

BÚSQUEDA DEL BOSÓN DE HIGGS CARGADO EN EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS TIPO III

HERBERTH JESÚS CÁRDENAS RAMÍREZ



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

GRUPO DE FENOMENOLOGÍA DE LAS PARTÍCULAS ELEMENTALES

BOGOTÁ, DICIEMBRE DE 2014

UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



BÚSQUEDA DEL BOSÓN DE HIGGS
CARGADO EN EL MODELO DE DOS
DOBLETES DE HIGGS TIPO III

DIRECTOR: DR. JAIRO ALEXIS RODRÍGUEZ LÓPEZ

TESIS PRESENTADA POR
HERBERTH JESÚS CÁRDENAS RAMÍREZ

COMO REQUISITO PARA OPTAR AL TÍTULO DE
DOCTOR EN CIENCIAS-FÍSICA

BOGOTÁ, DICIEMBRE DE 2014

PAGINA DE ACEPTACION

Dr. Jairo Alexis Rodríguez López
Director

Jurado

Jurado

Jurado

DEDICATORIA

A la memoria de mi padre, el SM Antonio Cárdenas Becerra, un hombre digno y honorable, quien vivió bajo el estruendo de las balas para que sus hijos pudiéramos hacerlo entre el susurro de las hojas de los libros.

A mi madre, Flor Alba Ramírez de Cárdenas, y a mis hermanos: Holman, Hayden, Héctor, Hermes y Mireya, quienes siempre han creído en mí.

A mi esposa Claudia, a mis hijos: Sergio Alejandro y Laura Manuela, por ofrecerme la estabilidad emocional de una familia.

A la Física de Partículas, de ella he podido aprender, que no se necesitan los ojos para maravillarse con la perfección de la naturaleza.

AGRADECIMIENTOS

$\lim_{gratitud \rightarrow \infty} \frac{\text{al Profesor Jairo Alexis Rodríguez López, quien}}{\text{todas las dificultades}}$

me permitio, sin que yo, fuese el mejor, estar junto a los mejores: Diego Restrepo,
Ana Bruno Machado y Vicente Pleitez.

ABSTRACT

Three different issues are addressed in this work, they are:

1. The D0 experiment has reported a direct search for a charged Higgs boson produced by $q\bar{q}$ annihilation and decaying to $t\bar{b}$ final state, in the $180 \leq M_{H^+} \leq 300$ GeV mass range. The analysis has led to upper limits on the production cross-section in the framework of the two-Higgs doublet model Types I, II and III. The predictions of two different scenarios in the framework of the Two-Higgs Doublet Type III to the cross-section limits reported by D0 collaboration, are compared, and constraints on the charged Higgs mass, for the case when the charged Higgs mass is bigger than the top quark mass, are obtained. Also, searches for the charged Higgs boson with a mass smaller than top quark mass are considered, the discussion for the possible limits on the charged Higgs boson mass obtained from measurements of the ratio $R_\sigma = \sigma_{t\bar{t}}^{l+jets} / \sigma_{t\bar{t}}^{dileptons}$ within the two-Higgs doublet model Type III, is presented.
2. The most commonly used parameterizations of the Yukawa couplings in the two Higgs doublet model are revisited. Some bounds on the parameter space of the charged Higgs sector of the two Higgs doublet model are obtained in a new parameterization, which is slightly different from that already known. These constraints are obtained from flavor observables such as the measurement of $B \rightarrow X_s \gamma$ and the recent measurement of $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ from LHCb. The ratio $R_{H^+} = \mathcal{BR}(H^+ \rightarrow \tau^+ \bar{\nu}_\tau) / \mathcal{BR}(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ is evaluated for the Type-III and Type-II Two Higgs Doublet Models, and their differences are quantified.
3. A three Higgs doublet model with an S_3 symmetry in which beside the standard model-like doublet, where there are two fermiophobic doublets, is considered. Due to the new charged scalars, there is an enhancement in the two-photon decay, while the other channels have the same decay widths as the standard model neutral Higgs. The fermiophobic scalars are mass degenerated unless soft terms breaking the S_3 symmetry are added.

