



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Estudio fenomenológico de sectores escalares extendidos

Tesis presentada al

**Posgrado en ciencias
(Física Aplicada)**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Doctor en Ciencias
(Física Aplicada)**

por

M.C Gerardo Hernández Tomé

asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Nombre

Puebla Pue.
30 de noviembre de 2016



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Estudio fenomenológico de sectores escalares extendidos

Tesis presentada al

**Posgrado en ciencias
(Física Aplicada)**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Doctor en Ciencias
(Física Aplicada)**

por

M.C Gerardo Hernández Tomé

asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Nombre

Puebla Pue.
30 de noviembre de 2016

Título: Estudio fenomenológico de sectores escalares extendidos
Estudiante: M.C GERARDO HERNÁNDEZ TOMÉ

COMITÉ

Dr. Jesús Toscano Chávez
Presidente

Dr. Javier Hernández López
Secretario

Dr. Lorenzo Díaz Cruz
Vocal

Dr. Arturo Fernández Téllez
Suplente

Suplente

*Dedicado a toda a mi familia, pero en especial a mis padres y esposa que siempre me han
demostrado amor.*

Agradecimientos

Quiero comenzar agradeciendo al Dr. Gilberto Tavares por todas las experiencias convividas y el apoyo académico y personal ofrecido durante todos estos años. También quiero agradecer al Dr. Lorenzo Díaz Cruz por las ideas propuestas y la colaboración en la realización del capítulo tres de este trabajo. De igual manera agradezco a todos mis sinodales por sus comentarios y sugerencias.

Por otro lado, no puedo dejar de agradecer a toda la gente: familia, compañeros y amigos de la infancia que de alguna forma siempre los llevo presentes. Escribo estas líneas en un momento complicado de mi vida, pero con la firme esperanza de salir adelante en todos los aspectos.

Finalmente agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo consistente durante cuatro años de una beca para la realización de este trabajo.

¡Muchísimas gracias a todos!

Índice general

Introducción	xv
1. El vértice WWV ($V = \gamma, Z$).	1
1.1. El modelo de Georgi-Machacek (GM)	3
1.2. El vértice WWV en el modelo de GM	5
1.2.1. Los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V en el modelo GM	7
1.2.2. Constricciones sobre los parámetros del modelo de GM	10
1.2.3. Los factores de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ	10
1.2.4. Los factores de forma $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z	15
2. Propiedades débiles de los leptones cargados.	21
2.1. Nuevas contribuciones a los MDDs de los leptones cargados	22
2.1.1. Contribuciones de escalares neutros y simplemente cargados	22
2.1.2. Contribuciones de bosones escalares doblemente cargados	26
2.2. Análisis numérico	27
2.2.1. MDMD del leptón tau	27
3. Decaimientos del Flavon.	35
3.1. El modelo	35
3.2. Acoplamiento del Flavon	39
3.3. Modos de decaimiento del Flavon	40
3.4. El Flavon como la resonancia difotónica a 750 GeV	42
4. Conclusiones	49
Apéndices	51
A. Reglas de Feynman y funciones de un lazo para el vértice WWV	53
A.1. Reglas de Feynman para los vértices relevantes del modelo de GM	53
A.2. Funciones de un lazo	53
A.2.1. Integrales paramétricas	53
A.2.2. Passarino-Veltman scalar integrals	59
A.3. Coeficientes C_V^i para todas las nuevas contribuciones del modelo de GM a los factores de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ	65

B. Reglas de Feynman y funciones de un lazo para los MDDs	67
B.1. Reglas de Feynman	67
B.2. Funciones de un lazo	67
B.2.1. Integrales paramétricas	67
B.2.2. Funciones escalares de Passarino-Veltman	71

Índice de figuras

1.1. Notación para el vértice trilineal WWV . Aquí V representa a un bosón de norma neutro, mientras que el círculo denota las correcciones radiativas.	2
1.2. Reglas de Feynman genéricas para los vértices relevantes involucrados en nuestro cálculo. Las flechas representan la dirección del cuadrimomento y $\Gamma_{\mu\alpha\beta} = g_{\mu\alpha}(p_1 - p_3)_\beta + g_{\alpha\beta}(p_2 - p_1)_\mu + g_{\beta\mu}(p_3 - p_2)_\alpha$. $V = \gamma, Z, \phi_I$ ($I = A, B, C$) denota a un bosón escalar neutro, cargado o doblemente cargado y X_J ($J = A, B$) representa a un bosón de norma neutro o cargado. La carga eléctrica y las propiedades ante CP de las partículas en cada vértice son dictadas por conservación de la carga, la simetría de Bose, la invarianza ante CP , etc.	6
1.3. Diagramas de Feynman genéricos para las contribuciones de nuevas partículas escalares a los vértices $WW\gamma$ y WWZ , los cuales involucran únicamente dos partículas virtuales diferentes. Las flechas representan la dirección de los cuadrimomentos. Las posibles combinaciones de partículas internas están dadas por los vértices permitidos en cada modelo en particular. Por ejemplo, cuando $V = \gamma$, las siguientes cargas eléctricas para las partículas internas son posibles en el modelo de GM, en unidades de la carga del positrón: si $Q_A = -1$ entonces $Q_B = 0$, si $Q_A = 1$ entonces $Q_B = 2$, si $Q_A = -2$ entonces $Q_B = -1$	7
1.4. Contribuciones extra para los factores de forma $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z provenientes de acoplamientos no diagonales. Como se explicó anteriormente, los posibles conjuntos para las partículas internas quedan determinados por los vértices permitidos en un modelo en particular.	8
1.5. Comportamiento de las contribuciones de los diagramas de la Fig. 1.3 a los factores de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ como función de las masas de los bosones escalares que circulan dentro del lazo para cada tipo de contribución dividido por los coeficientes C_γ^i y expresado en unidades de $a = g^2/(96\pi^2)$. Mientras que la contribución tipo-(a) depende en la masa de dos bosones escalares m_{S_1} y m_{S_2} , las contribuciones tipo-(b) y tipo-(c) dependen únicamente en la masa de un sólo bosón escalar m_{S_1}	11
1.6. Gráfica de contorno para el factor de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ en el modelo de GM en el plano m_{H_3} vs m_{H_5} considerando un valor fijo para m_H y los ángulos de mezcla s_H y s_α , tal como se muestra en las etiquetas de la figura.	14
1.7. Lo mismo que en la Fig. 1.6, pero para el factor de forma ΔQ_γ	15

- 1.8. Comportamiento de las contribuciones de los diagramas de la Fig. 1.4 a los factores de forma $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z como función de las masas de los bosones escalares que circulan dentro del lazo divididas por su respectivo coeficiente C_Z^i . La contribución tipo-(d) depende en las masas de los tres bosones escalares m_{S_1} , m_{S_2} , y m_{S_3} ; la contribución tipo-(e) depende en la masa de dos bosones escalares m_{S_1} , y m_{S_2} ; y la contribución tipo-(f) depende en la masa de un sólo bosón escalar m_{S_1} . Nosotros únicamente consideramos los posibles escenarios que surgen en el modelo de GM. 17
- 1.9. Gráfica de contorno para el factor de forma $\Delta\kappa'_Z$ en el modelo de GM en el plano m_{H_3} vs m_{H_5} para valores fijos de m_H y los ángulos de mezcla s_H y s_α , tal y como se muestra en las etiquetas de la figura. 18
- 1.10. Lo mismo que en la Fig. 1.9, pero para el factor de forma ΔQ_Z 19
- 2.1. Diagramas de Feynman genéricos para las contribuciones de nuevas partículas escalares a los MDDs de los leptones cargados. Aquí ℓ_l representa a un leptón cargado, mientras que ℓ_m es un leptón cuya carga depende de los bosones escalares ϕ_i y ϕ_j para los diagramas I y II, y del bosón de norma V y el bosón escalar ϕ_i para el diagrama III. 24
- 2.2. Contribuciones a los MDDs de los leptones cargados provenientes de bosones escalares doblemente cargados. Aquí ℓ_l y ℓ_m representan ambos a leptones cargados. Por completez también hemos incluido las contribuciones de un bosón de norma doblemente cargado Y 27
- 2.3. Contribuciones tipo-I (primer renglón), tipo-II (segundo renglón) y tipo-III (tercer renglón) a el MDMD del leptón τ inducidas por dos bosones escalares no-degenerados $\hat{\phi}_i^0$ y $\hat{\phi}_j^0$ como función de $m_{\hat{\phi}_j^0}$ para un valor fijo de $m_{\hat{\phi}_i^0}$: 140 GeV (líneas sólidas), 160 GeV (línea cortadas), y 180 GeV (líneas punteadas y cortadas). Por simplicidad hemos tomado $g_{Z\hat{\phi}_i^0\hat{\phi}_j^0} \sim O(1)$ y también hemos considerado acoplamientos universales $\hat{\phi}_{i,j}^0\bar{\tau}\tau$, esto es, $S_{i\tau\tau} \sim S_{j\tau\tau}$ y $P_{i\tau\tau} \sim P_{j\tau\tau}$, con $S_{i\tau\tau} \simeq O(1)$ y $P_{i\tau\tau} \simeq O(10^{-1})$ (gráficas izquierdas) y $S_{i\tau\tau} \simeq O(10^{-1})$ y $P_{i\tau\tau} \simeq O(1)$ (gráficas derechas). 30
- 2.4. MDMD del leptón τ inducido por dos bosones escalares no-degenerados $\hat{\phi}_i^0$ y $\hat{\phi}_j^0$ como función de $m_{\hat{\phi}_j^0}$ para un valor fijo de $m_{\hat{\phi}_i^0}$: 750 GeV (curvas superiores) y 1000 GeV (curvas inferiores). Hemos considerado que $S_{i\tau\tau} \sim S_{j\tau\tau}$ y $P_{i\tau\tau} \sim P_{j\tau\tau}$, con $P_{i\tau\tau} \simeq 10\%S_{i\tau\tau}$ (gráfica izquierda) y $S_{i\tau\tau} \simeq 10\%P_{i\tau\tau}$ (gráfica derecha). Por simplicidad, también hemos asumido acoplamientos prácticamente idénticos $g_{Z\hat{\phi}_m^0\hat{\phi}_n^0}$ y $g_{\hat{\phi}_m^0ZZ}$ ($m, n = i, j$). Cada diferente tipo de contribución es aproximadamente proporcional a los siguientes productos de las constantes de acoplamiento. Para las gráficas izquierdas, contribución tipo-I: $g_{Z\phi_i\phi_j} \text{Re} [S_{i\tau\tau}^* S_{j\tau\tau}]$, contribución tipo-II: $g_V^{Z\tau\tau} \|S_{i\tau\tau}\|^2$, y contribución tipo-III: $g_{\phi_i ZZ} \text{Re} [S_{i\tau\tau} g_V^{Z\tau\tau}]$. Para la gráfica derecha, contribución tipo-I: $g_{Z\phi_i\phi_j} \text{ReRe} [P_{i\tau\tau} g_A^{Z\tau\tau}]$ 31

- 2.5. Contribuciones al MDMD del leptón τ inducidas por dos bosones escalares cargados no-degenerados ϕ_i^\mp y ϕ_j^\mp como función de $m_{\phi_i^\mp}$ para $m_{\phi_j^\mp} = 600$ GeV (curvas superiores) y $m_{\phi_j^\mp} = 1500$ GeV (curvas inferiores). Hemos considerado $S_{j\tau\nu_m} \sim S_{i\tau\nu_m}$ y $P_{j\tau\nu_m} \sim P_{i\tau\nu_m}$, con $P_{i\tau\nu_m} = -S_{i\tau\nu_m}$ y $P_{i\tau\nu_m} = -S_{i\tau\nu_m}$ (acoplamiento mano-izquierda). Para la masa del neutrino tomamos $m_{\nu_m} = 0$ en la gráfica izquierda y $m_{\nu_m} = 100$ GeV en la gráfica derecha. Por simplicidad hemos considerado acoplamientos casi idénticos $g_{Z\phi_m^\mp\phi_n^\pm}$ y $g_{\phi_i^\pm W^\mp Z}$ ($m, n = i, j$). Cada diferente tipo de contribución es proporcional a los siguientes productos de las constantes de acoplamiento. contribución tipo-I: $g_{Z\phi_i^\mp\phi_j^\pm} \text{Re} [S_{i\tau\nu_m}^* S_{j\tau\nu_m}]$, contribución tipo-II: $g_V^{Zmm} \|S_{i\tau\tau}\|^2$, y contribución tipo-III: $g_{\phi_i^\mp W^\pm Z} \text{Re} [S_{i\tau\tau} g_V^{Z\tau\tau}]$ 32
- 2.6. Contribuciones al MDMD del leptón τ inducida por dos bosones escalares doblemente cargados no-degenerados $\phi_i^{\mp\mp}$ y $\phi_j^{\mp\mp}$ como función de $m_{\phi_i^{\mp\mp}}$ para $m_{\phi_j^{\mp\mp}} = 600$ GeV (curvas superiores) y $m_{\phi_j^{\mp\mp}} = 1500$ GeV (curvas inferiores). Hemos considerado $S'_{j\tau\tau} \sim S_{i\tau\tau}$ y $P'_{j\tau\tau} \sim P'_{i\tau\tau}$, con $P_{i\tau\tau} = -S_{i\tau\tau}$ (acoplamiento mano-izquierda). Por simplicidad hemos considerado acoplamientos casi idénticos $g_{Z\phi_m^{\mp\mp}\phi_n^{\pm\pm}}$ and $g_{\phi_m^{\pm\pm}Y^{\mp\mp}Z}$ ($m, n = i, j$). Para la masa de l bosón de norma doblemente cargado tomamos $m_Y = 500$ GeV en las gráficas izquierdas y $m_Y = 1500$ GeV en las gráficas derechas. Cada diferente tipo de contribución es aproximadamente proporcional a los siguientes productos de las constantes de acoplamiento. Contribución tipo-I': $g_{Z\phi_i^{\mp\mp}\phi_j^{\pm\pm}} \text{Re} [S_{i\tau\tau}^* S'_{j\tau\tau}]$, contribución tipo-II': $g_V^{Y\tau\tau} \|S'_{i\tau\tau}\|^2$, y contribución tipo-III': $g_{\phi_i^{\mp\mp}Y^{\pm\pm}Z} \text{Re} [S'_{i\tau\tau} g_V^{Y\tau\tau}]$ 33
- 3.1. Gráfica de contorno para las razones del decaimiento con violación de número leptónico $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$ en el plano $u - \tilde{Z}_{23}$. Hemos considerado los valores de $s_\alpha = 0,4$ y $\tilde{Z}_{33} = 0,15$ 40
- 3.2. Razones de decaimiento para los principales canales del Flavon H_F como función de M_{H_F} para el conjunto de valores sobre los parámetros indicados en la figura. 41
- 3.3. Razones de decaimiento para los principales canales del Flavon H_F como función de M_{H_F} para el conjunto de valores sobre los parámetros indicados en la figura. 42
- 3.4. Gráfica de contorno para la razón del canal $H_F \rightarrow hh$ en el plano $u - M_{H_F}$. Donde hemos considerado los siguientes valores $s_\alpha = 0,4$, $\lambda = 0,1$, $\tilde{Z}_{33} = 0,15$ y $\tilde{Z}_{23} = 0,01$ 42
- 3.5. Diagrama de Feynman para la contribución principal de la producción del Flavon a través de fusión de gluones. En el lazo circula un quark del ME o un nuevo quark-vector necesario para completar el carácter ultravioleta del modelo que introduce al Flavon. Un diagrama similar induce el decaimiento $H_F \rightarrow \gamma\gamma$ excepto que necesitamos incluir las contribuciones de todas las demás partículas cargadas. 44

- 3.6. Área permitida en el plano C_Q vs s_α por las constricciones del LHC sobre la sección eficaz de producción $\sqrt{s} = 8$ TeV $pp \rightarrow H_F \rightarrow X$ mediada por un Flavon con una masa de 750 GeV para los valores del conjunto de parámetros indicados. Consideramos la incorporación de 3 quarks-vector con masa de $m_Q = 1000$ GeV y carga $2/3$ (gráfica izquierda) y $5/3$ (gráfica derecha). El área debajo de cada curva es la única permitida para este particular modo de producción a una energía de $\sqrt{s} = 8$ TeV (ver Tabla 3.3) y el área verde representa la región donde la sección eficaz de producción $pp \rightarrow H_F \rightarrow \gamma\gamma$ a una energía de $\sqrt{s} = 13$ TeV se encuentra entre $6,6 \pm 1,3$ fb. 47
- 3.7. Lo mismo que en la Fig. 3.6, pero para el área permitida en el plano C_Q vs \tilde{Z}_{33} 47
- B.1. Reglas de Feynman genéricas para interacciones que conservan número leptónico necesarias para calcular las propiedades débiles de un leptón cargado. Aquí ℓ_l representa a un leptón cargado y ℓ_m es un leptón cargado o neutro, mientras que las cargas de los bosones escalares $\phi_{i,j}$ y el bosón de norma V se encuentra fija por conservación de la carga en cada vértice. . . . 68
- B.2. Reglas de Feynman genéricas para interacciones que violan número leptónico mediadas por bosones escalares doblemente cargados necesarias para calcular las propiedades débiles de un leptón cargado. Aquí ℓ_l y ℓ_m son ambos leptones cargados. C es la matriz de conjugación de carga, $\Gamma'_{ilm} = S'_{ilm} + P'_{ilm}\gamma^5$, y $\tilde{\Gamma}'_{ilm} = C\gamma^0\Gamma'_{ilm}\gamma^0C^{-1} = C(S'_{ilm} - P'_{ilm}\gamma^5)C^{-1}$. N_{lm} es un factor de simetría que es igual a 2 para $m = l$ y 1 en otro caso. Debe notarse que la flecha debajo del propagador fermiónico representa la dirección en la cual el diagrama de Feynman se lee, la cual en este caso coincide con la dirección de flujo fermiónico. 69
- B.3. Lo mismo que en la Fig. B.2, pero para las interacciones que violan número leptónico de un bosón de norma doblemente cargado Y . Aquí $\Gamma_{Ylm}^\mu = (g_V^{Ylm} - g_A^{Ylm}\gamma^5)\gamma^\mu$, $\tilde{\Gamma}_{Ylm}^\mu = C\gamma^0\Gamma_{Ylm}^{\mu\dagger}\gamma^0C^{-1} = C(g_V^{Ylm} - g_A^{Ylm}\gamma^5)\gamma^\mu C^{-1}$, y $\Gamma^{\alpha\mu\nu}(k_1, k_2, k_3) = (k_1 - k_2)^\nu g_{\alpha\mu} + (k_2 - k_3)^\alpha g_{\mu\nu} + (k_3 - k_1)^\mu g_{\nu\alpha}$ 70

Índice de tablas

2.1.	Cotas experimentales sobre las propiedades estáticas débiles del leptón tau [49].	22
2.2.	Contribuciones potenciales a los MDMD de un leptón cargado que surgen de nuevos bosones escalares ϕ_i y ϕ_j a nivel de un lazo. $\phi_{i,j}^0$ ($\tilde{\phi}_{i,j}^0$) representa a un bosón escalar CP -par (CP -impar) y $\hat{\phi}_{i,j}^0$ representa una mezcla de eigenestados de CP . Debe notarse que aunque el vértice $Z\phi_i^0\tilde{\phi}_j^0$ no se encuentra prohibido por invarianza ante CP , la contribución tipo-I al MDMD desaparece.	28
3.1.	Quarks pesados en el mecanismo de FN mínimo.	39
3.2.	Elementos relevantes de la matriz \tilde{Z}_{ij}^u para los quarks tipo up.	39
3.3.	Límites experimentales superiores impuestos por las colaboraciones CMS y ATLAS sobre la sección eficaz $pp \rightarrow S \rightarrow X$ a una energía de $\sqrt{s} = 8$ TeV con un 95% C.L. para una resonancia escalar S con una masa de 750 GeV.	44
A.1.	Constantes de acoplamiento para los vértices del tipo $\phi_A\phi_B X_C$ (dos bosones escalares y un bosón de norma) en el modelo de GM. Aquí $s_H = \sin\theta_H$ y $c_H = \cos\theta_H$, $g_h = \frac{1}{6}(2\sqrt{6}c_H s_\alpha + 3s_H c_\alpha)$, y $g_H = \frac{1}{6}(2\sqrt{6}c_H c_\alpha - 3s_H s_\alpha)$. La estructura de Lorentz se muestra en la Fig. 1.2.	54
A.2.	Constantes de acoplamiento para los vértices del tipo $\phi_A X_B X_C$ (un bosón esclar y dos bosones de norma) en el modelo de GM. Aquí $f_h = \frac{1}{6}(3c_H c_\alpha + 2\sqrt{6}s_H s_\alpha)$ y $f_H = \frac{1}{6}(3c_H s_\alpha - 2\sqrt{6}s_H c_\alpha)$. La estructura de Lorentz se muestra en la Fig. 1.2.	54
A.3.	Coefficientes C_V^a para todas las contribuciones tipo (a) a los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V en el modelo de GM. La segunda columna muestra las partículas circulando dentro del lazo y las últimas dos columnas muestran los correspondientes factores C_V^a	65
A.4.	Lo mismo que en la Tabla A.3, pero para las contribuciones tipo (b).	65
A.5.	Lo mismo que en la Tabla A.3, pero para las contribuciones tipo (c).	65
A.6.	Coefficientes C_Z^d para las contribuciones tipo (d) en el modelo de GM. La primera columna muestra a las partículas circulando dentro del lazo y la última columna muestra el correspondiente factor c_Z^d	66
A.7.	Lo mismo que en la tabla A.6, pero para las contribuciones tipo (e).	66
A.8.	Lo mismo que en la tabla A.6, pero para las contribuciones tipo (f).	66

Introducción

El día 4 de Julio del año 2012 representa uno de los triunfos científicos más importantes en la búsqueda de la comprensión y descripción del universo. Aquel día las colaboraciones experimentales ATLAS y CMS que forman parte de la Organización Europea para la investigación nuclear (CERN por sus siglas en Frances) anunciaron el descubrimiento de una partícula con una masa alrededor de los 125 GeV. Este descubrimiento ha confirmado el mecanismo que dota de masa a las partículas fundamentales, tal mecanismo había sido propuesto por Robert Brout, Francois Englert y Peter Higgs en el año de 1964. Por esta razón, Englert y Higgs han recibido el premio Nobel de Física 2013¹. Hasta el día de hoy las propiedades de la partícula descubierta son consistentes con el llamado bosón de Higgs del modelo estándar (ME).

El ME es una teoría cuántica de campos desarrollada alrededor de 1970 y basada en el concepto de simetría de norma ante el grupo² $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, la cual explica de manera satisfactoria tres de las cuatro interacciones fundamentales conocidas en la naturaleza, estas son las interacciones fuerte, débil y electromagnética, mientras que los efectos de la interacción gravitacional son ignorados debido a que su intensidad a escala subatómica es despreciable en comparación con las otras fuerzas. Con el descubrimiento anunciado en 2012 se ha completado la detección experimental del espectro de partículas fundamentales predichas por el ME. Más aún, una gran cantidad de los acoplamientos y observables predichas por el ME han sido escrutadas mediante experimentos de dispersión en los colisionadores de partículas con resultados extraordinariamente precisos. Sin embargo, a pesar del enorme éxito del modelo, la gran mayoría de los físicos actuales considera al ME como una teoría efectiva (válida hasta cierto régimen de energía), debido a que carece de respuesta a ciertas preguntas fundamentales. Algunas de estas preguntas abiertas son: ¿Cómo construir una teoría unificada de las cuatro interacciones fundamentales?, ¿Porqué hay tres familias fermiónicas y porqué la jerarquía entre las masas de las partículas?, ¿Cuál es el origen de la violación de la simetría discreta CP ?, ¿Qué es la materia y la energía oscura?, etc.

Con el propósito de responder a las preguntas abiertas del ME se han construido diversas extensiones a la teoría. Diferentes extensiones al ME generalmente conducen a diferentes efectos de nueva física (NF) los cuales pueden manifestarse a través de nuevas

¹Robert Brout falleció en Mayo del año 2011, es por que ello que no recibió la distinción del Nobel, la cual se entrega únicamente a personas con vida.

²El sector electrodébil del ME fue desarrollado de manera independiente por los físicos Sheldon Glashow, Steven Weinberg y Abdus Salam, mientras que la cromodinámica cuántica, la cual describe la interacción fuerte fue propuesta por David Politzer, Frank Wilczek y David Gross.

partículas, nuevos acoplamientos y correcciones a los ya predichos por el ME. No obstante, únicamente la evidencia experimental de tales efectos nos trazará la ruta correcta en la construcción de una teoría más fundamental. En esta dirección, la búsqueda experimental de NF puede realizarse a través de experimentos de alta y baja energía. En el primer caso, el objetivo consiste en la producción directa de nuevos estados como producto de colisiones entre diferentes partículas a una gran energía. Por supuesto que la región de búsqueda de estos nuevos estados se encuentra limitada por la capacidad del experimento en la energía que pueden alcanzar las colisiones. Otra manera de buscar efectos de NF es a través del estudio y medición de correcciones radiativas a observables de precisión, lo que significa buscar pequeñas desviaciones en los decaimientos, acoplamientos y propiedades de las partículas predichas por el ME.

En este trabajo, nos interesamos en el estudio e importancia del estudio fenomenológico de sectores escalares extendidos. En particular, hemos estudiado las correcciones provenientes de nuevas partículas escalares: neutras, cargadas y doblemente cargadas a las propiedades estáticas del bosón W y a las propiedades débiles de los leptones cargados. Por otro lado, hemos estudiado parte de la fenomenología de los llamados Flavons, los cuales corresponden a nuevas partículas escalares asociadas al mecanismo de Froggatt-Nielsen (FN).

Es importante mencionar que durante la realización de este trabajo se ha logrado a la fecha la publicación de dos artículos de investigación, mientras que la conclusión de uno más se encuentra en proceso. La estructura de la tesis es la siguiente:

- En el capítulo 1, se muestran las contribuciones de nuevas partículas escalares a los factores de forma que respetan CP del vértice WWW . Aunque nuestros resultados pueden aplicarse a cualquier extensión del sector escalar del ME, en particular, hemos aplicado enfocado nuestra evaluación numérica al llamado modelo de Georgi-Machacek, el cual proporciona una peculiar fenomenología propia de los modelos que introducen tripletes.
- El capítulo 2 está dedicado al estudio de nuevas contribuciones escalares a los momentos dipolares débiles de los leptones cargados. En este caso, hemos realizado un estudio independiente de un modelo en particular y consideramos diferentes escenarios posibles que pueden surgir en diversas extensiones al sector escalar del ME.
- En el capítulo 3, se presenta parte de la fenomenología del llamado Flavon en un modelo que incorpora un singlete complejo asociado al mecanismo de FN y dos dobletes, uno de ellos inerte, el cual ofrece un posible candidato a materia oscura. En particular, se presenta un estudio de sus principales canales de decaimiento y se exploró la posibilidad de que el Flavon fuera identificado como una presunta resonancia a 750 GeV en el canal difótonico sugerida por ATLAS y CMS a finales del año 2015. Aunque actualmente, se ha descartado la existencia de dicha resonancia resulta importante tener en cuenta las ideas y conocimiento adquirido en el intento de explicarla.
- Posteriormente presentaremos las conclusiones de nuestro trabajo y finalmente se incluyen dos apéndices, los cuales presentan las reglas de Feynman, así como las expresiones obtenidas de nuestros cálculos de los capítulos 1 y 2.

Capítulo 1

El vértice WWV ($V = \gamma, Z$).

Es bien sabido que el estudio y medición de los acoplamientos entre bosones de norma representa una prueba de la estructura no abeliana del ME y nos ofrece la posibilidad de observar efectos de NF asociados a estas partículas. En este sentido, se ha logrado acumular una gran cantidad de trabajo referente a los acoplamientos y propiedades de los bosones de norma del ME. Por ejemplo, uno de los primeros cálculos a nivel de un lazo dentro del ME se realizó en el año de 1972 por W. A. Bardeen, R. Gastmans y B. Lautrup donde se estudiaron las propiedades electromagnéticas estáticas del bosón W , las cuales están asociadas a dos factores de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ , los cuales corresponden a coeficientes de estructuras de Lorentz invariantes ante una transformación de CP para la función vértice $WW\gamma$ y que definen al momento dipolar anómalo magnético y a el momento cuadrupolar anómalo eléctrico, respectivamente. No obstante, cuando se considera la posibilidad de efectos de violación de CP a través de acoplamientos efectivos para el vértice $WW\gamma$ [44], dos factores de forma extra a nivel de lazo $\Delta\tilde{\kappa}'_\gamma$ y $\Delta\tilde{Q}_\gamma$, los cuales naturalmente violan CP , definen al momento dipolar anómalo eléctrico y al momento cuadrupolar anómalo magnético, respectivamente .

De manera similar al estudio del vértice $WW\gamma$ es posible considerar de manera más general el vértice WWV , donde ahora V representa un bosón de norma neutro (en el ME, V puede representar tanto al fotón como al bosón de norma débil Z). Es así como las propiedades estáticas para el vértice WWV son descritas por cuatro factores de forma que se clasifican de acuerdo a su transformación ante una simetría discreta CP . Los factores de forma que respetan CP son representados por $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V , estos surgen a nivel de un lazo dentro del ME y de cualquier teoría renormalizable. Por otro lado, $\Delta\tilde{\kappa}'_V$ y $\Delta\tilde{Q}_V$ no respetan CP y están ausentes hasta nivel de un lazo dentro del ME, lo cual conduce a pensar que ellos se encuentren altamente suprimidos.

En este trabajo nos hemos interesado en el estudio de nuevas contribuciones escalares a los factores de forma que respetan CP para el vértice WWV . A continuación presentamos los aspectos teóricos más relevantes para llevar a cabo nuestro estudio. Un análisis más completo sobre la derivación de la forma más general para la función vértice WWV , así como el estudio de las propiedades de transformación de todos los factores de forma involucrados puede encontrarse en [68].

Consideremos la densidad lagrangiana más general posible para el vértice WWV ($V = \gamma, Z$) de dimensión 4 y que respeta CP [44]

$$\mathcal{L} = -ig_V \left\{ g_1^V V_\mu (W^{-\mu\nu} W_\nu^+ - W^{+\mu\nu} W_\nu^-) + \kappa_V V_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} + \frac{\lambda_V}{M_W^2} V^{\mu\nu} W_\nu^{+\alpha} W_{\alpha\mu}^- \right\}, \quad (1.1)$$

aquí g_V representa la constante de acoplamiento para el vértice WWV a nivel de árbol (en el ME $g_\gamma = g_{s_W}$ y $g_Z = g_{c_W}$). Mientras que g_1^V , κ_V y λ_V corresponden a factores de forma que pueden recibir correcciones radiativas. En el ME, la simetría de norma $SU(2)_L \times U(1)_Y$ es la responsable de que a nivel de árbol $g_1^V = \kappa_V = 1$ y $\lambda_V = 0$.

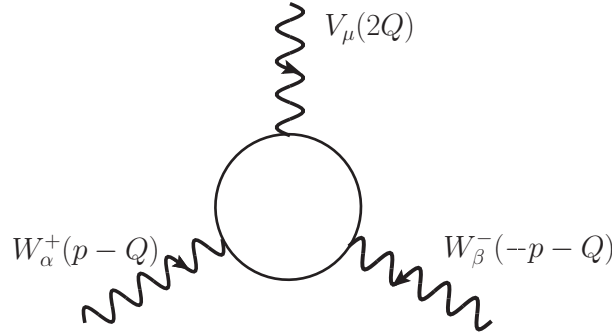


Figura 1.1: Notación para el vértice trilineal WWV . Aquí V representa a un bosón de norma neutro, mientras que el círculo denota las correcciones radiativas.

La función vértice que determina el acoplamiento WWV puede ser escrita como

$$\Gamma_V^{\mu\alpha\beta} = ig_V \left\{ A \left[2p^\mu g^{\alpha\beta} + 4 \left(Q^\beta g^{\mu\alpha} - Q^\alpha g^{\mu\beta} \right) \right] + 2\Delta\kappa'_V \left(Q^\beta g^{\mu\alpha} - Q^\alpha g^{\mu\beta} \right) + \frac{4\Delta Q_V}{m_W^2} \left(p^\mu Q^\alpha Q^\beta - \frac{1}{2} m_V^2 p^\mu g^{\alpha\beta} \right) \right\}, \quad (1.2)$$

donde se ha utilizado la notación empleada en la referencia [14] para denotar a los momentos externos, tal y como se muestra en la figura 1.1. Los factores de forma definidos en la ecuación (1.2) están relacionados con los factores de la ecuación (1.1) de la siguiente manera

$$\Delta\kappa'_V \equiv \kappa_V - 1 + \lambda_V, \quad (1.3)$$

$$\Delta Q_V \equiv -2\lambda_V. \quad (1.4)$$

Consideramos importante mencionar que la definición $\Delta\kappa_V = \kappa_V - 1$ es utilizada frecuentemente en trabajos experimentales donde las constricciones están dadas tradicionalmente como límites sobre $\Delta\kappa_V$ y λ_V , por otro lado, en trabajos teóricos es costumbre representar los resultados analíticos en términos de $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V .

En el caso del fotón, κ_γ y λ_γ están relacionados con el momento dipolar magnético μ_W y el momento cuadrupolar eléctrico Q_W del bosón de norma W de la siguiente manera

$$\mu_W = \frac{e}{2m_W} (1 + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma), \quad (1.5)$$

$$Q_W = -\frac{e}{m_W^2} (\kappa_\gamma - \lambda_\gamma). \quad (1.6)$$

Como se ha mencionado anteriormente, estamos interesados en las contribuciones de nuevas partículas escalares a los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V . En particular, nos hemos enfocado en el llamado modelo de Georgi-Machacek, el cual ofrece diferentes tipos de contribuciones a los factores de forma del vértice WWV . Antes de comenzar con el estudio del vértice WWV en el modelo de Georgi-Machacek consideramos importante hacer un revisión de las características principales del modelo, la cual mostramos a continuación.

1.1. El modelo de Georgi-Machacek (GM)

El sector escalar del modelo de GM está compuesto por un triplete complejo χ con hipercarga $Y = 2$, un triplete real ξ con $Y = 0$, y el doblete usual ϕ con $Y = 1$. Una simetría global custodial $SU(2)_L \times SU(2)_R$ es impuesta para mantener al margen las correcciones al parámetro ρ . La simetría custodial es manifiesta al escribir los campos de la siguiente manera

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^{0*} & \phi^+ \\ -\phi^{+*} & \phi^0 \end{pmatrix}, \quad X = \begin{pmatrix} \chi^{0*} & \xi^+ & \chi^{++} \\ -\chi^{+*} & \xi^0 & \chi^+ \\ \chi^{++*} & -\xi^{+*} & \chi^0 \end{pmatrix}, \quad (1.7)$$

donde Φ y X transforman como $\Phi \rightarrow U_L \Phi U_R^\dagger$ y $X \rightarrow U_L X U_R^\dagger$, con $U_{L,R} = e^{i\theta_{L,R}^a T^a}$. Aquí $T^a = t^a$ representa a los generadores de $SU(2)$ en la representación de tripletes

$$t^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad t^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad t^3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

mientras que en la representación de dobletes $T^a = \sigma^a/2$, donde σ^a son las matrices de Pauli.

