos . . . . .	19
2.3. Análisis numérico y resultados . . . . .	21
2.3.1. Distribuciones cinemáticas . . . . .	25
2.3.2. Decaimientos $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ y $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MDDH tipo I . . . . .	26
2.4. Conclusiones . . . . .	27
<b>3. Decaimientos <math>\phi \rightarrow Z\gamma\gamma</math> (<math>\phi = h, H, A</math>) en el modelo mínimo supersimétrico</b>	<b>29</b>
3.1. El Modelo mínimo supersimétrico . . . . .	29
3.1.1. Supersimetría y la extensión mínima supersimétrica del modelo estándar . . . . .	31
3.1.2. El sector de Higgs . . . . .	34
3.1.3. El sector de charginos y neutralinos . . . . .	35
3.1.4. El sector de sfermiones . . . . .	37
3.2. Análisis del espacio de parámetros del hMMSS . . . . .	38
3.3. Decaimientos $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) en el MMSS . . . . .	39
3.3.1. Decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	39
3.3.2. Decaimiento $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	41
3.3.3. Anchura de decaimiento $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ . . . . .	42
3.4. Análisis numérico de $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) en el hMMSS . . . . .	43
3.5. Conclusiones . . . . .	46

<b>4. Decaimientos con violación de sabor <math>h \rightarrow f_i f_j</math> y <math>t \rightarrow cX</math> (<math>X = \gamma, g, Z, h</math>) en el modelo de Leptoquarks</b>	<b>47</b>
4.1. El Modelo de Leptoquarks	47
4.1.1. Leptoquarks escalares	49
4.1.2. Modelo Simple de Leptoquarks	51
4.2. Decaimiento $h \rightarrow f_i f_j$ inducido por Leptoquarks	53
4.3. Decaimientos $t \rightarrow cX$ ( $X = \gamma, g, Z, h$ ) inducido por Leptoquarks	57
4.3.1. Decaimiento $f_i \rightarrow f_j V$ ( $V = \gamma, g, Z$ )	58
4.3.2. Decaimiento $f_i \rightarrow f_j h$	61
4.4. Restricciones sobre el espacio de parámetros del modelo de Leptoquarks	61
4.4.1. Restricciones sobre las masas de los LQs	61
4.4.2. Restricciones del LHC sobre el bosón de Higgs	61
4.4.3. Restricciones del momento anómalo del muón y el decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$	62
4.5. Análisis numérico de los decaimientos $h \rightarrow \mu\tau$ y $t \rightarrow cX$	67
4.5.1. Análisis numérico del decaimiento $h \rightarrow \mu\tau$	67
4.5.2. Análisis numérico del decaimiento $t \rightarrow cX$	68
4.6. Conclusiones	70
<b>A. Reglas de Feynman</b>	<b>75</b>
A.1. Reglas de Feynman del MDDH	75
A.2. Reglas de Feynman del modelo mínimo supersimétrico	77
<b>B. Amplitudes de los decaimientos <math>A \rightarrow Z\gamma\gamma</math> y <math>\phi \rightarrow Z\gamma\gamma</math> (<math>\phi = H, h</math>)</b>	<b>79</b>
B.1. Decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$	79
B.1.1. Diagramas de caja	79
B.1.2. Diagramas Reducibles	80
B.2. Decaimiento $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H$ )	81
B.2.1. Diagramas de caja	81
B.2.2. Diagramas reducibles	82
B.3. Promedio del cuadrado de la amplitud para los decaimientos $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ y $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H$ )	82
B.4. Anchuras de decaimiento de los bosones escalares $CP$ -par y $CP$ -impar	84
B.4.1. Decaimientos del bosón escalar $CP$ -par	84
B.4.2. Decaimientos del bosón escalar $CP$ -impar	85
<b>C. Integrales de un lazo de los decaimientos <math>h \rightarrow f_i f_j</math> y <math>t \rightarrow cX</math></b>	<b>87</b>
C.1. Decaimiento $h \rightarrow f_i f_j$	87
C.2. Decaimiento $f_i \rightarrow f_j V$ ( $V = \gamma, Z$ )	88
C.3. Momento dipolar magnético del leptón	94

# Índice de figuras

1.1. Gráfica del potencial $V$ de los campos escalares $\phi$ y $\phi^\dagger$ para $\Phi \neq 0$ (izquierda) y $\Phi = 0$ (derecha). . . . .	1
1.2. Diagramas de Feynman de los principales modos de producción del bosón de Higgs en el ME. . . . .	7
2.1. Diagramas de caja que contribuyen al decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MDDH. Tres diagramas adicionales se obtienen al intercambiar los fotones. Diagramas similares contribuyen al decaimiento $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H$ ) al reemplazar $A \rightarrow \phi$ . . . . .	15
2.2. Diagramas reducibles para el decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MDDH. Para los diagramas de triángulo existen diagramas adicionales que se obtienen al intercambiar los fotones. Diagramas similares contribuyen al decaimiento $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ $\phi = h, H$ excepto que la partícula intermedia es un bosón de Higgs $CP$ -impar y solo hay contribución de fermiones. . . . .	17
2.3. Diagrama de Feynman que contribuye al decaimiento $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MDDH. El diagrama que se obtiene al intercambiar los fotones no se muestra. . . . .	18
2.4. Branching ratio del decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MDDH tipo II como función de $m_A$ para $m_H^\pm = 570$ GeV, $\sin(\beta - \alpha) = 0.999$ y diferentes valores de $t_\beta$ permitidos por la teoría y datos experimentales. En las gráficas superiores (inferiores) usamos $m_H = 600$ (270) GeV. También se muestran los principales canales de decaimiento del bosón escalar $CP$ -impar. . . . .	22
2.5. Gráfica de contorno de $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$ en el plano $m_A$ vs $m_H$ para $\sin(\beta - \alpha) = 0.99$ . Los valores considerados de $t_\beta$ son: $t_\beta = 2$ (izquierda) y $t_\beta = 10$ (derecha). . . . .	23
2.6. Branching ratios del decaimiento $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MDDH tipo II como función de $m_H$ para $m_{H^\pm} = 570$ GeV, $\sin(\beta - \alpha) = 0.999$ y dos valores de $t_\beta$ permitidos por la teoría y restricciones experimentales. En las gráficas superiores (inferiores) usamos $m_A = 600$ (350) GeV. También se muestran los principales modos de decaimientos de $H$ . . . . .	24
2.7. Gráfica de contorno de $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$ en el plano $m_H$ vs $m_A$ para $\sin(\beta - \alpha) = 0.99$ , $m_{H^\pm} = 570$ GeV y dos valores de $t_\beta$ . . . . .	25
2.8. Sección transversal de los bosones escalares $CP$ -par y $CP$ -impar via fusión de gluones como función de la masa de los bosones escalares a una energía del centro de masa de $\sqrt{s} = 14$ TeV en el MDDH-II. Usamos $\sin(\beta - \alpha) \approx 0.999$ y $t_\beta = 2$ . El eje derecho muestra el numero de eventos por año con una luminosidad de $300 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	26
2.9. Distribución de energía (izquierda) y masa (derecha) invariante $\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$ y $d\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma'}$ , para diferentes valores de la masa del bosón escalar $CP$ -impar en el MDDH-II. Usamos $m_H = 700$ GeV y $t_\beta = 15$ . . . . .	26
2.10. Branching ratio de los decaimientos $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ y $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MDDH tipo I como función de las masas de los bosones escalares y tomando los valores $m_{H^\pm} = 570$ GeV, $\sin(\beta - \alpha) = 0.999$ , y dos valores de $t_\beta$ permitidos pos la teoría y los datos experimentales. También se muestran los canales más importantes. . . . .	27

3.1. Diagramas de Feynman que contribuyen a la corrección de la masa del bosón de Higgs a nivel de un lazo. . . . .	30
3.2. Contribución de diagramas de caja al decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MMSS, en donde $f$ representa cualquier fermión cargado del ME y $\tilde{\chi}_i^\pm$ ( $i = 1, 2$ ) representa los dos estados de charginos. Los diagramas correspondientes a los decaimientos $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H$ ) se obtienen únicamente al reemplazar $A$ por $\phi$ . Los diagramas cruzados en los cuales se intercambian los fotones no se muestran. . . . .	40
3.3. Diagramas de Feynman reducibles para el decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MMSS. Diagramas adicionales surgen al intercambiar los fotones en los diagramas de triángulo. En esta figura $\tilde{q}_i^\pm$ representa los squarks . . . . .	40
3.4. Diagrama de Feynman reducible que contribuye al decaimiento $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MMSS. El diagrama cruzado que se obtiene al intercambiar los fotones no se muestra. . . . .	43
3.5. Gráficas para $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$ en el hMMSS como función de $m_A$ y dos valores de $t_\beta$ (gráficas superiores) y como función de $t_\beta$ para dos valores de $m_A$ (gráficas inferiores). También se incluyen los canales dominantes del bosón escalar $CP$ -impar. La masa del neutralino es $m_{\chi_1^0} = 230$ GeV. . . . .	45
3.6. Lo mismo que en la Fig. 3.5 pero para los decaimientos del bosón de Higgs $CP$ -par $H$ . . . . .	46
4.1. Diagrama de Feynman para el decaimiento del protón $p \rightarrow \pi^0 e^+$ mediado por leptosquarks escalares. . . . .	49
4.2. Reglas de Feynman de los acoplamientos del leptosquark con carga eléctrica $5/3$ a las partículas del ME. Por completos también mostramos la regla de Feynman del acoplamiento de LQ con carga $1/3$ al par leptón-quark. En el acoplamiento concerniente a gluones, $T^a$ son los generadores de $SU(3)_c$ en la representación fundamental. . . . .	53
4.3. Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $h \rightarrow f_i \bar{f}_j$ mediado por leptosquarks escalares. Las partículas finales $f_i$ y $f_j$ pueden ser leptones (quarks) si el fermión interno es un quark (leptón). Se muestra la contribución del leptosquark no-quiral con carga eléctrica $5/3$ , el cual surge del leptosquark $R_2$ . . . . .	54
4.4. Contribución de leptosquarks escalares al decaimiento $f_i \rightarrow f_j V$ ( $V = \gamma, Z$ ) en donde $f_{i,j}$ son quarks (leptones) si el fermión interno $f_k$ es un leptón (quark). Diagramas de Feynman similares inducen el decaimiento $f_i \rightarrow f_j h$ en donde se debe reemplazar el bosón $V$ por el bosón de Higgs. En cuanto al decaimiento $t \rightarrow cg$ solo hay contribuciones de los diagramas (b)-(d) dado que el fermión interno es un leptón. . . . .	59
4.5. Regiones permitidas al 95% de nivel de confianza sobre el espacio de parámetros del modelo de LQs de las cotas experimentales sobre $\kappa_\gamma$ y $\kappa_g$ para $m_{\Omega_{5/3}} = m_{\Omega_{2/3}}$ . La gráfica izquierda muestra la región permitida en el plano $\lambda_{\Omega_{5/3}}$ vs $\lambda_{\Omega_{2/3}}$ para los valores $m_{\Omega_{5/3}}$ : 1000 GeV (región azul), y 1500 GeV (región verde). Las gráficas de la derecha muestran el área permitida en el plano $\lambda_{\Omega_{5/3}}$ vs $m_{5/3}$ en los escenarios $\lambda_{\Omega_{2/3}} = \lambda_{\Omega_{5/3}}$ (región azul) y $\lambda_{\Omega_{2/3}} = -\lambda_{\Omega_{5/3}}$ (región verde). Las líneas verticales corresponden a los límites perturbativos $ \lambda_{\Omega_{2/3,5/3}}  \leq 4\pi$ . . . . .	63
4.6. Región permitida por el proceso del momento dipolar magnético anómalo del muón, considerando solo la contribución del LQ escalar y el quark top, para dos valores de $m_{\Omega_{5/3}}$ : 1000 GeV (línea punteada), 2000 GeV (línea continua). . . . .	65
4.7. Área permitida por la discrepancia $\delta a_\mu$ y la restricción del decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$ en el plano $\lambda_R^{\mu t} \lambda_L^{\tau t}$ vs $\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\tau t}$ para diferentes valores de la masa del leptosquark $\Omega_{5/3}$ . . . . .	65

4.8.	Área permitida del espacio de parámetros para el modelo de LQs asumiendo la contribución del LQ $\Omega_{5/3}$ junto a los quarks $t$ y $c$ como responsables de la discrepancia $\delta a_\mu$ . Mostramos la región permitida en el plano $\text{Re}(\lambda_L^{\mu c} \lambda_R^{\mu c})$ vs $\text{Re}(\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\mu t})$ para tres valores de $m_{\Omega_{5/3}}$ : 1000 GeV (área azul), 1500 GeV (área roja), y 2000 (are verde). En la gráfica izquierda se asume que $\text{Re}(\lambda_L^{\mu c} \lambda_R^{\mu c}) < 0$ y $\text{Re}(\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\mu t}) < 0$ mientras que en la gráfica derecha dichas cantidades tienen signos opuestos. . . . .	66
4.9.	Área permitida al 95 % de nivel de confianza en el plano $\lambda_L^{\mu c} \lambda_L^{\tau c}$ vs $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\tau t}$ obtenidas de la cota del decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$ para tres valores de $m_{\Omega_{5/3}}$ en los escenarios $\lambda_R^{lu_i}/\lambda_L^{lu_i} = O(\epsilon)$ : $\epsilon = 10^{-3}$ (área azul), $\epsilon = 10^{-1}$ (área roja) y $\epsilon = 1$ (área verde). .	67
4.10.	Áreas permitidas con 95 % C.L. en el plano $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\mu c}$ vs $\lambda_L^{\tau t} \lambda_L^{\tau c}$ consistente con la discrepancia $\delta a_\mu$ y la cota experimental del decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$ para $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$ GeV (puntos oscuros), y 5000 GeV (puntos claros) en los escenarios $\lambda_R^{lu_i}/\lambda_L^{lu_i} = O(\epsilon)$ para cuatro valores de $\epsilon$ . En estas gráficas $l = \mu, \tau$ y $u_i = t, c$ . . . . .	68
4.11.	Gráficas de contorno del decaimiento $h \rightarrow \mu\tau$ en el plano de las constantes de acoplamiento $\lambda_R^{t\mu} \lambda_L^{t\tau}$ vs $\lambda_L^{t\mu} \lambda_R^{t\tau}$ para los valores permitidos de la discrepancia $\delta a_\mu$ y la cota experimental $\tau \rightarrow \mu\gamma$ para diferentes valores de $m_{\Omega_{5/3}}$ . . . . .	70
4.12.	Gráficas de contorno de los decaimientos $t \rightarrow cX$ para $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$ GeV (gráficas superiores) y 2000 GeV (gráficas inferiores) en el plano $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\mu c}$ vs $\lambda_L^{\tau t} \lambda_L^{\tau c}$ para valores permitidos de la discrepancia $\delta a_\mu$ y la cota del decaimiento $\tau \rightarrow c\gamma$ en el escenario $\epsilon = 10^{-3}$ . . . . .	72
A.1.	Reglas de Feynman del modelo estándar necesarias para los cálculos . Todos los cuadrimentos entran al vértice. $g_{VWW} = 1$ ( $-\frac{c_W}{s_W}$ ) para $V = \gamma$ ( $Z$ ). Además $\Gamma^{\alpha\mu\nu}(k_1, k_2, k_3) = (k_1 - k_2)^\nu g^{\alpha\mu} + (k_2 - k_3)^\alpha g^{\mu\nu} + (k_3 - k_1)^\mu g^{\alpha\nu}$ y $\Sigma^{\alpha\beta\mu\nu} = 2g^{\alpha\beta} g^{\mu\nu} - g^{\alpha\mu} g^{\beta\nu} - g^{\alpha\nu} g^{\beta\mu}$ . También necesitamos las reglas de Feynman de la interacción del fotón y el bosón $Z$ a un par de fermiones, las cuales son respectivamente: $-ieQ_f\gamma^\mu$ y $-i\frac{g}{2c_W}(g_V^f - g_A^f\gamma^5)\gamma^\mu$ , en donde $g_A^f = \frac{1}{2}T_f^3$ y $g_V^f = \frac{1}{2}T_f^3 - Q_f s_W^2$ , con $Q_f$ la carga del fermión y $T_f^3 = 1$ ( $-1$ ) para quarks up (quarks down y leptones cargados) . .	75
A.2.	Reglas de Feynman para los acoplamientos de bosones escalares al par de fermiones en el MDDH. Las correspondientes constantes de acoplamiento para el MDDH-II se muestran en la Tabla 2.2. . . . .	76
A.3.	Reglas de Feynman necesarias para los cálculos en los MDDH. Aquí $\phi = h, H$ y todos los cuadrimentos están entrando al vértice. Las correspondientes constantes de acoplamientos para el MDDH tipo II se muestran en la Tabla 2.2. . . . .	76
A.4.	Reglas de Feynman para los acoplamientos de los bosones de Higgs neutros a un par de charginos y squarks y los acoplamientos de squarks a fotones. En los diagramas superiores $\phi=h,H,A$ y las correspondientes constantes de acoplamiento se muestran en la Tabla A.1. . . . .	77



# Índice de tablas

2.1. Acoplamientos 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 Ec. (2.18) . . . . .	13
2.2. Constantes de acoplamiento del bosón escalar a fermiones y bosones de norma en el MDDH-II que se describen en la Fig. A.2 y A.3. Se uso la notación $s_a = \sin a$ y $c_a = \cos a$ . Los acoplamientos $g_{\phi ZZ}$ obedecen $g_{\phi ZZ} = \frac{1}{c_W^2} g_{\phi WW}$ [1]. . . . .	21
3.1. Supercompañeros de los bosones de norma y los fermiones en el modelo mínimo supersimétrico. . . . .	32
4.1. Estados de leptoquarks escalares y vectoriales. Se muestran sus representaciones bajo el grupo del ME, su espín y número fermiónico. . . . .	49
4.2. Tasas de decaimientos para $h \rightarrow \mu\tau$ para los puntos $(\lambda_R^{t\mu}, \lambda_L^{t\tau}, \lambda_L^{t\mu}, \lambda_R^{t\tau})$ dentro del área permitida por la discrepancia $\delta a_\mu$ y la cota experimental del decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$ . Los valores estan dados en unidades de $10^{-7}$ . . . . .	69
4.3. Branching ratio de los decaimientos $t \rightarrow cX$ para los puntos $(\lambda_L^{\mu c}, \lambda_L^{\mu t}, \lambda_L^{\tau c}, \lambda_L^{\tau t})$ dentro del área permitida por la discrepancia $\delta a_\mu$ y la cota experimental del decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$ . Consideramos el escenario en donde $\lambda_R^{lu_i}/\lambda_L^{lu_i} = O(\epsilon)$ para $\epsilon = 10^{-3}$ y $10^{-1}$ . Para el acoplamiento del bosón de Higgs a un par de LQs usamos $\lambda_{\Omega_{5/3}} = 1$ . Los branching ratios estan dados en unidades de $10^{-8}$ para $\epsilon = 10^{-3}$ y $10^{-9}$ para $\epsilon = 10^{-1}$ . . . . .	71
A.1. Constantes para los acoplamientos de los bosones de Higgs neutros a un par de charginos. Se usa la notación abreviada $s_a = \sin a$ y $c_a = \cos a$ . . . . .	78



# Agradecimientos

Quiero agradecer a mis padres Rolando e Isabel, por haberme forjado como la persona que soy. Gracias a mi padre, por cada consejo y por cada una de sus palabras que me guiaron durante mi vida, y a mi madre por siempre creer en mí y por todo su amor. Muchos de mis logros se los debo a ustedes.

Agradezco con todo mi amor y cariño a mi esposa Celeste, gracias por ser un apoyo incondicional en mi vida y ser mi más grande motivación para seguir adelante hasta en los momentos más difíciles. Gracias por ser mi compañera de vida, por ti nunca me daré por vencido.

A mi asesor de tesis el Dr. Gilberto Tavares Velasco, por la orientación y ayuda que me brindo para la realización de esta tesis, por su apoyo y amistad que me permitieron aprender mucho más de lo que me pude imaginar.

Agradezco el apoyo económico prestado por parte del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología para la realización de este trabajo de tesis.



# Resumen

El presente trabajo se enfoca en el estudio de la fenomenología del bosón de Higgs en diferentes teorías que extienden el modelo estándar. Como primer punto nos enfocamos en el estudio del decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) en el marco del modelo con dos dobletes de Higgs tipo II y el modelo mínimo supersimétrico. En estos modelos  $H$  y  $A$  son bosones de Higgs adicionales y  $h$  es el bosón de Higgs identificado con el del modelo estándar. Este proceso se genera a nivel de un lazo con la contribución de diagramas tipo caja y diagramas reducibles. En el marco del modelo con dos dobletes de Higgs se encontró que el decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ ) es de particular interés en el escenario  $m_H > m_A + m_Z$  ( $m_A > m_H + m_Z$ ) en donde el branching ratio puede alcanzar valores de  $10^{-5} - 10^{-4}$  para el mejor escenario del espacio de parámetros y consistente con las cotas experimentales. En cuanto al decaimiento  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$  su valor no cambia significativamente a lo predicho por el modelo estándar, lo cual es de esperarse ya que sus propiedades deben ser consistentes con este modelo. En lo que respecta al modelo mínimo supersimétrico, este predice la existencia de nuevos fermiones cargados que dan una contribución significativa al lazo. En este modelo se encontró que  $\text{Br}(\{H, A\} \rightarrow Z\gamma\gamma) \sim \mathcal{O}(10^{-7})$  ya que, a diferencia del modelo con dos dobletes de Higgs, en este caso la masa de los bosones de Higgs neutros pesados son casi degeneradas, lo cual cambia drásticamente el análisis numérico. También se realizó un análisis de los procesos con cambio de sabor del bosón de Higgs y el quark top mediante los decaimientos  $h \rightarrow \mu\tau$  y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, h$ ), los cuales fueron estudiados en un modelo renormalizable de leptoquarks escalares con conservación del número bariónico. Para el análisis del espacio de parámetros se utilizaron los procesos de momento magnético anómalo del muón y el decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ , así como el proceso de producción por fusión de gluones del bosón de Higgs y su decaimiento a dos fotones. La evaluación numérica arroja que el  $\text{Br}(h \rightarrow \mu\tau)$  es del orden de  $10^{-8}$  mientras que en el caso del quark top, los decaimientos son de similar orden de magnitud;  $\text{Br}(t \rightarrow cX) \approx 10^{-9} - 10^{-8}$ , para masas relativamente ligeras del leptoquark.



# Introducción

El Modelo Estándar (ME) es una teoría de campos basada en el grupo de simetrías  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  que describe satisfactoriamente las interacciones electrodébil y fuerte a escalas de energías exploradas hasta la actualidad. Dentro del marco del ME es posible dotar de masa a las partículas elementales de manera consistente con las simetrías de la teoría mediante el denominado mecanismo de Higgs. Dicho mecanismo requiere de la introducción de un doblete complejo de campos escalares cuyo efecto será romper la simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$  dotando de masa a los bosones  $W^\pm$  y  $Z$ , los cuales son los encargados de mediar las interacciones débiles. El bosón de Higgs, la cual es una partícula escalar y eléctricamente neutra, surge de manera natural como una consecuencia de este mecanismo y fue en el año 2012 cuando las colaboraciones ATLAS y CMS del LHC encontraron evidencia experimental de este bosón escalar, completando así el espectro de partículas predichas por el ME. No obstante, existe evidencia experimental, como por ejemplo la observación de neutrinos masivos, que indica que el ME es de hecho una teoría efectiva válida en cierto rango de energías y que existe una teoría más fundamental que subyace al ME.

Para tratar los problemas que enfrenta el ME, se han propuesto diferentes modelos de extensión, algunos de los cuales contienen más de un multiplete de Higgs, por lo que nuevos bosones de Higgs son predichos. Algunos ejemplos son el modelo con dos dobletes de Higgs (MDDH) y el modelo mínimo supersimétrico (MMSS), en los cuales se añade un segundo doblete complejo de  $SU(2)_L$  en el sector escalar, por lo que después del rompimiento espontáneo de la simetría emergen cinco bosones de Higgs físicos: dos bosones de Higgs  $CP$ -pares  $H$  y  $h$  en donde por convención  $m_H > m_h$ , un bosón de Higgs  $CP$ -impar  $A$  y un par de bosones de Higgs cargados  $H^\pm$ . Dentro de este espectro de partículas el estado  $h$  es el identificado con el bosón escalar detectado por el LHC. Uno de los objetivos de este trabajo se refiere al estudio de los decaimientos exóticos de los bosones de Higgs  $CP$ -pares y  $CP$ -impar  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = H, h, A$ ) en el marco de los modelos MDDH y MMSS. Experimentalmente estos decaimiento tienen la ventaja de tener un bajo ruido de fondo dado que el estado final se compone de dos fotones más un par de leptones energéticos viajando en direcciones opuestas hacia los detectores. En el modelo estándar el decaimiento  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$  es muy suprimido por lo que de ser observado sería una clara manifestación de física más allá del ME. Por otro lado, tal y como sucede con el canal a dos cuerpos  $\phi \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma$ , el vértice  $\phi Z\gamma\gamma$  es sensible a los acoplamientos del bosón de Higgs con las partículas que circulan en el lazo, las cuales pueden ser leptones cargados y quarks para el MDDH y la nueva contribución adicional de charginos en el caso del MMSS.

Otros de los objetivos es el estudio de los decaimientos de bosón de Higgs y el quark top con cambio de sabor en un modelo renormalizable de leptoquarks escalares. Los leptoquarks son partículas hipotéticas que se predicen naturalmente en teorías de gran unificación y tienen la propiedad de convertir a leptones en quarks y viceversa. Debido a esta interesante propiedad, los leptoquarks pueden inducir procesos con cambio de sabor, los cuales están altamente suprimidos en el ME por el denominado mecanismo de GIM. En este contexto realizamos un estudio acerca del decaimiento del bosón de Higgs  $h \rightarrow f_i f_j$ , en donde  $f_{i,j}$  pueden ser leptones o quarks, y el decaimiento del quark top  $t \rightarrow cX$  en donde  $X$  puede ser un fotón, gluón, el bosón de Higgs o el bosón de norma  $Z$ .

Con los resultados obtenidos de este trabajo de tesis se publicaron tres artículos de investigación,

mientras que la conclusión de uno más se encuentra en proceso. El contenido de la tesis es el siguiente:

- En el primer capítulo se presenta una revisión del mecanismo de Higgs en el modelo estándar, comenzando desde un ejemplo simple del rompimiento espontáneo de una simetría global. Además se presentan algunas de las propiedades del bosón de Higgs como son sus acoplamientos y sus diferentes modos de producción y decaimientos.
- En el segundo capítulo se presenta una introducción a los modelos con dos dobletes de Higgs en particular aquellos con conservación de sabor a nivel de árbol, los cuales son denominados modelos tipo I y II. Mostraremos los detalles del cálculo de los decaimientos a tres cuerpos del bosón de Higgs  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = H, h, A$ ), en donde encontramos la forma más general al vértice. Proporcionaremos también una revisión del espacio de parámetros consistente con las cotas experimentales actuales, en donde se acotan las masas de las partículas y los ángulos de mezcla. Lo anterior nos permite realizar el análisis numérico para las tasas de decaimientos en diferentes escenarios de acuerdo a la cinemática del proceso.
- En el tercer capítulo daremos algunos detalles del modelo mínimo supersimétrico enfocándonos en los sectores escalar y de charginos. Presentamos también un análisis de espacio de parámetros del MMSS en donde se revisaran las cotas para las masas de las nuevas partículas, ángulos de mezcla y nuevas fases de violación de  $CP$ . Posteriormente presentamos los cálculos para el decaimiento de los bosones de Higgs  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = H, h, A$ ) en donde se encuentra que los charginos pueden generar nuevas contribuciones con respecto al MDDH.
- En el cuarto capítulo mostraremos los cálculos de los decaimientos del bosón de Higgs  $h \rightarrow \mu\tau$  y el quark top  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) mediado por leptoquarks escalares, comenzando con una introducción al correspondiente modelo. En particular nos enfocaremos en los leptoquarks que tienen acoplamientos no quirales con los fermiones derivando las correspondientes reglas de Feynman que son necesarias para los cálculos. Presentamos también el estudio del espacio de parámetros del modelo mediante los procesos de momento dipolar magnético anómalo del muón y el decaimiento con violación de sabor  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ , los cuales ponen restricciones en los acoplamientos izquierdos y derechos del leptoquark con los fermiones. Posteriormente presentamos el análisis numérico de los correspondientes decaimientos en las regiones en donde se alcanzan las tasas de decaimiento más grandes.

# Capítulo 1

## El bosón de Higgs

Una de las piezas fundamentales del Modelo Estándar (ME) es el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, la cual fue propuesto por Higgs [2], Brout, Englert [3], Guralnik, Hagen y Kibble [4] en 1964. La importancia de este mecanismo es poder generar las masas de los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  preservando los requerimientos de renormalizabilidad y unitariedad de la teoría. Este mecanismo indica la existencia de una partícula escalar, la cual se denomina bosón de Higgs. Dada la importancia del mecanismo de rompimiento de la simetría en el entendimiento del bosón de Higgs, en el presente capítulo revisaremos los aspectos relacionados con este mecanismo así como un repaso a la fenomenología del bosón de Higgs en el ME.

### 1.1. Rompimiento espontáneo de la simetría

Uno de los ejemplos más simples de rompimiento espontáneo de la simetría consiste en considerar un campo escalar complejo  $\phi$  y su campo conjugado  $\phi^\dagger$ , cuya lagrangiana esta dada por

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial^\mu \phi^\dagger \partial_\mu \phi - V(\phi, \phi^\dagger) = \frac{1}{2} \partial^\mu \phi^\dagger \partial_\mu \phi - \frac{1}{2} \lambda m^2 (\phi^\dagger \phi - \Phi^2)^2, \quad (1.1)$$

en donde  $\lambda$  y  $\Phi$  son parámetros reales. Una propiedad importante de esta lagrangiana es que es invariante ante transformaciones globales de  $U(1)$ , es decir, ante transformaciones del tipo  $\phi \rightarrow e^{-i\theta} \phi$ . En la Fig. 1.1(a) se muestra la gráfica del potencial  $V(\phi, \phi^\dagger)$  con respecto a los campos, en donde observamos que el mínimo del potencial se encuentra descrito por un círculo de radio  $\Phi$ , es decir hay un número infinito de puntos en donde  $V$  es mínimo. Es interesante mencionar

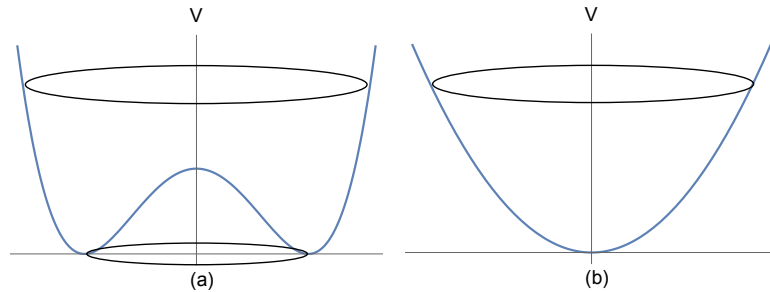


Figura 1.1: Gráfica del potencial  $V$  de los campos escalares  $\phi$  y  $\phi^\dagger$  para  $\Phi \neq 0$  (izquierda) y  $\Phi = 0$  (derecha).

## CAPÍTULO 1. EL BOSÓN DE HIGGS

### 1.1. ROMPIMIENTO ESPONTÁNEO DE LA SIMETRÍA

que si en la Ec. (1.1) tomamos  $\Phi = 0$ , el mínimo del potencial estaría en  $|\phi|^2 = 0$  (Figura 1.1(b)) y el vacío correspondería a la ausencia de cualquier partícula. Con la introducción del término  $\Phi$  en el potencial, ahora la degeneración del vacío puede ser parametrizado por un elemento de  $U(1)$  el cual tiene la forma  $e^{i\theta}$ . Para que la teoría cobre sentido debemos elegir algún punto del mínimo y definir así el estado de vacío. Esto significa que debemos fijar el valor del parámetro  $\theta$  y para nuestra conveniencia lo escogemos de tal manera que  $\phi = \Phi$ . Con este paso estamos fijando la norma de la simetría de la lagrangiana y la simetría  $U(1)$  ya no será manifiesta. Para interpretar correctamente la teoría debemos de realizar un cambio de base dado por  $\phi = \Phi + \alpha + i\beta$ , en donde se han introducido dos nuevos campos escalares reales  $\alpha$  y  $\beta$  (uno por cada campo en la lagrangiana original). La lagrangiana (1.1) escrita en términos de los nuevos campos es

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{2}\partial^\mu\alpha\partial_\mu\alpha - 2\lambda m^2\Phi^2\alpha^2 - \frac{1}{2}\partial^\mu\beta\partial_\mu\beta \\ & - \frac{1}{2}\lambda m^2(4\Phi\alpha^3 + 4\Phi\alpha\beta^2 + \alpha^4 + \alpha^2\beta^2 + \beta^4). \end{aligned} \quad (1.2)$$

Como resultado, ahora la lagrangiana (1.2) describe la dinámica de dos campos  $\alpha$  y  $\beta$ , en donde el primero de estos ha adquirido masa ( $m_\alpha = \sqrt{4\lambda m^2\Phi^2}$ ) y el segundo es un campo no masivo. Además, al escribir los campos  $\phi$  y  $\phi^\dagger$  en términos de fluctuaciones alrededor del vacío, la lagrangiana resultante ya no tiene una simetría obvia ante  $U(1)$ , por lo que se dice que la simetría se ha roto. De manera general, la ruptura de una simetría global dará como resultado la adición de campos no masivos ( $\beta$  en este ejemplo) los cuales son llamados bosones de Goldstone.

### Rompimiento de una simetría local

En el caso anterior se consideró una simetría global, es decir la transformación es la misma en todos los puntos del espacio-tiempo. En esta sección generalizaremos el estudio anterior a transformaciones locales, por lo que ahora  $\theta$  será una función del espacio-tiempo  $\theta(x^\mu)$ . Recordemos que al considerar simetrías locales debemos de introducir nuevos campos de norma no masivos  $A_\mu$  mediante la derivada covariante de la forma

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu, \quad (1.3)$$

con  $q$  la constante de acoplamiento. El campo se transforma ante transformaciones locales como  $A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu\theta(x)$ , por lo que términos de masa para este campo rompen la simetría local. Por lo tanto, la lagrangiana para un campo escalar complejo es de la forma

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}(D^\mu\phi)^\dagger D_\mu\phi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - V(\phi^\dagger, \phi), \quad (1.4)$$

en donde  $F_{\mu\nu} = i[D^\mu, D^\nu]/q$  es el tensor de intensidad del campo  $A_\mu$ . El potencial  $V$  tiene la misma forma que la Ec. (1.1), por lo que el vacío se localiza nuevamente en  $|\phi| = \Phi$ . Dado que  $U(1)$  es ahora local, podemos elegir la norma  $\theta(x)$  tal que el campo  $\phi' = e^{-iq\theta}\phi$  sea real. A esta elección en particular se llama norma unitaria, con la cual solo aparecerán partículas físicas en la lagrangiana. De esta manera realizaremos la expansión  $\phi = \Phi + h(x)$ , en donde  $h(x)$  es un campo real escalar que representa las fluctuaciones alrededor del vacío que se ha fijado. La lagrangiana ahora adquiere la forma

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\partial^\mu h\partial_\mu h - \frac{1}{2}(4\lambda m^2\Phi^2)h^2 - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{2}q^2\Phi^2 A_\mu A^\mu + \mathcal{L}_{\text{int}}, \quad (1.5)$$

en donde  $\mathcal{L}_{\text{int}}$  contiene términos de autointeracción del campo  $h$ , así como los acoplamientos  $hA^\mu A_\mu$  y  $hhA^\mu A_\mu$ . Antes del rompimiento de la simetría, teníamos un campo escalar complejo  $\phi$  y el campo de norma  $A^\mu$  no masivo (con dos estados de polarización). Después del rompimiento de la simetría, la lagrangiana describe un campo real escalar  $h(x)$  con masa  $m_h = \sqrt{4\lambda m^2\Phi^2}$  y un campo de norma

$A^\mu$  con masa  $m_A = q\Phi$ , ahora con tres estados de polarización. Este mecanismo para introducir masas a la teoría sin violar la simetría de norma es llamado el mecanismo de Higgs y el campo resultante  $h$  es llamado bosón de Higgs.

## 1.2. El modelo estándar y el mecanismo de Higgs

Para explicar el origen de la masas de los bosones encargados de mediar las interacciones débiles debemos de romper la simetría del modelo estándar  $SU(2) \times U(1)$  mediante el mecanismo de Higgs y mantener al fotón sin masa. En este caso la simetría local del grupo del modelo estándar requiere que el campo escalar  $\phi$  se transforme como

$$SU(2)_L : \phi \rightarrow e^{-i\alpha^a T_2^a}, \quad (1.6)$$

$$U(1)_Y : \phi \rightarrow e^{-i\theta Y}, \quad (1.7)$$

en donde  $T_2^a = \sigma^a/2$  (con  $\sigma^a$  las tres matrices de Pauli) son los generadores de  $SU(2)$ . El generador de  $U(1)$  es  $Y = \sigma^0/2$  con  $\sigma^0$  la matriz identidad. Los campos de norma de los grupos  $S(2)$  y  $U(1)$  son  $W_\mu^a$  y  $B_\mu$  respectivamente, por lo que la derivada covariante se define como

$$(D_\mu \phi)_i = \partial_\mu \phi_i - i(g_2 W_\mu^a T_2^a + g_1 B_\mu Y)_{ij} \phi_j, \quad (1.8)$$

en donde  $g_1$  y  $g_2$  son las constantes de acoplamiento de los grupo  $U(1)_Y$  y  $SU(2)_L$  respectivamente. Expandiendo la derivada covariante tenemos

$$(D_\mu \phi)_i = \begin{pmatrix} D_\mu \phi_1 \\ D_\mu \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial_\mu \phi_1 + \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu) \phi_1 + \frac{ig_2}{2}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \phi_2 \\ \partial_\mu \phi_2 + \frac{ig_2}{2}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) \phi_1 - \frac{i}{2}(g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu) \phi_2 \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

La parte escalar de la lagrangiana se puede escribir como la Ec. (1.4) en donde ahora denotaremos a  $\Phi$  como  $v$

$$\mathcal{L}_\phi = -\frac{1}{2} D_\mu \phi_i^\dagger D^\mu \phi_i - \frac{1}{4} \lambda \left( \phi^\dagger \phi - \frac{1}{2} v^2 \right)^2. \quad (1.10)$$

En esta lagrangiana si  $\lambda > 0$ , el mínimo del campo se localiza en  $|\phi| = v/\sqrt{2}$ . Ahora procedemos a romper la simetría  $SU(2)$ . De las transformaciones locales de  $SU(2)$  tenemos tres parámetros libres  $\alpha^k$ , usamos esta libertad para fijar la norma de tal manera que  $\phi_2 = 0$  y  $\phi_1$  sea real. Note que la primera relación requiere dos condiciones mientras que la segunda requiere una. El estado base es entonces

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \langle \phi \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Expandimos el campo  $\phi(x)$  alrededor del valor de expectación en el vacío

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

en donde  $h(x)$  es un campo real. La elección de la norma que mantiene al estado  $h$  en el primer término es llamado norma unitaria, en la cual solo las partículas físicas aparecen en la teoría. El siguiente paso es sustituir la expansión del campo  $\phi$  en la derivada covariante (1.9). Para no realizar toda el álgebra, nos percatamos que el resultado se obtiene simplemente remplazando  $\phi_1$  por  $h(x)/\sqrt{2}$  y  $\phi_2$  por 0 más un término extra para  $v$ . Al sustituir el VEV en el término cinético de la lagrangiana (1.10) obtenemos

$$\mathcal{L}_{(\phi)} = \frac{1}{8} (v \ 0) \begin{pmatrix} g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu & g_2(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g_2(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

## CAPÍTULO 1. EL BOSÓN DE HIGGS

### 1.2. EL MODELO ESTÁNDAR Y EL MECANISMO DE HIGGS

Pasamos ahora de los eigenestados de norma ( $W_\mu^i$  y  $B_\mu$ ) a los eigenestados de masa mediante las siguientes combinaciones lineales.

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (1.14)$$

$$Z_\mu = c_W W_\mu^3 - s_W B_\mu, \quad (1.15)$$

$$A_\mu = s_W W_\mu^3 + c_W B_\mu, \quad (1.16)$$

en donde

$$s_W = \sin \theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad c_W = \cos \theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (1.17)$$

El ángulo  $\theta_W$  es llamado ángulo de mezcla débil o ángulo de Weinberg. Los campos  $W_\mu^\pm$  se han escogido de tal manera que la lagrangiana final tenga una simetría de norma explícita ante  $U(1)_{em}$  asociada a la conservación de la carga. Además podemos ver que los campos  $Z_\mu$  y  $A_\mu$  son una mezcla de los grupos  $SU(2)$  y  $U(1)$  mientras que  $W_\mu^\pm$  solo se compone de  $SU(2)$ . Con estas nuevas definiciones reescribimos (1.13) como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\phi &= -\frac{1}{8}g_2^2 \begin{pmatrix} v & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu/c_W & \sqrt{2}W_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & \frac{1}{c_W}(Z_\mu(s_W^2 - c_W^2) - 2c_W s_W A_\mu) \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= -m_W^2 W^{+\mu} W_\mu^- - \frac{1}{2}m_Z^2 Z^\mu Z_\mu, \end{aligned} \quad (1.18)$$

en donde se ha definido  $m_W = g_2 v/2$  y  $m_Z = g_2 v/(2c_W)$ . Por lo tanto, después del rompimiento espontáneo de la simetría se han obtenido dos bosones de norma masivos mientras que uno se mantiene sin masa,  $A_\mu$  el cual es identificado con el fotón. Esto es una consecuencia de que la simetría  $U(1)$  no se ha roto y el fotón, el cual es su generador no adquiere términos de masa.

En resumen, a muy altas energías (arriba del rompimiento de  $SU(2) \times U(1)$ ), solo tenemos un campo escalar complejo y tres campos asociados a los bosones de norma ( $W_\mu^i, B_\mu$ ), cada uno de los cuales se comporta como el fotón. A bajas energías, se rompe la simetría inicial y la teoría efectiva resultante describe las interacciones de tres campos de norma, dos de los cuales son masivos. También se predice la existencia de una partícula escalar masiva, denominada bosón de Higgs, el cual se acopla a nivel árbol con los bosones de norma  $W_\mu$  y  $Z_\mu$ .

Con el mecanismo de Higgs también se puede generar las masas de los fermiones. Para este fin se define el isodoublet  $\tilde{\phi} = i\sigma_2 \phi^*$  con hipercarga  $Y = -1$ . Para cualquier generación de fermiones introducimos la lagrangiana de Yukawa

$$\mathcal{L}_Y = -\lambda_l \tilde{\phi} L l_R - \lambda_d \tilde{\phi} Q \bar{d}_R - \lambda_u \phi^\dagger Q \bar{u}_R + \text{h.c.}, \quad (1.19)$$

en donde  $L = (\nu_{lL} \ l_L)^T$  y  $Q = (u \ d)^T$  son dobletes de  $SU(2)$  de campos de leptones y quarks respectivamente y  $l_R, d_R$  y  $u_R$  son singletes de  $SU(2)$  de leptones y quarks. Para dotar de masa a estos campos expandimos alrededor del vacío, tal y como en los casos anteriores. Escribiendo solo los términos de leptones (los términos de quarks tienen la misma forma) obtenemos

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_e \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{lL} & \bar{l}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} l_R + \dots = -\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_l (v+h)\bar{l}_L l_R + \dots \quad (1.20)$$

Identificamos los términos de masa de los campos fermiónicos:

$$m_l = \frac{\lambda_l v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}}, \quad m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}}. \quad (1.21)$$

Al generar las masas de los fermiones, a excepción de los neutrinos, también se genera una interacción entre estas partículas y el bosón de Higgs, la cual es proporcional a la masa del fermión. Para

obtener los términos cinéticos de los leptones, así como sus acoplamientos con los bosones de norma, debemos introducir la derivada covariante (para garantizar invarianza ante transformaciones locales) y posteriormente reescribir los campos de norma en términos de los campos físicos  $W_\mu^\pm$ ,  $Z_\mu$  y  $A_\mu$ . No realizaremos esta tarea dado que en las siguientes secciones solo nos enfocaremos en los acoplamientos relacionados con el bosón de Higgs.

### 1.3. Acoplamientos del bosón de Higgs

Al expandir el campo  $\phi$  alrededor del vacío (1.12) y sustituir en el potencial  $V(\phi^\dagger, \phi)$  ahora tenemos

$$\begin{aligned} V &= \frac{1}{4}\lambda(\phi^\dagger\phi - \frac{1}{2}v^2)^2 \\ &= -\frac{1}{4}\lambda v^2 h^2 + \frac{1}{4}\lambda v h^3 + \frac{1}{16}\lambda h^4, \end{aligned} \quad (1.22)$$

en donde el primer término de la segunda línea corresponde al término de masa del bosón de Higgs, el cual es  $m_h^2 = \lambda v^2/2$  y los siguientes términos son autointeracciones. Para encontrar los términos cinéticos de los campos de norma, definimos primero los tensores de intensidad para los campos originales  $W_\mu^i$  y  $B_\mu$ . En el caso del campo  $B_\mu$  se define el tensor  $B_{\mu\nu}$  dado por

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.23)$$

cuya contribución a la lagrangiana cinética es de la forma  $-B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}/4$  tal y como se utilizó en la Ec. (1.4). Dado que el grupo  $SU(2)$  es no Abelianiano, el tensor de intensidad para los campos de norma  $W_\mu^i$  es de la forma

$$W_{\mu\nu}^1 = \partial_\mu W_\nu^1 - \partial_\nu W_\mu^1 + g_2(W_\mu^2 W_\nu^3 - W_\nu^2 W_\mu^3), \quad (1.24)$$

$$W_{\mu\nu}^2 = \partial_\mu W_\nu^2 - \partial_\nu W_\mu^2 + g_2(W_\mu^3 W_\nu^1 - W_\nu^3 W_\mu^1), \quad (1.25)$$

$$W_{\mu\nu}^3 = \partial_\mu W_\nu^3 - \partial_\nu W_\mu^3 + g_2(W_\mu^1 W_\nu^2 - W_\nu^1 W_\mu^2). \quad (1.26)$$

De esta manera, el término cinético de los campos de norma es

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = -\frac{1}{4}W_a^{\mu\nu}W_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu}. \quad (1.27)$$

Utilicemos la combinación lineal de la Ec. (1.14) para pasar a los eigenestados de masa  $W^p m_\mu$  en la lagrangiana anterior, de esta manera obtenemos

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^3 W^{3\mu\nu} - \frac{1}{2}W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu}, \quad (1.28)$$

en donde

$$W_{\mu\nu}^3 = \partial_\mu W_\nu^3 - \partial_\nu W_\mu^3 - ig_2(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\nu^- W_\mu^+), \quad (1.29)$$

$$W_{\mu\nu}^+ = \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+ - ig_2(W_\nu^3 W_\mu^+ - W_\mu^3 W_\nu^+). \quad (1.30)$$

Finalmente, de la lagrangiana cinética para los campos de norma y del bosón de Higgs obtenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}} &= -\frac{1}{4}A^{\mu\nu}A_{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z^{\mu\nu}Z_{\mu\nu} - D^{\dagger\mu}W^{-\nu}D_\mu W_\nu^- + D^{\dagger\mu}W^{-\nu}D_\nu W_\mu^- \\ &\quad + ie(A^{\mu\nu} + \cot\theta_W Z^{\mu\nu})W_\mu^+ W_\nu^- \\ &\quad - \frac{1}{2}\left(\frac{e^2}{s_W^2}\right)(W^{+\mu}W_\mu^- W^{+\nu}W_\nu^- - W^{+\mu}W_\mu^+ W^{-\nu}W_\nu^-) \\ &\quad - \left(m_W^2 W^{+\mu}W_\mu^- + \frac{1}{2}m_Z^2 Z^\mu Z_\mu\right)\left(1 + \frac{h}{v}\right)^2 - \frac{1}{2}\partial^\mu h \partial_\mu h, \end{aligned} \quad (1.31)$$

en donde se ha definido

$$A_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad (\text{Intensidad del campo electromagnético}) \quad (1.32)$$

$$Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu. \quad (\text{Término cinético de } Z_\mu) \quad (1.33)$$

las cuales se pueden obtener a partir de (1.16) y (1.15). La lagrangiana (1.31) describe un bosón escalar neutro  $h(x)$ , un bosón vectorial masivo no cargado  $Z_\mu$  y un par de bosones vectoriales masivos  $W_\mu^\pm$  que interactúan con el campo electromagnético  $A_\mu$ . A manera de resumen escribimos la lagrangiana de interacción del bosón de Higgs con los fermiones y los bosones de norma, así como sus términos de autointeracción, las cuales se han derivado a lo largo de este capítulo

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}} = & \frac{m_f}{v} \bar{f} f h + \frac{2m_W^2}{v} W^{+\mu} W_\mu^- h + \frac{m_Z^2}{v} Z^\mu Z_\mu h \\ & + \frac{m_W^2}{v^2} W^{+\mu} W_\mu^- h h + \frac{m_Z^2}{2v^2} Z^\mu Z_\mu h h + \frac{m_h^2}{2v} h^3 + \frac{m_h^2}{8v^2} h^4, \end{aligned} \quad (1.34)$$

en donde hemos reescrito los acoplamientos en términos de las masas de las partículas.

## 1.4. Física del bosón de Higgs en el Modelo Estándar

El bosón de Higgs predicho por el modelo estándar es una partícula escalar masiva y eléctricamente neutra. Su término de masa de acuerdo a la Ec. (1.22) es  $m_h^2 = \lambda v^2/2$ , en donde  $v$  es el valor de expectación en el vacío y esta dado por  $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \sim 246$  GeV, con  $G_F$  la constante de Fermi que es determinada por mediciones de decaimientos del muón. De esta manera  $\lambda$  permanece como un parámetro libre del modelo estándar, por lo que el valor de la masa del bosón de Higgs no se puede determinar de primeros principios. Como consecuencia del mecanismo de Higgs, el bosón de Higgs se acopla a las partículas masivas a nivel árbol, cuyos acoplamientos están determinadas por las masas de las partículas. Por ejemplo de la Ec. (1.34) podemos ver que los acoplamientos del bosón de Higgs al par fermión-antifermión es  $m_f/v$ , por lo que esta interacción es muy débil para el caso de los fermiones más ligeros mientras que para el quark top su interacción es más fuerte. En cuanto a los acoplamientos del Higgs con los bosones, estos son proporcionales al cuadrado de la masa del bosón vectorial débil. Por esta razón, uno de los principales canales de producción del bosón de Higgs en los colisionadores de hadrones, de los cuales hablaremos más adelante, es mediante fusión de bosones vectoriales.

### Modos de producción del bosón de Higgs

El bosón de Higgs es una de las partículas más importantes para el estudio de física de altas energías, por esta razón es interesante considerar los procesos de producción de este bosón mediante las colisiones hadrónicas, las cuales ocurren durante los experimentos del LHC. A nivel fundamental, las colisiones protón-protón y protón-antiprotón, involucran de manera predominante a los bosones  $W^\pm, Z$  y a los fermiones más pesados (quarks top). En estas colisiones, los procesos de producción predominantes para producir el bosón de Higgs son

$$q\bar{q} \rightarrow V + h, \quad (1.35)$$

$$qq \rightarrow V^*V^* \rightarrow qq + h, \quad (1.36)$$

$$gg \rightarrow h, \quad (1.37)$$

$$gg, qq \rightarrow Q\bar{Q} + h, \quad (1.38)$$

en donde  $q$  representa a un quark genérico,  $Q$  representa los quarks pesados y  $V$  a los bosones vectoriales  $W^\pm$  y  $Z$ . Los diagramas de Feynman asociados con estos canales se muestran en la Fig. 1.2. A continuación realizaremos algunos comentarios acerca de estos canales de producción más importantes del bosón de Higgs.

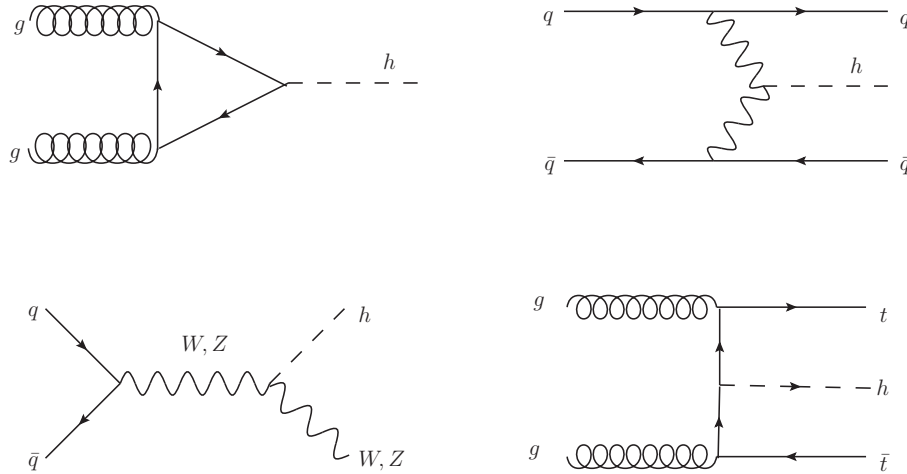


Figura 1.2: Diagramas de Feynman de los principales modos de producción del bosón de Higgs en el ME.