RESUMEN

Tres aspectos diferentes se tratan en este trabajo, estos son:

1. El experimento D0 ha reportado búsquedas directas para un bosón de Higgs cargado a través de la aniquilación $q\bar{q}$ decayendo en $t\bar{b}$ como estado final, en un rango de masas de $80 \leq M_{H^+} \leq 300$ GeV. El análisis ha conducido a límites superiores en la sección eficaz de producción, en la estructura de los modelos de dos dobletes de Higgs Tipo I, II y III. Se comparan las predicciones de los límites de la sección eficaz en dos diferentes escenarios, dentro de la estructura del Modelo de Dos Dobletes de Higgs Tipo III, con los reportados por la colaboración D0, y se obtienen restricciones en la masa del Higgs cargado para el caso en que esta es mayor que la masa del quark top. Se consideran además, búsquedas del bosón de Higgs cargado con masas menores a la del quark top. Se presenta una discusión para los posibles límites en la masa del bosón de Higgs cargado, obtenidos de las medidas de la razón $R_\sigma = \sigma_{t\bar{t}}^{l+jets} / \sigma_{t\bar{t}}^{dileptons}$ dentro del modelo de dos dobletes de Higgs Tipo III.
2. Se muestra una revisión de la parametrización de los acoplamientos de Yukawa, más comúnmente utilizada, en modelo de dos dobletes de Higgs. Se obtienen algunos límites en el espacio de parámetros del sector de Higgs cargado en el modelo de dos dobletes de Higgs, dentro de una nueva parametrización, que es ligeramente diferente de las ya conocidas. Tales restricciones se obtiene de los observables de sabor tales como la medida de $B \rightarrow X_s \gamma$ y las medidas recientes de $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ provenientes del LHCb. Se evalúa la razón $R_{H^+} = \mathcal{BR}(H^+ \rightarrow \tau^+ \bar{\nu}_\tau) / \mathcal{BR}(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ para los Modelos de Dos Dobletes de Higgs Tipo III y Tipo II, y se cuantifican sus diferencias.
3. Se considera un modelo con tres dobletes de Higgs con una simetría S_3 , en donde hay dos dobletes fermiofóbicos, y en el que se presenta un bosón de Higgs que se asimila al del Modelo Estándar. Debido a los nuevos escalares cargados, hay un aumento en el decaimiento fotón-fotón, mientras que otros canales tienen el mismo ancho de decaimiento que en el Modelo Estándar. Los escalares fermiofóbicos son degenerados en masa a menos que se adicionen términos de ruptura suave de la simetría S_3 .

CONTENIDO

Introducción	vi
1. El Bosón de Higgs en el Modelo Estándar	1
1.1. Introducción	1
1.2. Lagrangiano del Modelo Estándar	3
1.2.1. QCD	3
1.2.2. Teoría Electrodébil (EW)	4
1.3. Rompimiento Espontáneo de Simetría.	7
1.4. Producción del Higgs en el LHC	11
1.5. Decaimientos del Higgs	14
1.5.1. Decaimiento en Fermiones	14
1.5.2. Decaimiento en Bosones Vectoriales	14

1.5.3. Decaimientos en Gluones y en Fotones	15
2. Modelo de Dos Dobletes de Higgs Tipo III	17
2.1. Introducción	17
2.2. Modelo de Dos Dobletes de Higgs	20
2.3. Potencial de Higgs	22
3. Higgs Cargado del M2DH Tipo III en Tevatron	25
3.1. Introducción	25
3.2. Procesos	27
3.3. Parámetros	28
3.4. Razón R_σ	35
4. Parámetros Similares a $\tan\beta$.	37
4.1. Introducción	37
4.2. Condición de Alineamiento	39
4.3. Diferenciación entre el M2DH Tipo II y Tipo III	53
5. Bosón de Higgs en un Modelo con Dos Dobletes Fermiofóbicos	62
5.1. Introducción	62

5.2. El Sector Escalar	64
5.3. Interacciones	68
5.3.1. El Sector de Yukawa	68
5.3.2. Interacciones Gauge Escalares	70
5.3.3. Interacciones Trilineales en el Modelo A	71
5.3.4. Interacciones Trilineales en el Modelo B	72
5.3.5. Resultados y Discusión	74
A. Masas de los Escalares con Términos Suaves en el Potencial Escalar	83
Referencias	86

FIGURAS

1.1. Potencial de Higgs. Para $\mu^2 > 0$ (línea azul) el mínimo ocurre en $v = 0$. Para $\mu^2 < 0$, (línea roja) $v = 0$ es un punto inestable.	9
1.2. Secciones eficaces de los principales modos de producción del Higgs en el LHC para $\sqrt{s} = 8$ TeV.	12
1.3. Modos más importantes en la producción del Bosón de Higgs. 1. Fusión de Gluones, 2. Fusión Vector-Bosón (FVB), 3. Higgs Strahlug, 4. Fusión top-antitop.	13
1.4. Razones de Decaimiento para los principales canales de decaimiento del bosón de Higgs.	15
1.5. Canales de decaimiento del bosón de Higgs del ME. Los números repre- sentan las probabilidades porcentuales para cada modo de decaimien- to, calculados en el modelo estándar minimal [37]. a. $H \rightarrow b\bar{b}$, b. $H \rightarrow WW^*$, c. $H \rightarrow ZZ^*$, d. $H \rightarrow \gamma\gamma$, e. $H \rightarrow \tau\tau$	16