Los elementos neutros de los campos en la ecuación (1.7) desarrollan valores de expectación del vacío (VEV) diferentes de cero, los cuales están definidos por $\langle \Phi \rangle = \frac{v_\phi}{\sqrt{2}} I_{2 \times 2}$ y $\langle X \rangle = v_\chi I_{3 \times 3}$, con $I_{n \times n}$ la matriz identidad $n \times n$. Las masas de los bosones de norma W y Z constriñen los posibles valores para los VEVs de acuerdo con

$$v_\phi^2 + 8v_\chi^2 \equiv v^2 = \frac{1}{\sqrt{2}G_F} \approx (246 \text{ GeV})^2. \quad (1.9)$$

La lagrangiana cinética del sector escalar de la cual surge la masa de los bosones de norma se escribe como

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \text{Tr} \left[(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) \right] + \frac{1}{2} \text{Tr} \left[(D_\mu X)^\dagger (D^\mu X) \right], \quad (1.10)$$

donde la derivada covariante está dada por

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu \Phi + i \frac{g}{2} \tau^a W_\mu^a \Phi - i \frac{g'}{2} \tau_3 B_\mu \Phi, \quad (1.11)$$

y una expresión similar para $D_\mu X$ debe cumplirse. En lo que respecta al potencial escalar más general que obedece la simetría custodial, este queda determinado de la siguiente manera

$$\begin{aligned} V(\Phi, X) = & \frac{\mu_2^2}{2} \text{Tr} (\Phi^\dagger \Phi) + \frac{\mu_3^2}{2} \text{Tr} (X^\dagger X) + \lambda_1 \left[\text{Tr} (\Phi^\dagger \Phi) \right]^2 + \lambda_2 \text{Tr} (\Phi^\dagger \Phi) \text{Tr} (X^\dagger X) \\ & + \lambda_3 \text{Tr} (X^\dagger X X^\dagger X) + \lambda_4 \left[\text{Tr} (X^\dagger X) \right]^2 - \lambda_5 \text{Tr} (\Phi^\dagger \tau^a \Phi \tau^b) \text{Tr} (X^\dagger t^a X t^b) \\ & - M_1 \text{Tr} (\Phi^\dagger \tau^a \Phi \tau^b) (UXU^\dagger)_{ab} - M_2 \text{Tr} (X^\dagger t^a X t^b) (UXU^\dagger)_{ab}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

donde la matriz U es responsable de rotar X a la base cartesiana y es dada por

$$U = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{i}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{i}{\sqrt{2}} \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

Para obtener el espectro escalar físico después de la ruptura espontánea de la simetría, resulta apropiado descomponer los campos neutros en su parte real y su parte imaginaria de la siguiente manera

$$\phi^0 \rightarrow \frac{v_\phi}{\sqrt{2}} + \frac{\phi^{0,r} + i\phi^{0,i}}{\sqrt{2}}, \quad \chi^0 \rightarrow v_\chi + \frac{\chi^{0,r} + i\chi^{0,i}}{\sqrt{2}}, \quad \xi^0 \rightarrow v_\xi + \xi^0. \quad (1.14)$$

Los estados físicos están organizados por sus propiedades de transformación bajo la simetría custodial $SU(2)$ en un quintuplete, un triplete y dos singletes. El quintuplete y el triplete están dados por

$$H_5^{++} = \chi^{++}, \quad H_5^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi^+ - \xi^+), \quad H_5^0 = -\sqrt{\frac{2}{3}} \xi^0 + \sqrt{\frac{1}{3}} \chi^{0,r}, \quad (1.15)$$

$$H_3^+ = -s_H \phi^+ + \frac{c_H}{\sqrt{2}} (\chi^+ + \xi^+), \quad H_3^0 = -s_H \phi^{0,i} + c_H \chi^{0,i}, \quad (1.16)$$

donde la mezcla entre v_ϕ y v_χ queda parametrizada en términos del ángulo de mezcla θ_H de acuerdo con la siguiente expresión

$$c_H \equiv \cos \theta_H = \frac{v_\phi}{v}, \quad s_H \equiv \sin \theta_H = \frac{2\sqrt{2}v_\chi}{v}. \quad (1.17)$$

Los dos eigenestados de masa para los singletes son

$$h = \cos \alpha \phi^{0,r} - \sin \alpha H_1^{0'}, \quad H = \sin \alpha \phi^{0,r} + \cos \alpha H_1^{0'}, \quad (1.18)$$

donde $H_1^{0'} = \sqrt{\frac{1}{3}}\xi^0 + \sqrt{\frac{2}{3}}\chi^{0,r}$, mientras que h está asociado con el bosón de Higgs del ME. El ángulo de mezcla α está dado por

$$\sin 2\alpha = \frac{2\mathcal{M}_{12}^2}{m_H^2 - m_h^2}, \quad (1.19)$$

donde

$$\mathcal{M}_{12}^2 = \frac{\sqrt{3}}{2}v_\phi [-M_1 + 4(2\lambda_2 - \lambda_5)v_\chi]. \quad (1.20)$$

Una peculiaridad de este modelo es que los estados del quintuplete H_5 son fermiofóbicos, lo cual proviene del hecho de que no hay presencia de los campos originales del doblete en el quintuplete custodial. En cuanto a las masas para los estados del quintuplete y del triplete, estas son degeneradas a nivel de árbol y son expresadas en términos de los respectivos VEVs y los parámetros involucrados en el potencial escalar de la siguiente manera

$$m_5^2 = \frac{M_1}{4v_\chi}v_\phi^2 + 12M_2v_\chi + \frac{3}{2}\lambda_5v_\phi^2 + 8\lambda_3v_\chi^2, \quad (1.21)$$

$$m_3^2 = \frac{M_1}{4v_\chi}(v_\phi^2 + 8v_\chi^2) + \frac{\lambda_5}{2}(v_\phi^2 + 8v_\chi^2) = \left(\frac{M_1}{4v_\chi} + \frac{\lambda_5}{2}\right)v^2. \quad (1.22)$$

Por otro lado, la masa de los singletes queda determinada por

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left[\mathcal{M}_{11}^2 + \mathcal{M}_{22}^2 \mp \sqrt{(\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2)^2 + 4(\mathcal{M}_{12}^2)^2} \right], \quad (1.23)$$

donde

$$\mathcal{M}_{11}^2 = 8\lambda_1v_\phi^2, \quad (1.24)$$

y

$$\mathcal{M}_{22}^2 = \frac{M_1v_\phi^2}{4v_\chi} - 6M_2v_\chi + 8(\lambda_3 + 3\lambda_4)v_\chi^2. \quad (1.25)$$

De la lagrangiana cinética (1.10) se pueden obtener las interacciones entre los bosones de norma del ME y todos los nuevos escalares predichos por el modelo de GM. El conjunto completo para las reglas de Feynman del modelo puede encontrarse en [43, 24].

1.2. El vértice WWV en el modelo de GM

Regresando a los detalles de nuestro cálculo, necesitamos considerar todos los posibles vértices que puedan contribuir a nivel de un lazo al cálculo del vértice WWV . Además del vértice usual del ME del tipo W^-W^+V ($V = \gamma, Z$), en el modelo de GM pueden surgir las siguientes interacciones $\phi_A^\mp \phi_A^\pm V$, $\phi_A^\mp \phi_A^{\pm\pm} V$, $\phi_A^\mp \phi_B^{\pm\pm} W^\mp$, $\phi_A^\mp \phi_B^0 W^\pm$, $\phi_A^\mp \tilde{\phi}_B^0 W^\pm$,

CAPÍTULO 1. EL VÉRTICE WWV ($V = \gamma, Z$).
1.2. EL VÉRTICE WWV EN EL MODELO DE GM

$W^\mp W^\mp \phi_A^{\pm\pm}$, donde $\phi_I^0 = h, H, H_5^0, \tilde{\phi}_I^0 = H_3^0, \phi_I^\mp = H_3^\mp, H_5^\mp$, y $\phi_I^{\mp\mp} = H_5^{\mp\mp}$ ($I = A, B$). Además, el bosón de norma Z tiene acoplamientos extra de la forma $\phi_A^\mp W^\pm Z, \phi_A^\mp \phi_B^\pm Z, \phi_A^0 ZZ$, y $\phi_A^0 \tilde{\phi}_B^0 Z$. Resulta que todos estos vértices son de tres diferentes tipos, esto es, $X_A X_A V$ (tres bosones de norma), $\phi_A \phi_B X_C$ (dos bosones escalares y un bosón de norma), y $\phi_A X_B X_C$ (un bosón escalar y dos bosones de norma), donde ϕ_I ($I = A, B$) representa a un escalar neutro, cargado o doblemente cargado; mientras que X_J ($J = A, B, C$) representa un bosón de norma neutro o cargado. Evidentemente, los vértices permitidos están dictados por conservación de la carga eléctrica, la simetría de Bose, la invarianza ante CP (siempre y cuando se asuma su conservación), etcetera. No obstante, la estructura de Lorentz es similar para cada tipo de vértice, y, por lo tanto, para sus respectivas reglas de Feynman, las cuales pueden derivarse de las siguientes densidades lagrangianas

$$\mathcal{L}_{X_A X_A V} = ig_{X_A X_A V} \left(X_{A\mu\nu}^\dagger V^{\mu\nu} - X_A^{\mu\nu} X_{A\mu}^\dagger V_\nu + V^{\mu\nu} X_{A\mu}^\dagger X_{A\nu} \right), \quad (1.26)$$

$$\mathcal{L}_{\phi_A \phi_B X_C} = ig_{\phi_A \phi_B X_C} X_C^\mu \phi_A^\dagger \overleftrightarrow{\partial}_\mu \phi_B, \quad (1.27)$$

y

$$\mathcal{L}_{X_A X_B \phi_C} = g_{X_A X_B \phi_C} X_A^\mu X_{B\mu} \phi_C, \quad (1.28)$$

donde $X_A^{\mu\nu} = \partial^\mu X_A^\nu - \partial^\nu X_A^\mu$ y hemos considerado que existe conservación de la simetría CP .

En el caso cuando $V = \gamma$, los únicos vértices permitidos son $WW\gamma, \phi^\mp \phi^\pm \gamma$, y $\phi^{\mp\mp} \phi^{\pm\pm} \gamma$, mientras que el bosón de norma Z incorpora también acoplamientos no diagonales tanto a escalares neutros como cargados.

De las ecuaciones (1.26) - (1.28) pueden derivarse reglas de Feynman efectivas, las cuales se presentan en la Fig. 1.2. De esta manera, podemos realizar un cálculo independiente del modelo y expresar nuestros resultados en términos de las constantes de acoplamiento y las masas de las partículas que participan en los diagramas de Feynman. En particular, las constantes de acoplamiento para los vértices permitidos dentro del modelo de GM pueden encontrarse en el apéndice 1.2.

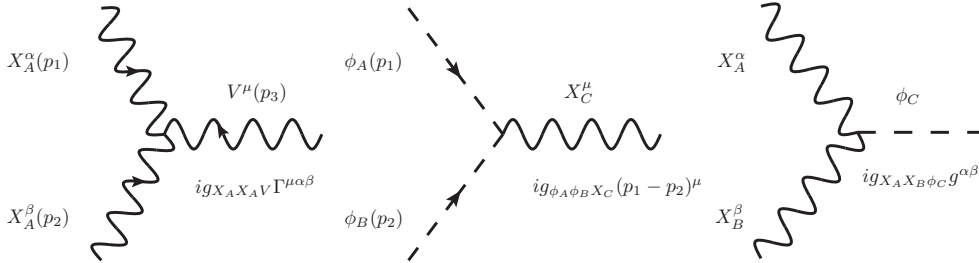


Figura 1.2: Reglas de Feynman genéricas para los vértices relevantes involucrados en nuestro cálculo. Las flechas representan la dirección del cuadrimomento y $\Gamma_{\mu\alpha\beta} = g_{\mu\alpha}(p_1 - p_3)_\beta + g_{\alpha\beta}(p_2 - p_1)_\mu + g_{\beta\mu}(p_3 - p_2)_\alpha$. $V = \gamma, Z$, ϕ_I ($I = A, B, C$) denota a un bosón escalar neutro, cargado o doblemente cargado y X_J ($J = A, B$) representa a un bosón de norma neutro o cargado. La carga eléctrica y las propiedades ante CP de las partículas en cada vértice son dictadas por conservación de la carga, la simetría de Bose, la invarianza ante CP , etc.

1.2.1. Los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V en el modelo GM

Ahora presentamos las contribuciones a nivel de un lazo provenientes del sector escalar del modelo de GM a los factores $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V . En este modelo, las nuevas contribuciones surgen a través de diagramas triangulares genéricos (los diagramas de burbuja no presentan contribuciones) que pueden ser clasificados de acuerdo al número de partículas diferentes circulando en el lazo. En la Fig. 1.3 se muestra a los diagramas de Feynman que presentan contribuciones tanto al vértice $WW\gamma$ como al vértice WWZ . Estos diagramas incluyen únicamente dos partículas diferentes circulando dentro del lazo, ya que estos involucran únicamente acoplamientos diagonales de la forma $\phi_A\phi_AV$ y X_AX_AV .

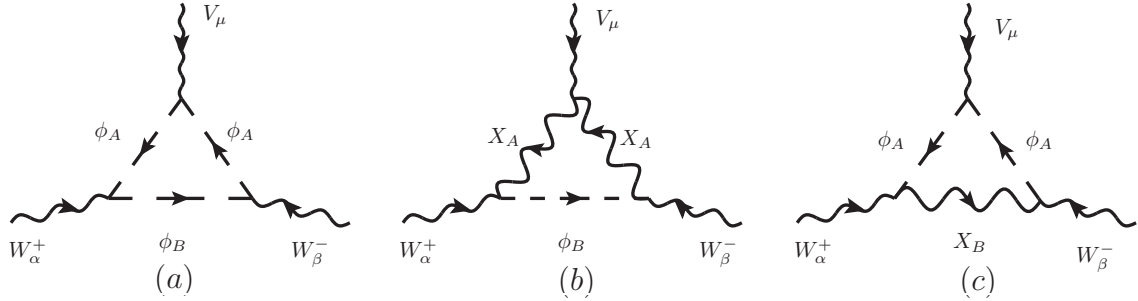


Figura 1.3: Diagramas de Feynman genéricos para las contribuciones de nuevas partículas escalares a los vértices $WW\gamma$ y WWZ , los cuales involucran únicamente dos partículas virtuales diferentes. Las flechas representan la dirección de los cuadrimomentos. Las posibles combinaciones de partículas internas están dadas por los vértices permitidos en cada modelo en particular. Por ejemplo, cuando $V = \gamma$, las siguientes cargas eléctricas para las partículas internas son posibles en el modelo de GM, en unidades de la carga del positrón: si $Q_A = -1$ entonces $Q_B = 0$, si $Q_A = 1$ entonces $Q_B = 2$, si $Q_A = -2$ entonces $Q_B = -1$.

En contraste con los acoplamientos del fotón a un par de bosones escalares cargados, los cuales forzosamente deben ser diagonales debido a invarianza de norma, el bosón Z puede presentar acoplamientos no diagonales a un par de escalares neutros o cargados. Por lo tanto, además de los diagramas de la Fig. 1.3, los factores de forma $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z pueden recibir contribuciones extras de los diagramas de Feynman mostrados en la Fig. 1.4, los cuales involucran a tres partículas diferentes circulando dentro del lazo. Hemos obtenido las contribuciones de todos estos diagramas a los factores $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V .

Antes de presentar nuestros resultados es importante mencionar algunas consideraciones hechas en nuestro cálculo

- Los diagramas de Feynman fueron evaluados utilizando la norma unitaria. Con el objetivo de verificar nuestros resultados a la hora de resolver las integrales del lazo, hemos utilizado dos métodos diferentes tanto la técnica de parametrización de Feynman como la de Passarino-Veltman.
- Hemos verificado que todas las contribuciones a los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V provenientes de los diagramas de burbuja que involucran vértices con cuatro patas (dos bosones escalares y dos bosones de norma) son cero. Por lo tanto, las únicas contribuciones surgen de diagramas de triángulo.

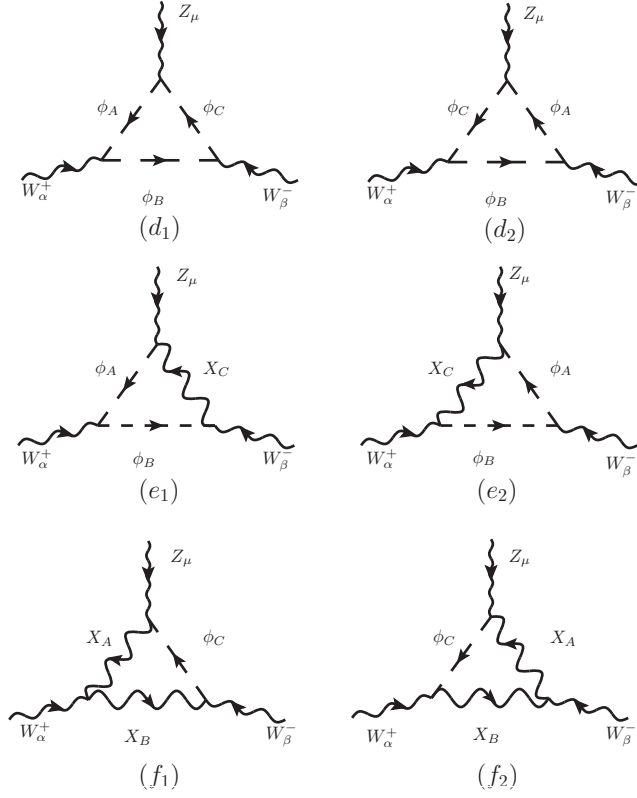


Figura 1.4: Contribuciones extra para los factores de forma $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z provenientes de acoplamientos no diagonales. Como se explicó anteriormente, los posibles conjuntos para las partículas internas quedan determinados por los vértices permitidos en un modelo en particular.

- Las condiciones de capa de masa y la condición de transversalidad para los bosones de norma nos permiten hacer los siguientes reemplazos

$$Q^2 = \frac{m_V^2}{4}, \quad p \cdot Q = 0, \quad p^2 = m_W^2 - \frac{m_V^2}{4}, \quad (1.29)$$

y

$$p_\alpha \rightarrow Q_\alpha, \quad p_\beta \rightarrow -Q_\beta, \quad p_\mu \rightarrow 0, \quad (1.30)$$

lo cual conducirá a una simplificación considerable en nuestro cálculo.

- En vez de tratar de manera independiente a los vértices $WW\gamma$ y WWZ , hemos realizado el cálculo general del vértice WWV . De esta manera, se ha hecho un cálculo independiente del modelo utilizando reglas de Feynman genéricas, las cuales se muestran en la Fig. 1.2. Los resultados para las contribuciones de cada diagrama de Feynman se presentan en términos de funciones de un lazo, dadas como integrales paramétricas y también en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman multiplicadas por un factor que involucra a los acoplamientos genéricos asociados a cada vértice que participa en un diagrama en particular. Las contribuciones a

los factores de forma de los vértices $WW\gamma$ y WWZ pueden obtenerse de nuestras expresiones genéricas tomando el límite de masa apropiado y sustituyendo los acoplamientos del modelo de GM o cualquier otro modelo que se considere.

- Se ha corroborado que la amplitud del vértice WWV puede ser escrita en la forma de la ecuación (1.2) y también que todas las contribuciones a los factores $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V se encuentran libres de divergencias ultravioletas.

A continuación presentamos nuestros resultados. Una vez que la amplitud para cada diagrama se ha escrito con la ayuda de las reglas de Feynman de la Fig. 1.2, hemos empleado la técnica de parametrización de Feynman y el método Passarino-Veltman para manejar las integrales de un lazo, y después de un poco de álgebra engorrosa es posible expresar las contribuciones a los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V de cada diagrama de Feynman de la Fig. 1.3 de la siguiente manera

$$\Delta\kappa_V^i = -\frac{C_V^i}{16\pi^2} I_\kappa^{V-i}(x_A, x_B, x_V), \quad (1.31)$$

$$\Delta Q_V^i = -\frac{C_V^i}{16\pi^2} I_Q^{V-i}(x_A, x_B, x_V), \quad (1.32)$$

donde $V = Z, \gamma$ y $i = a, b, c$. Se ha introducido la variable de escala $x_I = m_I^2/m_W^2$ ($I = A, B$), donde m_A y m_B denotan las masas de las partículas que circulan en cada uno de los diferentes diagramas. Es importante notar que, m_A y m_B , y, por lo tanto, x_A y x_B , son diferentes para cada diferente tipo de contribución. En lo que respecta a las funciones de un lazo I_κ^{V-i} y I_Q^{V-i} , ellas están representadas en el apéndice A.2 en términos de integrales paramétricas e integrales de Passarino-Veltman junto con la forma explícita de los factores C_V^i , los cuales están dados en términos de las constantes de acoplamiento de los vértices involucrados en cada diagrama de Feynman. Estos coeficientes se presentan en el apéndice A.3 para cada posible contribución que surge en el modelo de GM.

Como se explicó anteriormente, los factores de forma $\Delta\kappa_\gamma^i$ y ΔQ_γ^i pueden ser obtenidos tomando el límite $m_V \rightarrow 0$ de las expresiones generales (1.31)-(1.32) y de las funciones de un lazo que se presentan en el apéndice A.2. Las respectivas funciones de un lazo resultantes para $I_{\kappa, Q}^{\gamma-i}$ también se muestran en el apéndice A.2. Es importante mencionar que hemos verificado que estas expresiones estén en acuerdo con los resultados presentados en la Ref. [63], donde se estudió el vértice $WW\gamma$ en el contexto de los modelos con un Higgs ligero.

En lo que respecta a los diagramas de Feynman de la Fig. 1.4, estos únicamente contribuyen al vértice WWZ y a sus respectivos factores de forma, los cuales dependen ahora en tres diferentes masas de las partículas internas. Estas contribuciones pueden escribirse como

$$\Delta\kappa_Z^i = -\frac{C_Z^i}{16\pi^2} I_\kappa^{Z-i}(x_A, x_B, x_C, x_Z), \quad (1.33)$$

$$\Delta Q_Z^i = -\frac{C_Z^i}{16\pi^2} I_Q^{Z-i}(x_A, x_B, x_C, x_Z). \quad (1.34)$$

Esta vez el superíndice i representa las contribuciones totales de los diagramas i_1 y i_2 , con $i = d, e, f$. Nuevamente, las expresiones para las funciones de un lazo, en términos de

integrales paramétricas e integrales escalares de Passarino-Veltman, pueden encontrarse en el apéndice A.2.

Una vez que las expresiones generales para los diferentes tipos de contribuciones han sido obtenidas, podemos calcular la contribución total del sector escalar de algún modelo en particular al considerar la suma de todas las contribuciones parciales. En este trabajo, presentamos un análisis numérico de las contribuciones del modelo de GM. Con el objetivo de verificar nuestra evaluación numérica por distintos métodos hemos utilizado rutinas numéricas del software Mathematica para evaluar las integrales paramétricas, y, de una manera independiente, hemos comparado los resultados evaluando las expresiones dadas en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman [65], con la ayuda de rutinas numéricas de Looptools [45, 72].

1.2.2. Constricciones sobre los parámetros del modelo de GM

Para poder realizar una evaluación numérica realista de las contribuciones del modelo de GM a los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V , resulta necesario tomar en cuenta las restricciones actuales sobre el espacio de parámetros del modelo. En particular, nuestros resultados dependen de cinco parámetros libres, a decir, el ángulo de mezcla para los singletes α , el ángulo de mezcla entre el doblete y el triplete θ_H , y las masas para el nuevo singlete m_H , el triplete m_{H_3} , y el quintuplete m_{H_5} .

Un estudio reciente sobre las constricciones del modelo de GM a partir de la física de mesones B y observables de precisión electrodébiles puede encontrarse en [48], donde se establece un límite sobre el VEV del triplete $v_\chi \leq 65$ GeV, el cual surge de la medición del proceso $b \rightarrow s\gamma$, y se traduce en la cota más restrictiva $\sin\theta_H \leq 0,75$. Por otro lado, las mediciones actuales de los acoplamientos y producción del Higgs correspondiente al ME en LHC [55, 27] imponen de manera directa los valores permitidos para el plano $\theta_H - \alpha$ [23].

En lo que respecta a las masas de los nuevos bosones escalares, límites experimentales en la masa del quintuplete han sido derivadas por la colaboración ATLAS usando la medición de la sección eficaz para la producción de $WWjj$ [22]. Además, constricciones teóricas a partir de conceptos de unitariedad y estabilidad electrodébil del vacío exigen que la masa de todos los escalares del modelo de GM sean menores que 1 TeV [24, 11, 9, 47]. Estas constricciones fueron obtenidas asumiendo una simetría Z_2 en el potencial escalar, esto con el objetivo de reducir el número de parámetros libres. Sin embargo, un estudio presentado en la referencia [47] muestra que cuando se considera el potencial escalar más general posible (1.12), existe un límite de desacoplo que permite considerar masas pesadas para los nuevos bosones escalares. Por lo tanto, resulta interesante considerar los efectos cuando las masas de los nuevos escalares pueden ser mayores que 1 TeV.

1.2.3. Los factores de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ

La lista de todas las posibles contribuciones del modelo de GM a $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ puede encontrarse en las tablas A.3-A.5 del apéndice A.3, en estas tablas se incluye la lista de partículas circulando en cada lazo y la forma explícita de los correspondientes factores C_V^i . Excluyendo las contribuciones puras del ME, los factores de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ reciben 10 contribuciones provenientes de diagramas tipo (a), 3 de diagramas tipo (b) y 2 de diagramas tipo (c). Debe notarse que todas las nuevas partículas escalares participan en los

digramas (a), mientras que los diagramas (b) únicamente reciben contribuciones de los escalares del nuevo singlete y el quintuplete, y, finalmente los diagramas tipo (c) únicamente involucran los escalares del quintuplete. Examinaremos ahora el comportamiento general de $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ como función de las masas de los bosones escalares. Para las contribuciones de los diagramas tipo (b) y tipo (c) mostramos en la Fig. 1.5 a los factores de forma como función de la masa del bosón escalar que circula dentro del lazo, mientras que para el diagrama tipo (a) consideramos dos escenarios: cuando ambos escalares están degenerados y cuando una masa de los bosones escalares está fija y la otra puede variar.

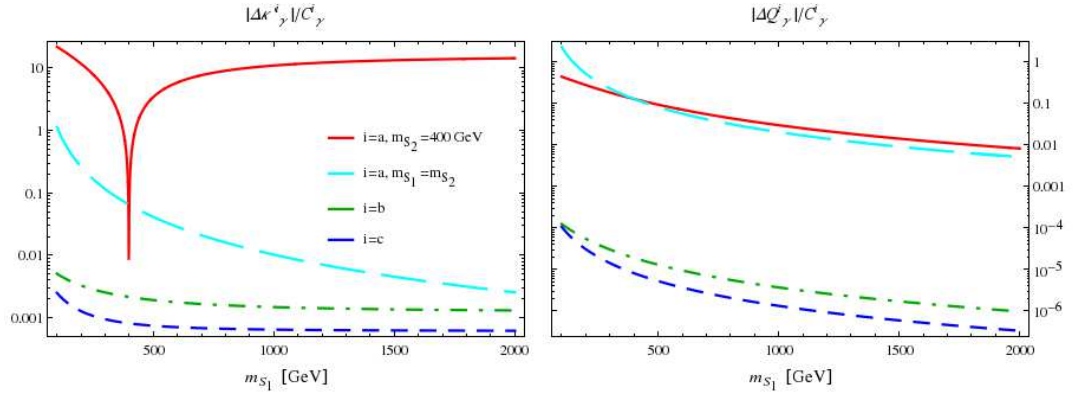


Figura 1.5: Comportamiento de las contribuciones de los diagramas de la Fig. 1.3 a los factores de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ como función de las masas de los bosones escalares que circulan dentro del lazo para cada tipo de contribución dividido por los coeficientes C_γ^i y expresado en unidades de $a = g^2/(96\pi^2)$. Mientras que la contribución tipo-(a) depende en la masa de dos bosones escalares m_{S_1} y m_{S_2} , las contribuciones tipo-(b) y tipo-(c) dependen únicamente en la masa de un sólo bosón escalar m_{S_1} .

Primero discutimos el comportamiento de $\Delta\kappa'_\gamma$ (parte izquierda de la Fig. 1.5). En cuanto a las contribuciones tipo (a), estas dependen en las masas de los dos bosones escalares S_1 y S_2 y de manera más precisa en la diferencia entre ellas $\Delta m_{21} = m_{S_2}^2 - m_{S_1}^2$. Cuando la diferencia desaparece o es demasiado pequeña, $m_{S_2} \simeq m_{S_1}$, esta contribución decrece rápidamente cuando m_{S_1} aumenta (línea discontinua), pero tiende a un valor constante diferente de cero cuando la diferencia llega a ser grande (línea sólida), lo cual se encuentra en concordancia con el teorema del desacoplo como se discute en la referencia [70]. Vale la pena mencionar que la fuerte caída que se observa en la línea sólida se debe a un cambio de signo en el factor de forma, el cual puede llegar a ser importante, ya que puede haber grandes cancelaciones entre las contribuciones debidas a este cambio de signo. Por otro lado, las contribuciones tipo (b) y tipo (c) únicamente dependen en la masa de un solo bosón escalar y ellas son más grandes para un bosón escalar ligero, pero decrecen rápidamente cuando la masa del bosón escalar se incrementa. Es importante notar que las constantes $C_\gamma^{b,c}$ son proporcionales a un factor del VEV v , así la intensidad de este tipo de contribuciones se incrementará alrededor de dos ordenes de magnitud con respecto a los valores mostrados en las gráficas. Aún cuando la masa de los bosones escalares

es relativamente ligera, la contribución tipo (a) es la dominante, excepto para masas degeneradas, cuando todas las contribuciones son de la misma intensidad. En resumen, la contribución dominante $\Delta\kappa'_\gamma$ se espera que surja de los diagramas tipo (a), excepto por una posible supresión debida al factor C_γ^i y posibles cancelaciones entre distintas contribuciones. El valor más grande para $\Delta\kappa'_\gamma$ se alcanza cuando la masa de los bosones escalares m_{S_1} y m_{S_2} son relativamente ligeras o cuando existe una gran diferencia de masa Δm_{12} .

Ahora analizaremos el factor de forma ΔQ_γ , cuya dependencia en la masa de los bosones escalares se muestra en la gráfica derecha de la Fig. 1.5. Se puede observar que este factor de forma exhibe un comportamiento diferente al factor $\Delta\kappa'_\gamma$. Aunque la contribución tipo (a) es también mayor que las contribuciones tipo (b) y tipo (c), en este caso no hay dependencia en la diferencia entre las masas Δm_{21} y todas las contribuciones decrecen cuando al menos una de las masas de los bosones escalares se hace grande. Sin embargo, la disminución en ΔQ_γ cuando m_{S_1} se incrementa es menos pronunciada que en el caso de $\Delta\kappa'_\gamma$. Por lo tanto, excepto por una posible supresión debida a la intensidad de los coeficientes C_γ^i y posibles cancelaciones entre las diferentes contribuciones, la contribución más grande a ΔQ_γ surgirá de los diagramas tipo (a) cuando la masa de todos los bosones escalares es ligera. La contribución a este factor de forma es dominada por el escalar más pesado que circula dentro del lazo para los diagramas tipo (a) y estará muy suprimida, aún cuando la masa de los otros escalares sea ligera. En los diagramas tipo (b) y tipo (c) existe una fuerte supresión para bosones escalares pesados.

Cuando se sumen todas las posibles contribuciones parciales a $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ pueden surgir supresiones extras debido a la intensidad y signo de los coeficientes C_γ^i , así como al comportamiento de las funciones de un lazo. Por ejemplo, sabemos que s_H está limitado a ser del orden de 10^{-1} , y, por lo tanto, cualquier contribución proporcional a este parámetro tendrá un factor de supresión del orden de 10^{-2} y por lo tanto será despreciable, a menos que las contribuciones remanentes estén igualmente suprimidas. Todas las contribuciones de este tipo surgen de diagramas que involucran un bosón de norma y un bosón escalar del quintuplete. Por lo tanto, todas las contribuciones del tipo (c) y las contribuciones 2 y 3 del tipo (b) (véase los diferentes números de contribución de la tabla A.3 a la tabla A.8) se encontrarán dos ordenes de magnitud por debajo de las contribuciones remanentes, aunque existe una región del espacio de parámetros en la cual todas las contribuciones se encuentran igualmente suprimidas. Más aún, la contribución número 1 tipo (b) surge del lazo con el bosón de norma W y el bosón escalar H , siendo proporcional al cuadrado del coeficiente $f_H = \frac{1}{6}(3c_H s_\alpha - 2\sqrt{6}s_H c_\alpha)$, el cual es muy pequeño para s_α y s_H . Por lo tanto, en la mayoría de la región permitida del espacio de parámetros, la contribución más grande surgirá de los diagramas tipo (a) con dos bosones escalares no degenerados, aunque el diagrama que incluye el bosón de Higgs del ME y un bosón escalar neutro del triplete está considerablemente suprimido ya que el coeficiente g_h^2 está igualmente suprimido. Además, debido al relativo cambio de signo entre contribuciones diferentes, pueden existir grandes cancelaciones una vez que todas las contribuciones tipo (a) sean consideradas, y, por lo tanto, pueden existir regiones del espacio de parámetros donde todas las tres contribuciones sean del mismo tamaño.

Todas las propiedades discutidas anteriormente serán reflejadas en el comportamiento general de la contribución total del modelo de GM a los factores de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ , el cual hemos evaluado en función de las masas de los bosones escalares. Para los valores

de los ángulos de mezcla hemos usado dos combinaciones de valores pertenecientes al área permitida de la región de parámetros determinada por los autores de la referencia [28], en donde consideran el estudio de la producción de los estados del quintuplete en el LHC. Por lo tanto, consideramos el conjunto de valores $(s_H, s_\alpha) = (0, 1, 0, 2)$ y $(s_H, s_\alpha) = (0, 1, -0, 3)$, los cuales permiten ilustrar el comportamiento de $\Delta\kappa'_\gamma$. Con respecto a las masas de los bosones escalares, fijamos el valor de la masa del singlete escalar m_H en dos valores 400 y 1000 GeV, y graficamos en la Fig. 1.6 las líneas de contorno de $\Delta\kappa'_\gamma$ en el plano m_{H_3} vs m_{H_5} . En todas estas gráficas las contribuciones principales a $\Delta\kappa'_\gamma$ surgen de los diagramas tipo (a), aunque en algunas regiones las contribuciones tipo (b) pueden ser de similar tamaño. Podemos observar que para m_H pequeña (gráficas izquierdas), las contribuciones más grandes se alcanzan para valores grandes de m_{H_3} y valores pequeños de m_{H_5} y viceversa (area tenue). La región en la cual m_{H_3} y m_{H_5} son casi degeneradas aparece en las gráficas como una banda negra y es la región en la cual $\Delta\kappa'_\gamma$ alcanza su valor mínimo. Por otro lado, cuando m_H es grande (gráficas derechas) podemos observar que $\Delta\kappa'_\gamma$ alcanza su máximo valor para valores grandes de m_{H_3} y valores pequeños de m_{H_5} , pero en este caso no existe un incremento cuando m_{H_5} es grande y m_{H_3} permanece pequeño, debido a que existen cancelaciones entre las distintas contribuciones. La banda negra donde este factor alcanza sus valores mínimos ahora se ha desplazado hacia arriba pero en general comprende el área donde la masa de los tres bosones escalares es grande y por lo tanto aproximadamente degeneradas, esto es, en las esquinas derechas superiores de las gráficas. Sin embargo, independientemente del valor de s_α , en general los valores más grandes de $\Delta\kappa'_\gamma$ corresponden a los escenarios donde existe una gran diferencia entre las masas de los bosones escalares y los valores más pequeños corresponden al caso cuando las tres masas son grandes o degeneradas. Los valores más grandes de $\Delta\kappa'_\gamma$, en la región explorada del espacio de parámetros, es del orden de a . En general las contribuciones más grandes surgen de las contribuciones 2, 4, 5, 7 del tipo (a), pero cuando todas las masas de los bosones escalares están degeneradas estas contribuciones se encuentran suprimidas y son de igual tamaño que la contribución 1 tipo (b), la cual en general se encuentra mayormente suprimida que las contribuciones tipo (a).