- De entre los modos de producción, el de fusión de gluones es el de mayor sección transversal para el bosón de Higgs con una masa de  $m_h = 125$  GeV. El proceso de fusión de gluones surge a nivel de un lazo con quarks como partículas virtuales, por lo que la principal contribución proviene del quark top, mientras que la contribución de los quarks más ligeros se ve suprimida por el factor  $m_q^2$ . Las correcciones de QCD al proceso de fusión de gluones también son importantes y han sido estudiadas profusamente en la literatura. La sección transversal ha sido calculada a next-to-leading order [5] en donde se ha encontrado una contribución a la sección transversal por un factor de 1.5 a 1.7 mediante correcciones a los vértices. También las correcciones electrodébiles han sido calculadas al siguiente orden en teoría de perturbaciones, la cual incrementa la sección transversal a primer orden con un porcentaje de 5% para  $m_h = 125$  GeV [6]. Este modo de producción aporta con el 90% de la contribución total de los modos de producción, dejando el resto de la contribución a los demás modos de producción.
- El modo de producción mediante fusión de bosones vectoriales es el segundo canal de mayor sección transversal en el LHC. En el Tevatron, este modo fue estudiado aunque la sección transversal es mas pequeña que la producción del bosón de Higgs en conjunto con un bosón  $W$  o  $Z$ . Este decaimiento surge mediante la dispersión de dos quarks (antiquarks), mediado por el intercambio de un bosón vectorial en el canal  $t$  o  $u$ , siendo el bosón de Higgs irradiado del propagador del bosón débil. Los quarks dispersados forman jets de hadrones que viajan en dirección apuestas (back-to-back) hacia los detectores. Este canal es importante ya que proporciona una señal limpia para la búsqueda del bosón de Higgs y sus acoplamientos en el LHC. Las correcciones de QCD acerca de este canal también han sido calculadas incluso a nivel de 3 lazos, sin embargo, estas son muy suprimidas [7].
- En el proceso de Higgs-Strahlung, el bosón de Higgs es producido junto a un bosón vectorial  $W^\pm$  o  $Z$ . En la región  $m_h = 125$  GeV este canal es el modo dominante en el Tevatron, con el bosón de Higgs decayendo posteriormente al canal  $b\bar{b}$  y el bosón de norma decayendo leptónicamente. Sin embargo, en estos estudios no se han encontrado diferencias a las predicciones del ME [8]. En el LHC, la colaboración ATLAS ha buscado señales de este proceso en los canales  $h \rightarrow WW^*$  y  $h \rightarrow b\bar{b}$ , en donde los resultados también son compatibles con las predicciones del ME [9]. El detector CMS también ha realizado estudios en este modo de producción mediante el canal  $Vh \rightarrow Vb\bar{b}$  cuyos resultados son de igual forma compatibles con el ME [10]. La predicción teórica para la sección transversal total en el marco del ME

se conoce con correcciones electrodébiles a nivel de dos lazos [11] y hasta tercer orden en QCD [12].

### Decaimientos del bosón de Higgs

Finalmente repasaremos algunos de los decaimientos más importantes del bosón de Higgs en el modelo estándar. Las reglas de Feynman se pueden extraer directamente de la Ec. (1.34) y nos indican que el bosón de Higgs tiende a decaer a las partículas más pesadas que son cinemáticamente permitidas. El bosón de Higgs, el cual se ha determinado que tiene una masa de 125 GeV, decae principalmente a  $h \rightarrow b\bar{b}$  y  $h \rightarrow WW^*$  seguido por  $h \rightarrow gg$  (el cual se da a nivel de un lazo) y  $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ . Con tasas más bajas se encuentran los decaimientos a un lazo  $h \rightarrow \gamma\gamma$  y  $h \rightarrow \gamma Z$ , los cuales son importantes dado que pueden proporcionar información indirecta de los acoplamientos del bosón de Higgs a los pares  $WW$  y  $t\bar{t}$ , ya que estas partículas circulan en el lazo de ambos procesos. Los canales de decaimientos  $gg$  y  $\gamma\gamma$  han sido calculados hasta tercer orden en teoría de perturbaciones los cuales incluyen correcciones de QCD y electrodébiles [13, 14]. Con estos cálculos se determina la anchura total para el bosón de Higgs con  $m_h = 125$  GeV la cual es  $\Gamma_h = 4.07 \times 10^{-3}$  GeV con una incertidumbre relativa de  $^{+4.0\%}_{-3.9\%}$ . Muchas de las formulas para las anchuras de decaimiento se escribirán a lo largo de este trabajo en diferentes modelos de extensión, mediante las cuales se pueden obtener las expresiones para el modelo estándar con las sustituciones adecuadas, por lo que no se escribirán aquí.

## Capítulo 2

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

En este capítulo mostramos los decaimientos de los bosones de Higgs  $CP$ -impar ( $A$ ) y  $CP$ -pares ( $H, h$ ) al canal  $Z\gamma\gamma$  en el marco del modelo con dos dobletes de Higgs (MDDH). Comenzaremos con algunas generalidades acerca del MDDH en donde se obtendrán las reglas de Feynman necesarias para realizar el cálculo de los decaimientos exóticos. Posteriormente entraremos en detalle acerca de los procesos, en donde veremos que los decaimientos se dan a través de diagramas de caja y diagramas reducibles con fermiones cargados como partículas virtuales. Para resolver las integrales de un lazo utilizamos el método de Passarino-Veltman, obteniendo las amplitudes en términos de funciones escalares de dos, tres y cuatro puntos. Las amplitudes obtenidas para estos procesos son consistentes con invarianza de norma electromagnética y simetría de Bose-Einstein, además los resultados son válidos para los MDDH tipo I y II, los cuales son los modelos más analizados fenomenológicamente. Los resultados obtenidos de estos cálculos fueron reportados en [15].

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

A diferencia del modelo estándar, en donde la masa del bosón de Higgs es el único parámetro libre del sector escalar, los MDDH introducen nuevos parámetros como ángulos de mezcla y nuevas masas de partículas predichas por la teoría, como veremos a continuación.

#### 2.1.1. 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

$$\mathcal{L}_{MDDH} = \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_{SM}, \quad (2.1)$$

en 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

$$\mathcal{L}_\phi = \sum_{i=1,2} (D_\mu \phi_i)^\dagger (D^\mu \phi_i) - V_H(\phi_1, \phi_2). \quad (2.2)$$

Estos términos reemplazan la parte cinética y el potencial de Higgs en la lagrangiana del modelo estándar, en donde se mantiene la misma forma para la derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^a T_a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (2.3)$$

## CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH

### 2.1. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

---

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

#### 2.1.2. Sector escalar

El sector escalar de los modelos con dos dobletes de Higgs tiene algunas características interesantes, las cuales discutiremos brevemente en este capítulo. Al introducir un nuevo doblete de Higgs, el vacío no es único y surge la posibilidad 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 [16]. 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. Otra de las características que distinguen a los MDDH de otros modelos con multipletes de Higgs, tales como modelos supersimétricos o los modelos con tripletes de Higgs, es que su vacío es estable.

La forma más general del potencial que describe el sector escalar contiene 14 parámetros libres que pueden generar nuevas fuentes de violación de  $CP$  [17]. Sin embargo, tenemos la libertad de redefinir los dobletes de Higgs  $\phi_1$  y  $\phi_2$ , preservando la forma de sus términos cinéticos, para obtener los eigenestados de masa. En este proceso de cambio de base se pueden absorber algunos parámetros del potencial y obtener los parámetros esenciales para entender el número de parámetros físicos realmente presentes en el potencial escalar. Por otro lado, es común imponer una variedad de simetrías globales sobre los MDDH para reducir el número de parámetros libres.

El potencial  $V_H(\phi_1, \phi_2)$  más general, invariante de norma y renormalizable, para los MDDH es una combinación hermitiana de términos 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. Para establecer el potencial uno debe ser cuidadoso en la definición y distinción de los parámetros, los cuales pueden ser rotados a los que tengan implicaciones físicas. 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

$$\begin{aligned}
 V_H = & m_{11}^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + m_{22}^2 \phi_2^\dagger \phi_2 - m_{12}^2 (\phi_1^\dagger \phi_2 + \phi_2^\dagger \phi_1) + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 \\
 & + \lambda_3 \phi_1^\dagger \phi_1 \phi_2^\dagger \phi_2 + \lambda_4 \phi_1^\dagger \phi_2 \phi_2^\dagger \phi_1 + \frac{\lambda_5}{2} [(\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + (\phi_2^\dagger \phi_1)^2],
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

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

$$\langle \phi_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \tag{2.5}$$

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

$$\phi_j = \begin{pmatrix} \phi_j^+ \\ \frac{v_j + \rho_j + i\eta_j}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad j = 1, 2 \tag{2.6}$$


---

## CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH

### 2.1. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

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 ( $H^\pm$ ), dos escalares  $CP$ -pares neutros ( $H, h$ ) y un bosón escalar  $CP$ -impar ( $A$ ), al que usualmente se denomina pseudoescalar.

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

$$\mathcal{L}_{\phi^\pm masa} = [m_{12}^2 - (\lambda_4 + \lambda_5)v_1v_2](\phi_1^- \ \phi_2^-) \begin{pmatrix} v_2/v_1 & -1 \\ -1 & v_1/v_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

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

$$m_{H^\pm}^2 = \left( \frac{m_{12}^2}{v_1v_2} - \lambda_4 - \lambda_5 \right) (v_1^2 + v_2^2). \quad (2.8)$$

Los términos de masa para los pseudoescalares están dados por

$$\mathcal{L}_{\eta masa} = \frac{m_A^2}{v_1^2 + v_2^2} (\eta_1 \ \eta_2) \begin{pmatrix} v_2^2 & -v_1v_2 \\ -v_1v_2 & v_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

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

$$m_A^2 = (m_{12}^2/(v_1v_2) - 2\lambda_5)(v_1^2 + v_2^2). \quad (2.10)$$

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

$$\mathcal{L}_{\rho masa} = -(\rho_1 \ \rho_2) \begin{pmatrix} m_{12}^2 \frac{v_2}{v_1} + \lambda_1 v_1^2 & -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 \\ -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 & m_{12}^2 \frac{v_1}{v_2} + \lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

con  $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$ . La matriz de masa de los escalares es diagonalizada por un ángulo de rotación  $\alpha$ . Otro parámetro importante de este modelo es la razón de los valores de expectación del vacío denotada por

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.12)$$

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

### Modelos con conservación de sabor

El problema más serio que enfrentan los MDDH es la posibilidad de tener corrientes neutras con cambio de sabor (CNCS). Consideremos por ejemplo el acoplamiento de Yukawa de los quarks

$$\mathcal{L}_Y = y_{ij}^1 \bar{\psi}_i \psi_j \phi_1 + y_{ij}^2 \bar{\psi}_i \psi_j \phi_2, \quad (2.13)$$

en donde  $i$  y  $j$  son los índices de generación. En este caso la matriz de masa es

$$M_{ij} = y_{ij}^1 \frac{v_1}{\sqrt{2}} + y_{ij}^2 \frac{v_2}{\sqrt{2}}. \quad (2.14)$$

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 lagrangiana (2.13) 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

## CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH

### 2.1. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

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 multiplete de Higgs, entonces las CNCs serán ausentes. Esto fue formalizado por el teorema de Paschos-Glashow-Weinberg [18]. 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  $Z_2$ .

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 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 positivos y están relacionados con  $v$  mediante  $v_1 = v \cos \beta$  y  $v_2 = v \sin \beta$ . Entonces el bosón de Goldstone neutro es

$$G^0 = \eta_1 \cos \beta + \eta_2 \sin \beta. \quad (2.15)$$

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

$$A = \eta_1 \sin \beta - \eta_2 \cos \beta. \quad (2.16)$$

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

$$\begin{aligned} h &= \rho_1 \sin \alpha - \rho_2 \cos \alpha, \\ H &= -\rho_1 \cos \alpha - \rho_2 \sin \alpha. \end{aligned} \quad (2.17)$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} = & - \sum_{f=u,d,\ell} \frac{m_f}{v} (\xi_h^f \bar{f} f h + \xi_H^f \bar{f} f H - \xi_A^f \bar{f} \gamma^5 f A) \\ & - \left( \frac{\sqrt{2} V_{ud}}{v} \bar{u} (m_u \xi_A^u P_L + m_d \xi_A^d P_R) d H^+ + \frac{\sqrt{2} m_\ell \xi_A^\ell}{v} \bar{\nu}_L \ell_R H^+ + \text{h.c.} \right), \end{aligned} \quad (2.18)$$

en donde  $P_{L/R}$  son los operadores de proyección para los fermiones izquierdos/derechos, y los factores  $\xi$  están presentados en la Tabla 2.1.

En ambos modelos, los acoplamientos de los bosones de Higgs neutros a los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  son los mismos; los acoplamientos del bosón de Higgs  $CP$ -par ligero (pesado) a  $WW$  y  $ZZ$  es el mismo al acoplamiento del bosón de Higgs del ME multiplicado por  $\sin(\beta - \alpha)$  ( $\cos(\alpha - \beta)$ ), mientras que el acoplamiento del bosón escalar  $CP$ -impar a los bosones vectoriales no existe a nivel árbol.

Finalmente podemos mencionar algunas propiedades de los acoplamientos de los bosones de Higgs a los bosones vectoriales. Notemos que no tenemos acoplamientos del pseudoescalar con un par de bosones electrodébiles. Recordemos que los acoplamientos 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 de reemplazar uno de los dobletes 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 pseudoescalar se

## CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH

### 2.1. EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

	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 2.1: 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 Ec. (2.18)

deriva de la componente imaginaria de  $\phi$ . Este mecanismo no genera acoplamiento 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 acoplamiento 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 dominantes para los Higgs neutros en los colisionadores de hadrones. Similarmente, los acoplamiento 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.

Para llevar acabo el análisis numérico de los decaimientos de los bosones escalares  $CP$ -par y  $CP$ -impar necesitamos estudiar el espacio de parámetros para el MDDH, el cual se realizará a continuación

#### 2.1.3. Espacio de parámetros del MDDH

Después del descubrimiento del bosón de Higgs, diversos estudios han sido realizados para explorar las implicaciones sobre el espacio de parámetros del MDDH-II [19–23]. De los recientes análisis de las colaboraciones ATLAS y CMS [24], se infiere que las propiedades del bosón escalar encontrado son altamente consistentes con las predicciones del ME imponiendo de esta manera restricciones sobre el sector escalar de las extensiones del ME. Por lo tanto si alguna de las teorías de extensión predice la existencia de nuevos campos de Higgs, alguno de ellos debe de reproducir los resultados del ME, tales como sus acoplamiento a los fermiones y bosones de norma.

En el MDDH-II, el bosón escalar más ligero  $h$  es usualmente identificado con el bosón de Higgs del modelo estándar, lo cual restringe el espacio de parámetros del modelo a una región muy cercana al límite de alineamiento descrito por  $\sin(\beta - \alpha) = 1$ . En esta región, el bosón de Higgs  $H$  no se acopla a los bosones de norma y el acoplamiento  $hZA$  no se da a nivel árbol [23, 25, 26]. Además, mediante los estudios del LHC acerca de los decaimientos del bosón de Higgs a fermiones se pueden acotar los ángulos de mezcla  $\alpha$  y  $\beta$ , dado que estos parámetros intervienen en el acoplamiento  $hff$ . Por otro lado, diferentes cotas se pueden obtener de restricciones teóricas, como son estabilidad del vacío y perturbatividad de los acoplamiento del bosón de Higgs. De la misma manera, los

## CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH

### 2.2. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL MDDH

parámetros oblicuos  $S$ ,  $T$ , y  $U$  imponen restricciones a las masas de los nuevos bosones de Higgs  $A$  y  $H$ , requiriendo que al menos uno de ellos sea muy pesado: si por ejemplo el bosón  $CP$ -impar tiene una masa de  $m_A \approx 200$  GeV entonces se requiere que la masa del bosón  $CP$ -par cumpla con la restricción  $m_H \geq 600$  GeV y viceversa. En cuanto al bosón escalar cargado, su masa puede ser restringida mediante mediciones experimentales de bajas energías de los procesos de CNCS. Todas las restricciones anteriores pueden ser complementadas con la búsqueda directa de los bosones de Higgs adicionales en el LEP y el LHC. A continuación presentamos las restricciones más relevantes para nuestro trabajo.

- Ángulos de mezcla  $\beta$  y  $\alpha$ : Dado que se identifica al bosón de Higgs  $h$  con el bosón de Higgs del ME, los datos del LHC restringen a  $\beta - \alpha$  muy cercano a  $\pi/2$ , concretamente  $|\sin(\beta - \alpha)| > 0.999$ , con un pequeño intervalo alrededor de  $t_\beta = 1$ , en donde la restricción es menor. Además en el MDDH tipo II el acoplamiento del bosón escalar con el quark top (quark bottom) es  $1/t_\beta$  ( $t_\beta$ ), por lo que los procesos de CNCS son muy sensibles a pequeños y grandes valores de  $t_\beta$  en el rango (1, 30).
- Masa del bosón de Higgs cargado  $H^\pm$ : El colisionador de electrón-positrón LEP, realizó búsquedas del bosón de Higgs cargado mediante su producción a pares en el marco del MDDH tipo I y II. Aunque no se encontró un exceso comparado con las predicciones del ME, se excluyeron algunas regiones del espacio de parámetros. Las masas del bosón de Higgs por debajo de 80 (75.2) GeV están excluidas para MDDH-II (MDDH-I) [27]. Mientras que las mediciones del branching ratio para  $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$  impone la cota  $m_{H^\pm} > 570$  GeV para  $t_\beta = 1.5$  en el MDDH-I [28].
- Masa del bosón de Higgs  $CP$ -impar: Los autores de la Ref. [22] analizaron el espacio de parámetros del MDDH-II mediante los decaimientos del bosón de Higgs. Dichos estudios arrojaron que si la masa de alguno de los bosones de Higgs neutros ( $m_A$  o  $m_H$ ) se encuentran en el intervalo (600, 700) GeV la masa del bosón de Higgs restante se restringe considerablemente. Seguiremos de cerca dicho análisis ya que es de interés para el presente trabajo. Examinaremos primero el caso de un bosón escalar  $CP$ -impar ligero y un bosón  $CP$ -par pesado con una masa de  $m_H = 600$  GeV. En este escenario las búsquedas de los decaimientos  $A \rightarrow \bar{\tau}\tau$ ,  $A \rightarrow \gamma\gamma$  y  $A \rightarrow hZ$  excluyen la región  $m_A < 350$  GeV, mientras que los datos del LHC sobre el bosón de Higgs requieren  $m_A > 220$  GeV. Por otro lado las búsquedas en el canal  $b\bar{b} \rightarrow A \rightarrow \bar{\tau}\tau$  sugieren valores entre 350 y 700 GeV para  $m_A$  e impone la cota  $t_\beta < 2$  para  $m_A \leq 500$  GeV, mientras que para  $t_\beta < 15$  se tiene  $500 \text{ GeV} \leq m_A \leq 700$  GeV.
- Masa del bosón escalar  $CP$ -par: Ahora examinamos el escenario con un bosón escalar  $CP$ -par ligero y un bosón escalar  $CP$ -impar pesado con una masa de  $m_A = 700$  GeV. En este caso todas las restricciones requieren  $m_H > 300$  GeV, mientras que el proceso  $b\bar{b} \rightarrow H/A \rightarrow \tau\bar{\tau}$  impone una cota superior para  $t_\beta$  como función de  $m_H$ . Por ejemplo, para  $m_H = 200(600)$  GeV  $t_\beta < 6(15)$ . Por otro lado, las búsquedas de los decaimientos de  $H$  a los canales  $\bar{\tau}\tau$ ,  $WW$ ,  $ZZ$ ,  $\gamma\gamma$  y  $hh$  requieren de  $t_\beta > 2.5$  para  $m_H < 380$  GeV. Para un bosón ligero  $m_A = 600$  GeV, la búsqueda del canal  $A \rightarrow HZ$  excluye la región  $m_H < 270$  GeV.

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

### Condiciones cinemáticas

Para analizar los decaimientos necesitamos definir las condiciones cinemáticas. Para esto usaremos la siguiente nomenclatura para los 4-momentos de las partículas externas

**CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH**

2.2. DECAIMIENTOS  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL MDDH

---

$$\phi(p) \rightarrow \gamma_\mu(k_1) + \gamma_\nu(k_2) + Z_\alpha(k_3), \quad (2.19)$$

en donde  $\phi$  indica cualquier bosón escalar  $A, H$  o  $h$ . Las condiciones de capa de masa son entonces  $p^2 = m_\phi^2$ ,  $k_3^2 = m_Z^2$  y  $k_1^2 = k_2^2 = 0$ . También se introducen las siguientes cantidades invariantes de Lorentz

$$\begin{aligned} s_1 &= (k_1 + k_3)^2, \\ s_2 &= (k_2 + k_3)^2, \\ s &= (k_1 + k_2)^2. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Por conservación del cuadrimomento, estas variables están relacionadas mediante  $s_1 + s_2 + s = m_\phi^2 + m_Z^2$ . De esta manera todos los productos escalares entre los 4-momentos externos se pueden expresar en términos de  $s$ ,  $s_1$  y  $s_2$ , junto a la variable escalada  $\mu_Z = m_Z^2/m_\phi^2$ . Utilizando la condición de transversalidad de los bosones de norma, tenemos  $k_1 \cdot \epsilon^\mu(k_1) = k_2 \cdot \epsilon^\nu(k_2) = k_3 \cdot \epsilon^\alpha(k_3) = 0$ , lo cual nos permite eliminar los términos proporcionales a  $k_1^\mu$ ,  $k_2^\nu$  y  $k_3^\alpha$  de las amplitudes.

### 2.2.1. Amplitud del decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$

Comenzamos con el cálculo del decaimiento del bosón de Higgs CP-impar  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Como se mencionó anteriormente, existen dos conjuntos de diagramas de Feynman que inducen este proceso: diagramas de tipo caja y diagramas reducibles. El primer conjunto proporciona la forma más general para el vértice  $AZ\gamma\gamma$  mientras que el segundo conjunto ocurre como  $A \rightarrow Z\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  en donde  $\phi = h, H$  puede ser real o virtual.

#### Diagramas de caja

El cálculo de los diagramas de caja proporciona la expresión general de la estructura de Lorentz para el vértice  $AZ\gamma\gamma$ . Estos diagramas se encuentran ilustrados en la Fig. 2.1.

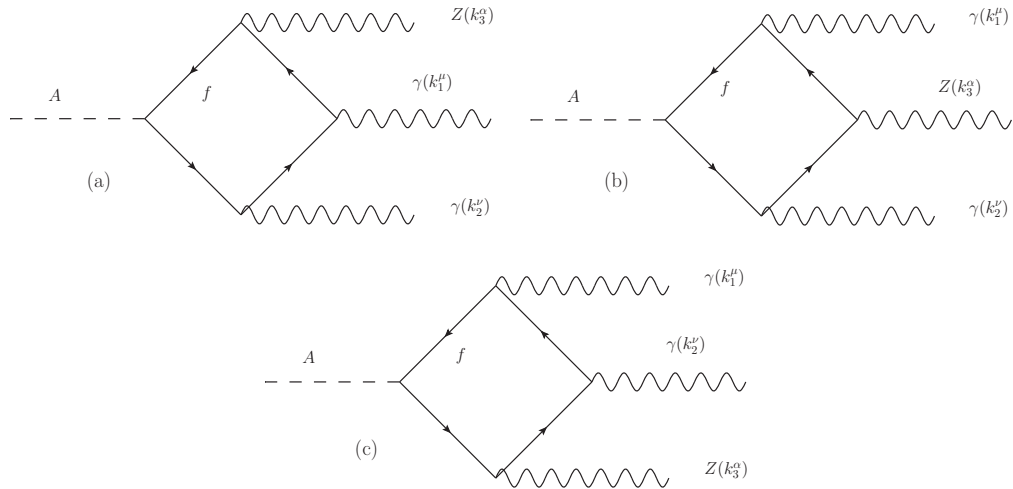


Figura 2.1: Diagramas de caja que contribuyen al decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MDDH. Tres diagramas adicionales se obtienen al intercambiar los fotones. Diagramas similares contribuyen al decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ ) al reemplazar  $A \rightarrow \phi$ .

## CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH

### 2.2. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL MDDH

El contenido de partículas que circulan en el lazo está compuesto de leptones cargados y quarks. Los bosones de norma  $W^\pm$  y bosones escalares cargados  $H^\pm$  no contribuyen al proceso dado que invarianza de norma prohíbe los acoplamientos  $AW^+W^-$  y  $AH^+H^-$  a nivel árbol. El único acoplamiento del bosón  $CP$ -impar disponible es al par  $W^\pm H^\mp$ , sin embargo el vértice  $VW^\pm H^\mp$  ( $V = \gamma, Z$ ) no se da a nivel árbol. Como se mostrará en la sección de análisis numérico, en el MDDH-II la contribución principal proviene del quark top para valores pequeños de  $t_\beta$ , mientras que para valores grandes de dicho parámetro la contribución del quark bottom también es relevante. Esto se debe a la presencia del factor  $t_\beta$  ( $1/t_\beta$ ) para el acoplamiento de Yukawa del quark bottom (top). Empleando las reglas de Feynman que se encuentran en el Apéndice A.1 obtenemos la amplitud invariante de los diagramas de Feynman mostrados en la Fig. 2.1. Existen tres diagramas de Feynman adicionales que se obtienen al intercambiar los fotones en cada uno de estos diagramas. La amplitud total es entonces

$$\mathcal{M}_{Box} = \left( \frac{-ig(eQ_f)^2 N_f g_A f_f}{2c_W} \right) \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \sum_{i=1}^3 \text{Tr}[\gamma^5 T_i^{\mu\nu\alpha}] \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k_3) + (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\nu), \quad (2.21)$$

en donde el tensor  $T_i^{\mu\nu\alpha}$  incluye la contribución del lazo, el cual para cada diagrama es

$$\begin{aligned} T_1^{\mu\nu\alpha} &= \mathcal{A}_{12} \gamma^\nu \mathcal{B}_1 \gamma^\mu \mathcal{C} \gamma^\alpha (g_V - g_A \gamma^5) \mathcal{D}_3, \\ T_2^{\mu\nu\alpha} &= \mathcal{A}_{13} \gamma^\mu \mathcal{B}_3 \gamma^\alpha (g_V - g_A \gamma^5) \mathcal{C} \gamma^\nu \mathcal{D}_2, \\ T_3^{\mu\nu\alpha} &= \mathcal{A}_{13} \gamma^\alpha (g_V - g_A \gamma^5) \mathcal{B}_2 \gamma^\nu \mathcal{C} \gamma^\mu \mathcal{D}_1. \end{aligned} \quad (2.22)$$

En la Ec. (2.22) los correspondientes propagadores fermiónicos están dados por

$$\mathcal{A}_{ln} = \frac{\not{q} - \not{k}_l - \not{k}_n + m_f}{(q - k_l - k_n)^2 - m_f^2}, \quad \mathcal{B}_l = \frac{\not{q} - \not{k}_l + m_f}{(q - k_l)^2 - m_f^2}, \quad \mathcal{C} = \frac{\not{q} + m_f}{q^2 - m_f^2}, \quad \mathcal{D}_l = \frac{\not{q} + \not{k}_l + m_f}{(q + k_l)^2 - m_f^2}. \quad (2.23)$$

Después de emplear el método de reducción de Passarino-Veltman para calcular la integrales en términos de funciones escalares, se puede comprobar que la amplitud se encuentra libre de divergencias ultravioletas y que es invariante de norma ante  $U(1)_{em}$ ; i.e., la amplitud se cancela al remplazar los vectores de polarización por los cuádrimomentos. La amplitud para el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  se puede expresar de la siguiente forma

$$\mathcal{M}(A \rightarrow Z\gamma\gamma) = \mathcal{M}^{\alpha\mu\nu}(A \rightarrow Z\gamma\gamma) \epsilon_\alpha^*(k_3) \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2), \quad (2.24)$$

con la estructura de Lorentz dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{\alpha\mu\nu}(A \rightarrow Z\gamma\gamma) &= \mathcal{F}_1 k_1^\alpha (k_1^\nu k_2^\mu - k_1 \cdot k_2 g^{\mu\nu}) + \mathcal{F}_2 (k_3^\nu (k_1^\alpha k_2^\mu - k_1 \cdot k_2 g^{\alpha\mu}) \\ &\quad + k_2 \cdot k_3 (k_1^\nu g^{\alpha\mu} - k_1^\alpha g^{\mu\nu})) + \frac{\mathcal{F}_3}{m_A^2} k_2^\alpha (k_3^\mu (k_2 \cdot k_3 k_1^\nu - k_1 \cdot k_2 k^\nu) \\ &\quad + k_1 \cdot k (k_3^\nu k_2^\mu - k_2 \cdot k_3 g^{\mu\nu})) + (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\nu), \end{aligned} \quad (2.25)$$

Como se puede ver, la covarianza es manifiesta en esta amplitud. Los factores de forma  $\mathcal{F}_i$  dependen de las variables  $s_1, s_2, s$  y  $\mu_Z$  y reciben contribución de diagramas de caja y diagramas reducibles (DR), en donde estos últimos no proporcionan estructuras de Lorentz adicionales. De esta manera, podemos escribir  $\mathcal{F}_i = \mathcal{F}_i^{Box} + \mathcal{F}_i^{DR}$ . Las expresiones para los factores de forma de los diagramas de caja son extensas y se encuentran en el Apéndice B.1.1 en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman.

### Contribuciones de diagramas reducibles

Existe también contribución de diagramas reducibles al decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ , los cuales se muestran en la Fig. 2.2, en donde los fotones emergen del estado intermedio mediante un lazo mediado por fermiones cargados, bosones  $W^\pm$  y el bosón cargado  $H^\pm$ . Estos diagramas contribuyen a la amplitud (2.25) solo a través del factor de forma  $\mathcal{F}_1$ , el cual incluye la contribución de las partículas antes mencionadas

$$\mathcal{F}_1^{DR} = \mathcal{F}_1^f + \mathcal{F}_1^{W^\pm} + \mathcal{F}_1^{H^\pm}, \quad (2.26)$$

con  $\mathcal{F}_1^\chi$  ( $\chi = f, W^\pm, H^\pm$ ) definidos en el Apéndice B.1.2 en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman. Al igual que en el caso de los diagramas de caja, la contribución de los DR es invariante de norma y libre de divergencias.

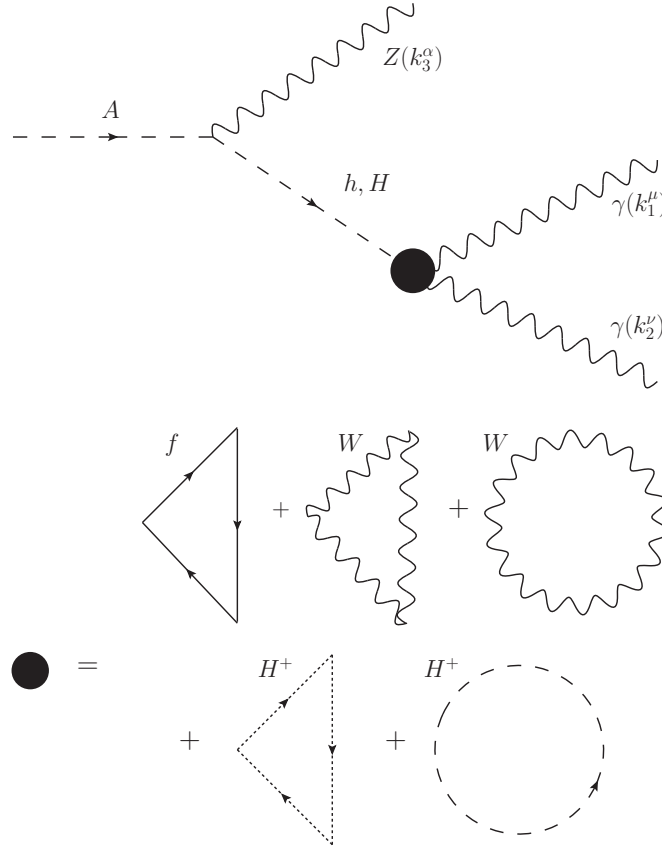


Figura 2.2: Diagramas reducibles para el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MDDH. Para los diagramas de triángulo existen diagramas adicionales que se obtienen al intercambiar los fotones. Diagramas similares contribuyen al decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$   $\phi = h, H$  excepto que la partícula intermedia es un bosón de Higgs  $CP$ -impar y solo hay contribución de fermiones.

#### 2.2.2. Amplitudes de $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H$ )

##### Contribución de diagramas de caja

El decaimiento a un lazo  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ ) también recibe contribuciones de diagramas de caja análogos a los diagramas de la Fig. 2.1 en donde solo tenemos que remplazar el bosón  $A$  por

## CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH

### 2.2. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL MDDH

$\phi$ . En este caso aunque los bosones de Higgs  $CP$ -par se acoplan a los pares de partículas  $W^\pm$  y  $H^\pm$ , dichas contribuciones se cancelan debido a invarianza ante  $CP$  y la amplitud para el vértice  $\phi Z\gamma\gamma$  debe incluir tensores de Levi-Civita. Dicha estructura no puede ser generada por otras partículas excepto por fermiones cargados, cuyo acoplamiento con el bosón de norma  $Z$  incluye la matriz  $\gamma^5$ . Dado que la amplitud invariante de un lazo de fermiones incluye una traza de cadena de matrices de Dirac, el término que involucra la matriz  $\gamma^5$  proporciona el tensor de Levi-Civita requerido. De este modo la amplitud del decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  se puede escribir como

$$\mathcal{M}_{Box} = \left( \frac{-ig(eQ_f)^2 N_f g_{\phi ff}}{2c_W} \right) \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \sum_{i=1}^3 \text{Tr} [T_i^{\mu\nu\alpha}] \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k_3) + (k_1^\mu \leftrightarrow k_2^\mu), \quad (2.27)$$

en donde el tensor  $T_i^{\mu\nu\alpha}$  tiene la misma forma que la Ec. (2.22). Después de calcular la traza, utilizar el método de descomposición de Passarino-Veltman y las identidades de Schouten podemos escribir la amplitud invariante como

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{\alpha\mu\nu}(\phi \rightarrow Z\gamma\gamma) &= \mathcal{G}_1 \left( k_1 \cdot k_2 \epsilon^{\alpha\mu\nu k_3} + g^{\mu\nu} \epsilon^{\alpha k_3 k_1 k_2} - k_2^\mu \epsilon^{\alpha\nu k_3 k_1} + k_1^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_3 k_2} \right) \\ &+ \frac{\mathcal{G}_2}{m_\phi^2} \epsilon^{\alpha\mu k_3 k_1} \left( k_3 \cdot k_2 k_1^\nu - k_1 \cdot k_2 k_3^\nu \right) + \mathcal{G}_3 \left( k_1 \cdot k_2 \epsilon^{\alpha\mu\nu k_1} + k_1^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_1 k_2} \right) \\ &+ \mathcal{G}_4 \left( k_3 \cdot k_2 \epsilon^{\alpha\mu\nu k_1} + k_3^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_1 k_2} \right) + (k_1^\nu \leftrightarrow k_2^\mu), \end{aligned} \quad (2.28)$$

en donde hemos usado la notación  $\epsilon^{\alpha k p q} = \epsilon^{\alpha\beta\lambda\rho} k_\beta p_\lambda q_\rho$ , etc. Nuevamente los factores de forma  $\mathcal{G}_i$  dependen de las variables reducidas  $s$ ,  $s_1$ ,  $s_2$  y  $\mu_Z$  y reciben contribuciones de los diagramas de caja y diagramas reducibles:  $\mathcal{G}_i = \mathcal{G}_i^{Box} + \mathcal{G}_i^{DR}$ . Las expresiones de los diagramas de caja se encuentran en el Apéndice B.2.1.

#### Contribución de diagramas reducibles

También hay contribución de DR, los cuales son análogos a los mostrados en la Fig. 2.2, a excepción de que los fotones emergen del bosón intermediario  $A$  via lazos de fermiones cargados únicamente. Hay diagramas reducibles adicionales que surgen del proceso  $\phi \rightarrow ZZ^* \rightarrow Z\gamma\gamma$ , como se muestra en la Fig. 2.3.

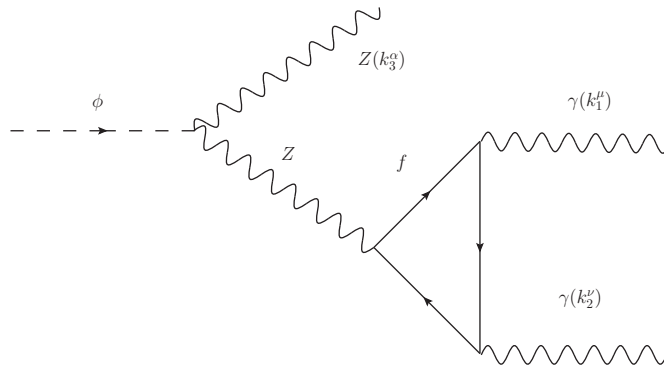


Figura 2.3: Diagrama de Feynman que contribuye al decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MDDH. El diagrama que se obtiene al intercambiar los fotones no se muestra.

Este diagrama involucra la anomalía del vértice  $Z^*\gamma\gamma$ , la cual recibe contribuciones de fermiones cargados. Es debido a invarianza ante  $CP$  que la amplitud debe ser proporcional al tensor de Levi-Civita, el cual solo es posible mediante una traza de cadena de matrices de Dirac que incluya la

## CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH

### 2.2. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL MDDH

matriz  $\gamma^5$ , la cual únicamente esta presente en un lazo de fermiones. Por lo tanto, lazos con bosones  $W$  o bosones de Higgs cargados  $H^\pm$  no contribuyen a este vértice. Además, debido al teorema de Landau-Yang, el vértice  $Z^*\gamma\gamma$  se cancela cuando el bosón  $Z$  es real, por lo que este diagrama no contribuye al decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  cuando el bosón de Higgs  $\phi$  esta cinemáticamente permitido en decaer en un par de bosones reales  $Z$ . Estos diagramas reducibles solo contribuyen al factor de forma  $\mathcal{G}_3$  mediante

$$\mathcal{G}_3^{DR} = \mathcal{G}_3^{A-f} + \mathcal{G}_3^{Z-f}. \quad (2.29)$$

en donde  $\mathcal{G}_3^{A-f}$  y  $\mathcal{G}_3^{Z-f}$  son los factores de forma que surgen de los diagramas con los vértices  $A^*\gamma\gamma$  y  $Z^*\gamma\gamma$  respectivamente. Las expresiones explícitas se encuentran en el Apéndice B.2.2. Note que debemos considerar todos los fermiones de cada familia para cancelar la anomalía  $Z^*\gamma\gamma$ .

#### 2.2.3. Anchuras de decaimientos

Existen dos escenarios para el decaimiento  $\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma$  dependiendo del valor de la masa del bosón escalar entrante (denotado por  $\phi_i$ ) y la masa del bosón escalar intermediario, el cual denotamos por  $\phi_e$ . La convención de las partículas es  $\phi_e = H, h$  para  $\phi_i = A$  en el primer decaimiento y  $\phi_e = A$  para  $\phi_i = h, H$  en el segundo. A continuación presentamos las expresiones para las anchuras de los decaimientos en ambos escenarios.

##### Escenario $m_{\phi_i} < m_{\phi_e} + m_Z$

En este escenario, el bosón entrante  $\phi_i$  no es lo suficientemente pesado para producir un bosón  $\phi_e$  real. Por lo que tendremos un decaimiento de tres cuerpos inducido por diagramas de caja y diagramas reducibles. La correspondiente anchura de decaimiento se puede escribir como

$$\Gamma(\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma) = \frac{m_{\phi_i}}{256\pi^3} \int_{x_{1i}}^{x_{1f}} \int_{x_{2i}}^{x_{2f}} |\bar{\mathcal{M}}(\phi_i) \rightarrow Z\gamma\gamma|^2 dx_2 dx_1, \quad (2.30)$$

en donde hemos introducido las siguientes variables:

$$x_1 = \frac{2p \cdot k_3}{m_{\phi_i}^2} = 1 + \mu_Z - \hat{s}, \quad (2.31)$$

$$x_2 = \frac{2p \cdot k_1}{m_{\phi_i}^2} = 1 - \hat{s}_2, \quad (2.32)$$

$$x_3 = \frac{2p \cdot k_2}{m_{\phi_i}^2} = 1 - \hat{s}_1, \quad (2.33)$$

con  $\hat{s} = s/m_{\phi_i}^2$  y  $\hat{s}_i = s_i/m_{\phi_i}^2$ . En el centro de masas en donde la partícula  $\phi_i$  se encuentra en reposo tenemos  $x_1 = 2E_Z/m_{\phi_i}$ ,  $x_2 = 2E_\gamma/m_{\phi_i}$ , y  $x_3 = 2E_{\gamma'}/m_{\phi_i}$ , con  $E_\gamma$  ( $E_{\gamma'}$ ) la energía del fotón con cuadrimomento  $k_1$  ( $k_2$ ). De la ley de conservación de la energía, estas variables obedecen la relación  $x_1 + x_2 + x_3 = 2$ . Los límites cinemáticos de la Ec. (2.30) son

$$\begin{aligned} x_{1i} &= 2\sqrt{\mu_Z}, \\ x_{1f} &= 1 + \mu_Z, \\ x_{2i,2f} &= \frac{1}{2} \left( 2 - x_1 \mp \sqrt{x_1^2 - 4\mu_Z} \right). \end{aligned} \quad (2.34)$$

La amplitud al cuadrado para los decaimientos  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = H, h$ ) se presentan en el Apéndice B.3.

## CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH

### 2.2. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL MDDH

**Escenario**  $m_{\phi_i} > m_{\phi_e} + m_Z$

En este escenario el bosón escalar entrante  $\phi_i$  es lo suficiente pesado para producir un bosón escalar  $\phi_e$  y el decaimiento  $\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma$  se produce como un decaimiento a dos cuerpos:  $\phi_i \rightarrow Z\phi_e$  seguido por el decaimiento a un lazo  $\phi_e \rightarrow \gamma\gamma$ . Note que en el caso del decaimiento del bosón  $CP$ -par, aunque el decaimiento a un par de bosones  $Z$  reales esta ahora permitido cinemáticamente, el decaimiento  $Z \rightarrow \gamma\gamma$  esta prohibido por el teorema de Landau-Yang, lo cual significa que la contribución del bosón  $Z$  intermediario se cancela. En este escenario, la Ec. (2.30) puede ser integrada usando el propagador de Breit-Wigner para el bosón escalar intermediario, y el decaimiento  $\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma$  se puede expresar como

$$\Gamma(\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma) = \Gamma(\phi_i \rightarrow Z\phi_e)\text{Br}(\phi_e \rightarrow \gamma\gamma), \quad (2.35)$$

con la anchura de decaimiento  $\Gamma(\phi_i \rightarrow Z\phi_e)$  dado por

$$\Gamma(\phi_e \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 g^2 m_\phi^3}{1024\pi^3 m_W^2} |\mathcal{F}^{\phi_e\gamma\gamma}|^2, \quad (2.36)$$

Para el decaimiento del bosón  $CP$ -par  $\phi_e = h, H$  y  $F^{\phi_e\gamma\gamma}$  recibe contribuciones de fermiones cargados, el bosón de norma  $W$  y el bosón escalar cargado  $H^\pm$ :

$$\mathcal{F}^{\phi_e\gamma\gamma} = \mathcal{F}_f^{A\gamma\gamma}(\tau_f) + \mathcal{F}_W^{A\gamma\gamma}(\tau_W) + \mathcal{F}_{H^\pm}^{A\gamma\gamma}(\tau_{H^\pm}) \quad \text{para } \phi_e = h, H, \quad (2.37)$$

con  $\tau_\chi = 4m_\chi^2/m_{\phi_e}^2$ . Las funciones  $\mathcal{F}^\chi(x)$  pueden ser obtenidas de los resultados para los diagramas reducibles presentados en el Apéndice B.2.2 estableciendo  $s = m_{\phi_e}^2$ . Estas funciones son:

$$\mathcal{F}_\chi^{A\gamma\gamma}(x) = \begin{cases} \sum_f g_{\phi\bar{f}f} N_c Q_f^2 (-2x(1 + (1-x)f(x))) & \chi = f, \\ g_{\phi WW} (2 + 3x + 3x(2-x)f(x)) & \chi = W, \\ \frac{m_W^2 (1 - 2s_W^2) g_{\phi H^- H^+}}{c_W^2 m_{H^\pm}^2} (x(1 - xf(x))) & \chi = H^\pm, \end{cases} \quad (2.38)$$

para  $\phi_e = H, h$ . La función  $f(x)$  está dada por

$$f(x) = \begin{cases} \left[ \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right) \right]^2 & x \geq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[ \log\left(\frac{1+\sqrt{1-x}}{1-\sqrt{1-x}}\right) - i\pi \right]^2 & x < 1. \end{cases} \quad (2.39)$$

Por otro lado, cuando el bosón intermediario es  $CP$ -impar, solo tenemos la contribución de fermiones

$$\mathcal{F}^{A\gamma\gamma} = \mathcal{F}_f^{A\gamma\gamma}(\tau_f) = \sum_f g_{A\bar{f}f} Q_f^2 N_c (-2\tau_f f(\tau_f)). \quad (2.40)$$

y la anchura del decaimiento  $\phi_i \rightarrow \phi_e Z$  está dada por

$$\Gamma(\phi_i \rightarrow \phi_e Z) = \frac{g_{\phi Z \phi_e}^2 \alpha m_{\phi_i}^3}{256s_W^2} \left( (4 - (\sqrt{\tau_{\phi_e}} - \sqrt{\tau_Z})^2)(4 - (\sqrt{\tau_{\phi_e}} + \sqrt{\tau_Z})^2) \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (2.41)$$

en donde  $\tau_{\phi_e} = 4m_{\phi_e}^2/m_{\phi_i}^2$  para  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $\tau_{\phi_e} = 4m_A^2/m_\phi^2$  para  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ ). Con los replazos adecuados se pueden obtener las expresiones para el decaimiento  $\phi_e \rightarrow W^\pm H^\mp$  si es cinemáticamente permitido.

**CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH**  
**2.3. ANÁLISIS NUMÉRICO Y RESULTADOS**

---

Todas las constantes de acoplamiento necesarias para los cálculos tales como  $g_{\phi\bar{f}f}$ ,  $g_{\phi WW}$ ,  $g_{\phi ZZ}$ ,  $g_{\phi AZ}$ ,  $g_{\phi W^\pm H^\mp}$  ( $\phi = H, h$ ) junto a  $g_{A\bar{f}f}$  y  $g_{A^\pm H^\mp}$  se muestran en la Tabla 2.2. Otras constantes de acoplamiento involucradas en los decaimientos  $H \rightarrow hh$  y  $\phi \rightarrow AA$  se pueden encontrar en la Ref. [1, 29]. Para obtener el  $\text{Br}(\phi \rightarrow Z\gamma\gamma)$  ( $\phi = A, H, h$ ) necesitamos los principales modos de decaimientos de los bosones de Higgs  $CP$ -par y  $CP$ -impar, los cuales han sido ampliamente estudiados en la literatura [29]. Por completes, presentamos en el Apéndice B.4 todas las formulas necesarias para obtener el branching ratio para el decaimiento  $\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma$  y realizar una comparación con los diferentes modos de decaimiento.

Tabla 2.2: Constantes de acoplamiento del bosón escalar a fermiones y bosones de norma en el MDDH-II que se describen en la Fig. A.2 y A.3. Se uso la notación  $s_a = \sin a$  y  $c_a = \cos a$ . Los acoplamientos  $g_{\phi ZZ}$  obedecen  $g_{\phi ZZ} = \frac{1}{c_W^2} g_{\phi WW}$  [1].

$\phi$	$g_{\phi uu}$	$g_{\phi dd}$ ( $g_{\phi ll}$ )	$g_{\phi WW}$	$g_{\phi ZA}$	$g_{\phi H^- H^+}$
$h$	$-\left(s_{\beta-\alpha} + \frac{c_{\beta-\alpha}}{t_\beta}\right)$	$-(s_{\beta-\alpha} - t_\beta c_{\beta-\alpha})$	$s_{\beta-\alpha}$	$c_{\beta-\alpha}$	$\left(c_W c_{\beta-\alpha} - \frac{1}{2c_W} c_{2\beta} c_{\beta+\alpha}\right)$
$H$	$-\left(c_{\beta-\alpha} - \frac{s_{\beta-\alpha}}{t_\beta}\right)$	$-(c_{\beta-\alpha} + t_\beta s_{\beta-\alpha})$	$c_{\beta-\alpha}$	$-s_{\beta-\alpha}$	$\left(c_W s_{\beta-\alpha} + \frac{1}{2c_W} c_{2\beta} s_{\beta+\alpha}\right)$
$A$	$\frac{1}{t_\beta}$	$t_\beta$	0	0	0

### 2.3. Análisis numérico y resultados

A continuación estudiaremos el comportamiento de los decaimientos  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = H, h$ ) como función de los parámetros  $m_{H^\pm}, m_A, m_H, t_\beta$  y  $\beta - \alpha$ . Nos apegaremos a los valores aun permitidos para dichos parámetros mientras que los valores del ME se toman de la Ref. [30]. Para la evaluación numérica de las funciones escalares de Passarino-Veltman que aparecen en las amplitudes de los diferentes decaimientos usaremos la paquetería LOOPTOOLS [31, 32]. En cuanto a las anchuras de decaimiento dominantes de los bosones escalares  $CP$ -par y  $CP$ -impar, estas fueron evaluadas por nuestros códigos en Mathematica que implementan las formulas del Apéndice B.4 que incluyen las correcciones de QCD para los decaimientos a quarks ligeros.

#### $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$

Trabajaremos en la región cercana al límite de alineamiento y usaremos  $\sin(\beta - \alpha) = 0.999$ . En este escenario, el acoplamiento  $hZA$  es despreciable por lo que las contribuciones al decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  provienen de los diagramas de caja y diagramas reducibles con la partícula  $H$  como intermediaria, el cual recibe su principal contribución de los quarks top y bottom. La contribución de los bosones  $W^\pm$  resulta ser despreciable dado que el vértice correspondiente es proporcional a  $\cos^2(\beta - \alpha)$  mientras que los bosones de Higgs cargados también proporcionan una pequeña contribución para valores de  $m_{H^\pm}$  del orden de GeVs. Podemos distinguir dos escenarios de interés fenomenológico:  $m_A < m_H + m_Z$  y  $m_A > m_H + m_Z$ . A continuación examinaremos el comportamiento de  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  en dichos escenarios.

#### **Escenario** $m_A < m_H + m_Z$

Consideramos el escenario con  $m_H = 600$  GeV y analizaremos el comportamiento de  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  como función de  $m_A$  en el intervalo (350, 650) GeV. Para el ángulo de mezcla  $\beta$  consideramos dos valores:  $t_\beta = 2$  y  $t_\beta = 10$ , los cuales están permitidos para  $m_A < 500$  GeV y  $500 \text{ GeV} \leq m_A \leq 700$  GeV, respectivamente. En las gráficas superiores de la Fig. 2.4 mostramos el comportamiento

**CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH**  
**2.3. ANÁLISIS NUMÉRICO Y RESULTADOS**

de  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  como función de  $m_A$  para los valores permitidos de  $t_\beta$ . También mostramos los principales modos de decaimiento del bosón  $CP$ -impar  $A$  como son:  $A \rightarrow \bar{b}b, W^-H^+, tt, gg, \gamma\gamma$  y  $Z\gamma$ . El proceso  $A \rightarrow Zh$  tiene una tasa de decaimiento despreciable en la región cercana al límite de alineamiento y no se muestra en las gráficas. Resulta que la principal contribución a  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  proviene de los diagramas reducibles con el top quark en el lazo, mientras que la contribución de los bosones de Higgs cargados es despreciable. Dado que el escenario con el bosón intermediario  $H$  esta lejos de la resonancia, los diagramas reducibles contribuyen muy poco, aunque dicha contribución es mayor a los diagramas de caja por dos ordenes de magnitud. Por lo tanto, el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  es muy pequeño. Por ejemplo, para  $t_\beta = 2$ , el  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  es del orden de  $10^{-11}$  si  $m_A = 300$  GeV, aunque puede incrementar ligeramente conforme aumenta  $m_A$ . Cuando  $t_\beta$  incrementa a 10, el  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  decrece por un orden de magnitud ya que la contribución del quark top se suprime por el factor  $1/t_\beta$ . En esta región del espacio de parámetros del MDDH-II, el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  es considerablemente más pequeño que los procesos a un lazo  $A \rightarrow \gamma\gamma$  y  $A \rightarrow Z\gamma$ .

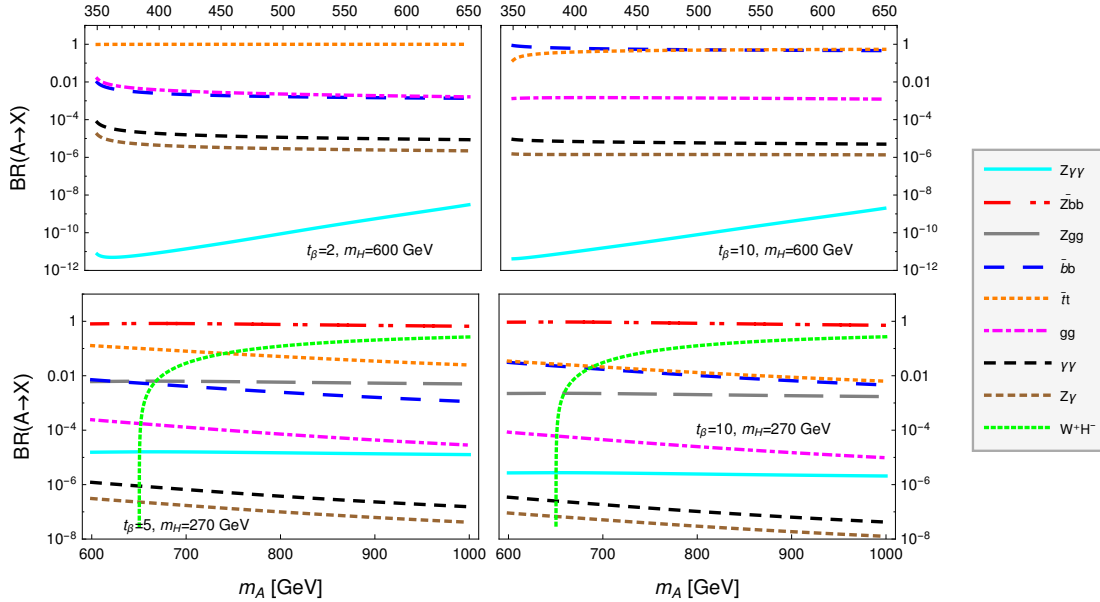


Figura 2.4: Branching ratio del decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MDDH tipo II como función de  $m_A$  para  $m_H^\pm = 570$  GeV,  $\sin(\beta - \alpha) = 0.999$  y diferentes valores de  $t_\beta$  permitidos por la teoría y datos experimentales. En las gráficas superiores (inferiores) usamos  $m_H = 600$  (270) GeV. También se muestran los principales canales de decaimiento del bosón escalar  $CP$ -impar.