3.1.	Proceso $q\bar{q}' \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ seguido por $t \rightarrow b(W^+ \rightarrow l\nu)$	29
3.2.	Producto de la Sección Eficaz $\sigma(q\bar{q}' \rightarrow H^+)$ por la Razon de De- caimiento $\mathcal{BR}(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ en función de la masa del bosón de Higgs Cargado para dos escenarios diferentes.	32
3.3.	Razones de decaimiento en el M2DH-III para los parámetros $\xi_{\tau\tau} =$ $2,2 \times 10^{-2}$, $\xi_{\tau\mu} = 2,1 \times 10^{-1}$ y $\xi_{\mu\mu} = 0,12$ en el Escenario 1: $\lambda_{tc} = 5$, $\lambda_{tt} = 5$ y $\lambda_{bb} = 0$	33
3.4.	Razones de decaimiento en el M2DH-III para los parámetros $\xi_{\tau\tau} =$ $2,2 \times 10^{-2}$, $\xi_{\tau\mu} = 2,1 \times 10^{-1}$ y $\xi_{\mu\mu} = 0,12$ en el Escenario 2: $\lambda_{tc} = 3,5$, $\lambda_{tt} = 0,5$ y $\lambda_{bb} = 4$	34
3.5.	Razón R_σ con los límites experimentales de la colaboración D0 [48] para los Escenarios 1 y 2.	36
4.1.	Restricciones provenientes de decaimientos tales como $B \rightarrow X_s\gamma$ y del decaimiento $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$. La región permitida se muestra en amarillo. Se muestran dos casos diferentes: $\tan(\beta - \psi_d) = \tan(\beta - \psi_e)$ (izquier- da) y $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_e)$ (derecha) para masas del boson de Higgs cargado de 180, 350 y 800 GeV de arriba hacia abajo.	57
4.2.	Restricciones provenientes de $B \rightarrow X_s\gamma$ y de otros procesos tales como $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ en el plano $[\tan(\beta - \psi_u), \tan(\beta - \psi_e)]$ tomando masas del bosón de Higgs Cargado de 350 y 800 GeV. La región permitida final se muestra en amarillo.	60

4.3.	Razón R_{H^+} en función del parámetro $\tan(\beta - \psi_d)$ para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs Cargado $M_{H^+} = 350$ y 800 GeV, asumiendo $\tan(\beta - \psi_d) = \tan(\beta - \psi_e)$	60
4.4.	Razón R_{H^+} en función del parámetro $\tan(\beta - \psi_d)$ para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs Cargado $M_{H^+} = 350$ y 800 GeV, asumiendo $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_e)$	61
4.5.	Razón R_{H^+} en función del parámetro $\tan(\beta - \psi_d)$ para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs Cargado $M_{H^+} = 350, 800$ GeV, asumiendo $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_d)$ y $-0,5 \leq \cot(\beta - \psi_u) \leq 0,5$	61
5.1.	Fracción $R_{\gamma\gamma}$ en función de μ_d usando $\lambda_5 = 1$ y $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ el modelo A. Las líneas horizontales corresponden a los valores experimentales (CMS y ATLAS) $R_{\gamma\gamma} = 1,66 \pm 0,36$ [93]. El área excluida se encuentra entre alrededor de $260 - 355$ GeV.	76
5.2.	Región permitida (gris) en el plano de contorno $\lambda_5 - \mu_d$ con $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$, restringida por $R_{\gamma\gamma} = 1,66 \pm 0,36$. La región permitida es de color claro y las áreas excluidas se muestran alrededor de este contorno (región oscura) y en su interior (región blanca). Algunas masas para el bosón de Higgs tomados de la Figura 5.2 se muestran en la Tabla 5.1.	77

TABLAS

2.1. Parámetros X , Y y Z en la Ecuación 2.1 para los cuatro modelos sin CSCN	19
3.1. Parámetros involucrados en los acoplamientos de cambio de sabor del boón de Higgs Cargado.	29
3.2. Parámetros involucrados en los acoplamientos de cambio de sabor del bosón de Higgs Cargado.	30
4.1. Condiciones de alineamiento definidas como $\eta_2^{f,0} = X_f \eta_1^{f,0}$	52
4.2. Parámetros similares a $\tan \beta$ definidos como $Y_f = X_f M_f$. Las columnas se obtienen de las condiciones de alineamiento de la Tabla 4.1	52
5.1. Algunos puntos de la región permitida y las masas del bosón de Higgs asociadas. Como se muestra en las ecuaciones (5.3) y (5.4), se ha tomado $m_{h_2} = m_{a_2}$	77