Ahora revisemos el comportamiento del factor de forma ΔQ_γ . Consideraremos los mismos escenarios que en el caso del factor $\Delta\kappa'_\gamma$ y mostramos los resultados en la Fig. 1.7, donde se muestra una gráfica de contorno para ΔQ_γ en el plano m_{H_5} vs m_{H_3} . Como discutimos anteriormente, en las contribuciones tipo (a) no existe dependencia en la diferencia de masas de los bosones escalares y ellas decrecen rápidamente cuando al menos una de las masas de los bosones escalares crece. Por lo tanto, las contribuciones tipo (a) alcanzarán sus máximos valores en la región donde las masas de ambos escalares que circulan en el lazo son relativamente ligeras. En cuanto a las contribuciones tipo (b), ellas tienen un comportamiento similar a las contribuciones tipo (a), ya que ellas decrecen cuando la masa del bosón escalar se incrementa, aunque en general son más pequeñas que las contribuciones tipo (a), algo similar ocurre con las contribuciones tipo (c). El comportamiento de la contribución total para ΔQ_γ será por tanto dominada por las contribuciones tipo (a) y resulta mayor para masas ligeras y degeneradas de los bosones escalares. Esto se ilustra en las cuatro gráficas de la Fig. 1.7, en las cuales las mayores contribuciones se alcanzan para masas pequeñas y degeneradas y estas decrecen cuando cualquiera de las masas m_{H_3} o m_{H_5} crecen, aunque este decremento se mantiene irrelevante hasta masas alrededor de 800 GeV. En este caso, las contribuciones dominantes surgen de las contribuciones 6, 8 y 10

CAPÍTULO 1. EL VÉRTICE WWV ($V = \gamma, Z$).
1.2. EL VÉRTICE WWV EN EL MODELO DE GM

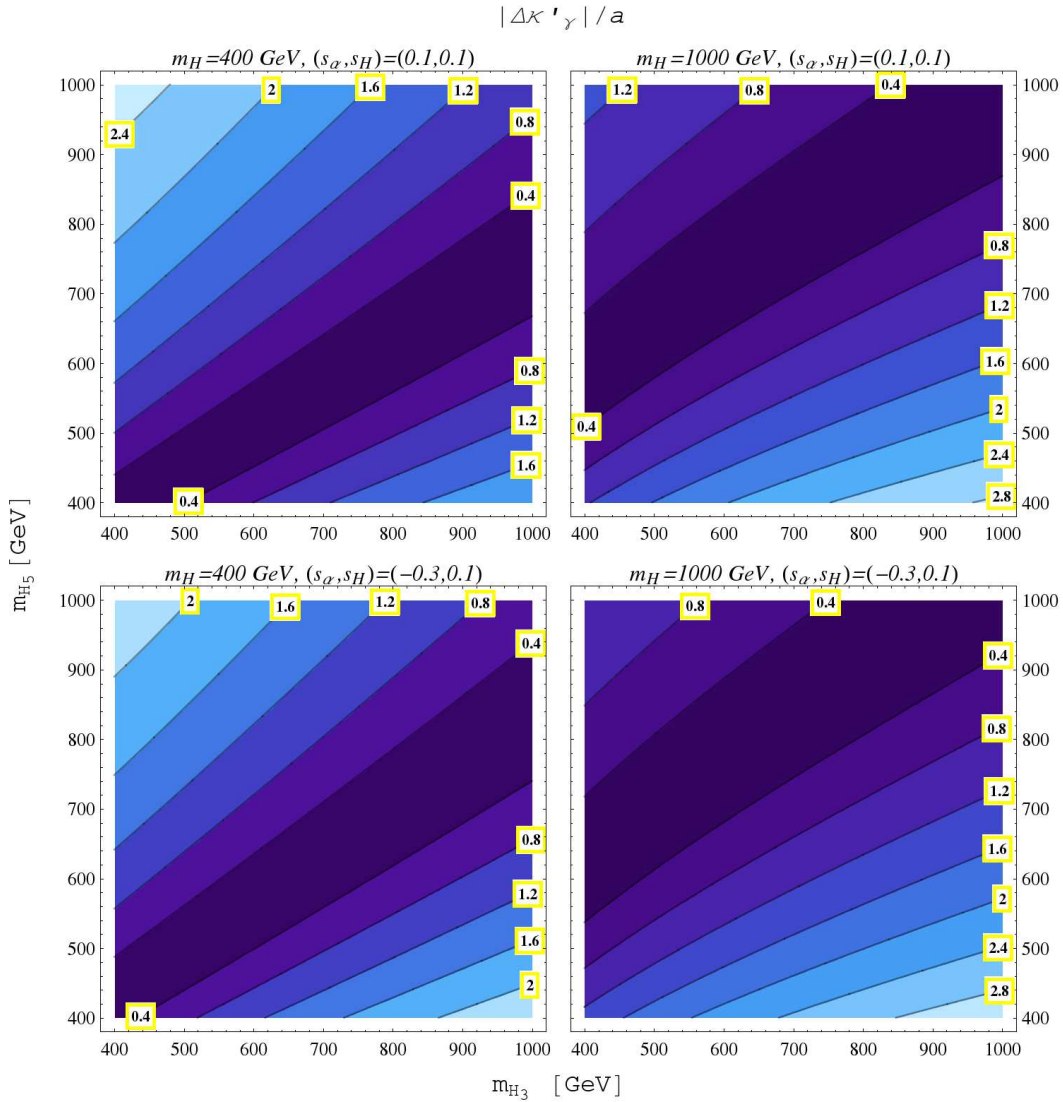


Figura 1.6: Gráfica de contorno para el factor de forma $\Delta\kappa'_{\gamma}$ en el modelo de GM en el plano m_{H_3} vs m_{H_5} considerando un valor fijo para m_H y los ángulos de mezcla s_H y s_{α} , tal como se muestra en las etiquetas de la figura.

de los diagramas tipo (a). Cuando todas las masas de los bosones escalares son ligeras, la contribución 2 del tipo (a) es de similar tamaño que las contribuciones 6, 8 y 10, mientras que todas las demás contribuciones se encuentran suprimidas debido al valor pequeño de sus respectivos coeficientes C_{γ}^a . En general, los valores más grandes alcanzados por ΔQ_{γ} son del orden del uno por ciento de a y existe una ligera dependencia en el valor de s_{α} .

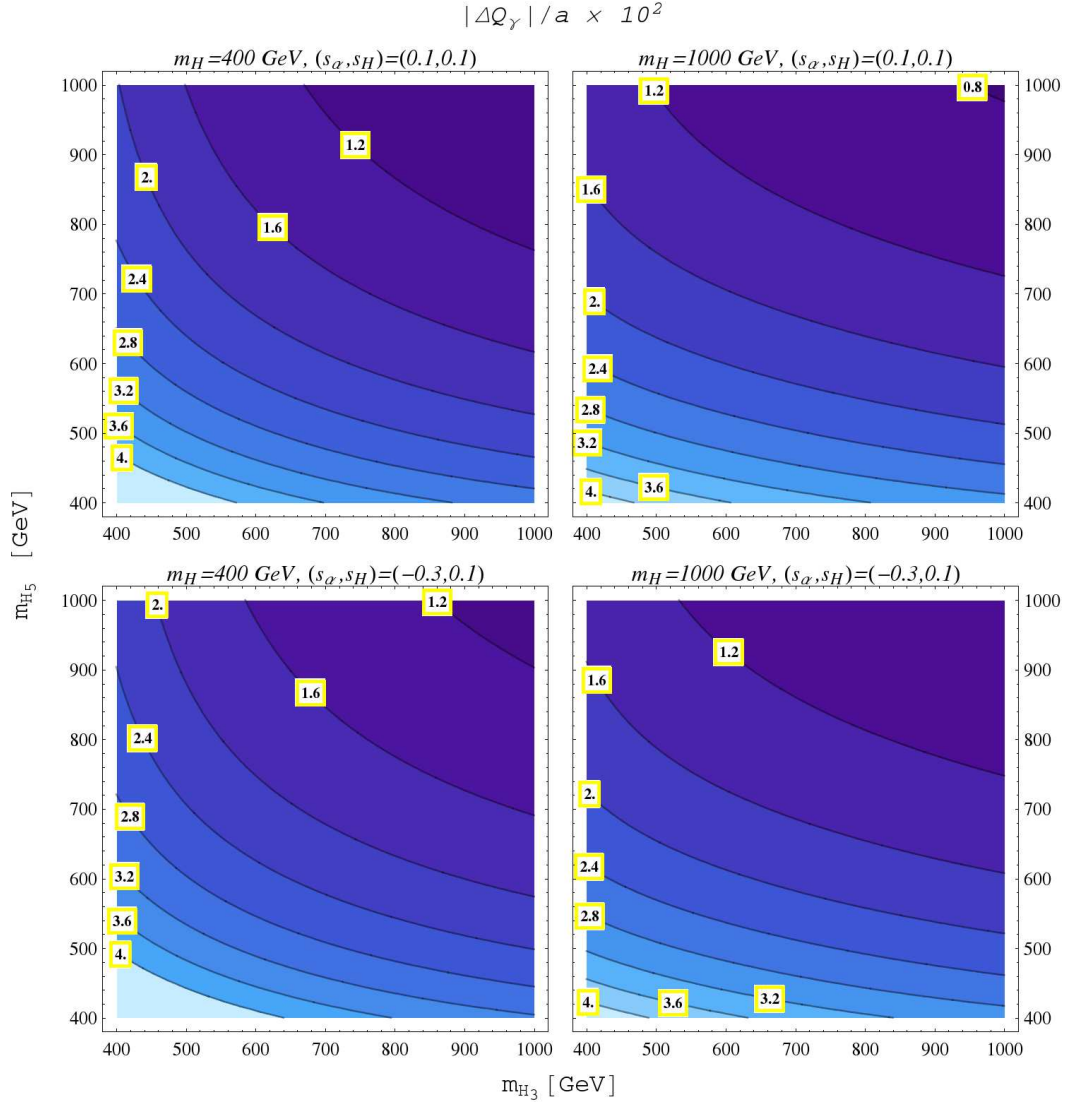


Figura 1.7: Lo mismo que en la Fig. 1.6, pero para el factor de forma ΔQ_γ .

1.2.4. Los factores de forma $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z .

Ahora analizaremos los factores de forma $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z , para los cuales seguiremos un enfoque similar al usado anteriormente. De esta manera comenzamos por estudiar el comportamiento general de los distintos tipos de contribuciones. Además de los diagramas presentados en la Fig. 1.3, existen contribuciones adicionales debido a los diagramas de la Fig. 1.4. En lo que respecta a las contribuciones tipo (a), (b) y (c), sus comportamientos son muy similares a los observados en la Fig. 1.5, por lo tanto nos enfocaremos en el análisis de las contribuciones extra, cuyos comportamientos resultan de cierta manera similares a las contribuciones de los diagramas (a), (b) y (c). Tal y como se muestra en el apéndice A.3, en el modelo de GM existen 7 contribuciones del tipo (d), 4 contribuciones del tipo

(e) y 3 contribuciones del tipo (f). Aunque nuestros resultados generales nos permiten calcular las contribuciones tipo (d) con tres bosones escalares no degenerados con masas m_{S_1} , m_{S_2} y m_{S_3} , en el modelo de GM todas las masas de los estados de un multiplete se encuentran degeneradas. Esto significa que las contribuciones tipo (d) surgen de diagramas que involucran a lo más dos escalares degenerados. También, aunque las contribuciones tipo (e) surgen de diagramas que pueden tener dos distintos bosones escalares, sus masas se encuentran degeneradas y existe dependencia en una sola masa, algo similar también es cierto para las contribuciones tipo (f). Por lo tanto, esperamos que las contribuciones tipo (d) sean las dominantes para el factor $\Delta\kappa'_Z$ siempre y cuando exista una gran diferencia entre las masas de los bosones escalares, mientras que las contribuciones tipo (e) y tipo (f) serán únicamente importantes para masas relativamente ligeras de los escalares. Esto se muestra en la Fig. 1.8, donde mostramos el comportamiento de los factores $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z para todos los escenarios permitidos en el modelo de GM. Para las contribuciones tipo (d) consideramos tres escenarios: m_{S_3} fija y $m_{S_2} = m_{S_1}$ variables, $m_{S_3} = m_{S_2}$ fijas y m_{S_1} variable, y las tres masas de los bosones escalares degeneradas $m_{S_3} = m_{S_2} = m_{S_1}$. Por otro lado, para las contribuciones tipo (e) únicamente consideramos el caso cuando los dos bosones escalares están degenerados. En la Fig. 1.8, se puede observar que $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z tienen un comportamiento similar al que presentan los factores de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ . En particular, las contribuciones más grandes a $\Delta\kappa'_Z$ se alcanzan cuando existe una gran diferencia en la masa de los bosones escalares o cuando todos los escalares que circulan en cada lazo son relativamente ligeros. Sin embargo, el decremento en $\Delta\kappa'_Z$ para valores grandes de m_{S_1} es ahora menos rápido que en el caso de $\Delta\kappa'_\gamma$. Nuevamente, el factor C_Z^i es proporcional a v para las contribuciones tipo (e) y tipo (f), por lo tanto los valores mostrados en las gráficas aumentará en dos ordenes de magnitud para estas contribuciones. En lo que respecta a ΔQ_Z , este alcanzará su valor más grande para las masas más pequeñas permitidas, como ocurre en el caso de ΔQ_γ . Cuando la masa de todos los escalares es muy pesada, ellos serán aproximadamente degenerados, en este caso ΔQ_Z disminuirá considerablemente. Supresiones extra y cancelaciones potenciales para ambos factores de forma pueden surgir de los coeficientes C_Z^i , tal y como ocurre en el caso de los factores de forma electromagnéticos.

En la Fig. 1.9 presentamos las gráficas de contorno para el factor $\Delta\kappa'_Z$ utilizando los mismos valores del conjunto de parámetros usados anteriormente. A pesar de las contribuciones extra, el comportamiento de este factor de forma es ciertamente similar al del factor $\Delta\kappa'_\gamma$. Se puede notar que todas las contribuciones del tipo (c), (e) y (f) presentan una supresión extra debido a el factor s_H^2 que aparece en los respectivos coeficientes C_Z^i , y, por lo tanto, las principales contribuciones surgirán de los diagramas tipo (a) y tipo (d), y en menor medida de la contribución 1 tipo (b). Todas las demás contribuciones son importantes únicamente en regiones del espacio de parámetros donde las contribuciones dominantes estén suprimidas por las respectivas funciones de lazo. En lo que respecta al escenario $s_\alpha = 0,1$, podemos observar, en la parte superior izquierda de la gráfica, en la cual utilizamos el valor de $m_H = 400$ GeV, que las mayores contribuciones surgen cuando m_{H_3} o m_{H_5} son grandes, mientras que en la parte superior derecha de la gráfica observamos que existe un incremento únicamente cuando m_{H_3} es grande y m_{H_5} permanece pequeño, pero esto no ocurre en el caso contrario. Esto significa que existen cancelaciones entre las contribuciones cuando m_{H_5} y m_H son grandes y por lo tanto la contribución total no se incrementa a pesar de la gran diferencia de masa entre m_{H_5} y m_{H_3} . Cuando las tres

CAPÍTULO 1. EL VÉRTICE WWV ($V = \gamma, Z$).
1.2. EL VÉRTICE WWV EN EL MODELO DE GM

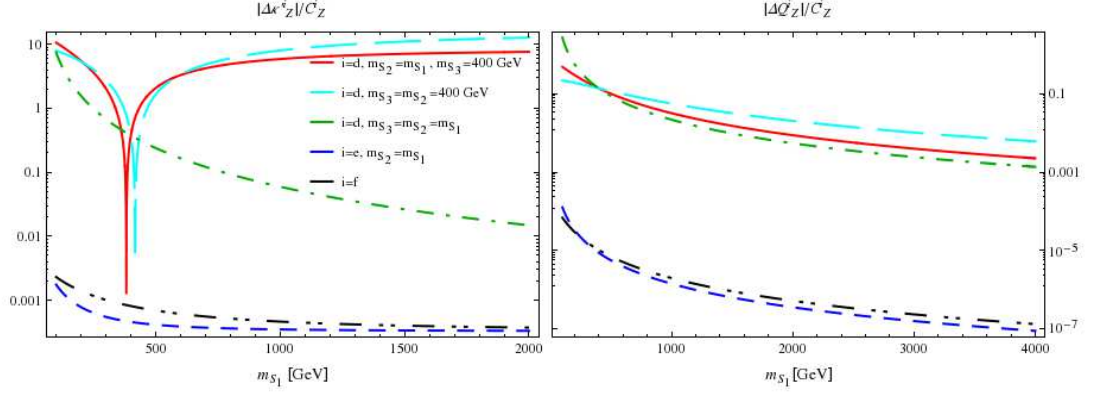


Figura 1.8: Comportamiento de las contribuciones de los diagramas de la Fig. 1.4 a los factores de forma $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z como función de las masas de los bosones escalares que circulan dentro del lazo divididas por su respectivo coeficiente C_Z^i . La contribución tipo-(d) depende en las masas de los tres bosones escalares m_{S_1} , m_{S_2} , y m_{S_3} ; la contribución tipo-(e) depende en la masa de dos bosones escalares m_{S_1} , y m_{S_2} ; y la contribución tipo-(f) depende en la masa de un sólo bosón escalar m_{S_1} . Nosotros únicamente consideramos los posibles escenarios que surgen en el modelo de GM.

masas m_H , m_{H_3} y m_{H_5} están degeneradas la contribución total se encuentra suprimida por alrededor de un orden de magnitud. Incluso si todas las masas de los bosones escalares son relativamente ligeras, $\Delta\kappa'_Z$ es más pequeña que cuando m_{H_3} o m_{H_5} son grandes. En las gráficas de abajo usamos que $s_\alpha = -0,3$ y observamos que el comportamiento de $\Delta\kappa'_Z$ tiene un ligero cambio de signo debido al cambio en los valores de los coeficientes C_Z^i , sin embargo, sus valores máximos también son del orden de a . La bandas oscuras donde $\Delta\kappa'_Z$ alcanza sus valores más pequeños han sido desplazadas hacia abajo y corresponde al caso cuando m_{H_3} y m_{H_5} son practicamente degeneradas. En resumen, los máximos valores de $\Delta\kappa'_Z$, en esta región del espacio de parámetros, son del orden de a , y se alcanzan cuando existe una gran diferencia entre las masas de los bosones escalares. En general las máximas contribuciones a $\Delta\kappa'_Z$ surgen de los diagramas tipo (a) y tipo (d), seguidas de las contribuciones de los diagramas tipo (b), (e) y (f), las cuales son únicamente relevantes cuando las masas de todos los bosones escalares se encuentran degeneradas.

Ahora continuaremos con el análisis del comportamiento del factor de forma ΔQ_Z , el cual se muestra en la Fig. 1.10 en el plano m_{H_5} vs m_{H_3} . Como hemos discutido anteriormente, en este caso no existe un incremento debido a la gran diferencia de las masas para los bosones escalares pero existe un decremento cuando al menos una de las masas para los escalares crece. Por lo tanto, las contribuciones del tipo (a) y (d) alcanzan sus máximos valores siempre que m_{H_5} sea relativamente ligera sin importar el valor de m_H y m_{H_3} . El comportamiento de la contribución total a ΔQ_Z es por lo tanto dominado por las contribuciones 6, 8 y 10 del tipo (a), alcanzando sus valores máximos para valores ligeros de m_{H_5} . Es importante notar que las contribuciones tipo (a) son las únicas que pueden involucrar escalares del quintuplete únicamente.

Cuando las masas de todos los bosones escalares son ligeras, las contribuciones 2 y 3

CAPÍTULO 1. EL VÉRTICE WWV ($V = \gamma, Z$).
1.2. EL VÉRTICE WWV EN EL MODELO DE GM

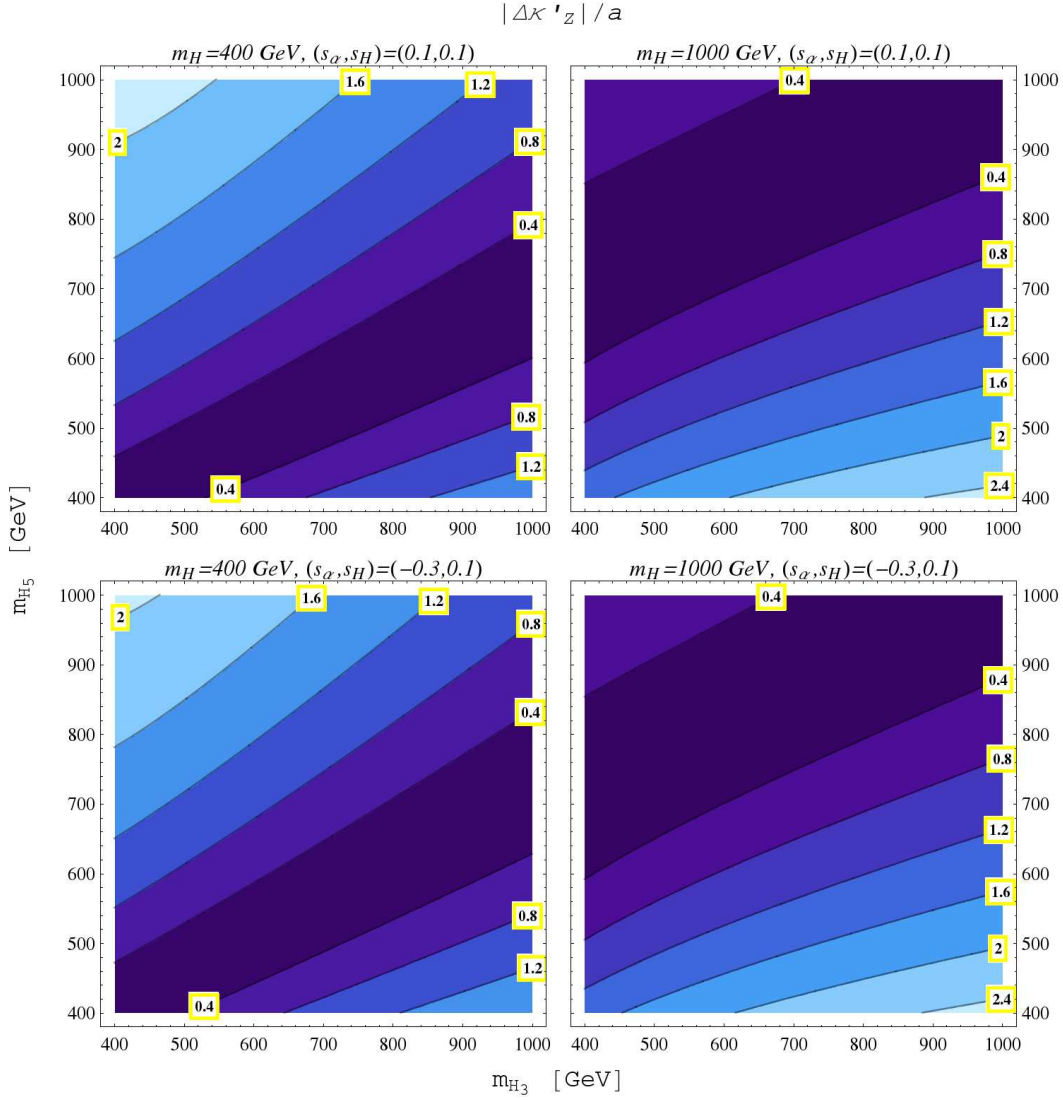


Figura 1.9: Gráfica de contorno para el factor de forma $\Delta\kappa'_Z$ en el modelo de GM en el plano m_{H_3} vs m_{H_5} para valores fijos de m_H y los ángulos de mezcla s_H y s_α , tal y como se muestra en las etiquetas de la figura.

del tipo (a) son de similar tamaño que las contribuciones 6, 8 y 10, mientras que todas las demás contribuciones se encuentran suprimidas debido al valor pequeño de sus respectivos coeficientes C_Z^a . Si m_H y m_{H_3} permanecen pequeñas mientras que m_{H_5} se incrementa existe una cancelación entre las contribuciones tipo (a) que involucran al singlete y al triplete escalar, de tal forma que la suma total decrece considerablemente cuando m_{H_5} se incrementa. En general, las contribuciones más grandes son del orden del uno por ciento de a en la región del espacio de parámetros considerada.

CAPÍTULO 1. EL VÉRTICE WWV ($V = \gamma, Z$).
1.2. EL VÉRTICE WWV EN EL MODELO DE GM

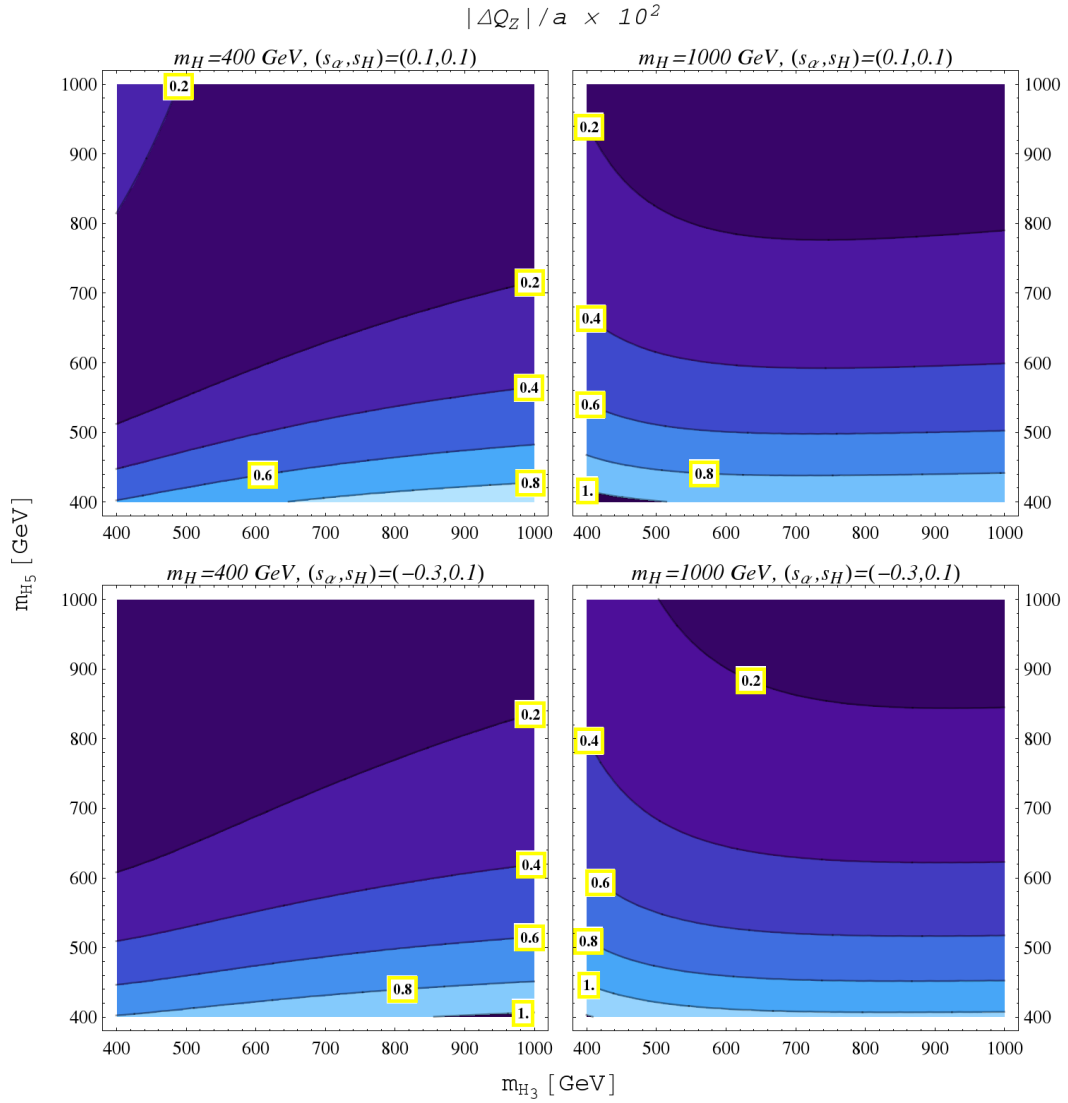


Figura 1.10: Lo mismo que en la Fig. 1.9, pero para el factor de forma ΔQ_Z .

Capítulo 2

Propiedades débiles de los leptones cargados.

Junto con el interés por el estudio de las propiedades electromagnéticas de un fermión, existe también una gran motivación por el estudio de las propiedades estáticas débiles, las cuales están asociadas con el vértice de interacción $Z\bar{f}f$. De manera análoga a las propiedades electromagnéticas, a decir, el momento dipolar magnético (MDM) y el momento dipolar eléctrico (MDE), las propiedades débiles definen a el momento dipolar magnético débil (MDMD) a_f^W y el momento dipolar eléctrico débil (MDED) d_f^W , respectivamente. Los factores de forma asociados con el MDMD y MDED están determinados en el polo Z a través de los términos dipolares del acoplamiento $Z\bar{f}f$ en la función vértice $ie\bar{u}(p)\Gamma_{Z\bar{f}f}^\mu u(p')$

$$\Gamma_{Z\bar{f}f}^\mu(q^2) = F_2(q^2) i\sigma^{\mu\nu} q_\nu + F_3(q^2) \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 q_\nu, \quad (2.1)$$

donde $q = p - p'$ es el momento transferido del bosón Z . El MDMD es definido como $a_f^W = 2m_f F_2(m_Z^2)$ y el MDED es dado por $d_f^W = eF_3(m_Z^2)$. Dentro del ME, a_f^W surge a nivel de un lazo, mientras que d_f^W es inducido hasta tres lazos [20]. Aquí resulta importante mencionar que únicamente el estudio de los momentos dipolares débiles (MDDs) de los fermiones pesados son de interés en la búsqueda de efectos de NF, ya que las predicciones para los fermiones ligeros están fuera del alcance experimental.

En el caso del leptón tau (τ), el ME predice que $a_\tau^W = -(2,10 + 0,61i) \times 10^{-6}$ [16] y $d_\tau^W < 8 \times 10^{-34} \text{ecm}$ [17]. A pesar de que la sensibilidad en LEP no fue suficiente para alcanzar tal nivel de precisión, es posible que surjan contribuciones potencialmente grandes en extensiones al ME, las cuales pueden estar al alcance de futuros experimentos. Las cotas actuales en las propiedades estáticas débiles del leptón τ fueron obtenidas a través del estudio de la producción $\tau^+\tau^-$ en LEP por la colaboración ALEPH [49], la cual utilizó datos colectados a partir de 1990 y hasta 1995 que corresponden a una luminosidad integrada de 155 pb^{-1} , tal y como se muestra en la tabla 2.1. Podemos apreciar que las cotas actuales se encuentran bastante lejos de la sensibilidad requerida para poner a prueba las predicciones del ME, es por ello que cualquier evidencia con la capacidad actual de los detectores resultaría una prueba contundente de efectos de NF.

Las propiedades débiles de los fermiones han sido estudiadas en el contexto de diversas

CAPÍTULO 2. PROPIEDADES DÉBILES DE LOS LEPTONES CARGADOS.

2.1. NUEVAS CONTRIBUCIONES A LOS MDDS DE LOS LEPTONES CARGADOS

Tabla 2.1: Cotas experimentales sobre las propiedades estáticas débiles del leptón tau [49].

	Parte Real	Parte Imaginaria
a_τ^W	$1,1 \times 10^{-3}$	$2,7 \times 10^{-3}$
d_τ^W (ecm)	$0,5 \times 10^{-17}$	$1,1 \times 10^{-17}$

extensiones al ME, por ejemplo, en dos dobletes de Higgs [15, 42], teorías supersimétricas [51, 50], no partículas [64], leptoquarks [18], el modelo más simple con un bosón ligero [12], entre otras.

Nosotros nos hemos interesado en el estudio de las contribuciones a los MDDs de los leptones cargados provenientes de nuevos escalares neutros, cargados y doblemente cargados. De especial interés resultan las contribuciones de escalares doblemente cargados, ya que estas nunca habían sido consideradas anteriormente. Para poder llevar a cabo nuestros cálculos hemos considerado un enfoque general, es decir, en vez de considerar los MDDs dentro de algún modelo en particular, consideraremos el escenario de una teoría renormalizable con varios estados no degenerados neutros, cargados y doblemente cargados, por lo que utilizaremos acoplamientos generales de orden renormalizable para los vértices que incorporen nuevas partículas escalares, los cuales pueden inducir los MDDs a nivel de un lazo. De esta manera nuestros resultados serán útiles para calcular las contribuciones provenientes de sectores escalares extendidos que incorporan multipletes de Higgs adicionales al doblete del ME, como lo son modelos con dos dobletes de Higgs, modelos con tripletes [69, 40], modelos con simetría izquierda-derecha [61], modelos 331 [67, 38], etc. De un interés particular resultan los modelos con tripletes [1], los cuales ofrecen características peculiares, por ejemplo, la posibilidad de dotar de masa a los neutrinos de Majorana a través del llamado mecanismo de sube y baja tipo-II, un incremento en la intensidad entre los acoplamientos del bosón de Higgs con los bosones de norma, la presencia a nivel de árbol del acoplamiento $H^\pm W^\mp Z$ y la presencia de partículas escalares doblemente cargadas [1]. Una vez realizado el cálculo general, realizaremos un análisis numérico independiente del modelo (en la medida de lo posible) y consideraremos sus implicaciones en algunos modelos particulares.

2.1. Nuevas contribuciones a los MDDs de los leptones cargados

2.1.1. Contribuciones de escalares neutros y simplemente cargados

Primero consideramos interacciones mediadas por escalares que respetan número leptónico (RNL), como veremos más adelante interacciones que violan número leptónico (VNL) pueden ser generadas por escalares doblemente cargados. Para los acoplamientos de un par leptón-antileptón con un escalar neutro o cargado (denotado por ϕ_i o ϕ_j a partir de ahora) consideramos la siguiente interacción renormalizable

$$\mathcal{L} = g \bar{\ell}_l (S_{ilm} + P_{ilm} \gamma_5) \ell_m \phi_i + \text{H.c.}, \quad (2.2)$$

CAPÍTULO 2. PROPIEDADES DÉBILES DE LOS LEPTONES CARGADOS.

2.1. NUEVAS CONTRIBUCIONES A LOS MDDS DE LOS LEPTONES CARGADOS

y una expresión similar para cualquier otro escalar. Donde ℓ_l representa un leptón cargado y ℓ_m corresponde a un leptón cuya carga depende de la carga del bosón escalar, es decir, si ϕ_i es un escalar neutro (cargado), entonces, ℓ_m será un leptón cargado (neutro). También, debe notarse que hemos introducido un factor de g para cada acoplamiento, de esta forma podemos esperar que los acoplamientos S_{ilm} y P_{ilm} sean a lo más del orden de la unidad. Por otro lado, es importante notar que estamos considerando el caso más general donde los escalares neutros corresponden a una mezcla de eigenestados de CP -par y CP -impar, los cuales pueden surgir en modelos de dos dobletes con violación explícita de CP . Los escenarios particulares donde los bosones escalares corresponden a eigenestados de CP serán discutidos abajo.