**Escenario con  $m_A > m_H + m_Z$**

Ahora analizamos el escenario en donde el bosón escalar  $CP$ -par es relativamente ligero, con una masa de  $m_H = 270$  GeV junto con un bosón  $CP$ -impar pesado con una masa en el intervalo (600, 1000) GeV. En este caso usamos  $t_\beta = 5$  y  $t_\beta = 10$ , los cuales son valores permitidos para  $m_A = 600$  GeV y  $m_A = 700$  GeV, respectivamente. En este escenario el bosón intermedio  $H$  se encuentra en resonancia y el bosón  $CP$ -impar puede decaer como  $A \rightarrow ZH$ , el cual tiene una alta tasa de decaimiento. El decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  puede entonces decaer en dos etapas: primero ocurre el decaimiento  $A \rightarrow ZH$  y posteriormente el bosón  $H$  en capa de masa decae a un par de fotones  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . El proceso es entonces  $A \rightarrow HZ \rightarrow Z\gamma\gamma$ . En las gráficas inferiores de la Fig. 2.4 se observa que el  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  incrementa hasta 4 ordenes de magnitud con respecto al

resultado obtenido en el escenario anterior y puede alcanzar valores del orden de  $10^{-6} - 10^{-5}$  para un rango de (600, 800) GeV para  $m_A$ . En este rango de masas, el principal modo de decaimiento es  $A \rightarrow HZ$ , lo cual explica el incremento considerable de  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$ . Por razones ilustrativas también mostramos los branching ratios de los canales  $A \rightarrow Z\bar{b}b$  y  $A \rightarrow Zgg$ , los cuales proceden como  $A \rightarrow ZH$  y posteriormente el bosón de Higgs decae a  $\bar{b}b$ ,  $gg$  respectivamente, del cual el primer canal es el dominante. El comportamiento antes descrito de  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  se ilustra también en las gráficas de contorno en el plano  $m_A$  vs  $m_H$  que se muestran en la Fig. 2.5 para dos valores de  $t_\beta$ . Podemos observar que  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  alcanza los valores más grandes del orden de  $10^{-5}$  en la región  $m_A > m_Z + m_H$ , mientras que éste es despreciable cuando  $m_A < m_Z + m_H$ . Dado que el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  recibe contribución principalmente del quark top en el lazo, este decrece cuando  $t_\beta$  incrementa.

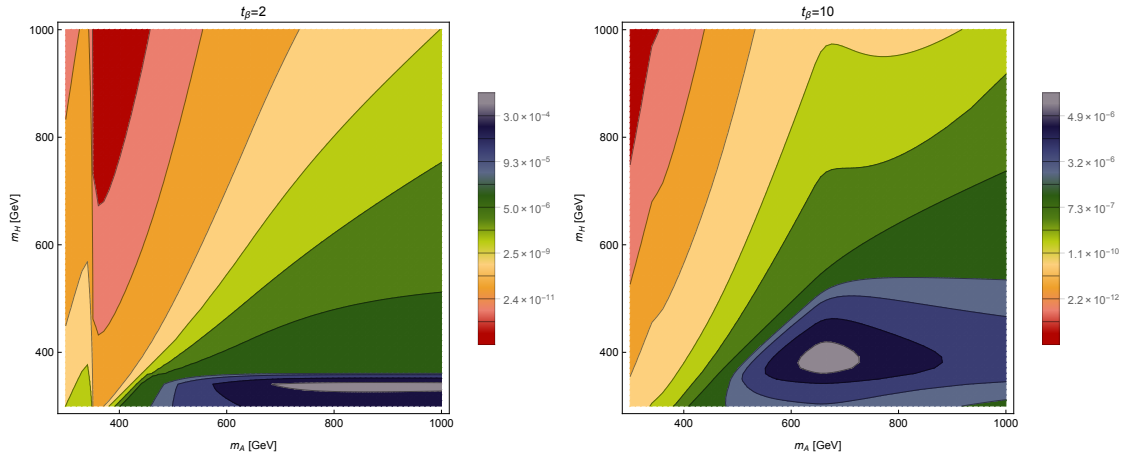


Figura 2.5: Gráfica de contorno de  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  en el plano  $m_A$  vs  $m_H$  para  $\sin(\beta - \alpha) = 0.99$ . Los valores considerados de  $t_\beta$  son:  $t_\beta = 2$  (izquierda) y  $t_\beta = 10$  (derecha).

### $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$

Ahora analizamos el comportamiento del  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  como función de  $m_H$  en los escenarios análogos a los discutidos para el bosón de Higgs  $CP$ -impar. Para  $\sin(\beta - \alpha) = 0.999$ , a parte de la contribución de los diagramas de caja, la única contribución de los diagramas reducibles es la de bosón  $CP$ -impar como partícula intermedia, y el cual recibe contribuciones principalmente de los quarks top y bottom. El diagrama mediado por el bosón  $Z$  proporciona una contribución despreciable dado que el vértice  $HZZ$  es proporcional a  $\cos(\beta - \alpha)$ .

#### Escenario $m_H < m_A + m_Z$

Consideramos un bosón de Higgs  $CP$ -impar pesado con una masa  $m_A = 600$  GeV y tomamos  $m_H$  en el intervalo (300, 600) GeV. Para  $t_\beta$  consideramos los valores 3 y 10. En las gráficas superiores de la Fig. 2.6 mostramos los branching ratios para los canales más importantes del bosón  $H$ . Notamos que el decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  tiene un branching ratio suprimido de hasta 5 ordenes de magnitud más pequeño que los branching ratios de los decaimientos a un lazo  $H \rightarrow \gamma\gamma$  y  $H \rightarrow Z\gamma$ . Aunque el branching ratio incrementa para valores pequeños de  $t_\beta$  aun parece estar lejos de la detección experimental.

**CAPÍTULO 2. DECAIMIENTOS EXÓTICOS DEL BOSÓN DE HIGGS EN EL MDDH**  
**2.3. ANÁLISIS NUMÉRICO Y RESULTADOS**

**Escenario  $m_H > m_A + m_Z$**

En este escenario consideramos  $m_A = 350$  GeV y tomamos a  $m_H$  en el rango (600,1000) GeV, además de usar  $t_\beta = 2$  y  $t_\beta = 10$ . Para masas del bosón escalar cargado usamos  $m_{H^\pm} = 575$  GeV. Para este caso no es necesario asumir  $m_{H^\pm} > m_H$  dado que el decaimiento  $H \rightarrow W^- H^+$  es suprimido por el factor  $\cos(\beta - \alpha)^2$ . En las gráficas inferiores de la Fig. 2.6 se muestra el comportamiento de  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  junto a los canales más importantes. Vemos que hay un aumento considerable de hasta 5 ordenes de magnitud ahora que el decaimiento  $H \rightarrow ZA$  esta cinemáticamente permitido; por lo tanto el  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  puede alcanzar valores de  $10^{-3}$  para  $t_\beta = 2$ . Nuevamente incluimos los decaimientos  $H \rightarrow ZA \rightarrow Z\bar{b}b$  y  $H \rightarrow ZA \rightarrow Zgg$  por completes.

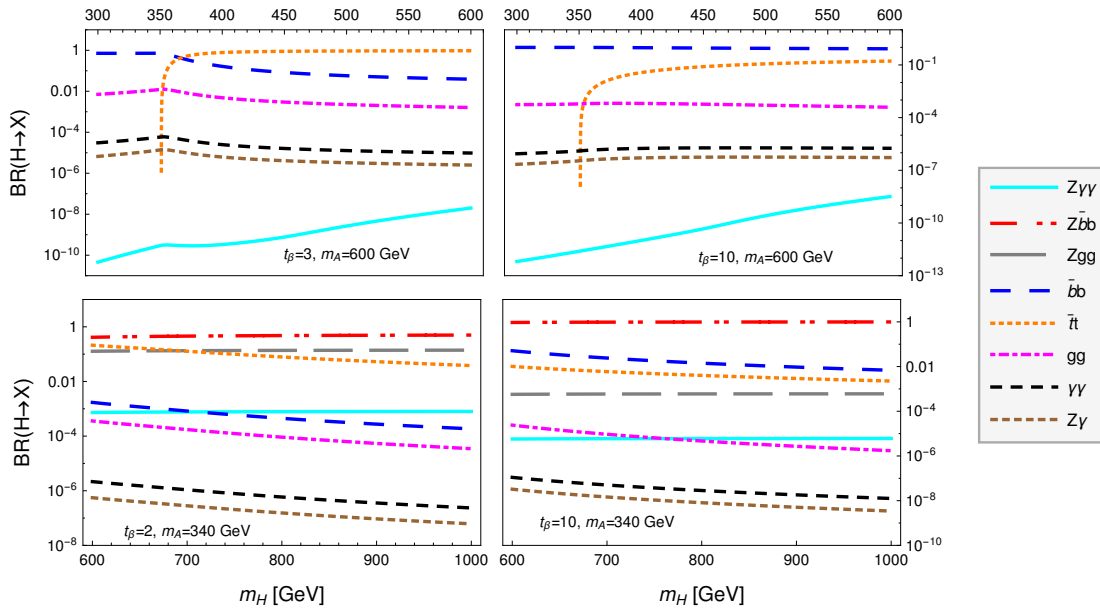


Figura 2.6: Branching ratios del decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MDDH tipo II como función de  $m_H$  para  $m_{H^\pm} = 570$  GeV,  $\sin(\beta - \alpha) = 0.999$  y dos valores de  $t_\beta$  permitidos por la teoría y restricciones experimentales. En las gráficas superiores (inferiores) usamos  $m_A = 600$  (350) GeV. También se muestran los principales modos de decaimientos de  $H$ .

En la Fig. 2.7 mostramos la gráfica de contorno de  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  en el plano  $m_H$  vs  $m_A$  para dos valores de  $t_\beta$ . Nuevamente podemos observar que  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  alcanza valores más grandes cuando  $m_H > m_A + m_Z$  y es despreciable cuando  $m_H < m_A + m_Z$ . Este canal también decrece cuando se incrementa el valor de  $t_\beta$  ya que recibe su principal contribución del quark top en el lazo.

Aunque los valores de las tasas de decaimiento de los procesos analizados aumentan considerablemente cuando el bosón intermediario es real en ambos casos, aun no parece suficiente para poner estos decaimientos al alcance experimental en el LHC. En la Fig. 2.8 mostramos la sección transversal para los bosones de Higgs  $CP$ -par y  $CP$ -impar via fusión de gluones a una energía de  $\sqrt{s} = 14$  TeV como función de la masa de los bosones escalares. Con una luminosidad de  $300 \text{ fb}^{-1}$  que alcanzará el LHC en la corrida 3, tendremos alrededor de  $1.64 \times 10^5$  ( $3.2 \times 10^5$ ) bosones escalares  $CP$ -par ( $CP$ -impares) con una masa de  $m_\phi = 500$  GeV producidos anualmente, pero este número decrece por un orden de magnitud cuando  $m_\phi = 700$  GeV. Como se discute a continuación, este número de eventos podría incrementarse en el MDDH-I por un orden de magnitud de los branching ratios respectivos.

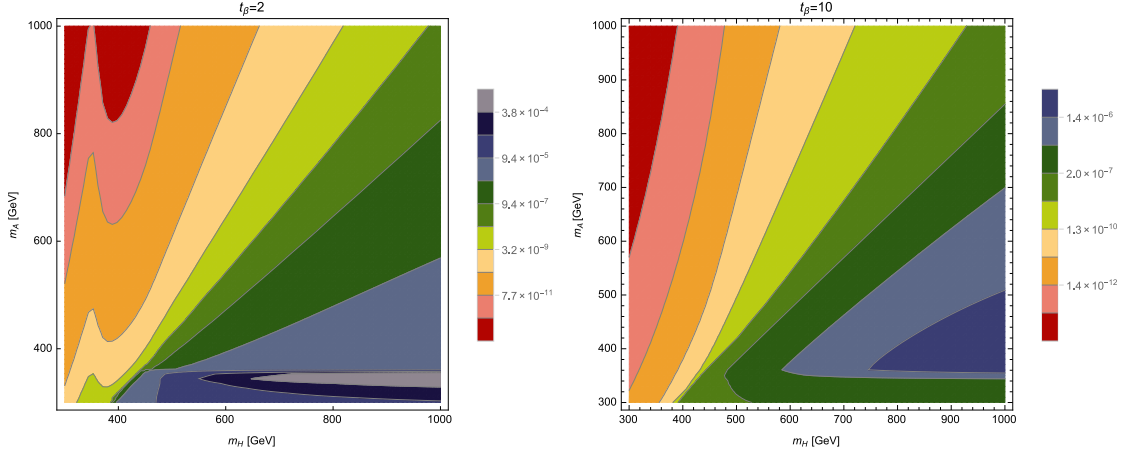


Figura 2.7: Gráfica de contorno de  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  en el plano  $m_H$  vs  $m_A$  para  $\sin(\beta - \alpha) = 0.99$ ,  $m_{H\pm} = 570$  GeV y dos valores de  $t_\beta$ .

### $\text{Br}(h \rightarrow Z\gamma\gamma)$

Brevemente discutiremos el decaimiento del bosón escalar  $CP$ -par más ligero  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Dado que el estado  $h$  debe reproducir los resultados del bosón de Higgs del ME, se espera que los resultados para este decaimiento no se desvíen considerablemente de los resultados obtenidos para el ME. Para el escenario  $\sin(\beta - \alpha) \simeq 1$ , la única contribución proviene de diagramas de caja y diagramas reducibles mediados por el bosón  $Z$ . Como mencionamos anteriormente, el vértice  $hZA$  se suprime considerablemente, mientras que el vértice  $hHZ$  se prohíbe por invarianza de  $CP$ . Además no hay un incremento debido al diagrama con un bosón  $Z$  mediador de los diagramas reducibles dada la condición  $m_h < 2m_Z$ . Para  $m_h = 125$  GeV y  $t_\beta = 10$  obtenemos  $\text{Br}(h \rightarrow Z\gamma\gamma) \simeq 10^{-9}$ , el cual corresponde al valor predicho por el ME [33]. Por lo tanto los nuevos efectos proporcionados por MDDH no dan una contribución significativa a este decaimiento y parecen estar lejos del alcance experimental.

#### 2.3.1. Distribuciones cinemáticas

En el escenario en donde el bosón escalar se encuentra fuera de capa de masa, el análisis del comportamiento de algunas distribuciones cinemáticas pueden ser de ayuda para distinguir la señal de decaimiento del ruido de fondo. La distribución de energía del bosón  $Z$  dada como  $d\Gamma(\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$  y la distribución de masa invariante del fotón  $d\Gamma(\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma'}$ , también puede ser de ayuda. Para obtener la primera distribución de energía, uno puede emplear la relación  $dx_1 = (2/m_{\phi_i})dE_Z$  en la Ec. (2.30) para obtener

$$\frac{d\Gamma(\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma)}{dE_Z} = \frac{1}{128 \pi^3} \int_{x_{2i}}^{x_{2f}} |\overline{\mathcal{M}}(\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma)|^2 dx_2, \quad (2.42)$$

en donde la energía del bosón  $Z$  esta definida en el intervalo  $(m_Z, (m_{\phi_i}^2 + m_Z^2)/(2m_{\phi_i}))$ . Por otro lado, la expresión para la distribución de masa invariante del fotón  $d\Gamma(\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma'}$  se obtiene usando la relación  $dm_{\gamma\gamma'} = dE_Z/\sqrt{\mu_Z - x_1 + 1}$ , la cual conlleva a

$$\frac{d\Gamma(\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma)}{dm_{\gamma\gamma'}} = \frac{\sqrt{\mu_Z - x_1 + 1}}{128\pi^3} \int_{x_{2i}}^{x_{2f}} |\overline{\mathcal{M}}(\phi_i \rightarrow Z\gamma\gamma)|^2 dx_2, \quad (2.43)$$

en donde  $m_{\gamma\gamma'}$  esta definida en el intervalo  $(0, m_{\phi_i} - m_Z)$ . Por razones ilustrativas, en la Fig. 2.9 mostramos la distribución de energía  $d\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$  y la distribución de masa invariante del

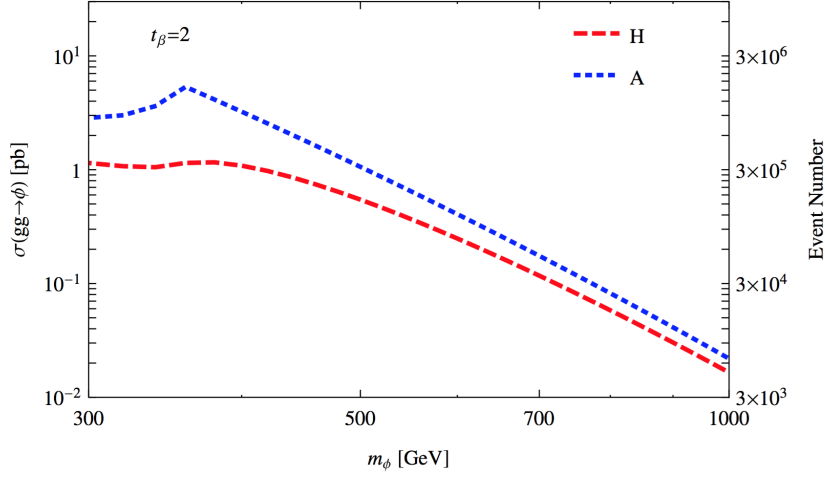


Figura 2.8: Sección transversal de los bosones escalares  $CP$ -par y  $CP$ -impar via fusión de gluones como función de la masa de los bosones escalares a una energía del centro de masa de  $\sqrt{s} = 14$  TeV en el MDDH-II. Usamos  $\sin(\beta - \alpha) \approx 0.999$  y  $t_\beta = 2$ . El eje derecho muestra el numero de eventos por año con una luminosidad de  $300 \text{ fb}^{-1}$ .

fotón  $d\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma}$  en el límite de alineamiento para  $m_H = 700$  GeV,  $t_\beta = 15$  y diferentes valores de  $m_A$ . Observamos que en el marco de referencia en reposo del bosón escalar  $CP$ -impar, la energía del bosón  $Z$  tiene un pico alrededor de  $m_A$ . Una situación similar se observa para la distribución de la masa invariante  $m_{\gamma\gamma}$ .

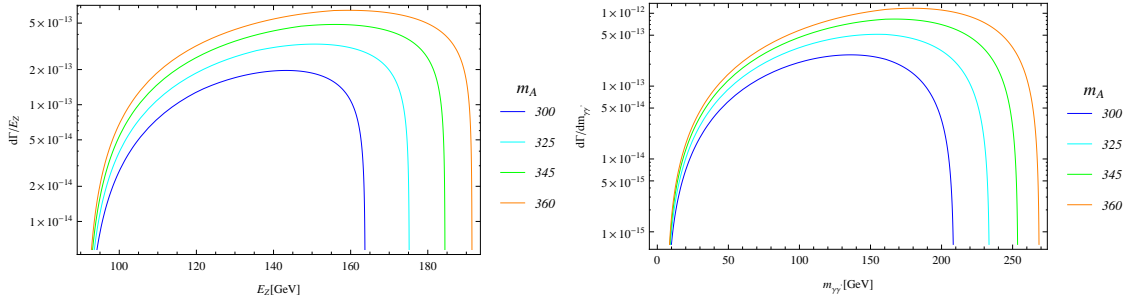


Figura 2.9: Distribución de energía (izquierda) y masa (derecha) invariante  $\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/dE_Z$  y  $d\Gamma(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/dm_{\gamma\gamma}$ , para diferentes valores de la masa del bosón escalar  $CP$ -impar en el MDDH-II. Usamos  $m_H = 700$  GeV y  $t_\beta = 15$ .

### 2.3.2. Decaimientos $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ y $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ en el MDDH tipo I

Brevemente analizaremos los decaimientos  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el marco del MDDH tipo I, en donde ahora la masa del bosón escalar cargado tiene una cota inferior ( $m_{H^\pm} > 570$  GeV). Como se mencionó, la principal contribución de los decaimientos  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  proviene del quark top mientras que los efectos del bosón escalar cargado con una masa menor a 570 GeV no tiene un efecto considerable sobre los decaimientos en los que estamos interesados. Sin embargo, en el MDDH tipo I los acoplamientos del bosón escalar  $CP$ -impar a ambos quarks son ahora proporcionales a  $\cot \beta$  y lo mismo para los acoplamientos del bosón escalar  $CP$ -impar en el límite

cuando  $\cos(\alpha - \beta) \rightarrow 0$ , por lo que las anchuras de decaimiento de los bosones escalares al par  $\bar{b}b$  es suprimido por  $t_\beta$ , el cual puede tener un efecto en nuestros decaimientos analizados. Consideremos por ejemplo el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el escenario  $m_A > m_H + m_Z$ . En el modelo MDDH-II el canal predominante es  $A \rightarrow ZH \rightarrow Z\bar{b}b$  pero para valores grandes de  $t_\beta$  este decaimiento esta suprimido en el MDDH-I ya que se suprime el decaimiento  $H \rightarrow \bar{b}b$ . Esto se puede traducir en un aumento de la anchura del decaimiento  $A \rightarrow ZH \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Para analizar este escenario, hemos realizado el cálculo explícito de las anchuras de los decaimientos  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MDDH-I en los mismos escenarios considerados en el análisis para MDDH-II. Los resultados de los respectivos branching ratios así como de los canales más importantes se muestran en la Fig. 2.10, en donde observamos que los decaimientos  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  tienen un incremento de un orden de magnitud con respecto a los valores reportados en el MDDH-II.

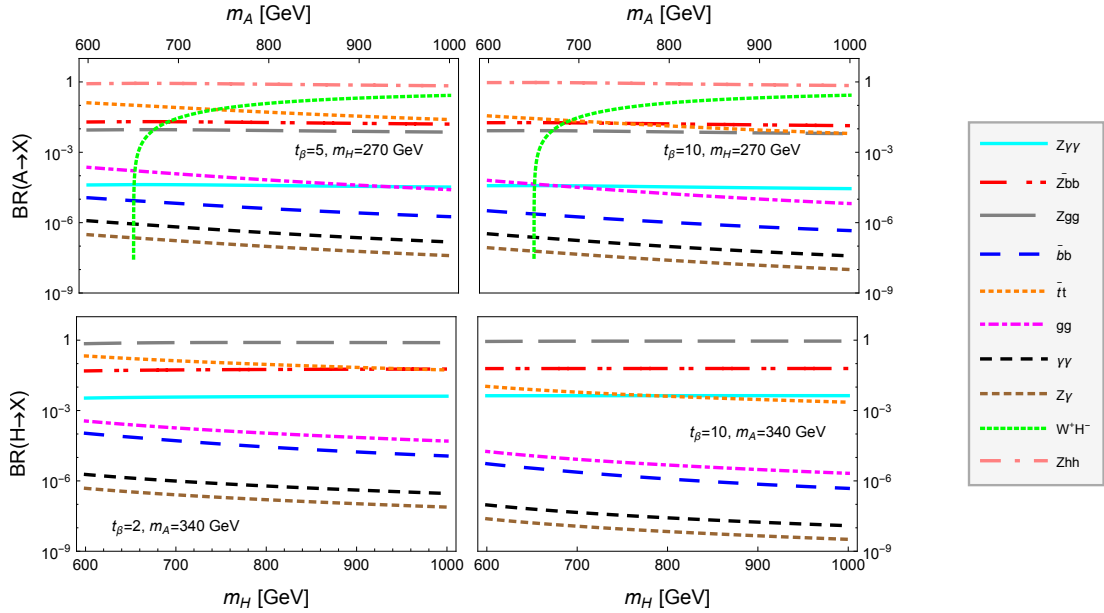


Figura 2.10: Branching ratio de los decaimientos  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MDDH tipo I como función de las masas de los bosones escalares y tomando los valores  $m_{H^\pm} = 570$  GeV,  $\sin(\beta - \alpha) = 0.999$ , y dos valores de  $t_\beta$  permitidos por la teoría y los datos experimentales. También se muestran los canales más importantes.

## 2.4. Conclusiones

Se ha calculado los decaimientos a un lazo  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ ) en el marco del modelo con dos dobletes de Higgs, presentando las expresiones analíticas en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman. Para la evaluación numérica nos enfocamos en el MDDH tipo II considerando la región del espacio de parámetros consistente con los datos experimentales. Se encontró que el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  es relevante cuando  $m_A > m_H + m_Z$  y el bosón  $H$  se encuentra en capa de masa. En este escenario el  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  puede ser del orden de  $10^{-5} - 10^{-4}$ . En cuanto al decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ , este es importante en el escenario cuando  $m_H > m_A + m_Z$ , en donde el bosón  $A$  está en capa de masa, y el decaimiento puede alcanzar valores del orden de  $10^{-4} - 10^{-3}$ . Ambos decaimientos muestran un comportamiento similar y pueden decrecer ligeramente cuando  $t_\beta$  se incrementa, lo cual señala que la contribución dominante proviene de los diagramas reducibles en donde el quark top circula en el lazo. Además, estos decaimientos se ven

altamente suprimidos (siendo del orden de  $10^{-9}$ ) cuando el bosón intermediario se encuentra fuera de capa de masa. También se analizaron estos decaimientos en el MDDH tipo I encontrando una mejora en los resultados de un orden de magnitud con respecto al MDDH tipo II. Referente al proceso  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$ , no se encontraron diferencias significativas con lo predicho por el ME en donde el decaimiento es del orden de  $10^{-9}$ , lo que significa que nuestro cálculo esta en concordancia a los estudios previos.

## Capítulo 3

# Decaimientos $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H, A$ ) en el modelo mínimo supersimétrico

En este capítulo estudiaremos la fenomenología de los bosones de Higgs neutros  $CP$ -pares ( $H$  y  $h$ ) y  $CP$ -impar ( $A$ ) mediante los decaimientos exóticos  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) en el marco del modelo mínimo supersimétrico. Dichos decaimientos son inducidos a nivel de un lazo por diagramas de Feynman tipo caja y diagramas reducibles. En el ME el decaimiento del bosón de Higgs con una masa de 125 GeV  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$  solo recibe contribuciones de fermiones cargados y bosones  $W^\pm$  al lazo y el cual es particularmente sensible al acoplamiento con el quark top. Dentro del marco del MMSS resulta interesante estudiar los decaimientos de los bosones de Higgs neutros que se predicen en esta teoría, además de considerar las contribuciones al lazo de las nuevas partículas cargadas. Estas nuevas contribuciones son: los bosones escalares cargados  $H^\pm$ , charginos  $\tilde{\chi}_i^\pm$  y sfermiones  $\tilde{f}_i$ . Debido a invarianza ante  $CP$ , los bosones escalares cargados y sfermiones solo contribuyen a través de los diagramas reducibles. Los resultados derivados de este decaimiento se reportaron en [34].

### 3.1. El Modelo mínimo supersimétrico

A pesar de que el modelo estándar es una de las teorías más exitosas, y corroborada experimentalmente con gran nivel de predicción, aun se considera como una teoría incompleta ya que no es capaz de explicar diversos fenómenos tales como la oscilación de neutrinos, el origen de la masa de neutrinos, el problema de la materia oscura, asimetría materia-antimateria, entre otros. Además, dentro de los problemas teóricos podemos mencionar el problema de la jerarquía, el problema  $CP$ -fuerte, etc. Estos problemas sugieren que debemos buscar física más allá del ME. De entre las teorías mas allá del ME, los modelos supersimétricos han sido ampliamente estudiados ya que dan solución al problema de la jerarquía sin requerir un ajuste fino en los parámetros del modelo, además de contar con partículas candidatas a materia oscura. Adicionalmente, los modelos supersimétricos contienen un amplio espectro de partículas, haciendo estos modelos fenomenológicamente interesantes.

#### El problema de la jerarquía

Una de las inconsistencias teóricas presentes en el marco del ME es el denominado problema de la jerarquía, el cual surge al calcular correcciones radiativas a la masa del bosón de Higgs. Para ejemplificar el problema consideremos el diagrama de Feynman de la Fig. 3.1(a) de donde se obtiene la corrección a nivel de un lazo para la masa del bosón de Higgs

**CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO**

**3.1. EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO**

$$\Delta^2(m_h^f) = N_f \frac{\lambda_f^2}{8\pi^2} \left[ -\Lambda^2 + 6m_f^2 \log \frac{\Lambda}{m_f} - 2m_f^2 \right] + \mathcal{O}(1/\Lambda^2), \quad (3.1)$$

Sin embargo, la Ec. (3.1) contiene una divergencia cuadrática al considerar la escala de energía  $\Lambda$  como la escala de Planck  $\Lambda_p \sim 10^{18}$  GeV. Para eliminar dicha divergencia necesitamos añadir contraterminos y ajustar los parámetros con una precisión del orden de  $\mathcal{O}(10^{-30})$  lo cual parece fuera de lo natural. A esto se le conoce como el problema de la naturalidad o el problema del ajuste fino.

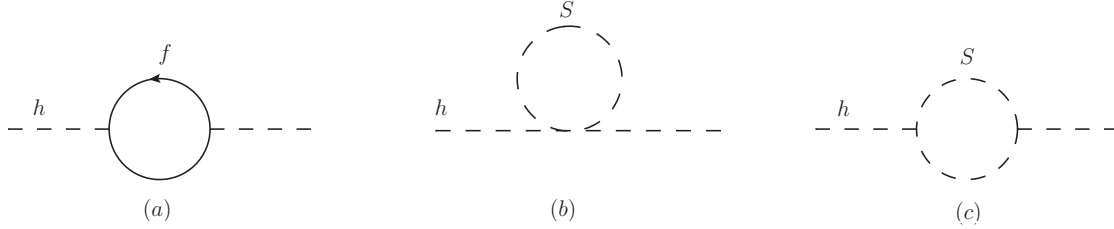


Figura 3.1: Diagramas de Feynman que contribuyen a la corrección de la masa del bosón de Higgs a nivel de un lazo.

El problema de la jerarquía afecta a bosones escalares, ya que no hay ninguna simetría que proteja sus masas contra escalas mayores. Esto no sucede con las demás partículas del modelo estándar, ya que en el caso de los fermiones la simetría quiral protege el valor de sus masas contra correcciones radiativas, mientras que la simetría de norma protege a los fotones de adquirir masa. Un mecanismo interesante para eliminar las divergencias cuadráticas es asumiendo la existencia de una nueva partícula escalar  $S$  cuyos acoplamientos con el bosón de Higgs sean  $h\phi_i\phi_i \sim v\lambda_S$  y  $hh\phi_i\phi_i \sim \lambda_S$ . Estas nuevas partículas contribuyen a la autoenergía del bosón de Higgs mediante los diagramas de la Fig. 3.1(b,c). En este caso la corrección a la masa del bosón de Higgs es

$$\Delta^2(m_h^S) = \frac{\lambda_S N_S}{16\pi^2} \left[ -\Lambda^2 + 2m_S^2 \log \left( \frac{\Lambda}{m_S} \right) \right] - \frac{\lambda_S^2 N_S}{16\pi^2} v^2 \left[ -1 + 2 \log \left( \frac{\Lambda}{m_S} \right) \right] + \mathcal{O} \left( \frac{1}{\Lambda^2} \right). \quad (3.2)$$

Sumando ambas expresiones (3.1) y (3.2) y suponiendo que los acoplamientos de  $S$  al bosón de Higgs están relacionados con los acoplamientos del bosón de Higgs a fermiones mediante  $\lambda_f^2 = 2m_f^2/v^2 = -\lambda_S$  y tomando  $N_S = 2N_f$  obtenemos

$$\Delta m_h^2 = \frac{\lambda_f^2 N_f}{4\pi^2} \left[ (m_f^2 - m_S^2) \log \left( \frac{\Lambda}{m_S} \right) + 3m_f^2 \log \left( \frac{m_S}{m_f} \right) \right] + \mathcal{O} \left( \frac{1}{\Lambda^2} \right). \quad (3.3)$$

La Ec. (3.3) no contiene divergencias cuadráticas y aunque contiene una divergencia logarítmica, su contribución es pequeña incluso para valores de la energía a escalas de Planck. La divergencia logarítmica desaparece si consideramos la masa de la partícula escalar igual a la masa de los fermiones. En conclusión, si existen dichas partículas escalares con una simetría que relacione sus acoplamientos con el bosón de Higgs a los acoplamientos de Yukawa de los fermiones, no surgen divergencias cuadráticas cuando se calculen las correcciones radiativas a la masa del bosón de Higgs. Se puede generalizar este argumento para incluir la contribución de las otras partículas del ME que contribuyen a  $\Delta m_h$  mediante la introducción de partículas fermiónicas compañeras a los bosones  $W$ ,  $Z$  y  $h$  y ajustando sus acoplamientos tal que las divergencias cuadráticas se cancelen. Para que las correcciones radiativas sean del mismo orden que el valor de la masa del bosón de Higgs a nivel árbol, las nuevas partículas no deben ser más pesadas que la escalar de TeV.

### 3.1.1. Supersimetría y la extensión mínima supersimétrica del modelo estándar

Supersimetría (SUSY) es una simetría que relaciona partículas de espín entero (bosones) con partículas de espín 1/2 (fermiones), prediciendo nuevas partículas escalares, llamados squarks y sleptones, los cuales son supercompañeros de quarks y leptones respectivamente. También se predicen nuevas partículas fermiónicas asociadas a los bosones de norma, llamados gauginos. Los modelos supersimétricos añaden un nuevo doblete de campos escalares para dotar de masa a los fermiones tipo up y down y asegurar la cancelación de anomalías [35], por lo que se predicen adicionalmente partículas fermiónicas supersimétricas llamadas higgsinos.

En la sección anterior vimos como la introducción de nuevas partículas relacionadas a las partículas del ME soluciona el problema de la jerarquía sin requerir un ajuste fino. Esta es una de las ideas principales que proponen los modelos supersimétricos y aunque existen otras teorías que proponen una solución al problema de la jerarquía, tales como teorías tecnicolor o los modelos con un bosón de Higgs ligero, SUSY es de interés particular ya que proporciona la estructura adecuada para resolver el problema de la naturalidad manteniendo al bosón de Higgs como una partícula elemental. Esto último no sucede en teorías tecnicolor ya que en ella se considera al bosón de Higgs como una partícula compuesta. En esta sección nos enfocaremos en el estudio del modelo mínimo supersimétrico, el cual es la extensión más simple de los modelos supersimétricos.

En el MMSS la interacción del bosón de Higgs con los fermiones se obtiene del superpotencial dado por

$$W_F = \epsilon_{ij} [f \hat{H}_1^i \hat{L}^j \hat{R} + f_1 \hat{H}_1^i \hat{Q}^j \hat{D} + f_2 \hat{H}_2^j \hat{Q}^i \hat{U}], \quad (3.4)$$

en donde  $\hat{H}_1$  y  $\hat{H}_2$  son los supercampos de Higgs,  $\hat{Q}$  y  $\hat{L}$  son dobletes de  $SU(2)$  de supercampos de quarks y leptones respectivamente,  $\hat{U}$  y  $\hat{D}$  son singletes de  $SU(2)$  de supercampos de quarks,  $\hat{R}$  es un singlete débil de  $SU(2)$  de campos de leptones cargados y los índices  $i, j$  son índices de  $SU(2)$ , los cuales se contraen de una manera invariante. SUSY prohíbe la aparición de los campos  $\hat{H}_1^*$  y  $\hat{H}_2^*$  en la Ec. (3.4) debido a invariancia de norma, además de que el acoplamiento  $\hat{H}_1 \hat{Q} \hat{U}$  está prohibido dado que no se puede generar la masa de los quarks up si se omite el doblete  $\hat{H}_2$ .

Retomando la Ec. (3.3) observamos que la divergencia logarítmica desaparece si la simetría que relaciona los fermiones del ME con sus partículas supercompañeras escalares es exacta. Sin embargo, SUSY no puede ser una simetría exacta dado que no se han observado en la naturaleza partículas escalares fundamentales con la misma masa que los fermiones conocidos, indicando que SUSY debe ser rota. En el proceso de rompimiento de la simetría se debe preservar invarianza de norma y renormalizabilidad de la teoría, además de ser cuidadosos en no generar valores muy grandes para las masas de las partículas supersimétricas y así evitar reintroducir el problema de la jerarquía. Dado que hasta el momento no existe una manera dinámica completamente satisfactoria de romper SUSY, se deben introducir a mano términos explícitos que rompan la simetría. Este mecanismo proporciona una teoría supersimétrica efectiva a bajas energías y la versión más económica es el modelo mínimo supersimétrico (MMSS) [36].

En el modelo mínimo supersimétrico los términos que rompen suavemente la simetría, incluyendo un singlete de campos escalares  $N$  en adición a los dos dobletes de Higgs, se introducen en el potencial general

$$W = \lambda \epsilon_{ij} \hat{H}_1^i \hat{H}_2^j \hat{N} - \mu \epsilon_{ij} \hat{H}_1^i \hat{H}_2^j - \Lambda \hat{N} + \frac{1}{2} M \hat{N}^2 - \frac{1}{3} k \hat{N}^3 + W_F, \quad (3.5)$$

en donde  $W_F$  está dado por la Ec. (3.4). Del potencial  $W$  se deriva el potencial  $V$  de los campos escalares bajo las siguientes suposiciones:

**CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO**

**3.1. EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO**

- Se asume que los compañeros supersimétricos de los quarks y leptones (llamados squarks y sleptones, respectivamente) no adquieren un valor de expectación en el vacío. Esto debido a que los números leptónico y de color permanecen invariantes después del rompimiento de la simetría.
- Sin pérdida de generalidad podemos realizar un desplazamiento en los parámetros del singlete  $N$  y absorber el parámetro  $M$  del potencial  $W$ .

Bajo estas suposiciones e incluyendo todos los términos suaves que rompen la supersimetría obtenemos el potencial escalar para el sector de Higgs, el cual se expresa como

$$\begin{aligned}
 V = & \frac{1}{8}g^2 [4|H_1^{i*} H_2^i|^2 - 2(H_1^{i*} H_1^i)(H_2^{j*} H_2^j) + (H_1^{i*} H_1^i)^2 + (H_2^{i*} H_2^i)^2] \\
 & + \frac{1}{8}g'^2 (H_2^{i*} H_2^i - H_1^{i*} H_1^i)^2 + |\lambda H_1^i H_2^i \epsilon_{ij} - \Lambda - kN^2|^2 \\
 & + |\lambda|^2 (H_1^{i*} H_1^i + H_2^{i*} H_2^i) N^* N + |\mu|^2 (H_1^{i*} H_1^i + H_2^{i*} H_2^i) \\
 & - (H_1^{i*} H_1^i + H_2^{i*} H_2^i) (\mu^* \lambda N + \text{h.c.}) + V_{\text{soft}},
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

con

$$\begin{aligned}
 V_{\text{soft}} = & m_1^2 (H_1^{i*} H_1^i) + m_2^2 (H_2^{i*} H_2^i) - (m_{12}^2 \epsilon_{ij} H_1^i H_2^j) + \text{h.c.} + m_N^2 N^* N \\
 & + (m_N'^2 N^2 + \text{h.c.}) - (\epsilon_{ij} \lambda A_\lambda H_1^i H_2^j N + \frac{1}{3} k A_k N^3 + \text{h.c.}),
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

en donde los parámetros  $m_1, m_2, m_{12}, m_N, m_N', A_\lambda$  y  $A_k$  tienen dimensiones de masa,  $\Lambda$  tiene dimensiones de masa al cuadrado y los parámetros  $\lambda$  y  $k$  son adimensionales.

El MMSS se basa en el grupo de norma del modelo estándar  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , por lo que a cada bosón de norma del ME se les asocia su compañero supersimétrico de espín 1/2 llamados bino  $\tilde{B}$ , winos  $\tilde{W}_{1-3}$  y gluinos  $\tilde{G}_{1-8}$ , para los grupos  $U(1)$ ,  $SU(2)$  y  $SU(3)$  respectivamente. Los bosones del ME junto a sus supercompañeros se acomodan en los denominados supermultipletes y en el caso de los fermiones, los campos derechos e izquierdos pertenecen a supercampos quirales junto a sus contrapartes supersimétricas escalares. Todos estos supercampos junto a sus partículas correspondientes y números cuánticos se resumen en la Tabla 3.1.

Supercampos	$SU(3)_C$	$S(2)_L$	$U(1)_Y$	Partículas
$\hat{G}_a$	8	1	0	$G_a^\mu, \tilde{G}_a$
$\hat{W}_a$	1	3	0	$W_a^\mu, \tilde{W}_a$
$\hat{B}$	1	1	0	$B_\mu, \tilde{B}$
$\hat{Q}$	3	2	1/3	$(u_L, d_L), (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$
$\hat{U}^c$	$\bar{3}$	1	-4/3	$\bar{u}_R, \tilde{u}_R^*$
$\hat{D}^c$	$\bar{3}$	1	2/3	$\bar{d}_R, \tilde{d}_R^*$
$\hat{L}$	1	2	-1	$(\nu_L, e_L), (\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$
$\hat{E}^c$	1	1	2	$\bar{e}_R, \tilde{e}_R^*$
$\hat{H}_1$	1	2	-1	$H_1, \tilde{H}_1$
$\hat{H}_2$	1	2	1	$H_2, \tilde{H}_2$

Tabla 3.1: Supercompañeros de los bosones de norma y los fermiones en el modelo mínimo supersimétrico.

## CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

### 3.1. EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

Respecto al sector escalar, la introducción de dos dobletes de Higgs conlleva a cinco partículas de Higgs físicas: dos bosones de Higgs  $CP$ -pares  $h$  y  $H$ , un bosón  $CP$ -impar  $A$  y dos bosones cargados  $H^\pm$ . Sus correspondientes supercompañeros de espín  $1/2$ , los higgsinos, se mezclan con los winos y el bino para proporcionar los eigenestados de masa de charginos  $\chi_{1,2}^\pm$  y los cuatro neutralinos  $\chi_{1-4}^0$ . Para preservar la conservación del número bariónico y leptónico se impone una simetría discreta llamada paridad- $R$  [37], la cual se define por

$$R_p = (-1)^{2s+3B+L}, \quad (3.8)$$

en donde  $L$  y  $B$  son los números leptónico y bariónico respectivamente y  $s$  el espín. De la Ec. (3.8) se encuentra que las partículas supersimétricas tienen el número cuántico  $R_p = -1$  mientras que las demás partículas tienen  $R_p = 1$ . En la fenomenología,  $R_p$  tiene consecuencias importantes ya que permite ser estable a la partícula de SUSY más ligera, el neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ , convirtiéndola en candidata a materia oscura. En cuanto a los procesos,  $R_p$  predice que las partículas supersimétricas son siempre producidas en pares y en sus decaimientos siempre hay un número impar de partículas supersimétricas.

Para romper suavemente la supersimetría y evitar la reaparición de divergencias cuadráticas, se introducen los llamados términos suaves de rompimiento de la simetría, los cuales se enlistan a continuación:

- Términos de masa de gluinos, winos y binos

$$\mathcal{L}_{\text{gaugino}} = -\frac{1}{2} \left( M_1 \tilde{B} \tilde{B} + M_2 \sum_{a=1}^3 \tilde{W}^a \tilde{W}_a + M_3 \sum_{a=1}^8 \tilde{G}^a \tilde{G}_a + \text{h.c.} \right). \quad (3.9)$$

- Términos de masa de los fermiones escalares:

$$\mathcal{L}_{\text{sfermiones}} = \sum_{i=\text{gen}} m_{\tilde{Q}_i}^2 \tilde{Q}_i^\dagger \tilde{Q}_i + m_{\tilde{L}_i}^2 \tilde{L}_i^\dagger \tilde{L}_i + m_{\tilde{u}_i}^2 |\tilde{u}_{R_i}|^2 + m_{\tilde{d}_i}^2 |\tilde{d}_{R_i}|^2 + m_{\tilde{l}_i}^2 |\tilde{l}_{R_i}|^2. \quad (3.10)$$

- Términos de masa y bilineales del bosón de Higgs:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = m_{H_2}^2 H_2^\dagger H_2 + m_{H_1}^2 H_1^\dagger H_1 + B\mu(H_2 \cdot H_1 + \text{h.c.}). \quad (3.11)$$

- Acoplamiento trilineal del bosón de Higgs y sfermiones

$$\mathcal{L}_{\text{tril}} = \sum_{i,j=\text{gen}} \left( A_{ij}^u Y_{ij}^u \tilde{u}_{R_i}^* H_2 \cdot \tilde{Q}_j + A_{ij}^d Y_{ij}^d \tilde{d}_{R_i}^* H_1 \cdot \tilde{Q}_j + A_{ij}^l Y_{ij}^l \tilde{l}_{R_i}^* H_1 \cdot \tilde{L}_j + \text{h.c.} \right). \quad (3.12)$$

Por lo tanto, el potencial escalar se obtiene sumando los tres términos anteriores

$$V_{\text{soft}} = \mathcal{L}_{\text{sfermiones}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{tril}}. \quad (3.13)$$

Todos los términos anteriores conforman el modelo mínimo supersimétrico no restringido, el cual cuenta con 105 parámetros libres, en adición a los 19 parámetros libres del ME, de entre los cuales se encuentran ángulos de mezcla, términos de fases y los diferentes términos que rompen la simetría suavemente. Este gran número de parámetros libres traen consigo problemas al modelo, tales como corrientes neutras con cambio de sabor o una cantidad inaceptable de violación de  $CP$ . Para obtener un modelo fenomenológicamente más viable se pueden hacer ciertas consideraciones adicionales: i) se pueden considerar todos los parámetros que rompen la simetría suavemente como reales, por lo que no habrá fuentes adicionales de violación de  $CP$ , ii) también, podemos considerar como diagonal la matriz de masa de los sfermiones implicando la ausencia de corrientes neutras con cambio de sabor a nivel árbol. De este modo, solo hay 22 parámetros libres, los cuales son la razón de los valores de expectación del vacío  $t_\beta$ , las masas de los bosones de Higgs, las masas de los gauginos, las masas de los sfermiones y los acoplamiento trilineal de los sfermiones. Este modelo es más atractivo fenomenológicamente, comparado con el MMSS no restringido, dado su menor número de parámetros libres.

### 3.1.2. El sector de Higgs

El sector de Higgs del MMSS es esencialmente el mismo que el modelo con dos dobletes de Higgs tipo II [1], en donde dos isodobletes complejos son introducidos

$$\begin{aligned} H_1 &= \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix} \quad \text{con } Y_{H_1} = -1, \\ H_2 &= \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} \quad \text{con } Y_{H_2} = +1. \end{aligned} \quad (3.14)$$

El doblete  $H_1$  se acopla a quarks tipo down y leptones cargados, mientras que el doblete  $H_2$  se acopla a quarks tipo up únicamente. Después del rompimiento espontáneo de la simetría, tres de los ocho grados de libertad de  $H_1$  y  $H_2$  se convierten en los modos longitudinales de polarización de los bosones de norma  $W^\pm$  y  $Z$ , obteniendo términos de masa, y los grados de libertad restantes corresponden al espectro de bosones de Higgs físicos, los cuales son determinados como sigue. Las componentes neutras de los campos de Higgs desarrollan valores de expectación en el vacío (VEVs)

$$\langle H_1^0 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_2^0 \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}}. \quad (3.15)$$

Para que no exista violación de  $CP$  en el sector de Higgs, se escogen las fases de los dobletes de Higgs tal que los VEVs sean positivos. En el MMSS no interviene el campo  $N$  ya que se considera la estructura de Higgs más simple. En este caso el potencial resultante toma la siguiente forma

$$\begin{aligned} V &= (m_1^2 + |\mu|^2)H_1^{i*}H_1^i + (m_2^2 + |\mu|^2)H_2^{i*}H_2^i - m_{12}^2(\epsilon_{ij}H_1^iH_2^j + \text{h.c.}) \\ &+ \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)[H_1^{i*}H_1^i - H_2^{j*}H_2^j]^2 + \frac{1}{2}g^2|H_1^{i*}H_2^i|^2. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Para obtener los campos de Higgs físicos y sus masas, ambos dobletes de Higgs se expanden alrededor de los VEVs en sus partes real e imaginaria como sigue

$$H_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 + H_1^0 + iP_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad H_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_2^+ \\ v_2 + H_2^0 + iP_2^0 \end{pmatrix}, \quad (3.17)$$

en donde la parte es una combinación lineal de los bosones de Higgs  $CP$ -pares  $h$  y  $H$ , mientras que las partes imaginarias corresponden al bosón de Higgs  $CP$ -impar  $A$  y el bosón de Goldstone neutro. Los bosones físicos  $CP$ -pares se obtienen al rotar las componentes neutras del doblete de Higgs por un ángulo  $\alpha$

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\alpha & s_\alpha \\ -s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \end{pmatrix}, \quad (3.18)$$

en donde introducimos la notación abreviada  $s_\xi \equiv \sin \xi$  y  $c_\xi \equiv \cos \xi$  con  $\xi$  denotando cualquier ángulo. Con ayuda del ángulo  $\beta$  definido por  $\tan \beta = v_2/v_1$  con  $0 \leq \beta \leq \pi/2$ , se obtienen los bosones de Higgs  $CP$ -impar y el bosón de Goldstone neutro  $G^0$  mediante la rotación de las componentes imaginarias de los dobletes de Higgs

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\beta & s_\beta \\ -s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1^0 \\ P_2^0 \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

La matriz de masa de los bosones de Higgs  $CP$ -pares en la base  $(H_1^0 - H_2^0)$  está dada por

$$M_S^2 = m_Z^2 \begin{pmatrix} c_\beta^2 & -c_\beta s_\beta \\ -c_\beta s_\beta & s_\beta^2 \end{pmatrix} + m_A^2 \begin{pmatrix} s_\beta^2 & -c_\beta s_\beta \\ -c_\beta s_\beta & c_\beta^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Delta\mathcal{M}_{11}^2 & \Delta\mathcal{M}_{12}^2 \\ \Delta\mathcal{M}_{12}^2 & \Delta\mathcal{M}_{22}^2 \end{pmatrix}, \quad (3.20)$$

## CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

### 3.1. EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

en donde  $\Delta\mathcal{M}_{ij}^2$  indica las correcciones radiativas que dependen de la escala SUSY, los acoplamientos trilineales stop/sbottom  $A_{t/b}$  y la masa del higgsino  $\mu$ . Después de diagonalizar la matriz  $M_S^2$  y la rotación (3.18), se obtienen las masas de los bosones de Higgs neutros expresados como

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left[ m_A^2 + m_Z^2 + \Delta\mathcal{M}_{11}^2 + \Delta\mathcal{M}_{22}^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 c_{2\beta}^2 + C} \right], \quad (3.21)$$

con

$$\begin{aligned} C &= 4\Delta\mathcal{M}_{12}^4 + (\Delta\mathcal{M}_{11}^2 - \Delta\mathcal{M}_{22}^2)^2 - 2(m_A^2 - m_Z^2)(\Delta\mathcal{M}_{11}^2 - \Delta\mathcal{M}_{22}^2)c_{2\beta} \\ &- 4(m_A^2 + m_Z^2)\Delta\mathcal{M}_{12}^2 s_{2\beta}. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Note que si no se consideran correcciones radiativas entonces  $m_h \leq m_Z$ . En una versión simplificada del modelo, llamado hMSSM [38], se asume que  $\Delta\mathcal{M}_{22}$ , el cual incluye las correcciones dominantes del stop, es la única corrección relevante, i.e.,  $\Delta\mathcal{M}_{22} \gg \Delta\mathcal{M}_{11}, \Delta\mathcal{M}_{12}$ . Entonces, si el bosón de Higgs  $CP$ -par más ligero se asume como el bosón escalar observado en el LHC,  $\Delta\mathcal{M}_{22}$  puede ser sustituido por el término de masa  $m_h$  como sigue [38]

$$\Delta\mathcal{M}_{22} = \frac{m_h^2(m_A^2 + m_Z^2 - m_h^2) - m_A^2 m_Z^2 c_{2\beta}^2}{m_Z^2 c_{\beta}^2 + m_A^2 s_{\beta}^2 - m_h^2}. \quad (3.23)$$

En este caso  $m_H$  se puede expresar como

$$m_H^2 = \frac{(m_A^2 + m_Z^2 - m_h^2)(m_Z^2 c_{\beta}^2 + m_A^2 s_{\beta}^2) - m_A^2 m_Z^2 c_{2\beta}^2}{m_Z^2 c_{\beta}^2 + m_A^2 s_{\beta}^2 - m_h^2}, \quad (3.24)$$

y el ángulo de mezcla  $\alpha$  obedece la relación

$$\tan \alpha = \frac{(m_A^2 + m_Z^2)c_{\beta}s_{\beta}}{m_Z^2 c_{\beta}^2 + m_A^2 s_{\beta}^2 - m_h^2}. \quad (3.25)$$

Notemos que hay dos parámetros libres que usualmente se escogen como  $t_{\beta} \equiv \tan \beta$  y  $m_A$ . En nuestro análisis nos enfocaremos en el escenario hMSSM.

#### 3.1.3. El sector de charginos y neutralinos

Los supercompañeros de los bosones de Higgs cargados y los bosones de norma  $W^{\pm}$  se mezclan para formar los eigenestados de masa de charginos  $\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$ . Las masas  $m_{\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}}$ , los ángulos de mezcla y las fases son determinadas por los elementos de la matriz de masas de charginos, la cual se puede escribir en la base  $(\tilde{W}^-, \tilde{H}^-)$  como

$$X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}m_W c_{\beta} \\ \sqrt{2}m_W s_{\beta} & \mu \end{pmatrix}, \quad (3.26)$$

la cual esta determinada por los parámetros fundamentales de SUSY: la masa de gaugino  $M_2$ , la masa del higgsino  $\mu$  y el ángulo de mezcla  $t_{\beta}$ . En diversos modelos que consideran la conservación de la paridad- $R$ , el chargino más ligero  $\tilde{\chi}_1^+$  es la partícula más ligera de SUSY y juega un rol importante en la detección experimental de SUSY.