INTRODUCCIÓN

El 4 de Julio de 2012 el CERN anuncia el descubrimiento de una nueva partícula consistente con el bosón de Higgs. El descubrimiento de este escalar neutro h , con una masa $m_h \simeq 125$ GeV [1, 2] completa el espectro de partículas elementales del Modelo Estándar (ME). Hasta aquí, las propiedades observadas del bosón de Higgs, soportan el paradigma del rompimiento de la simetría electrodébil y la generación de la masa por medio de un único doblete escalar complejo $SU(2)_L$, ϕ .

En el CAPITULO 1 se presenta una revisión de los fundamentos teóricos del ME, junto con algunos comentarios asociados con los modos de producción y los canales de decaimiento del boson de Higgs. Sin embargo, algunas preguntas sin responder, tales como la naturaleza de la materia oscura, el origen de la bariogénesis y la diferencia entre las masas de los fermiones, aún permanecen y sugieren la posibilidad de una “nueva Física” adicional, más allá de las expectativas del Modelo Estándar.[3]

Una de las extensiones del ME introduce un segundo doblete de Higgs ϕ_2 con $\langle \phi_2 \rangle = v_2/\sqrt{2}$ el cual junto con $\langle \phi_1 \rangle = v_1/\sqrt{2}$ rompen la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, (con $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \simeq 246$ GeV), dando lugar a un bosón de Higgs, h^0 , similar al

del modelo estándar, al igual que escalares físicos adicionales, H^0 , A^0 y H^\pm , aún no observados. Este tipo de modelos se conocen como modelos de dos dobletes de Higgs.

En general los Modelos de Dos Dobletes de Higgs (M2DH) presentan Cambios de Sabor por Corrientes Neutras (CSCN) a nivel de árbol, el cual debe ser suprimido. La mayoría de estos modelos eliminan el CSCN imponiendo una simetría discreta Z_2 en la cual los fermiones de una determinada carga se acoplan únicamente con uno de los dobletes de Higgs. Las dos versiones más familiares son el Modelo Tipo I en el cual todos los fermiones se acoplan con el mismo doblete y el Modelo Tipo II en el cual dos quarks con carga $Q = 2/3$ se acoplan con uno de los dobletes y los quarks con carga $Q = -1/3$ y los leptones con el otro.[3]

Dos versiones adicionales intercambian la asignación de los leptones. En el modelo "Lepton Specific" todos los quarks se acoplan con un doblete mientras que los leptones se acoplan con el otro y en el modelo "Flipped" los quarks con carga $Q = 2/3$ y los leptones se acoplan con un doblete mientras que los quarks con carga $Q = -1/3$ se acoplan con el otro. [4]

La adición de la simetría discreta Z_2 no es estrictamente necesaria, en cuyo caso ambos dobletes pueden generar las masas para los quarks up ($Q = 2/3$) y down ($Q = -1/3$), simultáneamente. Este modelo se le conoce como Tipo III [5]. Algunos detalles sobre el M2DH Tipo III, dentro del cual se enmarca este trabajo, se presentan en el CAPITULO 2. El Modelo Tipo III puede verse como una extensión del ME con un doblete de Higgs adicional y tres nuevos acoplamientos de Yukawa en los sectores de quarks y leptones. Los términos de masa para los sectores tipo up o

tipo down dependen de dos matrices o dos acoplamientos de Yukawa. La rotación de los autovalores gauge de los quarks y los leptones permite diagonalizar una de las matrices pero no ambas simultáneamente, así uno de los acoplamientos de Yukawa permanece no diagonal, generando el CSCN en el Lagrangiano de Yukawa [6]. En el CAPITULO 4 se considera la condición de alineamiento en el espacio de sabor de los acoplamientos de Yukawa de los dos dobletes escalares, lo que garantiza la ausencia de CSCN a nivel de árbol. La estructura de Yukawa que resulta del Modelo de Dos Dobletes de Higgs Alineado (M2DHA) se caracteriza completamente por las masas de los fermiones, la matriz de mezcla CKM y tres parámetros complejos ζ_f ($f = u, d, l$), cuyas fases son una potencial nueva fuente de violación de CP [7]. Los modelos usuales basados en la simetría Z_2 se recuperan para valores reales de estos tres parámetros. El M2DHA constituye un escenario más general para discutir la fenomenología de los M2DH sin CSCN dejando abierta la posibilidad de tener fases adicionales de violación de CP en el sector de Yukawa más allá de las dadas por la matriz CKM. [8]