En lo que respecta a las interacciones de un bosón Z con un par no degenerado de bosones escalares neutros o cargados ϕ_i y ϕ_j , estas pueden ser escritas como

$$\mathcal{L} = ig g_{Z\phi_i\phi_j} Z^\mu \phi_i^\dagger \overleftrightarrow{\partial}_\mu \phi_j + \text{H.c.} \quad (2.3)$$

Mientras que los acoplamientos del tipo $ZV\phi_i$, donde V es un bosón de norma neutro (cargado) y ϕ_i un bosón escalar neutro (cargado) están dados por

$$\mathcal{L} = g g_{\phi_i V Z} m_Z Z^\mu V_\mu \phi_i + \text{H.c.}, \quad (2.4)$$

donde V puede ser un bosón de norma del ME o cualquier otro predicho por alguna extensión. Tales acoplamientos pueden ser, por ejemplo del tipo $\phi_i ZZ$ y $\phi^\pm ZW^\mp$. Los últimos pueden surgir a nivel de árbol en un modelo que incorpore tripletes de Higgs (en modelos con dos dobletes estos pueden surgir únicamente a partir de un lazo). También necesitamos describir la interacción entre un par leptón-antileptón con un bosón de norma neutro o cargado V , la cual puede ser escrita como

$$\mathcal{L} = g \bar{\ell}_l \gamma_\mu \left(g_V^{Vlm} - g_A^{Vlm} \gamma_5 \right) V^\mu \ell_m + \text{H.c.} \quad (2.5)$$

Una vez que se consideré un modelo en específico, los acoplamientos S_{ilm} , P_{ilm} , $g_{Z\phi_i\phi_j}$, etc. adquirirán una forma particular, la cual dependerá de los parámetros del modelo en cuestión. Antes de continuar, resulta importante mencionar que, debido a que estamos principalmente interesados en cualquier contribución que surja de hipotéticos bosones escalares, no consideraremos aquellas contribuciones que ya han sido discutidas en el contexto del ME.

Las reglas de Feynman para los acoplamientos anteriormente descritos pueden encontrarse en el apéndice B.1. A nivel de un lazo, los acoplamientos descritos por las ecuaciones (2.2-2.4) conducen a nuevas contribuciones a los MDMs de un leptón cargado a través de los diagramas de Feynman representados en la Fig. 2.1.

Denotemos al leptón cargado por ℓ_l y al leptón interno (neutro o cargado) por ℓ_m , mientras que ϕ_i y ϕ_j representan bosones escalares, y V es un bosón de norma. Evidentemente una vez que la carga de los bosones escalares esté fija, la carga del bosón interno ℓ_m y la carga del bosón de norma V también quedarán fijas por conservación de la carga en cada vértice. Por ejemplo, si ϕ_i y ϕ_j son bosones escalares neutros, ℓ_m será un leptón cargado e, μ, τ . Así, las contribuciones de nuevos bosones escalares neutros requiere los vértices $\phi_i \ell_m \ell_l$, $\phi_i ZZ$, $Z\phi_i\phi_j$ y $Z\bar{\ell}_m \ell_m$. Por otro lado, cuando ϕ_i y ϕ_j son bosones escalares cargados, el leptón interno es un neutrino $\ell_m = \nu_m$. Esta clase de contribuciones requiere de los vértices $\phi_i^+ \bar{\nu}_m \ell_l$, $\phi_i^- W^+ Z$, $Z\phi_i^- \phi_j^-$ y $Z\bar{\nu}_m \nu_m$.

CAPÍTULO 2. PROPIEDADES DÉBILES DE LOS LEPTONES CARGADOS.

2.1. NUEVAS CONTRIBUCIONES A LOS MDDS DE LOS LEPTONES CARGADOS

Antes de mostrar nuestros resultados, vale la pena mencionar que al igual que en el capítulo anterior, donde mostramos las contribuciones de nuevas partículas escalares al vértice WWV , aquí también hemos utilizado la norma unitaria y hemos verificado nuestros resultados a la hora de tratar con las integrales del lazo a través de la evaluación independiente del método de parametrización de Feynman como el método de Passarino-Veltan. Después de realizar algunos desarrollos algebraicos hemos obtenido las siguientes expresiones para las contribuciones de cada tipo de diagrama de Feynman para los MDMs de un leptón cargado.

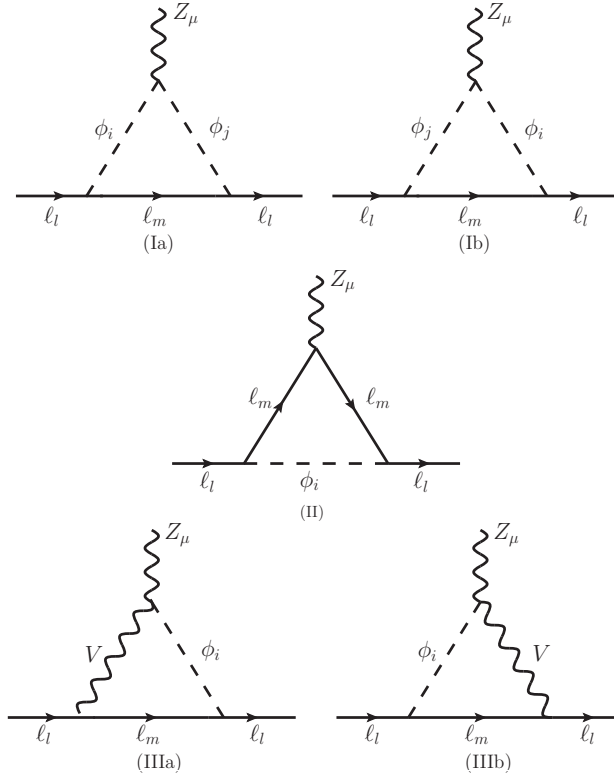


Figura 2.1: Diagramas de Feynman genéricos para las contribuciones de nuevas partículas escalares a los MDDs de los leptones cargados. Aquí ℓ_l representa a un leptón cargado, mientras que ℓ_m es un leptón cuya carga depende de los bosones escalares ϕ_i y ϕ_j para los diagramas I y II, y del bosón de norma V y el bosón escalar ϕ_i para el diagrama III.

MDMD

Las diferentes contribuciones al MDMD pueden ser escritas como sigue

$$a_l^{W-I} = \frac{\alpha\sqrt{x_l}}{4\pi s_W^3} \sum_{i,j,m} 16(1 - \delta_{ij}) \operatorname{Re} \left[S_{ilm} S_{jlm}^* g_{Z\phi_i\phi_j}^* \right] A_I^{m\phi_i\phi_j} + \begin{pmatrix} \sqrt{x_m} \rightarrow -\sqrt{x_m} \\ S_{ilm} \rightarrow P_{ilm} \\ S_{jlm} \rightarrow P_{jlm} \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

CAPÍTULO 2. PROPIEDADES DÉBILES DE LOS LEPTONES CARGADOS.

2.1. NUEVAS CONTRIBUCIONES A LOS MDDS DE LOS LEPTONES CARGADOS

$$\begin{aligned}
 a_l^{W-II} &= \frac{\alpha\sqrt{x_l}}{4\pi s_W^3} \sum_{i,m} 16 \left(g_V^{Zmm} \|S_{imm}\|^2 A_{II_1}^{\phi_i mm} + g_A^{Zmm} \sqrt{x_l} \operatorname{Re} [S_{imm} P_{imm}^*] A_{II_2}^{\phi_i mm} \right) \\
 &+ \left(\begin{array}{c} \sqrt{x_m} \rightarrow -\sqrt{x_m} \\ S_{imm} \leftrightarrow P_{imm} \end{array} \right), \tag{2.7}
 \end{aligned}$$

y

$$a_l^{W-III} = \frac{\alpha\sqrt{x_l}}{4\pi s_W^3} \sum_{i,m,V} \frac{2g_{\phi_i VZ}}{x_V} \operatorname{Re} [S_{ilm} g_V^{Vlm*}] A_{III}^{m\phi_i V} - \left(\begin{array}{c} \sqrt{x_m} \rightarrow -\sqrt{x_m} \\ S_{ilm} \rightarrow P_{ilm} \\ g_V^{Vlm} \rightarrow g_A^{Vlm} \end{array} \right), \tag{2.8}$$

donde $x_a = m_a^2/m_Z^2$ y δ_{ij} es la delta de Kronecker. Se entiende que estas sumas corren sobre todas las posibles contribuciones de las partículas internas predichas por un modelo en particular. Además, el término entre paréntesis significa que debe agregarse el término anterior pero con las respectivas sustituciones. En lo que respecta a las funciones A_i^{ABC} , ellas dependen en las masas de las partículas que circulan dentro de cada lazo triangular (el superíndice representa a las distintas partículas dentro del lazo), pero tal dependencia no ha sido escrita de manera explícita para evitar ecuaciones engorrosas. Las correspondientes expresiones se presentan en el apéndice B.2 en términos de integrales paramétricas y también en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman. Vale la pena mencionar algunos aspectos importantes de nuestro cálculo. Primero, hemos verificado que las contribuciones tanto a el MDMD como al MDEM de los diagramas de la Fig. 2.1 se encuentren libres de divergencias ultravioletas. Además, hemos verificado que las expresiones (2.6) y (2.7) se reduzcan a las reportadas previamente en [62] para el caso del MDM de un leptón al tomar el límite cuando $m_Z \rightarrow 0$ y después de realizar los remplazos de los acoplamientos del Z por los del fotón.

MDED

En lo que respecta a las contribuciones para el MDED, estas pueden escribirse como

$$d_l^{W-I} = \frac{e\alpha}{4\pi s_W^3 m_Z} \sum_{i,j,m} 4(1 - \delta_{ij}) \operatorname{Im} [P_{ilm}^* S_{jlm} g_{Z\phi_i\phi_j}] D_I^{m\phi_i\phi_j} + \left(\begin{array}{c} \sqrt{x_m} \rightarrow -\sqrt{x_m} \\ S_{jlm} \rightarrow P_{jlm} \\ P_{ilm} \rightarrow S_{ilm} \end{array} \right), \tag{2.9}$$

$$d_l^{W-II} = \frac{e\alpha}{4\pi s_W^3 m_Z} \left(\sum_{i,m} 16g_V^{Zmm} \operatorname{Im} [S_{imm} P_{imm}^*] D_{II}^{\phi_i mm} \right) + \left(\begin{array}{c} \sqrt{x_m} \rightarrow -\sqrt{x_m} \\ S_{imm} \leftrightarrow P_{imm}^* \end{array} \right), \tag{2.10}$$

y

$$d_l^{W-III} = \frac{e\alpha}{4\pi s_W^3 m_Z} \sum_{i,m,V} \frac{g_{\phi_i VZ}}{x_V} \operatorname{Im} [S_{ilm} g_A^{Vlm*}] D_{III}^{m\phi_i V} - \left(\begin{array}{c} \sqrt{x_m} \rightarrow -\sqrt{x_m} \\ S_{ilm} \rightarrow P_{ilm} \\ g_A^{Vlm} \rightarrow g_V^{Vlm} \end{array} \right), \tag{2.11}$$

CAPÍTULO 2. PROPIEDADES DÉBILES DE LOS LEPTONES CARGADOS.

2.1. NUEVAS CONTRIBUCIONES A LOS MDDS DE LOS LEPTONES CARGADOS

donde las funciones D_i^{ABC} también pueden encontrarse en el apéndice B.2 en términos tanto de funciones paramétricas como de las funciones escalares de Passarino-Veltman. Es importante mencionar que nuestras expresiones resultan en concordancia con las reportadas en la referencia [50], donde el MDMD de un fermión se obtuvo utilizando la norma de Feynman-'t Hooft utilizando el esquema de reducción de Passarino-Veltman.

2.1.2. Contribuciones de bosones escalares doblemente cargados

Además de los resultados obtenidos, también necesitamos considerar las contribuciones que violan número leptónico (VNL) $\Delta L = 2$, las cuales pueden ser mediadas a través de los acoplamientos un bosón escalar doblemente cargado con un par de leptones cargados. Esta clase de interacciones quedan descritas por la siguiente densidad lagrangiana

$$\mathcal{L}^{\Delta L=2} = g \ell_l^T C (S'_{ilm} + P'_{ilm} \gamma^5) \ell_m \phi^i + \text{H.c} \quad (2.12)$$

donde C es la matriz de conjugación de carga. Los bosones escalares doblemente cargados contribuyen a los MDDs de los leptones cargados a través de los diagramas de Feynman que se muestran en la Fig. 2.2, donde las flechas de flujo fermiónico se encuentran en direcciones opuestas en los vértices que VNL, a diferencia de los vértices que respetan número leptónico (RNL) donde el flujo fermiónico sigue una dirección bien definida. Debe notarse que hemos considerado los diagramas de Feynman tipo-III', donde Y representa a un bosón de norma doblemente cargado. Tales partículas pueden surgir en algunos modelos con tripletes de Higgs, por ejemplo, los modelos 331. De igual manera que en la ecuación (2.12) y por completes necesitamos considerar las siguientes interacciones de un bosón de norma doblemente cargado con los leptones cargados

$$\mathcal{L}_Y^{\Delta L=2} = g \ell_l^T C (g_V^{Ylm} - g_A^{Ylm} \gamma^5) \gamma^\mu \ell_m Y_\mu^{++} + \text{H.c.} \quad (2.13)$$

Debido a la presencia de la matriz de conjugación de carga y a los espinores transpuestos, la aplicación de las reglas de Feynman para obtener las amplitudes de los diagramas de la Fig.2.2 debe realizarse con mucho cuidado. Seguiremos el enfoque presentado en la referencia [62, 29] al calcular las amplitudes con vértices que VNL. Los detalles relevantes se presentan en el apéndice B.1. Después de un poco de álgebra hemos encontrado que los resultados que surgen de los diagramas de Feynman de la Fig. 2.1 [i.e. (2.6)- (2.11)] se mantienen ciertos para las contribuciones de un bosón escalar doblemente cargado, excepto por un factor multiplicativo de dos en cada vértice que VNL cuando los leptones son idénticos ($l = m$):

$$a_l^{W-I'} \rightarrow (1 + \delta_{lm})^2 a_l^{W-I} \quad (2.14)$$

$$a_l^{W-II'} \rightarrow (1 + \delta_{lm})^2 a_l^{W-II} \quad (2.15)$$

$$a_l^{W-III'} \rightarrow (1 + \delta_{lm})^2 a_l^{W-III} \quad (2.16)$$

donde se sobrentiende que se deben remplazar los acoplamientos apropiados y las masas involucradas en cada contribución. Expresiones similares se mantienen en el caso de las contribuciones a los MDED que surgen de los vértices que VNL. Esta situación fue observada anteriormente en el cálculo del momento anómalo de un leptón cargado en la

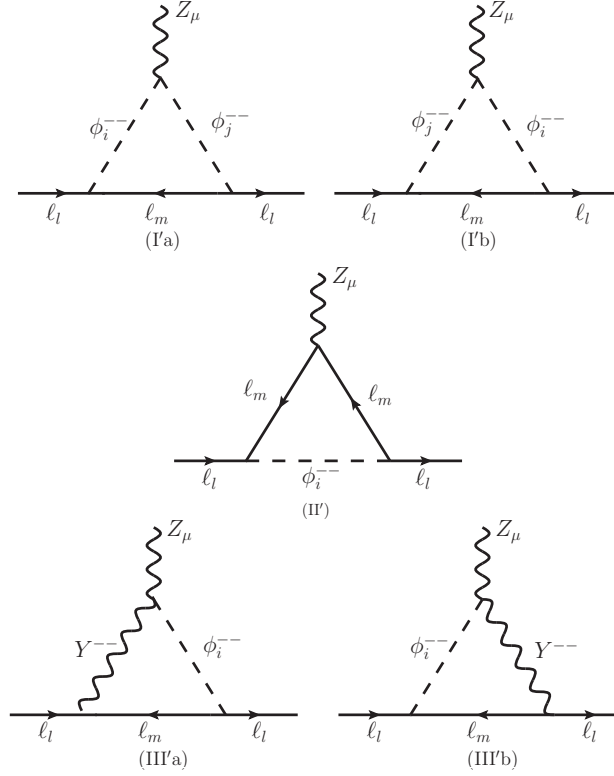


Figura 2.2: Contribuciones a los MDDs de los leptones cargados provenientes de bosones escalares doblemente cargados. Aquí ℓ_l y ℓ_m representan ambos a leptones cargados. Por completéz también hemos incluido las contribuciones de un bosón de norma doblemente cargado Y .

referencia [62], lo cual significa que la contribución de un bosón escalar doblemente cargado se incrementa por un factor de 8 con respecto a la contribución de un bosón escalar simplemente cargado.

En la siguiente sección analizaremos las posibles contribuciones al MDMD del leptón τ en diferentes escenarios que surgen de cada diferente diagrama de las Figs. 2.1, 2.2. Un análisis similar del MDED se encuentra aún en proceso, por lo que lo consideraremos en un futuro reporte adicional de este trabajo.

2.2. Análisis numérico

2.2.1. MDMD del leptón tau

Primero presentamos un análisis de las potenciales contribuciones provenientes de nuevas partículas escalares al MDMD. Consideraremos valores ilustrativos para las constantes de acoplamiento y diferentes escenarios de interés. Posteriormente, nos enfocaremos en las potenciales contribuciones de algunos modelos en particular que predicen nuevas partículas escalares.

**CAPÍTULO 2. PROPIEDADES DÉBILES DE LOS LEPTONES
CARGADOS.**

2.2. ANÁLISIS NUMÉRICO

Tabla 2.2: Contribuciones potenciales a los MDMD de un leptón cargado que surgen de nuevos bosones escalares ϕ_i y ϕ_j a nivel de un lazo. $\phi_{i,j}^0$ ($\tilde{\phi}_{i,j}^0$) representa a un bosón escalar CP -par (CP -impar) y $\hat{\phi}_{i,j}^0$ representa una mezcla de eigenestados de CP . Debe notarse que aunque el vértice $Z\phi_i^0\tilde{\phi}_j^0$ no se encuentra prohibido por invarianza ante CP , la contribución tipo-I al MDMD desaparece.

Bosones escalares	Acoplamiento	Contribución	Modelo
ϕ_i^0	$\phi_i^0 \ell_l \ell_m, Z \ell_l \ell_l, \phi_i^0 Z Z$	II-III	MHDM, TM, LRSM
$\tilde{\phi}_i^0$	$\tilde{\phi}_i^0 \bar{\ell}_l \ell_m, Z \bar{\ell}_l \ell_l$	II	MHDM, TM, LRSM
$\hat{\phi}_i^0, \hat{\phi}_j^0$	$\hat{\phi}_{i,j}^0 \bar{\ell}_l \ell_m, Z \hat{\phi}_i^0 \hat{\phi}_j^0, Z \bar{\ell}_l \ell_l, \hat{\phi}_{i,j}^0 Z Z$	I-III	MHDM
ϕ_i^\pm	$\phi_i^\pm \ell_l \nu_m, Z \phi_i^\pm \phi_i^\pm, Z \bar{\nu}_m \nu_m$	I-II	MHDM, TM, LRSM
ϕ_i^\pm, ϕ_j^\pm	$\phi_{i,j}^\pm \ell_l \nu_m, Z \phi_i^\pm \phi_j^\pm$	I	MHDM, TM, LRSM
ϕ_i^\pm	$\phi_i^\pm \ell_l \nu_m, W^- \ell_l \nu_m, Z W^\pm \phi_i^\pm$	III	TM
$\phi_i^{\pm\pm}$	$\phi_i^{\pm\pm} \ell_l \ell_l, Z \phi_i^{\pm\pm} \phi_i^{\pm\pm}, Z \ell_l \ell_l$	I'-II'	TM, LRSM, 331
$\phi_i^{\pm\pm}, \phi_j^{\pm\pm}$	$\phi_{i,j}^{\pm\pm} \ell_l \ell_l, Z \phi_i^{\pm\pm} \phi_j^{\pm\pm}, Z \ell_l \ell_l$	I'	TM, LRSM, 331
$\phi_i^{\pm\pm}$	$\phi_i^{\pm\pm} \ell_l \ell_l, Y^{--} \ell_l \ell_l, Z Y^{\mp\mp} \phi_i^{\pm\pm}$,	III'	331

Comenzemos por enlistar en la tabla 2.2 los diferentes escenarios potenciales, en los cuales existen nuevas partículas escalares no degeneradas, neutras, cargadas y doblemente cargadas. En la tabla se incluye el correspondiente diagrama de Feynman del cual surgen la posibles contribuciones y algunos modelos particulares en los que tal escenario es factible. En el caso de las contribuciones de bosones escalares neutros, consideramos que ellos pueden representar eigenestados de CP o una mezcla de eigenestados de CP . Aquí ϕ_i^0 ($\tilde{\phi}_i^0$) denota a un bosón escalar neutro CP -par (CP -impar) y $\hat{\phi}_i^0$ representa a una mezcla de eigenestados de CP . Este último puede surgir, por ejemplo, en un modelo de dos dobletes con violación explícita de CP en el sector de Higgs.

Para nuestro análisis consideremos que existen al menos dos escalares no degenerados neutros, cargados y doblemente cargados y evaluemos cada contribución. Antes de comenzar, necesitamos hacer algunas suposiciones para poder llevar a cabo nuestra evaluación numérica sin asignar valores particulares para las constantes de acoplamiento. Por lo tanto, asumiremos que ambos bosones escalares tienen acoplamientos prácticamente idénticos o del mismo orden de magnitud, además, consideraremos diferentes escenarios para sus acoplamientos con los leptones.

Contribuciones de nuevos bosones escalares neutros

Asumamos una extensión al ME en la cual existen al menos dos bosones escalares neutros no degenerados, los cuales pueden contribuir al MDMD del leptón τ . En este caso el leptón interno ℓ_m es un leptón cargado, mientras que V es un bosón de norma neutro, el cual por simplicidad lo tomaremos como el bosón de norma neutro débil Z . En general, pueden existir acoplamientos escalares que VNL, pero debido a que se espera que estos se encuentren suprimidos con respecto a los acoplamientos que respetan número leptónico RNL, asumiremos que el leptón interno es el leptón tau $\ell_m = \tau$. De la tabla 2.2 podemos

notar que, dependiendo de las propiedades de transformación ante CP del bosón escalar neutro, existen cuatro escenarios posibles que inducen nuevas contribuciones al MDMD. El más interesante es aquel en el cual los bosones escalares son una mezcla de eigenestados de CP , ya que todas las contribuciones no desaparecerían. De hecho, sería el único escenario donde la contribución tipo-I no desaparece, la contribución tipo-II puede surgir para ambos casos: escalares neutros CP -par o CP -impar, mientras que la contribución tipo-III únicamente surge para un escalar CP -par. En la Fig. 2.4, se muestran los tres tipos de contribuciones al MDMD del leptón τ que surgen de dos bosones escalares neutros no degenerados $\hat{\phi}_i^0$ y $\hat{\phi}_j^0$ como función de $m_{\hat{\phi}_i^0}$ para dos valores diferentes de $m_{\hat{\phi}_j^0}$. Por simplicidad asumiremos que ambos bosones escalares tienen acoplamientos prácticamente idénticos, es decir, $g_{\hat{\phi}_j^0 ZZ} \sim g_{\hat{\phi}_i^0 ZZ}$. Para los acoplamientos de los escalares con los leptones asumiremos que $S_{j\tau\tau} \sim S_{\tau\tau}$ y $P_{j\tau\tau} \sim P_{i\tau\tau}$ y consideramos dos escenarios: a) acoplamientos escalares dominantes $S_{i\tau\tau} \gg P_{i\tau\tau}$ y b) acoplamientos pseudoescalares dominantes $P_{i\tau\tau} \gg S_{i\tau\tau}$. En este sentido, cada contribución al MDMD será aproximadamente proporcional a un producto de las constantes de acoplamiento, por lo que, valores particulares para no resultan necesarios. En las gráficas de la Fig. 2.4 podemos observar que el MDMD del leptón tau es poco sensible a un incremento en las masas de los bosones escalares. En el caso de las contribuciones tipo-I, un bosón escalar con acoplamientos más grandes (pequeños) que sus acoplamientos pseudoescalares dan lugar a contribuciones positivas (negativas) al MDMD, pero el signo opuesto es cierto en el caso de las contribuciones tipo-II, lo que significa que pueden existir cancelaciones entre ambas contribuciones aunque las contribuciones tipo-II parecen ser mucho mayores que las contribuciones tipo-I. En lo que respecta a la contribución tipo-III, esta es siempre positiva y parece ser la más grande. Es importante hacer notar que los valores mostrados en las gráficas de la Fig. 2.4 son únicamente ilustrativos y una considerable supresión debe esperarse cuando los valores apropiados para las constantes de acoplamiento, predichos por un algún modelo en particular sean considerados. De este modo podemos obtener un estimado simple de las contribuciones al MDMD del leptón τ al multiplicar los valores que se muestran en las gráficas por sus correspondientes constantes de acoplamiento. Por ejemplo, si tomamos $S_{i\tau\tau}(P_{i\tau\tau}) \sim m_\tau/(2m_W) \sim 10^{-1}$, las contribuciones tipo-I y tipo-II se encontrarán suprimidas alrededor de dos ordenes de magnitud con respecto a los valores que se muestran en las gráficas, mientras que las contribuciones tipo-III estarán suprimidas por un orden de magnitud únicamente. Esto se debe al hecho de que las contribuciones tipo-III involucran únicamente una potencia de los acoplamientos $S_{i\tau\tau}$ o $P_{i\tau\tau}$, mientras que tanto las contribuciones tipo-I y las contribuciones tipo-II involucran una potencia al cuadrado de estos acoplamientos.

Contribuciones de bosones escalares cargados

Ahora centremos nuestra atención en las posibles contribuciones de nuevos bosones escalares cargados, los cuales pueden dar origen a tres diferentes tipos de contribuciones, sin importar si existe un único bosón escalar: la contribución tipo-I no desaparece para un único escalar cargado, caso contrario a lo que ocurre con un escalar neutro. El leptón interno ℓ_m es ahora un neutrino ν_m , mientras que V es un bosón de norma cargado, el cual tomaremos como el bosón cargado débil W . Existen dos escenarios potenciales que dependen de si existe o no mezcla de sabor leptónico. En el último caso los acoplamientos escalares cargados contienen elementos de una matriz unitaria y debemos sumar sobre

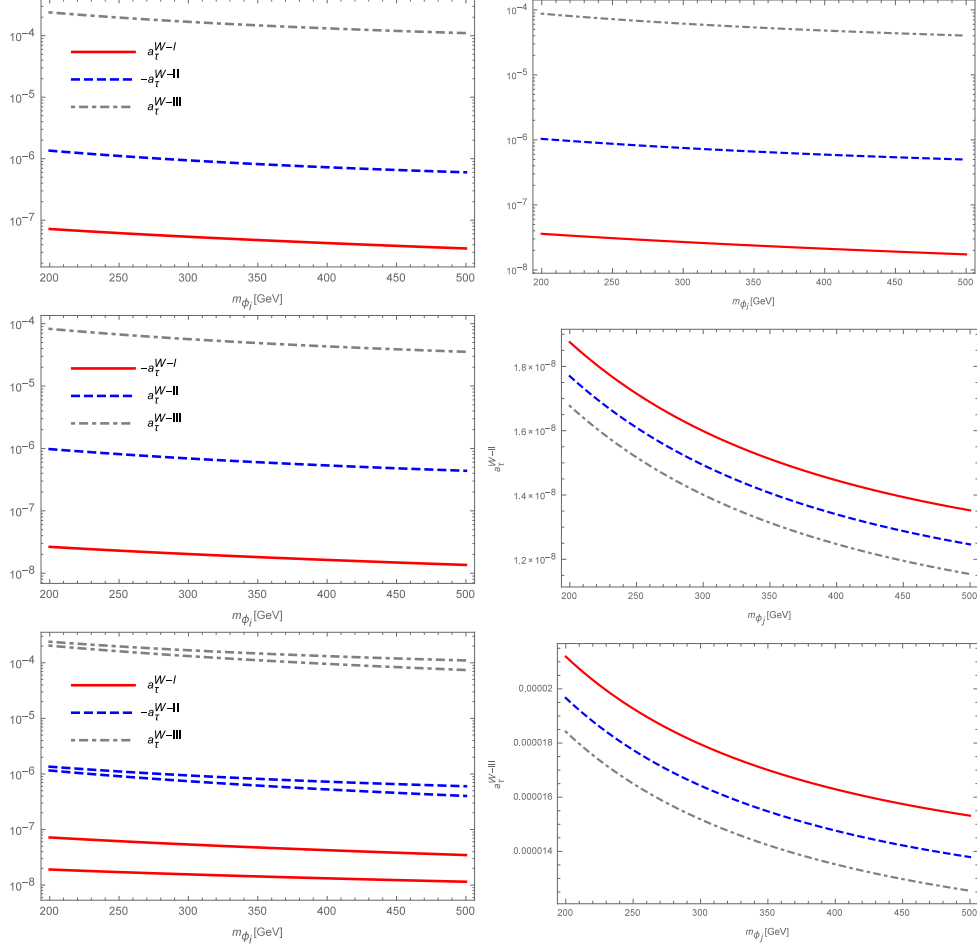


Figura 2.3: Contribuciones tipo-I (primer renglón), tipo-II (segundo renglón) y tipo-III (tercer renglón) a el MDMD del leptón τ inducidas por dos bosones escalares no-degenerados $\hat{\phi}_i^0$ y $\hat{\phi}_j^0$ como función de $m_{\hat{\phi}_j^0}$ para un valor fijo de $m_{\hat{\phi}_i^0}$: 140 GeV (líneas sólidas), 160 GeV (línea cortadas), y 180 GeV (líneas punteadas y cortadas). Por simplicidad hemos tomado $g_{Z\hat{\phi}_i^0\hat{\phi}_j^0} \sim O(1)$ y también hemos considerado acomplamientos universales $\hat{\phi}_{i,j}^0 \bar{\tau}\tau$, esto es, $S_{i\tau\tau} \sim S_{j\tau\tau}$ y $P_{i\tau\tau} \sim P_{j\tau\tau}$, con $S_{i\tau\tau} \simeq O(1)$ y $P_{i\tau\tau} \simeq O(10^{-1})$ (gráficas izquierdas) y $S_{i\tau\tau} \simeq O(10^{-1})$ y $P_{i\tau\tau} \simeq O(1)$ (gráficas derechas).

las tres familias de neutrinos. Consideremos tanto un modelo con neutrinos no masivos, como un modelo con neutrinos masivos, y examinemos el comportamiento del MDMD con respecto a la masa del neutrino. En la Fig. 2.5 se muestran los tres diferentes tipos de contribuciones al MDMD del leptón τ que surgen de dos bosones escalares no degenerados ϕ_i^\mp y ϕ_j^\mp , y se grafica cada contribución individual como función de $m_{\phi_i^\mp}$ para dos valores diferentes de $m_{\phi_j^\mp}$. En la gráfica izquierda, se considera un neutrino no masivo, mientras que en la gráfica derecha asumimos un neutrino diferente del ME con una masa de $m_{\nu_m} = 50$ GeV. Para las contribuciones escalares cargadas, se asume que $S_{j\tau\nu_m} \sim S_{i\tau\nu_m}$ y

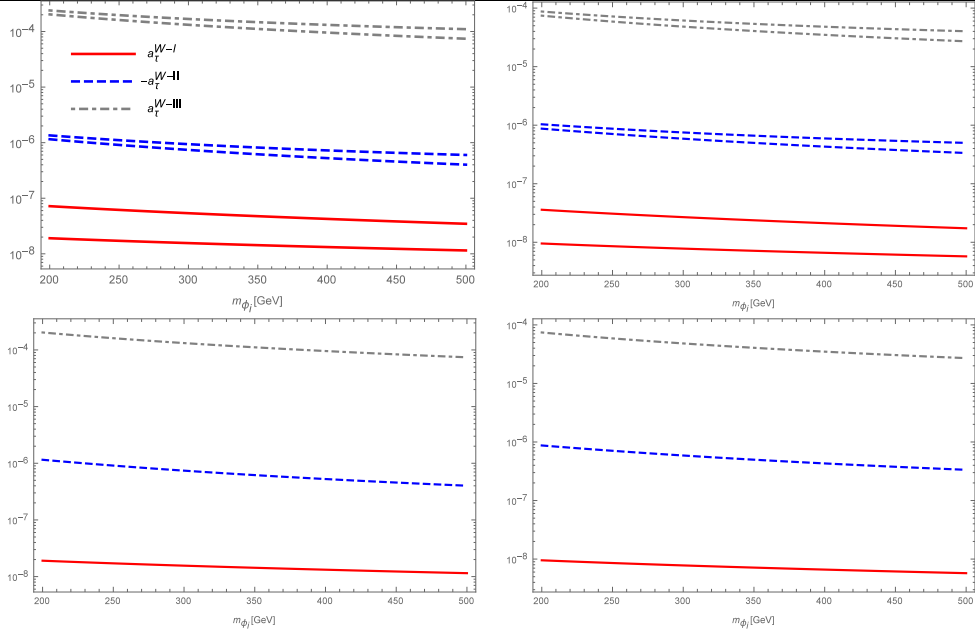


Figura 2.4: MDMD del leptón τ inducido por dos bosones escalares no-degenerados $\hat{\phi}_i^0$ y $\hat{\phi}_j^0$ como función de $m_{\hat{\phi}_i^0}$ para un valor fijo de $m_{\hat{\phi}_j^0}$: 750 GeV (curvas superiores) y 1000 GeV (curvas inferiores). Hemos considerado que $S_{i\tau\tau} \sim S_{j\tau\tau}$ y $P_{i\tau\tau} \sim P_{j\tau\tau}$, con $P_{i\tau\tau} \simeq 10\% S_{i\tau\tau}$ (gráfica izquierda) y $S_{i\tau\tau} \simeq 10\% P_{i\tau\tau}$ (gráfica derecha). Por simplicidad, también hemos asumido acoplamientos prácticamente idénticos $g_{Z\hat{\phi}_m^0\hat{\phi}_n^0}$ y $g_{\hat{\phi}_m^0 ZZ}$ ($m, n = i, j$). Cada diferente tipo de contribución es aproximadamente proporcional a los siguientes productos de las constantes de acoplamiento. Para las gráficas izquierdas, contribución tipo-I: $g_{Z\hat{\phi}_i\hat{\phi}_j} \text{Re}[S_{i\tau\tau}^* S_{j\tau\tau}]$, contribución tipo-II: $g_V^{Z\tau\tau} \|S_{i\tau\tau}\|^2$, y contribución tipo-III: $g_{\phi_i ZZ} \text{Re}[S_{i\tau\tau} g_V^{Z\tau\tau}]$. Para la gráfica derecha, contribución tipo-I: $g_{Z\hat{\phi}_i\hat{\phi}_j} \text{ReRe}[P_{i\tau\tau} g_A^{Z\tau\tau}]$.