La lagrangiana para los términos de masa de los charginos se puede escribir en la base gaugino-higgsino como

$$\mathcal{L}_{\chi^c \text{ mass}} = -\Psi_R^T X \Psi_L + \text{H.c.}, \quad (3.27)$$

en donde  $\Psi_{L/R}$  son espinores de Weyl de dos componentes:

**CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO**

**3.1. EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO**

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{h}_2^+ \end{pmatrix}, \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \tilde{W}^- \\ \tilde{h}_1^- \end{pmatrix}. \quad (3.28)$$

La matriz de masa de charginos se puede diagonalizar por una rotación de los campos wino y higgsino mediante matrices unitarias de  $2 \times 2$ , específicamente  $\chi_L = V\Psi_L$  y  $\chi_R = U\Psi_R$ , con  $\chi_{L,R}$  los eigenestados de masa de charginos. Esto conlleva a

$$M_{\tilde{\chi}^+} = UXV^T = \begin{pmatrix} m_{\tilde{\chi}_1^+} & 0 \\ 0 & m_{\tilde{\chi}_2^+} \end{pmatrix}, \quad (3.29)$$

con  $m_{\tilde{\chi}_1^+} < m_{\tilde{\chi}_2^+}$ . Las matrices  $U$  y  $V$  se pueden parametrizar de la siguiente manera

$$V = \begin{pmatrix} \cos \phi_L & e^{-i\beta_L} \sin \phi_L \\ -e^{i\beta_L} \sin \phi_L & \cos \phi_L \end{pmatrix},$$

$$U = \begin{pmatrix} e^{i\gamma_1} & 0 \\ 0 & e^{i\gamma_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi_R & e^{-i\beta_R} \sin \phi_R \\ -e^{i\beta_R} \sin \phi_R & \cos \phi_R \end{pmatrix}. \quad (3.30)$$

Las matrices  $U$  y  $V$  son ortogonales si se asume invarianza ante  $CP$ , mientras que en teorías con violación de  $CP$  los parámetros  $M_2$  y  $\mu$  son en general complejos. Por otro lado, mediante una reparametrización de los campos se puede considerar a  $M_2$  como un parámetro real positivo [39], y de esta manera la única fase no trivial es  $\mu$ , la cual se puede parametrizar como  $\mu = |\mu|e^{i\theta}$ .

Las matrices  $U$  y  $V$  se pueden escoger tal que los elementos de la matriz diagonal  $M_{\tilde{\chi}^+}$  sean reales y positivos. Los correspondientes eigenvalores son

$$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}^2 = \frac{1}{2}(M_2^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2 \mp \Delta), \quad (3.31)$$

en donde

$$\Delta = \sqrt{(M_2^2 - |\mu|^2)^2 + 4m_W^4 c_{2\beta}^2 + 4m_W^2(M_2^2 + |\mu|^2 + 2M_2|\mu|s_{2\beta}c\theta)}. \quad (3.32)$$

Los ángulos de rotación  $\phi_{L/R}$  en la Ec. (3.30) están dados por

$$\cos 2\phi_L = -\frac{M_2^2 - |\mu|^2 - 2m_W^2 \cos 2\beta}{\Delta}, \quad (3.33)$$

$$\cos 2\phi_R = -\frac{M_2^2 - |\mu|^2 + 2m_W^2 \cos 2\beta}{\Delta}. \quad (3.34)$$

Los cuatro fases no triviales  $\beta_L, \beta_R, \gamma_1, \gamma_2$  no son independientes y pueden ser expresadas en términos del ángulo  $\theta$  de la Ec. (3.32) como

$$\tan \beta_L = -\frac{\sin \theta}{\cos \theta + \frac{M_2}{|\mu|} \cot \beta}, \quad \tan \beta_R = \frac{\sin \theta}{\cos \theta + \frac{M_2}{|\mu|} \tan \beta},$$

$$\tan \gamma_1 = \frac{\sin \theta}{\cos \theta + \frac{M_2(m_{\tilde{\chi}_1^+}^2 - |\mu|^2)}{|\mu|m_W^2 \sin 2\beta}}, \quad \tan \gamma_2 = -\frac{\sin \theta}{\cos \theta + \frac{M_2 m_W^2 \sin 2\beta}{|\mu|(m_{\tilde{\chi}_2^+}^2 - M_2^2)}}. \quad (3.35)$$

Podemos observar de las relaciones (3.31) y (3.32) que las masas de los charginos  $m_{\tilde{\chi}_i^\pm}$  dependen principalmente de  $\mu$ ,  $M_2$  y  $t_\beta$ , los cuales están restringidos por cotas proporcionadas por el experimento LEP sobre la masa del chargino más ligero:  $m_{\tilde{\chi}^\pm} > 103.5$  GeV.

**CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO**

**3.1. EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO**

En cuanto al sector de neutralinos, estos surgen de la mezcla de los estados neutros de los gauginos y higgsinos. En la eigenbase de gauginos y higgsinos, el término de masa para los neutralinos se puede escribir como

$$\mathcal{L}_{\chi^0} = -\frac{1}{2}\psi^{0T} Y \psi^0 + \text{h.c.} \quad (3.36)$$

en donde  $\psi^0$  es el espinor de Weyl de dos componentes  $\psi^0 = (\tilde{B}^0, \tilde{W}^3, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0)^T$ . La matriz de masa de neutralinos es

$$Y = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z s_W c_\beta & m_Z s_W s_\beta \\ 0 & M_2 & m_Z c_W c_\beta & -m_Z c_W s_\beta \\ -m_Z s_W c_\beta & m_Z c_W c_\beta & 0 & -\mu \\ m_Z s_W s_\beta & -m_Z c_W s_\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.37)$$

en donde  $M_1$  es la masa del bino. La matriz  $Y$  se puede diagonalizar mediante una transformación de los campos wino y higgsino con la ayuda de la matriz unitaria  $N$

$$\chi^0 = N\phi^0, \quad m_{\chi^0} = N^* Y N^\dagger = \text{diag}(m_{\chi_1^0}, m_{\chi_2^0}, m_{\chi_3^0}, m_{\chi_4^0}). \quad (3.38)$$

En el límite cuando  $|\mu| \gg M_{1,2} \gg m_Z$ , las masas de los neutralinos se pueden escribir como

$$\begin{aligned} m_{\chi_1^0} &\simeq M_1 - \frac{m_Z^2}{\mu^2} (M_1 + \mu s_{2\beta}) s_W^2, \\ m_{\chi_2^0} &\simeq M_2 - \frac{m_Z^2}{\mu^2} (M_2 + \mu s_{2\beta}) c_W^2, \\ m_{\chi_{3/4}^0} &\simeq |\mu| + \frac{m_Z^2}{2\mu^2} \epsilon_\mu (1 \mp s_{2\beta}) (\mu \pm M_2 s_W^2 \mp M_1 c_W^2), \end{aligned} \quad (3.39)$$

en donde  $\epsilon_\mu = \mu/|\mu|$ . En el MMSS con conservación de paridad- $R$  el neutralino  $\chi_1^0$  es un buen candidato a materia oscura dado que es la partícula supersimétrica más ligera y estable.

**3.1.4. El sector de sfermiones**

El sector de sfermiones puede ser descrito, además de  $t_\beta$  y  $\mu$ , por tres parámetros adicionales por cada generación de sfermiones: los términos de masas que rompen suavemente SUSY  $m_{\tilde{f}_L}$  y  $m_{\tilde{f}_R}$  junto a los acoplamientos trilineales  $A_f$ . La matriz de masa de sfermiones se puede escribir como

$$\mathcal{M}_{\tilde{f}}^2 = \begin{pmatrix} m_f^2 + m_{LL}^2 & m_f X_f \\ m_f X_f & m_f^2 + m_{RR}^2 \end{pmatrix}, \quad (3.40)$$

en donde

$$\begin{aligned} m_{LL}^2 &= m_{\tilde{f}_L}^2 + (I_f^{3L} - Q_f s_W^2) m_Z^2 c_{2\beta}, \\ m_{RR}^2 &= m_{\tilde{f}_R}^2 + Q_f s_W^2 m_Z^2 c_{2\beta}, \\ X_f &= A_f - \mu t_\beta^{-2I_f^{3L}}. \end{aligned} \quad (3.41)$$

Para obtener los eigenestados de masa  $\tilde{f}_1$  y  $\tilde{f}_2$ , la matriz de sfermiones se diagonaliza por una rotación por el ángulo  $\theta_f$  mediante la matriz  $2 \times 2$  unitaria

$$R^{\tilde{f}} = \begin{pmatrix} c_{\theta_f} & s_{\theta_f} \\ -s_{\theta_f} & c_{\theta_f} \end{pmatrix}. \quad (3.42)$$

**CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO**

**3.2. ANÁLISIS DEL ESPACIO DE PARÁMETROS DEL hMMSS**

El ángulo de mezcla y las masas de los sfermiones están dados por

$$s_{2\theta_f} = \frac{2m_f X_f}{m_{\tilde{f}_1}^2 - m_{\tilde{f}_2}^2}, \quad c_{2\theta_f} = \frac{m_{LL}^2 - m_{RR}^2}{m_{\tilde{f}_1}^2 - m_{\tilde{f}_2}^2}, \quad (3.43)$$

$$m_{\tilde{f}_{1,2}} = m_f^2 + \frac{1}{2} \left[ m_{LL}^2 + m_{RR}^2 \mp \sqrt{(m_{LL}^2 - m_{RR}^2)^2 + 4m_f^2 X_f^2} \right]. \quad (3.44)$$

Usualmente se asume que las masas de los sfermiones de primera y segunda generación son cero [36]. A continuación presentaremos un análisis del espacio de parámetros para el modelo mínimo supersimétrico, el cual nos ayudará a realizar el análisis numérico de los decaimientos exóticos del bosón de Higgs.

### 3.2. Análisis del espacio de parámetros del hMMSS

Después del descubrimiento del bosón de Higgs en el LHC, se han medido con mayor precisión algunas de sus propiedades, las cuales sirven para imponer restricciones sobre los parámetros de los modelos de extensión como el MMSS, en particular en el sector escalar. En este sector, el bosón de Higgs ligero  $h$  se identifica con el bosón del ME, lo que restringe el espacio de parámetros a  $\sin(\beta - \alpha) = 1$ , ya que en este escenario los acoplamientos de  $h$  con los fermiones reproduce los correspondientes vértices del ME. En este escenario los ángulos de mezcla están relacionados mediante  $\tan \alpha = -1/\tan \beta$  y los acoplamientos del bosón escalar  $CP$ -par con los bosones  $W^\pm$  se suprime. Por otro lado, el hecho de que no se han observado otros bosones de Higgs en los colisionadores es un indicativo de que sus masas están por encima de la escalar electrodébil, esto es  $m_\phi \gg m_Z$ . En nuestros cálculos consideramos la región cercana al límite  $\sin(\beta - \alpha) = 1$  y consideramos a los nuevos bosones escalares como pesados.

#### Masas de las partículas supersimétricas

El descubrimiento del bosón de Higgs en el LHC también impone restricciones sobre el sector de sfermiones, dado que la masa del stop se requiere sea del orden de 1 – 10 TeV para acomodar la masa del bosón escalar a 125 GeV. Por otro lado, la tensión entre los valores teórico y experimental del momento magnético anómalo del muón puede ser disminuido por la contribución de partículas supersimétricas con masas del orden de GeV. Lo anterior propone que las partículas como los electroweakinos deben tener masas de este mismo orden. Uno de los objetivos del LHC es la búsqueda de partículas predichas por otros modelo de extensión. En este sentido, no se han observado nuevas partículas y en particular, la no observación de gluinos y squarks apunta a que sus masas son del orden de TeV. Además, las búsquedas directas de electroweakinos han impuesto fuertes restricciones sobre sus masas mediante el estudio de la producción del par chargino-neutralino [40]. El análisis muestra las restricciones del neutralino más ligero cuya masa debe estar en el intervalo (100, 150) GeV, mientras que la cota inferior del estado degenerado de  $\chi_2^0$  y  $\chi_1^\pm$  es de 300 GeV. En vista de estas restricciones, el bosón de Higgs pasado con una masa menor a 600 GeV no puede decaer en dos electroweakinos.

#### Masa del bosón escalar $H$ y el parámetro $t_\beta$

Los parámetros  $m_A$  y  $t_\beta$  se pueden restringir de las búsquedas directas de los bosones escalares pesados. Recientemente, los datos del LHC a  $\sqrt{s} = 7$  y 8 TeV han restringido el espacio de parámetros del MMSS mediante los decaimientos  $H \rightarrow \gamma\gamma$  [41],  $H \rightarrow WW$  [42],  $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ ,  $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$  [43] y  $H/A \rightarrow \tau^+\tau^-$  [44], con este último encontrando las cotas más estrictas. Se encontró que para  $m_A = 200$  GeV (1500 GeV) la región con  $t_\beta > 1$  ( $t_\beta > 2$ ) se encuentra excluida a un 95 % C.L. Otros decaimientos como  $H \rightarrow hZ$  y  $H \rightarrow ZZ$  excluyen la región con  $t_\beta < 4$  para

## CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

### 3.3. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL MMSS

$m_A < 350$  GeV, aunque la región  $m_A > 400$  GeV y  $t_\beta < 10$  aun esta permitida.

En cuanto a las restricciones indirectas de los parámetros del MMSS, las cotas más estrictas se pueden obtener del estudio de los decaimientos de los mesones  $B$ ,  $B_s \rightarrow X_s\gamma$  y  $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ , cuyas tasas de decaimientos están restringidas a los intervalos

$$2.82 \times 10^{-4} < \text{Br}(B_s \rightarrow X_s\gamma) < 4.04 \times 10^{-4}, \quad (3.45)$$

$$1.57 \times 10^{-9} < \text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-) < 4.63 \times 10^{-9}, \quad (3.46)$$

los cuales permiten encontrar las regiones permitidas en el plano  $m_A - t_\beta$  [45]. La región con  $m_A < 350$  GeV y  $t_\beta > 25$  se encuentra excluida por el decaimiento  $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$  el cual es sensible a  $t_\beta$  cuando  $m_A$  es ligero. Por otro lado, la región en donde  $m_A < 350$  GeV y  $t_\beta < 8$  no es favorecida por el decaimiento  $B_s \rightarrow X_s\gamma$ . Considerando estas cotas en nuestro estudio tomamos los valores de  $t_\beta$  y  $m_A$  en los siguientes intervalos

$$1 < t_\beta < 15 \quad \text{y} \quad 400 < m_A < 750 \text{ GeV}. \quad (3.47)$$

### Parámetros supersimétricos

Los parámetros propios del MMSS como  $M_2$  y  $\mu$  son casi degenerados por lo que los charginos son estados mezclados del bino y el Higgsino. Fijamos estos valores de acuerdo a las recientes cotas. En particular tomamos  $M_2 = 500$  GeV y  $\mu = 400$  GeV en nuestros análisis. En cuanto a la fase del ángulo de violación de  $CP$   $\Phi_\mu$  tomamos el valor  $\cos(\Phi_\mu) = 1$ . Con estos parámetros, la masa del chargino más ligero es  $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 377.9$  para  $t_\beta = 5$ . Finalmente, la masa del gaugino  $M_1$  se puede fijar mediante la relación

$$M_1 = \frac{5s_W^2}{3c_W^2} M_2. \quad (3.48)$$

### 3.3. Decaimientos $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H, A$ ) en el modelo mínimo supersimétrico

Utilizaremos la misma convención de la sección 2.2 para los 4-momentos de las partículas externas que intervienen en los procesos, por lo que las condiciones de capa de masa y las variables invariantes de Lorentz  $s$ ,  $s_1$  y  $s_2$  adquieren la misma forma. Los decaimientos  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = A, H, h$ ) se inducen a nivel de un lazo en teoría de perturbaciones mediante diagramas de caja y diagramas reducibles. En ambos conjuntos de diagramas las partículas cargadas del MMSS como charginos, fermiones, sfermiones y bosones de Higgs cargados pueden contribuir a las funciones de lazo, por lo que la dificultad de este estudio aumenta con respecto al modelo de 2 dobletes de Higgs.

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

##### Diagramas de caja

Los diagramas de caja que inducen el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  se muestran en la Fig. 3.2 en donde las partículas en el lazo son quarks, leptones cargados y charginos. Por invarianza ante  $CP$ , el bosón de Higgs  $CP$ -impar no se acopla a un par de bosones  $W$  o bosones escalares cargados. Además por simetría de Bose-Einstein,  $A$  no se puede acoplar a un par de sfermiones idénticos. Por lo tanto las nuevas contribuciones del MMSS a los diagramas de caja son los charginos. Aunque pueden existir dos estados de charginos de distinto sabor en los diagramas de caja, dados los acoplamientos no diagonales  $Z\chi_1^+\chi_2^+$  y  $A\chi_1^+\chi_2^+$ , en nuestro análisis numérico solo consideraremos la contribución de

**CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO**

**3.3. DECAIMIENTOS  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL MMSS**

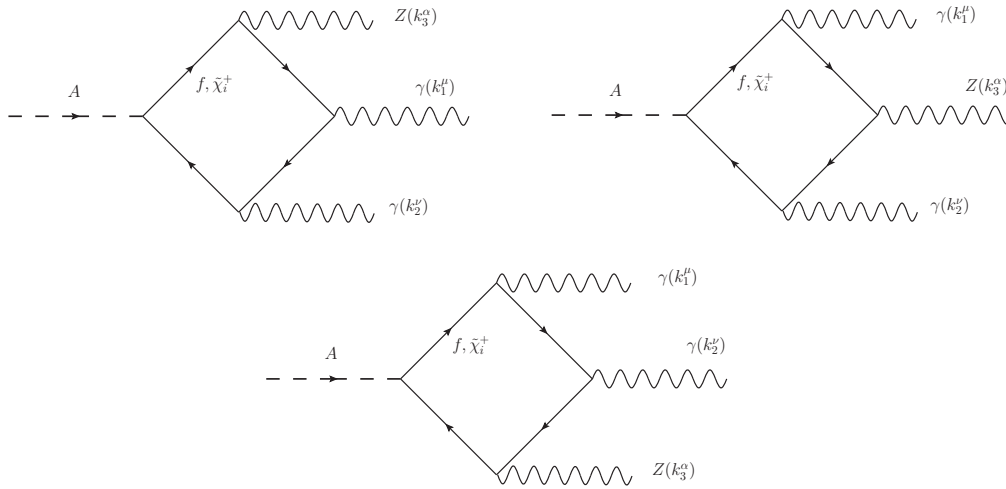


Figura 3.2: Contribución de diagramas de caja al decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MMSS, en donde  $f$  representa cualquier fermión cargado del ME y  $\tilde{\chi}_i^+$  ( $i = 1, 2$ ) representa los dos estados de charginos. Los diagramas correspondientes a los decaimientos  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ ) se obtienen únicamente al reemplazar  $A$  por  $\phi$ . Los diagramas cruzados en los cuales se intercambian los fotones no se muestran.

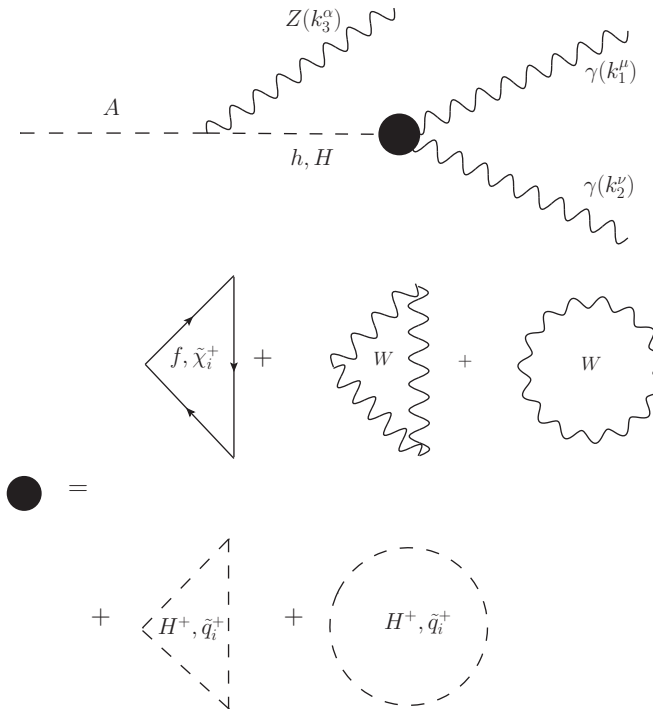


Figura 3.3: Diagramas de Feynman reducibles para el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MMSS. Diagramas adicionales surgen al intercambiar los fotones en los diagramas de triángulo. En esta figura  $\tilde{q}_i^+$  representa los squarks

un solo estado de chargino, ya que los acoplamiento no diagonales se encuentran más suprimidos

## CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

### 3.3. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL MMSS

que los diagonales. En el caso de los fermiones también predichos por el ME, la contribución dominante surge de los quarks más pesados: para valores pequeños de  $t_\beta$ , la contribución del quark top domina, mientras que para valores mayores de  $t_\beta$  la contribución del quark bottom se vuelve relevante. Esto debido a la presencia del factor  $1/t_\beta$  y  $t_\beta$  en los acoplamientos de Yukawa correspondientes. Una vez que se aplica el método de Passarino-Veltman para reducir la amplitud de cada diagrama de caja a una combinación de funciones escalares de Passarino-Veltman, verificamos que la amplitud total es libre de divergencias y obedece invarianza de norma del grupo  $U(1)_{\text{em}}$  así como simetría de Bose. Aunque cada diagrama de Feynman de caja tiene divergencias ultravioletas, estas se cancelan al sumar la contribución de todos los diagramas del conjunto. La amplitud completa se puede expresar en la siguiente manera manifiestamente invariante de norma

$$\mathcal{M}(A \rightarrow Z\gamma\gamma) = \mathcal{M}^{\mu\nu\alpha} \epsilon_\mu^*(k_1) \epsilon_\nu^*(k_2) \epsilon_\alpha^*(k_3), \quad (3.49)$$

en donde la estructura de Lorentz está dada como

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{\alpha\mu\nu} = & \mathcal{F}_1^{\text{Box}} k_1^\alpha \left( k_1^\nu k_2^\mu - k_1 \cdot k_2 g^{\mu\nu} \right) \\ & + \mathcal{F}_2^{\text{Box}} \left( k_3^\nu (k_1^\alpha k_2^\mu - k_1 \cdot k_2 g^{\alpha\mu}) + k_2 \cdot k_3 (k_1^\nu g^{\alpha\mu} - k_1^\alpha g^{\mu\nu}) \right) \\ & + \mathcal{F}_3^{\text{Box}} k_2^\alpha \left( k_3^\mu (k_2 \cdot k_3 k_1^\nu - k_1 \cdot k_2 k_3^\nu) + k_1 \cdot k_3 (k_3^\nu k_2^\mu - k_2 \cdot k_3 g^{\mu\nu}) \right). \end{aligned} \quad (3.50)$$

La forma de los factores  $\mathcal{F}_i^{\text{Box}}$  depende de las variables  $s$ ,  $s_1$ ,  $s_2$  y  $\mu_Z$ . y están dadas por

$$\mathcal{F}_i^{\text{Box}} = \sum_{\tilde{\chi}_i^+} \frac{16g^2 \alpha g_{A\tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_i^+}^2 m_{\tilde{\chi}_i^+}^2}{\sqrt{2} c_W s X_A^2} f_i^{\text{Box}}(\tilde{\chi}_i^+) \quad (3.51)$$

en donde  $f_i^{\text{Box}}(\tilde{\chi}_i^+)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) están dadas en el Apéndice B.1.1

#### Contribución de diagramas reducibles

El decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  también es inducido por diagramas de Feynman reducibles como se muestra en la Fig. 3.3, el cual está mediado por los bosones de Higgs  $CP$ -pares  $h$  y  $H$ , los cuales decaen a un par de fotones mediante un lazo de triángulo y de burbuja. El decaimiento es entonces  $A \rightarrow Z\phi^* \rightarrow Z\gamma\gamma$  y proporciona una amplitud libre de divergencias e invariante de norma. En este proceso el acoplamiento  $AZZ$  está prohibido a nivel árbol por lo que no hay DR con un bosón  $Z$  de mediador. Después de aplicar el método de Passarino-Veltman encontramos la contribución de este conjunto de diagramas a la amplitud, la cual se da mediante el factor de forma  $\mathcal{F}_1$  con fermiones cargados, el bosón  $W$ , charginos, sfermiones y bosones escalares cargados  $H^\pm$  en el lazo. Note que dos sfermiones idénticos pueden acoplarse a los bosones de Higgs  $CP$ -pares por lo que sfermiones pueden contribuir a los diagramas de triángulo. La contribución de diagramas de triángulo al factor de forma  $\mathcal{F}_1$  se puede expresar como

$$\mathcal{F}_1^{\text{RD}} = \mathcal{F}_1^{\phi-\tilde{\chi}_i^+} + \mathcal{F}_1^{\phi-\tilde{q}_i} + \mathcal{F}_1^{\phi-H^\pm} + \mathcal{F}_1^{\phi-f} + \mathcal{F}_1^{\phi-W}, \quad (3.52)$$

en donde  $\phi = h, H$  y los factores  $\mathcal{F}_1^{\phi-\chi}$  ( $\chi = f, W, H^\pm, \tilde{\chi}_i^+, \tilde{q}_i$ ) se presentan en el Apéndice B.1.2 en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman. La contribución total a los factores de forma  $\mathcal{F}_i$  está dada por  $\mathcal{F}_i = \mathcal{F}_i^{\text{Box}} + \mathcal{F}_i^{\text{RD}}$ .

#### 3.3.2. Decaimiento $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H$ )

Los diagramas que contribuyen a este decaimiento son similares a los mostrados en la Fig. 3.2 y recibe contribuciones de fermiones cargados y charginos. Aunque puede haber diagramas con

## CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

### 3.3. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL MMSS

bosones de norma  $W^\pm$  en el lazo, bosones escalares cargados y sfermiones, dichas contribuciones se cancelan, además, por invarianza ante  $CP$  la función vértice  $\phi Z\gamma\gamma$  debe contener tensores de Levi-Civita, el cual solo puede surgir de amplitudes con fermiones en el lazo que involucran cadenas de trazas de Dirac con la matriz  $\gamma^5$ . La estructura de Lorentz más general para el decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) se puede escribir de la siguiente manera que es manifiestamente covariante ante  $U(1)_{em}$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{\alpha\mu\nu}(\phi \rightarrow Z\gamma\gamma) &= \mathcal{G}_1^{\text{Box}} \left( k_1 \cdot k_2 \epsilon^{\alpha\mu\nu k_3} + g^{\mu\nu} \epsilon^{\alpha k_3 k_1 k_2} - k_2^\mu \epsilon^{\alpha\nu k_3 k_1} + k_1^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_3 k_2} \right) \\ &+ \frac{\mathcal{G}_2^{\text{Box}}}{m_\phi^2} \epsilon^{\alpha\mu k_3 k_1} \left( k_3 \cdot k_2 k_1^\nu - k_1 \cdot k_2 k_3^\nu \right) + \mathcal{G}_3^{\text{Box}} \left( k_1 \cdot k_2 \epsilon^{\alpha\mu\nu k_1} + k_1^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_1 k_2} \right) \\ &+ \mathcal{G}_4^{\text{Box}} \left( k_3 \cdot k_2 \epsilon^{\alpha\mu\nu k_1} + k_3^\nu \epsilon^{\alpha\mu k_1 k_2} \right) + \left( k_1^\nu \leftrightarrow k_2^\mu \right), \end{aligned} \quad (3.53)$$

en donde hemos usado la notación  $\epsilon^{\alpha k p q} = \epsilon^{\alpha\beta\lambda\rho} k_\beta p_\lambda q_\rho$ , etc y se ha empleado las identidades de Schouten. Los factores de forma  $\mathcal{G}_i$  son

$$\mathcal{G}_i^{\text{Box}} = \sum_{\tilde{\chi}_i^+} \frac{16g^2\alpha g_A^{\tilde{\chi}_i^+} m_{\tilde{\chi}_i^+} g_{H\tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_i^+}}{\sqrt{2}c_W X_\phi^2} g_i^{\text{Box}}(\zeta), \quad (3.54)$$

en donde  $g_i^{\text{Box}}(\zeta)$  dependen de las variables  $s$ ,  $s_1$ ,  $s_2$  y  $\mu_Z$  se presentan en el apéndice B.2.1 en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman.

#### Contribución de diagramas reducibles

Existen dos clases de diagramas de Feynman reducibles. Los diagramas de primera clase son similares a los mostrados en la Fig. 3.3, pero con el bosón de Higgs  $CP$ -par remplazado por el bosón  $CP$ -impar, lo que implica que solo hay contribución de fermiones cargados del ME y charginos en el lazo. Por razones explicadas anteriormente, no hay diagramas en donde hay bosones virtuales  $W^\pm$  en el lazo, bosones escalares cargados ni sfermiones. La segunda clase de diagramas reducibles están mediados por el bosón  $Z$  como se muestra en la Fig. 3.4 y solo reciben contribuciones de fermiones cargados: solo los fermiones en el lazo pueden proporcionar el tensor de Levi-Civita que aparece en la correspondiente función vértice vía la traza de cadena de Dirac con la matriz  $\gamma^5$ .

En los diagramas reducibles mediados por el bosón  $Z$  también los charginos pueden circular en el lazo, sin embargo ésta contribución es proporcional a  $g_A^{\tilde{\chi}_i}$ , el cual se cancela en el hMMSS. Los diagramas reducibles solo contribuyen al factor de forma  $\mathcal{G}_3$ , el cual se puede expresar como

$$\mathcal{G}_3^{\text{RD}} = \mathcal{G}_3^{A-f} + \mathcal{G}_3^{A-\tilde{\chi}^+} + \mathcal{G}_3^{Z-f}, \quad (3.55)$$

en donde  $\mathcal{G}_3^{A-\mathcal{X}}$  ( $\mathcal{X} = f, \tilde{\chi}^+$ ) y  $\mathcal{G}_3^{Z-f}$  indican la contribución de los diagramas de Feynman reducibles mediados por el bosón de Higgs  $CP$ -impar y el bosón de norma  $Z$ , respectivamente. Las correspondientes expresiones se presentan en el Apéndice B.2.2.

#### 3.3.3. Anchura de decaimiento $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H, A$ )

El cuadrado de la amplitud invariante de las relaciones (3.50) y (3.53) promediado sobre polarizaciones de los fotones y el bosón  $Z$ , se pueden obtener después de realizar un poco de álgebra. Los resultados se muestran en el Apéndice B.3 y se puede sustituir en la siguiente formula para obtener la anchura de decaimiento

$$\Gamma(\phi \rightarrow Z\gamma\gamma) = \frac{m_\phi}{256\pi^3} \int_{x_{1i}}^{x_{1f}} \int_{x_{2i}}^{x_{2f}} |\bar{\mathcal{M}}(\phi \rightarrow Z\gamma\gamma)|^2 dx_2 dx_1, \quad (3.56)$$

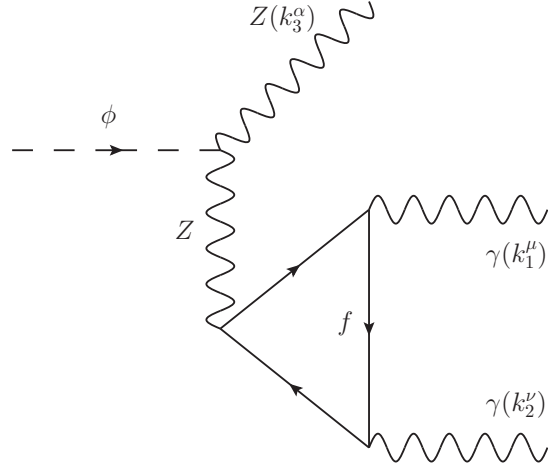


Figura 3.4: Diagrama de Feynman reducible que contribuye al decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el MMSS. El diagrama cruzado que se obtiene al intercambiar los fotones no se muestra.

con  $\phi = h, H, A$ . En el marco de referencia en donde el bosón de Higgs se encuentra en reposo las variables escaladas  $s, s_1$  y  $s_2$ , definidas en la Ec. (2.20), están relacionadas a la energía del bosón  $Z$ , denotada como  $E_Z$ , y la energía de uno de los fotones ( $E_\gamma$ ) de acuerdo a

$$s = m_\phi^2(\mu_Z - x_1 + 1), \quad (3.57)$$

$$s_1 = m_\phi^2(1 - x_2), \quad (3.58)$$

$$s_2 = m_\phi^2(x_1 + x_2 - 1), \quad (3.59)$$

en donde  $x_1 = 2E_Z/m_\phi$  y  $x_2 = 2E_\gamma/m_\phi$ . Los límites cinéticos de la Ec. (3.56) son

$$2\sqrt{\mu_Z} \leq x_1 \leq 1 + \mu_Z, \quad (3.60)$$

$$x_2 \begin{matrix} \leq \\ \geq \end{matrix} \frac{1}{2} \left( 2 - x_1 \mp \sqrt{x_1^2 - 4\mu_Z} \right). \quad (3.61)$$

A continuación analizaremos el comportamiento del decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) en el espacio de parámetros aún disponible del MMSS permitido por las cotas más recientes.

### 3.4. Análisis numérico de $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) en el hMMSS

Primero presentaremos una discusión general de las características más interesantes del decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ). Como se mencionó anteriormente, el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  recibe contribuciones de lazos con leptones cargados, quarks, el bosón  $W^\pm$ , bosones escalares cargados, charginos y squarks. Por otro lado, el decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ ) solo recibe contribuciones de fermiones cargados y charginos. Sin embargo, la contribución de escalares cargados al decaimiento del bosón  $CP$ -impar es despreciable comparada con la contribución de fermiones, así como la contribución del bosón  $W^\pm$ . Con respecto a la contribución de los squarks a los decaimientos  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  también es despreciable, lo que significa que la contribución predominante es la de quarks y charginos. Dado que la contribución de los fermiones es proporcional a la masa de

### CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

#### 3.4. ANÁLISIS NUMÉRICO DE $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL hMSS

la partícula, la principal contribución es de los quarks top y bottom. En cuanto a la contribución de los charginos, dada la presencia de acoplamientos no diagonales a los bosones escalares  $\phi$  y el bosón  $Z$  a los charginos, los diagramas de caja del decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ ) puede incluir dos distintos sabores de charginos en el lazo. Sin embargo, los acoplamientos no diagonales de los charginos son altamente suprimidos por lo que podemos despreciar dichas contribuciones. Dichos estados mezclados, no se presentan en los diagramas de Feynman reducibles.

Otro punto importante, es que el cálculo de los diagramas de caja son muy engorrosos, ya que el acoplamiento  $\phi\tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^+$  ( $\phi = H, h, A$ ) es de tipo escalar y pseudoescalar, tal como se observa en la Tabla A.1. Sin embargo, la contribución escalar (pseudoescalar) se cancela en el límite supersimétrico. Por lo tanto, la estructura de Lorentz correspondiente para la contribución de charginos es idéntica a la inducida por los fermiones cargados. En los modelos con dos dobletes de Higgs el decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  puede tener un gran aumento en la región del espacio de parámetros  $m_A > m_Z + m_H$  en donde el decaimiento del bosón  $CP$ -impar es lo suficientemente pesado para decaer en  $A \rightarrow ZH$  y subsecuentemente el bosón  $CP$ -par decae a dos fotones  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Una situación similar se observa en el caso de decaimiento del bosón de Higgs  $CP$ -par en el escenario en donde  $m_H > m_Z + m_A$ . Sin embargo ninguno de los dos escenarios son posibles en el MMSS ya que las masas  $m_H$  y  $m_A$  no son independientes y son de hecho casi degeneradas, de tal forma que los decaimientos  $A \rightarrow ZH$  y  $H \rightarrow AZ$  están cinemáticamente prohibidas. Aunque el decaimiento  $A \rightarrow Zh$  es cinemáticamente permitido para valores grandes de  $m_A$ , este decaimiento es altamente suprimido ya que la amplitud invariante es proporcional a  $c_{\beta-\alpha}$ , el cual desaparece en el límite de alineamiento. Por lo tanto no esperamos un incremento para el decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = H, A$ ). El decaimiento  $h \rightarrow Z\gamma\gamma$  tiene una despreciable tasa de decaimiento y no tiene una desviación de lo reportado en el ME siendo del orden de  $10^{-11}$ . De esta manera, nos enfocaremos en el estudio de los decaimientos  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ .

A continuación presentamos el análisis numérico del decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = H, A$ ). Las funciones escalares de Passarino-Veltman se evaluaron mediante las rutinas de LOOPTOOLS [31,32]. Por completes también mostramos los cálculos de los principales modos de decaimiento a nivel árbol y a un lazo:  $\phi \rightarrow \bar{b}b, \bar{t}t, \gamma\gamma, gg$  y  $Z\gamma$ . Note que los decaimientos  $A \rightarrow Zh, H \rightarrow ZZ$  y  $H \rightarrow W^+W^-$  tienen una pequeña tasa de decaimiento en la región de parámetros cercano al límite de alineamiento. Por propósito de comparación también calculamos los decaimientos a tres cuerpos  $\phi \rightarrow Z\bar{t}t$  y  $Z\bar{b}b$ . En cuanto a los decaimientos a partículas supersimétricas, el único canal cinemáticamente permitido es a un par de neutralinos  $\phi \rightarrow \chi_1^0\chi_1^0$ , el cual da una contribución relevante a la anchura total y ha sido ampliamente estudiado en la literatura [46]. Otros decaimientos de los bosones de Higgs neutros a partículas supersimétricas tales como squarks o charginos no están cinemáticamente permitidas en la región de parámetros aquí considerado.

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

En la región cercana al límite de alineamiento, el vértice  $AZh$  está altamente suprimido, por lo que la contribución de los diagramas reducibles al decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  surge solo del intercambio del bosón  $H$ , el cual es de hecho dominante sobre la contribución de diagramas de caja por al menos dos ordenes de magnitud. El comportamiento de  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  como función de  $m_A$  en el intervalo 400 – 750 GeV se muestra en las gráficas superiores de la Fig. 3.5 para dos valores de  $t_\beta$ , mientras que en las gráficas inferiores se muestra su comportamiento como función de  $t_\beta$  para dos valores de  $m_A$ . Podemos observar que para  $t_\beta = 2$  (gráfica superior izquierda) el  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  es del orden de  $10^{-8}$  cuando  $m_A \approx 350$  GeV, pero decae por uno o dos ordenes de magnitud cuando el canal  $\bar{t}t$  es cinemáticamente permitido, aunque incrementa nuevamente al orden de  $10^{-8}$  cuando  $m_A$  se incrementa a 750 GeV. Cuando  $t_\beta$  incrementa hasta 15 (gráfica superior derecha) no hay un cambio significativo en valor de  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$ , excepto cuando  $m_A = 400$  GeV en donde este es considerablemente más pequeño que en el escenario  $t_\beta = 2$ . En las gráficas inferiores de la Fig. 3.5

### CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H, A$ ) EN EL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

#### 3.4. ANÁLISIS NUMÉRICO DE $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = A, h, H$ ) EN EL hMSS

es evidente que existe una pequeña dependencia en el  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  sobre  $t_\beta$  para  $m_A > 400$  GeV. Podemos concluir que la razón del decaimiento a tres cuerpos está por debajo de los decaimientos  $A \rightarrow Z\gamma$  y  $A \rightarrow \gamma\gamma$ :  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/\text{Br}(A \rightarrow \gamma\gamma) \approx 10^{-4}$  y  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)/\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma) \approx 10^{-3}$  cuando  $m_A = 750$  GeV y  $t_\beta$  pequeño. Estos valores decrecen por al menos un orden de magnitud cuando  $m_A = 400$  GeV.

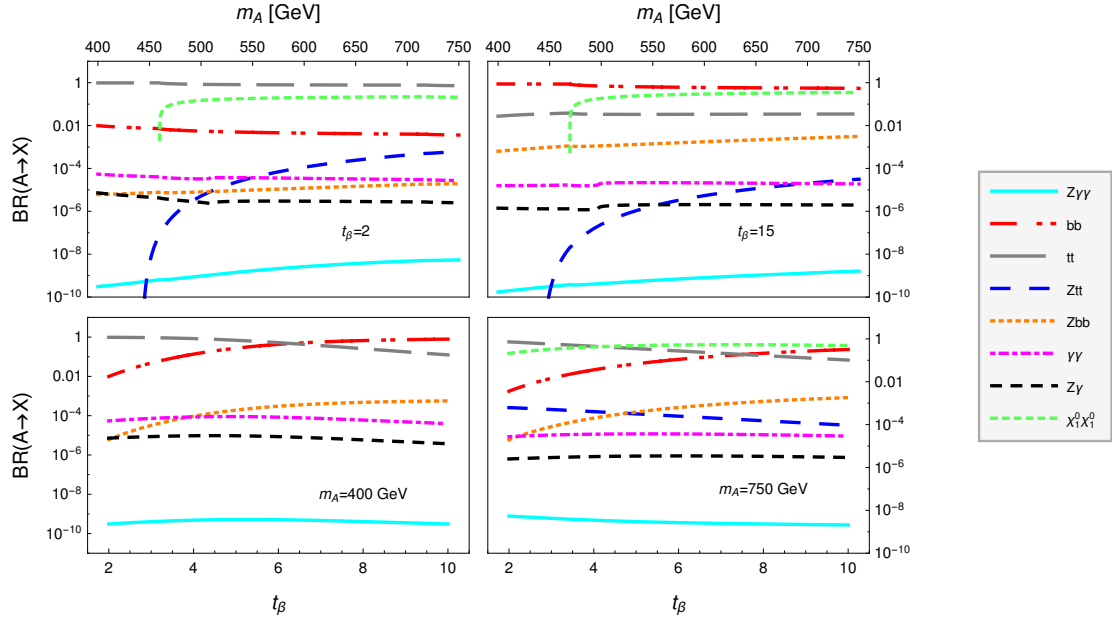


Figura 3.5: Gráficas para  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  en el hMSS como función de  $m_A$  y dos valores de  $t_\beta$  (gráficas superiores) y como función de  $t_\beta$  para dos valores de  $m_A$  (gráficas inferiores). También se incluyen los canales dominantes del bosón escalar  $CP$ -impar. La masa del neutralino es  $m_{\chi_1^0} = 230$  GeV.

#### $H \rightarrow Z\gamma\gamma$

Ahora realizaremos el análisis para el decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Tal y como en el caso del decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ , los diagramas de caja proporcionan una pequeña contribución a  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  y las contribuciones importantes provienen de los diagramas reducibles, los cuales en este caso pueden ser mediados por un el bosón escalar  $CP$ -impar y el bosón  $Z$ . Sin embargo, los diagramas con el bosón  $Z$  virtual dan una contribución despreciable dada que la amplitud es proporcional a  $c_{\beta-\alpha}$ . Por lo tanto la contribución dominante proviene de los diagramas reducibles con el bosón de Higgs  $CP$ -impar decayendo mediante los diagramas de triángulo con quarks y charginos. En las gráficas superiores de la Fig. 3.6 mostramos el  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  como función de  $m_H$  para dos valores de  $t_\beta$ , mientras que en las gráficas inferiores se muestra el  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  como función de  $t_\beta$  para dos valores de  $m_H$ . Para  $t_\beta = 2$  el  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  es del orden de  $10^{-8}$  ( $10^{-7}$ ) para  $m_H = 400$  GeV (750 GeV). Estos valores son ligeramente mayores a los alcanzados por  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$ . De hecho para  $t_\beta = 2$  y valores grandes de  $m_H$  los valores del decaimiento a tres cuerpos  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  son más grandes que el decaimiento a dos cuerpos  $H \rightarrow Z\gamma$ . Sin embargo para  $t_\beta = 10$ , el  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  decrece por un orden de magnitud: por ejemplo, alrededor de  $10^{-8}$  para  $m_H = 750$  GeV, pero decrece un orden de magnitud para valores pequeños de  $m_H$ . Por lo tanto el decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  es más sensible a  $t_\beta$  que  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ . Este hecho se vuelve evidente en las gráficas inferiores de la Fig. 3.6, en donde observamos un cambio de un orden de magnitud cuando  $t_\beta$  incrementa de 2 hasta 10. En lo que concierne a los decaimientos dominantes del bosón escalar  $CP$ -par, el canal

$t\bar{t}$  ( $b\bar{b}$ ) es el dominante para valores pequeños (grandes) de  $t_\beta$ . El único decaimiento a partículas supersimétricas es el canal a neutralinos, el cual es importante cuando se vuelve cinemáticamente permitido. De hecho para  $m_H = 750$  GeV la tasa del canal  $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$  sobrepasa los canales  $t\bar{t}$  y  $b\bar{b}$  en la región  $5 \leq t_\beta \leq 11$ .

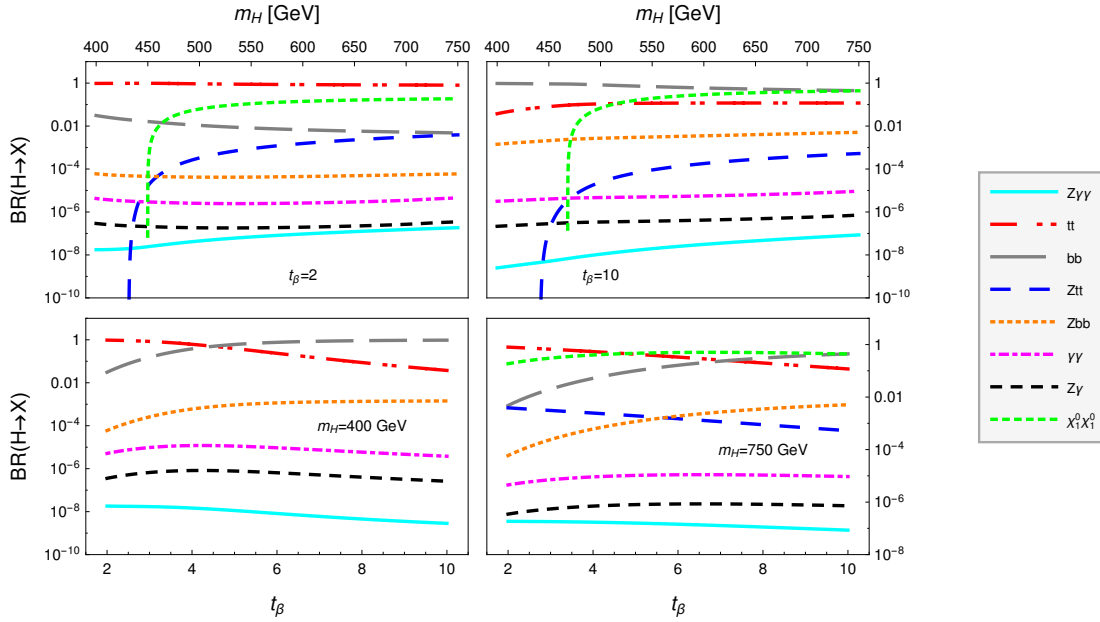


Figura 3.6: Lo mismo que en la Fig. 3.5 pero para los decaimientos del bosón de Higgs  $CP$ -par  $H$ .

### 3.5. Conclusiones

Se presentó el cálculo explícito de los decaimientos de los bosones de Higgs  $CP$ -par y  $CP$ -impar  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $H \rightarrow Z\gamma\gamma$  en el marco del modelo mínimo supersimétrico. En este modelo hay nuevas contribuciones de squarks y charginos a estos procesos, además de las contribuciones de los quarks top y bottom. Se encontró que la contribución de los charginos es comparable a la del quark top para ciertos valores de los parámetros supersimétricos aun consistentes con los datos experimentales. Debido a que la masa de los squarks es del orden de los TeV, estos proporcionan una contribución despreciable a los decaimientos. En particular, el  $\text{Br}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)$  puede alcanzar valores del orden de  $10^{-8}$  para masas relativamente pesadas del bosón de Higgs  $CP$ -impar ( $m_A = 750$  GeV). Este decaimiento se suprime cuando disminuye el valor de  $m_A$  y no es muy sensible a las variaciones de  $t_\beta$ . En cambio, el decaimiento del bosón  $CP$ -par es sensible a  $t_\beta$  ya que el  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  decrece conforme aumenta dicho parámetro. Esta dependencia ante  $t_\beta$  se debe a que el acoplamiento del bosón  $CP$ -impar a charginos es más suprimido que el correspondiente acoplamiento del bosón  $CP$ -par. En particular el  $\text{Br}(H \rightarrow Z\gamma\gamma)$  puede ser del orden de  $10^{-7}$  cuando  $m_A = 700$  GeV, el cual resulta comparable al decaimiento  $H \rightarrow Z\gamma$ . En cuanto al decaimiento del bosón de Higgs  $h$ , este se encuentra muy suprimido y es del orden de  $10^{-9}$ .

## Capítulo 4

# Decaimientos con violación de sabor $h \rightarrow f_i f_j$ y $t \rightarrow cX$ ( $X = \gamma, g, Z, h$ ) en el modelo de Leptoquarks

En este capítulo presentamos los cálculos para el decaimiento del bosón de Higgs  $h \rightarrow f_i f_j$ , el cual es analizado en un modelo simple de leptoquarks. Aunque la discusión teórica se aborda sin considerar alguna combinación en particular de sabores de fermiones, nos enfocaremos en el decaimiento  $h \rightarrow \mu\tau$  para la discusión fenomenológica. Además de la fenomenología del bosón de Higgs, también estudiamos la física del quark top, específicamente los decaimientos con violación de sabor  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, h$ ) mediado por leptoquarks escalares [47]. Este proceso está relacionado con el decaimiento del bosón de Higgs dado que en ambos procesos intervienen las mismas constantes de acoplamiento de leptoquarks con fermiones, por lo que el análisis del espacio de parámetros de modelo de leptoquarks afecta de la misma manera a los decaimientos aquí presentados.

### 4.1. El Modelo de Leptoquarks

De acuerdo al ME, las partículas fundamentales se dividen en fermiones y bosones: los fermiones son las partículas que constituyen la materia y los bosones son los encargados de mediar las interacciones. Los fermiones, que a su vez se dividen en quarks y leptones, se arreglan en tres familias, siendo cada una de ellas copias idénticas de la misma estructura de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , en donde los valores de las masas son la única diferencia

$$\text{Quarks} : \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

$$\text{leptones} : \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Estas familias de fermiones son muy similares con respecto a su estructura y a sus interacciones electrodébiles, de hecho se necesita de la contribución de todas las generaciones de fermiones para cancelar las anomalías triangulares y de esta manera asegurar la renormalizabilidad de la teoría [48, 49]. A pesar de esto, el ME no proporciona una explicación al hecho de que las familias compartan la misma estructura ni a la simetría que existe entre estas familias. La explicación de esta simetría puede ser proporcionada por una teoría más fundamental, en donde surge de manera natural la interacción entre fermiones y en consecuencia existir nuevos bosones que se acoplen a los quarks y leptones simultáneamente. Este acoplamiento no se encuentra en el ME, lo cual se

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
4.1. EL MODELO DE LEPTOQUARKS

---

debe al hecho de que clásicamente los leptones y quarks aparecen de manera independiente en el ME. Tomando esto en consideración, surgen las teorías de gran unificación (GUT) basadas en grupos de norma como  $SU(5)$  o  $SU(10)$ , en donde los quarks y leptones forman parte de la misma representación, lo que proporciona un camino para unificar las propiedades de estas partículas. En estas teorías surgen de manera natural bosones escalares y vectoriales llamados leptoquarks (LQs), ya que como su nombre indica, son los responsables de relacionar las interacciones entre leptones y quarks. En este sentido, los LQs tienen la principal característica de convertir a leptones en quarks y viceversa, por esta razón los LQs han sido partículas bastante estudiadas debido a su gran riqueza fenomenológica. Sin embargo, uno de los problemas que enfrentan las GUT es que la escala de unificación es muy grande, siendo del orden de  $10^{15-16}$  GeV, lo cual hace que su estudio fenomenológico a bajas energías sea irrelevante. Una aproximación más atractiva que se basa en teorías GUT para unificar quarks y leptones, fue propuesto por J. Pati y A. Salam [50]. La idea principal del modelo, fue proponer la extensión del número de colores de los quarks, en donde los 3 colores usuales (rojo, azul y blanco) representan la materia bariónica ( $B=1$ ) y el cuarto color extendido representa el número leptónico. La unificación de la materia bariónica y leptónica se lleva a cabo al extender el grupo  $SU(3)$  al grupo  $SU(4)$ , posteriormente el grupo  $SU(4)$  es espontáneamente roto tal que los gluones permanecen sin masa mientras que los bosones de norma y los LQs se vuelven masivos.

### Estados de Leptoquarks

Para el estudio fenomenológico de los leptoquarks de una manera independiente de algún modelo, se asume que la lagrangiana de interacción con los campos del ME sea renormalizable e invariante bajo el grupo  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Con esta suposición, solo las masas de los LQs y sus acoplamientos izquierdos y derechos a fermiones (usualmente abreviados como  $\lambda_{L,R}$ ) permanecen como parámetros libres. En cuanto a los acoplamientos con los bosones de norma y las representaciones de los LQs, estos estarán completamente determinados por la carga eléctrica y la tercera componente del isoespín. Como resultado, pueden existir seis leptoquarks escalares ( $S_3, R_2, \tilde{R}_2, \tilde{S}_1, S_1, \tilde{S}_1$ ) y seis vectoriales ( $U_3, V_2, \tilde{V}_2, \tilde{U}_1, U_1, \tilde{U}_1$ ), los cuales se resumen en la Tab. 4.1 en donde también se muestran sus propiedades de transformación bajo el grupo del modelo estándar. Debido a que todos los quarks y leptones se transforman bajo el grupo  $SU(3)$  como tripletes y singletes respectivamente, todos los leptoquarks se deben transformar como una representación 3-dimensional de  $SU(3)$  para que la contracción LQ-quark-leptón sea invariante bajo dicho grupo. Como consecuencia, los LQs se pueden acoplar a un par de quarks pero no a un par de leptones. En lo que respecta a la dimensión de los LQs bajo  $SU(2)$ , esta resulta ser menos trivial que el análisis anterior, dado que ahora tanto los quarks como leptones pueden ser singletes o dobletes de  $SU(2)$  y de esta forma, la contracción quark-leptón puede ser triplete, doblete o singlete de  $SU(2)$ . Se puede aprovechar esta característica para organizar los diferentes estados de LQs, la cual se representa como un subíndice en el símbolo como se muestra en la Tab. 4.1. Cuando los LQs tienen la misma representación ante  $SU(2)$  pero difieren por la hipercarga, se añade una marca extra que puede ser una tilde o una barra arriba del símbolo del LQ.