Los estudios de la fenomenología del boson de Higgs cargado tienden a agruparse en dos categorías: una en la cual el Higgs cargado se produce en decaimientos del quark top y otra en la que el Higgs cargado es mas pesado que el quark top. Una buena característica en la fenomenología del Higgs cargado es que en general sus acoplamientos dependen de un solo parámetro ($\tan\beta$ u otro similar), siendo tal dependencia sensible al M2DH específico [9]. En el CAPITULO 3 se presentan restricciones a los parámetros del M2DH Tipo III para rangos de masa del higgs cargado por encima y por debajo de la masa del quark top. También se da una discusión para los posibles

límites en la masa del bosón de Higgs cargado, obtenidos de las medidas de la razón $R_\sigma = \sigma_{t\bar{t}}^{l+jets} / \sigma_{t\bar{t}}^{dileptons}$ dentro de la estructura del M2DH-III.

Existen muchas motivaciones para los M2DH, la más conocida es la supersimetría [10]. En teorías supersimétricas los escalares están representados por multipletes quiriales y sus complejos conjugados por multipletes de quiralidad opuesta. Puesto que multipletes con diferente quiralidad no pueden acoplarse de manera conjunta en el Lagrangiano, un único doblete de Higgs no puede dar masa simultáneamente a los quarks tipo up y down. Por otra parte, puesto que los escalares se situán en multipletes quiriales ambos con espín $-1/2$, la cancelación de las anomalías requiere de un doblete adicional. Así, el Modelo Minimal Super Simetrico (MMSS) contiene dos dobletes de Higgs [11]. La extensión minimal supersimétrica del ME corresponde, a nivel de árbol, con el M2DH Tipo II, la cual es la versión, que por defecto, es adoptada en la mayoría de análisis fenomenológicos [7]. En el CAPITULO 4, se utiliza la razón $R_{H^+} = \mathcal{BR}(H^+ \rightarrow \tau^+ \bar{\nu}_\tau) / \mathcal{BR}(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ para evaluar algunas diferencias entre los los Modelos de Dos Dobletes de Higgs Tipo III y Tipo II.

Otra motivación para los M2DH proviene del modelo de axión [14]. Peccei y Quinn [15] notaron que un posible término que viola CP en el Lagrangiano de QCD, (el cual se determinó, fenomenologicamente, que debe ser muy pequeño), puede ser ro-tado si el Lagrangiano contiene una simetría global $U(1)$. Sin embargo, imponer esta simetría es posible tan solo si hay dos dobletes de Higgs [11]. Mientras que versiones simples del modelo Peccei-Quinn son experimentalmente descartadas, existen variaciones con singletes que son aceptables en escalas altas y teorías a baja energía. Para

estos modelos se requieren siempre dos dobletes de Higgs. [14]

Una tercera motivación para los M2DH es que el ME no puede generar asimetría bariónica de tamaño suficiente en el Universo. Los M2DH pueden hacerlo debido a la flexibilidad del espectro de masas de los escalares y a la existencia de fuentes adicionales de violación de CP [11]. Hay muchos trabajos en bariogénesis [16, 17, 18, 19, 20]. Uno de los factores que hace más atractivos los M2DH son las nuevas e interesantes posibilidades para la explícita o espontánea violación de CP. [11]

En el CAPITULO 5, y a manera de adenda, se muestra la razón de decaimiento en dos fotones del bosón de Higgs, en un modelo con tres dobletes, los cuales transforman bajo una simetría S_3 como un doblete y como un singlete. La importancia de un modelo de este tipo es que, a diferencia de otros modelos multi-Higgs aquí el bosón de Higgs, similar al del ME, no se mezcla con los otros como consecuencia de la simetría y del alineamiento del vacío [12]. De otro lado, independientemente de la representación de los fermiones bajo S_3 , no se presenta CSCN a nivel de árbol. En este modelo dos de los dobletes escalares son fermiofóbicos y degenerados en masa a menos que se adicionen términos de ruptura suave de la simetría S_3 . El tercer doblete, el cual es un singlete bajo S_3 , corresponde exactamente al del ME, en cuanto su masa y los acoplamientos con los fermiones y los bosones son los mismos que los del ME, a nivel de árbol [13].