$P_{j\tau\nu m} \sim P_{i\tau\nu m}$, con $P_{i\tau\nu m} = -S_{i\tau\nu m}$ (acoplamientos mano-izquierda). Aún más, por simplicidad asumimos que los acoplamientos $g_{Z\hat{\phi}_n^\mp \hat{\phi}_m^\pm}$ y $g_{ZW^\mp \hat{\phi}_n^\pm}$ son prácticamente idénticos ($m, n = i, j$). Nuevamente, las correspondientes contribuciones al MDMD del leptón tau son aproximadamente proporcionales a un producto de constantes de acoplamiento, tal y como se indica en la Figura. Observamos que la contribución tipo-III es la única que muestra una gran sensibilidad a la masa del neutrino, ya que esta decrece hasta un orden de magnitud cuando la masa del neutrino se incrementa a 100 GeV, mientras que las contribuciones tipo-I y tipo-II son menos sensibles a un incremento de la masa del neutrino. Por otro lado, las contribuciones tipo-II y tipo-III parecen ser más pequeñas que sus análogas inducidas por bosones escalares neutros, la contribución tipo-I es relativamente más grande. Sin embargo, debido a que las contribuciones tipo-I y tipo-II son ahora de similar tamaño y debido a que ellas son de signo contrario, ellas pueden cancelarse entre si. Por lo tanto, se espera que la contribución tipo-III sea la dominante entre todas las contribuciones de un solo bosón escalar cargado, lo cual resulta interesante ya que el vértice $\phi^\mp W^\pm Z$ es una peculiaridad de algunos modelos que incorporan tripletes. Otra

vez, un análisis cuidadoso con los respectivos valores de las constantes de acoplamiento se requiere para un modelo en específico, debido a que como en el caso de las contribuciones de los bosones escalares neutros, las contribuciones escalares cargadas pueden estar considerablemente suprimidas debido a que se espera que las constantes de acoplamiento sean más pequeñas que la unidad.

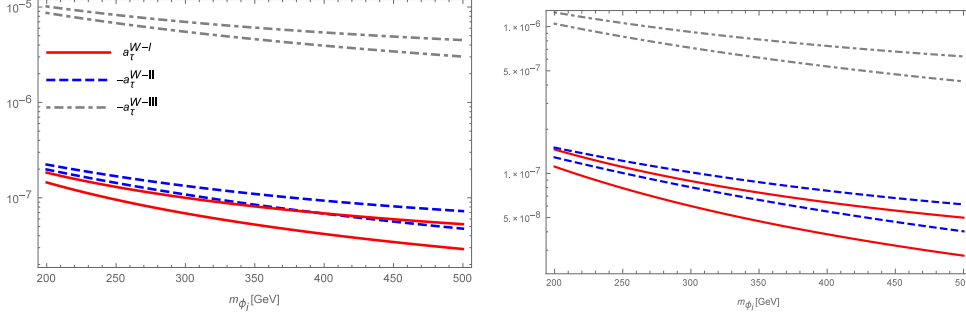


Figura 2.5: Contribuciones al MDMD del leptón τ inducidas por dos bosones escalares cargados no-degenerados ϕ_i^\mp y ϕ_j^\mp como función de $m_{\phi_i^\mp}$ para $m_{\phi_j^\mp} = 600$ GeV (curvas superiores) y $m_{\phi_j^\mp} = 1500$ GeV (curvas inferiores). Hemos considerado $S_{j\tau\nu_m} \sim S_{i\tau\nu_m}$ y $\sim P_{j\tau\nu_m} \sim P_{i\tau\nu_m}$, con $P_{i\tau\nu_m} = -S_{i\tau\nu_m}$ y $P_{i\tau\nu_m} = -S_{i\tau\nu_m}$ (acoplamientos mano-izquierda). Para la masa del neutrino tomamos $m_{\nu_m} = 0$ en la gráfica izquierda y $m_{\nu_m} = 100$ GeV en la gráfica derecha. Por simplicidad hemos considerado acoplamientos casi idénticos $g_{Z\phi_m^\mp\phi_n^\pm}$ y $g_{\phi_i^\pm W^\mp Z}$ ($m, n = i, j$). Cada diferente tipo de contribución es proporcional a los siguientes productos de las constantes de acoplamiento. contribución tipo-I: $g_{Z\phi_i^\mp\phi_j^\pm} \text{Re} [S_{i\tau\nu_m}^* S_{j\tau\nu_m}]$, contribución tipo-II: $g_V^{Zmm} \|S_{i\tau\tau}\|^2$, y contribución tipo-III: $g_{\phi_i^\mp W^\pm Z} \text{Re} [S_{i\tau\tau} g_V^{Z\tau\tau}]$.

Contribuciones de bosones escalares doblemente cargados

En el caso de los bosones escalares doblemente cargados, el MDMD del leptón τ puede recibir contribuciones del tipo-I' y del tipo-II', las cuales surgen de diagramas de Feynman similares a los de las contribuciones tipo-I y tipo-II, respectivamente. Como mencionamos anteriormente algunos modelos predicen un bosón de norma doblemente cargado Y , el cual junto con un escalar doblemente cargado pueden inducir una contribución del tipo-III' (análoga a la contribución tipo-II) siempre que el vértice $\phi^{\mp\mp} Y^{\pm\pm} Z$ surja a nivel de árbol. Asumiremos que los acoplamientos que VSL existen y tomemos al leptón interno como $\ell_m = \tau$. Aunque las expresiones analíticas para esta clase de contribuciones son idénticas a las que surgen de los bosones escalares neutros o cargados, existen algunas diferencias entre estas. Ya que en el caso de bosones escalares simplemente cargados, escalares doblemente cargados no degenerados no resultan necesarios para tener contribuciones diferentes de cero tipo-I', mientras que su contribución análoga tipo-I' desaparecería para un sólo bosón escalar neutro. Hemos realizado un análisis similar para los bosones escalares neutros y simplemente cargados. Por lo que, en la Fig. 2.6 se muestran los tres tipos de contribuciones a los MDMD del leptón τ que surgen de dos bosones escalares doblemente cargados $\phi_i^{\mp\mp}$ y $\phi_j^{\mp\mp}$ como función de $m_{\phi_i^{\mp\mp}}$ para dos valores diferentes de $m_{\phi_j^{\mp\mp}}$. Como en el análisis previo

CAPÍTULO 2. PROPIEDADES DÉBILES DE LOS LEPTONES CARGADOS.

2.2. ANÁLISIS NUMÉRICO

consideramos que todos los acoplamientos de los bosones escalares doblemente cargados son practicamente idénticos y asumimos acoplamientos mano-izquierda $P'_{i\tau\tau} = -S'_{i\tau\tau}$. Para la contribución tipo-III' consideramos dos valores para la masa del bosón de norma doblemente cargado. Podemos observar en las gráficas que a pesar de que hemos tomado valores más grandes para las masas de los bosones escalares doblemente cargados que para los bosones escalares simplemente cargados, la contribución tipo-III' puede ser más grande que la contribución tipo-III, lo cual puede atribuirse al factor de 2 que se introdujó en cada vértice que VNL con dos leptones idénticos. En principio la contribución tipo-III' es del mismo orden que la contribución tipo-III que surge de bosones escalares neutros y es mas grande que las contribuciones tipo-I' y tipo-II', las cuales son de un orden similar que sus análogas inducidas por bosones escalares simplemente cargados. En este caso no existe un aumento que surja de los vértices con dos leptones idénticos. Debido a que estas contribuciones son de signo opuesto, pueden existir grandes cancelaciones entre ellas. En general, las contribuciones de los bosones escalares simplemente cargados muestran una menor sensibilidad que la de los bosones escalares doblemente cargados.

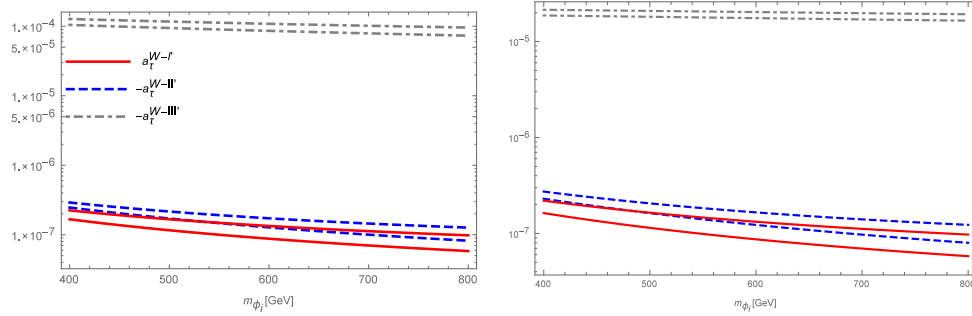


Figura 2.6: Contribuciones al MDMD del leptón τ inducida por dos bosones escalares doblemente cargados no-degenerados $\phi_i^{\mp\mp}$ y $\phi_j^{\mp\mp}$ como función de $m_{\phi_i^{\mp\mp}}$ para $m_{\phi_j^{\mp\mp}} = 600$ GeV (curvas superiores) y $m_{\phi_j^{\mp\mp}} = 1500$ GeV (curvas inferiores). Hemos considerado $S'_{j\tau\tau} \sim S_{i\tau\tau}$ y $P'_{j\tau\tau} \sim P'_{i\tau\tau}$, con $P'_{i\tau\tau} = -S_{i\tau\tau}$ (acoplamientos mano-izquierda). Por simplicidad hemos considerado acoplamientos casi idénticos $g_{Z\phi_m^{\mp\mp}\phi_n^{\pm\pm}}$ and $g_{\phi_m^{\pm\pm}Y^{\mp\mp}Z}$ ($m, n = i, j$). Para la masa de l bosón de norma doblemente cargado tomamos $m_Y = 500$ GeV en las gráficas izquierdas y $m_Y = 1500$ GeV en las gráficas derechas. Cada diferente tipo de contribución es aproximadamente proporcional a los siguientes productos de las constantes de acoplamiento. Contribución tipo-I': $g_{Z\phi_i^{\mp\mp}\phi_j^{\pm\pm}} \text{Re} [S'_{i\tau\tau}{}^* S'_{j\tau\tau}]$, contribución tipo-II': $g_V^{Y\tau\tau} \|S'_{i\tau\tau}\|^2$, y contribución tipo-III': $g_{\phi_i^{\mp\mp}Y^{\pm\pm}Z} \text{Re} [S'_{i\tau\tau} g_V^{Y\tau\tau}]$.

En conclusión las contribuciones del tipo III y III' se esperan que den las mayores contribuciones al MDMD del leptón tau.

Capítulo 3

Decaimientos del Flavon.

Diversas ideas han sido propuestas con el fin de proporcionar una respuesta al problema del sabor [53]. Una posible alternativa es considerar simetrías de sabor las cuales pueden complementarse con el llamado mecanismo de Froggatt-Nielsen (FN) [39]. En el mecanismo de FN, se asume que por encima de alguna escala M_F existe una simetría que prohíbe la presencia de acoplamientos de Yukawa, los fermiones del ME están cargados bajo esta simetría, la cual puede ser una simetría abeliana del tipo $U(1)_F$. Sin embargo, las matrices de Yukawa pueden surgir a partir de operadores no renormalizables. El espectro escalar de estos modelos incluye campos escalares llamados Flavons, los cuales pueden mezclarse con otros campos escalares. En estos modelos, los acoplamientos del bosón de Higgs diagonales que conservan sabor (CS) pueden tener desviaciones con respecto al ME, mientras que los acoplamientos con violación de sabor (VS) pueden ser inducidos a nivel de árbol, los cuales naturalmente estarían suprimidos, pero probablemente al alcance de señales detectables. Por otro lado, al extender el sector escalar del ME se abre la posibilidad de incluir a un bosón escalar candidato a materia oscura, tal y como ocurre con el conocido modelo con un doblete inerte. Existen importantes motivaciones para complementar este modelo con un singlete complejo, por ejemplo, para introducir nuevas fuentes de violación de CP, tal como sucede en el modelo con un doblete inerte y un singlete complejo (IDMS por sus siglas en inglés), el cual ha sido recientemente estudiado en [19].

Estamos interesados en estudiar parte de la fenomenología de los llamados Flavons. En particular, estudiamos su principales modos de decaimiento, trabajamos dentro de una extensión al ME del tipo IDMS, el cual contiene dos dobletes de Higgs y un singlete complejo asociado al mecanismo de FN. La mezcla entre el doblete y el singlete inducirá acoplamientos con VS en el sector de Higgs a nivel de árbol, los cuales pueden dar lugar al decaimiento con violación de sabor $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$, el cual es buscado en el LHC [52].

3.1. El modelo

Consideremos un modelo el cual incluye al doblete usual del ME Φ_s , un doblete inerte Φ_n , y un campo de FN (un singlete complejo). La posibilidad de tener Flavons ligeros ha sido estudiada anteriormente en la ref. [35], y más recientemente en [71]. Además de romper la simetría electrodébil, el doblete Φ_S dota de masa a los leptones y quarks. Imponiendo una simetría discreta Z_2 , el doblete Φ_n será del tipo inerte y contendrá un candidato a

materia oscura [32].

En este modelo únicamente los campos pares ante Z_2 , Φ_s y S_F adquieren valores de expectación del vacío v y u , respectivamente. Por lo cual, ellos pueden descomponerse alrededor del estado de mínima energía de la siguiente manera :

$$\Phi_s = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \phi^0 + iG_z) \end{pmatrix}, \quad \Phi_n = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H + iA) \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

$$S_F = \frac{1}{\sqrt{2}}(u + s_1 + ip_1). \quad (3.2)$$

El potencial de Higgs es muy parecido al del modelo IDMS estudiado en [19]. Con el fin de reducir el número de parámetros se impone una simetría $U(1)$, la cual está asociada con la simetría de sabor del mecanismo de FN. Su ruptura es útil para resolver el problema de la jerarquías en los acoplamientos de Yukawa asociados con el amplio espectro de las masas fermiónicas. El potencial escalar invariante ante CP toma la siguiente forma

$$\begin{aligned} V = & -\frac{1}{2} \left[m_1^2 \Phi_s^\dagger \Phi_s + m_2^2 \Phi_n^\dagger \Phi_n \right] + \frac{1}{2} \left[\lambda_1 \left(\Phi_s^\dagger \Phi_s \right)^2 + \lambda_2 \left(\Phi_n^\dagger \Phi_n \right)^2 \right] \\ & + \lambda_3 \left(\Phi_s^\dagger \Phi_s \right) \left(\Phi_n^\dagger \Phi_n \right) + \lambda_4 \left(\Phi_s^\dagger \Phi_n \right) \left(\Phi_n^\dagger \Phi_s \right) + \frac{\lambda_5}{2} \left[\left(\Phi_s^\dagger \Phi_n \right)^2 + \left(\Phi_n^\dagger \Phi_s \right)^2 \right] \\ & - \frac{m_3^2}{2} S_F^* S_F - \frac{m_4^2}{2} (S_F^{*2} + S_F^2) + \lambda_{s1} (S_F^* S_F)^2 + \lambda_{ss} (\Phi_s^\dagger \Phi_s) (S_F^* S_F) \\ & + \lambda_{sn} (\Phi_n^\dagger \Phi_n) (S_F^* S_F), \end{aligned} \quad (3.3)$$

Donde los términos simétricos ante $U(1)$ son m_1^2 , m_2^2 , m_3^2 , λ_{1-5} , λ_{s1} , λ_{ss} , y λ_{sn} y m_4^2 representa a un término de ruptura suave. Un análisis extenso de la versión que viola CP para la ecuación (3.3) puede encontrarse en la ref. [19]. Para el caso que estamos estudiando donde CP se conserva, podemos obtener las siguientes relaciones al imponer las condiciones de minimalización:

$$m_1^2 = v^2 \lambda_1 + u^2 \lambda_{ss}, \quad (3.4)$$

$$m_3^2 = -2m_4^2 + 2u^2 \lambda_{s1} + v^2 \lambda_{ss}. \quad (3.5)$$

Debido a que estamos considerando la parte invariante ante CP del potencial, las partes CP -par (real) y CP -impar (imaginaria) de las componentes de la matriz de masa no se mezclan. Por lo tanto, la matriz de masa para las componentes reales en la base (ϕ^0, H, s_1) está dada por

$$M_S^2 = \begin{pmatrix} \lambda_1 v & 0 & \lambda_{ss} uv \\ 0 & \frac{1}{2}(-m_3^2 + \lambda^+ v^2 + \lambda_{sn} u^2) & 0 \\ \lambda_{ss} uv & 0 & 2\lambda_{s1} u^2 \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

donde $\lambda^+ = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$.

Por otro lado, la matriz de masa para las componentes imaginarias, en la base (G_z, A, p_1) , está definida por:

$$M_P^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(-m_3^2 + \lambda^- v^2 + \lambda_{sn} u^2) & 0 \\ 0 & 0 & 2m_3^2 \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

donde: $\lambda^- = \lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5$.

El estado neutro $H(A)$ que surge del doblete inerte no mezcla con ϕ^0 ni con s_1 (p_1), y el único estado cargado viene del doblete inerte, con una masa $M_{H^+}^2 = \frac{1}{2}(-m_3^2 + \lambda_3 v^2 + \lambda_{sn} u^2)$.

Las componentes reales del Higgs (ϕ^0) y el campo asociado al flavon (s_1) se mezclan, de esta manera los eigenestados de masa se obtienen a través de una rotación estándar 2×2 :

$$\begin{aligned} \phi^0 &= \cos \alpha h + \sin \alpha H_F \\ s_1 &= -\sin \alpha h + \cos \alpha H_F. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Los eigenestados de masa son: h , el cual está asociado al bosón de Higgs del ME, con $m_h = 125$ GeV, mientras que, H_F y A_F son estados pesados. Las propiedades de H_F dependerán en las propiedades del bosón de Higgs h debido a la mezcla entre ambos. El estado A_F no tiene acoplamiento a los bosones de norma, pero si a los fermiones, incluyendo tanto acoplamiento que CS y acoplamiento que VS.

Para el análisis subsiguiente será útil el uso del vértice trilinear $H_F h h$, el cual queda expresado de la siguiente forma

$$\begin{aligned} g_{H_F h h} &= \frac{1}{2} [\lambda_{ss}(u \cos^3 \alpha + v \sin^3 \alpha) + 2u \sin^2 \alpha \cos \alpha (3\lambda_{s_1} - \lambda_{ss}) \\ &+ v \sin \alpha \cos^2 \alpha (3\lambda_1 - 2\lambda_{ss})] \simeq \frac{1}{2} \lambda_{ss} u \equiv \lambda u \end{aligned} \quad (3.9)$$

La densidad lagrangiana de FN que incluye los términos que se convertirán en los acoplamiento de Yukawa después de la ruptura espontánea de la simetría de sabor está dada por:

$$\mathcal{L}_Y = \rho_{ij}^u \left(\frac{S_F}{\Lambda_F} \right)^{n_{ij}} \bar{Q}_i d_j \tilde{\Phi} + \rho_{ij}^d \left(\frac{S_F}{\Lambda_F} \right)^{p_{ij}} \bar{Q}_i u_j \Phi + \rho_{ij}^l \left(\frac{S_F}{\Lambda_F} \right)^{q_{ij}} \bar{L}_i l_j \Phi + \text{H.c.} \quad (3.10)$$

donde n_{ij} , p_{ij} , y q_{ij} denotan la combinación de cargas abelianas para cada tipo de fermión. El campo escalar asociado a el Flavon S_F tiene una carga de sabor igual a -1, de tal forma que \mathcal{L}_Y es invariante ante $U(1)_F$. Los acoplamiento de Yukawa surgen después del rompimiento espontáneo de la simetría de sabor, es decir, $\lambda_x \sim (\frac{\langle S_F \rangle}{\Lambda_F})^{n_x}$, donde $\langle S \rangle$ denota el valor de expectación del vacío para el Flavon, mientras que, Λ_F representa una nueva escala de masa para los campos masivos que transmiten la ruptura de la simetría a quarks y leptones. Diferentes estructuras para las matrices de Yukawa de cada tipo de fermión pueden revisarse en [32].

En la base de los eigenestados de masa, la densidad lagrangiana que describe los acoplamiento entre bosones escalares y los fermiones queda descrita de la siguiente manera

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= \frac{1}{v} [\bar{U} M_u U + \bar{D} M_d D + \bar{L} M_l L] (c_\alpha h + s_\alpha H_F) \\ &+ \frac{v}{\sqrt{2}u} [\bar{U}_i \tilde{Z}^u U_j + \bar{D}_i \tilde{Z}^d D_j + \bar{L}_i \tilde{Z}^l L_j] (-s_\alpha h + c_\alpha H_F + i A_F), \end{aligned} \quad (3.11)$$

donde la información sobre la intensidad de los acoplamientos que violan sabor se encuentra en las matrices \tilde{Z}^f . De esta forma, las interacciones (diagonales y no-diagonales) de los bosones escalares (h, H_F, A_F) con los fermiones f_i son

$$\begin{aligned}
 (\bar{f}_i f_i h) &= \frac{c_\alpha}{v} \bar{M}_{ii}^f - \frac{s_\alpha v}{\sqrt{2}u} \tilde{Z}_{ii}^f, \\
 (\bar{f}_i f_j h) &= -\frac{s_\alpha v}{\sqrt{2}u} \tilde{Z}_{ij}^f, \\
 (\bar{f}_i f_i H_F) &= \frac{s_\alpha}{v} \bar{M}_{ii}^f + \frac{c_\alpha v}{\sqrt{2}u} \tilde{Z}_{ii}^f, \\
 (\bar{f}_i f_j H_F) &= \frac{c_\alpha v}{\sqrt{2}u} \tilde{Z}_{ij}^f, \\
 (\bar{f}_i f_j A_F) &= \frac{iv}{\sqrt{2}u} \tilde{Z}_{ij}^f \gamma^5.
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

Además de los acoplamientos de Yukawa, también necesitamos especificar los acoplamientos de los escalares con los bosones de norma, los cuales pueden escribirse como $g_{h_i V V} = \chi_V^{h_i} g_{h V V}^{\text{SM}}$, con el factor $\chi_V^{h_i}$ dado por $\chi_V^h = \cos \alpha$ y $\chi_V^{H_F} = \sin \alpha$.

Sin embargo, debido a que los acoplamientos de los escalares con la primera generación de fermiones se encuentran altamente suprimidos, consideramos únicamente mezcla entre la segunda y tercera familia para estudiar los acoplamientos de los escalares con violación de sabor, los cuales están dados en términos de los elementos de las matrices \tilde{Z}^f . Esto es, para los quarks tipo up la matriz \tilde{Z}^u (en la base de los eigenestados de masa) está dada por:

$$\tilde{Z}^u = \begin{pmatrix} Y_{22}^u & Y_{23}^u \\ Y_{23}^u & 2s_u Y_{23}^u \end{pmatrix}, \tag{3.13}$$

y de manera similar para los quarks tipo down y los leptones. Encontramos relaciones entre los parámetros, de tal forma que podemos expresar los coeficientes $\rho_{ij}^{u,d}$ en términos de cocientes de las masas y el ángulo de la matriz CKM $V_{cb} \simeq s_{23}$. Esto es, definimos: $r_u = m_c/m_t$, $r_d = m_s/m_b$, $r_1^u = Y_{22}^u/Y_{33}^u$, y $r_2^u = Y_{23}^u/Y_{33}^u$. Algo similar ocurre para $r_1^d = Y_{22}^d/Y_{33}^d$ y $r_2^d = Y_{23}^d/Y_{33}^d$. Dentro de esta aproximación tenemos que: $\tilde{Y}_{33}^f \simeq Y_{33}^f$ para $f = u, d$. Entonces, $r_1^f = r_f + r_2^f$, y los cocientes de los acoplamientos de Yukawa deben satisfacer las siguientes relaciones:

$$r_2^u = r_2^d \frac{1+r_d}{1+r_u} - \frac{s_{23}}{1+r_u} \tag{3.14}$$

Finalmente, vale la pena mencionar que el mecanismo de FN puede completar su carácter ultravioleta a través de la introducción de fermiones espejo. El contenido exacto depende del modelo en específico, así como de la matriz de Yukawa deseada. En general, uno necesita introducir nuevos quarks-vector, cuyos números cuánticos se muestran en la tabla 3.1.

Type	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	N_f
$P (P)$	3	2	$\frac{1}{6}$	3 (3)
$U (U)$	3	1	$\frac{2}{3}$	3 (3)
$D (\bar{D})$	3	1	$-\frac{1}{3}$	3 (3)

Tabla 3.1: Quarks pesados en el mecanismo de FN mínimo.

Scenario	\tilde{Z}_{33}^u	\tilde{Z}_{23}^u	\tilde{Z}_{22}^u
X1	4×10^{-4}	2×10^{-2}	2×10^{-4}
X2	$1,4 \times 10^{-2}$	$1,2 \times 10^{-1}$	$7,2 \times 10^{-3}$
X3	0.27	0.52	0.14

Tabla 3.2: Elementos relevantes de la matriz \tilde{Z}_{ij}^u para los quarks tipo up.

3.2. Acoplamiento del Flavon

Ahora discutiremos las consideraciones necesarias para expresar todos los acoplamientos relevantes del Flavon, los cuales nos permitirán definir algunos puntos de referencia:

1. Acoplamientos escalares que conservan sabor. Primero, tomemos los datos de LHC para derivar cotas sobre los acoplamientos del Flavon siguiendo el análisis presentado en la ref. [41]. Las desviaciones con respecto a los acoplamientos del Higgs del ME deben ser muy pequeñas y estas pueden expresarse como: $g_{hXX} = g_{hXX}^{ME}(1 + \epsilon_X)$. Los resultados obtenidos en [41] arrojan los siguientes rangos permitidos con un 95% C.L.: $\epsilon_t = -0,21 \pm 0,23$, $\epsilon_b = -0,19 \pm 0,3$, y $\epsilon_\tau = 0 \pm 0,18$; mientras que para los bosones W y Z se encontró que $\epsilon_W = -0,15 \pm 0,14$ y $\epsilon_Z = -0,01 \pm 0,13$.

Usaremos las restricciones más restrictivas, las cuales provienen de una combinación de ϵ_Z y ϵ_t , de tal forma que la restricción resultante sobre el ángulo de mezcla es $0,86 < \cos \alpha < 1,0$.

2. Acoplamientos escalares que violan sabor para los quarks tipo up. En lo que respecta a los acoplamientos con quarks tipo up, seguimos el método que se presenta en la ref. [32]. Esto es, consideraremos los siguientes valores: $r_d^2 = 0,05, 0,1, \text{ y } 0,3$. En la tabla 3.2 se muestran los valores de las entradas para los elementos de la matriz \tilde{Z}^u , considerando el escenario de mezcla entre la segunda y tercera familia. Nos enfocamos en el sector de los quarks tipo up, ya que estamos interesados únicamente en obtener un estimado para las predicciones más relevantes del modelo.

3. Acoplamientos escalares que violan sabor para los leptones. Estos acoplamientos están escritos en términos de los parámetros ρ_{ij} , los cuales aparecen en la matriz de masa para los leptones cargados y resultan ser del orden $O(1)$. Esto es,

$$\begin{aligned}
 \tilde{Z}_{33}^l &= 2\sqrt{2}\frac{m_\tau}{v} \simeq 1,95 \times 10^{-2} \\
 \tilde{Z}_{23}^l &= 4\lambda^4 \rho_{23}^l \simeq 10^{-2} \rho_{23}^l \\
 \tilde{Z}_{22}^l &= 4,1 \times 10^{-2} \rho_{23}^l + 2,41 \times 10^{-3}
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

Consideraremos los siguientes valores para $\rho_{23}^l = 0,25, 0,75$.

Una interesante prueba de los acoplamientos que violan sabor es provista por el decaimiento $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$, el cual fue inicialmente estudiado en las referencias [66, 33] y un análisis posterior sobre una posible detectabilidad de la señal apareció poco tiempo después en [46, 13, 54]. Cálculos precisos a nivel de un lazo con neutrinos masivos, SUSY y otros modelos han sido llevado a cabo en [31, 10, 21, 30]. La búsqueda para este decaimiento en el LHC Run I [57] observó un ligero exceso en la señal de eventos con una significancia de 2.4 desviaciones estándar, lo que condujo a que diversos trabajos aparecieran tratando de explicar los resultados [73]. Sin embargo, un reporte reciente en [26] ha tirado abajo cualquier exceso y establece un límite para $BR(h \rightarrow \bar{\mu}\tau) < 1,2 \times 10^{-2}$ con un 95% C.L. Este límite resulta demasiado débil independientemente de la señal perdida, por lo que la búsqueda de decaimientos con violación de número leptónico sigue representando una oportunidad única de buscar efectos de NF al alcance del LHC Run II. Mostramos en la Fig. 3.1 una gráfica de contorno para la razón del decaimiento $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$ en el plano $u - \tilde{Z}_{23}$, con $s_\alpha = 0,4$ y $\tilde{Z}_{33} = 0,15$. Podemos observar que pueden alcanzarse valores del orden de 10^{-2} para valores de u alrededor de 500 GeV y $\tilde{Z}_{23} = 0,02$. Sin embargo, una mejoría en el límite experimental sobre $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$ proporcionará constricciones más fuertes sobre los valores permitidos para los parámetros.

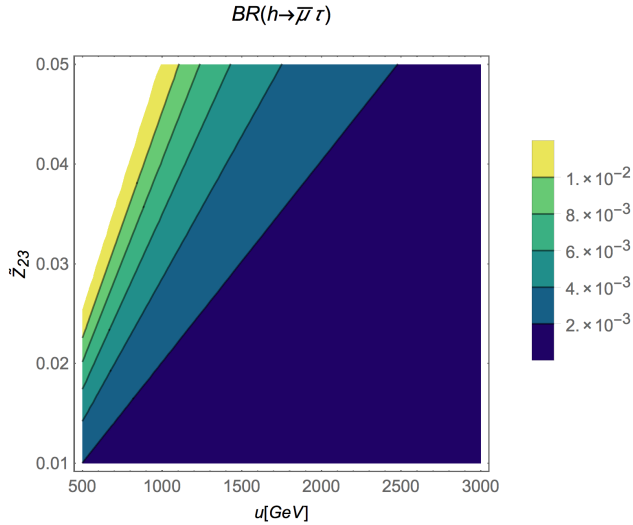


Figura 3.1: Gráfica de contorno para las razones del decaimiento con violación de número leptónico $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$ en el plano $u - \tilde{Z}_{23}$. Hemos considerado los valores de $s_\alpha = 0,4$ y $\tilde{Z}_{33} = 0,15$.

3.3. Modos de decaimiento del Flavon

A continuación presentamos los principales modos de decaimiento del Flavon. Para ilustrar el comportamiento de los decaimientos del Flavon consideraremos dos escenarios de interés, esto es, un valor intermedio y un valor muy pequeño para el ángulo de mezcla s_α . Primero consideremos el siguiente conjunto de valores: $s_\alpha = 0,4$, $u = 500$ GeV, $\lambda = 0,1$, $\tilde{Z}_{33} = 0,15$, y $\tilde{Z}_{23} = 0,01$. Las razones de decaimiento para los canales relevantes del Flavon se muestran en función de su masa M_{H_F} en la Fig. 3.2. Observamos que en este escenario,

CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS DEL FLAVON.
3.3. MODOS DE DECAIMIENTO DEL FLAVON

los canales de decaimiento $H_F \rightarrow WW$ y $H_F \rightarrow ZZ$ resultan dominantes, con razones del orden de 0.7 y 0.35, respectivamente. Estos canales de decaimiento permanecen como dominantes aún después de alcanzar el umbral para M_{H_F} que permite el decaimiento $H_F \rightarrow t\bar{t}$, el cual puede alcanzar, a lo más, una razón de decaimiento del orden de 0,2. También podemos notar que el decaimiento $H \rightarrow hh$ puede alcanzar una razón de decaimiento del orden del diez por ciento aproximadamente, aunque tal valor tiene una gran dependencia sobre el valor de el parámetro λ . Tal razón de decaimiento puede abrir la posibilidad para buscar este modo de decaimiento en el LCH13. En lo que respecta a los canales de decaimiento inducidos a nivel de un lazo, ellos se encuentran altamente suprimidos. En particular, la razón del canal $H_F \rightarrow \gamma\gamma$ muestra una gran caída alrededor de 600 GeV, donde este canal sería despreciable. En lo que respecta a los decaimientos con cambio de sabor $H_F \rightarrow \bar{\mu}\tau$ y $H_F \rightarrow \bar{c}t$, estos pueden alcanzar razones del orden de $10^{-3} - 10^{-4}$ para una masa del Flavon intermedia.

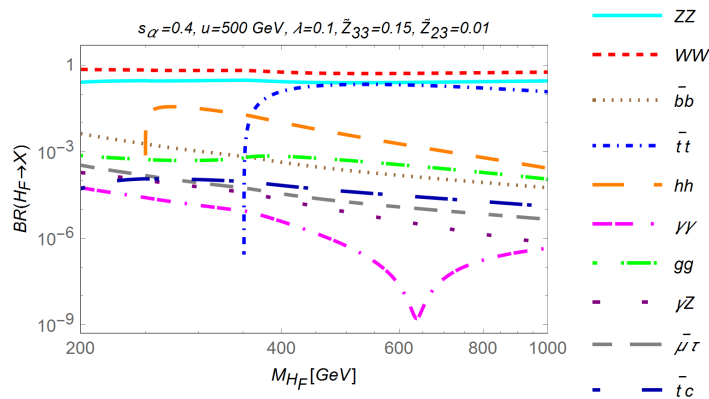


Figura 3.2: Razones de decaimiento para los principales canales del Flavon H_F como función de M_{H_F} para el conjunto de valores sobre los parámetros indicados en la figura.

Ahora analicemos el escenario para un valor muy pequeño de s_α , esto es, tomemos $s_\alpha = 0,01$ y usemos los mismos valores para todos los parámetros restantes. Las razones de decaimiento del Flavon en este caso se muestran en la Fig. 3.3 como función de su masa. Como era de esperarse, debido a la dependencia sobre s_α de los acoplamiento del Flavon, no existe un cambio notorio en el comportamiento de las anchuras de decaimiento. Para una masa intermedia, los canales de decaimiento dominantes siguen siendo aquellos a un par de bosones de norma, pero el decaimiento $H_F \rightarrow hh$ se convierte en dominante después de que es cinemáticamente permitido y poco después de alcanzar el umbral para el decaimiento $H_F \rightarrow t\bar{t}$. Para un Flavon pesado, el decaimiento $H_F \rightarrow t\bar{t}$ se convierte en dominante, lo cual se debe al término extra proporcional a c_α que aparece en la constante de acoplamiento asociada. Los decaimientos inducidos a nivel de un lazo han incrementado sus razones de decaimiento, sin embargo, los canales $H_F \rightarrow \gamma\gamma$ y $H_F \rightarrow Z\gamma$ siguen estando muy suprimidos. Para un valor más pequeño de s_α las anchuras para $H_F \rightarrow WW$ y $H_F \rightarrow ZZ$ aunque no desaparecen se encuentran considerablemente suprimidas, lo cual significa que los canales $H_F \rightarrow gg$ y $H_F \rightarrow t\bar{t}$ serán los canales dominantes, mientras que la razón para el canal $H_F \rightarrow \gamma\gamma$ tendrá un incremento considerable. Todos los demás decaimientos del Flavon a fermiones ligeros tendrán una razón de decaimiento despreciable.

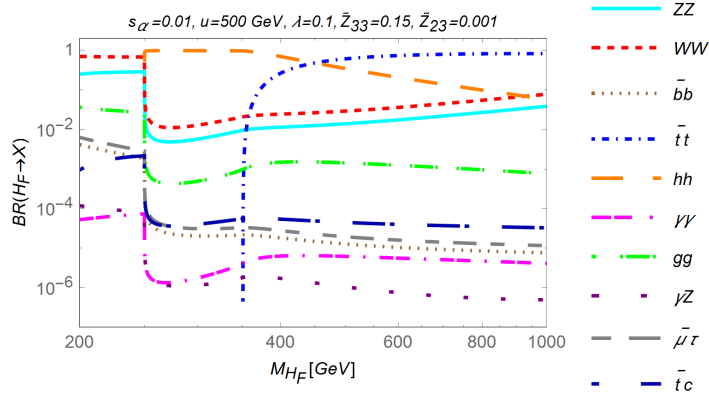


Figura 3.3: Razones de decaimiento para los principales canales del Flavon H_F como función de M_{H_F} para el conjunto de valores sobre los parámetros indicados en la figura.