Los leptoquarks tienen un número fermiónico dado por  $F = 3B + L$ , el cual distingue entre los LQs, ya que pueden decaer al par quark-leptón (antiquark-leptón) si  $|F| = 2$  ( $F = 0$ ). Si no se prohíbe el acoplamiento del LQ a un par de quarks mediante la aplicación de alguna simetría, los LQs con  $F = -2$  pueden mediar el decaimiento del protón mediante el proceso  $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ , el cual se ilustra en la Fig. 4.1. Para impedir un rápido decaimiento del protón se pueden asumir acoplamientos muy suprimidos o un valor para la masa de LQs del orden de  $m_{LQ} > 2 \times 10^{11}$  GeV considerando la vida media del protón de  $\tau_p^{\text{exp}} > 10^{34}$  años, sin embargo, su estudio resultaría irrelevante para la fenomenología a bajas energías. Por esta razón, solo las teorías con interacciones de LQs renormalizables con conservación de los números leptónico y bariónico son fenomenológicamente interesantes. Si no se considera el acoplamiento de leptoquarks a dos quarks

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
4.1. EL MODELO DE LEPTOQUARKS

Leptoquark	$(SU(3), SU(2), U(1))$	Espín	F	$Q_{em}$
$\tilde{S}_3$	$(\bar{3}, 3, 1/3)$	0	-2	$(2/3, -1/3, -4/3)$
$\tilde{R}_2$	$(3, 2, 7/6)$	0	0	$(-2/3, -5/3)$
$\tilde{\bar{R}}_2$	$(3, 2, 1/6)$	0	0	$(1/3, -2/3)$
$\tilde{S}_1$	$(\bar{3}, 1, -4/3)$	0	-2	2/3
$\tilde{S}_1$	$(\bar{3}, 1, -1/3)$	0	-2	1/3
$\tilde{U}_3$	$(3, 3, 2/3)$	1	0	$(1/3, -2/3, -5/3)$
$\tilde{V}_2$	$(\bar{3}, 2, 5/6)$	1	-2	$(2/3, -1/3)$
$\tilde{\bar{V}}_2$	$(\bar{3}, 2, -1/6)$	1	0	$-1/3, -4/3$
$\tilde{U}_1$	$(3, 1, 5/3)$	1	0	-2/3
$\tilde{U}_1$	$(3, 1, 2/3)$	1	0	-5/3

Tabla 4.1: Estados de leptoquarks escalares y vectoriales. Se muestran sus representaciones bajo el grupo del ME, su espín y número fermiónico.

se pueden asignar los números B y L de los LQs de una manera autoconsistente. Esto permite concentrarnos en la fenomenología a bajas energías de los LQs sin la necesidad de resolver el problema de la estabilidad de la materia. De entre el espectro de campos de LQs existen dos escalares que no poseen el acoplamiento a un par de quarks,  $\tilde{R}_2$  y  $\tilde{\bar{R}}_2$  a los que se les puede asignar el número  $B = 1/3$  y  $L = -1$  considerando solo acoplamientos a los fermiones. En este trabajo no estamos interesados en los LQs vectoriales dado que sus masas y acoplamientos están fuertemente restringidos por los datos experimentales.

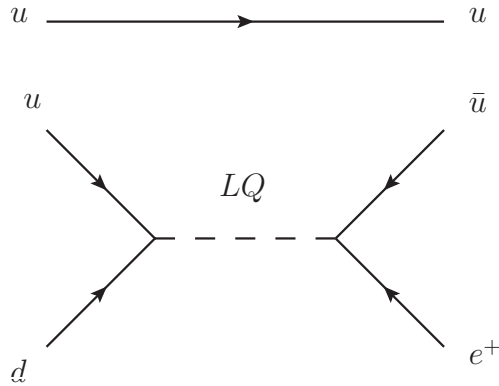


Figura 4.1: Diagrama de Feynman para el decaimiento del protón  $p \rightarrow \pi^0 e^+$  mediado por leptoquarks escalares.

#### 4.1.1. Leptoquarks escalares

De manera general, la lagrangiana que describe la interacción de los leptoquarks escalares se puede escribir como

$$\mathcal{L}_{LQ} = \mathcal{L}_{kin} + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_S, \quad (4.3)$$

en donde  $\mathcal{L}_{kin}$  describe los términos cinéticos de LQs,  $\mathcal{L}_Y$  la interacción con los fermiones del ME y  $\mathcal{L}_S$  el sector escalar. La lagrangiana (4.3) constituye una extensión mínima del ME en donde

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
4.1. EL MODELO DE LEPTOQUARKS

---

se introducen nuevos grados de libertad mediante los LQs. En el caso de LQs escalares, dicha extensión mediante las lagrangianas efectivas proporcionan un marco renormalizable.

**Parte cinética**

Invarianza local bajo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  implica que los leptokuarks también se pueden acoplar a los bosones de norma electrodébiles. Dicho acoplamiento esta dada por el término cinético

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = (D_\mu S)^\dagger (D^\mu S), \quad (4.4)$$

en donde  $D_\mu$  es la derivada covariante, la cual depende de la representación en particular del leptokuark y se puede escribir de manera general como

$$D_\mu S = \left( \partial_\mu + ig_1 Y B_\mu + ig_2 I^k W_\mu^k + ig_3 \frac{\lambda^A}{2} G_\mu^A \right) S, \quad (4.5)$$

en donde  $Y$  es la hipercarga,  $\lambda^A$ , ( $A = 1, \dots, 8$ ) son las matrices de Gell-Mann (dado que todos los estados de LQs se transforman como tripletes bajo  $SU(3)$ ) e  $I^k$  la representación matricial bajo  $SU(2)$ . Dicha representación depende de la asignación del LQ bajo  $SU(2)$ , la cual es  $I^k = 0$  si el LQ es singlete de  $SU(2)$ . Si los LQs son dobletes  $I^k = \tau^k/2$ , con  $\tau^k$  la representación estándar de las matrices de Pauli y en el caso de tripletes  $(I^k)_{ij} = -i\epsilon_{kij}$ , ( $i, j, k = 1, 2, 3$ ).

**Potencial escalar**

No existen razones fundamentales que prohiban el acoplamiento de los LQs con el doblete de Higgs del ME,  $H \equiv (\mathbf{1}, \mathbf{2}, -1/2)$ , por lo que la lagrangiana más general renormalizable e invariante de norma que describe dicha interacción se puede dividir en una parte universal, la cual no distingue entre las diferentes componentes del multiplete de leptokuarks, y una parte que depende de la representación en particular [51]

$$\mathcal{L}_S = -(M_\Phi^2 + \lambda_\Phi h^\dagger h) \Phi^\dagger \Phi + \mathcal{L}'_S, \quad (4.6)$$

en donde  $\Phi$  representa todos los campos de LQs. En la lagrangiana anterior,  $\mathcal{L}'_S$  es la parte dependiente de la representación, la cual se puede escribir como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_S = & h_{S_1}^{(i)} H i \tau_2 \tilde{R}_2 S_1^i + h_{S_3} H i \tau_2 \hat{S}_3 \tilde{R}_2 + Y_{R_2}^{(i)} (H i \tau_2 R_2^i) (\tilde{R}_2^\dagger H) + Y_{S_3} (H i \tau_2 \hat{S}_3^\dagger H) \tilde{S}_1 \\ & + \kappa_S^{(i)} (H^\dagger \hat{S}_3 H) S_1^{i\dagger} + h.c. \end{aligned} \quad (4.7)$$

En la Ec.(4.6) se incluye el término de masa diagonal  $M_\Phi^2 \Phi^\dagger \Phi$  que puede ser generada por el rompimiento espontáneo de la simetría fundamental hacia el grupo de norma electrodébil a alguna escala más alta de energía. Posteriormente el rompimiento de la simetría electrodébil produce términos de masas de LQs no diagonales, los cuales, además de los términos diagonales en (4.7), definen las matrices de masas de LQs. Dichos términos no diagonales conllevan a una mezcla no trivial entre los LQs de diferentes multipletes de  $SU(2)_L$  así como LQs izquierdos y derechos. No entraremos en detalle acerca del espectro de masas de leptokuarks debido a que en nuestro estudio solo consideramos LQs no quirales y estos no producen mezclas entre los estados debido a sus diferentes valores de las cargas eléctricas. Es importante mencionar que los dos primeros términos del potencial escalar (4.7) viola el número leptónico por dos unidades  $\Delta L = 2$  y por lo tanto generan masas para los neutrinos de tipo Majorana después del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil [52, 53]. Este es uno de los motivos por el cual los modelos de LQs han recibido particular interés en los últimos años. En el caso de los leptokuarks vectoriales, a diferencia de los escalares, la generación de un término de masa similar a (4.6) necesita la introducción de nuevos campos, lo cual hace que el marco sea altamente dependiente de la representación.

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
4.1. EL MODELO DE LEPTOQUARKS

---

### Lagrangiano de Yukawa

Como se mencionó anteriormente, la interacción de los LQs con los fermiones se puede describir mediante una lagrangiana efectiva que respete las simetrías del ME, además de considerar acoplamientos adimensionales y así asegurar la renormalizabilidad de la teoría. A diferencia del potencial escalar, el lagrangiano de Yukawa no se puede escribir de una manera universal, ya que las interacciones dependen de la representación del LQ. En ocasiones es usual etiquetar a los leptokuarks escalares mediante su número de sabor  $F = 3B + L$ , por lo que podemos escribir a  $\mathcal{L}_Y$  como

$$\mathcal{L}_Y = \mathcal{L}_{|F|=0} + \mathcal{L}_{|F|=2}, \quad (4.8)$$

en donde  $\mathcal{L}_{|F|=0,2}$  denota la lagrangiana responsable de las interacciones respectivas de los LQs con dicho número fermiónico. Para cada caso podemos escribir la interacción como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{|F|=0} = & -(y_{R_2})_{ij} \bar{u}_R^i R_2 i\tau_2 L^j + (y_{R_2}^R)_{ij} \bar{Q}^i R_2 l_{R_j} - (y_{R_2}^L)_{ij} \bar{d}_R^i \tilde{R}_2 i\tau_2 L_j \\ & + (y_{R_2}^R)_{ij} \bar{Q}^i \tilde{R}_2 \nu_R^j + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{|F|=2} = & (y_{S_1}^L)_{ij} \bar{Q}^i i\tau_2 S_1 L_j + (y_{S_{-1}}^R)_{ij} \bar{u}_{R_i}^C S_1 l_{R_j} + (y_{S_1}^R)_{ij} \bar{d}_R^i S_1 \nu_R^j \\ & + (y_{S_3}^L)_{ij} \bar{Q}^i i\tau_2 (\vec{\tau} \cdot \vec{S}_3) L^j + (y_{S_1}^R)_{ij} \bar{d}_R^i \tilde{S}_1 l_{R_j}^j + \bar{u}_R^i \tilde{S}_1 \nu_R^j + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (4.10)$$

en donde  $\psi_{L,R} = P_{L,R} \psi$  con  $P_{L,R} = (1 \mp \gamma^5)/2$ ,  $Q_i = ((V^\dagger u_L)_i \quad d_{Li})^T$  y  $L_i = ((U_{\nu_L})_i \quad l_{Li})^T$  son los dobletes izquierdos, con  $U$  y  $V$  la matrices de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) y la matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), respectivamente. Debido a que se desprecia la masa de los neutrinos, se establece  $U = \mathbb{I}$ . Los elementos  $y_{LQ}^{L,R}$  son matrices de los acoplamientos de Yukawa, cuyas componentes corresponden a las generaciones de quarks y leptones en el eigenestado de interacción. Como se puede observar, en la lagrangiana (4.10) no se contempla el acoplamiento a un par de quarks, lo cual es necesario para la estabilidad del protón.

#### 4.1.2. Modelo Simple de Leptoquarks

Como se mencionó en la introducción de este capítulo, existen diferentes modelos que predicen leptokuarks de manera natural y aunque su estudio resulta complicado para cada teoría, podemos estudiar su fenomenología mediante una teoría efectiva y de esta manera, enfocarnos en las interacciones de los LQs a bajas energías. Una aproximación simple es considerar un modelo mínimo renormalizable de leptokuarks escalares que contenga una representación adicional al grupo del ME y construir el modelo renormalizable más general sin ninguna restricción adicional en los acoplamientos. Consideramos por lo tanto el leptokuark  $R_2$  el cual tiene acoplamientos no-quirales, es decir, tiene interacciones izquierda y derecha con los fermiones. Este leptokuark se transforma como doblete bajo  $SU(2)$  y con hipercarga  $7/6$ , el cual, después del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, proporcionará dos partículas con cargas eléctricas fraccionarias  $5/3$  y  $2/3$  en unidades de la carga elemental  $e$ . El primero de estos es un leptokuark con acoplamientos no quirales a leptones y quarks, por lo que induciría decaimientos del bosón de Higgs y del quark top con cambio de sabor. Discutiremos los correspondientes acoplamientos de quarks a los fermiones.

El leptokuark  $R_2$  tiene la siguiente lagrangiana de interacción renormalizable

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F=0} = & h_{2L}^{ij} R_2^T \bar{u}_R^i i\tau_2 L_L^j + h_{2R}^{ij} \bar{Q}_L^i e_R^j R_2 \\ & + h_{1L}^{ij} S_1 Q_L^{iT} i\tau_2 L_L^j + h_{1R}^{ij} S_1 u_R^i e_R^j + \text{H.c.}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

en donde  $L_L^i$  y  $Q_L^i$  son dobletes de  $SU(2)_L$  izquierdos de leptones y quarks respectivamente, mientras que  $e_R^i$  y  $q_R^i$  son singletes, con los índices de generación  $i$  y  $j$ .

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
4.1. EL MODELO DE LEPTOQUARKS

---

Después de efectuar la rotación de los LQs a los eigenestados de masa  $\Omega_{5/3}$  y  $\Omega_{2/3}$ , que se obtienen de  $R_2$  y  $\chi_{1/3}$  proveniente del singlete en donde el subíndice indica la carga eléctrica correspondiente en unidades de  $e$ , obtenemos la siguiente lagrangiana de interacción

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F=0} &= \bar{e}^i \left( \lambda_L^{ij} P_L + \lambda_R^{ij} P_R \right) u^j \Omega_{5/3}^* + (\bar{e}^i \eta_R^{ij} P_R d^j + \tilde{\eta}_L^{ij} \nu_i P_L u_j) \Omega_{2/3}^* \\ &+ (\bar{e}^i (g_R^{ij} P_R + g_L^{ij} P_L) u^j + \tilde{g}_L^{ij} \nu^i P_L d^j) \chi_{1/3}^* \text{H.c.}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

con  $P_L$  ( $P_R$ ) el operador quiral izquierdo (derecho). De la lagrangiana (4.12) se obtiene directamente la interacción del leptokuark a quarks up y leptones cargados. Para evadir las fuertes restricciones de los acoplamientos de los LQs a los fermiones de las primeras dos familias, en nuestro estudio consideraremos que  $\Omega_{5/3}$  solo se acopla a los fermiones de la segunda y tercera generación. Después del rompimiento de la simetría electrodébil  $e = g_2 \sin \theta_W$  y  $g_1/g_2 = \tan \theta_W$ . La parte cinética del lagrangiano es

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{2} (D^\mu R_2)^\dagger D_\mu R_2, \quad (4.13)$$

Para obtener los acoplamientos de LQs a los bosones  $W^\pm$ ,  $Z$  y  $\gamma$  se sustituye  $\partial_\mu$  por la derivada covariante electrodébil en la lagrangiana cinética de leptokuarks.

$$D_\mu \Phi = \left[ \partial_\mu - i \frac{e}{\sqrt{2} s_W} (W_\mu^+ T^+ + W_\mu^- T^-) - ie Q_Z Z_\mu + ie Q_\gamma A_\mu \right] \Phi, \quad (4.14)$$

en donde  $Q^\gamma$  es la matriz de carga eléctrica de LQs y  $T$  son los generadores de la representación de LQs bajo  $SU(2)_L$ .  $Q_Z$  es la corriente neutra débil y esta dada por

$$Q_Z = \frac{T_3 - s_W^2 Q^\gamma}{s_W c_W}. \quad (4.15)$$

El acoplamiento del LQ al bosón  $Z$  y el fotón se puede obtener de la parte cinética del lagrangiano.

Para el caso del estado  $R_2$  podemos escribir la derivada covariante como

$$D_\mu R_2 = \left( \partial_\mu + ig \frac{\tau^i}{2} W^i + ig' \frac{7}{6} B^\mu \right) R_2. \quad (4.16)$$

Por lo que, en la base de eigenestados de masa tenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S &\supset i \frac{5e}{3} \Omega_{5/3} \overleftrightarrow{\partial}_\mu \Omega_{5/3}^* A^\mu - \frac{ig}{c_W} g_{Z\Omega_{5/3}\Omega_{5/3}} \Omega_{5/3} \overleftrightarrow{\partial}_\mu \Omega_{5/3}^* Z^\mu \\ &+ \text{H.c.}, \end{aligned} \quad (4.17)$$

en donde  $g_{Z\Omega_{5/3}\Omega_{5/3}} = 1/2 - 5/3 s_W^2$ .

También consideramos que el leptokuark se acopla al bosón de Higgs y se introduce la siguiente interacción efectiva y renormalizable con el doblete de Higgs del ME  $\Phi$

$$\mathcal{L} = (M_{R_2}^2 + \lambda_{R_2} \Phi^\dagger \Phi) (R_2^\dagger R_2), \quad (4.18)$$

en donde  $M_{R_2}$  es la masa del LQ. De esta lagrangiana obtenemos directamente el acoplamiento del bosón de Higgs a un par de leptokuarks  $HSS$

$$\mathcal{L} \supset \lambda_{\Omega_{5/3}} v h \Omega_{5/3}^* \Omega_{5/3}. \quad (4.19)$$

Todas las reglas de Feynman que se obtienen de las lagrangianas anteriores se muestran en la Fig 4.2 y son requeridas para nuestros cálculos de los decaimientos con cambio de sabor del bosón de Higgs y el quark top

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.2. DECAIMIENTO  $H \rightarrow f_i f_j$  INDUCIDO POR LEPTOQUARKS**

---

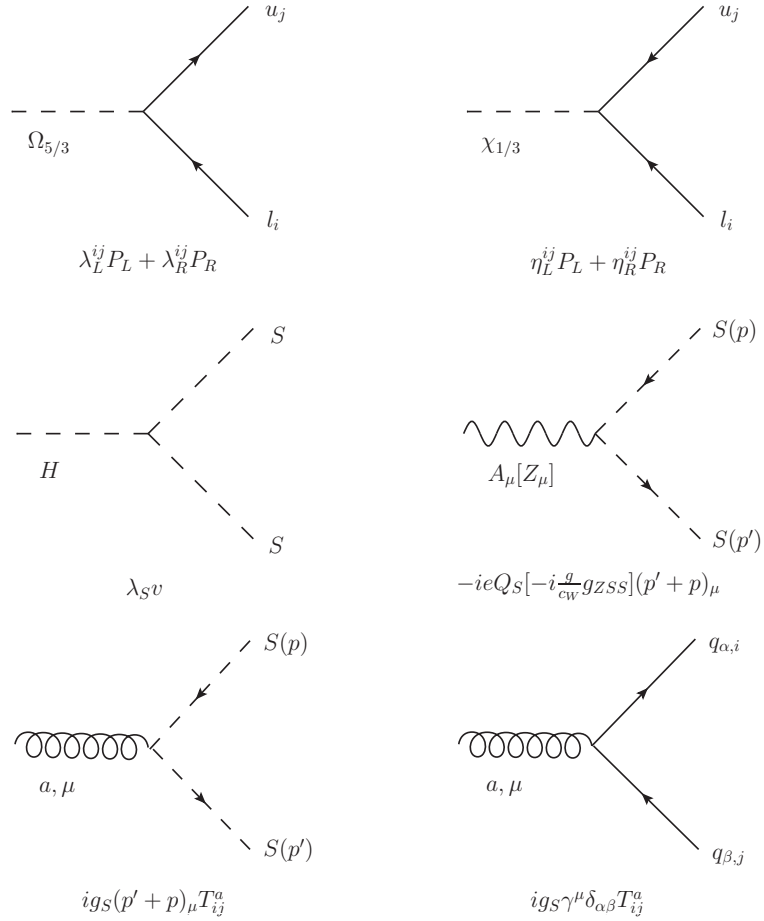


Figura 4.2: Reglas de Feynman de los acoplamientos del leptoquark con carga eléctrica 5/3 a las partículas del ME. Por completos también mostramos la regla de Feynman del acoplamiento de LQ con carga 1/3 al par leptón-quark. En el acoplamiento concerniente a gluones,  $T^a$  son los generadores de  $SU(3)_c$  en la representación fundamental.

## 4.2. Decaimiento $h \rightarrow f_i f_j$ inducido por Leptoquarks

Hasta el momento, los datos del LHC indican que las propiedades del bosón de Higgs tales como su espín, transformación ante CP, acoplamientos, etc, concuerdan completamente con las predicciones del ME. Sin embargo, el sector escalar aún no está completamente estudiado y nuevas mediciones podrían ofrecer información de efectos de nueva física sobre este sector. Los procesos del bosón de Higgs con violación de sabor han llamado particularmente el interés dado que en el ME no se pueden generar, debido a que se considera a los neutrinos como partículas sin masa. Sin embargo, la observación de oscilaciones de neutrinos claramente contradice al ME, sugiriendo la posibilidad de observar violación de sabor leptónico en el sector cargado. Debido a esto, los procesos con violación de sabor han sido ampliamente estudiados en diferentes teorías de extensión al ME en donde se predicen valores más prometedores para su detección experimental. Las búsquedas de ATLAS y CMS del canal  $h \rightarrow \mu\tau$  [54, 55] no han encontrado un exceso significativo, sin embargo se reportan los siguientes límites

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.2. DECAIMIENTO  $H \rightarrow f_i f_j$  INDUCIDO POR LEPTOQUARKS**

---

$$\begin{aligned} \text{CMS : } \text{Br}(h \rightarrow \mu\tau) &< 0.25 \%, \\ \text{ATLAS : } \text{Br}(h \rightarrow \mu\tau) &< 0.28 \%. \end{aligned}$$

No obstante, estos valores son alentadores para la búsqueda experimental del decaimiento  $h \rightarrow \mu\tau$  en futuros colisionadores que alcancen luminosidades y energías mayores a las determinadas por el LHC.

### Amplitudes de decaimiento

El decaimiento  $h \rightarrow f_i \bar{f}_j$  surge a nivel de un lazo y esta mediado por leptoquarks escalares con carga eléctrica 5/3 como se observa en la Fig. 4.3. Aunque trabajamos con el LQ  $\Omega_{5/3}$ , nuestros resultados también pueden ser aplicados para el LQ  $\chi_{1/3}$ . En este caso, aunque las reglas de Feynman para este LQ es de tipo Majorana (hay dos líneas fermiónicas entrando al vértice como se observa en la Fig. 4.2) y necesitan un tratamiento especial, no obstante podemos seguir el estudio del trabajo [56]. De esta manera los resultados para la contribución de  $\chi_{1/3}$  se obtienen directamente de nuestras expresiones y solo tenemos que reemplazar las correspondientes constantes de acoplamientos.

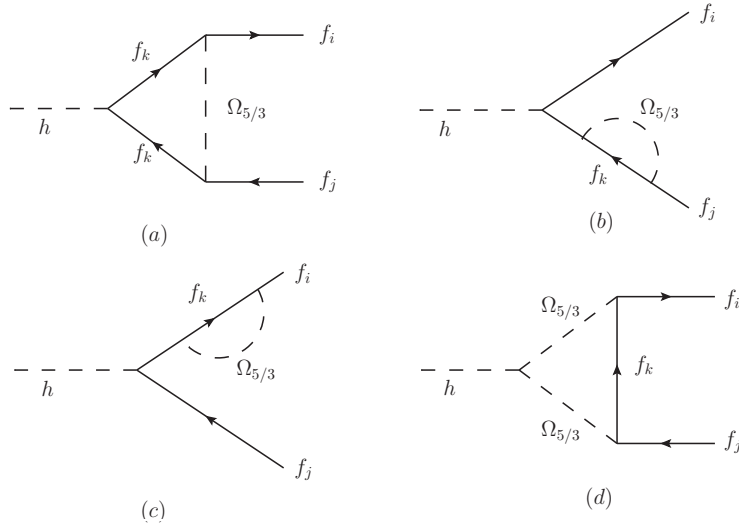


Figura 4.3: Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento  $h \rightarrow f_i \bar{f}_j$  mediado por leptoquarks escalares. Las partículas finales  $f_i$  y  $f_j$  pueden ser leptones (quarks) si el fermión interno es un quark (leptón). Se muestra la contribución del leptoquark no-quiral con carga eléctrica 5/3, el cual surge del leptoquark  $R_2$

Los 4-momentos de las partículas externas están dadas de acuerdo a  $h(k) \rightarrow f_i(k_i) + \bar{f}_j(k_j)$ , por lo que la amplitud del diagrama 4.3(a) es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{(a)}(h \rightarrow f_i \bar{f}_j) &= \frac{m_k}{v} \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \bar{f}_i (\lambda_R^{ik} P_R + \lambda_L^{ik} P_L) \frac{\not{k}_i - \not{l} + m_k}{(k_i - l)^2 - m_k^2} \\ &\times \frac{-(\not{l} + \not{k}_j) + m_k}{(l + k_j)^2 - m_k^2} (\lambda_R^{jk} P_L + \lambda_L^{jk} P_R) f_j \frac{1}{l^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2}, \end{aligned} \quad (4.20)$$

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.2. DECAIMIENTO  $H \rightarrow f_i f_j$  INDUCIDO POR LEPTOQUARKS**

---

en donde  $l$  denota el 4-momento indeterminado. Realizaremos el cálculo del proceso mediante regularización dimensional para manejar las divergencias que surgen al efectuar la integración del 4-momento indeterminado, el cual resolveremos mediante el método de parametrización de Feynman. Para esto, haremos uso de la paquetería de mathematica FeynCalc [57]. Procedemos a escribir el denominador de la amplitud anterior de la siguiente manera

$$\frac{1}{D_1 D_2 D_3} = 2 \int_0^1 dx \int_0^{1-x} \frac{dy}{(xD_1 + yD_2 + (1-x-y)D_3)^3}, \quad (4.21)$$

en donde

$$D_1 = (k_i - l)^2 - m_k^2, \quad D_2 = (k_j + l)^2 - m_k^2, \quad D_3 = l^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2. \quad (4.22)$$

Al expandir el denominador y utilizar las condiciones de capa de masa obtenemos

$$\begin{aligned} D &= xD_1 + yD_2 + (1-x-y)D_3 \\ &= x((k_i - l)^2 - m_k^2) + y((k_j + l)^2 - m_k^2) + (1-x-y)(l^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2) \\ &= l^2 - 2l \cdot (xk_i + yk_j) + m_i^2 x + m_j^2 y - (m_k^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2)(x+y) - m_{\Omega_{5/3}}^2 \\ &= (l - k_{ij})^2 - \alpha_{\Omega_{5/3}k}, \end{aligned}$$

en donde hemos denotado

$$\alpha_{ab} = \rho(xm_i^2 + ym_j^2 - m_a^2) + m_b^2(x+y) - xy m_h^2, \quad (4.23)$$

$$k_{ij} = xk_i + yk_j, \quad (4.24)$$

con  $\rho = x + y - 1$ . Podemos reescribir la amplitud (4.20) como

$$\mathcal{M}^{(a)}(h \rightarrow f_i \bar{f}_j) = \frac{2m_k}{v(2\pi)^D} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \int d^D l \frac{\bar{f}_i I f_j}{((l - k_{ij})^2 - \alpha_{\Omega_{5/3}k})^3}, \quad (4.25)$$

en donde definimos  $I$  como

$$I = (\lambda_R^{ik} P_R + \lambda_L^{ik} P_L)(\not{k}_i - \not{l} + m_k)(-\not{l} - \not{k}_j + m_k)(\lambda_R^{jk} P_L + \lambda_L^{jk} P_R). \quad (4.26)$$

Utilizamos el hecho de que estas integrales son invariantes ante desplazamientos de la variable de integración  $l$ , por lo que podemos realizar la sustitución  $l \rightarrow l + k_{ij}$  y simplificar el denominador de la expresión (4.25). Con este cambio ahora tenemos

$$\mathcal{M}^{(a)}(h \rightarrow f_i \bar{f}_j) = \frac{2m_k}{v(2\pi)^D} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \int d^D l \frac{\bar{f}_i I' f_j}{(l^2 - \alpha)^3}, \quad (4.27)$$

en donde  $I' = I(l \rightarrow l + k_{12})$  el cual al expandir y aplicar las condiciones de capa de masa queda como

$$\begin{aligned} I' &= i \left( m_k \lambda_L^{ik} \lambda_L^{jk} \left( (2x-1)\not{k}_i - (2y-1)\not{k}_j + 2\not{l} \right) - \lambda_R^{ik} \lambda_L^{jk} \left( \rho \not{k}_i \not{k}_j - \not{k}_i \not{l} - \not{k}_j \not{l} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2xk_i \cdot l - 2(y-1)k_j \cdot l + l^2 + y(m_j^2 \rho - xm_h^2) + xm_i^2 \rho + m_k^2 \right) \right) P_R + (R \leftrightarrow L). \end{aligned} \quad (4.28)$$

Por invarianza de Lorentz, los términos con potencias impares de la variable de integración  $l$  son cero. Para realizar la integración sobre el 4-momento indeterminado tomamos los resultados conocidos al integrar en D-dimensiones y posteriormente tomar el límite  $D \rightarrow 4$ , los resultados son:

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.2. DECAIMIENTO  $H \rightarrow f_i f_j$  INDUCIDO POR LEPTOQUARKS**

---

$$\int \frac{d^D l}{(l^2 - \alpha)^3} = \frac{-i\pi^2}{2\alpha}, \quad (4.29)$$

$$\int \frac{d^D l}{(l^2 - \alpha)^2} = i\pi^2(\Delta - \log \alpha), \quad (4.30)$$

en donde  $\Delta$  contiene la divergencia ultravioleta que surge al tomar el límite y esta dada por

$$\Delta = -\frac{1}{\epsilon} + \gamma + \log(\pi), \quad (4.31)$$

con  $\epsilon = (D - 4)/2$ . Después de aplicar la ecuación de Dirac y realizar la integración sobre el 4-momento indeterminado encontramos la forma general para el vértice  $h f_i f_j$  que se expresa como

$$\mathcal{M}(h \rightarrow f_i f_j) = \bar{f}_i (F_R P_R + F_L P_L) f_j, \quad (4.32)$$

en donde la contribución del diagrama 4.3(a) al factor de forma  $F_R$  es

$$\begin{aligned} F_R^{(a)} = & \frac{1}{16\pi^2 v} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left[ \frac{m_k}{\alpha_{\Omega_{5/3} k}} \left( \rho m_i m_j \lambda_L^{ik} \lambda_R^{jk} + (2x-1) m_i m_k \lambda_L^{ik} \lambda_L^{jk} \right. \right. \\ & + (2y-1) m_j m_k \lambda_R^{ik} \lambda_R^{jk} + \left. \left. \left( y(x m_h^2 - \rho m_j^2) - x \rho m_i^2 - m_k^2 - \alpha_{\Omega_{5/3} k} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + 2 \log(\alpha_{\Omega_{5/3} k}) \right) \lambda_R^{ik} \lambda_L^{jk} \right] + 2 m_k \Delta \lambda_R^{ik} \lambda_L^{jk}. \end{aligned} \quad (4.33)$$

El factor  $F_L^{(a)}$  se puede obtener empleando el reemplazo  $F_L^{(a)} = F_R^{(a)}(R \leftrightarrow L)$ . En general la contribución total de los diagramas de Feynman a  $F_L$  se puede obtener de este reemplazo. Observamos que la amplitud del diagrama 4.3(a) no es finita ya que contiene términos divergentes, los cuales se deben cancelar al sumar la contribución de los DR (b) y (c). La amplitud para estos diagramas es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{(b)}(h \rightarrow f_i \bar{f}_j) = & \frac{m_i}{v} \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \bar{f}_i \frac{-\not{k}_j + m_i}{k_j^2 - m_i^2} (\lambda_L^{ik} P_L + \lambda_R^{ik} P_R) \\ & \times \frac{-(l + \not{k}_j) + m_k}{(l + k_j)^2 - m_k^2} (\lambda_R^{jk} P_L + \lambda_L^{jk} P_R) f_j \frac{1}{l^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2}, \end{aligned} \quad (4.34)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{(c)}(h \rightarrow f_i \bar{f}_j) = & \frac{m_j}{v} \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \bar{f}_i (\lambda_L^{ki} P_L + \lambda_R^{ki} P_R) \frac{\not{k}_i - l + m_k}{(k_i - l)^2 - m_k^2} \\ & \times (\lambda_R^{kj} P_L + \lambda_L^{kj} P_R) \frac{\not{k}_i + m_j}{k_i^2 - m_j^2} f_j \frac{1}{l^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2}. \end{aligned} \quad (4.35)$$

De manera similar al caso del cálculo del diagrama (a) empleamos parametrización de Feynman para evaluar las amplitudes de los DR y encontrar su contribución a los factores de forma, la cual podemos escribir como

$$\begin{aligned} F_R^{(b),(c)} = & \frac{1}{16\pi^2 v} \int_0^1 dx \left[ \frac{1}{m_i^2 - m_j^2} \left( m_k (m_i^2 \log(\alpha_j) - m_j^2 \log(\alpha_i)) \lambda_R^{ik} \lambda_L^{jk} \right. \right. \\ & + (1-x) \log(\alpha_j/\alpha_i) m_i m_j (m_j \lambda_L^{ik} \lambda_L^{jk} + m_i \lambda_R^{ik} \lambda_R^{jk}) \\ & \left. \left. + \log(\alpha_j/\alpha_i) m_i m_j m_k \lambda_L^{ik} \lambda_R^{jk} \right) - m_k \Delta \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} \right], \end{aligned} \quad (4.36)$$

$$+ \log(\alpha_j/\alpha_i) m_i m_j m_k \lambda_L^{ik} \lambda_R^{jk} - m_k \Delta \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki}, \quad (4.37)$$

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.3. DECAIMIENTOS  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, h$ ) INDUCIDO POR LEPTOQUARKS**

---

en donde

$$\alpha_a = (x-1)(xm_a^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2) + xm_k^2. \quad (4.38)$$

Se puede ver fácilmente que al sumar la contribución al factor  $F_R$  de los DR (Ec. (4.36)) con la contribución del primer diagrama de Feynman (Ec. (4.33)) y realizar la integración sobre los parámetros de Feynman, la parte divergente de la amplitud se cancela. Análogamente, para el factor de forma  $F_L$  las divergencias ultravioletas se cancelan, por lo que el resultado total es finito. En cuanto al diagrama de Feynman 4.3(d), podemos escribir la amplitud como

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{(d)}(h \rightarrow f_i \bar{f}_j) &= \lambda_\Omega v \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \bar{f}_i (\lambda_R^{ik} P_R + \lambda_L^{ik} P_L) \frac{l + m_k}{l^2 - m_k^2} (\lambda_R^{jk} P_L + \lambda_L^{jk} P_R) f_j \\ &\times \frac{1}{(k-l)^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2} \frac{1}{(l+k_j)^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2}. \end{aligned} \quad (4.39)$$

Resulta que este no contiene divergencias y su contribución a los factores de forma es

$$F_R^{(d)} = -\frac{\lambda_\Omega v}{16\pi^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{\alpha_{k\Omega_{5/3}}} \left( xm_i \lambda_L^{ik} \lambda_L^{jk} + y m_j \lambda_R^{ik} \lambda_R^{jk} + m_k \lambda_R^{ik} \lambda_L^{jk} \right). \quad (4.40)$$

De esta manera, la contribución total del factor de forma  $F_R$  se puede escribir como

$$F_{L,R} = \sum_{k=(a),(b),(c),(d)} F_{L,R}^{(k)}. \quad (4.41)$$

Para tener una mayor confianza en nuestros resultados también empleamos el método de Passarino-Veltman para evaluar las integrales de lazo. Para realizar este paso utilizamos la paquetería de mathematica `Package-X` [58]. En este caso las expresiones resultan ser más complicadas que las obtenidas por parametrización de Feynman y dejamos la forma completa en el Apéndice C.

Después de obtener la amplitud invariante de la contribución del leptokuark al decaimiento  $h \rightarrow f_i \bar{f}_j$  ahora procederemos a calcular la anchura de decaimiento. Después de sumar y promediar sobre las polarizaciones de los fermiones finales e iniciales, insertamos la amplitud al cuadrado en la formula general para un decaimiento a dos cuerpos para obtener

$$\Gamma(h \rightarrow f_i f_j) = \frac{\lambda^{1/2}(m_h^2, m_i^2, m_j^2)}{16\pi m_h^3} \left( (|F_L|^2 + |F_R|^2) k_i \cdot k_j - 2m_i m_j \text{Re}(F_L F_R^*) \right), \quad (4.42)$$

en donde  $\Gamma(h \rightarrow f_i f_j) = \Gamma(h \rightarrow \bar{f}_i f_j) + \Gamma(h \rightarrow f_i \bar{f}_j)$  y el producto escalar es  $k_i \cdot k_j = (m_h^2 - (m_i^2 + m_j^2))/2$ .

### 4.3. Decaimientos $t \rightarrow cX$ ( $X = \gamma, g, Z, h$ ) inducido por Leptoquarks

Como se mencionó anteriormente, los procesos con corrientes neutras con cambio de sabor son muy raros dentro del ME y han generado gran interés para la comunidad teórica y experimental. En particular, el estudio de los procesos raros del quark top son muy interesantes dado que esta partícula puede ser producida copiosamente en los colisionadores de altas energías, por lo que un gran número de eventos se pueden esperar incluso si estos procesos son muy raros. Por otra parte,

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.3. DECAIMIENTOS  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, h$ ) INDUCIDO POR LEPTOQUARKS**

---

debido a su masa, la física del quark top está estrechamente conectada al sector del rompimiento espontáneo de la simetría, en donde efectos de nueva física son más probables de aparecer. Numerosas búsquedas experimentales de los procesos del quark top con cambio de sabor se han llevado a cabo, tales como  $t \rightarrow c\gamma$  [59],  $t \rightarrow cg$  [60],  $t \rightarrow cZ$  [61] y  $t \rightarrow ch$  [62]. En el marco del ME estos decaimientos están muy suprimidos y son del orden de [63, 64]

$$\text{Br}^{\text{SM}}(t \rightarrow cg) = 10^{-8}, \quad (4.43)$$

$$\text{Br}^{\text{SM}}(t \rightarrow c\gamma) = 10^{-10}, \quad (4.44)$$

$$\text{Br}^{\text{SM}}(t \rightarrow cZ) = 10^{-13}, \quad (4.45)$$

$$\text{Br}^{\text{SM}}(t \rightarrow ch) = 10^{-13}. \quad (4.46)$$

Sin embargo, en teorías que extienden el ME estos procesos pueden tener tasas de decaimiento más grandes. Algunos de estos modelos son: el modelo con dos dobletes de Higgs [63], en donde los branching ratios son del orden de  $10^{-10} - 10^{-8}$ , el modelo mínimo supersimétrico [65], en donde se obtienen tasas de decaimiento del orden de  $10^{-9} - 10^{-6}$ , modelos con simetría izquierda-derecha [66], en donde los decaimientos son del orden de  $10^{-6} - 10^{-4}$ , entre otros.

En esta sección nos enfocamos en el estudio de los decaimientos  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, h$ ) en el modelo de leptokuarks. Por completo presentamos las expresiones más generales para los decaimientos  $f_i \rightarrow f_j X$  con  $f_i$  y  $f_j$  leptones o quarks. Las expresiones para el decaimiento  $t \rightarrow cg$  se pueden obtener fácilmente a partir del decaimiento  $t \rightarrow c\gamma$ . Nuevamente empleamos los métodos de Passarino-Veltman y parametrización de Feynman para tener una mayor confiabilidad en nuestras expresiones.

### 4.3.1. Decaimiento $f_i \rightarrow f_j V$ ( $V = \gamma, g, Z$ )

El decaimiento  $f_i \rightarrow f_j V$  se produce a nivel de un lazo mediante los diagramas de Feynman que se muestran en la Fig. 4.4 en donde el fermión interno es un leptón (quark) mientras que los fermiones externos son quarks (leptones).

Establecemos la convención de los 4-momentos para las partículas externas como

$$f_i(k_i) \rightarrow f_j(k_j)V(q), \quad (4.47)$$

lo cual nos permite escribir las condiciones de capa de masa:

- Para las partículas reales tenemos  $q^2 = m_V^2$ ,  $k_a^2 = m_a^2$ .
- Utilizando conservación de 4-momento obtenemos la relación  $k_i \cdot k_j = (m_i^2 + m_j^2 - m_V^2)/2$ .
- La condición de transversalidad para el 4-momento del bosón nos indica que podemos efectuar el remplazo  $f_j^\mu \rightarrow f_i^\mu$  en el cálculo.

Utilizando las reglas de Feynman mostradas en la Fig. 4.2 obtenemos las amplitudes de los diagramas irreducibles

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{(a)}(f_i \rightarrow f_j V) &= \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \bar{f}_j(\lambda_R^{jk} P_R + \lambda_L^{jk} P_L) \frac{\not{l} - \not{q} + m_k}{(l - q)^2 - m_k^2} \gamma^\mu (g_V^k - g_A^k \gamma^5) \\ &\times \frac{\not{l} + m_k}{l^2 - m_k^2} (\lambda_L^{ik} P_R + \lambda_R^{ik} P_L) \frac{1}{(k_j - l + q)^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2} f_i \epsilon(q)^\mu, \end{aligned} \quad (4.48)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{(d)}(f_i \rightarrow f_j V) &= \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \bar{f}_j(\lambda_R^{jk} P_R + \lambda_L^{jk} P_L) \frac{\not{k}_j - \not{l} + m_k}{(k_j - l)^2 - m_k^2} (\lambda_L^{ik} P_R + \lambda_R^{ik} P_L) \\ &\times \frac{1}{l^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2} \frac{1}{(l + q)^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2} \epsilon(q)^\mu. \end{aligned} \quad (4.49)$$

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.3. DECAIMIENTOS  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, h$ ) INDUCIDO POR LEPTOQUARKS**

---

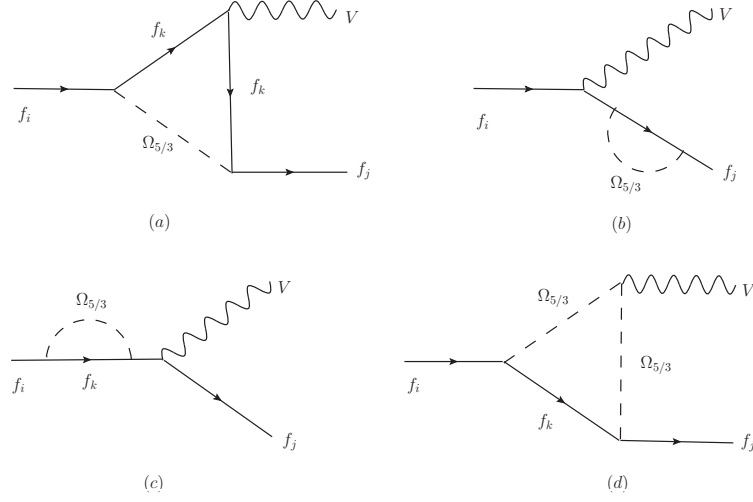


Figura 4.4: Contribución de leptoquarks escalares al decaimiento  $f_i \rightarrow f_j V$  ( $V = \gamma, Z$ ) en donde  $f_{i,j}$  son quarks (leptones) si el fermión interno  $f_k$  es un leptón (quark). Diagramas de Feynman similares inducen el decaimiento  $f_i \rightarrow f_j h$  en donde se debe reemplazar el bosón  $V$  por el bosón de Higgs. En cuanto al decaimiento  $t \rightarrow cg$  solo hay contribuciones de los diagramas (b)-(d) dado que el fermión interno es un leptón.

La amplitud para los diagramas reducibles es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{(b)}(f_i \rightarrow f_j V) &= \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \bar{f}_j (\lambda_R^{jk} P_R + \lambda_L^{jk} P_R) \frac{\not{k}_j - \not{l} + m_k}{(k_j - l)^2 - m_k^2} (\lambda_L^{ik} P_R + \lambda_R^{ik} P_L) \\ &\quad \times \frac{\not{k}_j + m_i}{k_j^2 - m_i^2} \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \frac{1}{l^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2} \epsilon(q)^\mu, \end{aligned} \quad (4.50)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{(c)}(f_i \rightarrow f_j V) &= \int \frac{d^D l}{(2\pi)^D} \bar{f}_j \gamma^\mu (g_V^j - g_A^j \gamma^5) \frac{\not{k}_i + m_j}{k_i^2 - m_j^2} (\lambda_R^{jk} P_R + \lambda_L^{jk} P_L) \\ &\quad \times \frac{\not{k}_i - \not{l} + m_k}{(k_i - l)^2 - m_k^2} (\lambda_L^{ik} P_R + \lambda_R^{ik} P_L) \frac{1}{l^2 - m_{\Omega_{5/3}}^2} \epsilon(q)^\mu. \end{aligned} \quad (4.51)$$

En este caso la cancelación de las divergencias ultravioletas ocurre al sumar la contribución de todos los diagramas de Feynman. Al emplear el método de parametrización de Feynman con la ayuda de la paquetería FeynCalc arribamos a la siguiente forma del vértice  $f_i f_j V$

$$\mathcal{M}(f_i \rightarrow f_j V) = \bar{f}_j \left( F_1^V \gamma^\mu P_R + F_2^V \gamma^\mu P_L + F_3^V k_j^\mu P_R + F_4^V k_j^\mu P_L \right) f_i \epsilon(q)^\mu. \quad (4.52)$$

Para expresar la amplitud del decaimiento  $f_i \rightarrow f_j V$  en términos del conmutador de las matrices de Dirac,  $\sigma^{\mu\nu} \equiv i[\gamma^\mu, \gamma^\nu]/2$ , usamos las siguientes identidades de Gordon

$$k_j^\mu P_R = \frac{1}{2} \left( (\sigma^{\mu\nu} q^\nu + m_j \gamma^\mu) P_R + m_i \gamma^\mu P_L \right). \quad (4.53)$$

y la expresión para  $k_j^\mu P_L$  se puede obtener intercambiando los operadores de proyección  $P_L \leftrightarrow P_R$  de la ecuación anterior. De esta manera podemos reescribir la amplitud (4.52) como

$$\mathcal{M}(f_i \rightarrow f_j V) = \bar{f}_j \left( \frac{iL^V}{m_i} \sigma^{\mu\nu} P_L q^\nu + \frac{iR^V}{m_i} \sigma^{\mu\nu} P_R q^\nu + L^V \gamma^\mu P_L + R^V \gamma^\mu P_R \right) f_i \epsilon(q)^\mu, \quad (4.54)$$

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.3. DECAIMIENTOS  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, h$ ) INDUCIDO POR LEPTOQUARKS**

---

en donde hemos empleado las siguientes relaciones

$$L'^V = \frac{1}{2}(2F_2^V + m_i F_3^V + m_j F_4^V), \quad \frac{R^V}{m_i} = \frac{F_3^V}{2},$$

$$R'^V = \frac{1}{2}(2F_1^V + m_j F_3^V + m_i F_4^V), \quad \frac{L^V}{m_i} = \frac{F_4^V}{2}.$$

Los términos monopoles  $L'^\gamma$  y  $R'^\gamma$  desaparecen para el decaimiento  $f_i \rightarrow f_j \gamma$  debido a invarianza de norma: en este decaimiento los diagramas reducibles solo dan contribuciones a los términos monopoles, los cuales se cancelan por los términos provenientes de los diagramas de triángulo. Los correspondientes factores de forma de la amplitud (4.54) se presentan en el Apéndice C.2 en términos de integrales paramétricas de Feynman y de funciones escalares de Passarino-Veltman.

Después de promediar (sumar) sobre las polarizaciones de los fermiones y bosones de norma iniciales (finales), usamos la respectiva formula del decaimiento a dos cuerpos, con lo que podemos escribir la anchura del proceso como

$$\begin{aligned} \Gamma(f_i \rightarrow f_j V) &= \frac{\lambda(m_i, m_V, m_j)}{16\pi m_i^2} \left( f_{ij} (|L^V|^2 + |R^V|^2) + g_{ij} (|L'^V|^2 + |R'^V|^2) \right. \\ &\quad + 3(m_j^2 - m_i^2 + m_V^2) (L'^V R^{V*} + L^V R'^{V*}) - \frac{3m_j m_V^2}{m_i} \text{Re}(L^V R^{V*}) \\ &\quad + \frac{3m_j}{m_i} (m_i^2 - m_j^2 + m_V^2) (L^V L'^{V*} + R^V R'^{V*}) \\ &\quad \left. - 12m_i m_j \text{Re}(L'^V R'^{V*}) \right), \end{aligned} \quad (4.55)$$

en donde

$$f_{ij} = \frac{1}{m_i^2} \left( 2(m_i^2 - m_j^2)^2 - (m_i^2 + m_j^2) m_V^2 - m_V^4 \right), \quad (4.56)$$

y

$$g_{ij} = \frac{1}{m_V^2} \left( (m_i^2 - m_j^2)^2 + (m_i^2 + m_j^2) m_V^2 - 2m_V^4 \right). \quad (4.57)$$

La anchura de decaimiento se reduce para  $f_i \rightarrow f_j \gamma$ , cuya expresión es

$$\Gamma(f_i \rightarrow f_j \gamma) = \frac{m_i}{16\pi} \left( 1 - \left( \frac{m_j}{m_i} \right)^2 \right)^3 (|L^\gamma|^2 + |R^\gamma|^2). \quad (4.58)$$

El decaimiento  $q_i \rightarrow q_j g$  se induce por diagramas de Feynman similares a los de la Fig. 4.4 con  $V = g$  y considerando que el diagrama (a) no se puede generar dado que el fermión interno es un leptón. Utilizando nuevamente las reglas de Feynman mostradas en la Fig. 4.2 encontramos la amplitud del decaimiento  $q_i \rightarrow q_j g$ , la cual podemos expresar como

$$\mathcal{M}(q_i \rightarrow q_j g) = \bar{q}_j T^a \left( \frac{iL^g}{m_i} \sigma^{\mu\nu} P_L q^{\nu} + \frac{iR^g}{m_i} \sigma_{\mu\nu} P_R q^{\mu} \right) q_i \epsilon(q)^\mu, \quad (4.59)$$

en donde  $L^g$  y  $R^g$  se obtienen de los coeficientes correspondientes al decaimiento  $f_i \rightarrow f_j \gamma$  mediante los replazos  $Q_k \rightarrow 0, Q_S \rightarrow 1$  y  $N_{c\ell} \rightarrow g_s$ . La anchura correspondiente a este decaimiento se puede obtener de la Ec. (4.58) en donde solo debemos multiplicar el lado derecho por el factor de color  $C_f = 4/3$ .

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  
 $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.4. RESTRICCIONES SOBRE EL ESPACIO DE PARÁMETROS DEL MODELO DE  
LEPTOQUARKS**

---

### 4.3.2. Decaimiento $f_i \rightarrow f_j h$

Finalmente, presentamos los resultados para el decaimiento  $f_i \rightarrow f_j h$ . Los diagramas de Feynman que inducen este decaimiento se pueden obtener de la Fig. 4.4 al reemplazar el bosón de norma por el bosón de Higgs. Dado que este proceso esta relacionado con el decaimiento  $h \rightarrow f_i f_j$  mediante simetría cruzada, se pueden obtener directamente los resultados para la amplitud y realizar los cambios concernientes para obtener la anchura de decaimiento, la cual esta dada por

$$\Gamma(f_i \rightarrow f_j h) = \frac{1}{4m_i^2 \pi} \lambda(m_i, m_h, m_j) \left( (|F_L|^2 + |F_R|^2) p_i \cdot p_j + 2m_i m_j \text{Re}(F_L F_R^*) \right), \quad (4.60)$$

con  $p_i \cdot p_j = (m_i^2 + m_j^2 - m_h^2)/2$ . Los factores de forma  $F_R$  y  $F_L$  son los mismos a los presentados para el decaimiento  $h \rightarrow f_i f_j$  y se pueden consultar en el Apéndice C.

## 4.4. Restricciones sobre el espacio de parámetros del modelo de Leptoquarks

En esta sección consideramos el modelo de leptoquarks escalares y presentamos el análisis acerca de las restricciones sobre los acoplamientos de los LQs a los fermiones del ME y al bosón de Higgs. Las cotas a los acoplamientos de los LQs con los fermiones se pueden obtener de la discrepancia del momento dipolar magnético anómalo del muón y el decaimiento con violación de sabor del leptón tau  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ , los acoplamientos del LQ con el bosón de Higgs se pueden obtener de las restricciones sobre los acoplamientos  $h\gamma\gamma$  y  $hgg$  obtenidas de las colaboraciones ATLAS y CMS [24].

### 4.4.1. Restricciones sobre las masas de los LQs

La fenomenología del leptoquark escalar  $R_2$  ha sido ampliamente estudiada en la literatura [67–70], y restricciones sobre su masa y acoplamientos se han derivado de los decaimientos  $Z \rightarrow b\bar{b}$ , el momento anómalo del muón y el decaimiento del leptón tau. Dado que los procesos a bajas energías restringen fuertemente los acoplamientos de los LQs a los fermiones de la primera familia, usualmente se asume que los acoplamientos no despreciables son a los fermiones de segunda y tercera generación. La restricción más estrictas sobre la masa del LQ  $\Omega_{2/3}$  es  $m_{\Omega_{2/3}} \gtrsim 1$  TeV, la cual fue obtenida por las colaboraciones ATLAS y CMS de los datos del LHC a una energía de  $\sqrt{s} = 13$  TeV bajo la suposición de que esta partícula es un LQ de tercera generación que decae principalmente como  $\Omega_{2/3} \rightarrow \bar{\tau}b$ , aunque esta cota se modifica a 800 GeV al asumirse que  $\Omega_{2/3}$  decae a los canales  $\bar{\tau}b$  y  $t\nu_\tau$ . Además, la búsqueda de los LQs en producción a pares [71] proporciona una cota superior de 1500 GeV sobre las masas de los LQs de segunda generación, los cuales no consideraremos dado que estamos interesados en los LQs que se acoplan a fermiones de segunda y tercera generación. En nuestro trabajo consideraremos la cota menos restrictiva  $m_{\Omega_{5/3}} \geq 800$  GeV, dado que las masas de los estados  $\Omega_{5/3}$  y  $\Omega_{2/3}$  son degenerados de acuerdo a la Ec. (4.6). De hecho el leptoquark no degenerado podría dar contribuciones peligrosas a los parámetros oblicuos [72].