CAPÍTULO 1

EL BOSÓN DE HIGGS EN EL MODELO ESTÁNDAR

1.1. INTRODUCCIÓN

La comprobación experimental de la teoría gauge en la electrodinámica cuántica (QED) permitió extender la idea del principio de la simetría gauge en la descripción de otras interacciones conocidas. Una teoría gauge se construye exigiendo que el Lagrangiano sea invariante local bajo un grupo de simetrías internas. [21]

El Modelo Estándar (ME) es una teoría gauge basada en el grupo de simetría $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, el cual describe las interacciones fuerte, débil y electromagnética, por medio del intercambio de campos gauge de espín 1: ocho gluones y un fotón, sin masa, para las interacciones fuerte y electromagnética respectivamente,

y tres bosones masivos, W^\pm y Z para la interacción débil [22].

El sector de fermiones, quarks y leptones se organiza en tres familias con características similares, excepto sus masas. El contenido de cada familia es:

$$\begin{aligned}
 1^a \text{ familia} & \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, e_R^-, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_R, d_R \\
 2^a \text{ familia} & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \mu_R^-, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, c_R, s_R \\
 3^a \text{ familia} & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \tau_R^-, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, t_R, b_R
 \end{aligned}$$

y sus correspondientes antipartículas. El subíndice L indica la quiralidad izquierda y R la quiralidad derecha. Los campos izquierdos o derechos se definen por medio del operador de quiralidad γ_5 , como

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi; \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi. \quad (1.1)$$

Los fermiones izquierdos son dobletes del grupo $SU(2)_L$ mientras que los fermiones derechos son singletes del mismo grupo. Esto se debe a que se ha observado que únicamente los fermiones izquierdos y los anti-fermiones derechos participan en las interacciones débiles. Es de anotar que no hay neutrinos derechos en este esquema.

1.2. LAGRANGIANO DEL MODELO ESTÁNDAR

Como ya se había mencionado el ME es una teoría gauge de las interacciones microscópicas, en donde la parte de la interacción fuerte, cromodinámica cuántica (QCD), es una teoría gauge $SU(3)_C$, mientras que la parte electrodébil (EW) corresponde a una teoría gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [23].

$$\mathcal{L}_{SM[SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y]} \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{L}_{QCD[SU(3)_C]} \\ \mathcal{L}_{EW[SU(2)_L \otimes U(1)_Y]} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{L}_{Gauge} \\ \mathcal{L}_{Escalar} \\ \mathcal{L}_{Fermiones} \\ \mathcal{L}_{Yukawa} \end{array} \right. \quad (1.2)$$

1.2.1. QCD

La teoría $SU(3)_C$ está descrita por la densidad lagrangiana

$$\mathcal{L}_{SU(3)_C} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} + \sum_r \bar{q}_{r\alpha} i \not{D}_\beta^\alpha q_r^\beta, \quad (1.3)$$

en donde

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i - g_s f_{ijk} G_\mu^j G_\nu^k$$

es el tensor electromagnético para el campo de los gluones G_μ^i , $i = 1, \dots, 8$, g_s la con-

stante de acoplamiento fuerte y $f_{ijk}(i, j, k = 1, \dots, 8)$ las constantes de estructura, definidas por

$$[\lambda^i, \lambda^j] = 2if_{ijk}\lambda^k,$$

en donde las matrices λ son las matrices de Gellman. [23]

El segundo término de (1.3) es la derivada covariante para los quarks: q_r es el r -ésimo sabor, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ son los subíndices de color.

$$D_{\mu\beta}^\alpha = (D_\mu)_{\alpha\beta} = \partial_\mu\delta_{\alpha\beta} + ig_s G_\mu^j L_{\alpha\beta}^j,$$

en donde $L^i = \lambda_i/2$. No hay términos sin masa para los quarks en (1.3).

1.2.2. TEORÍA ELECTRODÉBIL (EW)

La teoría electrodébil se basa en el Lagrangiano

$$\mathcal{L}_{SU(2)_L \otimes U(1)_Y} = \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_{Fermiones} + \mathcal{L}_{Yukawa}. \quad (1.4)$$

en donde \mathcal{L}_{Gauge} corresponde a las interacciones gauge, \mathcal{L}_ϕ a la parte escalar, $\mathcal{L}_{Fermiones}$ al término cinético y \mathcal{L}_{Yukawa} corresponde al Lagrangiano de Yukawa.

- Para construir la parte gauge se introducen los bosones $W_{\mu\nu}^i$, con $i = 1, 2, 3$ para $SU(2)_L$ y $B_{\mu\nu}$, para $U(1)_Y$, con los tensores de intensidad

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

$$W_{\mu\nu}^i = g\epsilon_{ijk}W_\mu^jW_\nu^k.$$

B es un campo de $U(1)$ asociado con la hipercarga débil $Y = Q - T^3$, en donde Q y T^3 corresponden a los operadores de carga eléctrica y a la tercera componente de $SU(2)$. Los campos B y W^3 pueden eventualmente mezclarse para formar el fotón y el bosón Z .