Vale la pena analizar a detalle el canal $H_F \rightarrow hh$. En la Fig. 3.4 se muestra que en la región del espacio de parámetros comprendida por $500 \text{ GeV} < u < 3000 \text{ GeV}$ y $250 \text{ GeV} < M_{H_F} < 1000 \text{ GeV}$, la razón para el decaimiento $BR(H_F \rightarrow hh)$ puede ser del orden de 0.01, lo cual parece estar al alcance de una señal detectable en LHC13.

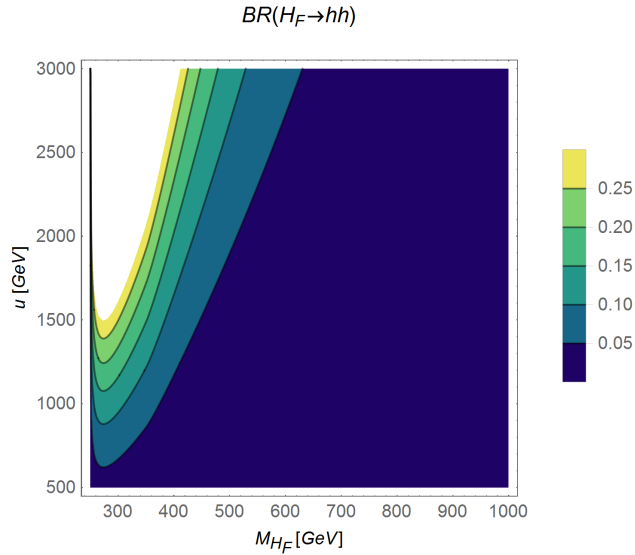


Figura 3.4: Gráfica de contorno para la razón del canal $H_F \rightarrow hh$ en el plano $u - M_{H_F}$. Donde hemos considerado los siguientes valores $s_\alpha = 0,4$, $\lambda = 0,1$, $\tilde{Z}_{33} = 0,15$ y $\tilde{Z}_{23} = 0,01$.

3.4. El Flavon como la resonancia difotónica a 750 GeV

Además de extender los límites en la escala de NF, las colaboraciones ATLAS y CMS reportaron de manera preliminar evidencias de una nueva resonancia a 750 GeV en el

canal difotónico, el cual puede venir de una nueva partícula de espín 0 o 2. Exploramos la posibilidad de que tal resonancia pueda identificarse con el campo asociado al Flavon H_F . Al estudiar los decaimientos de este Flavon, podemos identificar las regiones del espacio de parámetros que pueden acomodar a la nueva señal a 750 GeV. Un resumen de las características de la resonancia difotónica a 750 GeV, se presenta a continuación:

1. El exceso en ATLAS es alrededor de 14 eventos (con una selección de eficiencia de 0.4) y aparece en al menos dos bins, lo que sugiere una anchura de alrededor de 45 GeV (i.e. $\Gamma/M \simeq 0,06$). El mejor ajuste de CMS sugiere una anchura pequeña, mientras que asumir una anchura grande ($\Gamma/M \simeq 0,06$) disminuye la significancia, lo cual corresponde a una sección eficaz de alrededor de 6 fb.

2. Los eventos anómalos no están acompañados de una significativa pérdida de energía, ni tampoco de leptones ni jets. No se han observado resonancias a una masa invariante de 750 GeV en los canales a ZZ , W^+W^- , ni jj , ni tampoco se observaron resonancias $\gamma\gamma$ en la primera corrida de LCH a una energía de $\sqrt{s} = 8$ TeV, aunque tanto los datos de CMS como ATLAS mostraron una ligera fluctuación hacia arriba en $m_{\gamma\gamma} = 750$ GeV. Los datos a una energía de $\sqrt{s} = 8$ TeV y 13 TeV son compatibles a 2σ si la señal de la sección eficaz crece al menos por un factor de 5.

3. Para una resonancia de espín 0 producida por fusión de gluones y decayendo principalmente a dos fotones, el radio de la señal se reproduce para

$$R_{\Gamma}^g = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}\Gamma_{gg}}{MM} \simeq 1,1 \times 10^{-6} \frac{\Gamma}{M} \simeq 6 \times 10^{-8}, \quad (3.16)$$

donde M es la masa del bosón escalar.

4. Cuando la resonancia S es producida por aniquilación de quarks bottom, la señal se reproduce para

$$R_{\Gamma}^b = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}\Gamma_{bb}}{MM} \simeq 1,9 \times 10^{-4} \frac{\Gamma}{M} \simeq 1,1 \times 10^{-5}. \quad (3.17)$$

5. Los datos combinados de ATLAS y CMS a $\sqrt{s} = 8$ y $\sqrt{s} = 13$ TeV resultan en la siguiente sección eficaz de producción para el canal difotónico

$$\sigma(pp \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma) = 6,6 \pm 1,3 \text{ fb}. \quad (3.18)$$

En LCH los Flavons serían principalmente producidos a través de fusión de gluones mediados por un diagrama de triángulo formado por quarks del ME, tal y como se muestra en la Fig. 3.5. La contribución dominante surgiría del quark top. Consideráremos que existen también contribuciones provenientes de nuevos quarks-vector predichos para completar el carácter ultravioleta del modelo. Además de reproducir los datos experimentales para el decaimiento difotónico a $\sqrt{s} = 13$ TeV, el Flavon también debe satisfacer las cotas experimentales establecidas por las colaboraciones ATLAS y CMS (véase la tabla 3.3) sobre la sección eficaz a $\sqrt{s} = 8$ TeV para la producción de una resonancia escalar decayendo a un par de bosones de norma, un par de gluones, etc. Por lo tanto, examinemos si existe una región del espacio de parámetros en el modelo que estamos considerando y que se encuentre en concordancia con los datos experimentales.

A primera vista en las Figs. 3.2 y 3.3 podemos concluir que las siguientes condiciones deben de cumplirse: un ángulo muy pequeño s_{α} debe considerarse para alcanzar razones de decaimiento pequeñas para $H_F \rightarrow WW$ y $H_F \rightarrow ZZ$, los acoplamientos con violación

de sabor son despreciables para suprimir los decaimientos a nivel de árbol $H_F \rightarrow \bar{\mu}\tau$ y $H_F \rightarrow \bar{c}t$, y tener un incremento en la producción difotónica. Este último puede alcanzarse a través de un incremento en la anchura de decaimiento $H_F \rightarrow \gamma\gamma$ junto con un incremento en la producción del modo de fusión de gluones, el cual requiere la introducción de contribuciones de un lazo provenientes de nuevas partículas cargadas/coloreadas. Ya que la contribución de un escalar simplemente cargado está en realidad suprimida, un incremento del decaimiento $H_F \rightarrow \gamma\gamma$ puede alcanzarse con la incorporación de fermiones-vector extra, los cuales pueden también incrementar la anchura parcial $H_F \rightarrow gg$, por lo que una sección eficaz para $pp \rightarrow H_F \rightarrow \gamma\gamma$ del orden de 1-10 fb puede alcanzarse a una energía de $\sqrt{s} = 13$ TeV. Fermiones-vector son requeridos para no estropear las constricciones sobre los datos de precisión electrodébiles. Dentro del contexto de nuestro modelo, estos estados pesados pueden ser naturalmente identificados con fermiones-vector pesados, los cuales pueden surgir al completar el carácter ultravioleta del mecanismo de FN.

X	CMS bound [fb]	ATLAS bound [fb]
WW	220[56]	38[7]
ZZ	27[56]	12[8]
$t\bar{t}$	600[2]	700[4]
hh	52[58]	35[6]
gg	1800[59]	-
$Z\gamma$	-	6[3]
$\gamma\gamma$	1.3[25]	10[5]

Tabla 3.3: Límites experimentales superiores impuestos por las colaboraciones CMS y ATLAS sobre la sección eficaz $pp \rightarrow S \rightarrow X$ a una energía de $\sqrt{s} = 8$ TeV con un 95 % C.L. para una resonancia escalar S con una masa de 750 GeV.

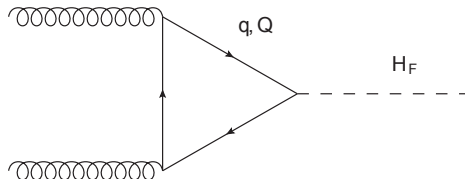


Figura 3.5: Diagrama de Feynman para la contribución principal de la producción del Flavon a través de fusión de gluones. En el lazo circula un quark del ME o un nuevo quark-vector necesario para completar el carácter ultravioleta del modelo que introduce al Flavon. Un diagrama similar induce el decaimiento $H_F \rightarrow \gamma\gamma$ excepto que necesitamos incluir las contribuciones de todas las demás partículas cargadas.

Una discusión detallada de la completos ultravioleta se encuentra más allá de los propósitos de este trabajo y sugerimos al lector interesado revisar la referencia [37]. Sin importar los detalles del modelo en específico en la consideración de los fermiones-vector, para el propósito de nuestro análisis es suficiente considerar un escenario con N quarks-vector degenerados con las siguientes interacciones efectivas para el campo asociado al Flavon

$$\mathcal{L} = i \frac{C_Q m_Q}{v} \bar{Q} Q H_F, \quad (3.19)$$

donde C_Q representa la constante de acoplamiento, la cual puede ser conocida una vez que sea considerado un modelo en particular. Existen modelos que también predicen leptones-vector, pero ellos no pueden explicar el incremento necesario para reproducir la sección eficaz de la señal $pp \rightarrow H_F \rightarrow \gamma\gamma$ por lo que no serán considerados aquí. En lo que respecta a los acoplamientos de los quarks-vector con los bosones de norma del ME, estos pueden ser escritos como:

$$\mathcal{L} = e q_Q \bar{Q} \gamma^\mu Q A_\mu + g_s \bar{Q} \gamma^\mu Q G_\mu + \frac{g}{c_W} \bar{Q} \gamma^\mu (T_3 - s_W^2 Q) Q Z_\mu. \quad (3.20)$$

Por lo tanto, el cálculo del loop fermiónico de la Fig. 3.5 procede de manera usual. El resultado para la anchura a dos fotones, incluyendo las contribuciones de fermiones cargados y el bosón de norma W pueden ser escritas como

$$\Gamma(H_F \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 m_{H_F}^3}{1024 \pi^3 m_W^2} \left| \sum_{s=f, W^\pm} A_s^{H_F \gamma\gamma}(\tau_s) \right|^2, \quad (3.21)$$

donde $\tau_s = 4m_s^2/m_{H_F}^2$ y

$$A_s^{H_F \gamma\gamma}(x) = \begin{cases} -\sum_f \frac{2m_W g_{H_F \bar{f} f} N_c Q_f^2}{m_f} [2x(1 + (1-x)f(x))] & s = f, \\ \frac{g_{H_F W W}}{m_W} [2 + 3x + 3x(2-x)f(x)] & s = W, \end{cases} \quad (3.22)$$

con $g_{H_F \bar{f} f}$ y $g_{H_F W W}$ las respectivas constantes de acoplamiento y

$$f(x) = \begin{cases} \left[\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right) \right]^2 & x \geq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[\log\left(\frac{1+\sqrt{1-x}}{1-\sqrt{1-x}}\right) - i\pi \right]^2 & x < 1. \end{cases} \quad (3.23)$$

Las contribuciones de un simple bosón escalar cargado resultan subdominantes y pueden ser despreciadas. Para un Flavon pesado, las principales contribuciones surgen del fermión cargado más pesado. En cuanto al decaimiento $H_F \rightarrow gg$, su respectiva anchura puede ser obtenida de la ecuación (3.21) al tomar únicamente la contribución de los quarks y hacer el siguiente reemplazo $N Q_f^2 \rightarrow \sqrt{2}$ [34]. Las contribuciones a un orden superior también han sido calculadas y los resultados pueden encontrarse resumidos en la ref. [34]. La sección eficaz de producción de una resonancia escalar decayendo a un canal X está dada por

$$\sigma(pp \rightarrow H_F \rightarrow X) = \sigma(pp \rightarrow H_F)_{GF} BR(H_F \rightarrow X), \quad (3.24)$$

donde $\sigma(pp \rightarrow H_F)_{GF}$ es la sección eficaz para la producción de una resonancia escalar en el LCH [34].

Ahora consideraremos un escenario con 3 quarks-vector degenerados con carga 2/3 (ellos pueden ser introducidos en el modelo como singletes de $SU(2)$ tal y como se muestra en la tabla 3.1) y encontrar la región en el plano C_Q vs s_α consistente con los límites de

LHCI sobre la sección eficaz de la producción de una resonancia escalar decayendo a un estado final X , tal y como se muestra en la tabla 3.3, para el siguiente conjunto de valores: $u = 500$ GeV, $\tilde{Z}_{33} = 0,2$, $\lambda = 0,001$, y $\tilde{Z}_{23} = 0,001$. Esto significa que estamos asumiendo que los canales de decaimiento $H_F \rightarrow hh$, $H_F \rightarrow \bar{\mu}\tau$, y $H_F \rightarrow \bar{c}t$ tienen una anchura despreciable. Para la masa de los quarks-vector, usamos $m_Q = 1000$ GeV para completar los actuales límites experimentales. Los resultados se muestran en la gráfica de la Fig. 3.6, donde el área debajo de cada curva es consistente con los datos de LHCI para la sección eficaz de producción $\sigma(pp \rightarrow H_F \rightarrow X)$ y el área coloreada es la única en la cual la sección eficaz difotónica $\sigma(pp \rightarrow H_F \rightarrow \gamma\gamma)$ se encuentra entre $6,3 \pm 1,3$ fb, reproduciendo de este modo la anomalía observada. Es importante notar que hemos elegido utilizar las constricciones más fuertes de la tabla 3.3. Para estimar la sección eficaz de producción hemos implementado un código con las fórmulas para los anchos de decaimiento de un bosón escalar, así como también la sección eficaz para fusión de gluones [34] y utilizado las distribuciones partónicas CT10 [36]. Notamos que los datos experimentales sobre los estados finales ZZ y gg proporcionan constricciones fuertes sobre los acoplamientos del Flavon, pero existe un área muy pequeña en la cual el modelo del Flavon puede reproducir los datos experimentales sobre la resonancia difotónica mientras que se mantiene consistente con las constricciones experimentales en la sección eficaz de producción para $pp \rightarrow S \rightarrow X$. Para valores de (s_α, C_Q) dentro del área permitida, los modos de decaimientos dominantes son $H_F \rightarrow gg$ y $H_F \rightarrow \bar{t}t$. Si un gran número de quarks-vector con carga $2/3$ son considerados, el área permitida se desplazará hacia abajo y valores más bajos de C_Q serán permitidos. Mientras que un gran número de quarks-vector con carga $-1/3$ serían requeridos para reproducir la señal difotónica, existe también la posibilidad de considerar quarks-vector exóticos. Consideremos un escenario con 3 quarks-vector con carga de $5/3$, los cuales pueden ser introducidos con un doblete de hipercarga $7/6$ ante $SU(2)$ y estarán acompañados por un quark-vector de carga $2/3$. Consideramos que $m_Q = 1000$ GeV y mostramos las constricciones resultantes en la gráfica derecha de la Fig. 3.6. En este escenario la región permitida no únicamente se ha desplazado hacia abajo sino además presenta una disminución considerable. Vale la pena mencionar que los límites experimentales sobre los estados finales $\bar{b}b$, hh y $Z\gamma$ proporcionan constricciones no útiles. También los decaimientos del Flavon a quarks ligeros $H_F \rightarrow \bar{q}q$ no plantean problemas para satisfacer las constricciones de señales para dijets debido a que las correspondientes constantes de acoplamiento son proporcionales a s_α y por lo tanto, producen razones de decaimiento despreciables para valores pequeños de s_α .

Ahora fijamos el ángulo s_α con un valor muy pequeño de $0,001$ y encontremos la región permitida en el plano C_Q vs \tilde{Z}_{33} . Los resultados se muestran en las gráficas izquierda y derecha de la Fig. 3.7 para los mismos valores de los parámetros de los escenarios considerados de la Fig. 3.6. En este caso los canales difotónicos $H_F \rightarrow WW$ y $H_F \rightarrow ZZ$ están considerablemente suprimidos y los estados finales gg y $\bar{t}t$ son los únicos que proporcionan constricciones útiles. Además, en este escenario los decaimientos del Flavon están completamente dominados por las anchuras de decaimiento $H_F \rightarrow gg$ y $H_F \rightarrow \bar{t}t$.

Para valores típicos de los parámetros dentro del área permitida la anchura total del Flavon es del orden de unos pocos GeV a lo más. Esto parece ser una contradicción con los datos de ATLAS, los cuales apuntan a una anchura de decaimiento grande de alrededor de 45 GeV. Sin embargo, los datos de CMS sugieren una resonancia estrecha con una anchura de decaimiento de unos pocos GeVs. Se espera que estas estimaciones cambien

CAPÍTULO 3. DECAIMIENTOS DEL FLAVON.
3.4. EL FLAVON COMO LA RESONANCIA DIFOTÓNICA A 750 GEV

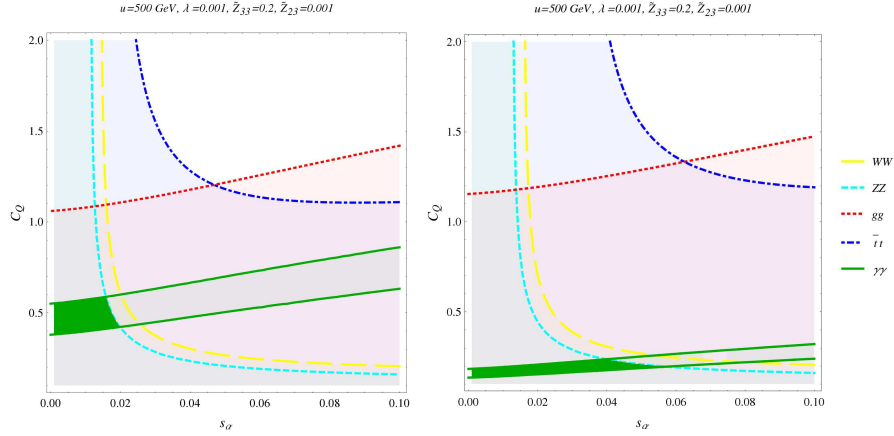


Figura 3.6: Área permitida en el plano C_Q vs s_α por las constricciones del LHC sobre la sección eficaz de producción $\sqrt{s} = 8$ TeV $pp \rightarrow H_F \rightarrow X$ mediada por un Flavon con una masa de 750 GeV para los valores del conjunto de parámetros indicados. Consideramos la incorporación de 3 quarks-vector con masa de $m_Q = 1000$ GeV y carga $2/3$ (gráfica izquierda) y $5/3$ (gráfica derecha). El área debajo de cada curva es la única permitida para este particular modo de producción a una energía de $\sqrt{s} = 8$ TeV (ver Tabla 3.3) y el área verde representa la región donde la sección eficaz de producción $pp \rightarrow H_F \rightarrow \gamma\gamma$ a una energía de $\sqrt{s} = 13$ TeV se encuentra entre $6,6 \pm 1,3$ fb.

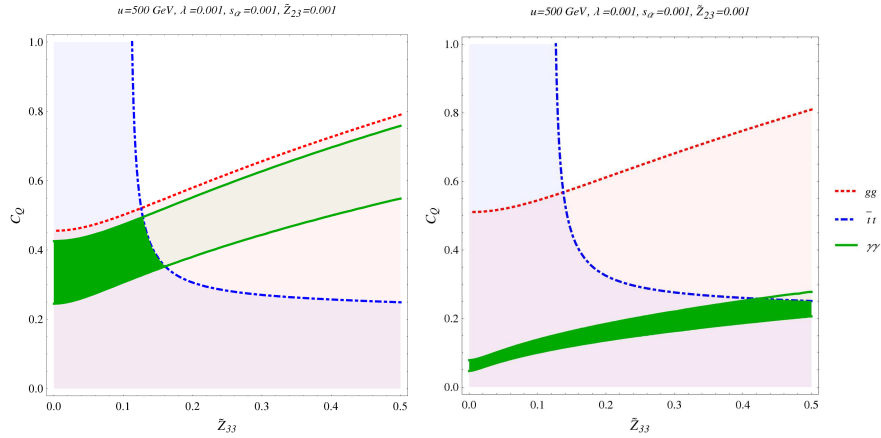


Figura 3.7: Lo mismo que en la Fig. 3.6, pero para el área permitida en el plano C_Q vs \tilde{Z}_{33} .

considerablemente una vez que mas datos estén disponibles, siempre y cuando la resonancia difotónica sea confirmada. En tal caso, un análisis más detallado del escenario planteado por el modelo del Flavon sería necesario.

Capítulo 4

Conclusiones

La presencia de nuevas partículas escalares es una consecuencia de extensiones al ME bien justificadas. Incluso si tales partículas no pudieran ser producidas de manera directa en los colisionadores de partículas, sus efectos cuánticos podrían estar al alcance a través de mediciones de precisión. En este trabajo, hemos obtenido las correcciones a nivel de un lazo provenientes de nuevas partículas escalares tanto a los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V ($V = \gamma, Z$) que definen las propiedades estáticas del bosón W , así como a las propiedades débiles de los fermiones definidas por las correcciones al vértice $Z\bar{f}f$. En ambos casos, se utilizó el enfoque de acoplamientos efectivos de orden renormalizable para obtener expresiones genéricas para los diferentes tipos de contribuciones, las cuales quedan representadas por diferentes diagramas de Feynman. Es importante recalcar que con el objetivo de realizar una verificación de nuestros resultados aplicamos de manera independiente los métodos de parametrización de Feynman y Passarino-Veltman, obteniendo nuestro resultado tanto en función de expresiones analíticas como en función de las funciones escalares de Passarino-Veltman.

En el caso del vértice WWV , nuestros resultados se expresan en términos de (seis) contribuciones genéricas a $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ ($\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z) que pueden usarse para calcular las correcciones que surgen de modelos con sectores escalares extendidos que predicen la existencia de nuevos escalares neutros, cargados y doblemente cargados. Para el análisis numérico nos hemos enfocado en el llamado modelo de Georgi-Machacek, el cual es modelo con tripletes de Higgs que ha llamado mucho la atención recientemente. Este modelo predice 9 nuevos escalares que se clasifican en un singlete, un triplete y un quintuplete, y de los cuales surgen 15 nuevas contribuciones a los factores $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ , mientras que $\Delta\kappa'_Z$ y ΔQ_Z reciben 28 nuevas contribuciones. El comportamiento en general de los factores $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V se analizó para valores de los parámetros permitidos por las constricciones teóricas y experimentales. Encontramos que $\Delta\kappa'_V$ alcanza sus contribuciones del orden de $a = g^2/(96\pi^2)$, donde las contribuciones máximas surgen de los diagramas con dos bosones escalares no degenerados siempre que exista una gran diferencia en sus masas. Por otro lado, el factor ΔQ_V alcanza valores del orden del uno por ciento de a , donde su máxima contribución surge de los diagramas con escalares relativamente ligeros y degenerados. Ambos factores de forma decrecen rápidamente cuando las masas de los bosones escalares son grandes. Los valores para $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V predichos por el modelo de GM son competitivos con los predichos por otras extensiones al ME, pero sigue siendo necesaria una gran precisión

para poder observar tales efectos.

En lo que respecta a las propiedades débiles de los fermiones, se han obtenido expresiones genéricas o para las contribuciones de nuevas partículas escalares a el MDMD y el MDED. Hemos realizado un análisis independiente de un modelo en particular para el caso del MDMD del leptón tau, considerando diversos escenarios posibles en diferentes modelos que extienden el sector escalar del ME. En este sentido, encontramos que las contribuciones que involucran escalares doblemente cargados presentan una mayor sensibilidad que el resto de las contribuciones para escalares neutros o simplemente cargados.

Por otro lado, en este trabajo, hemos estudiado parte de la fenomenología de un campo escalar llamado Flavon asociado con campo de FN en un modelo que incluye un doblete que participa en la ruptura espontánea de la simetría y un doble inerte extra, el cual contiene un candidato a materia oscura. Encontramos que este modelo presenta una interesante fenomenología que puede ser explorada por el LHC. Por ejemplo, debido a la mezcla entre el doblete de Higgs con el Flavon H_F , se pueden inducir acoplamientos del Higgs con violación de sabor con efectos no despreciables. Constricciones sobre estos acoplamientos, derivados de la búsqueda de nuevos escalares y precisión de los acoplamientos del Higgs del ME, así como de sus posibles implicaciones han sido estudiadas. Encontramos que este modelo permite una región del espacio de parámetros, en la cual la razón de decaimientos del Higgs del ME $h \rightarrow \bar{\mu}\tau$ puede ser orden de los actuales límites experimentales.

Apéndices

Apéndice A

Reglas de Feynman y funciones de un lazo para el vértice WWW

A.1. Reglas de Feynman para los vértices relevantes del modelo de GM

Presentamos las reglas de Feynman para los vértices del tipo $X_A X_A V$, $\phi_A \phi_B X_C$, y $\phi_A X_B X_C$ que surgen en el ME de GM. Aquí X representa a un bosón neutro o cargado, $V = \gamma, Z$, y ϕ es un bosón escalar neutro, cargado o doblemente cargado. La estructura de Lorentz respectiva para cada vértice de este tipo se muestra en la Fig. 1.2, por lo tanto únicamente necesitamos presentar las respectivas constantes de acoplamiento. Debido a que en el modelo de GM no existen bosones de norma extra, los únicos vértices del tipo $X_A X_A V$ son $W^\mp W^\pm \gamma$ y $W^\mp W^\pm Z$, cuyas constantes de acoplamiento son $g_{WW\gamma} = g_\gamma = e$ y $g_{WWZ} = g_Z = gc_W$.

En lo que respecta a los vértices del tipo $\phi_A \phi_B X_C$, sus respectivas constantes de acoplamiento se muestran en la Tabla A.1, mientras que las constantes de acoplamiento para los vértices del tipo $\phi_A X_B X_C$ se presentan en la Tabla A.2.

A.2. Funciones de un lazo

En este apéndice presentamos los resultados para las integrales de un lazo involucradas en los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V en términos de integrales paramétricas y funciones escalares de Passarino-Veltman.

A.2.1. Integrales paramétricas

Las funciones de un lazo que surgen de los diagramas de Feynman de la Fig. 1.3 pueden ser escritas en términos de las siguientes integrales paramétricas

$$I_{\kappa, Q}^{V-i} = \int_0^1 F_{\kappa, Q}^{V-i}(x) dx, \quad (\text{A.1})$$

**APÉNDICE A. REGLAS DE FEYNMAN Y FUNCIONES DE UN LAZO
PARA EL VÉRTICE WWV
A.2. FUNCIONES DE UN LAZO**

Tabla A.1: Constantes de acoplamiento para los vértices del tipo $\phi_A\phi_B X_C$ (dos bosones escalares y un bosón de norma) en el modelo de GM. Aquí $s_H = \sin\theta_H$ y $c_H = \cos\theta_H$, $g_h = \frac{1}{6}(2\sqrt{6}c_H s_\alpha + 3s_H c_\alpha)$, y $g_H = \frac{1}{6}(2\sqrt{6}c_H c_\alpha - 3s_H s_\alpha)$. La estructura de Lorentz se muestra en la Fig. 1.2.

Vértice	Constante de acoplamiento
$H_3^\pm h W^\mp$	$g g_h$
$H_3^\pm H W^\mp$	$g g_H$
$H_3^\pm H_5^0 W^\mp$	$-\frac{\sqrt{3}}{6} g c_H$
$H_5^\pm H_5^0 W^\mp$	$\frac{\sqrt{3}}{2} g$
$H_5^\pm H_3^0 W^\mp$	$\pm \frac{i}{2} g c_H$
$H_3^\pm H_3^0 W^\mp$	$\pm \frac{i}{2} g$
$H_5^{\pm\pm} H_5^\mp W^\mp$	$-\frac{1}{\sqrt{2}} g$
$H_5^{\pm\pm} H_3^\mp W^\mp$	$-\frac{1}{\sqrt{2}} g c_H$
$H_3^0 h Z$	$i \frac{g}{c_W} g_h$
$H_3^0 H Z$	$-i \frac{g}{c_W} g_H$
$H_5^0 H_3^0 Z$	$-i \frac{g}{\sqrt{3} c_W} c_H$
$H_5^\pm H_3^\pm Z$	$\frac{g}{2 c_W} c_H$
$H_3^+ H_3^- Z$	$\frac{g}{2 c_W} (1 - 2s_W^2)$
$H_5^+ H_5^- Z$	$\frac{g}{2 c_W} (1 - 2s_W^2)$
$H_5^{++} H_5^{--} Z$	$\frac{g}{c_W} (1 - 2s_W^2)$
$H_3^+ H_3^- \gamma$	e
$H_5^+ H_5^- \gamma$	e
$H_5^{++} H_5^{--} \gamma$	$2e$

Tabla A.2: Constantes de acoplamiento para los vértices del tipo $\phi_A X_B X_C$ (un bosón esclar y dos bosones de norma) en el modelo de GM. Aquí $f_h = \frac{1}{6}(3c_H c_\alpha + 2\sqrt{6}s_H s_\alpha)$ y $f_H = \frac{1}{6}(3c_H s_\alpha - 2\sqrt{6}s_H c_\alpha)$. La estructura de Lorentz se muestra en la Fig. 1.2.

Vértice	Constante de acoplamiento
$W^\pm W^\mp H_5^{\pm\pm}$	$\frac{g^2}{\sqrt{2}} v s_H$
$W^\pm Z H_5^\pm$	$\mp \frac{g^2}{2 c_W} v s_H$
$W^+ W^- H_5^0$	$\frac{g^2}{2\sqrt{3}} v s_H$
$Z Z H_5^0$	$-\frac{g^2}{\sqrt{3} c_W^2} v s_H$
$W^+ W^- h$	$-g^2 v f_h$
$W^+ W^- H$	$g^2 v f_H$
$Z Z h$	$-\frac{g^2}{c_W^2} v f_h$
$Z Z H$	$\frac{g^2}{c_W^2} v f_H$

para $V = Z, \gamma$ y $i = a, b, c$. Estas funciones de un lazo dependen en x_A, x_B , y x_V , pero por sencillez eliminamos su dependencia explícita a partir de ahora, sobreentendiendo su

**APÉNDICE A. REGLAS DE FEYNMAN Y FUNCIONES DE UN LAZO
PARA EL VÉRTICE WWV**

A.2. FUNCIONES DE UN LAZO

dependencia. Vale la pena recordar al lector que los subíndices A y B corresponden a las partículas virtuales que circulan dentro del lazo para cada diagrama de Feynman de la Fig. 1.3.

Presentamos primero las funciones $F_{\kappa, Q}^{V-i}(x)$ para un bosón de norma neutro masivo V , las cuales pueden escribirse como

$$F_{\kappa}^{V-i}(x) = f_0^i(x) + f_1^i(x) \tan^{-1} \left[\frac{(x-1)\sqrt{x_V}}{\zeta(x)} \right] + f_2^i(x) \log[\lambda(x)], \quad (\text{A.2})$$

y

$$F_Q^{V-i}(x) = h_0^i(x) + h_1^i(x) \tan^{-1} \left[\frac{(x-1)\sqrt{x_V}}{\zeta(x)} \right], \quad (\text{A.3})$$

donde hemos introducido la función auxiliar

$$\zeta(x) = [4\lambda(x) - (x-1)^2 x_V]^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{A.4})$$

con $\lambda(x) = x(x - \delta - 1) + x_A$ y $\delta = x_A - x_B$. También, $f_j^i(x)$ representa a las funciones polinómicas dadas por

$$f_0^a(x) = 4(x^2 - 1), \quad (\text{A.5})$$

$$f_1^a(x) = -\frac{4}{\zeta(x)\sqrt{x_V}} ((3x-1)(x-1)^2 x_V + 4\lambda(x)(x+1)), \quad (\text{A.6})$$

$$f_2^a(x) = 6x^2 - 8x + 2. \quad (\text{A.7})$$

$$f_0^b(x) = -\frac{1}{2x_A^2} (x-1)(x(x_V - 6x_A) + x_V), \quad (\text{A.8})$$

$$f_1^b(x) = \frac{1}{2\zeta(x)x_A^2\sqrt{x_V}} (4xx_V(x(x-\delta) + \delta_+) + 4x_A(x(x(7\delta - 8x + 9) - 11x_A + x_B - 1) + 4x_A) + (x-1)^2(3x-1)x_V^2), \quad (\text{A.9})$$

$$f_2^b(x) = \frac{1}{4x_A^2} ((4-3x)x-1)x_V. \quad (\text{A.10})$$

$$f_0^c(x) = \frac{1-x^2}{x_B}, \quad (\text{A.11})$$

$$f_1^c(x) = \frac{1}{\zeta(x)x_B\sqrt{x_V}} (4(x^2-1)(x-x_A) + 4x(x+3)x_B + (3x-1)(x-1)^2 x_V), \quad (\text{A.12})$$

$$f_2^c(x) = \frac{(4-3x)x-1}{2x_B}. \quad (\text{A.13})$$

donde hemos definido $\delta_{\pm} = x_A \pm x_B - 1$.

En lo que respecta a las funciones polinómicas h_i^j , únicamente necesitamos h_i^a

$$h_0^a(x) = -\frac{8(x-1)x}{x_V}, \quad (\text{A.14})$$

$$h_1^a(x) = \frac{32\lambda x}{\zeta(x)x_V^{3/2}}, \quad (\text{A.15})$$

**APÉNDICE A. REGLAS DE FEYNMAN Y FUNCIONES DE UN LAZO
PARA EL VÉRTICE WWV
A.2. FUNCIONES DE UN LAZO**

debido a que las funciones I_Q^{V-b} and I_Q^{V-c} obedecen

$$I_Q^{V-b} = \frac{2x_A - x_V}{8x_A^2} I_Q^{V-a}, \quad (\text{A.16})$$

$$I_Q^{V-c} = -\frac{1}{x_B} I_Q^{V-a}. \quad (\text{A.17})$$

Con respecto a las constantes C_V^i , ellas están dadas de la siguiente manera

$$C_V^a = \frac{g_{\phi_A \phi_B W} g_{\phi_B \phi_A W} g_{\phi_A \phi_A V}}{g_V}, \quad (\text{A.18})$$

$$C_V^b = \frac{g_{X_A \phi_B W}^2 g_{X_A X_A V}}{m_W^2 g_V}, \quad (\text{A.19})$$

$$C_V^c = \frac{g_{\phi_A X_B W}^2 g_{\phi_A \phi_A V}}{m_W^2 g_V}, \quad (\text{A.20})$$

donde g_{ABC} representa a las constantes de acoplamiento asociadas con el vértice ABC y están presentadas en el apéndice Appendix A.1. Debe notarse que es necesario ser cuidadoso cuando se establece el flujo de el cuadrimomento en la regla de Feynman para cada vértice para poder determinar de manera correcta el signo correcto en su respectiva constante de acoplamiento.