### 4.4.2. Restricciones del LHC sobre el bosón de Higgs

Los datos del LHC indican que el bosón de Higgs con una masa de 125 GeV es compatible con las predicciones del ME, lo cual proporciona una útil aproximación para restringir el espacio de parámetros de los modelos de extensión al ME mediante los denominados modificadores de acoplamientos, los cuales se definen como

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.4. RESTRICCIONES SOBRE EL ESPACIO DE PARÁMETROS DEL MODELO DE LEPTOQUARKS**

---

$$\kappa_i^2 = \frac{\Gamma(h \rightarrow i)}{\Gamma^{\text{SM}}(h \rightarrow i)}, \quad (4.61)$$

en donde  $\Gamma^{\text{SM}}(h \rightarrow i)$  indica la anchura de decaimiento del bosón de Higgs del ME y  $\Gamma(h \rightarrow i)$  es su anchura correspondiente incluyendo los efectos de nueva física. Dado que el LQ escalar contribuye al lazo en los decaimientos  $h \rightarrow \gamma\gamma$  y  $h \rightarrow gg$ , restricciones sobre los acoplamientos del bosón de Higgs a un par de LQs  $h\Omega_{5/3}\Omega_{5/3}$  pueden ser obtenidos usando  $\kappa_\gamma$  y  $\kappa_g$  los cuales están dados por

$$\kappa_\gamma \simeq \frac{\left| F_1(\tau_W) + \frac{4}{3}F_{1/2}(\tau_t) + \sum_i \frac{3Q_{S_i}^2 \lambda_{S_i} v^2}{2m_{S_i}^2} F_0(\tau_{S_i}) \right|}{\left| F_1(\tau_W) + \frac{4}{3}F_{1/2}(\tau_t) \right|}, \quad (4.62)$$

y

$$\kappa_g \simeq \frac{\left| \frac{1}{2}F_{1/2}(\tau_t) + \sum_i \frac{\lambda_{S_i} v^2}{4m_{S_i}^2} F_0(\tau_{S_i}) \right|}{\left| \frac{1}{2}F_{1/2}(\tau_t) \right|}, \quad (4.63)$$

en donde  $\tau_a = 4m_h^2/m_a^2$  y la suma es sobre los LQs  $S_i$ . La función  $F_S(\tau_a)$  esta dada por

$$F_s(\tau) = \begin{cases} -2\tau(1 + (1 - \tau)f(\tau)) & s = 1/2, \\ 2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau) & s = 1, \\ \tau(1 - \tau f(\tau)) & s = 0, \end{cases} \quad (4.64)$$

en donde  $f(x)$  se expresa en (2.39). Aunque en nuestro modelo, los decaimientos con cambio de sabor del bosón de Higgs y del quark top reciben contribuciones únicamente del LQ  $\Omega_{5/3}$ , el estado  $\Omega_{2/3}$  también contribuye a los decaimientos  $h \rightarrow \gamma\gamma$  y  $h \rightarrow gg$ . Mostramos en la gráfica izquierda de la Fig. 4.5 el área permitida por las restricciones experimentales sobre  $\kappa_\gamma$  y  $\kappa_g$  en el plano  $\lambda_{\Omega_{5/3}}$  vs  $\lambda_{\Omega_{2/3}}$  para dos valores de la masa del LQ. En general, valores del orden de  $O(10)$  son permitidos para ambos acoplamientos  $\lambda_{\Omega_{2/3}}$  y  $\lambda_{\Omega_{5/3}}$ , en donde el valor más grande se obtiene para valores grandes de la masa del LQ o en el escenario  $\lambda_{\Omega_{2/3}} = -\lambda_{\Omega_{5/3}}$ . También mostramos el área permitida en el plano  $\lambda_{\Omega_{5/3}}$  vs  $m_{\Omega_{5/3}}$  para diferentes escenarios de  $\lambda_{\Omega_{2/3}}$ . Observamos que para un valor en particular de  $m_{\Omega_{5/3}}$ , las cotas más restrictivas se obtienen en el escenario  $\lambda_{\Omega_{2/3}} = \lambda_{\Omega_{5/3}}$ , mientras que las menos restrictivas se obtienen cuando  $\lambda_{\Omega_{2/3}} = -\lambda_{\Omega_{5/3}}$ . En resumen, las restricciones de  $\kappa_\gamma$  y  $\kappa_g$  se satisfacen para  $\lambda_{\Omega_{5/3}}$  del orden de  $O(10)$  con los valores más grandes permitidos para masas pesadas del LQ. En nuestro análisis usaremos sin embargo el valor conservativo  $\lambda_{\Omega_{5/3}} \simeq 1$  dado que valores más grandes podrían violar el límite perturbativo de los acoplamientos del LQ.

#### 4.4.3. Restricciones del momento anómalo del muón y el decaimiento

$$\tau \rightarrow \mu\gamma$$

Las cotas experimentales del momento magnético anómalo del muón  $a_\mu$  y el decaimiento con violación de sabor  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  proporcionan una útil herramienta para restringir los efectos con violación de sabor. En particular  $a_\mu$  puede ser útil para restringir los acoplamientos del LQ  $\lambda_{L,R}^{\mu u_i}$  ( $u_i = t, c$ ), mientras que el proceso  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  nos permite restringir los acoplamientos  $\lambda_{L,R}^{\tau u_i}$ .

#### Momento dipolar magnético anómalo del muón

La discrepancia entre los valores teórico y experimental del momento magnético anómalo del muón  $a_\mu = (g - 2)/2$  ha sido uno de los problemas mas interesantes dentro del ME. Por el lado teórico, el ME predice el valor  $a_\mu^{\text{ME}} = (116591811 \pm 62) \times 10^{-11}$  en donde las contribuciones de QED [73], electrodébiles [74] y hadrónicas [75] se toman en consideración. Mientras que el

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.4. RESTRICCIONES SOBRE EL ESPACIO DE PARÁMETROS DEL MODELO DE LEPTOQUARKS**

---

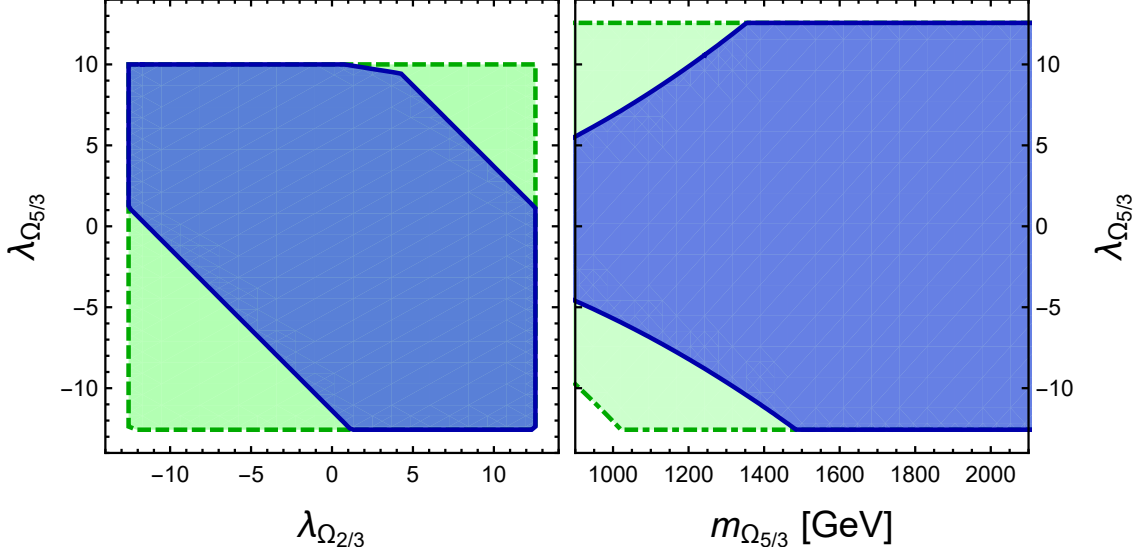


Figura 4.5: Regiones permitidas al 95 % de nivel de confianza sobre el espacio de parámetros del modelo de LQs de las cotas experimentales sobre  $\kappa_\gamma$  y  $\kappa_g$  para  $m_{\Omega_{5/3}} = m_{\Omega_{2/3}}$ . La gráfica izquierda muestra la región permitida en el plano  $\lambda_{\Omega_{5/3}}$  vs  $\lambda_{\Omega_{2/3}}$  para los valores  $m_{\Omega_{5/3}}$ : 1000 GeV (región azul), y 1500 GeV (región verde). Las gráficas de la derecha muestran el área permitida en el plano  $\lambda_{\Omega_{5/3}}$  vs  $m_{\Omega_{5/3}}$  en los escenarios  $\lambda_{\Omega_{2/3}} = \lambda_{\Omega_{5/3}}$  (región azul) y  $\lambda_{\Omega_{2/3}} = -\lambda_{\Omega_{5/3}}$  (región verde). Las líneas verticales corresponden a los límites perturbativos  $|\lambda_{\Omega_{2/3,5/3}}| \leq 4\pi$ .

experimento Brookhaven E821 reporta el valor  $a_\mu^{\text{exp}} = (116592091 \pm 54 \pm 33) \times 10^{-11}$  [76]. Estos valores producen la discrepancia

$$\delta a_\mu = a_\mu^{\text{Exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = (2.7 \pm 0.8) \times 10^{-9}, \quad (4.65)$$

con una estadística de  $3.1\sigma$ . En este trabajo consideramos la contribución del LQ  $\Omega_{5/3}$  como la explicación de la discrepancia  $\delta a_\mu$ . Como se mencionó anteriormente, la masa del LQ debe ser pesada debido a las restricciones del LHC, sin embargo uno puede obtener valores considerables para  $a_\mu$  dado que la amplitud puede ser mejorada por el factor  $m_q/m_\mu$  comparado al ME. En cuanto al LQ quiral  $\Omega_{2/3}$ , su contribución a  $a_\mu$  es proporcional a la masa del muón y por lo tanto subdominante. El LQ escalar induce el momento magnético del muón a nivel de un lazo mediante los diagramas de Feynman de la Fig. 4.4 con  $f_i \rightarrow f_j = \mu$  y  $f_k = u_k$ . El momento magnético del muón se puede escribir como

$$a_\mu^{\text{LQ}} = - \sum_{u_k=c,t} \frac{3\sqrt{x_\mu}}{32\pi^2} \left( \sqrt{x_\mu} \left( |\lambda_L^{\mu u_k}|^2 + |\lambda_R^{\mu u_k}|^2 \right) F(x_\mu, x_{u_k}) + 2\sqrt{x_{u_k}} \text{Re}(\lambda_L^{\mu u_k} \lambda_R^{\mu u_k*}) G(x_\mu, x_{u_k}) \right), \quad (4.66)$$

en donde las funciones  $F(x, y)$  y  $G(x, y)$  se presentan en el Apéndice C.3 en términos de integrales paramétricas de Feynman y de funciones escalares de Passarino-Veltman. Dado que  $x_{u_k} \gg x_\mu$  tenemos la siguiente expresión

$$a_\mu^{\text{LQ}} \simeq - \sum_{u_k=c,t} \frac{3\sqrt{x_\mu}\sqrt{x_{u_k}}}{16\pi^2} \text{Re}(\lambda_L^{\mu u_k} \lambda_R^{\mu u_k*}) G(x_\mu, x_{u_k}), \quad (4.67)$$

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.4. RESTRICCIONES SOBRE EL ESPACIO DE PARÁMETROS DEL MODELO DE LEPTOQUARKS**

---

Consideramos entonces que la discrepancia  $\delta a_\mu$  es debida a la contribución del LQ únicamente. Es interesante notar de la Ec. (4.67) que el leptiquark con acoplamientos no quirales a los leptones cargados puede generar contribuciones más grandes debido al aumento generado por la masa del quark interno, principalmente el quark top. Si asumimos que la discrepancia  $\delta a_\mu$  es únicamente debida al leptiquark escalar podemos obtener restricciones sobre los acoplamientos derechos e izquierdos del leptiquark con el par muón-quark.

**Decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$**

En cuanto a las restricciones de los procesos con violación de sabor leptónico, la cota experimental  $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4.4 \times 10^{-8}$  obtenida por la colaboración BaBar, restringe los acoplamientos del LQ  $\lambda_{L,R}^{\tau u_i}$  y  $\lambda_{L,R}^{\mu u_i}$ . Otros procesos, tales como las transiciones  $\mu^- \rightarrow e^-$  y  $\tau^- \rightarrow e^-$  están altamente suprimidos dado que intervienen los fermiones de primera generación y por lo tanto no se toman en consideración. Los diagramas de Feynman para el decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  inducido por leptiquarks se muestran en la Fig. 4.4 con  $f_i = \tau$  y  $f_j = \mu$ . La anchura de decaimiento para este proceso se puede escribir como

$$\Gamma(\tau \rightarrow \mu\gamma) \sim \left\| \sum_{u_i=c,t} (\alpha_{LL}^{\mu u_i} \lambda_L^{\mu u_i} \lambda_L^{\tau u_i} + \alpha_{RR}^{\mu u_i} \lambda_R^{\mu u_i} \lambda_R^{\tau u_i} + \alpha_{LR}^{\mu u_i} \lambda_L^{\mu u_i} \lambda_R^{\tau u_i}) \right\|^2 + (L \leftrightarrow R), \quad (4.68)$$

en donde  $\alpha_{LL}^{\mu u_i}$  etc, indican las integrales de un lazo.

Para realizar el análisis del espacio de parámetros que se obtiene de los procesos mencionados anteriormente consideraremos diferentes escenarios de acuerdo a las partículas que pueden circular en el lazo. En el primer escenario consideramos que el quark top y el leptiquark  $\Omega_{5/3}$  pueden circular en el lazo, mientras que en el segundo escenario se considera la contribución del leptiquark  $\Omega_{5/3}$  junto a los quark  $t$  y  $c$ .

- Escenario I: Consideramos únicamente la contribución del quark top y el LQ  $\Omega_{5/3}$  en el lazo. En la gráfica izquierda de la Fig. 4.6 se muestra la región permitida por el proceso de momento dipolar magnético del muón en el plano  $\lambda_L^{\mu t}$  vs  $\lambda_R^{\mu t}$  para dos valores de  $m_{\Omega_{5/3}}$ . De esta gráfica observamos que para  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV existe una región muy estrecha en donde el acoplamiento  $\lambda_R^{\mu t}$  puede alcanzar valores relativamente grandes, siendo del orden de  $O(1)$ , mientras que el acoplamiento izquierdo  $\lambda_L^{\mu t}$  se encuentra muy suprimido respecto al acoplamiento derecho. Al aumentar el valor de la masa del LQ, la región permitida se expande ligeramente manteniendo el mismo comportamiento que el caso anterior. En el caso del decaimiento del leptón tau, dado que los acoplamientos del LQ a los leptones muón y tau intervienen en el proceso mostramos en la gráfica de la derecha la región permitida en el plano  $\lambda_R^{\mu t} \lambda_L^{\tau t}$  vs  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\tau t}$  para diferentes valores de  $m_{\Omega_{5/3}}$ . En este caso vemos que para  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV ambos productos de las constantes de acoplamientos pueden ser del orden de  $10^{-4}$  aunque para  $m_{\Omega_{5/3}} = 2000$  GeV dichos productos pueden alcanzar valores de  $10^{-3}$ . Estamos interesados en la región del espacio de parámetros en donde se encuentran las tasas de decaimiento más grandes para  $h \rightarrow \mu\tau$ . Para esto, realizaremos un barrido sobre los puntos  $(\lambda_R^{\mu t}, \lambda_L^{\tau t}, \lambda_L^{\mu t}, \lambda_R^{\tau t})$  que son consistentes con la discrepancia  $\delta a_\mu$  y la restricción del decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ . Dichos puntos se encuentran graficados en la Fig. 4.7 en el plano  $\lambda_R^{\mu t} \lambda_L^{\tau t}$  vs  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\tau t}$  para dos valores de la masa del LQ. Observamos que ambos productos de acoplamientos del LQ con los leptones pueden ser del orden de  $10^{-3}$  para la masa del LQ  $m_{\Omega_{5/3}} = 2000$  GeV, aunque el área permitida decrece ligeramente cuando la masa del LQ es  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV. Este es un comportamiento esperado dado que las funciones de lazo

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.4. RESTRICCIONES SOBRE EL ESPACIO DE PARÁMETROS DEL MODELO DE LEPTOQUARKS**

---

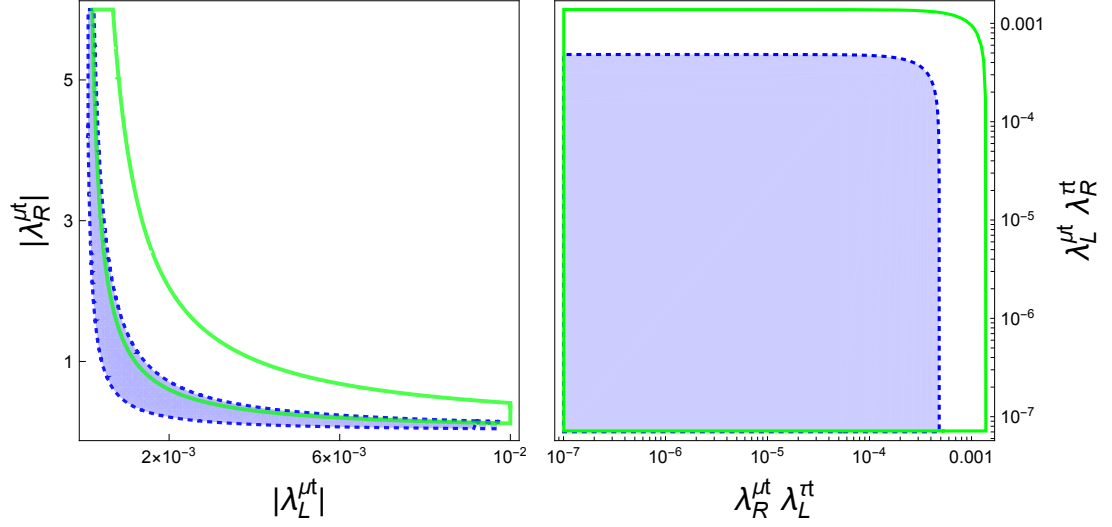


Figura 4.6: Región permitida por el proceso del momento dipolar magnético anómalo del muón, considerando solo la contribución del LQ escalar y el quark top, para dos valores de  $m_{\Omega_{5/3}}$ : 1000 GeV (línea punteada), 2000 GeV (línea continua).

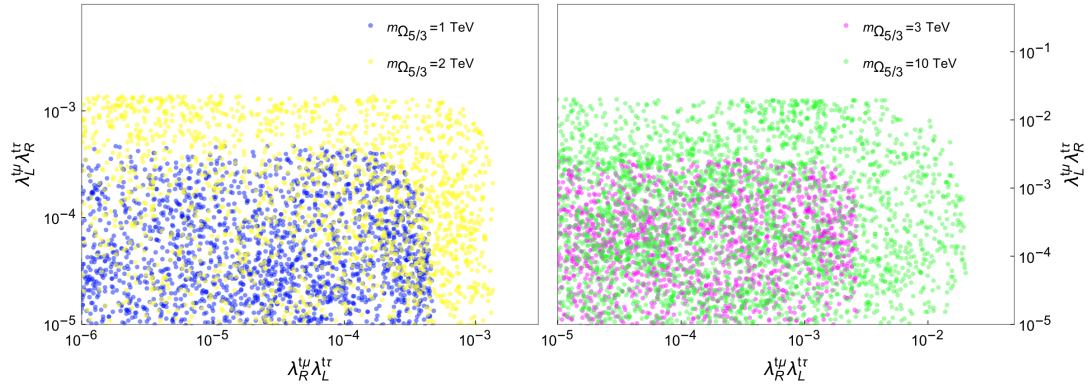


Figura 4.7: Área permitida por la discrepancia  $\delta a_\mu$  y la restricción del decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  en el plano  $\lambda_R^{\mu t} \lambda_L^{\tau t}$  vs  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\tau t}$  para diferentes valores de la masa del leptoquark  $\Omega_{5/3}$ .

de los procesos de bajas energías analizados se suprimen por la masa del LQ y por lo tanto áreas más grandes son esperadas cuando la masa del LQ incrementa.

- Escenario 2: En este escenario consideraremos el caso más general cuando los quarks  $t$  y  $c$  contribuyen en el lazo. Nuevamente consideramos que la discrepancia  $\delta a_\mu$  es conciliada por la contribución del LQ  $\Omega_{5/3}$ . En este caso mostramos en la Fig. 4.8 el área permitida en el plano  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu c} \lambda_R^{\mu c})$  vs  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\mu t})$  para diferentes valores de  $m_{\Omega_{5/3}}$ . Vemos que se necesita una contribución positiva de los LQs a  $a_\mu$  para explicar la discrepancia, por lo que hay tres posibles escenarios. En el primer escenario  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu c} \lambda_R^{\mu c})$  puede ser del orden de  $10^{-4}$  y  $10^{-3}$

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.4. RESTRICCIONES SOBRE EL ESPACIO DE PARÁMETROS DEL MODELO DE LEPTOQUARKS**

mientras que se suprime el valor de  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\mu t})$ , en donde los valores más grandes se obtienen cuando aumenta la masa del LQ. Por otro lado, valores más grandes de los acoplamientos del LQ se permiten cuando  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu c} \lambda_R^{\mu c})$  y  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\mu t})$  son de signo contrario (gráfica derecha) ya que existe una cancelación de las contribuciones de los quarks  $t$  y  $c$ . En particular, hay una banda estrecha en donde  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu c} \lambda_R^{\mu c}) \sim O(10)$  y  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\mu t}) \sim O(1)$ .

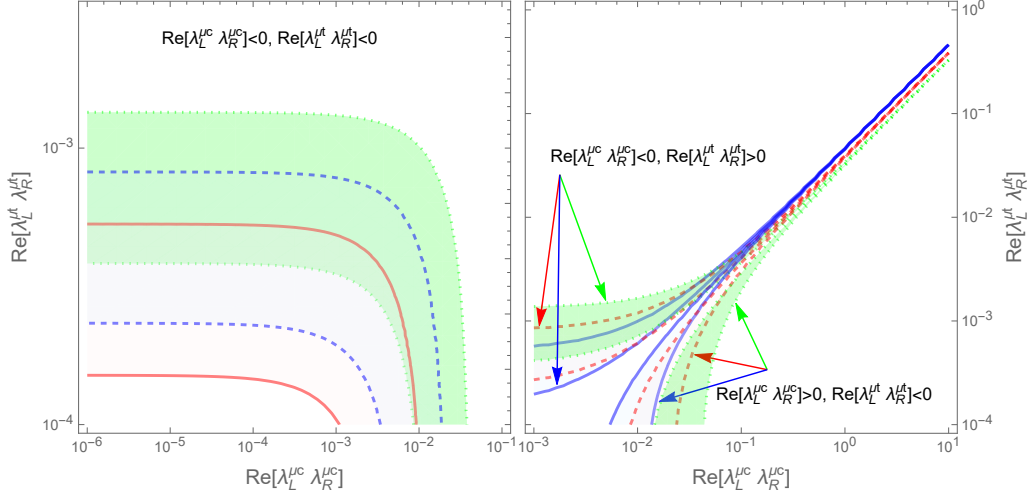


Figura 4.8: Área permitida del espacio de parámetros para el modelo de LQs asumiendo la contribución del LQ  $\Omega_{5/3}$  junto a los quarks  $t$  y  $c$  como responsables de la discrepancia  $\delta a_\mu$ . Mostramos la región permitida en el plano  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu c} \lambda_R^{\mu c})$  vs  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\mu t})$  para tres valores de  $m_{\Omega_{5/3}}$ : 1000 GeV (área azul), 1500 GeV (área roja), y 2000 GeV (área verde). En la gráfica izquierda se asume que  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu c} \lambda_R^{\mu c}) < 0$  y  $\text{Re}(\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\mu t}) < 0$  mientras que en la gráfica derecha dichas cantidades tienen signos opuestos.

Debido a que ahora consideramos la contribución de los quarks  $t$  y  $c$ , el número de acoplamientos aumenta con respecto al escenario anterior y para simplificar el análisis consideraremos tres casos de acuerdo al valor de la razón  $\lambda_R^{lu_i} / \lambda_L^{lu_i} = O(\epsilon)$ , ( $l = \mu, \tau$ ):  $\epsilon = 10^{-3}$  (acoplamientos izquierdos predominantes),  $\epsilon = 10^{-1}$  (acoplamientos derechos pequeños) y  $\epsilon = 1$  (acoplamientos puramente escalares). De esta manera,  $\epsilon$  es una medida del tamaño relativo entre los acoplamientos derechos e izquierdos del LQ. Bajo esta suposición, el decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  es una función de los productos de acoplamientos  $\lambda_L^{\mu c} \lambda_L^{\tau c}$  y  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\tau t}$ . Mostramos en la Fig. 4.9 el área permitida en el plano  $\lambda_L^{\mu c} \lambda_L^{\tau c}$  vs  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\tau t}$  para tres valores de la masa del LQ. Observamos que para  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV el área más grande se obtiene en el escenario  $\epsilon = 10^{-3}$ , la cual permite valores para  $\lambda_L^{\mu u_i} \lambda_L^{\mu u_i}$  del orden de  $O(10^{-1})$ , mientras que el área más restringida se obtiene en el escenario  $\epsilon = 1$  en donde ahora  $\lambda_L^{\mu u_i} \lambda_L^{\mu u_i}$  es del orden de  $O(10^{-4})$ . Dichas áreas aumentan ligeramente cuando  $m_{\Omega_{5/3}}$  incrementa a 2 TeV.

Restricciones sobre el acoplamiento  $|\lambda_{L,R}^{lu_i}|$  se pueden obtener de las búsquedas directas de LQs en el LHC mediante procesos de Drell-Yan. En estos estudios se obtiene la restricción  $|\lambda_{L,R}^{\mu c}| \approx O(1)$  para una masa del LQ mayor a 1 TeV [77]. Consideraremos esta cota, mientras que para los acoplamientos restantes impondremos las cotas  $|\lambda_{L,R}^{\mu t}|, |\lambda_{L,R}^{\tau u_i}| < 4\pi$ , para evitar el límite perturbativo.

Estamos interesados en la región en donde las tasas de los decaimientos del quark top pueden alcanzar los valores más grandes. En los diferentes escenarios de  $\epsilon$  realizamos un barrido sobre los puntos de los acoplamientos del LQ que son consistentes con  $\delta a_\mu$  (Fig. 4.8) y las cotas del

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$   
 $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.5. ANÁLISIS NUMÉRICO DE LOS DECAIMIENTOS  $H \rightarrow \mu\tau$  Y  $t \rightarrow cX$**

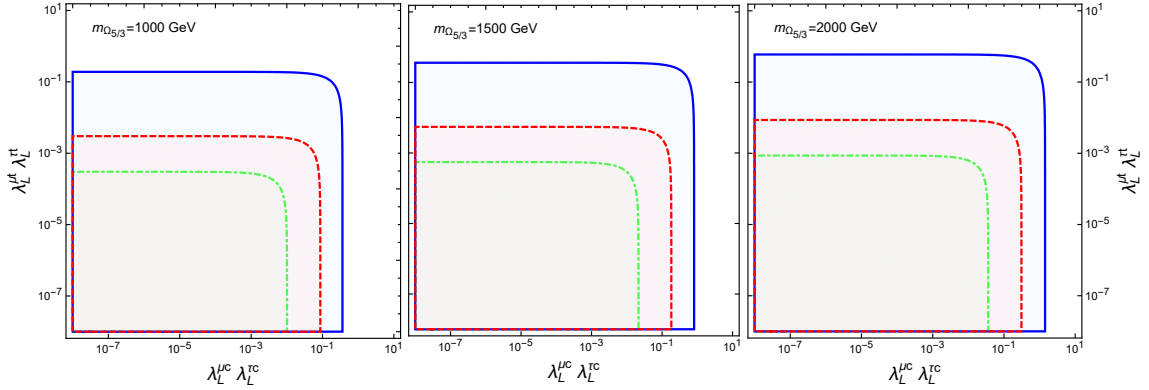


Figura 4.9: Área permitida al 95 % de nivel de confianza en el plano  $\lambda_L^{\mu c} \lambda_L^{\tau c}$  vs  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\tau t}$  obtenidas de la cota del decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  para tres valores de  $m_{\Omega_{5/3}}$  en los escenarios  $\lambda_R^{lu_i} / \lambda_L^{lu_i} = O(\epsilon)$ :  $\epsilon = 10^{-3}$  (área azul),  $\epsilon = 10^{-1}$  (área roja) y  $\epsilon = 1$  (área verde).

decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  (Fig. 4.9) para distintas masas del LQ. Consideramos grandes diferencias en las masas del LQ para observar como los acoplamientos del LQ se ven suprimidos por los datos experimentales. La correspondiente área permitida se muestra en la Fig. 4.10, en donde observamos que para  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV y en el escenario  $\epsilon = 10^{-3}$  (gráfica superior izquierda) se permiten valores para  $\lambda_L^{\tau t} \lambda_L^{\tau c}$  del orden de  $O(1)$  cuando  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\mu c}$  es del orden de  $10^{-1}$ . Para  $\epsilon$  fijo el área permitida se expande ligeramente cuando aumenta la masa del LQ. Por otro lado, al fijar la masa del LQ vemos que las áreas permitidas disminuyen ligeramente en la dirección de los acoplamientos  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\mu c}$  y ligeramente en la dirección  $\lambda_L^{\tau t} \lambda_L^{\tau c}$  al incrementarse  $\epsilon$ . Por ejemplo, cuando  $\epsilon = 1$  (gráfica inferior derecha), el producto  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\mu c}$  es del orden de  $O(10^{-3})$  cuando  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV para valores pequeños de  $\lambda_L^{\tau t} \lambda_L^{\tau c}$ , mientras que este último puede ser del orden de  $O(10^{-1})$  para valores pequeños de  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\mu c}$ . Concluimos que el escenario en donde los acoplamientos izquierdos son predominantes ( $\epsilon = 10^{-3}$ ) se permiten valores más grandes de los acoplamientos del LQ.

## 4.5. Análisis numérico de los decaimientos $h \rightarrow \mu\tau$ y $t \rightarrow cX$

Realizaremos en esta sección un análisis del comportamiento de los branching ratios de los decaimientos con cambio de sabor del bosón de Higgs y del quark top en las áreas permitidas por el análisis del espacio de parámetros. Para la evaluación numérica de las expresiones de un lazo utilizamos la paquetería de mathematica LOOPTOOLS [31, 32] para la evaluación de las funciones escalares de Passarino-Veltman y empleamos integración numérica para las integrales paramétricas de Feynman.

### 4.5.1. Análisis numérico del decaimiento $h \rightarrow \mu\tau$

Analizaremos el decaimiento  $h \rightarrow \mu\tau$  en el escenario I, en donde solo consideramos la contribución del quark top junto a la del LQ  $\Omega_{5/3}$ . En la Tab. 4.2 presentamos los valores para los puntos  $(\lambda_R^{t\mu}, \lambda_L^{t\tau}, \lambda_L^{t\mu}, \lambda_R^{t\tau})$  que son consistentes con la discrepancia del momento dipolar magnético anómalo del muón y la cota para el decaimiento con violación de sabor  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  en donde se encuentran los valores más grandes de  $\text{Br}(h \rightarrow \mu\tau)$  para tres valores de la masa del LQ. Observamos que el decaimiento del bosón de Higgs puede alcanzar valores de  $10^{-7} - 10^{-8}$  cuando  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV, sin embargo estos valores se suprimen un orden de magnitud cuando  $m_{\Omega_{5/3}}$  aumenta a 2000 GeV

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.5. ANÁLISIS NUMÉRICO DE LOS DECAIMIENTOS  $H \rightarrow \mu\tau$  Y  $t \rightarrow cX$**

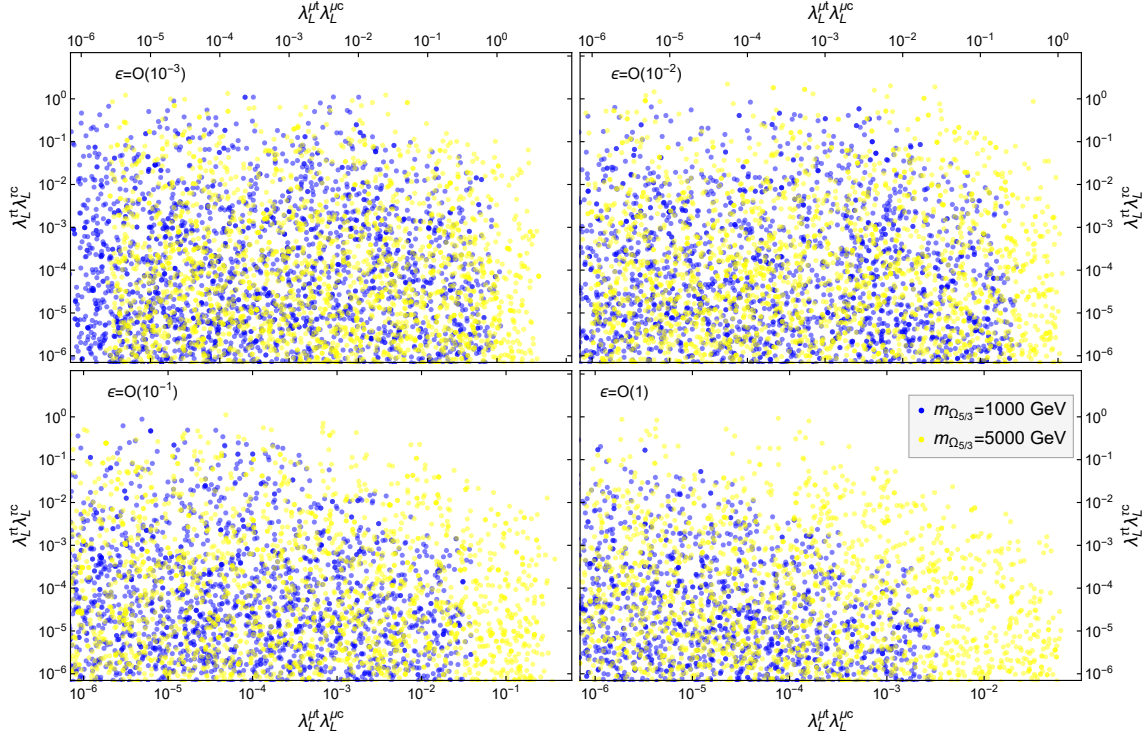


Figura 4.10: Áreas permitidas con 95 % C.L. en el plano  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\mu c}$  vs  $\lambda_L^{\tau t} \lambda_L^{\tau c}$  consistente con la discrepancia  $\delta a_\mu$  y la cota experimental del decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  para  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV (puntos oscuros), y 5000 GeV (puntos claros) en los escenarios  $\lambda_R^{lu_i} / \lambda_L^{lu_i} = O(\epsilon)$  para cuatro valores de  $\epsilon$ . En estas gráficas  $l = \mu, \tau$  y  $u_i = t, c$ .

y 3000 GeV. En particular los valores más grandes del  $\text{Br}(h \rightarrow \mu\tau)$  se obtienen en la pequeña región cuando  $\lambda_R^{\mu t} \approx O(1)$  mientras que los acoplamientos restantes son más suprimidos, del orden de  $10^{-5} - 10^{-4}$  para los acoplamientos izquierdos y  $10^{-1}$  para el acoplamiento  $\lambda_R^{\tau t}$ . El comportamiento de  $\text{Br}(h \rightarrow \mu\tau)$  se puede observar en las gráficas de contorno de la Fig. 4.11 en el plano  $\lambda_R^{\mu t} \lambda_L^{\tau t}$  vs  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\tau t}$  para diferentes valores de  $m_{\Omega_{5/3}}$ . En particular para  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV podemos observar la pequeña región en donde  $\text{Br}(h \rightarrow \mu\tau)$  alcanza su valor más alto siendo del orden de  $O(10^{-7})$ . También realizamos la gráfica de contorno para  $m_{\Omega_{5/3}} = 5000$  GeV, en donde la tasa de decaimiento es más suprimido y es del orden de  $10^{-10} - 10^{-9}$  para la región permitida de los acoplamientos del LQ con los fermiones.

#### 4.5.2. Análisis numérico del decaimiento $t \rightarrow cX$

Para el análisis numérico del decaimiento  $t \rightarrow cX$  nos enfocaremos en el escenario II en donde tenemos la contribución de los quarks  $t$  y  $c$  a los procesos  $\delta a_\mu$  y  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ . Primero consideramos dos valores de  $\epsilon$  y presentamos en la Tab. 4.3 algunos valores del conjunto de puntos  $(\lambda_L^{\mu c}, \lambda_L^{\mu t}, \lambda_L^{\tau c}, \lambda_L^{\tau t})$  para tres diferentes masas del LQ. En el escenario en donde  $\epsilon = 10^{-3}$  observamos que hay una pequeña área en donde todos los valores de los decaimientos pueden ser del orden de  $10^{-9} - 10^{-8}$  para  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV, aunque estos valores se pueden suprimir por un orden de magnitud cuando  $m_{\Omega_{5/3}}$  incrementa a 2000 GeV. En tal área, los acoplamientos del LQ  $\lambda_L^{\mu u_i}$  son pequeños, mientras que  $\lambda_L^{\tau t}$  son muy cercanos al límite perturbativo, lo cual significa que esta posibilidad requiere de una gran cantidad de ajuste fino. En cuanto al escenario  $\epsilon = 10^{-1}$ , observamos que los valores para los decaimientos  $t \rightarrow cX$  son mucho más pequeños que en el escenario  $\epsilon = 10^{-3}$ , en

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
**4.5. ANÁLISIS NUMÉRICO DE LOS DECAIMIENTOS  $H \rightarrow \mu\tau$  Y  $t \rightarrow cX$**

Tabla 4.2: Tasas de decaimientos para  $h \rightarrow \mu\tau$  para los puntos  $(\lambda_R^{t\mu}, \lambda_L^{t\tau}, \lambda_L^{t\mu}, \lambda_R^{t\tau})$  dentro del área permitida por la discrepancia  $\delta a_\mu$  y la cota experimental del decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ . Los valores estan dados en unidades de  $10^{-7}$ .

$m_{\Omega_{5/3}}$ (GeV)	$\lambda_R^{t\mu}$	$\lambda_L^{t\tau}$	$\lambda_L^{t\mu}$	$\lambda_R^{t\tau}$	$\text{Br}(h \rightarrow \mu\tau)$
1000	2.601	$7.94 \times 10^{-5}$	$1.68 \times 10^{-4}$	$1.36 \times 10^{-1}$	1.343
	1.867	$1.69 \times 10^{-4}$	$2.69 \times 10^{-4}$	$1.38 \times 10^{-1}$	1.121
	3.744	$8.546 \times 10^{-5}$	$1.974 \times 10^{-4}$	$6.885 \times 10^{-2}$	1.116
	3.053	$9.17 \times 10^{-5}$	$1.974 \times 10^{-4}$	$8.843 \times 10^{-2}$	.9625
2000	5.664	$7.862 \times 10^{-5}$	$3.697 \times 10^{-4}$	$1.946 \times 10^{-1}$	.7921
	5.092	$5.739 \times 10^{-5}$	$.5854 \times 10^{-4}$	$2.245 \times 10^{-1}$	.7395
	5.664	$9.972 \times 10^{-5}$	$3.697 \times 10^{-4}$	$1.64 \times 10^{-1}$	.6769
	5.092	$1.206 \times 10^{-4}$	$5.854 \times 10^{-4}$	$1.74 \times 10^{-1}$	.6643
	4.469	$8.762 \times 10^{-5}$	$6.205 \times 10^{-4}$	$2.185 \times 10^{-1}$	.624
3000	3.645	$1.171 \times 10^{-4}$	$1.171 \times 10^{-3}$	$3.249 \times 10^{-1}$	.3892
	3.645	$4.965 \times 10^{-4}$	$1.171 \times 10^{-3}$	$2.327 \times 10^{-1}$	.3487
	1.376	$1.593 \times 10^{-3}$	$2.154 \times 10^{-3}$	$2.88 \times 10^{-1}$	.2933
	.713	$3.026 \times 10^{-3}$	$7.185 \times 10^{-3}$	$1.797 \times 10^{-1}$	.266
	.4544	$2.156 \times 10^{-3}$	$1.049 \times 10^{-1}$	$2.25 \times 10^{-1}$	.243

donde ahora los valores de  $\text{Br}(t \rightarrow cX)$  pueden ser del orden de  $10^{-9} - 10^{-10}$  para  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV. No presentamos los resultados en el escenario  $\epsilon = 1$  ya que los respectivos valores son dos ordenes de magnitud más pequeños que el caso  $\epsilon = 10^{-3}$ . También observamos que todos los BRs son de orden de magnitud similar, en donde  $\text{Br}(t \rightarrow cZ)$  es ligeramente mayor.

Resulta sorprendente que el  $\text{Br}(t \rightarrow cg)$  sea del mismo orden que  $\text{Br}(t \rightarrow c\gamma)$  mientras que en el ME, o en otros modelos de extensión, el decaimiento  $t \rightarrow cg$  es dos ordenes de magnitud más grande (tal y como se observa de (4.43) y (4.44)). Para explicar este resultado, recordemos que en el ME el decaimiento  $t \rightarrow c\gamma$  procede por diagramas de Feynman en donde el fotón emerge de un quark tipo down y así la amplitud del decaimiento  $t \rightarrow cg$  contiene un factor  $c_F [g_s / (-1/3e)]^2 \sim O(10^2)$ , en donde  $c_F = 4/3$  es el factor de color. Por otro lado en el modelo de LQ, el fotón emerge del LQ con carga  $5/3$ , lo que significa que el factor de incremento para  $t \rightarrow cg$  as ahora  $c_F [g_s / (5/3e)]^2 \sim O(1)$ . Además, en el modelo de LQs el diagrama de Feynman en donde el fotón emerge del LQ proporciona una contribución más pequeña que el diagrama en donde el fotón emerge de un leptón, el cual no se obtiene en el decaimiento  $t \rightarrow cg$ . Todos estos motivos ocasionan que el canal  $cg$  sea del mismo orden a  $c\gamma$ .

Finalmente, mostramos en la Fig. 4.12 las gráficas de contorno en el plano  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\mu c}$  vs  $\lambda_L^{\tau t} \lambda_L^{\tau c}$  para los  $\text{Br}(t \rightarrow cX)$  en el escenario  $\epsilon = 10^{-3}$ . Como se analizó anteriormente, vemos que para  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV se obtienen las tasas de decaimientos más grandes, siendo estas del orden de  $10^{-9} - 10^{-8}$  en una pequeña área en donde  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\mu c}$  es muy pequeño y  $\lambda_L^{\tau t} \lambda_L^{\tau c}$  alcanza sus valores más grandes (gráfica superior izquierda), pero estos valores decrecen al expandirse el área permitida. Esto indica que los BRs más grandes se obtienen en la región en donde la principal contribución surge de los lazos con un leptón tau, lo que se debe al hecho de que estos acoplamientos están menos restringidos que los del muón. También observamos que los  $\text{Br}(t \rightarrow cX)$  decrecen por dos ordenes de magnitud cuando  $m_{\Omega_{5/3}}$  incrementa a 2 TeV siendo del orden de  $10^{-9} - 10^{-10}$ . El comportamiento de los decaimientos en el escenario  $\epsilon = 10^{-1}, 1$  es similar a los de la Fig. 4.12 pero son dos ordenes de magnitud menor, razón por la cual no se muestran las gráficas correspondientes.

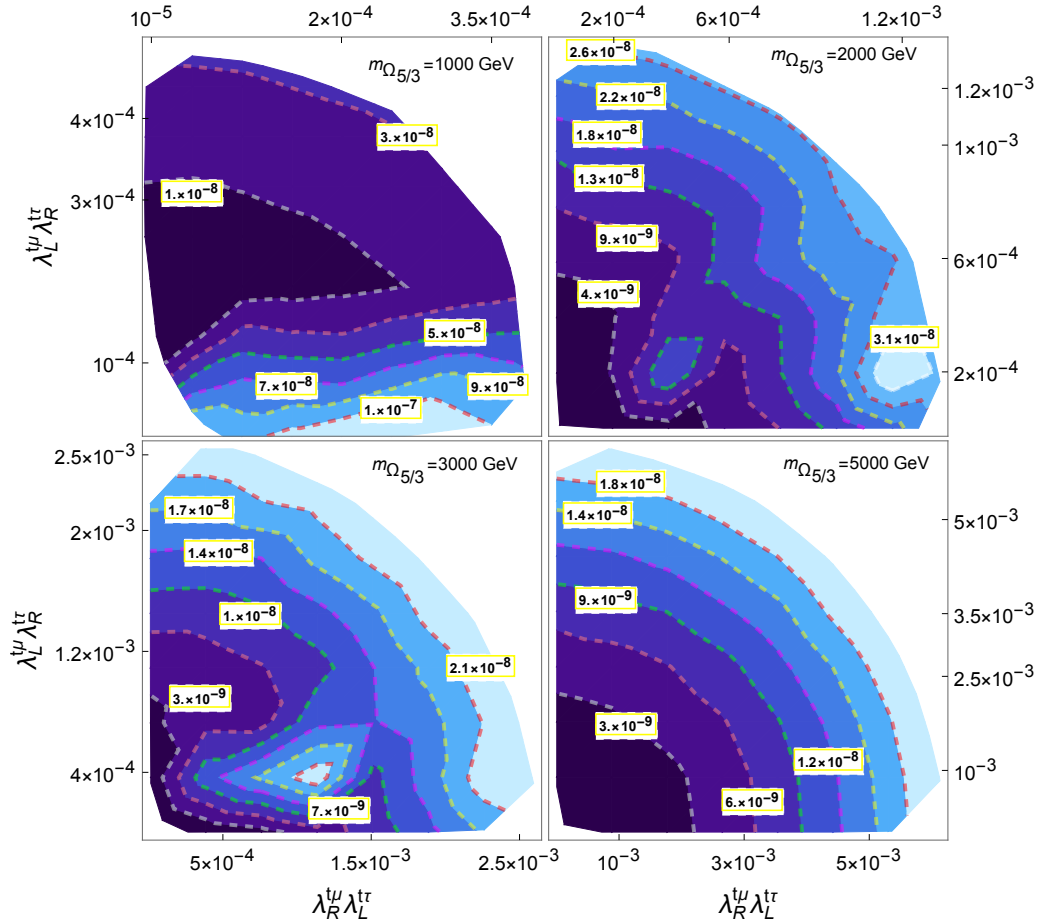


Figura 4.11: Gráficas de contorno del decaimiento  $h \rightarrow \mu\tau$  en el plano de las constantes de acoplamiento  $\lambda_R^{t\mu} \lambda_L^{t\tau}$  vs  $\lambda_L^{\mu\tau} \lambda_R^{t\tau}$  para los valores permitidos de la discrepancia  $\delta a_\mu$  y la cota experimental  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  para diferentes valores de  $m_{\Omega_{5/3}}$ .

## 4.6. Conclusiones

Se realizó un estudio de los procesos con cambio de sabor del bosón de Higgs y el quark top  $h \rightarrow \mu\tau$  y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, h$ ) en un modelo simple de leptoquarks en donde se añade un doblete de  $SU(2)$  con hipercarga  $Y = 7/6$ . Dicho modelo predice un LQ escalar no quiral con una carga eléctrica  $Q = 5/3e$  que se acopla a quarks tipo up y leptones. Se calculó analíticamente los procesos  $h \rightarrow f_i f_j$  y  $f_i \rightarrow f_j X$  mediante los métodos de parametrización de Feynman y Passarino-Veltman. Se usaron las restricciones de los datos del LHC del bosón de Higgs, el momento dipolar magnético anómalo del muón y el decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  para realizar un análisis del espacio de parámetros. Para el análisis del decaimiento del bosón de Higgs  $h \rightarrow \mu\tau$  consideramos solo la contribución del quark top en el lazo. En este caso el  $\text{Br}(h \rightarrow \mu\tau)$  puede ser del orden de  $10^{-7}$  cuando la masa del LQ es  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV. Este resultado se obtiene en la región cuando los acoplamientos derechos del LQ a los fermiones son del orden de  $O(1) - O(10^{-1})$  mientras que los acoplamientos izquierdos

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
4.6. CONCLUSIONES

Tabla 4.3: Branching ratio de los decaimientos  $t \rightarrow cX$  para los puntos  $(\lambda_L^{\mu c}, \lambda_L^{\mu t}, \lambda_L^{\tau c}, \lambda_L^{\tau t})$  dentro del área permitida por la discrepancia  $\delta a_\mu$  y la cota experimental del decaimiento  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ . Consideramos el escenario en donde  $\lambda_R^{lu_i}/\lambda_L^{lu_i} = O(\epsilon)$  para  $\epsilon = 10^{-3}$  y  $10^{-1}$ . Para el acoplamiento del bosón de Higgs a un par de LQs usamos  $\lambda_{\Omega_{5/3}} = 1$ . Los branching ratios estan dados en unidades de  $10^{-8}$  para  $\epsilon = 10^{-3}$  y  $10^{-9}$  para  $\epsilon = 10^{-1}$ .

$\lambda_R^{\ell u}/\lambda_L^{\ell u_i} = O(10^{-3})$								
$m_{\Omega_{5/3}}$ [GeV]	$\lambda_L^{\mu c}$	$\lambda_L^{\mu t}$	$\lambda_L^{\tau c}$	$\lambda_L^{\tau t}$	$\gamma$	$g$	$Z$	$h$
1000	$2.54 \times 10^{-4}$	$7.8 \times 10^{-1}$	$2.39 \times 10^{-1}$	9.48	0.416	0.665	1.02	0.68
	$1.48 \times 10^{-4}$	$6.54 \times 10^{-1}$	$2.06 \times 10^{-1}$	7.87	0.212	0.339	0.521	0.347
	$2.52 \times 10^{-5}$	1.02	$1.72 \times 10^{-1}$	7.86	0.147	0.236	0.362	0.241
	$1.25 \times 10^{-5}$	$7.68 \times 10^{-1}$	$1.28 \times 10^{-1}$	9.97	0.132	0.212	0.325	0.216
	$8.47 \times 10^{-5}$	$6.48 \times 10^{-1}$	$2.54 \times 10^{-1}$	4.97	0.129	0.207	0.318	0.211
1500	$1.31 \times 10^{-3}$	1.	$3.49 \times 10^{-1}$	6.52	0.0819	0.131	0.246	0.135
	$3.45 \times 10^{-4}$	$9.21 \times 10^{-1}$	$2.56 \times 10^{-1}$	8.46	0.0741	0.119	0.222	0.122
	$1.02 \times 10^{-5}$	1.04	$2.58 \times 10^{-1}$	8.04	0.0678	0.109	0.203	0.111
	$2.17 \times 10^{-6}$	1.21	$2.89 \times 10^{-1}$	6.89	0.0624	0.1	0.187	0.103
	$1.65 \times 10^{-4}$	1.13	$2.5 \times 10^{-1}$	6.84	0.0462	0.074	0.138	0.0758
2000	$2.16 \times 10^{-5}$	1.1	$4.48 \times 10^{-1}$	7.39	0.0543	0.0872	0.186	0.0894
	$7.69 \times 10^{-6}$	1.29	$3.29 \times 10^{-1}$	9.86	0.0524	0.0841	0.179	0.0862
	$2.59 \times 10^{-3}$	1.07	$3.69 \times 10^{-1}$	8.71	0.0512	0.082	0.175	0.0843
	$6.09 \times 10^{-3}$	1.07	$3.05 \times 10^{-1}$	8.34	0.0323	0.0514	0.111	0.0532
	$3.9 \times 10^{-4}$	1.69	$2.73 \times 10^{-1}$	8.98	0.0298	0.0478	0.102	0.049
$\lambda_R^{\ell u}/\lambda_L^{\ell u_i} = O(10^{-1})$								
$m_{\Omega_{5/3}}$ [GeV]	$\lambda_L^{\mu c}$	$\lambda_L^{\mu t}$	$\lambda_L^{\tau c}$	$\lambda_L^{\tau t}$	$\gamma$	$g$	$Z$	$h$
1000	$2.54 \times 10^{-4}$	$7.8 \times 10^{-1}$	$2.39 \times 10^{-1}$	9.48	4.51	6.73	10.2	6.92
	$1.48 \times 10^{-4}$	$6.54 \times 10^{-1}$	$2.06 \times 10^{-1}$	7.87	2.3	3.43	5.21	3.53
	$2.52 \times 10^{-5}$	1.02	$1.72 \times 10^{-1}$	7.86	1.6	2.39	3.62	2.45
	$1.25 \times 10^{-5}$	$7.68 \times 10^{-1}$	$1.28 \times 10^{-1}$	9.97	1.44	2.14	3.25	2.2
	$8.47 \times 10^{-5}$	$6.48 \times 10^{-1}$	$2.54 \times 10^{-1}$	4.97	1.4	2.09	3.17	2.15
1500	$1.31 \times 10^{-3}$	1.	$3.49 \times 10^{-1}$	6.52	0.893	1.33	2.45	1.37
	$3.45 \times 10^{-4}$	$9.21 \times 10^{-1}$	$2.56 \times 10^{-1}$	8.46	0.809	1.2	2.22	1.24
	$1.02 \times 10^{-5}$	1.04	$2.58 \times 10^{-1}$	8.04	0.739	1.1	2.03	1.13
	$2.17 \times 10^{-6}$	1.21	$2.89 \times 10^{-1}$	6.89	0.681	1.01	1.87	1.04
	$1.65 \times 10^{-4}$	1.13	$2.5 \times 10^{-1}$	6.84	0.504	0.749	1.38	0.772
2000	$2.16 \times 10^{-5}$	1.1	$4.48 \times 10^{-1}$	7.39	0.595	0.883	1.86	0.911
	$7.69 \times 10^{-6}$	1.29	$3.29 \times 10^{-1}$	9.86	0.574	0.851	1.79	0.878
	$2.59 \times 10^{-3}$	1.07	$3.69 \times 10^{-1}$	8.71	0.561	0.83	1.75	0.859
	$6.09 \times 10^{-3}$	1.07	$3.05 \times 10^{-1}$	8.34	0.354	0.52	1.11	0.542
	$3.9 \times 10^{-4}$	1.69	$2.73 \times 10^{-1}$	8.98	0.326	0.484	1.02	0.5

se encuentran suprimidos. Este valor del decaimiento se suprime al aumentar la masa del LQ. En cuanto al decaimiento del quark top  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, c, Z, h$ ) consideramos el análisis del espacio de parámetros en donde los quarks  $t$  y  $c$  circulan en el lazo y consideramos diferentes escenarios de acuerdo al tamaño relativo de los acoplamientos derechos e izquierdos  $\lambda_R^{lu_i}/\lambda_L^{lu_i} = O(\epsilon)$ . Se encontró que en el escenario  $\epsilon = 10^{-3}$  en donde  $\text{Br}(t \rightarrow cX)$  son de similar orden de magnitud  $O(10^{-8})$  para  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV con el decaimiento  $t \rightarrow cZ$  ligeramente mayor. Si se aumenta el valor de la masa a 2000 GeV los decaimientos se suprimen a  $10^{-9} - 10^{-10}$ .