- La parte escalar obedece al Lagrangiano

$$\mathcal{L}_\phi = \frac{1}{2} (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi), \quad (1.5)$$

en donde el potencial es

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2,$$

y $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ es un doblete bajo $SU(2)$. La derivada covariante en (1.5) está dada por

$$D_\mu \Phi = \left(\partial_\mu + i\frac{g}{2}\tau^i W_\mu^i + i\frac{g'}{2} B_\mu Y \right) \Phi$$

con g y g' las constantes de acoplamiento de $SU(2)$ y $U(1)$ respectivamente.

- El término cinético tiene la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Fermiones} = & \sum_{m=1}^f \left(\bar{q}_{mL}^0 i \not{D} q_{mL}^0 + \bar{l}_{mL}^0 i \not{D} l_{mL}^0 + \bar{u}_{mR}^0 i \not{D} u_{mR}^0 \right. \\ & \left. + \bar{d}_{mR}^0 i \not{D} d_{mR}^0 + \bar{e}_{mL}^0 i \not{D} e_{mR}^0 + \bar{\nu}_{mL}^0 i \not{D} \nu_{mL}^0 \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

En (1.6) m se refiere a la familia, $f \geq 3$ es el número de familias y $L(R)$ se refiere a las proyecciones quiriales dadas en (1.1). El superíndice 0 se refiere a los autoestados débiles que corresponden a campos que transforman de acuerdo con las representaciones de $SU(2)$. $\not{D} = \gamma^\mu D_\mu$, las derivadas covariantes D_μ están dadas por

$$\begin{aligned} D_\mu q_{mL}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{6} B_\mu \right) q_{mL}^0 & D_\mu u_{mR}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{2ig'}{3} B_\mu \right) u_{mR}^0 \\ D_\mu l_{mL}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{ig'}{2} B_\mu \right) l_{mL}^0 & D_\mu d_{mR}^0 &= \left(\partial_\mu - \frac{ig'}{3} B_{e_{mR}^0} \right) d_{mR}^0 \\ & & D_\mu e_{mR}^0 &= (\partial_\mu - ig' B_\mu) e_{mR}^0 \\ & & D_\mu \nu_{mL}^0 &= \partial_\mu \nu_{mL}^0 \end{aligned}$$

- El último término de (1.4) corresponde al Lagrangiano de Yukawa que da cuenta de la interacción del campo Φ con los fermiones, está dado por

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{m,n=1}^f \left[\Gamma_{mn}^u \bar{q}_{mL}^0 \tilde{\Phi} u_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^d \bar{q}_{mL}^0 \Phi d_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^e \bar{l}_{mL}^0 \Phi e_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^\nu \bar{l}_{mL}^0 \tilde{\Phi} \nu_{nL}^0 \right] + \text{h.c.} \quad (1.7)$$

Los coeficientes Γ_{mn}^f corresponden a matrices complejas 3×3 , que describen los acoplamientos de Yukawa entre el doblete de Higgs Φ y los fermiones.

1.3. ROMPIMIENTO ESPONTÁNEO DE SIMETRÍA.

La simetría del grupo $SU(2)_L$ permite términos sin masa en el Lagrangiano. Un término de la forma $m_f^2 \bar{\psi}\psi = (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R)$ no es invariante bajo esta simetría, de manera que en el Modelo Estándar, los fermiones podrían no tener masa, contrario a lo que muestran los experimentos. Los campos gauge tanto del fotón, del W^\pm y del Z^0 pueden no tener un término de masa en el Lagrangiano debido a la invarianza bajo $SU(2)_L$ y a la renormalización. En el caso del fotón esto se cumple, pero se ha comprobado que el W^\pm y el Z^0 son unas cien veces más pesados que el protón.

La solución a este problema está en el llamado Mecanismo de Higgs, el cual se basa en el Rompimiento Espontáneo de Simetría (RES). El ME toma las ideas de invarianza local gauge y de Rompimiento Espontáneo de Simetría para implementar el mecanismo Higgs [24].

La teoría se obtiene considerando fluctuaciones alrededor del mínimo, $\phi = v + \phi'$.