Las contribuciones a $\Delta \kappa_Z^i$ y ΔQ_Z^i provenientes de este conjunto de diagramas se obtienen fácilmente tomando $x_V \rightarrow x_Z$ en sus respectivas integrales paramétricas e insertando las apropiadas constantes de acoplamiento en los coeficientes C_V^i dados en las ecuaciones (A.18)-(A.20). Los factores de forma electromagnéticos $\Delta \kappa_\gamma^i$ y ΔQ_γ^i se pueden obtener de manera sencilla al considerar el límite $x_V \rightarrow 0$ y sus correspondientes constantes de acoplamiento. En este caso, las integrales paramétricas se simplifican de la siguiente forma

$$I_\kappa^{\gamma-a} = 2 \int_0^1 (x-1)(3x-1) \log[\lambda(x)] dx, \quad (\text{A.21})$$

$$I_\kappa^{\gamma-b} = - \int_0^1 \frac{(x-1)^2 (x^2 + 3x_A + \lambda(x))}{2x_A \lambda(x)} dx, \quad (\text{A.22})$$

$$I_\kappa^{\gamma-c} = \frac{1}{2} \int_0^1 (x-1) \left[\frac{(1-3x) \log[\lambda(x)]}{x_B} + \frac{4x}{\lambda(x)} \right] dx. \quad (\text{A.23})$$

y

$$I_Q^{\gamma-a} = \frac{4}{3} \int_0^1 \frac{(x-1)^3 x}{\lambda(x)} dx, \quad (\text{A.24})$$

con

$$I_Q^{\gamma-b} = \frac{1}{4x_A} I_Q^{\gamma-a}, \quad (\text{A.25})$$

$$I_Q^{\gamma-c} = -\frac{1}{4x_B} I_Q^{\gamma-a}. \quad (\text{A.26})$$

Ahora presentamos las integrales paramétricas para las funciones de un lazo de los diagramas de Feynman de la Fig. 1.4, las cuales contribuyen únicamente a los factores

**APÉNDICE A. REGLAS DE FEYNMAN Y FUNCIONES DE UN LAZO
PARA EL VÉRTICE WWV**

A.2. FUNCIONES DE UN LAZO

de forma $\Delta\kappa_Z^i$ y ΔQ_Z^i . Esta vez, el superíndice i representa a la contribución total de los diagramas i_1 y i_2 , con $i = d, e, f$. Las integrales paramétricas $I_{\kappa, Q}^{Z-i}$ están dadas por expresiones similares a las ecuaciones (A.1), pero con las funciones $F_{\kappa, Q}^{Z-i}$ dependiendo también en la variable x_C . Ellas están dadas por

$$F_{\kappa}^{Z-i}(x) = f_0^{Z-i}(x) + f_1^{Z-i}(x)\eta_1(x) + f_2^{Z-i}(x)\eta_2(x), \quad (\text{A.27})$$

y

$$F_Q^{Z-i}(x) = h_0^{Z-i}(x) + h_1^{Z-i}(x)\eta_1(x) + h_2^{Z-i}(x)\eta_2(x), \quad (\text{A.28})$$

donde introducimos las funciones auxiliares

$$\eta_1(x) = \tan^{-1} \left[\frac{2(x-1)x_Z}{1 + \delta'^2 - (x-1)^2 x_Z^2} \right], \quad (\text{A.29})$$

$$\eta_2(x) = \log \left[\frac{\lambda'(x)}{\lambda(x)} \right]. \quad (\text{A.30})$$

con $\lambda'(x) = x(x - \delta' - 1) + x_C$ y $\delta' = x_C - x_B$. Las funciones f_j^i y h_j^i están dadas por

$$f_0^d(x) = 4(x-1)(3x-1) \log[\lambda(x)] + 8(x^2 - 1), \quad (\text{A.31})$$

$$f_1^d(x) = \frac{4}{\theta(x)x_Z} \left(-2(x+1)x_Z \left(-x(x_A - 2x_B + x_C + 2) + x_A + x_C + 2x^2 \right) \right. \\ \left. + (5x+1)\delta'^2 - (x-1)^2(3x-1)x_Z^2 \right), \quad (\text{A.32})$$

$$f_2^d(x) = \frac{2}{x_Z} \left(-(5x+1)x_A + 5xx_C + x_C + x(3x-4)x_Z + x_Z \right). \quad (\text{A.33})$$

$$f_0^e(x) = -\frac{(x-1)}{x_C} \left((3x-1) \log[\lambda(x)] + 2(x+1) \right), \quad (\text{A.34})$$

$$f_1^e(x) = \frac{1}{\theta(x)x_C x_Z} \left(2x_Z \left(x \left(-x(x_A - 2x_B + x_C) + 2x_B + x_C + 2x^2 - 2 \right) + x_A \right) \right. \\ \left. - \delta' (5xx_A + x_A - 5xx_C + x_C) + (x-1)^2(3x-1)x_Z^2 \right) \quad (\text{A.35})$$

$$f_2^e(x) = \frac{1}{2x_C x_Z} \left(5xx_A + x_A - 5xx_C + x_C + ((4-3x)x-1)x_Z \right). \quad (\text{A.36})$$

$$f_0^f(x) = \frac{(x-1)}{2x_A x_B x_Z} (2x_Z (x(3x_A + 9x_B - 1) - 3x_B - 1) + x_A \delta' - (3x - 1)(3x_B + 1)x_Z \log[\lambda(x)]), \quad (\text{A.37})$$

$$f_1^f(x) = \frac{1}{2\theta(x)x_A x_B x_Z^2} (x_Z^2 (x^2 (x_A (8x_B + 5x_C + 16) + 9x_A^2 + 22x_B (x_C - 2x_B) + 76x_B - 2x_C) - 4x (x_A (5x_B + x_C) + 3x_A^2 + x_B (-3x_B + 7x_C + 2) + 1) - 4x^3 (4x_A + 13x_B - 1) - x_A x_C + 3x_A^2 + 6x_B x_C + 2x_C) + x_Z \delta' (x_C (x (-4x_A - 13x_B + 5) - 2x_A + 3x_B + 1) + x_A (x (10x_A + 7x_B - 8x + 1) - 4x_A + 3x_B + 1)) + x_A \delta'^3 + (x-1)^2 (3x-1)(3x_B+1)x_Z^3), \quad (\text{A.38})$$

$$f_2^f(x) = -\frac{1}{4x_A x_B x_Z^2} (x_Z (-x_C (x(5x_A + 13x_B - 5) + x_A - 3x_B) + 3(3x+1)x_A x_B + (3x-1)x_A (3x_A - 2x - 1) + x_C) + x_A \delta'^2 + (x-1)(3x-1)(3x_B+1)x_Z^2), \quad (\text{A.39})$$

con

$$\theta(x) = 2x_A (x_C - (x-1)x_Z) - x_A^2 + 4x (x_B + x - 1)x_Z - (x_C + (x-1)x_Z)^2. \quad (\text{A.40})$$

Nuevamente únicamente necesitamos las funciones h_i^d

$$h_0^d(x) = -\frac{16(x-1)x}{x_Z}, \quad (\text{A.41})$$

$$h_1^d(x) = -\frac{16x (\delta'^2 - x_Z (x_A + x_C + 2x^2 - x(x_A - 2x_B + x_C + 2)))}{\theta(x)x_Z^2}, \quad (\text{A.42})$$

$$h_2^d(x) = \frac{8x\delta'}{x_Z^2}, \quad (\text{A.43})$$

mientras que las funciones de un lazo para las contribuciones tipo (e) y (f) están dadas por

$$I_Q^{Z-e} = -\frac{1}{4x_C} I_Q^{Z-d} \quad (\text{A.44})$$

$$I_Q^{Z-f} = \frac{\delta_+}{8x_A x_B} I_Q^{Z-d}. \quad (\text{A.45})$$

Finalmente, las constantes de acoplamiento C_Z^i son las siguientes

$$C_Z^d = \frac{g_{\phi_A \phi_B W} g_{\phi_B \phi_C W} g_{\phi_C \phi_A Z}}{g_Z}, \quad (\text{A.46})$$

$$C_Z^e = \frac{g_{\phi_A \phi_B W} g_{\phi_B X_C W} g_{X_C \phi_A Z}}{m_W^2 g_Z}, \quad (\text{A.47})$$

$$C_Z^f = \frac{g_{X_A X_B W} g_{X_B \phi_C W} g_{\phi_C X_A Z}}{m_W^2 g_Z}. \quad (\text{A.48})$$

A.2.2. Passarino-Veltman scalar integrals

Las funciones de un lazo $I_{\kappa, Q}^{V-i}$ también fueron obtenidas a través del esquema de reducción de Passarino-Veltman en términos de funciones escalares de dos y tres puntos con la ayuda de la paquetería FeynCalc [60]. Primero definimos las siguientes funciones adimensionales ultravioletas

$$\Delta_1 = B_0(0, m_A^2, m_A^2) - B_0(0, m_B^2, m_B^2), \quad (\text{A.49})$$

$$\Delta_2 = B_0(m_W^2, m_A^2, m_B^2) - B_0(0, m_B^2, m_B^2), \quad (\text{A.50})$$

$$\Delta_3 = B_0(m_V^2, m_A^2, m_A^2) - B_0(m_W^2, m_A^2, m_B^2), \quad (\text{A.51})$$

$$\Delta_4 = B_0(0, m_B^2, m_B^2) - B_0(0, m_C^2, m_C^2), \quad (\text{A.52})$$

$$\Delta_5 = B_0(m_W^2, m_B^2, m_C^2) - B_0(0, m_C^2, m_C^2), \quad (\text{A.53})$$

$$\Delta_6 = B_0(m_V^2, m_A^2, m_C^2) - B_0(m_W^2, m_B^2, m_C^2), \quad (\text{A.54})$$

$$\Delta_7 = m_W^2 C_0(0, m_W^2, m_W^2, m_A^2, m_A^2, m_B^2), \quad (\text{A.55})$$

$$\Delta_8 = m_W^2 C_0(m_V^2, m_W^2, m_W^2, m_A^2, m_C^2, m_B^2). \quad (\text{A.56})$$

donde $B_0(m_i^2, m_j^2, m_k^2)$ y $C_0(p_1^2, p_2^2, p_{12}^2, m_i^2, m_j^2, m_k^2)$ son funciones escalares de dos y tres puntos, respectivamente.

Las funciones de un lazo $I_{\kappa Q}^{V-i}$ puede llevarse a la siguiente forma

$$I_{\kappa}^{V-i} = \frac{1}{D_{\kappa}^{V-i}} \sum_{j=0}^8 p_j^{V-i} \Delta_j + 2x_V I_Q^{V-i}, \quad (\text{A.57})$$

$$I_Q^{V-i} = \frac{1}{D_Q^{V-i}} \sum_{j=1}^8 q_j^{V-i} \Delta_j. \quad (\text{A.58})$$

con $\Delta_0 = 1$ y $i = a, \dots, f$. Por simplicidad hemos omitido la dependencia de las funciones polinómicas $D_{\kappa', Q}^{V-i}$, p_j^{V-i} , y q_j^{V-i} en x_A , x_B , y x_C .

Para los diagramas de Feynman de la Fig. 1.3 hemos obtenido las siguientes funciones polinómicas para un bosón de norma masivo V

$$D_{\kappa'}^{V-a} = 3y_V^2 \quad (\text{A.59})$$

$$p_0^{V-a} = -2y_V (3\delta^2 - x_V + 1), \quad (\text{A.60})$$

$$p_1^{V-a} = -6x_A y_V \delta_-, \quad (\text{A.61})$$

$$p_2^{V-a} = 6\delta y_V \delta_-, \quad (\text{A.62})$$

$$p_3^{V-a} = 6(6\delta^2 - x_A(x_V + 8) + x_B(5x_V - 8) + x_V + 2), \quad (\text{A.63})$$

$$p_7^{V-a} = -12(\rho + x_B x_V)(3\delta - x_V + 1), \quad (\text{A.64})$$

$$D_{\kappa'}^{V-b} = 2x_A^2 y_V^2 \quad (\text{A.65})$$

$$p_0^{V-b} = -\frac{1}{6} y_V (2x_A - x_V) (3\delta^2 - x_V + 1), \quad (\text{A.66})$$

$$p_1^{V-b} = -\frac{1}{2} x_A y_V \delta_- (2x_A - x_V), \quad (\text{A.67})$$

$$p_2^{V-b} = \frac{1}{2} \delta y_V \delta_- (2x_A - x_V), \quad (\text{A.68})$$

$$p_3^{V-b} = \frac{1}{2} \left(24x_A^2 (2 - x_B - x_V) + x_A (22x_B x_V + 4x_B (3x_B - 4) + 5x_V^2 - 6x_V + 4) \right. \\ \left. + 12x_A^3 - x_V (x_B (6x_B + 5x_V - 8) + x_V + 2) \right), \quad (\text{A.69})$$

$$p_7^{V-b} = x_A^3 (18x_B + 13x_V - 22) - 3x_A^2 (9x_B x_V + 6(x_B - 2)x_B + x_V^2 + 3x_V - 10) \\ + x_A \left((9x_B + 4)x_V^2 + (x_B (17x_B - 16) - 5)x_V + 2(3x_B - 1)(x_B - 1)^2 \right) \\ - 6x_A^4 - x_V (3x_B + x_V - 1)(x_B (x_B + x_V - 2) + 1), \quad (\text{A.70})$$

$$D_{\kappa'}^{V-c} = x_B y_V^2 \quad (\text{A.71})$$

$$p_0^{V-c} = \frac{1}{6} y_V (3\delta^2 - x_V + 1), \quad (\text{A.72})$$

$$p_1^{V-c} = \frac{1}{2} x_A y_V \delta_-, \quad (\text{A.73})$$

$$p_2^{V-c} = -\frac{1}{2} y_V \delta \delta_-, \quad (\text{A.74})$$

$$p_3^{V-c} = \frac{1}{2} \left(x_A (12x_B + x_V + 8) - 6x_A^2 + 3x_B (-2x_B + x_V - 8) - x_V - 2 \right), \quad (\text{A.75})$$

$$p_7^{V-c} = -x_A^2 (9x_B + x_V + 5) + x_A (x_B (9x_B + x_V + 14) + 2x_V + 1) + 3x_A^3 \\ + x_B (-3x_B (x_B + 3) + (x_V - 9)x_V + 11) - x_V + 1, \quad (\text{A.76})$$

$$D_Q^{V-a} = \frac{3}{4} x_V y_V^3 \quad (\text{A.77})$$

$$q_0^{V-a} = y_V (12 - 2\delta^2 (x_V + 6) + (x_V - 2)x_V), \quad (\text{A.78})$$

$$q_1^{V-a} = -2x_A y_V (\delta (x_V + 6) - 2(x_V + 1)), \quad (\text{A.79})$$

$$q_2^{V-a} = 2y_V (\delta^2 (x_V + 6) - 2x_A (x_V + 1) + 2x_B (2x_V - 3)), \quad (\text{A.80})$$

$$q_3^{V-a} = 2 \left(x_A (8 - x_V (3x_V + 20)) + 6\delta^2 (3x_V - 2) + 3x_B (x_V (3x_V - 4) + 8) \right. \\ \left. + 2(x_V - 1)(x_V + 6) \right), \quad (\text{A.81})$$

$$q_7^{V-a} = -6 \left(-2x_A x_B \delta (9x_V - 6) - 2x_A^2 (x_V (x_V + 4) - 2) \right. \\ \left. + 2x_A (2x_B (x_V (2x_V - 1) + 2) + x_V (2x_V - 1) + 2) \right. \\ \left. + x_A^3 (6x_V - 4) - x_B x_V^3 + 2(-3x_B^2 + x_B - 1)x_V^2 \right. \\ \left. + 2(x_B (-3(x_B - 2)x_B - 5) + 2)x_V + 4(x_B - 1)^3 \right), \quad (\text{A.82})$$

**APÉNDICE A. REGLAS DE FEYNMAN Y FUNCIONES DE UN LAZO
PARA EL VÉRTICE WWV**

A.2. FUNCIONES DE UN LAZO

con $y_V = 1 - 4x_V$, y $\rho = 1 - 2(x_A + x_B) + \delta^2$. También, las funciones de un lazo I_Q^{V-b} y I_Q^{V-c} obedecen las ecuaciones (A.16) and (A.17).

Para $V = \gamma$, necesitamos tener cuidado cuando tomamos el límite $x_V \rightarrow 0$ ya que un resultado de la forma 0/0 se obtiene debido a que el determinante de Gram desaparece. Por lo tanto, debemos recurrir a la regla de L'Hôpital, como se describe a detalle en la referencia [70]. Los resultados que obtuvimos después de aplicar este método son los siguientes

$$D_{\kappa'}^{\gamma-a} = 3 \tag{A.83}$$

$$p_0^{\gamma-a} = 6\delta^2 - 3\delta - 1, \tag{A.84}$$

$$p_1^{\gamma-a} = 6x_A\delta_-, \tag{A.85}$$

$$p_2^{\gamma-a} = 6(x_A - \delta^2), \tag{A.86}$$

$$D_{\kappa'}^{\gamma-b} = 2\rho^2 x_A \tag{A.87}$$

$$p_0^{\gamma-b} = \frac{1}{6} \left(\rho (3\rho (2\delta^2 + 7x_A + x_B) + 96x_A x_B - \rho) \right), \tag{A.88}$$

$$p_1^{\gamma-b} = \rho x_A (x_A (-4x_B + \rho - 8) + 4x_A^2 - (\rho + 4)x_B - \rho + 4), \tag{A.89}$$

$$p_2^{\gamma-b} = -\rho (\rho (\delta^2 + 3x_A) + 8x_A x_B), \tag{A.90}$$

$$D_{\kappa'}^{\gamma-c} = 2\rho^2 x_B \tag{A.91}$$

$$p_0^{\gamma-c} = \frac{1}{6} \left(-\rho (\rho (-3x_A (4x_B + 1) + 6x_A^2 + 3x_B (2x_B + 9) - 1) + 48x_B \delta_+) \right), \tag{A.92}$$

$$p_1^{\gamma-c} = \rho x_A (1 - \delta) (4x_B + \rho), \tag{A.93}$$

$$p_2^{\gamma-c} = \rho (\rho (\delta^2 - x_A + 4x_B) + 4x_B \delta_+), \tag{A.94}$$

$$D_Q^{\gamma-a} = 3\rho \tag{A.95}$$

$$q_0^{\gamma-a} = -\frac{2}{3} \left(-3x_A^3 (8x_B + 5) + x_A^2 (9x_B (4x_B + 3) + 10) \right. \\ \left. - x_A (x_B (3x_B (8x_B + 3) + 8) - 1) + 6x_A^4 + (x_B - 1) (6x_B^3 + 3x_B^2 + x_B + 2) \right), \tag{A.96}$$

$$q_1^{\gamma-a} = -4x_A (\delta - 1) \left((\delta - 1)^2 - 3x_B \right), \tag{A.97}$$

$$q_2^{\gamma-a} = 4 \left(-(4x_A + 1) x_B^3 + x_A (6x_A - 1) x_B^2 + x_A ((5 - 4x_A) x_A - 1) x_B \right. \\ \left. + (x_A - 1)^3 x_A + x_B^4 \right), \tag{A.98}$$

donde $I_Q^{\gamma-b}$ y $I_Q^{\gamma-c}$ obedecen (A.25) y (A.26).

**APÉNDICE A. REGLAS DE FEYNMAN Y FUNCIONES DE UN LAZO
PARA EL VÉRTICE WWV
A.2. FUNCIONES DE UN LAZO**

Finalmente presentamos las funciones polinómicas para las contribuciones a los factores de forma WWZ provenientes de los diagramas de la Fig. 1.4:

$$D_{\kappa'}^{Z-d} = x_Z y_Z^2 \tag{A.99}$$

$$p_0^{Z-d} = \frac{1}{3} \left(-2y_Z (x_Z (3(-2x_A x_B + x_A^2 - 2x_B x_C + 2x_B^2 + x_C^2) + 2) - 6(x_A - x_C)^2 - 2x_Z^2) \right), \tag{A.100}$$

$$p_1^{Z-d} = 2x_A y_Z (-x_A (x_Z - 2) + x_B x_Z - 2x_C + x_Z), \tag{A.101}$$

$$p_2^{Z-d} = 2x_Z (x_A (17x_B - 3x_C + 5) - 7x_A^2 + x_B (-10x_B + 3x_C + 4) + 7x_C - 2) + 4(x_A - x_C) (3x_A - 6x_B + 3x_C + 2) + 2x_Z^2 (\delta^2 - 4x_B - 1), \tag{A.102}$$

$$p_4^{Z-d} = -2 \left(-x_A (3x_B (3x_Z - 4) - 5x_C x_Z + 8x_C + x_Z^2 + x_Z + 4) + x_A^2 (x_Z + 2) + x_C (x_B (-x_Z^2 + x_Z - 12) - 7x_Z + 4) + x_Z ((x_B + 6) x_B x_Z + 2(x_B - 6) x_B + x_Z + 2) + 6x_C^2 \right), \tag{A.103}$$

$$p_5^{Z-d} = 2x_Z^2 (-x_A - 2x_B (x_C - 3) + x_B^2 + (x_C - 1) x_C + 1) + 2x_Z (x_A (-9x_B + 7x_C - 1) + x_A^2 + 5x_B x_C + 2(x_B - 6) x_B - 6x_C^2 - 3x_C + 2) + 4(x_A - x_C) (x_A + 6x_B - 7x_C - 2), \tag{A.104}$$

$$p_6^{Z-d} = 2 \left(x_A (2x_C (5x_Z - 8) - x_Z (12x_B + x_Z + 8)) + x_A^2 (x_Z + 8) - x_C x_Z (12x_B + x_Z + 8) + 2x_Z (x_B (6x_B + 5x_Z - 8) + x_Z + 2) + x_C^2 (x_Z + 8) \right), \tag{A.105}$$

$$p_8^{Z-d} = -4(3x_A - 6x_B + 3x_C - 2x_Z + 2) \left(-x_Z (x_A (x_B - x_C + 1) + x_B (-x_B + x_C + 2) + x_C) + (x_A - x_C)^2 + x_B x_Z^2 + x_Z \right). \tag{A.106}$$

$$D_{\kappa'}^{Z-e} = x_C x_Z^2 y_Z^3 \tag{A.107}$$

$$p_0^{Z-e} = \frac{1}{6} \left(-x_Z y_Z^2 \left(-x_Z \left(3 \left(-2x_A x_B + x_A^2 - 2x_B x_C + 2x_B^2 + x_C^2 \right) + 2 \right) + 6(x_A - x_C)^2 + 2x_Z^2 \right) \right), \tag{A.108}$$

$$p_1^{Z-e} = \frac{1}{2} \left(x_A x_Z y_Z^2 \left(x_A (x_Z - 2) - (x_B + 1) x_Z + 2x_C \right) \right), \tag{A.109}$$

$$p_2^{Z-e} = -\frac{1}{2} x_Z y_Z \left(x_A \left(x_B \left((17 - 2x_Z) x_Z - 12 \right) - 3x_C x_Z + 5x_Z + 4 \right) + x_A^2 (x_Z - 6) (x_Z - 1) + 3x_C \left((x_B + 5) x_Z + 4(x_B - 3) \right) + x_Z \left(x_B (x_B (x_Z - 10) - 4x_Z + 4) - x_Z - 2 \right) - 6x_C^2 \right), \tag{A.110}$$

$$p_4^{Z-e} = -\frac{1}{2} x_Z y_Z \left(x_A \left(3x_B (3x_Z - 4) - 5x_C x_Z + 8x_C + x_Z^2 + x_Z + 4 \right) + x_A^2 \left(-(x_Z + 2) \right) + x_C \left(x_B \left((x_Z - 1) x_Z + 12 \right) + 15x_Z - 36 \right) - x_Z \left((x_B + 6) x_B x_Z + 2(x_B - 6) x_B + x_Z + 2 \right) - 6x_C^2 \right), \tag{A.111}$$

$$p_5^{Z-e} = \frac{1}{2} x_Z y_Z \left(x_A \left(3x_B (3x_Z - 4) - 7x_C x_Z + 16x_C + x_Z^2 + x_Z + 4 \right) + x_A^2 \left(-(x_Z + 2) \right) + x_C \left(x_B (x_Z (2x_Z - 5) + 12) + x_Z (x_Z + 11) - 36 \right) - x_Z \left((x_B + 6) x_B x_Z + 2(x_B - 6) x_B + x_Z + 2 \right) - x_C^2 \left((x_Z - 6) x_Z + 14 \right) \right), \tag{A.112}$$

$$p_6^{Z-e} = \frac{1}{2} x_Z y_Z \left(x_A \left(x_Z (12x_B + x_Z + 8) + 2x_C (8 - 5x_Z) \right) + x_A^2 \left(-(x_Z + 8) \right) + x_C x_Z (12x_B + 5x_Z - 8) - 2x_Z \left(x_B (6x_B + 5x_Z - 8) + x_Z + 2 \right) - x_C^2 (x_Z + 8) \right), \tag{A.113}$$

$$p_8^{Z-e} = -x_Z y_Z \left(x_A^2 \left(3x_B (x_Z + 2) - 3x_C x_Z + 3x_C + 5x_Z - 2 \right) + x_A \left(4x_C \left(3x_B (x_Z - 1) + (x_Z - 3) x_Z + 5 \right) - x_Z \left(x_B (9x_B + 5x_Z - 2) + 2x_Z + 1 \right) - 3x_C^2 (x_Z - 1) \right) - 3x_A^3 + x_C x_Z \left(x_B (-9x_B - 7x_Z + 10) - 4x_Z + 7 \right) + 3x_C^2 \left(x_B x_Z + 2x_B + 3x_Z - 6 \right) + 2x_Z \left(3x_B + x_Z - 1 \right) \left(x_B (x_B + x_Z - 2) + 1 \right) - 3x_C^3 \right). \tag{A.114}$$

$$D_{\kappa'}^{Z-f} = 4x_A x_B x_Z y_Z^2 \quad (\text{A.115})$$

$$p_0^{Z-f} = -\frac{1}{3}y_Z \delta_+ \left(x_Z (3(-2x_A x_B + x_A^2 - 2x_B x_C + 2x_B^2 + x_C^2) + 2) - 6(x_A - x_C)^2 - 2x_Z^2 \right), \quad (\text{A.116})$$

$$p_1^{Z-f} = -x_A y_Z \delta_+ (x_A (x_Z - 2) - (x_B + 1)x_Z + 2x_C), \quad (\text{A.117})$$

$$p_2^{Z-f} = x_A^3 (x_Z - 6)(x_Z - 1) - x_A^2 (x_B ((x_Z - 10)x_Z + 6) + 3x_Z (x_C - x_Z + 4) - 30) + x_A (x_Z (x_B (7x_B + 64) + 10x_C + 17) - 2(x_B (40 - 6x_C) + 6x_B^2 + x_C (3x_C + 2) + 18) - (x_B (x_B + 14) + 5)x_Z^2) + (x_B - 1)(x_C (3x_B (x_Z + 4) + 7x_Z - 4) - x_Z (x_B (x_B (x_Z - 10) + 4(x_Z - 7)) - x_Z - 2) - 6x_C^2), \quad (\text{A.118})$$

$$p_4^{Z-f} = x_A^3 (-(x_Z + 2)) - x_A^2 (2x_B (4x_Z - 7) + 5x_Z (x_Z - x_C) + 8x_C - 22x_Z + 38) + x_A (x_B (x_C ((x_Z - 6)x_Z + 20) + (76 - 17x_Z)x_Z - 80) + x_B^2 (-(x_Z - 4)(x_Z - 3) - 6(x_C - x_Z)^2 - 12(x_C + 3) + 21x_Z)) + (x_B - 1)(x_C (x_B (-x_Z^2 + x_Z - 12) - 7x_Z + 4) + x_Z (x_B (x_B (x_Z + 2) - 2x_Z + 20) + x_Z + 2) + 6x_C^2), \quad (\text{A.119})$$

$$p_5^{Z-f} = x_A^3 (x_Z + 2) + x_A^2 (x_B (14 - 8x_Z) + x_C (7x_Z - 16) + (22 - 5x_Z)x_Z - 38) + x_A (x_B (-2x_C ((x_Z - 6)x_Z + 14) + x_Z (17x_Z - 76) + 80) + x_B^2 (x_Z - 4)(x_Z - 3) + x_C^2 ((x_Z - 6)x_Z + 14) - x_C (x_Z (x_Z + 10) - 20) + 3x_Z (2x_Z - 7) + 36) + (x_B - 1)(-x_C (x_B (x_Z (2x_Z - 5) + 12) + (x_Z - 1)(x_Z + 4)) + x_Z (x_B (x_B (x_Z + 2) - 2x_Z + 20) + x_Z + 2) + x_C^2 ((x_Z - 6)x_Z + 14)), \quad (\text{A.120})$$

$$p_6^{Z-f} = x_Z^2 (x_A (21x_B - x_C + 7) - 5x_A^2 - (x_B - 1)(6x_B + x_C - 2)) + x_Z (x_C^2 \delta_+ + 2x_C (5x_A - 6x_B - 4) \delta_+ - 11x_A^2 x_B - 60x_A x_B + x_A^3 + 7x_A^2 - 4x_A + 12x_B^3 + 36x_B^2 - 44x_B) + 8\delta_+ (x_A - x_C)^2 - 4x_Z, \quad (\text{A.121})$$

$$p_8^{Z-f} = -2 \left(x_A (x_C (-3x_B^2 y_Z + x_B (x_Z (9x_Z - 26) + 32) + x_Z (6x_Z - 11) + 20) + x_C^2 (-9x_B - 8x_Z + 5) + x_Z (x_B (x_B (43 - 13x_Z) + 3x_B^2 - x_Z (2x_Z + 1) + 9) - 6x_Z + 9) + 3x_C^3) - 3x_A^3 (x_Z (x_B - x_C + 3) + x_B + x_C - 5) + x_A^2 (x_B (-9x_C x_Z + 9x_C + 7x_Z^2 - 40) + 6x_B^2 (x_Z - 1) - 4(x_C - 1)x_Z^2 + 3x_C (x_C + 3)x_Z - x_C (3x_C + 17) + 2(x_Z - 9)) + 3x_A^4 + (x_B - 1)(-x_C^2 (3x_B (x_Z + 2) + 5x_Z - 2) + x_C x_Z (x_B (9x_B + x_Z + 14) + 2x_Z + 1) - 2x_Z (x_B (3x_B (x_B + 3) - (x_Z - 9)x_Z - 11) + x_Z - 1) + 3x_C^3) \right). \quad (\text{A.122})$$

con las funciones I_Q^{Z-e} y I_Q^{Z-f} dadas por (A.44) y (A.45).

**APÉNDICE A. REGLAS DE FEYNMAN Y FUNCIONES DE UN LAZO
PARA EL VÉRTICE WWV**

**A.3. COEFICIENTES C_V^i PARA TODAS LAS NUEVAS CONTRIBUCIONES DEL
MODELO DE GM A LOS FACTORES DE FORMA $\Delta\kappa'_V$ Y ΔQ_V**
**A.3. Coeficientes C_V^i para todas las nuevas contribuciones
del modelo de GM a los factores de forma $\Delta\kappa'_\gamma$ y ΔQ_γ**

Después de tomar en cuenta todos los vértices permitidos en el modelo de GM (Appendix A.1) podemos determinar las nuevas contribuciones a los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V que surgen de los diagramas de Feynman de las figuras 1.3 y 1.4. En las tablas A.3 a A.8 mostramos la forma explícita de los coeficientes C_V^i de las ecuaciones (A.18)-(A.20) y (A.46)-(A.48) para cada una de las contribuciones.

Tabla A.3: Coeficientes C_V^a para todas las contribuciones tipo (a) a los factores de forma $\Delta\kappa'_V$ y ΔQ_V en el modelo de GM. La segunda columna muestra las partículas circulando dentro del lazo y las últimas dos columnas muestran los correspondientes factores C_V^a .

#	AB	C_Z^a	C_γ^a
1	$H_3^- h$	$\frac{g^2}{2c_W^2} g_h^2 (1 - 2s_W^2)$	$g^2 g_h^2$
2	$H_3^- H$	$\frac{g^2}{2c_W^2} g_H^2 (1 - 2s_W^2)$	$g^2 g_H^2$
3	$H_3^- H_3^0$	$\frac{g^2}{8c_W^2} (1 - 2s_W^2)$	$\frac{g^2}{4}$
4	$H_3^- H_5^0$	$\frac{g^2 c_H}{24c_W^2} (1 - 2s_W^2)$	$\frac{1}{12} g^2 c_H^2$
5	$H_5^- H_3^0$	$\frac{g^2 c_H}{8c_W^2} (1 - 2s_W^2)$	$\frac{1}{4} g^2 c_H^2$
6	$H_5^- H_5^0$	$\frac{3g^2}{8c_W^2} (1 - 2s_W^2)$	$\frac{3}{4} g^2$
7	$H_3^+ H_5^{++}$	$-\frac{g^2 c_H}{4c_W^2} (1 - 2s_W^2)$	$-\frac{1}{2} g^2 c_H^2$
8	$H_5^+ H_5^{++}$	$-\frac{g^2}{4c_W^2} (1 - 2s_W^2)$	$-\frac{1}{2} g^2$
9	$H_5^{--} H_3^-$	$\frac{g^2 c_H}{2c_W^2} (1 - 2s_W^2)$	$g^2 c_H^2$
10	$H_5^{--} H_5^-$	$\frac{g^2}{2c_W^2} (1 - 2s_W^2)$	g^2

Tabla A.4: Lo mismo que en la Tabla A.3, pero para las contribuciones tipo (b).

#	AB	C_Z^b	C_γ^b
1	$W^- H$	$-g^4 \frac{f_H^2 v^2}{m_W^2}$	$g^4 \frac{f_H^2 v^2}{m_W^2}$
2	$W^- H_5^0$	$-\frac{g^4 s_H^2 v^2}{12m_W^2}$	$\frac{g^4 s_H^2 v^2}{12m_W^2}$
3	$W^+ H_5^{++}$	$\frac{g^4 s_H^2 v^2}{2m_W^2}$	$-\frac{g^4 s_H^2 v^2}{2m_W^2}$

Tabla A.5: Lo mismo que en la Tabla A.3, pero para las contribuciones tipo (c).

#	AB	C_Z^c	C_γ^c
1	$H_5^- Z$	$\frac{g^4 s_H^2 v^2}{8c_W^2 m_W^2} (1 - 2s_W^2)$	$\frac{g^4 s_H^2 v^2}{4c_W^2 m_W^2}$
2	$H_5^{--} W^-$	$-\frac{g^4 s_H^2 v^2}{2c_W^2 m_W^2} (1 - 2s_W^2)$	$-\frac{g^4 s_H^2 v^2}{m_W^2}$

**APÉNDICE A. REGLAS DE FEYNMAN Y FUNCIONES DE UN LAZO
PARA EL VÉRTICE WWV**

**A.3. COEFICIENTES C_V^I PARA TODAS LAS NUEVAS CONTRIBUCIONES DEL
MODELO DE GM A LOS FACTORES DE FORMA $\Delta\kappa'_\gamma$ Y ΔQ_γ**

Tabla A.6: Coeficientes C_Z^d para las contribuciones tipo (d) en el modelo de GM. La primera columna muestra a las partículas circulando dentro del lazo y la última columna muestra el correspondiente factor c_Z^d .

#	ABC	$c_Z^{(d)}$
1	$H_3^- H_3^0 H_5^-$	$\frac{g^2 c_H^2}{8c_W^2}$
2	$H_3^- H_5^0 H_5^-$	$\frac{g^2 c_H}{8c_W^2}$
3	$H_3^+ H_5^{++} H_5^+$	$-\frac{g^2 c_H^2}{4c_W^2}$
4	$H_3^0 H_3^+ h$	$\frac{g^2}{2c_W^2} g_h^2$
5	$H_3^0 H_3^+ H$	$-\frac{g^2}{2c_W^2} g_H^2$
6	$H_3^0 H_3^+ H_5^0$	$\frac{g^2 c_H}{12c_W^2}$
7	$H_3^0 H_5^+ H_5^0$	$-\frac{g^2 c_H}{4c_W^2}$

Tabla A.7: Lo mismo que en la tabla A.6, pero para las contribuciones tipo (e).