**CAPÍTULO 4. DECAIMIENTOS CON VIOLACIÓN DE SABOR  $h \rightarrow f_i f_j$  Y  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) EN EL MODELO DE LEPTOQUARKS**  
4.6. CONCLUSIONES

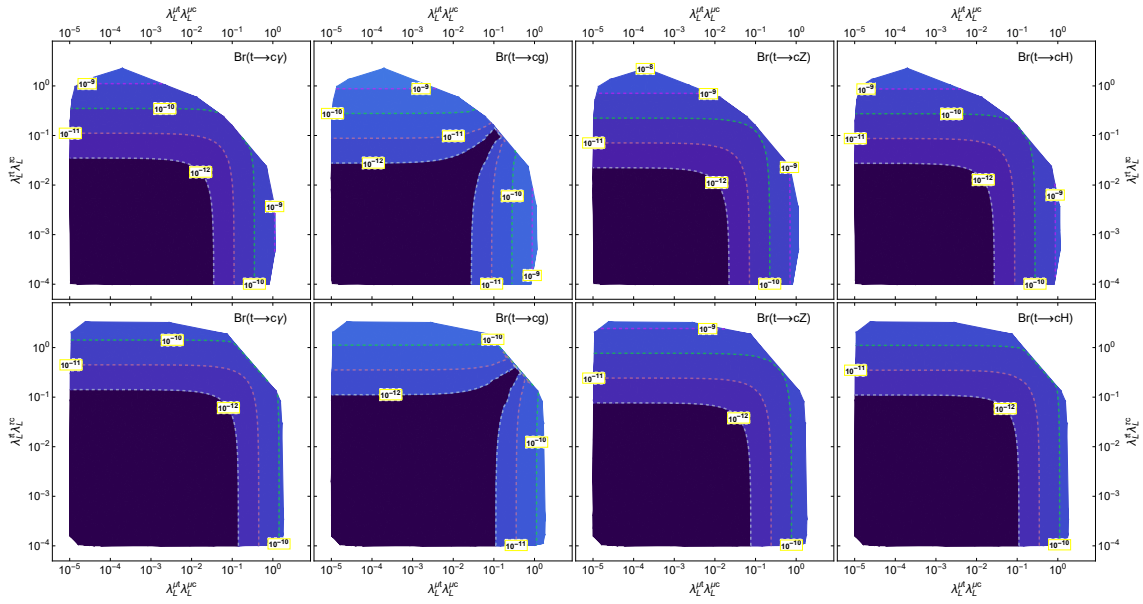


Figura 4.12: Gráficas de contorno de los decaimientos  $t \rightarrow cX$  para  $m_{\Omega_{5/3}} = 1000$  GeV (gráficas superiores) y 2000 GeV (gráficas inferiores) en el plano  $\lambda_L^{\mu t} \lambda_L^{\mu c}$  vs  $\lambda_L^{\tau t} \lambda_L^{\tau c}$  para valores permitidos de la discrepancia  $\delta a_\mu$  y la cota del decaimiento  $\tau \rightarrow c\gamma$  en el escenario  $\epsilon = 10^{-3}$ .

# Apéndices



# Apéndice A

## Reglas de Feynman

### A.1. Reglas de Feynman del MDDH

En este Apéndice presentamos las reglas de Feynman necesarias para nuestros cálculos, las cuales son presentadas en la norma unitaria. Primero presentamos las reglas para los vértices  $VW^-W^+$ ,  $\gamma\gamma W^-W^+$  y  $V\bar{f}f$  ( $V = \gamma, Z$ ), que son idénticas a las del ME y se muestran en la Fig. A.1

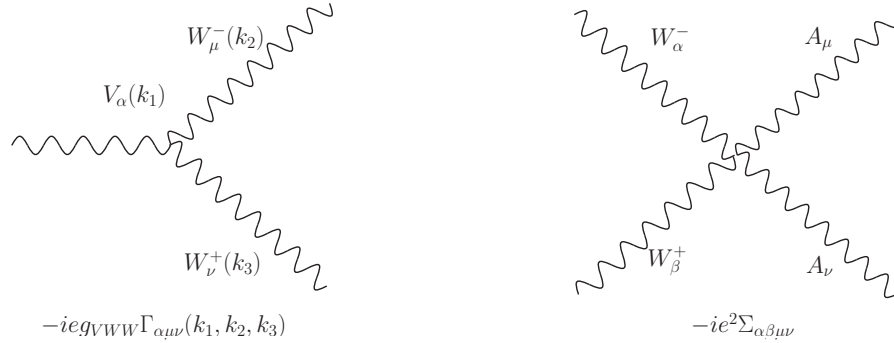


Figura A.1: Reglas de Feynman del modelo estándar necesarias para los cálculos. Todos los cuadrimomentos entran al vértice.  $g_{VWW} = 1$  ( $-\frac{c_W}{s_W}$ ) para  $V = \gamma$  ( $Z$ ). Además  $\Gamma^{\alpha\mu\nu}(k_1, k_2, k_3) = (k_1 - k_2)^\nu g^{\alpha\mu} + (k_2 - k_3)^\alpha g^{\mu\nu} + (k_3 - k_1)^\mu g^{\alpha\nu}$  y  $\Sigma^{\alpha\beta\mu\nu} = 2g^{\alpha\beta}g^{\mu\nu} - g^{\alpha\mu}g^{\beta\nu} - g^{\alpha\nu}g^{\beta\mu}$ . También necesitamos las reglas de Feynman de la interacción del fotón y el bosón  $Z$  a un par de fermiones, las cuales son respectivamente:  $-ieQ_f\gamma^\mu$  y  $-i\frac{g}{2c_W}(g_V^f - g_A^f\gamma^5)\gamma^\mu$ , en donde  $g_A^f = \frac{1}{2}T_3^f$  y  $g_V^f = \frac{1}{2}T_3^f - Q_f s_W^2$ , con  $Q_f$  la carga del fermión y  $T_f^3 = 1$  ( $-1$ ) para quarks up (quarks down y leptones cargados)

También necesitamos los acoplamientos de los bosones de Higgs neutros a un par de fermiones, bosones de norma y bosones escalares cargados. Las correspondientes reglas de Feynman para el acoplamiento de bosones de Higgs neutros a fermiones en el MDDH se muestra en la Fig. A.2, y las correspondientes constantes de acoplamiento para MDDM-II se presentan en la Tabla 2.2 [1].

En cuanto a los acoplamientos de los bosones escalares a bosones de norma, debemos expandir la derivada covariante en términos de los campos físicos. Realizando este proceso se pueden obtener directamente las reglas de Feynman mostradas en la Fig. A.3 para los acoplamientos  $\phi VV$  ( $V = W, Z$ ) y  $Z\phi A$  ( $\phi = h, H$ ). Note que  $AVV$  ( $V = W, Z$ ) y  $HhZ$  están prohibidos debido a conservación de  $CP$ . Otras reglas de Feynman tales como los vértices  $\gamma H^-H^+$ ,  $ZH^-H^+$ , y  $\gamma\gamma H^-H^+$  también se obtienen del sector cinético del doblete de Higgs y se muestran en la Fig. A.3 así como las reglas de Feynman para los acoplamientos del bosón escalar  $CP$ -par a un par de bosones escalares  $\phi H^-H^+$ , el cual surge del potencial de Higgs una vez diagonalizado.

**APÉNDICE A. REGLAS DE FEYNMAN**  
**A.1. REGLAS DE FEYNMAN DEL MDDH**

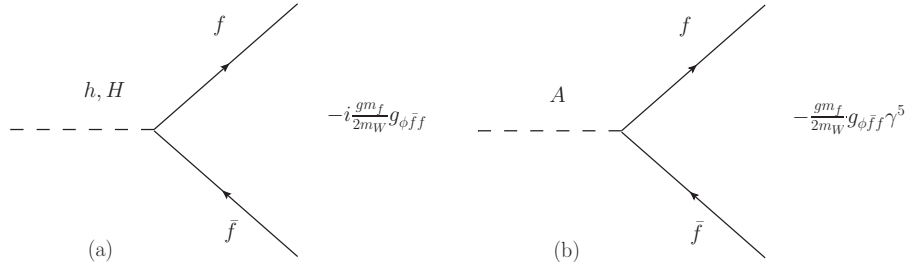


Figura A.2: Reglas de Feynman para los acoplamiento de bosones escalares al par de fermiones en el MDDH. Las correspondientes constantes de acoplamiento para el MDDH-II se muestran en la Tabla 2.2.

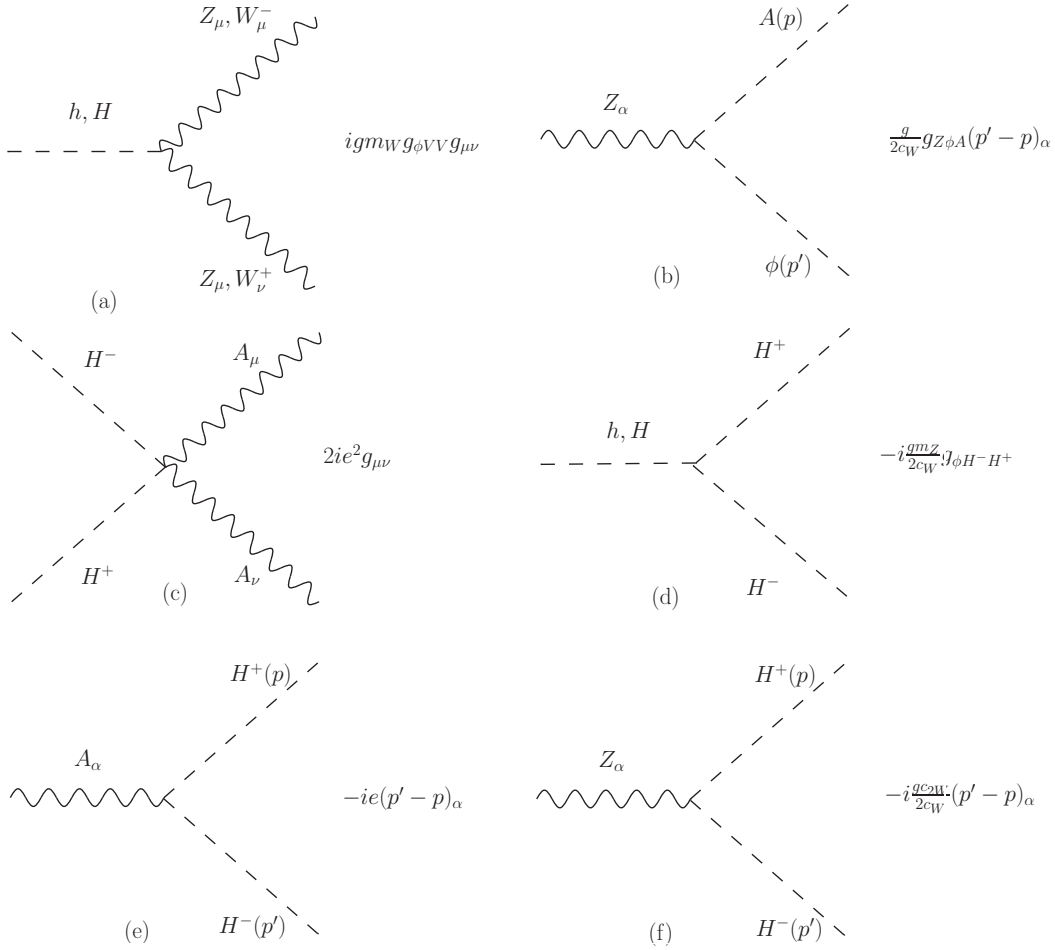


Figura A.3: Reglas de Feynman necesarias para los cálculos en los MDDH. Aquí  $\phi = h, H$  y todos los cuadrimentos están entrando al vértice. Las correspondientes constantes de acoplamiento para el MDDH tipo II se muestran en la Tabla 2.2.

## A.2. Reglas de Feynman del modelo mínimo supersimétrico

En este Apéndice presentamos las reglas de Feynman necesarias para el cálculo del decaimiento exótico  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) en el MMSS en la norma unitaria. Las reglas de Feynman que comprenden el ME para los vértices  $VW^-W^+$ ,  $\gamma\gamma W^-W^+$  y  $V\bar{f}f$  ( $V = \gamma, Z$ ) se encuentran en A.1 así como los acoplamientos de los bosones de Higgs neutros a fermiones y a bosones de Higgs cargados, los cuales son idénticos al MDDH. Además necesitamos la interacción del fotón y el bosón  $Z$  a un par de charginos, los cuales están dados como

$$A_\mu \bar{\chi}_i^+ \chi_j^- : -ie\delta^{ij}\gamma_\mu, \quad (\text{A.1})$$

$$Z_\mu \bar{\chi}_i^+ \chi_j^- : \frac{-ie}{4c_W s_W} \gamma_\mu (g_V^{\tilde{\chi}^{ij}} - g_A^{\tilde{\chi}^{ij}} \gamma^5). \quad (\text{A.2})$$

en donde los índices  $i, j$  indican la generación de charginos, y las constantes de acoplamiento están dadas por

$$g_V^{\tilde{\chi}^{ij}} = V_{i1} V_{j1}^* + U_{i1}^* U_{j1} + 2\delta_{ij}(c_W^2 - s_W^2), \quad (\text{A.3})$$

$$g_A^{\tilde{\chi}^{ij}} = V_{i1}^* V_{j1} - U_{i1} U_{j1}^*. \quad (\text{A.4})$$

En la Fig. A.4 se muestran las reglas de Feynman para los acoplamientos del bosón de Higgs neutro a charginos, a un par de squarks y los acoplamientos para el fotón a un par de squarks, así como el acoplamiento cuártico de dos fotones con dos squarks. Los acoplamientos de los bosones escalares y squarks a los bosones de norma se obtienen al realizar la expansión de la derivada covariante en términos de los estados físicos. Note que los acoplamientos  $AVV$  ( $V = W, Z$ ) y  $HhZ$  están prohibidos debido a invarianza ante conservación de  $CP$ . Finalmente, para el acoplamiento trilineal de los bosones de Higgs neutros y cargados, éstos son los mismos a los del modelo de dos dobletes de Higgs.

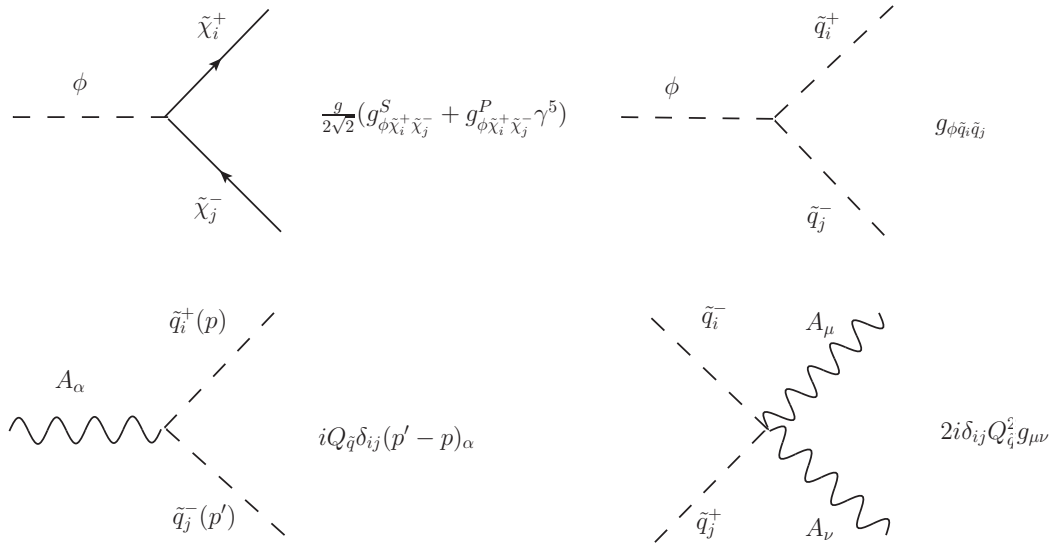


Figura A.4: Reglas de Feynman para los acoplamientos de los bosones de Higgs neutros a un par de charginos y squarks y los acoplamientos de squarks a fotones. En los diagramas superiores  $\phi = h, H, A$  y las correspondientes constantes de acoplamiento se muestran en la Tabla A.1.

**APÉNDICE A. REGLAS DE FEYNMAN**

**A.2. REGLAS DE FEYNMAN DEL MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO**

Tabla A.1: Constantes para los acoplamientos de los bosones de Higgs neutros a un par de charginos. Se usa la notación abreviada  $s_a = \sin a$  y  $c_a = \cos a$ .

$\phi$	$g_{\phi\tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^+}^S$	$g_{\phi\tilde{\chi}_i^+\tilde{\chi}_j^+}^P$
$A$	$s_\beta(V_{i1}U_{j2} - V_{j1}^*U_{i2}^*) + c_\beta(V_{i2}U_{j1} - V_{j2}^*U_{i1}^*)$	$s_\beta(V_{j1}^*U_{i2}^* + V_{i1}U_{j2}) + c_\beta(V_{j2}^*U_{i1}^* + V_{i2}U_{j1})$
$H$	$-ic_\alpha(V_{j1}^*U_{i2}^* + V_{i1}U_{j2}) - is_\alpha(V_{j2}^*U_{i1}^* + V_{i2}U_{j1})$	$ic_\alpha(V_{j1}^*U_{i2}^* - V_{i1}U_{j2}) + is_\alpha(V_{j2}^*U_{i1}^* - V_{i2}U_{j1})$
$h$	$is_\alpha(V_{i1}U_{j2} + V_{j1}^*U_{i2}^*) - ic_\alpha(V_{i2}U_{j1} + V_{j2}^*U_{i1}^*)$	$is_\alpha(V_{i1}U_{j2} - V_{j1}^*U_{i2}^*) - ic_\alpha(V_{i2}U_{j1} - V_{j2}^*U_{i1}^*)$

Con respecto al acoplamiento de los bosones de Higgs neutros a squarks, en la notación de la tercera generación de sfermiones, las constantes  $g_{\phi\tilde{q}_i\tilde{q}_j}$  son

$$g_{\phi\tilde{q}_i\tilde{q}_j} = \frac{g_2}{m_W} \sum_{k,l=1}^2 (R^q)^T_{ik} C_{\phi\tilde{q}\tilde{q}'} (R^q)_{lj}, \quad (\text{A.5})$$

en donde  $C_{\phi\tilde{q}\tilde{q}'}$  es una matriz cuyos elementos son los acoplamientos de los bosones de Higgs a squarks; para  $h, H, A$  y  $H^\pm$  está dada por

$$C_{h\tilde{q}\tilde{q}} = \begin{pmatrix} -(I_q^{3L} - Q_q s_W^2) m_Z^2 \sin(\beta + \alpha) + m_q^2 s_1^q & \frac{1}{2} m_q (A_q s_1^q + \mu s_2^q) \\ \frac{1}{2} m_q (A_q s_1^q + \mu s_2^q) & -Q_q s_W^2 m_Z^2 \sin(\beta + \alpha) + m_q^2 s_1^q \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

$$C_{H\tilde{q}\tilde{q}} = \begin{pmatrix} (I_q^{3L} - Q_q s_W^2) m_Z^2 \cos(\beta + \alpha) + m_q^2 r_1^q & \frac{1}{2} m_q (A_q r_1^q + \mu r_2^q) \\ \frac{1}{2} m_q (A_q r_1^q + \mu r_2^q) & Q_q s_W^2 m_Z^2 \cos(\beta + \alpha) + m_q^2 r_1^q \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

$$C_{A\tilde{q}\tilde{q}} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{2} m_q [\mu + A_q (\tan \beta)^{-2I_3^q}] \\ \frac{1}{2} m_q [\mu + A_q (\tan \beta)^{-2I_3^q}] & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

$$C_{H^\pm \tilde{t}\tilde{b}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} m_b^2 \tan \beta + m_t^2 \cot \beta - m_W^2 \sin 2\beta & m_b (A_b \tan \beta + \mu) \\ m_t (A_t \cot \beta + \mu) & m_t m_b (\tan \beta + \cot \beta) \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

en donde los coeficientes  $r_{1,2}^q$  y  $s_{1,2}^q$  son

$$\begin{aligned} s_1^u &= \frac{c_\alpha}{s_\alpha}, & s_2^u &= \frac{s_\alpha}{s_\beta}, & s_1^d &= -\frac{s_\alpha}{c_\beta}, & s_2^d &= \frac{c_\alpha}{c_\beta} \\ r_2^u &= -s_1^u, & r_1^u &= s_2^u, & r_2^d &= s_1^d, & r_1^d &= -s_2^d \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

En particular, las constantes de acoplamiento  $H\tilde{t}\tilde{t}$  y  $h\tilde{q}\tilde{q}$  son

$$g_{h\tilde{t}_2\tilde{t}_2}^{H\tilde{t}_1\tilde{t}_1} = m_t^2 \mp \frac{m_t X_t \sin(2\theta)}{2} \pm \frac{1}{12} m_Z^2 \cos(2\beta) [(8s_W^2 - 3) \cos(2\theta) \pm 3] \quad (\text{A.11})$$

$$g_{H\tilde{t}_2\tilde{t}_2}^{H\tilde{t}_1\tilde{t}_1} = \frac{m_t}{2t_\beta} [\pm \sin(2\theta)(A_t + \mu t_\beta) \mp 2m_t] \pm \frac{m_Z^2 \sin(2\beta)}{12} [(8s_W^2 - 3) \cos(2\theta) \mp 3] \quad (\text{A.12})$$

mientras que los acoplamientos del bosón  $CP$ -impar a sfermiones es

$$g_{A\tilde{t}_1\tilde{t}_1} = g_{A\tilde{t}_2\tilde{t}_2} = 0 \quad (\text{A.13})$$

$$g_{A\tilde{t}_2\tilde{t}_1} = -g_{A\tilde{t}_1\tilde{t}_2} = \frac{1}{2t_\beta^2} m_t (\mu + t_\beta (\mu t_\beta + X_t)) \quad (\text{A.14})$$

## Apéndice B

# Amplitudes de los decaimientos $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ y $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = H, h$ )

Ahora presentamos los factores de forma para los decaimientos  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = H, A$ ) en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman.

### B.1. Decaimiento $A \rightarrow Z\gamma\gamma$

#### B.1.1. Diagramas de caja

Los diagramas de caja proporcionan la siguiente contribución a los factores de forma

$$\mathcal{F}_i^{Box} = \sum_f \frac{16g_A^f g_{A\bar{f}f} g^2 \alpha m_f^2 Q_f^2 N_c^f}{m_W c_W s X_A^2} f_i^{Box}(f), \quad (\text{B.1})$$

con

$$\begin{aligned} f_1^{Box}(\zeta) &= s \left[ X_A \Delta_{2Z} + s m_Z^2 (s_1 + s_2) \right] C_1(s, \zeta) + \frac{\Delta_{2A}}{s} \Delta_{2Z} \left[ s_2 \Delta_{1Z}^2 - m_Z^2 \Delta_{2A}^2 \right] C_2(s_2, \zeta) \\ &+ \frac{\Delta_{1A}}{s} \left[ s_1 (s_1 + s) \Delta_{2Z}^2 + [m_A^2 (2s_1 + s)(s_1 - \Delta_{2Z}) + (m_Z \Delta_{1A})^2 \right. \\ &- (s_1 s + (s_1 + s)^2) s_1 m_Z^2 \left. \right] C_2(s_1, \zeta) - \Delta_{1Z}^2 \left[ \Delta_{2Z} \left( m_Z^2 - \frac{X_A}{s} \right) \right. \\ &+ s m_Z^2 \left. \right] C_3(s_1) + \Delta_{2A} \Delta_{2Z}^2 \left[ m_Z^2 - \frac{X_A}{s} \right] C_3(s_2, \zeta) + s m_Z^2 \left[ (s_1 - s_2)^2 + X_A \right] C_4(s, \zeta) \\ &+ \frac{s}{2} \left[ m_A^2 m_Z^2 (s_1 (\Delta_{1Z} + s_1 - s_2) - 2X_A) + s_1^2 (2m_Z^4 - (2s_1 + s_2) m_Z^2 + s_2^2) \right. \\ &+ \left. \left( m_Z^2 - \frac{X_A}{s} \right) 4m_\zeta^2 X_A \right] D_1(s_1, \zeta) - \frac{s}{2} \left[ s_1 s_2^3 - s_2 m_Z^2 (s_2 (\Delta_{2Z} + s_1 + 3s) + X_A) \right. \\ &- 4X m_\zeta^2 \left( m_Z^2 - \frac{X_A}{s} \right) \left. \right] D_1(s_2, \zeta) + \frac{1}{2} \left[ s_2 s^2 (s_2 - 4m_\zeta^2) (m_Z^2 + s_2) \right. \\ &+ \Delta_{2A} \Delta_{2Z} \left( \frac{2\Delta_{2A}^2}{s} \Delta_{2Z}^2 - \Delta_{2A} (4m_\zeta^2 - m_Z^2 - 5s_2) \Delta_{2Z} \right. \\ &\left. \left. + 2(s_2 - 2m_\zeta^2) (m_Z^2 + 2s_2) s \right) \right] D_2(s_2, \zeta), \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{aligned} f_2(\zeta)^{Box} &= \frac{X_A}{2} \left( 2\Delta_{2A} \left( s C_1(s, \zeta) + \Delta_{1A} C_2(s_1, \zeta) + \frac{\Delta_{2Z}}{2} C_3(s_2, \zeta) \right) + s m_A^2 \Delta_{1Z} D_1(s_1, \zeta) \right. \\ &\left. + \Delta_{1Z} X_A D_2(s_2, \zeta) - s \left[ X_A + s_2 \Delta_{2A} \right] D_1(s_2, \zeta) \right), \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

y

$$\begin{aligned}
 f_3^{Box}(\zeta) &= 2sm_A^2 \left[ X_A + s(s_1 + s_2) \right] C_1(s, \zeta) + 2ss_1 \Delta_{1A} C_2(s_1, \zeta) - 2\Delta_{2A}^2 \Delta_{2Z} C_2(s_2, \zeta) \\
 &\quad - 2\Delta_{1Z}^2 \Delta_{1A} C_3(s_1, \zeta) + 2ss_2 \Delta_{2Z} C_3(s_2, \zeta) - 2s \left[ X_A + (s_1 - s_2)^2 \right] C_4(s, \zeta) \\
 &\quad - X_A \left[ X_A + 4sm_f^2 \right] D_2(s_2, \zeta) - s \left[ s_1(X_A + 2s_1s) + 4X_A m_f^2 \right] D_1(s_1, \zeta) \\
 &\quad - s \left[ s_2(X_A + 2s_2s) + 4X_A m_f^2 \right] D_1(s_2, \zeta),
 \end{aligned} \tag{B.4}$$

en donde las variables cinemáticas invariantes  $s_1$ ,  $s_2$  y  $s$  están definidas en (2.20). Además usamos las siguientes variables auxiliares:

$$\Delta_{ij} = s_i - m_j^2, \tag{B.5a}$$

$$X_\chi = s_1 s_2 - m_Z^2 m_\chi^2, \tag{B.5b}$$

para  $i = 1, 2$  y  $j = A, Z$ .

las funciones escalares de Passarino-Veltman de tres y cuatro puntos  $C_i$  and  $D_i$  están definidas como

$$\begin{aligned}
 C_1(p^2, \zeta) &= C_0(0, 0, p^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2), \\
 C_2(p^2, \zeta) &= C_0(0, p^2, m_A^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2), \\
 C_3(p^2, \zeta) &= C_0(m_Z^2, 0, p^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2), \\
 C_4(p^2, \zeta) &= C_0(m_Z^2, p^2, m_A^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2), \\
 D_1(p^2, \zeta) &= D_0(m_Z^2, 0, 0, m_A^2, p^2, s, m_\zeta^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2), \\
 D_2(p^2, \zeta) &= D_0(m_Z^2, 0, m_A^2, 0, s_1, p^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2).
 \end{aligned} \tag{B.6}$$

Como podemos ver de las relaciones (B.2)-(B.4) la amplitud de los diagramas de caja están libres de divergencias ultravioletas dado que no contienen funciones escalares de dos puntos.

### B.1.2. Diagramas Reducibles

El diagrama reducible de la Fig. 2.2 solo contribuye al factor de forma  $\mathcal{F}_1$  de la Ec. (2.25). La técnica de Passarino-Veltman nos permite obtener los siguientes resultados de las contribuciones de fermiones y el bosón  $W$ .

$$\mathcal{F}_1^{\phi-\chi} = \frac{2g^2 \alpha g_{\phi ZA}}{c_W s(m_\phi^2 - s)} \begin{cases} \sum_f \frac{g_{\phi \bar{f} f} m_f^2 Q_f^2 N_c^f}{m_W} \left[ 1 + \left( 2m_f^2 - \frac{s}{2} \right) C(s, m_f^2) \right] & \mathcal{X} = f, \\ -\frac{g_{\phi WW}}{4m_W} \left[ \frac{s}{2} + 3m_W^2 (1 + (2m_W^2 - s) C(s, m_W^2)) \right] & \mathcal{X} = W, \\ \frac{g_{\phi H^\pm H^\pm m_Z}}{4} \left[ 2m_{H^\pm}^2 C(s, m_{H^\pm}^2) + 1 \right] & \mathcal{X} = H^\pm, \\ \sum_{\tilde{\chi}_i^+} -\frac{i g_{\phi \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_i^+ m_{\tilde{\chi}_i^+}}}{\sqrt{2}} \left[ 1 + \left( 2m_{\tilde{\chi}_i^+}^2 - \frac{s}{2} \right) C(s, m_{\tilde{\chi}_i^+}^2) \right] & \mathcal{X} = \tilde{\chi}_i^+, \\ \sum_{\tilde{q}_i} -\frac{g_2 g_{\phi \tilde{q}_i \tilde{q}_i} Q_{\tilde{q}_i}^2}{4gm_W} \left[ 1 + 2m_{\tilde{q}_i}^2 C(s, m_{\tilde{q}_i}^2) \right] & \mathcal{X} = \tilde{q}_i \end{cases} \tag{B.7}$$

en donde la función escalar de tres puntos  $C(s, m_\chi^2)$  se puede escribir en términos de funciones elementales.

$$C(s, m_\chi^2) = C_0(0, 0, s, m_\chi^2, m_\chi^2, m_\chi^2) = -\frac{2}{s} f \left( \frac{4m_\chi^2}{s} \right), \tag{B.8}$$

con  $f(x)$  esta dada en (2.39).

## B.2. Decaimiento $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H$ )

### B.2.1. Diagramas de caja

La contribución de diagramas de caja a los factores de forma esta dada como

$$g_i^{Box} = \sum_f \frac{16g_A^f g_{\phi\bar{f}f} g^2 \alpha m_f^2 Q_f^2 N_c^f}{m_W c_W X_\phi^2} g_i^{Box}, \quad (\text{B.9})$$

con

$$g_1^{Box}(\zeta) = \frac{X_\phi}{32} \left( 2\Delta_{2\phi} C_2(s_2, \zeta) - 2\Delta_{1\phi} C_2(s_1, \zeta) + 2(s_1 - s_2) C_4(s, \zeta) + \Delta_{2\phi} \Delta_{2Z} D_1(s_2, \zeta) - \Delta_{1Z} \Delta_{1\phi} D_1(s_1, \zeta) \right), \quad (\text{B.10})$$

$$g_2^{Box}(\zeta) = m_\phi^2 \left( -2 \left[ X_\phi + s(s_1 + s_2) \right] C_1(s, \zeta) + \frac{2}{s} \Delta_{1Z} \Delta_{1\phi}^2 C_2(s_1, \zeta) + 2s_2 \Delta_{2\phi} C_2(s_2, \zeta) - 2\Delta_{1Z} s C_3(s_1, \zeta) - \frac{2}{s} \Delta_{2Z}^2 \Delta_{2\phi} C_3(s_2, \zeta) + 2 \left[ 2X_\phi + (s_1 - s_2)^2 \right] C_4(s, \zeta) + \left[ 4m_\zeta^2 X_\phi + s_1(X_\phi + 2s_1 s) \right] D_1(s_1, \zeta) - \left[ 4m_\zeta^2 X_\phi + s_2(X_\phi + 2s_2 s) \right] D_1(s_2, \zeta) + \frac{1}{s} \left[ X_\phi(X_\phi + 4sm_\zeta^2) \right] D_2(s_2, \zeta) \right), \quad (\text{B.11})$$

$$g_3^{Box}(\zeta) = \frac{1}{s^2} \left( -s^2 \left[ s_1 s_2^2 + m_Z^2 (m_\phi^2 (m_Z^2 + 2s_2) + \Delta_{2Z} s_2) \right] C_1(s, \zeta) - \Delta_{1\phi} \left[ m_Z^8 - (3s + 2(s_1 + s_2)) m_Z^6 + (2s^2 + 3s_1 s + s_1^2 + s_2^2 + 4(s + s_1) s_2) m_Z^4 - ((s_1 + s_2) s^2 + s_2(4s_1 + s_2)s + 2s_1 s_2 (s_1 + s_2)) m_Z^2 + s_1(s + s_1) s_2^2 \right] C_2(s_1, \zeta) + \Delta_{2\phi} \Delta_{2Z} \left[ m_Z^2 \Delta_{2\phi}^2 - \Delta_{1Z}^2 s_2 \right] C_2(s_2, \zeta) + \Delta_{2\phi} \Delta_{2Z}^2 \left[ X_\phi - sm_\zeta^2 \right] C_3(s_2, \zeta) + \Delta_{1Z}^2 \left[ sm_Z^2 (s + 2s_2 - m_Z^2) - \Delta_{1Z} \Delta_{2Z}^2 \right] C_3(s_1, \zeta) - s^2 m_Z^2 \left[ 2X_\phi + (s_1 - s_2)^2 \right] C_4(s, \zeta) + \frac{1}{2} s \left[ 4X_\phi (X_\phi - sm_\zeta^2) m_\zeta^2 + s(-2m_Z^8 + (4s + 3s_1 + 4s_2) m_Z^6 - (2s^2 + 3s_1 s + 4s_2 s + s_1^2 + 2s_2^2 + 6s_1 s_2) m_Z^4 + s_1(3s_2^2 + 3ss_2 + 2s_1 s_2 - 2ss_1) m_Z^2 - s_1^2 s_2^2) \right] D_1(s_1) + \frac{1}{2} s \left[ 4X_\phi (X_\phi - sm_\zeta^2) m_\zeta^2 + ss_2(m_Z^4 (s_2 + m_\phi^2) - s_2(3s + 2s_1 + s_2) m_Z^2 + s_1 s_2^2) \right] D_1(s_2) + \frac{1}{2} X_\phi \left[ 2m_Z^8 - (5s + 4(s_1 + s_2)) m_Z^6 + (3s^2 + 4m_\zeta^2 s + 5s_1 s + 6s_2 s + 2s_1^2 + 2s_2^2 + 8s_1 s_2) m_Z^4 - (4s(2s + s_1 + s_2) m_\zeta^2 + s_2(s^2 + (6s_1 + s_2)s + 4s_1(s_1 + s_2))) m_Z^2 + s_1 s_2 (4sm_\zeta^2 + (s + 2s_1) s_2) \right] D_2(s_2, \zeta) \right), \quad (\text{B.12})$$

**APÉNDICE B. AMPLITUDES DE LOS DECAIMIENTOS  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  Y  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$**   
 $(\phi = H, h)$   
**B.3. PROMEDIO DEL CUADRADO DE LA AMPLITUD PARA LOS DECAIMIENTOS**  
 $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  Y  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ )

---

y

$$\begin{aligned}
g_4^{Box}(\zeta) = & \frac{1}{8\Delta_{1Z}\Delta_{2Z}} \left( 4m_Z^2 X_\phi [\Delta_{1Z}\Delta B(m_Z^2, s_2, \zeta) + \Delta_{2Z}\Delta B(m_Z^2, s_1, \zeta)] \right. \\
& + 4\Delta_{1Z}\Delta_{2Z} X_\phi \Delta B(s, m_A^2, \zeta) + 2s\Delta_{1Z}\Delta_{2Z} \left[ 2X_\phi + m_Z^2(m_Z^2 - s) \right. \\
& - s_1(s_2 + s_1) + s_2^2 \left. \right] C_1(s, \zeta) + \Delta_{1Z}\Delta_{2Z}(s + \Delta_{2Z}) \left[ 2s_1\Delta_{1Z} - X_\phi \right] C_2(s_1, \zeta) \\
& - \Delta_{1Z}\Delta_{2Z}(s + \Delta_{1Z}) \left[ 5X_\phi - 2s_2(\Delta_{1Z} + s_1) + 2s_2^2 \right] C_2(s_2, \zeta) \\
& - \Delta_{1Z}^2\Delta_{2Z} \left[ 2s_1\Delta_{1Z} - X_\phi \right] C_3(s_1) + \Delta_{1Z}\Delta_{2Z}^2 \left[ 5X_\phi - 2s_2(\Delta_{1Z} + s_1) \right. \\
& + 2s_2^2 \left. \right] C_3(s_2, \zeta) + 2\Delta_{1Z}\Delta_{2Z} \left[ 2m_Z^4(m_\phi^2 + 2(s_1 + s_2)) - (5s_1^2 - 3s_2^2) \right. \\
& + 4s(s_1 - s_2)m_Z^2 + (s_1 - s_2)(s_1 + s_2)^2 \left. \right] C_4(s, \zeta) + \Delta_{1Z}\Delta_{2Z} \left[ -2m_Z^6(m_Z^2 \right. \\
& + 2m_\phi^2) + (2s^2 + (5s_1 + 4s_2)s + 2(s_1^2 + 4s_2s_1 + s_2^2))m_Z^4 - s_1(s^2 - (s_1 - 5s_2)s \\
& + 4s_2(s_1 + s_2))m_Z^2 + s_1^2(2s_2^2 + s(s_2 - 2s_1)) - 4m_\zeta^2\Delta_{1Z}X_\phi \left. \right] D_1(s_1, \zeta) \\
& - \Delta_{1Z}\Delta_{2Z} \left[ -2m_Z^6(m_Z^2 + 2m_\phi^2) + (2(s + s_1)^2 + 2s_2^2 + (9s + 8s_1)s_2)m_Z^4 \right. \\
& - s_2(5s^2 + 3(3s_1 + s_2)s + 4s_1(s_1 + s_2))m_Z^2 + s_2^2(s_1(s + 2s_1) + 2ss_2) + 4m_\zeta^2(m_Z^2 \\
& \left. - 2s_1 + s_2)X_\phi \right] D_1(s_2, \zeta) + 4m_\zeta^2\Delta_{1Z}\Delta_{2Z}(s_1 - s_2)X_\phi D_2(s_2, \zeta) \left. \right), \tag{B.13}
\end{aligned}$$

con la función escalar de Passarino-Veltman de dos puntos definida como  $\Delta B(r_1^2, r_2^2, \zeta) = B_0(r_1^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2) - B_0(r_2^2, m_\zeta^2, m_\zeta^2)$ . También es evidente la cancelación de las divergencias ultravioletas.

### B.2.2. Diagramas reducibles

Los diagramas reducibles relacionados al proceso  $\phi \rightarrow Z\chi^* \rightarrow Z\gamma\gamma$ , con  $\chi = A, Z$ , conllevan a la siguiente contribución de los factores de forma

$$\mathcal{G}_3^{\mathcal{X}} = \frac{gg_{\phi ZA}\alpha}{c_W\pi(s - m_A^2)} \begin{cases} \sum_f \frac{gg_{A\bar{f}f}Q_f^2 m_f^2 N_c^f}{2m_Z} C(s, m_f^2) & \mathcal{X} = f, \\ \sum_{\tilde{\chi}_i^+} m_{\tilde{\chi}_i^+} g_{A\tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_i^+}^P C(s, m_{\tilde{\chi}_i^+}^2) & \mathcal{X} = \tilde{\chi}_i^+. \end{cases} \tag{B.14}$$

mientras que el diagrama mediado por el bosón  $Z$  proporciona

$$\mathcal{G}_3^{Z-f} \frac{g^2\alpha g_{\phi ZZ}}{c_W\pi sm_Z} \sum_f Q_f^2 g_A^f m_f^2 N_c^f C(s, m_f^2) \tag{B.15}$$

### B.3. Promedio del cuadrado de la amplitud para los decaimientos $A \rightarrow Z\gamma\gamma$ y $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$ ( $\phi = h, H$ )

De la forma general de las amplitudes invariantes para los decaimientos  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  y  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ ) presentados en (2.25) y (2.28), respectivamente, podemos obtener el cuadrado de las amplitudes promediadas sobre las polarizaciones de los fotones y el bosón  $Z$ , los cuales se necesitan para los cálculos de las anchuras de decaimiento (2.30). Los resultados se pueden expresar como sigue

**APÉNDICE B. AMPLITUDES DE LOS DECAIMIENTOS  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  Y  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$**   
 $(\phi = H, h)$   
**B.3. PROMEDIO DEL CUADRADO DE LA AMPLITUD PARA LOS DECAIMIENTOS**  
 $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  Y  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ )

---

**Decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$**

$$\begin{aligned}
|\overline{\mathcal{M}}(A \rightarrow Z\gamma\gamma)|^2 &= \frac{m_A^6}{4} \left( \frac{\hat{s}^2 \hat{\Delta}_{1Z}^2}{2\mu_Z} |\mathcal{F}_1|^2 + \frac{1}{2\mu_Z} \lambda_3 |\mathcal{F}_2|^2 + \frac{1}{8\mu_Z} \hat{\Delta}_{2Z}^2 \lambda_2 |\mathcal{F}_3|^2 + \frac{\hat{s}^2 \lambda_1}{2\mu_Z} \text{Re} [\mathcal{F}_1 \tilde{\mathcal{F}}_1^*] \right. \\
&\quad - \frac{1}{2\mu_Z} \hat{\Delta}_{1Z} \hat{\Delta}_{2Z} (2\hat{s}\mu_Z - \hat{\Delta}_{1Z} \hat{\Delta}_{2Z}) \text{Re} [\mathcal{F}_2 \tilde{\mathcal{F}}_2^*] + \frac{1}{8\mu_Z} \lambda_1 \lambda_2 \text{Re} [\mathcal{F}_3 \tilde{\mathcal{F}}_3^*] \\
&\quad + \hat{s}^2 \hat{\Delta}_{1Z} \text{Re} [\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_2^*] + \frac{1}{2} \hat{s}^2 \lambda_1 \lambda_2 \text{Re} [\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_3^*] + \frac{1}{2\mu_Z} \hat{\Delta}_{1Z} \hat{\Delta}_{2Z}^2 \lambda_1 \lambda_2 \text{Re} [\mathcal{F}_2 \mathcal{F}_3^*] \\
&\quad \left. - \hat{s}^2 \hat{\Delta}_{1Z} \text{Re} [\mathcal{F}_1 \tilde{\mathcal{F}}_2^*] + \frac{1}{2} \hat{s}^2 \hat{\Delta}_{1Z}^2 \text{Re} [\mathcal{F}_1 \tilde{\mathcal{F}}_3^*] + \frac{1}{2\mu_Z} \hat{\Delta}_{1Z} \text{Re} [\mathcal{F}_2 \tilde{\mathcal{F}}_3^*] \right) \\
&\quad + (\hat{s}_1 \leftrightarrow \hat{s}_2), \tag{B.16}
\end{aligned}$$

en donde  $\hat{s}_i = s_i/m_A^2$ ,  $\hat{s} = s/m_A^2$ ,  $\hat{\Delta}_{ij} = \Delta_{ij}/m_A^2$ ,  $\tilde{\mathcal{F}}_i(s, s_1, s_2) = \mathcal{F}_i(s, s_2, s_1)$ . Además

$$\lambda_1 = \mu_Z^2 - (2\hat{s} + s_1 + \hat{s}_2) \mu_Z + \hat{s}_1 \hat{s}_2, \tag{B.17}$$

$$\lambda_2 = (\mu_Z^4 - 2(\hat{s} + \hat{s}_1 + \hat{s}_2) \mu_Z^3 + (2\hat{s}^2 + 2(\hat{s}_1 + \hat{s}_2) \hat{s} + \hat{s}_1^2 + \hat{s}_2^2 + 4\hat{s}_1 \hat{s}_2) \mu_Z^2 \tag{B.18}$$

$$- 2\hat{s}_1 \hat{s}_2 (\hat{s} + \hat{s}_1 + \hat{s}_2) \mu_Z + \hat{s}_1^2 \hat{s}_2^2), \tag{B.19}$$

y

$$\lambda_3 = \hat{s}_1^2 \hat{\Delta}_{2Z}^2 + 2\hat{s}_1 (\hat{s} - \hat{\Delta}_{2Z}) \mu_Z \hat{\Delta}_{2Z} + \mu_Z^2 (-2\hat{s}^2 + 2\mu_Z \hat{s} + \hat{s}_2^2 + \mu_Z^2 - 2\hat{s}_2 (\hat{s} + \mu_Z)). \tag{B.20}$$

**Decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ )**

De la Ec. (2.28) obtenemos

$$\begin{aligned}
|\overline{\mathcal{M}}(\phi \rightarrow Z\gamma\gamma)|^2 &= \frac{\hat{s} m_\phi^6}{2} \left( \eta_2 |\mathcal{G}_1|^2 - \frac{1}{4} \hat{\Delta}_{1Z}^2 \eta_1 |\mathcal{G}_2|^2 + \frac{\hat{s} \hat{\Delta}_{1Z}^2}{4\mu_Z} |\mathcal{G}_3|^2 + \frac{1}{4\hat{s}\mu_Z} \eta_3 |\mathcal{G}_4|^2 - \eta_2 \text{Re} [\mathcal{G}_1 \tilde{\mathcal{G}}_1^*] \right. \\
&\quad + \hat{\Delta}_{2Z} \eta_1 \text{Re} [\mathcal{G}_1 \tilde{\mathcal{G}}_2^*] - \hat{s} \hat{\Delta}_{2Z} \text{Re} [\mathcal{G}_1 \tilde{\mathcal{G}}_3^*] - \eta_2 \text{Re} [\mathcal{G}_1 \tilde{\mathcal{G}}_4^*] + \frac{1}{8} \hat{\Delta}_{1Z} \hat{\Delta}_{2Z} \eta_1 \text{Re} [\mathcal{G}_2 \tilde{\mathcal{G}}_2^*] \\
&\quad + \frac{1}{2} \hat{s} \eta_1 \text{Re} [\mathcal{G}_2 \tilde{\mathcal{G}}_3^*] + \hat{\Delta}_{1Z} \eta_1 \frac{1}{2} \hat{s} \text{Re} [\mathcal{G}_2 \tilde{\mathcal{G}}_4^*] + \frac{1}{2\mu_Z} [\hat{\Delta}_{1Z} \hat{\Delta}_{2Z} - 2\hat{s}\mu_Z] \text{Re} [\mathcal{G}_3 \tilde{\mathcal{G}}_3^*] \\
&\quad - \hat{\Delta}_{1Z} \text{Re} [\mathcal{G}_3 \tilde{\mathcal{G}}_4^*] \frac{1}{4\hat{s}\mu_Z} \eta_3 \text{Re} [\mathcal{G}_4 \tilde{\mathcal{G}}_4^*] - \hat{\Delta}_{1Z} \eta_1 \text{Re} [\mathcal{G}_1 \mathcal{G}_2^*] + \hat{s} \hat{\Delta}_{1Z} \text{Re} [\mathcal{G}_1 \mathcal{G}_3^*] \\
&\quad \left. + \eta_2 \text{Re} [\mathcal{G}_1 \mathcal{G}_4^*] - \hat{\Delta}_{1Z} \eta_1 \text{Re} [\mathcal{G}_2 \mathcal{G}_4^*] + \frac{1}{2} \hat{s} \hat{\Delta}_{1Z} \text{Re} [\mathcal{G}_3 \mathcal{G}_4^*] \right) + (\hat{s}_1 \leftrightarrow \hat{s}_2) \tag{B.21}
\end{aligned}$$

con  $\tilde{\mathcal{G}}_i(s, s_1, s_2) = \mathcal{G}_i(s, s_2, s_1)$  y

$$\eta_1 = \hat{s}\mu_Z - \hat{\Delta}_{1Z} \hat{\Delta}_{2Z}, \tag{B.22}$$

$$\eta_2 = 2\hat{\Delta}_{1Z} \hat{\Delta}_{2Z} - \hat{s}\mu_Z, \tag{B.23}$$

$$\eta_3 = \left( \hat{s}_1^2 \hat{\Delta}_{2Z}^2 - 2\hat{s}_1 (\hat{\Delta}_{2Z} - \hat{s}) \mu_Z \hat{\Delta}_{2Z} + \mu_Z^2 (\hat{\Delta}_{2Z}^2 - 2\hat{s}(\hat{\Delta}_{2Z} + \hat{s})) \right). \tag{B.24}$$

## B.4. Anchuras de decaimiento de los bosones escalares $CP$ -par y $CP$ -impar

Por completes, presentamos las expresiones de los decaimientos más relevantes  $A \rightarrow X$  y  $\phi \rightarrow X$  ( $\phi = h, H$ ), con  $X$  un estado final de varias partículas. Estas formulas se pueden encontrar en [29, 36, 78]. Usamos la notación introducida en las reglas de Feynman mostradas en las Fig. A.2 y A.3.

### B.4.1. Decaimientos del bosón escalar $CP$ -par

La formula para el decaimiento a dos fermiones a nivel árbol es

$$\Gamma(\phi \rightarrow \bar{f}f) = \frac{f_{\phi\bar{f}f}^2 N_c^f m_\phi}{8\pi} (1 - \tau_f)^{3/2}, \quad (\text{B.25})$$

con  $f_{\phi\bar{f}f} = m_f g_{\phi\bar{f}f} / (2m_W)$ , en donde las constantes  $g_{\phi\bar{f}f}$  se muestran en la Tabla 2.2 para el modelo MDDH-II. Además, usamos la definición  $\tau_a = 4m_a^2/m_\phi^2$  y  $N_c^f$  indica el número de color del fermión.

Las anchuras de los decaimientos a un par de bosones de norma  $V = W, Z$  en capa de masa, cuando es cinemáticamente permitido, está dada por

$$\Gamma(\phi \rightarrow VV) = \frac{f_{\phi VV}^2 m_\phi^3}{64n_V \pi m_V^4} \sqrt{1 - \tau_V} \left( 1 - \tau_V + \frac{3}{4} \tau_V^2 \right), \quad (\text{B.26})$$

con  $n_V = 1$  (2) para  $V = W$  ( $Z$ ). Aquí  $f_{\phi WW} = m_W g_{\phi WW}$  y  $f_{\phi ZZ} = m_W g_{\phi WW} / c_W^2$ , en donde nuevamente las constantes  $g_{\phi VV}$  se muestran en la Tabla 2.2 para el modelo MDDH tipo II.

En el presente trabajo, otro decaimiento relevante es  $\phi \rightarrow ZA$ , cuya anchura de decaimiento se presento en la Ec. (2.41). Por otro lado, asumiremos que los decaimientos a nivel árbol como  $\phi \rightarrow AA$  y  $\phi \rightarrow H^- H^+$  no están cinemáticamente permitidos.

Los decaimientos a nivel de un lazo del bosón de Higgs también pueden ser de relevancia fenomenológica: mientras que el decaimiento  $\phi \rightarrow \gamma\gamma$  tiene una limpia señal, el decaimiento  $\phi \rightarrow gg$  es importante para la sección transversal de la producción del bosón de Higgs via fusión de gluones. En cuanto al decaimiento  $\phi \rightarrow \gamma\gamma$ , su anchura esta dada en las expresiones (2.36)-(2.38), las cuales también se pueden usar para el decaimiento a dos gluones tomando la contribución de los quarks únicamente y realizando el reemplazo  $\alpha^2 \rightarrow 2\alpha_S^2$  and  $N_c^f Q_f^2 \rightarrow 1$ . El decaimiento  $\phi \rightarrow Z\gamma$  ha sido ampliamente estudiado en la literatura y su anchura de decaimiento se puede escribir como

$$\Gamma(\phi \rightarrow Z\gamma) = \frac{\alpha^2 m_\phi^3}{512s_W^2 m_W^2 \pi^3} \left( 1 - \frac{\tau_Z}{4} \right)^3 |\mathcal{F}^{\phi Z\gamma}|^2, \quad (\text{B.27})$$

con  $\mathcal{F}^{\phi Z\gamma} = \mathcal{F}_f^{\phi Z\gamma}(\tau_f, \xi_f) + \mathcal{F}_W^{\phi Z\gamma}(\tau_f, \xi_W) + \mathcal{F}_{H^\pm}^{\phi Z\gamma}(\tau_{H^\pm}, \xi_{H^\pm})$ . La contribución de los fermiones cargados, el bosón  $W$  y los bosones escalares cargados esta dada por

$$\mathcal{F}_\chi^{\phi Z\gamma}(\tau_\chi, \xi_\chi) = \begin{cases} \sum_f \frac{2g_{\phi\bar{f}f} Q_f N_c^f g_V^f}{c_W} (I_1(\tau_f, \xi_f) - I_2(\tau_f, \xi_f)) & \chi = f, \\ g_{\phi WW} c_W \left( \left( \left( \frac{2}{\tau_W} + 1 \right) t_W^2 - \frac{2}{\tau_W} - 5 \right) I_1(\tau_W, \xi_W) \right. \\ \left. + 4(3 - t_W^2) I_2(\tau_W, \xi_W) \right) & \chi = W, \\ \frac{2c_W m_W g_{\phi H^- H^+}}{m_{H^\pm}^2} I_1(\tau_{H^\pm}, \xi_{H^\pm}) & \chi = H^\pm, \end{cases} \quad (\text{B.28})$$

en donde hemos introducido la definición  $\xi_i = 4m_i^2/m_Z^2$ .

### B.4.2. Decaimientos del bosón escalar $CP$ -impar

El decaimiento de un bosón escalar  $CP$ -impar a un par de fermiones de distinto sabor esta dado por

$$\Gamma(A \rightarrow \bar{f}f) = \frac{f_{A\bar{f}f}^2 N_c^f m_A}{8\pi} \sqrt{1 - \tau_f}, \quad (\text{B.29})$$

en donde usamos ahora la definición  $\tau_a = 4m_a^2/m_A^2$ .