#	ABC	C_Z^e
1	$H_5^- H_5^0 W^-$	$-\frac{g^4 s_H^2 v^2}{8c_W^2 m_W^2}$
2	$H_5^+ H_5^{++} W^+$	$\frac{g^4 s_H^2 v^2}{\sqrt{2} 4c_W^2 m_W^2}$
3	$H_5^0 H_5^+ Z$	$\frac{g^4 s_H^2 v^2}{4c_W^4 m_W^2}$

Tabla A.8: Lo mismo que en la tabla A.6, pero para las contribuciones tipo (f).

#	ABC	C_Z^f
1	$W^- Z H_5^-$	$-\frac{g^4 s_H^2 v^2}{4c_W^2 m_W^2}$
2	$Z W^+ H$	$-\frac{g^4 v^2}{c_W^2 m_W^2} f_H^2$
3	$Z W^+ H_5^0$	$-\frac{g^4 s_H^2 v^2}{6c_W^2 m_W^2}$

Apéndice B

Reglas de Feynman y funciones de un lazo para los MDDs

B.1. Reglas de Feynman

En este apéndice presentamos las reglas de Feynman necesarias para el cálculo de las propiedades estáticas débiles de un leptón cargado. En la Fig. B.1 presentamos las reglas de Feynman genéricas necesarias cuando se involucran vértices que RNL. Los propagadores para los fermiones, bosones escalares y bosones de norma son los usuales, es por ello que nos abstenemos de presentarlos aquí.

Cuando se involucran vértices que VNL por bosones escalares y de norma doblemente cargados necesitamos de las reglas de Feynman de la Figs. B.2 y B.3. Al calcular las amplitudes para estas contribuciones hemos seguido el enfoque de la Ref. [62]) para la evaluación de los diagramas de Feynman con vértices que VNL. Para poder simplificar la amplitud final necesitamos explotar las propiedades de la matriz de conjugación de carga $C = -C^{-1}$ y $C\gamma_\mu C^{-1} = \gamma_\mu^T$.

B.2. Funciones de un lazo

En este apéndice presentamos nuestros resultados para las funciones A_i^{ABC} y D_i^{ABC} involucradas en el cálculo de MDMD y MDED de un leptón cargado presentadas en la Sec. 2.1. Presentamos expresiones analíticas en términos de integrales paramétricas y funciones escalares de Passarino-Veltman.

B.2.1. Integrales paramétricas

Las funciones A_i^{ABC} y D_i^{ABC} pueden ser expresadas en la forma de una función unidimensional paramétrica de la siguiente manera

$$A_i^{ABC} = \int_0^1 a_i^{ABC}(t) dt, \quad (\text{B.1})$$

donde las letras en el súper-índice ABC denotan la dependencia en las masas de las diferentes partículas que circulan dentro del lazo (de hecho A es la partícula que aco-

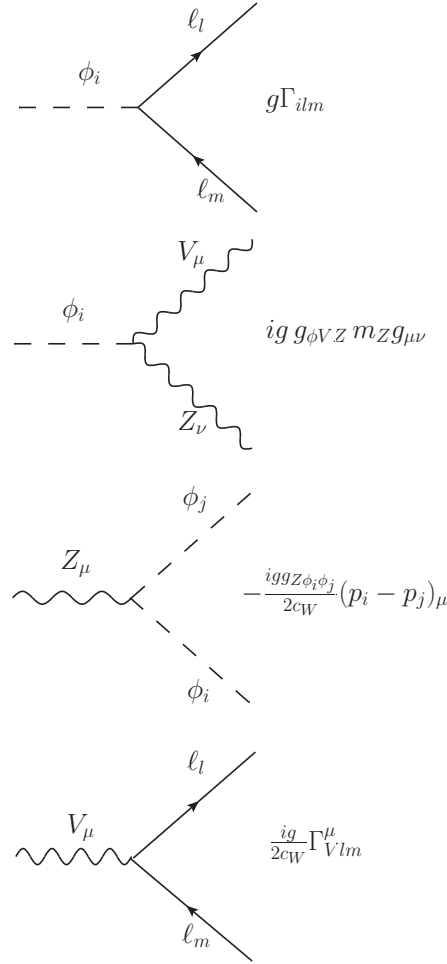


Figura B.1: Reglas de Feynman genéricas para interacciones que conservan número leptónico necesarias para calcular las propiedades débiles de un leptón cargado. Aquí ℓ_l representa a un leptón cargado y ℓ_m es un leptón cargado o neutro, mientras que las cargas de los bosones escalares $\phi_{i,j}$ y el bosón de norma V se encuentra fija por conservación de la carga en cada vértice.

pla a ambas líneas fermiónicas externas mientras que B y C acoplan al bosón Z) y el subíndice se usa para denotar a las diferentes funciones. Aunque también existe una dependencia en la masa del leptón externo, omitiremos tal dependencia con el objetivo de evitar expresiones engorrosas. De esta forma usaremos la notación abreviada $a_i^{ABC}(t) \equiv a_i^{ABC}(t, x_l, x_A, x_B, \dots)$. Expresiones similares se mantienen para D_i^{ABC} y $d_i^{ABC}(t)$.

Momento dipolar magnético débil

Para el diagrama de Feynman tipo-I tenemos

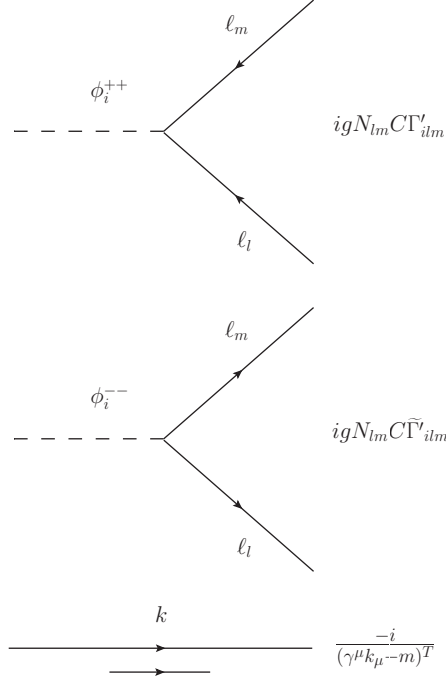


Figura B.2: Reglas de Feynman genéricas para interacciones que violan número leptónico mediadas por bosones escalares doblemente cargados necesarias para calcular las propiedades débiles de un leptón cargado. Aquí ℓ_l y ℓ_m son ambos leptones cargados. C es la matriz de conjugación de carga, $\Gamma'_{ilm} = S'_{ilm} + P'_{ilm}\gamma^5$, y $\tilde{\Gamma}'_{ilm} = C\gamma^0\Gamma'_{ilm}\gamma^0C^{-1} = C(S'_{ilm} - P'_{ilm}\gamma^5)C^{-1}$. N_{lm} es un factor de simetría que es igual a 2 para $m = l$ y 1 en otro caso. Debe notarse que la flecha debajo del propagador fermiónico representa la dirección en la cual el diagrama de Feynman se lee, la cual en este caso coincide con la dirección de flujo fermiónico.

$$a_I^{m\phi_i\phi_j}(t) = t((t-1)\sqrt{x_l} - \sqrt{x_m})F^{m\phi_i\phi_j}(t), \quad (\text{B.2})$$

con las siguientes funciones auxiliares

$$F^{ABC}(t) = f^{ABC}(t) + f^{ACB}(t), \quad (\text{B.3})$$

y

$$f^{ABC}(t) = \frac{1}{\xi^{ABC}(t)} \arctan \left[\frac{t-1+x_B-x_C}{\xi^{ABC}(t)} \right], \quad (\text{B.4})$$

y

$$\xi^{ABC}(t) = \left[4t((t-1)x_l + x_A) - 2(t-1)(x_B + x_C) - (x_B - x_C)^2 - (1-t)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{B.5})$$

Siempre que queramos referirnos al diagrama de Feynman tipo-II, las correspondientes funciones a_i^{ABC} son

$$a_{II_1}^{\phi_i mm}(t) = (\sqrt{x_m} + t\sqrt{x_l})(1-t)F^{\phi_i mm}(t), \quad (\text{B.6})$$

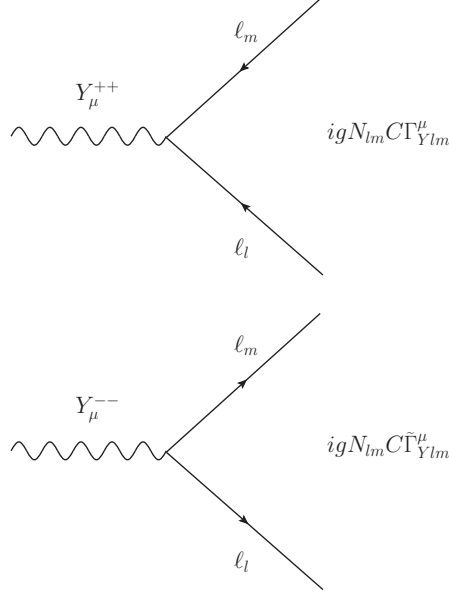


Figura B.3: Lo mismo que en la Fig. B.2, pero para las interacciones que violan número leptónico de un bosón de norma doblemente cargado Y . Aquí $\Gamma_{Ylm}^\mu = (g_V^{Ylm} - g_A^{Ylm}\gamma^5)\gamma^\mu$, $\tilde{\Gamma}_{Ylm}^\mu = C\gamma^0\Gamma_{lm}^{\mu\dagger}\gamma^0C^{-1} = C(g_V^{Ylm} - g_A^{Ylm}\gamma^5)\gamma^\mu C^{-1}$, y $\Gamma^{\alpha\mu\nu}(k_1, k_2, k_3) = (k_1 - k_2)^\nu g_{\alpha\mu} + (k_2 - k_3)^\alpha g_{\mu\nu} + (k_3 - k_1)^\mu g_{\nu\alpha}$.

y

$$a_{II_2}^{\phi_i mm}(t) = t(t-1)F^{\phi_i mm}(t), \quad (\text{B.7})$$

mientras que la función asociada con los diagramas de Feynman tipo-III es

$$a_{III}^{m\phi_i V}(t) = f_0^{mV}(t) + 2f_1^{m\phi_i V}(t)F^{m\phi_i V}(t) + f_2^{\phi_i V}(t)G^{m\phi_i V}(t), \quad (\text{B.8})$$

donde las funciones auxiliares están dadas por

$$f_0^{AB}(t) = 2(t-1)((1-3t)g^{AB}(t) - 2(1-2t)), \quad (\text{B.9})$$

$$g^{AB}(t) = \log[t((t-1)x_l + x_A) - (t-1)x_B], \quad (\text{B.10})$$

$$G^{ABC}(t) = g^{AB}(t) - g^{AC}(t), \quad (\text{B.11})$$

$$\begin{aligned} f_1^{ABC}(t) &= t^2(2(\sqrt{x_l}\sqrt{x_A} + 8x_l - 5x_A) + 5(x_B + x_C) - 7) \\ &+ t(4(x_A - x_l) - (4x_C + 7)x_B + 2x_B^2 + (2x_C - 5)x_C + 5) \\ &+ 3t^3(1 - 4x_l) - (1 - x_B)^2 + x_C^2, \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

y

$$f_2^{AB}(t) = t(2(x_A - x_B + 2) - 3t) - x_A - x_B - 1. \quad (\text{B.13})$$

Momento dipolar eléctrico débil

En lo que respecta a las contribuciones al MDED de un leptón cargado, estas están dadas a través de las siguientes expresiones

$$d_I^{m\phi_i\phi_j}(t) = 2t \left((x_{\phi_i} + x_{\phi_j}) \sqrt{x_l} - \sqrt{x_m} \right) F^{m\phi_i\phi_j}(t) + t\sqrt{x_l} G^{m\phi_i\phi_j}(t), \quad (\text{B.14})$$

$$d_{II}^{\phi_i mm}(t) = \sqrt{x_m}(t-1)F^{\phi_i mm}(t), \quad (\text{B.15})$$

y

$$d_{III}^{m\phi_i V}(t) = -f_0^{mV}(t) + 2h_1^{m\phi_i V}(t)F^{m\phi_i V}(t) + h_2^{m\phi_i V}(t)G^{m\phi_i V}(t), \quad (\text{B.16})$$

donde las funciones F^{ABC} , G^{ABC} y f^{AB} fueron definidas anteriormente. Las funciones auxiliares restantes son

$$\begin{aligned} h_1^{ABC}(t) &= t^2 (7 - 18x_l + 5(2x_A - x_B - x_C)) \\ &+ t(2x_C(\sqrt{x_l}\sqrt{x_A} + x_l - x_C) + x_B(2(2x_C - \sqrt{x_l}\sqrt{x_A} - x_l) + 7) \\ &+ 2(\sqrt{x_l}\sqrt{x_A} + 3x_l - 2x_A - x_B^2) + 5(x_C - 1)) \\ &- 3t^3(1 - 4x_l) + (1 - x_B)^2 - x_C^2, \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

y

$$h_2^{ABC}(t) = 1 + x_B + x_C + 3t^2 - 2t(x_l + \sqrt{x_l}\sqrt{x_A} + x_B - x_C + 2). \quad (\text{B.18})$$

B.2.2. Funciones escalares de Passarino-Veltman

Ahora presentemos nuestros resultados en términos de las funciones escalares de Passarino-Veltman. Primero, introducimos el siguiente conjunto de integrales ultravioletas finitas

$$\Delta_1 = B_0(0, m_A^2, m_A^2) - B_0(0, m_B^2, m_B^2), \quad (\text{B.19})$$

$$\Delta_2 = B_0(0, m_B^2, m_B^2) - B_0(0, m_C^2, m_C^2), \quad (\text{B.20})$$

$$\Delta_3 = B_0(0, m_C^2, m_C^2) - B_0(m_l^2, m_A^2, m_B^2), \quad (\text{B.21})$$

$$\Delta_4 = B_0(m_l^2, m_A^2, m_B^2) - B_0(m_l^2, m_A^2, m_C^2), \quad (\text{B.22})$$

$$\Delta_5 = B_0(m_l^2, m_A^2, m_C^2) - B_0(m_Z^2, m_A^2, m_B^2), \quad (\text{B.23})$$

$$\Delta_6 = B_0(m_l^2, m_A^2, m_C^2) - B_0(m_Z^2, m_B^2, m_C^2), \quad (\text{B.24})$$

$$\Delta_7 = m_Z^2 C_0(m_l^2, m_l^2, m_Z^2, m_B^2, m_A^2, m_C^2). \quad (\text{B.25})$$

Momento dipolar magnético débil

Las funciones A_i^{ABC} están dadas por

$$\begin{aligned}
 A_I^{ABC} &= \frac{4}{\rho_l} \left(x_B - 2x_A + x_C + 2x_l - 2x_A \Delta_1 + (x_B - 2x_A) \Delta_2 + (x_B - 2x_A + x_C) \Delta_3 \right. \\
 &- \frac{1}{\delta_l} \left(x_l (2(x_A + (2x_B + 1)x_l + 4\sqrt{x_A x_l} - 2x_B) + 1) - 2\sqrt{x_A x_l} \right. \\
 &+ \left. x_A + x_C (2x_l(1 - 2x_l) - 1) \right) \Delta_4 - \frac{2}{\delta_l} (x_l (3(2x_A - x_B - x_C) + 2x_l + 1) \\
 &+ 2\sqrt{x_A x_l} (4x_l - 1)) \Delta_6 - \frac{2}{\delta_l} \left(2x_l^2 (2x_A - (x_B - x_C)^2 + x_B + x_C - 1) \right. \\
 &+ \left. x_l (6x_A (x_B + x_C) - 2x_A (3x_A + 2) - x_B (4x_C + x_B - 1) - x_C (x_C - 1)) \right. \\
 &+ \left. (1 + (x_B + x_C)(4x_l - 1) + 2x_l(4(x_l - x_A) - 3) + 2x_A) \sqrt{x_A x_l} + 2x_l^3 \right) \Delta_7 \Bigg), \\
 &\hspace{20em} \text{(B.26)}
 \end{aligned}$$

con $\delta_l = 1 - 4x_l$ y $\rho_l = \delta_l \sqrt{x_l}$,

$$\begin{aligned}
 A_{II_1}^{ABC} &= \frac{4}{\rho_l} \left(x_B - x_A - x_l + x_B \Delta_1 + (x_B - x_A) \Delta_3 - \frac{1}{\delta_l} (2(3x_A x_l - \delta_l \sqrt{x_A x_l}) \right. \\
 &- \left. x_l (6x_B + 2x_l + 1)) \Delta_6 - \frac{1}{\delta_l} \left(2\delta_l \sqrt{x_A x_l} (x_B - 2x_A + x_l) \right. \right. \\
 &- \left. \left. 2x_l (x_A (6x_B + 2x_l + 1 - 3x_A) + (x_l(1 - x_l - 2x_B) + x_B (3x_B + 2))) \right) \Delta_7 \right), \\
 &\hspace{20em} \text{(B.27)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_{II_2}^{ABC} &= \frac{8g_A}{\rho_l} \left(x_A - x_B + x_l - x_B \Delta_1 + (x_A - x_B) \Delta_3 - \frac{x_l}{\delta_l} (6(x_B - x_A) + 2x_l + 1) \Delta_6 \right. \\
 &- \left. \frac{2x_l}{\delta_l} ((2x_B - x_A + x_l) (3x_A + x_l - 1) - 3x_B^2) \Delta_7 \right), \\
 &\hspace{20em} \text{(B.28)}
 \end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned}
A_{III}^{ABC} &= \frac{2}{\rho_l x_V} \left((\sqrt{x_l} - \sqrt{x_A}) \left((2x_A - x_B - 2x_l - x_V) + 2x_A \Delta_1 + (2x_A - x_B) \Delta_2 \right. \right. \\
&+ (2x_A - x_B - x_V) \Delta_3 \left. \left. \right) \right. \\
&+ \frac{1}{\delta_l} \left((\sqrt{x_l} - \sqrt{x_A}) (x_A - 2\delta_l \sqrt{x_A x_l} + x_l(2x_A + (4x_B(x_l - 1) + 2x_l + 1))) \right. \\
&- x_V (\sqrt{x_A} (2x_l(1 - 2x_l) - 1) + \sqrt{x_l} (2x_l(3 - 14x_l) + 1)) \left. \right) \Delta_4 \\
&+ \frac{2\sqrt{x_l}}{\delta_l} (x_l(2(x_A + x_l) + 3x_B - 5x_V - 1) + 3\sqrt{x_A x_l} (x_B - 2x_A + x_V + 2x_l - 1) \\
&+ 2(x_A - x_V)) \Delta_6 + \frac{2\sqrt{x_l}}{\delta_l} \left(x_V (2x_B - 3x_A + x_l(6(2x_B + 1)x_l - 8x_B \right. \\
&+ 3(2x_A - 1))) + x_A (2x_l(x_B + 1 - 2x_l) + x_B - 1 + 2x_A(x_l - 1)) \\
&+ \sqrt{x_A x_l} ((x_B - 1)^2 + 2x_V(x_V(x_l + 1) + (1 - 2x_B)(x_l - 1) + 3x_A) \\
&+ 6x_A(x_A + (1 - x_B - 2x_l)) + 2x_l(x_B(x_B + 1) - 2 + 3x_l)) \\
&+ \left. \left. x_l (x_B(1 - x_B)(2x_l + 1) + 2x_l(x_l - 1) + x_V^2(14x_l - 5)) \right) \Delta_7 \right). \tag{B.29}
\end{aligned}$$

Momentos dipolares débiles

Para las funciones D_i^{ABC} , ellas están dadas por

$$\begin{aligned}
D_I^{ABC} &= \frac{2}{\rho_l} \left(\frac{1}{2} \delta_l^2 x_B (x_B - x_C) \Delta_2 + \delta_l (x_B - x_C) \Delta_3 - (x_l(4x_A + 2x_B + \delta_l - 6x_C) \right. \\
&+ 2\sqrt{x_A x_l} + x_C - x_A) \Delta_4 - 4(\sqrt{x_A x_l} + x_l(x_B - x_C)) \Delta_5 \\
&+ 2((\sqrt{x_A x_l} + x_l(x_B - x_C))(1 + 2x_A - x_B - x_C) \\
&- \left. \left. 2x_l(\sqrt{x_A x_l} - x_l(x_C - x_B)) \right) \Delta_7 \right), \tag{B.30}
\end{aligned}$$

$$D_{II}^{ABC} = \frac{16\sqrt{x_A x_l}}{\rho_l} (-\Delta_6 + (x_B - x_A + x_l) \Delta_7), \tag{B.31}$$

y

$$\begin{aligned}
D_{III}^{ABC} = & \frac{1}{\rho_l x_V} \left(\delta_l (\sqrt{x_A} + \sqrt{x_l}) (x_V - x_B) \right) - x_B \delta_l (\sqrt{x_A} + \sqrt{x_l}) \Delta_2 \\
& + \delta_l (\sqrt{x_A} + \sqrt{x_l}) (x_V - x_B) \Delta_3 + \left(x_V (\sqrt{x_A} (1 - 6x_l) + \sqrt{x_l} (2x_l + 1)) \right. \\
& + \left. (\sqrt{x_A} + \sqrt{x_l}) (x_l (4x_A + 2x_B + 1 - 4x_l) - 2\sqrt{x_A x_l} - x_A) \right) \Delta_4 \\
& - 2\sqrt{x_l} (\sqrt{x_A x_l} (x_V - x_B + 1) + x_A - x_V + x_l (x_V - x_B)) \Delta_6 \\
& + 2\sqrt{x_l} \left(x_B (2(x_V - \sqrt{x_A x_l} (1 + x_A - x_l)) - x_l (2(x_A + 2x_V - x_l) + 1)) \right. \\
& - \left. x_A + x_B (\sqrt{x_A x_l} + x_l) + \sqrt{x_A x_l} (x_V + 1) (2(x_A - x_l) - x_V + 1) \right. \\
& \left. + x_l (2x_A (x_V - 1) + x_V (3x_V - 1 - 2x_l)) + x_A (2x_A - 3x_V + 1) \right) \Delta_7 \Big).
\end{aligned} \tag{B.32}$$

Bibliografía

- [1] *In workshop on CP Studies and Non-Standard Higgs Physics*, 2006.
- [2] Search for $t\bar{t}$ resonances in semileptonic final state. 2012.
- [3] Georges Aad et al. Search for new resonances in $W\gamma$ and $Z\gamma$ final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Lett.*, B738:428–447, 2014.
- [4] Georges Aad et al. A search for $t\bar{t}$ resonances using lepton-plus-jets events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 08:148, 2015.
- [5] Georges Aad et al. Search for high-mass diphoton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev.*, D92(3):032004, 2015.
- [6] Georges Aad et al. Searches for Higgs boson pair production in the $hh \rightarrow bb\tau\tau, \gamma\gamma WW^*, \gamma\gamma bb, bbbb$ channels with the ATLAS detector. *Phys. Rev.*, D92:092004, 2015.
- [7] Georges Aad et al. Search for a high-mass Higgs boson decaying to a W boson pair in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 01:032, 2016.
- [8] Georges Aad et al. Search for an additional, heavy Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ$ decay channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV in pp collision data with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J.*, C76(1):45, 2016.
- [9] Mayumi Aoki and Shinya Kanemura. Unitarity bounds in the Higgs model including triplet fields with custodial symmetry. *Phys. Rev.*, D77(9):095009, 2008. [Erratum: *Phys. Rev.* D89, no. 5, 059902 (2014)].
- [10] Ernesto Arganda, Ana M. Curiel, Maria J. Herrero, and David Temes. Lepton flavor violating Higgs boson decays from massive seesaw neutrinos. *Phys. Rev.*, D71:035011, 2005.
- [11] A. Arhrib, R. Benbrik, M. Chabab, G. Moulataka, M. C. Peyranere, L. Rahili, and J. Ramadan. The Higgs Potential in the Type II Seesaw Model. *Phys. Rev.*, D84:095005, 2011.
- [12] M.A. Arroyo-Ureña, G. Hernández-Tomé, and G. Tavares-Velasco. Weak dipole moments of the tau lepton in the simplest Little Higgs model. *Work in Progress*, 2015.

- [13] Ketevi Adikle Assamagan, Aldo Deandrea, and Pierre-Antoine Delsart. Search for the lepton flavor violating decay $A_0 / H_0 \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ at hadron colliders. *Phys. Rev.*, D67:035001, 2003.
- [14] William A. Bardeen, R. Gastmans, and B. E. Lautrup. Static quantities in Weinberg's model of weak and electromagnetic interactions. *Nucl. Phys.*, B46:319–331, 1972.
- [15] J. Bernabeu, D. Comelli, L. Lavoura, and Joao P Silva. Weak magnetic dipole moments in two Higgs doublet models. *Phys. Rev.*, D53:5222–5232, 1996.
- [16] J. Bernabeu, G. A. Gonzalez-Sprinberg, M. Tung, and J. Vidal. The Tau weak magnetic dipole moment. *Nucl. Phys.*, B436:474–486, 1995.
- [17] W. Bernreuther, U. Low, J. P. Ma, and O. Nachtmann. CP Violation and Z Boson Decays. *Z. Phys.*, C43:117, 1989.
- [18] A. Bolaños, A. Moyotl, and G. Tavares-Velasco. Static weak dipole moments of the τ lepton via renormalizable scalar leptoquark interactions. *Phys. Rev.*, D89(5):055025, 2014.
- [19] Cesar Bonilla, Dorota Sokolowska, Neda Darvishi, J. Lorenzo Diaz-Cruz, and Maria Krawczyk. IDMS: Inert Dark Matter Model with a complex singlet. *J. Phys.*, G43(6):065001, 2016.
- [20] Michael J. Booth. The Electric dipole moment of the W and electron in the Standard Model. 1993.
- [21] Andrea Brignole and Anna Rossi. Anatomy and phenomenology of mu-tau lepton flavor violation in the MSSM. *Nucl. Phys.*, B701:3–53, 2004.
- [22] Cheng-Wei Chiang, Shinya Kanemura, and Kei Yagyu. Novel constraint on the parameter space of the Georgi-Machacek model with current LHC data. *Phys. Rev.*, D90(11):115025, 2014.
- [23] Cheng-Wei Chiang, An-Li Kuo, and Toshifumi Yamada. Searches of exotic Higgs bosons in general mass spectra of the Georgi-Machacek model at the LHC. *JHEP*, 01:120, 2016.
- [24] Cheng-Wei Chiang and Kei Yagyu. Testing the custodial symmetry in the Higgs sector of the Georgi-Machacek model. *JHEP*, 1301:026, 2013.
- [25] CMS Collaboration. Search for new physics in high mass diphoton events in proton-proton collisions at 13TeV. 2015.
- [26] CMS Collaboration. Search for Lepton Flavour Violating Decays of the Higgs Boson in the mu-tau final state at 13 TeV. 2016.
- [27] The ATLAS collaboration. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and coupling strengths using pp collision data at $s = 7$ and 8 TeV in the ATLAS experiment. 2015.

- [28] Cline Degrande, Katy Hartling, Heather E. Logan, Andrea D. Peterson, and Marco Zaro. Automatic predictions in the Georgi-Machacek model at next-to-leading order accuracy. *Phys. Rev.*, D93(3):035004, 2016.
- [29] Ansgar Denner, H. Eck, O. Hahn, and J. Kublbeck. Feynman rules for fermion number violating interactions. *Nucl. Phys.*, B387:467–484, 1992.
- [30] J. L. Diaz-Cruz, Dilip Kumar Ghosh, and S. Moretti. Lepton Flavour Violating Heavy Higgs Decays Within the nuMSSM and Their Detection at the LHC. *Phys. Lett.*, B679:376–381, 2009.
- [31] J. Lorenzo Diaz-Cruz. A More flavored Higgs boson in supersymmetric models. *JHEP*, 05:036, 2003.
- [32] J. Lorenzo Diaz-Cruz and Ulises Saldana-Salazar. Higgs couplings with Flavon-Higgs mixing effects in Multi-Scalar models. 2014.
- [33] J. Lorenzo Diaz-Cruz and J. J. Toscano. Lepton flavor violating decays of Higgs bosons beyond the standard model. *Phys. Rev.*, D62:116005, 2000.
- [34] Abdelhak Djouadi. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model. *Phys. Rept.*, 457:1–216, 2008.
- [35] Ilja Dorsner and S. M. Barr. Flavor exchange effects in models with Abelian flavor symmetry. *Phys. Rev.*, D65:095004, 2002.
- [36] Sayipjamal Dulat, Tie-Jiun Hou, Jun Gao, Joey Huston, Pavel Nadolsky, Jon Pumplin, Carl Schmidt, Daniel Stump, and C. P. Yuan. Higgs Boson Cross Section from CTEQ-TEA Global Analysis. *Phys. Rev.*, D89(11):113002, 2014.
- [37] Sebastian A. R. Ellis, Rohini M. Godbole, Shrihari Gopalakrishna, and James D. Wells. Survey of vector-like fermion extensions of the Standard Model and their phenomenological implications. *JHEP*, 09:130, 2014.
- [38] P. H. Frampton. Chiral dilepton model and the flavor question. *Phys. Rev. Lett.*, 69:2889–2891, 1992.
- [39] C. D. Froggatt and Holger Bech Nielsen. Hierarchy of Quark Masses, Cabibbo Angles and CP Violation. *Nucl. Phys.*, B147:277–298, 1979.
- [40] Howard Georgi and Marie Machacek. DOUBLY CHARGED HIGGS BOSONS. *Nucl. Phys.*, B262:463–477, 1985.
- [41] Pier Paolo Giardino, Kristjan Kannike, Isabella Masina, Martti Raidal, and Alessandro Strumia. The universal Higgs fit. *JHEP*, 05:046, 2014.
- [42] Daniel Gomez-Dumm and G. A. Gonzalez-Sprinberg. Electric and weak electric dipole form-factors for heavy fermions in a general two Higgs doublet model. *Eur. Phys. J.*, C11:293–300, 1999.
- [43] J.F. Gunion, R. Vega, and J. Wudka. Higgs triplets in the standard model. *Phys. Rev.*, D42:1673–1691, 1990.

- [44] Kaoru Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, and K. Hikasa. Probing the Weak Boson Sector in $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$. *Nucl. Phys.*, B282:253–307, 1987.
- [45] T. Hahn and M. Perez-Victoria. Automatized one loop calculations in four-dimensions and D-dimensions. *Comput. Phys. Commun.*, 118:153–165, 1999.
- [46] Tao Han and Danny Marfatia. $h \rightarrow \mu \tau$ at hadron colliders. *Phys. Rev. Lett.*, 86:1442–1445, 2001.
- [47] Katy Hartling, Kunal Kumar, and Heather E. Logan. The decoupling limit in the Georgi-Machacek model. *Phys.Rev.*, D90(1):015007, 2014.
- [48] Katy Hartling, Kunal Kumar, and Heather E. Logan. Indirect constraints on the Georgi-Machacek model and implications for Higgs boson couplings. *Phys. Rev.*, D91(1):015013, 2015.
- [49] A. Heister et al. Search for anomalous weak dipole moments of the tau lepton. *Eur. Phys. J.*, C30:291–304, 2003.
- [50] W. Hollik, Jose I. Illana, S. Rigolin, C. Schappacher, and D. Stockinger. Top dipole form-factors and loop induced CP violation in supersymmetry. *Nucl.Phys.*, B551:3–40, 1999.
- [51] W. Hollik, Jose I. Illana, C. Schappacher, D. Stockinger, and S. Rigolin. Dipole form-factors and loop induced CP violation in supersymmetry. *Nucl.Phys.*, B557:407, 1999.
- [52] Katri Huitu, Venus Keus, Niko Koivunen, and Oleg Lebedev. Higgs-flavon mixing and $h \rightarrow \mu \tau$. *JHEP*, 05:026, 2016.
- [53] Gino Isidori, Yosef Nir, and Gilad Perez. Flavor Physics Constraints for Physics Beyond the Standard Model. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 60:355, 2010.
- [54] Shinya Kanemura, Toshihiko Ota, and Koji Tsumura. Lepton flavor violation in Higgs boson decays under the rare tau decay results. *Phys. Rev.*, D73:016006, 2006.
- [55] Vardan Khachatryan et al. Precise determination of the mass of the Higgs boson and tests of compatibility of its couplings with the standard model predictions using proton collisions at 7 and 8 TeV. *Eur. Phys. J.*, C75(5):212, 2015.
- [56] Vardan Khachatryan et al. Search for a Higgs boson in the mass range from 145 to 1000 GeV decaying to a pair of W or Z bosons. *JHEP*, 10:144, 2015.
- [57] Vardan Khachatryan et al. Search for Lepton-Flavour-Violating Decays of the Higgs Boson. *Phys. Lett.*, B749:337–362, 2015.
- [58] Vardan Khachatryan et al. Search for resonant pair production of Higgs bosons decaying to two bottom quarkantiquark pairs in protonproton collisions at 8 TeV. *Phys. Lett.*, B749:560–582, 2015.
- [59] Vardan Khachatryan et al. Search for narrow resonances in dijet final states at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the novel CMS technique of data scouting. *Phys. Rev. Lett.*, 117(3):031802, 2016.

- [60] R. Mertig, M. Bohm, and Ansgar Denner. FEYN CALC: Computer algebraic calculation of Feynman amplitudes. *Comput. Phys. Commun.*, 64:345–359, 1991.
- [61] R. N. Mohapatra and Jogesh C. Pati. A Natural Left-Right Symmetry. *Phys. Rev.*, D11:2558, 1975.
- [62] 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.
- [63] A. Moyotl and G. Tavares-Velasco. On-shell $WW\gamma$ vertex in the T-Parity and non T-Parity Littlest Higgs model. *J. Phys.*, G37:105012, 2010.
- [64] A. Moyotl and G. Tavares-Velasco. Weak properties of the tau lepton via a spin-0 unparticle. *Phys. Rev.*, D86:013014, 2012.
- [65] 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.
- [66] Apostolos Pilaftsis. Lepton flavor nonconservation in H^0 decays. *Phys. Lett.*, B285:68–74, 1992.
- [67] F. Pisano and V. Pleitez. An $SU(3) \times U(1)$ model for electroweak interactions. *Phys. Rev.*, D46:410–417, 1992.
- [68] Fernando Iguaz Ramirez Zavaleta. *Propiedades del vrtice $WWV(V = \gamma, Z)$ en modelos extendidos*. PhD thesis, CINVESTAV, IPN, 2007.
- [69] J. Schechter and J. W. F. Valle. Neutrino Masses in $SU(2) \times U(1)$ Theories. *Phys. Rev.*, D22:2227, 1980.
- [70] G. Tavares-Velasco and J. J. Toscano. Bilepton gauge boson contribution to the static electromagnetic properties of the W boson in the minimal 331 model. *Phys. Rev.*, D65:013005, 2002.
- [71] Koji Tsumura and Liliana Velasco-Sevilla. Phenomenology of flavon fields at the LHC. *Phys. Rev.*, D81:036012, 2010.
- [72] G. J. van Oldenborgh and J. A. M. Vermaseren. New Algorithms for One Loop Integrals. *Z. Phys.*, C46:425–438, 1990.
- [73] Avelino Vicente. Lepton flavor violation beyond the MSSM. *Adv. High Energy Phys.*, 2015:686572, 2015.