No existe el decaimiento a un par de bosones electrodébiles a nivel árbol, pero el decaimiento  $A \rightarrow \phi Z$  ( $\phi = h, H$ ) puede ser cinemáticamente permitido. Su anchura de decaimiento esta dado por la Ec. (2.41).

En cuanto a los decaimientos a un lazo, el decaimiento a dos fotones procede via fermiones cargados en el lazo y su anchura de decaimiento se presenta en las ecuaciones (2.36) y (2.40), mientras que el decaimiento a dos gluones se puede obtener de estas ecuaciones asumiendo únicamente la contribución de los quarks y realizando el remplazo adicional  $\alpha^2 \rightarrow 2\alpha_S^2$  and  $N_c^f Q_f^2 \rightarrow 1$ . El decaimiento  $A \rightarrow Z\gamma$  también recibe contribuciones de fermiones cargados únicamente y su respectiva anchura de decaimiento esta dada por las Ec. (B.27) con  $\phi \rightarrow A$ :

$$\mathcal{F}^{AZ\gamma} = \mathcal{F}_f^{AZ\gamma}(\tau_f, \xi_f) = \sum_f \frac{2g_{A\bar{f}f} Q_f N_c^f g_V^f}{c_W} I_2(\tau_f, \xi_f). \quad (\text{B.30})$$



## Apéndice C

# Integrales de un lazo de los decaimientos $h \rightarrow f_i f_j$ y $t \rightarrow cX$

### C.1. Decaimiento $h \rightarrow f_i f_j$

Para escribir los factores de forma  $F_{R,L}$  de la Ec. (4.32) en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman primero definimos el siguiente conjunto de funciones escalares de dos y tres puntos

$$\Delta_i = B_0(m_i^2, m_{\Omega_{5/3}}^2, m_k^2) - B_0(0, m_{\Omega_{5/3}}^2, m_k^2), \quad (\text{C.1})$$

$$\Delta_j = B_0(m_j^2, m_{\Omega_{5/3}}^2, m_k^2) - B_0(0, m_{\Omega_{5/3}}^2, m_k^2), \quad (\text{C.2})$$

$$\Delta_{ij} = B_0(m_i^2, m_{\Omega_{5/3}}^2, m_k^2) - B_0(m_j^2, m_{\Omega_{5/3}}^2, m_k^2), \quad (\text{C.3})$$

$$\Delta_{hi} = B_0(m_h^2, m_k^2, m_k^2) - B_0(m_i^2, m_{\Omega_{5/3}}^2, m_k^2), \quad (\text{C.4})$$

$$\Delta_{hj} = B_0(m_h^2, m_k^2, m_k^2) - B_0(m_j^2, m_{\Omega_{5/3}}^2, m_k^2), \quad (\text{C.5})$$

$$C_{kk\Omega}^h = m_{\Omega_{5/3}}^2 C_0(m_h^2, m_i^2, m_j^2, m_k^2, m_k^2, m_{\Omega_{5/3}}^2), \quad (\text{C.6})$$

$$C_{\Omega\Omega k}^h = m_{\Omega_{5/3}}^2 C_0(m_h^2, m_i^2, m_j^2, m_{\Omega_{5/3}}^2, m_{\Omega_{5/3}}^2, m_k^2). \quad (\text{C.7})$$

El factor de forma  $F_R$  se puede expresar como

$$F_R = \frac{N_c}{16\pi^2 \lambda(x_h, x_i, x_j)} \left( \beta_{RR} \lambda_R^{ik} \lambda_R^{jk} + \beta_{LL} \lambda_L^{ik} \lambda_L^{jk} + \beta_{RL} \lambda_R^{ik} \lambda_L^{jk} + \beta_{LR} \lambda_L^{ik} \lambda_R^{jk} \right) \quad (\text{C.8})$$

en donde se ha definido  $x_a = m_a^2/m_{\Omega}^2$  con  $\lambda$  la llamada función triángulo dada por

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + xz + yz) \quad (\text{C.9})$$

La función  $\beta_{RR}$  esta dada por

$$\begin{aligned}
 \beta_{RR} = & \frac{g m_{\Omega_{5/3}} x_k}{2m_W \sqrt{x_j}} \left[ \frac{\lambda(x_h, x_j, x_i)}{2x_k \eta_{ji}} \left( \xi_k (x_j \Delta_i - x_i \Delta_j) - x_j x_i \Delta_{ji} \right) - x_j (\eta_{ji} - x_h) (\eta_{jh} \right. \\
 & + 2\xi_k + x_i) C_{kk\Omega}^h + \left( x_h (x_j - \xi_k) - (x_k + \xi_j) \eta_{ji} \right) \log(x_k) + 2x_j \left( 2x_i \Lambda(x_i, x_k, 1) \right. \\
 & \left. - (\eta_{hj} + x_i) \Lambda(x_h, x_k, x_k) - (x_j - \eta_{hi}) \Lambda(x_j, x_k, 1) \right) \left. \right] + \frac{\lambda_{\Omega_{5/3}} v}{2m_{\Omega_{5/3}} \sqrt{x_j}} \left[ 2x_j (\eta_{jh} \right. \\
 & + x_i) \Lambda(x_j, x_k, 1) + 2x_j \left( x_h (\xi_k + x_i) + (x_i - \xi_k) \eta_{ji} \right) C_{\Omega\Omega k}^h + \log(x_k) \left( x_h (\xi_k + x_j) \right. \\
 & \left. - (x_j - \xi_k) \eta_{ji} \right) + 2x_j (x_i - \eta_{jh}) \Lambda(1, 1, x_h) / x_h - 4x_j x_i \Lambda(x_i, x_k, 1) \left. \right]. \quad (C.10)
 \end{aligned}$$

La función  $\beta_{LL}$  se puede obtener de  $\beta_{RR}$  intercambiando la masa de los fermiones finales, es decir  $\beta_{LL} = \beta_{RR}(i \leftrightarrow j)$ . En cuanto a las funciones  $\beta_{LR}$  y  $\beta_{RL}$ , estas tienen la siguiente forma

$$\begin{aligned}
 \beta_{RL} = & \frac{g m_{\Omega_{5/3}} \sqrt{x_k}}{4m_W} \left[ 2\lambda(x_h, x_i, x_j) \left( x_j \Delta_{hi} - x_i \Delta_{hj} \right) \eta_{ij}^{-1} + 2x_j (x_h + \eta_{ij}) \Lambda(x_j, x_k, 1) \right. \\
 & + 2x_i (\eta_{hi} + x_j) \Lambda(x_i, x_k, 1) - 2(x_h (x_i + x_j) - \eta_{ij}^2) \Lambda(x_h, x_k, x_k) - 2C_{kk\Omega}^h \left( x_h (\eta_{hi} \right. \\
 & \left. + 2x_j x_i) + 3x_h (x_k \eta_{ij} - x_j) + x_k (x_h^2 + 2\eta_{ij}^2) \right) - \log(x_k) \left( \eta_{ij}^2 - x_h (x_i + x_j - 2\xi_k) \right) \left. \right] \\
 & - \frac{\lambda_{\Omega_{5/3}} v}{m_{\Omega_{5/3}}} \sqrt{x_k} \lambda(x_h, x_i, x_j) C_{\Omega\Omega k}^h, \quad (C.11)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \beta_{LR} = & \frac{g m_{\Omega_{5/3}} \sqrt{x_k} \sqrt{x_i} \sqrt{x_j}}{2m_W} \left[ \frac{\lambda(x_h, x_i, x_j)}{\eta_{ji}} \Delta_{ij} - x_h (\eta_{hi} - 2\xi_k - x_j) C_{kk\Omega}^h \right. \\
 & - 2x_h \Lambda(x_h, x_k, x_k) + (x_h + \eta_{ij}) \Lambda(x_i, x_k, 1) + (x_h - \eta_{ij}) \Lambda(x_j, x_k, 1) \\
 & \left. + \frac{\log(x_k)}{2x_i x_j} \left( 2x_i x_j x_h - \xi_k (x_i + x_j) x_h + \xi_k \eta_{ij}^2 \right) \right], \quad (C.12)
 \end{aligned}$$

en donde se ha definido  $\xi_a = x_a - 1$  y  $\eta_{ab} = m_a - m_b$ . La función  $\Lambda(x, y, z)$  esta dada por

$$\Lambda(x, y, z) = \frac{\lambda^{1/2}(x, y, z)}{x} \log \left( \frac{\lambda^{1/2}(x, y, z) + y - x + z}{2\sqrt{y}\sqrt{z}} \right), \quad (C.13)$$

## C.2. Decaimiento $f_i \rightarrow f_j V$ ( $V = \gamma, Z$ )

En este Apéndice presentamos la contribución del leptokuark escalar  $S$  a la amplitud del decaimiento  $f_i \rightarrow f_j V$ . Aunque en estas expresiones  $S$  denota el leptokuark  $\Omega_{5/3}$  nuestros resultados también son válidos para la contribución de otros leptokuarks escalares.

### Decaimiento $f_i \rightarrow f_j Z$

La amplitud del decaimiento  $f_i \rightarrow f_j Z$  consta de factores de forma monopoles y dipoles. Las divergencias ultravioletas se cancelan cuando se suman sobre todas las contribuciones parciales.

Los factores  $L^Z$  y  $L'^Z$  son expresiones muy largas y se pueden escribir como sumas de términos parciales que surgen de cada diagrama como sigue

$$L^Z = \frac{N_c g}{32\pi^2 c_W} \frac{\sqrt{x_i}}{8} \sum_{j=a,b} \sum_{i=1}^3 L_i^{(j)} \quad (\text{C.14})$$

y

$$L'^Z = \frac{N_c g}{32\pi^2 c_W} \frac{\sqrt{x_i}}{8} \sum_{j=a,b,c,d} \sum_{i=1}^3 L_i'^{(j)}, \quad (\text{C.15})$$

en donde los superíndices indican el diagrama de Feynman del cual se obtiene dicho término.

### Parametrización de Feynman

La contribución de los diagramas (a) y (d) es

$$L^{(a)} = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{\zeta'_1} \left( xy \sqrt{x_i} g_L^k \lambda_L^{ik} \lambda_L^{kj} - x \sqrt{x_j} (x+y-1) g_R^k \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj} \right. \\ \left. + \sqrt{x_k} \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ik} (y g_L^k - (x+y-1) g_R^k) \right), \quad (\text{C.16})$$

$$L^{(d)} = g_{VSS} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{(x+y-1)}{\zeta'_2} \left( x \sqrt{x_i} \lambda_L^{ik} \lambda_L^{kj} + y \sqrt{x_j} \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj} + \sqrt{x_k} \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ik} \right), \quad (\text{C.17})$$

Las contribuciones a los términos monopoles es

$$L'^{(a)} = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{\zeta'_1} \left( x(y-1) \sqrt{x_i} \sqrt{x_j} g_L^k \lambda_L^{ik} \lambda_L^{kj} + (y-1) \sqrt{x_i} \sqrt{x_k} g_L^k \lambda_L^{ik} \lambda_R^{kj} \right. \\ \left. + \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj} (g_R^k ((x+y-1)(y(x_Z - \xi_{ij}) + x x_j) + \zeta'_1 (1 + \log(\zeta'_1))) - x_k g_L^k) \right. \\ \left. + \sqrt{x_j} \sqrt{x_k} \lambda_R^{ik} \lambda_L^{kj} ((x+y-1) g_R^k - x g_L^k) \right) - \frac{g_R^k}{2} \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj} \Delta_{UV}, \quad (\text{C.18})$$

$$L'^{(d)} = \frac{g_{VSS}}{2\zeta'_2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy (2x-1) \left( \sqrt{x_i} \lambda_L^{ik} \left( \sqrt{x_j} (x+y) \lambda_L^{kj} + \sqrt{x_k} \lambda_R^{kj} \right) \right. \\ \left. + \lambda_R^{ik} \left( (x x_i + y x_j + \frac{2\zeta'_2}{2x-1} \log(\zeta'_2)) \lambda_R^{kj} + \sqrt{x_j} \sqrt{x_k} \lambda_L^{kj} \right) \right) - \frac{g_{VSS}}{2} \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj} \Delta_{UV}, \quad (\text{C.19})$$

$$L'^{(bc)} = \int_0^1 dx \frac{g_L^j}{\xi_{ij}^j} \left( \left( \sqrt{x_i} \lambda_L^{ik} \left( x \sqrt{x_j} \lambda_L^{kj} + \sqrt{x_k} \lambda_R^{kj} \right) + \sqrt{x_j} \sqrt{x_k} \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ik} \right) \left( \log(\zeta'_{32}) \right. \right. \\ \left. \left. - \log(\zeta'_{31}) \right) + x \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj} (x_j \log(\zeta'_{32}) - x_i \log(\zeta'_{31})) \right) + \frac{g_L^j}{2} \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj} \Delta_{UV}. \quad (\text{C.20})$$

en donde  $\Delta_{UV}$  indica la divergencia ultravioleta, la cual se cancela la sumar sobre las contribuciones parciales ya que es proporcional a  $g_L^k - g_R^j - g_{SSV}$ . Se definieron las siguientes funciones

$$\zeta'_1 = xy(x_Z - \xi_{ij}) + x^2 x_j - x(\eta_{jk} - 1) + x_k + (y-1)yx_Z, \\ \zeta'_2 = x^2 x_i + xy(\eta_{ij} - x_Z) - x(\eta_{ik} - 1) - y(\eta_{jk} - yx_j) + x_k + y, \\ \zeta'_{3a} = x^2 x_a - x(\eta_{ak} - 1) + x_k. \quad (\text{C.21})$$

**Resultados en Passarino-Veltman**

Primero definimos el siguiente conjunto finito de funciones escalares de Passarino-Veltman

$$\Delta_0 = B_0(m_Z^2, m_k^2, m_k^2) - B_0(m_j^2, m_k^2, m_S^2), \quad (\text{C.22})$$

$$\Delta_1 = B_0(m_Z^2, m_k^2, m_k^2) - B_0(0, m_k^2, m_S^2), \quad (\text{C.23})$$

$$\Delta_2 = B_0(m_i^2, m_k^2, m_S^2) - B_0(m_j^2, m_k^2, m_S^2), \quad (\text{C.24})$$

$$\Delta_3 = B_0(m_j^2, m_k^2, m_S^2) - B_0(0, m_k^2, m_S^2), \quad (\text{C.25})$$

$$\Delta_4 = B_0(0, m_k^2, m_k^2) - B_0(0, m_S^2, m_S^2), \quad (\text{C.26})$$

$$\Delta_5 = B_0(0, m_S^2, m_S^2) - B_0(0, m_k^2, m_S^2), \quad (\text{C.27})$$

$$C_{kSk} = m_S^2 C_0(m_i^2, m_j^2, 0, m_k^2, m_S^2, m_k^2), \quad (\text{C.28})$$

$$C_{SkS} = m_S^2 C_0(m_i^2, m_j^2, 0, m_S^2, m_k^2, m_S^2), \quad (\text{C.29})$$

$$C_{ZkSk} = m_S^2 C_0(m_i^2, m_j^2, m_Z^2, m_k^2, m_S^2, m_k^2), \quad (\text{C.30})$$

$$C_{ZSkS} = m_S^2 C_0(m_i^2, m_j^2, m_Z^2, m_S^2, m_k^2, m_S^2). \quad (\text{C.31})$$

La contribución del diagrama (a) es

$$\begin{aligned} L_1^{(a)} = & \frac{\sqrt{x_j} g_R^k \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj}}{2\delta^2} \left( \left( x_Z^3 + x_Z^2 (4x_i - 2x_j - 6\xi_k) - \xi_{ij} x_Z (x_j + 6\xi_k + 5x_i) \right) \Delta_1 \right. \\ & + \left( x_Z^2 (\xi_k - 5x_i) + 2x_Z (2x_i \eta_{ij} + 5x_i \xi_k - x_j \xi_k) + \xi_{ij}^2 (\eta_{ik} - 1) \right) \Delta_2 \\ & + \frac{1}{x_j} \left( x_Z^3 (1 - \eta_{jk}) + x_Z^2 (x_i (3\xi_k - 4x_j) + x_j (2x_j + 7\xi_k)) \right. \\ & + \left. \xi_{ij} x_Z (x_i (5x_j - 3\xi_k) + x_j (x_j + 5\xi_k)) + \xi_{ij}^3 \xi_k \right) \Delta_3 \\ & + 2 \left( x_Z^3 (\xi_{ik} + 2) + x_Z^2 (x_i (x_j - 3x_k + 2) + x_j (x_k - 4) + 3\xi_k^2 - 2x_i^2) \right. \\ & + \left. \xi_{ij} x_Z (x_i (2x_j + 3x_k - 4) - x_j (x_k + 2) + 3\xi_k^2 + x_i^2) + \xi_{ij}^3 x_k \right) C_{ZkSk} \\ & \left. + \delta (\xi_{ij} + x_Z) \right), \quad (\text{C.32}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} L_2^{(a)} = & \frac{g_L^k \lambda_L^{ik} \lambda_L^{kj}}{2\sqrt{x_i} \delta^2} \left( x_i \left( x_Z^3 - 2x_Z^2 (3\xi_k - 2x_j + x_i) + \xi_{ij} x_Z (5x_j + 6\xi_k + x_i) \right) \Delta_1 \right. \\ & + \left( x_Z^3 (1 - \eta_{ik}) + (x_j + 2x_i) (3\xi_k + x_i) x_Z^2 - x_Z (x_i^2 (8x_j + 3\xi_k) \right. \\ & - \left. x_i x_j (x_j - 2\xi_k) + 3x_j^2 \xi_k + x_i^3) - \xi_{ij}^2 (x_i (x_j + 2\xi_k) - x_j \xi_k) \right) \Delta_2 \\ & + \left( x_Z^3 (1 - \eta_{ik}) + x_Z^2 (x_i (7\xi_k - 4x_j) + 3x_j \xi_k + 2x_i^2) \right. \\ & - \left. \xi_{ij} x_Z (x_i (5\eta_{jk} + x_i - 5) - 3x_j \xi_k) - \xi_{ij}^3 \xi_k \right) \Delta_3 \\ & + 2x_i \left( x_Z^3 (\xi_{jk} + 2) + x_Z^2 (x_j (2 - 3x_k) - 2x_j^2 + x_i (\eta_{jk} - 4) + 3\xi_k^2) \right. \\ & - \left. \xi_{ij} x_Z ((3x_j - x_i - 6) x_k + \xi_j (x_j + 2x_i - 3) + 3x_k^2) - \xi_{ij}^3 x_k \right) C_{ZkSk} \\ & \left. + \delta x_i (x_Z - \xi_{ij}) \right), \quad (\text{C.33}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_3^{(a)} = & \frac{\sqrt{x_k} \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ik}}{\delta} \left( g_L^k \left( (x_Z - \xi_{ij}) \Delta_0 + (\eta_{ij} - x_Z) \Delta_2 + ((\xi_{jk} + 1) x_Z \right. \right. \\
 & \left. \left. + \xi_{ij} (\eta_{jk} - 1) \right) C_{kSk} \right) + g_R^k \left( (x_Z + \xi_{ij}) \Delta_0 - 2x_i \Delta_2 + (x_Z (x_i - \xi_k) \right. \\
 & \left. \left. + x_j \xi_k + x_i (\xi_{jk} - \xi_i) \right) C_{kSk} \right), \tag{C.34}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_1'^{(a)} = & \frac{g_R^k \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj}}{2\delta^2} \left( \left( -x_Z^4 + 2x_Z^3 (2\eta_{ij} - \xi_k) - x_Z^2 (4x_i x_j + 2\eta_{ij} \xi_k + 5\xi_{ij}^2) + 2\xi_{ij}^2 x_Z (\eta_{ij} \right. \right. \\
 & \left. \left. + 2\xi_k) \right) \Delta_1 + \left( x_Z^2 (x_j \xi_k - x_i (5(\eta_j - x_k) + x_i)) + 2\xi_{ij} x_Z (x_j \xi_k + x_i (2(1 - \eta_{jk}) \right. \right. \\
 & \left. \left. + x_i)) - \xi_{ij}^3 (\eta_{ik} - 1) \right) \Delta_2 + \left( x_Z^2 (2x_i (3\xi_k - 5x_j) - x_j (x_j - 6\xi_k) - x_i^2) + 2\xi_{ij}^2 x_Z (\eta_{ij} \right. \\
 & \left. - 3\xi_k) - \xi_{ij}^4 \right) \Delta_3 + 2 \left( x_Z^3 (2\eta_{ij} - \eta_{ij} x_k + x_i x_j + \xi_k^2) + x_Z^2 (x_i (x_j (4 - 6x_k) + x_j^2 + \xi_k^2) \right. \\
 & \left. + x_j (x_j (x_k - 4) + \xi_k^2) + x_i^2 ((\eta_{jk} - 4)) + \xi_{ij}^2 x_Z (x_j (x_k + 2) + x_i (x_k - 2\xi_j) - 2\xi_k^2) \right. \\
 & \left. - \xi_{ij}^4 x_k \right) C_{ZkSk} + \delta x_Z (x_Z - \eta_{ij}) - \delta^2 B_{kS} \Big) \\
 & + g_L^k \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj} x_k C_{ZkSk}, \tag{C.35}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_2'^{(a)} = & \frac{g_L^k \lambda_L^{ik} \lambda_L^{kj}}{2\sqrt{x_i} \sqrt{x_j} \delta^2} \left( 2x_i x_j \delta x_Z + 6x_i x_j \left( x_Z^3 - x_Z^2 (\eta_{ij} + 2\xi_k) \right) \Delta_1 - x_j \left( x_Z^3 (\xi_k + 3x_i) \right. \right. \\
 & \left. \left. + x_Z^2 (x_i (7(1 - \eta_{jk}) + x_i) - 3x_j \xi_k) - \xi_{ij} x_Z (x_i (5x_j + 7\xi_k) + 3x_j \xi_k + 5x_i^2) \right. \right. \\
 & \left. \left. - \xi_{ij}^3 (1 - \eta_{ik}) \right) \Delta_2 - \left( x_Z^3 (\eta_{ij} \xi_k + 6x_i x_j) - x_Z^2 (3x_i^2 (2x_j + \xi_k) + 2x_i x_j (3x_j \right. \right. \\
 & \left. \left. + 7\xi_k) + 3x_j^2 \xi_k) + 3\eta_{ij} \xi_{ij}^2 \xi_k x_Z - \xi_{ij}^4 \xi_k \right) \Delta_3 + 2x_i x_j \left( x_Z^4 - 2x_Z^3 (\eta_{ij} + 2x_k - 3) \right. \\
 & \left. \left. + x_Z^2 (2x_i x_j + 2\eta_{ij} (x_k - 3) + \eta_{ij}^2 + 6\xi_k^2) + 2\xi_{ij}^2 x_k x_Z \right) C_{ZkSk} \right), \tag{C.36}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_3'^{(a)} = & \frac{\sqrt{x_k} g_L^k}{\delta} \left( \sqrt{x_i} \lambda_L^{ik} \lambda_R^{kj} + \sqrt{x_j} \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ik} \right) \left( 2x_Z \Delta_0 - (x_Z + \xi_{ij}) \Delta_2 + \left( x_Z^2 \right. \right. \\
 & \left. \left. - x_Z (\eta_{ij} + 2\xi_k) \right) C_{ZkSk} \right), \tag{C.37}
 \end{aligned}$$

con  $\delta = x_i^2 - 2(x_j + x_Z)x_i + (x_j - x_Z)^2$ . Las contribuciones del diagrama (d) son:

$$\begin{aligned}
 L_1^{(d)} = & \frac{gVSS\sqrt{x_j}\lambda_R^{ik}\lambda_R^{kj}}{2\delta^2} \left( \left( -x_Z^3 + 2x_Z^2(x_j - 3\xi_k - 2x_i) + \xi_{ij}x_Z(x_j - 6\xi_k + 5x_i) \right) \Delta_1 \right. \\
 & + \left( x_Z^2(\xi_k + 5x_i) - 2x_Z(x_i(2\eta_{ij} - 5\xi_k) + x_j\xi_k) - \xi_{ij}^2(\xi_{ik} + 1) \right) \Delta_2 \\
 & + \frac{1}{x_j} \left( x_Z^3(\xi_{jk} + 1) + x_Z^2(x_i(4x_j + 3\xi_k) + x_j(7\xi_k - 2x_j)) \right. \\
 & - \xi_{ij}x_Z(x_j(x_j - 5\xi_k) + x_i(5x_j + 3\xi_k)) + \xi_{ij}^3\xi_k \Big) \Delta_3 - 2 \left( x_Z^3(\xi_k + \eta_{ik}) \right. \\
 & + x_Z^2(x_i(\xi_j + 2(\xi_k - x_i)) - x_j(4x_k - 1) + 3\xi_k^2) \\
 & - \xi_{ij}x_Z(2(x_j + 2x_i)x_k + x_j - x_i(2x_j + x_i + 3) - 3\xi_k^2) + \xi_{ij}^3 \Big) C_{ZSkS} \\
 & \left. - \delta(\xi_{ij} + x_Z) \right), \tag{C.38}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_2^{(d)} = & \frac{gVSS\lambda_L^{ik}\lambda_L^{kj}}{2\sqrt{x_i}\delta^2} \left( x_i \left( -x_Z^3 + 2x_Z^2(x_i - 2x_j - 3\xi_k) + \xi_{ij}x_Z(6\xi_k - 5x_j - x_i) \right) \Delta_1 \right. \\
 & + \left( x_Z^3(\xi_{ik} + 1) + x_Z^2(x_j + 2x_i)(3\xi_k - x_i) + x_Z(x_i^2(8x_j - 3\xi_k) - x_ix_j(x_j + 2\xi_k)) \right. \\
 & - 3x_j^2\xi_k + x_i^3 \Big) + \xi_{ij}^2(x_i(x_j - 2\xi_k) + x_j\xi_k) \Big) \Delta_2 + \left( x_Z^3(\xi_{ik} + 1) + x_Z^2(x_i(4x_j + 7\xi_k)) \right. \\
 & + 3x_j\xi_k - 2x_i^2 \Big) + \xi_{ij}x_Z(3x_j\xi_k + x_i(5\xi_{jk} + x_i + 5)) - \xi_{ij}^3\xi_k \Big) \Delta_3 - 2x_i \left( x_Z^3(\xi_j + 2x_k) \right. \\
 & - x_Z^2(x_j(3 - 2x_k) - x_i(\eta_j - 4x_k) + 2x_j^2 - 3\xi_k^2) + x_Z\xi_{ij}(3 - 2(2x_j + x_i + 3)x_k \\
 & \left. + x_j(x_j + 2x_i + 3) + 3x_k^2 - x_i) + \xi_{ij}^3 \Big) C_{ZSkS} + x_i\delta(\xi_{ij} - x_Z) \right), \tag{C.39}
 \end{aligned}$$

$$L_3^{(d)} = \frac{gVSS\sqrt{x_k}\lambda_L^{kj}\lambda_R^{ik}}{\delta} \left( 2x_Z\Delta_0 - (x_Z + \xi_{ij})\Delta_2 + (x_Z^2 + x_Z(2\xi_k - \eta_{ij}))C_{ZSkS} \right), \tag{C.40}$$

$$\begin{aligned}
 L_1'^{(d)} = & \frac{gVSS\lambda_R^{ik}\lambda_R^{kj}}{2\delta^2} \left( \left( -x_Z^4 + 2x_Z^3(\eta_{ij} - \xi_k) - x_Z^2(2x_i(5x_j + \xi_k) + x_j(x_j + 2\xi_k) + x_i^2) \right. \right. \\
 & \left. \left. + 4\xi_{ij}^2\xi_kx_Z \right) \Delta_1 + \left( 2x_ix_Z^3 + x_Z^2(x_i(3x_j + 5\xi_k) + x_j\xi_k - 5x_i^2) + 2\xi_{ij}x_Z(x_i(3x_j - 2\xi_k) \right. \right. \\
 & \left. \left. + x_j\xi_k + 2x_i^2) + \xi_{ij}^3(1 - \eta_{ik}) \right) \Delta_2 + \left( 2\eta_{ij}x_Z^3 - x_Z^2(x_j(5x_j - 6\xi_k) + x_i(6 - 6\eta_{jk} + 5x_i)) \right. \right. \\
 & \left. \left. + 2\xi_{ij}^2x_Z(2\eta_{ij} - 3\xi_k) - \xi_{ij}^4 \right) \Delta_3 + \left( -2x_kx_Z^4 + x_Z^3(2x_k(\eta_{ij} - x_k + 2) + x_i(4 - 6x_j)) \right. \right. \\
 & \left. \left. + 4x_j - 2) + 2x_Z^2(x_i^2(3x_j + x_k - 4) + x_i(x_j(4 - 6x_k) + 3x_j^2 - \xi_k^2) + x_j(x_j(x_k - 4) \right. \right. \\
 & \left. \left. - \xi_k^2)) + 2\xi_{ij}^2x_Z(2\xi_k^2 - \eta_{ij}(x_k - 2)) \right) C_{ZSkS} + \delta x_Z(\eta_{ij} - x_Z) - \delta^2 B_{kS} \right), \tag{C.41}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_2^{(d)} = & \frac{g_V S S \sqrt{x_i} \sqrt{x_j} \lambda_L^{ik} \lambda_L^{kj}}{\delta^2} \left( \left( -x_Z^3 - x_Z^2 (\eta_{ij} + 6\xi_k) + 2\xi_{ij}^2 x_Z \right) \Delta_1 + \frac{1}{2x_i} \left( (\xi_{ik} + 1) x_Z^3 \right. \right. \\
 & + x_Z^2 (x_i (7\xi_k - x_j) + 3x_j \xi_k + 3x_i^2) + \xi_{ij} x_Z (x_i (x_j + 7\xi_k) + 3x_j \xi_k - 3x_i^2) + \xi_{ij}^3 (1 \\
 & - \eta_{ik}) \left. \right) \Delta_2 + \frac{1}{2x_i x_j} \left( x_Z^3 (2x_i x_j - \eta_{ij} \xi_k) + x_Z^2 (x_i^2 (2x_j + 3\xi_k) + 2x_i x_j (x_j + 7\xi_k) \right. \\
 & + 3x_j^2 \xi_k) - \xi_{ij}^2 x_Z (3\eta_{ij} \xi_k + 4x_i x_j) + \xi_{ij}^4 \xi_k \left. \right) \Delta_3 + \left( x_Z^3 (2 - \eta_{ij} - 4x_k) + 2x_Z^2 (\eta_{ij} \eta_k \right. \\
 & \left. + x_i x_j + \xi_{ij}^2 - 3\xi_k^2) + \xi_{ij}^2 x_Z (2x_k - \eta_{ij} - 4) \right) C_{ZSkS} - \delta x_Z \left. \right), \quad (C.42)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_3^{(d)} = & \frac{g_V S S \sqrt{x_k}}{\delta} \left( \sqrt{x_i} \lambda_L^{ik} \lambda_R^{kj} + \sqrt{x_j} \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ik} \right) \left( 2x_Z \Delta_0 - (x_Z + \xi_{ij}) \Delta_2 \right. \\
 & \left. + x_Z (x_Z + 2\xi_k - \eta_{ij}) C_{ZSkS} \right). \quad (C.43)
 \end{aligned}$$

Finalmente, los diagramas de Feynman reducibles (b) y (c) contribuyen a los términos monopulares. Las correspondientes contribuciones de ambos diagramas es

$$\begin{aligned}
 \sum_{i=1}^3 L_i^{(bc)} = & \frac{g_L^j \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj}}{2\xi_{ij}} \left( (\eta_{ik} - 1) \Delta_2 + \xi_{ij} \Delta_3 - 2x_k \Delta_4 - 2\xi_k \Delta_5 + \xi_{ij} B_{kS} - 2\xi_k \right) \\
 & + \frac{g_L^j \lambda_L^{ik} \lambda_L^{kj}}{2\sqrt{x_i} \sqrt{x_j}} \left( \frac{1}{\xi_{ij}} (\eta_{ik} - 1) x_j \Delta_2 - \xi_k \Delta_3 \right) + \frac{\sqrt{x_k} g_L^j}{\xi_{ij}} (\sqrt{x_i} \lambda_L^{ik} \lambda_R^{kj} \\
 & + \sqrt{x_j} \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ik}) \Delta_2. \quad (C.44)
 \end{aligned}$$

Podemos observar que el término con la divergencia ultravioleta  $B_{kS} = B_0(0, m_k^2, m_S^2)$ , la cual aparece en los términos monopulares se cancela al sumar sobre todas las contribuciones. Para obtener los factores de forma asociados a los términos derechos solo se necesita realizar los siguientes replazos

$$R^Z = L^Z (\lambda_L^{lm} \leftrightarrow \lambda_R^{lm}, g_{ZSS} \rightarrow -g_{ZSS}), \quad (C.45)$$

and

$$R'^Z = -L'^Z (\lambda_L^{lm} \leftrightarrow \lambda_R^{lm}, g_{ZSS} \rightarrow -g_{ZSS}). \quad (C.46)$$

## Decaimiento $f_i \rightarrow f_j \gamma$

### Parametrización de Feynman

El factor de forma de la Ec. (4.58) es finito y esta dado en términos de integrales paramétricas de Feynman de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
 L^\gamma = & \frac{N_c g^2 e \sqrt{x_i}}{62 c_W^2 \pi^2} \frac{1}{2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left( \frac{Q_k}{\zeta_1} (xy \sqrt{x_i} \lambda_L^{ik} \lambda_L^{kj} - \lambda_R^{ik} (x \sqrt{x_j} (x+y-1)) \lambda_R^{kj} \right. \\
 & \left. + (x-1) \sqrt{x_k} \lambda_L^{kj}) \right) + \frac{Q_S}{\zeta_2} (x+y-1) \left( x \sqrt{x_i} \lambda_L^{ik} \lambda_L^{kj} + y \sqrt{x_j} \lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj} + \sqrt{x_k} \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ik} \right), \quad (C.47)
 \end{aligned}$$

en donde

$$\zeta_1 = x (y\xi_{ji} + x_j(x-1) - \xi_k) + x_k, \quad (\text{C.48})$$

$$\zeta_2 = xy\eta_{ij} - x(\eta_{ik} - 1) + x^2x_i - y(\eta_{jk} - yx_j) + x_k + y. \quad (\text{C.49})$$

El factor de forma  $R^\gamma$  esta dado por

$$R^\gamma = L^\gamma \left( \lambda_L^{lm} \leftrightarrow \lambda_R^{lm}, Q_S \rightarrow -Q_S \right) \quad (\text{C.50})$$

Como ya se menciona, no hay contribución de los términos monopoles  $L'^\gamma$  y  $R'^\gamma$  (se debe considerar conservación de la carga eléctrica).

### Passarino-Veltman

Los factores de forma para el decaimiento  $f_i \rightarrow f_j \gamma$  en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman están dados por

$$\begin{aligned}
 L^\gamma = & \frac{N_c e}{16\pi^2} \frac{\sqrt{x_i} \xi_{ij}}{8} \left( \frac{\lambda_L^{ik} \lambda_L^{kj}}{\sqrt{x_i}} \left( x_i(Q_S - Q_k) + \frac{1}{\xi_{ij}} (Q_S (x_i (x_j - 2\xi_k) + x_j \xi_k) \right. \right. \\
 & - Q_k (x_i (x_j + 2\xi_k) - x_j \xi_k)) \Delta_2 - \xi_k (Q_k + Q_S) \Delta_3 - 2x_i (Q_k x_k C_{kSk} \\
 & - Q_S C_{SkS}) \Big) + \frac{\lambda_R^{ik} \lambda_R^{kj}}{\sqrt{x_j}} \left( \frac{x_j}{\xi_{ij}} (Q_k (\xi_k + x_i) + Q_S (\xi_k - x_i)) \Delta_2 + 2\xi_k (Q_k \right. \\
 & + Q_S) \Delta_3 + 2x_j (Q_k x_k C_{kSk} - Q_S C_{SkS}) + x_j (Q_k - Q_S) \Big) - \left( \xi_{ij} (Q_k + Q_S) \Delta_2 \right. \\
 & \left. + Q_k (x_j^2 - x_i (\eta_{jk} + \xi_{jk}) + x_i^2) C_{kSk} \right) \frac{\sqrt{x_k} \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ik}}{\xi_{ij}^3} \Big), \quad (\text{C.51})
 \end{aligned}$$

en donde  $N_c$  es el número de color del fermión interno. Se han introducido las siguientes definiciones  $x_a = m_a^2/m_S^2$ ,  $\xi_{ab} = x_a - x_b$ ,  $\eta_{ab} = x_a + x_b$ ,  $\xi_a = x_a - 1$ , y  $\eta_a = x_a + 1$ . El factor de forma  $R^\gamma$  esta dado por la Ec. (C.50).

### C.3. Momento dipolar magnético del leptón

Las funciones  $F$  y  $G$  de la Ec. (4.66) son

$$F(z_1, z_2) = Q_k F_1(z_1, z_2) + Q_S F_2(z_1, z_2), \quad (\text{C.52})$$

$$G(z_1, z_2) = Q_j G_1(z_1, z_2) + Q_{S_k} G_2(z_1, z_2), \quad (\text{C.53})$$

en donde las funciones  $F_a$  y  $G_a$  están dadas en términos de integrales paramétricas de Feynman como

$$F_a(z_1, z_2) = 2 \int_0^1 \frac{(1-x)x\xi_a(x)}{(1-x)(z_2 - xz_1) + x} dx, \quad (\text{C.54})$$

$$G_a(z_1, z_2) = 2 \int_0^1 \frac{(1-x)\xi_a(x)}{(1-x)(z_2 - xz_1) + x} dx, \quad (\text{C.55})$$

en donde  $\xi_1(x) = 1 - x$  y  $\xi_2(x) = x$ . La integración es directa en el límite cuando el leptón externo es ligero y el fermión interno es pesado:  $x_i \ll x_k$

$$F(x_i \simeq 0, x_k) = \frac{Q_k}{3(1-x_k)^4} (2 + 3x_k - 6x_k^2 + x_k^3 + 6x_k \log(x_k)) + \frac{Q_S}{3(1-x_k)^4} (1 - 6x_k + 3x_k^2 + 2x_k^3 - 6x_k^2 \log(x_k)). \quad (\text{C.56})$$

$$G(x_i \simeq 0, x_k) = -\frac{Q_k}{(1-x_k)^3} (3 - 4x_k + x_k^2 + 2\log(x_k)) + \frac{Q_S}{(1-x_k)^3} (1 - x_k^2 + 2x_k \log(x_k)). \quad (\text{C.57})$$

Por completos también presentamos los resultados en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman:

$$F_1(z_1, z_2) = -\frac{1}{z_1^2 \zeta(z_1, z_2)} (2z_2 (2z_1 + \zeta(z_1, z_2)) \Delta_6(z_1, z_2) - 2(z_1 \frac{\sqrt{x_k} \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ik}}{\xi_{ij}^3} (1 - z_1 + z_2) + \zeta(z_1, z_2)) \Delta_7(z_1, z_2) + z_1 (4z_2 + \zeta(z_1, z_2) - 4) + 2(z_2 - 1) \zeta(z_1, z_2) + 4z_1^2), \quad (\text{C.58})$$

$$F_2(z_1, z_2) = -\frac{1}{z_1^2 \zeta(z_1, z_2)} (2z_2 (z_1 (z_2 + 1) - (z_2 - 1)^2) \Delta_6(z_1, z_2) + 2((z_2 - 1)^2 + ((z_1 - 2) z_1) \Delta_7(z_1, z_2) + z_1^3 + (z_2 - 1) (z_2 + 3) z_1 - 2(z_2 - 1)^3), \quad (\text{C.59})$$

$$G_1(z_1, z_2) = -\frac{1}{z_1 \zeta(z_1, z_2)} (2(z_1^2 - (2z_2 + 1) z_1 + (z_2 - 1) z_2) \Delta_6(z_1, z_2) + 2(z_1 - z_2 + 1) \Delta_7(z_1, z_2) + 2(z_1 - z_2 + 1)^2), \quad (\text{C.60})$$

$$G_2(z_1, z_2) = -\frac{1}{z_1 \zeta(z_1, z_2)} (2(z_1 - z_2 + 1) z_2 \Delta_6(z_1, z_2) + 2(z_1 + z_2 - 1) \Delta_7(z_1, z_2) + 2(z_1^2 - (z_2 - 1)^2)), \quad (\text{C.61})$$

con

$$\Delta_6(x, y) = B_0(0, y m_S^2, y m_S^2) - B_0(x m_S^2, y m_S^2, m_S^2), \quad (\text{C.62})$$

$$\Delta_7(x, y) = B_0(0, m_S^2, m_S^2) - B_0(x m_S^2, y m_S^2, m_S^2), \quad (\text{C.63})$$

$$\text{y } \zeta(x, y) = (1 + y - x)^2 - 4y.$$



# Bibliografía

- [1] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, Marc Sher, and Joao P. Silva. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys. Rept.*, 516:1–102, 2012.
- [2] Peter W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, 1964.
- [3] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, Aug 1964.
- [4] G.S. Guralnik, C.R. Hagen, and T.W.B. Kibble. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13:585–587, 1964.
- [5] D. Graudenz, M. Spira, and P.M. Zerwas. QCD corrections to Higgs boson production at proton proton colliders. *Phys. Rev. Lett.*, 70:1372–1375, 1993.
- [6] A. Djouadi and P. Gambino. Leading electroweak correction to Higgs boson production at proton colliders. *Phys. Rev. Lett.*, 73:2528–2531, 1994.
- [7] Frdric A. Dreyer and Alexander Karlberg. Vector-Boson Fusion Higgs Production at Three Loops in QCD. *Phys. Rev. Lett.*, 117(7):072001, 2016.
- [8] Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb<sup>-1</sup> of Data. 7 2012.
- [9] Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to 80 fb<sup>-1</sup> of proton–proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV collected with the ATLAS experiment. 3 2019.
- [10] Serguei Chatrchyan et al. Search for the Standard Model Higgs Boson Produced in Association with a W or a Z Boson and Decaying to Bottom Quarks. *Phys. Rev. D*, 89(1):012003, 2014.
- [11] M.L. Ciccolini, S. Dittmaier, and M. Kramer. Electroweak radiative corrections to associated WH and ZH production at hadron colliders. *Phys. Rev. D*, 68:073003, 2003.
- [12] Oliver Brein, Abdelhak Djouadi, and Robert Harlander. NNLO QCD corrections to the Higgs-strahlung processes at hadron colliders. *Phys. Lett. B*, 579:149–156, 2004.
- [13] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, and P.M. Zerwas. Higgs boson production at the LHC. *Nucl. Phys. B*, 453:17–82, 1995.
- [14] U. Aglietti, R. Bonciani, G. Degrassi, and A. Vicini. Two loop light fermion contribution to Higgs production and decays. *Phys. Lett. B*, 595:432–441, 2004.
- [15] R. Sánchez-Vélez and G. Tavares-Velasco. Decays  $A \rightarrow Z\gamma\gamma$  and  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H$ ) in two-Higgs doublet models. *Phys. Rev. D*, 97(9):095038, 2018.
- [16] T. D. Lee. A Theory of Spontaneous T Violation. *Phys. Rev.*, D8:1226–1239, 1973. [516(1973)].

- 
- [17] Ilya F. Ginzburg and Maria Krawczyk. Symmetries of two Higgs doublet model and CP violation. *Phys. Rev.*, D72:115013, 2005.
  - [18] Sheldon L. Glashow and Steven Weinberg. Natural Conservation Laws for Neutral Currents. *Phys. Rev.*, D15:1958, 1977.
  - [19] Benjamin Grinstein and Patipan Uttayarat. Carving Out Parameter Space in Type-II Two Higgs Doublets Model. *JHEP*, 06:094, 2013. [Erratum: *JHEP*09,110(2013)].
  - [20] Beranger Dumont, John F. Gunion, Yun Jiang, and Sabine Kraml. Constraints on and future prospects for Two-Higgs-Doublet Models in light of the LHC Higgs signal. *Phys. Rev.*, D90:035021, 2014.
  - [21] G. C. Dorsch, S. J. Huber, K. Mimasu, and J. M. No. Hierarchical versus degenerate 2HDM: The LHC run 1 legacy at the onset of run 2. *Phys. Rev.*, D93(11):115033, 2016.
  - [22] Lei Wang, Feng Zhang, and Xiao-Fang Han. Two-Higgs-doublet model of type-II confronted with the LHC run-I and run-II data. *Phys. Rev.*, D95(11):115014, 2017.
  - [23] Otto Eberhardt, Ulrich Nierste, and Martin Wiebusch. Status of the two-Higgs-doublet model of type II. *JHEP*, 07:118, 2013.
  - [24] Georges Aad et al. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV. *JHEP*, 08:045, 2016.
  - [25] Georges Aad et al. Constraints on new phenomena via Higgs boson couplings and invisible decays with the ATLAS detector. *JHEP*, 11:206, 2015.
  - [26] Antonio Pich and Paula Tuzon. Yukawa Alignment in the Two-Higgs-Doublet Model. *Phys. Rev.*, D80:091702, 2009.
  - [27] G. Abbiendi et al. Search for Charged Higgs bosons: Combined Results Using LEP Data. *Eur. Phys. J.*, C73:2463, 2013.
  - [28] Mikolaj Misiak and Matthias Steinhauser. Weak radiative decays of the B meson and bounds on  $M_{H^\pm}$  in the Two-Higgs-Doublet Model. *Eur. Phys. J.*, C77(3):201, 2017.
  - [29] John F. Gunion, Howard E. Haber, Gordon L. Kane, and Sally Dawson. The Higgs Hunter's Guide. *Front. Phys.*, 80:1–404, 2000.
  - [30] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.
  - [31] G. J. van Oldenborgh and J. A. M. Vermaseren. New Algorithms for One Loop Integrals. *Z. Phys.*, C46:425–438, 1990.
  - [32] T. Hahn and M. Perez-Victoria. Automatized one loop calculations in four-dimensions and D-dimensions. *Comput. Phys. Commun.*, 118:153–165, 1999.
  - [33] Ali Abbasabadi and Wayne W. Repko. Higgs boson decay into two gluons and a Z boson. *Int. J. Theor. Phys.*, 47:1490–1496, 2008.
  - [34] R. Sánchez-Vélez and G. Tavares-Velasco. Decay  $\phi \rightarrow Z\gamma\gamma$  ( $\phi = h, H, A$ ) in the minimal supersymmetric standard model. *Phys. Rev. D*, 99(5):055024, 2019.
  - [35] Pierre Fayet. The supersymmetric standard model. *Eur. Phys. J.*, C74:2837, 2014.
  - [36] Abdelhak Djouadi. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model. *Phys. Rept.*, 459:1–241, 2008.
-

- 
- [37] Glennys R. Farrar and Pierre Fayet. Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry. *Phys. Lett.*, 76B:575–579, 1978.
  - [38] A. Djouadi, L. Maiani, G. Moreau, A. Polosa, J. Quevillon, and V. Riquer. The post-Higgs MSSM scenario: Habemus MSSM? *Eur. Phys. J.*, C73:2650, 2013.
  - [39] S. Y. Choi, A. Djouadi, Herbert K. Dreiner, J. Kalinowski, and P. M. Zerwas. Chargino pair production in  $e^+ e^-$  collisions. *Eur. Phys. J.*, C7:123–134, 1999.
  - [40] Georges Aad et al. Search for the electroweak production of supersymmetric particles in  $\sqrt{s}=8$  TeV  $pp$  collisions with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 93(5):052002, 2016.
  - [41] Morad Aaboud et al. Search for new phenomena in high-mass diphoton final states using 37  $\text{fb}^{-1}$  of proton–proton collisions collected at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B*, 775:105–125, 2017.
  - [42] Albert M Sirunyan et al. Search for a heavy Higgs boson decaying to a pair of W bosons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV. *JHEP*, 03:034, 2020.
  - [43] M. Aaboud et al. Search for Higgs boson pair production in the  $\gamma\gamma b\bar{b}$  final state with 13 TeV  $pp$  collision data collected by the ATLAS experiment. *JHEP*, 11:040, 2018.
  - [44] Vardan Khachatryan et al. Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to a pair of tau leptons in  $pp$  collisions. *JHEP*, 10:160, 2014.
  - [45] Biplob Bhattacharjee, Amit Chakraborty, and Arghya Choudhury. Status of the MSSM Higgs sector using global analysis and direct search bounds, and future prospects at the High Luminosity LHC. *Phys. Rev. D*, 92(9):093007, 2015.
  - [46] G. Passarino and M. J. G. Veltman. One Loop Corrections for  $e^+ e^-$  Annihilation Into  $\mu^+ \mu^-$  in the Weinberg Model. *Nucl. Phys.*, B160:151–207, 1979.
  - [47] A. Bolaños, R. Sánchez-Vélez, and G. Tavares-Velasco. Flavor changing neutral current decays  $t \rightarrow cX$  ( $X = \gamma, g, Z, H$ ) and  $t \rightarrow c\bar{\ell}\ell$  ( $\ell = \mu, \tau$ ) via scalar leptoquarks. *Eur. Phys. J. C*, 79(8):700, 2019.
  - [48] C. Bouchiat, J. Iliopoulos, and P. Meyer. An Anomaly Free Version of Weinberg’s Model. *Phys. Lett.*, 38B:519–523, 1972.
  - [49] Adel Bilal. Lectures on anomalies, 2008.
  - [50] Jogesh C. Pati and Abdus Salam. Lepton Number as the Fourth Color. *Phys. Rev.*, D10:275–289, 1974. [Erratum: *Phys. Rev.*D11,703(1975)].
  - [51] M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and S. G. Kovalenko. New low-energy leptoquark interactions. *Phys. Lett.*, B378:17–22, 1996. [859(1996)].
  - [52] D. Aristizabal Sierra, M. Hirsch, and S. G. Kovalenko. Leptoquarks: Neutrino masses and accelerator phenomenology. *Phys. Rev.*, D77:055011, 2008.
  - [53] Uma Mahanta. Neutrino masses and mixing angles from leptoquark interactions. *Phys. Rev.*, D62:073009, 2000.
  - [54] Albert M Sirunyan et al. Search for lepton flavour violating decays of the Higgs boson to  $\mu\tau$  and  $e\tau$  in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV. *JHEP*, 06:001, 2018.
  - [55] The ATLAS collaboration. Searches for lepton-flavour-violating decays of the Higgs boson in  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  collisions with the ATLAS detector. 5 2019.
-

- [56] S.R. Moore, K. Whisnant, and Bing-Lin Young. Second Order Corrections to the Muon Anomalous Magnetic Moment in Alternative Electroweak Models. *Phys.Rev.*, D31:105, 1985.
- [57] Vladyslav Shtabovenko, Rolf Mertig, and Frederik Orellana. New Developments in FeynCalc 9.0. *Comput. Phys. Commun.*, 207:432–444, 2016.
- [58] Hiren H. Patel. Package-X: A Mathematica package for the analytic calculation of one-loop integrals. *Comput. Phys. Commun.*, 197:276–290, 2015.
- [59] Vardan Khachatryan et al. Search for Anomalous Single Top Quark Production in Association with a Photon in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV. *JHEP*, 04:035, 2016.
- [60] Vardan Khachatryan et al. Search for anomalous  $Wtb$  couplings and flavour-changing neutral currents in t-channel single top quark production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV. *JHEP*, 02:028, 2017.
- [61] M. Aaboud et al. Search for flavour-changing neutral current top-quark decays  $t \rightarrow qZ$  in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 07:176, 2018.
- [62] Morad Aaboud et al. Search for top quark decays  $t \rightarrow qH$ , with  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , in  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  collisions using the ATLAS detector. *JHEP*, 10:129, 2017.
- [63] G. Eilam, J.L. Hewett, and A. Soni. Rare decays of the top quark in the standard and two Higgs doublet models. *Phys. Rev. D*, 44:1473–1484, 1991. [Erratum: *Phys.Rev.D* 59, 039901 (1999)].
- [64] B. Mele, S. Petrarca, and A. Soddu. A New evaluation of the  $t \rightarrow cH$  decay width in the standard model. *Phys. Lett. B*, 435:401–406, 1998.
- [65] G. Couture, C. Hamzaoui, and H. König. Flavor-changing top quark decay within the minimal supersymmetric standard model. *Phys. Rev. D*, 52:1713–1716, Aug 1995.
- [66] Mariana Frank and Ismail Turan.  $t \rightarrow cg, c\gamma, cz$  in the left-right supersymmetric model. *Phys. Rev. D*, 72:035008, Aug 2005.
- [67] Jonathan M. Arnold, Bartosz Fornal, and Mark B. Wise. Phenomenology of scalar leptoquarks. *Phys. Rev.*, D88:035009, 2013.
- [68] Sacha Davidson, David C. Bailey, and Bruce A. Campbell. Model independent constraints on leptoquarks from rare processes. *Z. Phys. C*, 61:613–644, 1994.
- [69] A. Bolaos, A. Moyotl, and G. Tavares-Velasco. Static weak dipole moments of the  $\tau$  lepton via renormalizable scalar leptoquark interactions. *Phys. Rev. D*, 89(5):055025, 2014.
- [70] O. Shanker.  $\pi\ell 2$ ,  $K\ell 3$  and  $K^0$ - $\overline{K}^0$  constraints on leptoquarks and supersymmetric particles. *Nuclear Physics B*, 204(3):375–386, September 1982.
- [71] Albert M Sirunyan et al. Search for pair production of second-generation leptoquarks at  $\sqrt{s} = 13$  TeV. *Phys. Rev. D*, 99(3):032014, 2019.
- [72] E. Keith and Ernest Ma. S, T, and leptoquarks at HERA. *Phys. Rev. Lett.*, 79:4318–4320, 1997.
- [73] Tatsumi Aoyama, Masashi Hayakawa, Toichiro Kinoshita, and Makiko Nio. Complete Tenth-Order QED Contribution to the Muon  $g-2$ . *Phys. Rev. Lett.*, 109:111808, 2012.
- [74] Marc Knecht, Santiago Peris, Michel Perrottet, and Eduardo De Rafael. Electroweak hadronic contributions to the muon ( $g-2$ ). *JHEP*, 11:003, 2002.

- [75] Joaquim Prades, Eduardo de Rafael, and Arkady Vainshtein. The Hadronic Light-by-Light Scattering Contribution to the Muon and Electron Anomalous Magnetic Moments. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 20:303–317, 2009.
- [76] G. W. Bennett et al. Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL. *Phys. Rev.*, D73:072003, 2006.
- [77] Vardan Khachatryan et al. Search for single production of scalar leptoquarks in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . *Phys. Rev. D*, 93(3):032005, 2016. [Erratum: *Phys.Rev.D* 95, 039906 (2017)].
- [78] Abdelhak Djouadi. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model. *Phys. Rept.*, 457:1–216, 2008.