El doblete de Higgs puede reescribirse como

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 - i\phi_2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_3 - i\phi_4) \end{pmatrix}.$$

En esta nueva base el potencial de Higgs toma la forma

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2 \left(\sum_{i=1}^4 \phi_i^2 \right) + \frac{1}{4}\lambda \left(\sum_{i=1}^4 \phi_i^2 \right)^2.$$

Sin perder generalidad es posible considerar un eje en el espacio cuatridimensional en donde $\langle \phi_i \rangle = 0$, para $i = 1, 2, 4$ y $\langle \phi_3 \rangle = v$, de manera que

$$V(\phi) \rightarrow V(v) = \frac{1}{2}\mu^2 v^2 + \frac{1}{4}\lambda v^4.$$

Ahora el potencial puede minimizarse con respecto a v

$$\frac{dV}{dv} = v(\mu^2 + \lambda v^2) = 0.$$

Tal y como se ilustra en la Figura 1.1 se presentan dos casos: para $\mu^2 > 0$ (línea azul) el mínimo ocurre en $v = 0$. Para $\mu^2 < 0$, (línea roja) $v = 0$ es un punto inestable. El mínimo se presenta en valor v diferente de cero para el cual $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$. El doblete escalar puede parametrizarse como:

$$\phi(x) = e^{[i\frac{\sigma_i}{2}\theta_i(x)]} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v - H(x) \end{pmatrix},$$

en donde se tienen cuatro campos reales; $\theta_i(x)$ y $H(x)$. Teniendo en cuenta que el Lagrangiano del ME, es invariante bajo $SU(2)_L$ se puede tomar como estado base $\theta_i(x) = 0$, (circunferencia punteada en la parte inferior de la Figura 1.1)

La simetría del grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ es no abeliana y sus generadores T_i y Y , para

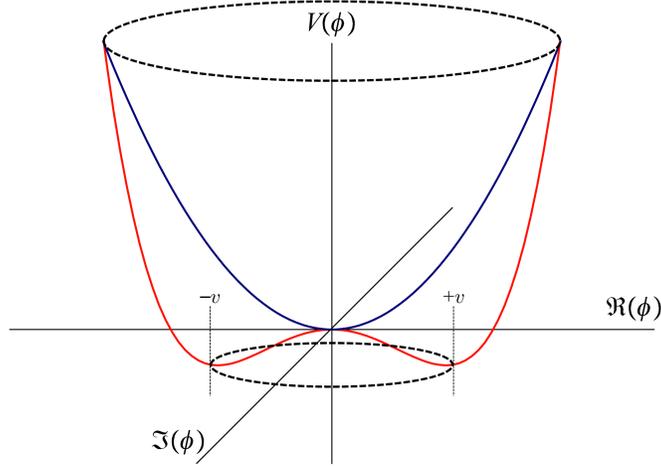


Figura 1.1: Potencial de Higgs. Para $\mu^2 > 0$ (línea azul) el mínimo ocurre en $v = 0$. Para $\mu^2 < 0$, (línea roja) $v = 0$ es un punto inestable.

$SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente, obedecen al algebra de Lie

$$[T_i, T_j] = i\epsilon_{ij}^k T_k \quad , \quad [T_i, Y] = 0.$$

Cuando la simetría se rompe espontáneamente en el potencial, Φ adquiere un valor esperado en el vacío y todos los generadores de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ se rompen

$$T_1 \langle \Phi \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \quad T_2 \langle \Phi \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -iv/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0$$

$$T_3 \langle \Phi \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ -v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0, \quad Y \langle \Phi \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0.,$$

Sin embargo es posible definir una combinación no rota por medio de la relación de

Gellman y Nishijima

$$Q = (T_3 + Y), \quad Q \langle \Phi \rangle = 0.$$

El esquema de rompimiento de simetría viene dado por $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$. De acuerdo con el teorema de Goldstone, el número de posibles bosones de Goldstone generados luego del RES es igual al número de generadores rotos (que a su vez es igual al número de bosones gauge masivos en el caso de las simetrías locales, que corresponde al mecanismo de Higgs). De este modo en lugar de cuatro generadores rotos se tendrán tres y un generador no roto, Q . Esto garantiza que el fotón se mantenga sin masa mientras que los otros tres bosones de gauge adquieren masa por medio de este mecanismo permaneciendo el Lagrangiano simétrico y renormalizable.

Por otra parte en el Lagrangiano cinético para fermiones (1.6) la derivada en autoestados de masa se expresa como

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ T^+ + \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^- T^- + ieQ A_\mu + \frac{ig}{c_W} Z_\mu (T_3 - s_\theta^2 Q), \quad (1.8)$$

donde W_μ^\pm , Z_μ son los bosones intermediarios y A_μ es el campo del fotón [25].

De tal forma que el campo Φ al adquirir el valor esperado en el vacío

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix},$$

rompe la simetría espontáneamente. Este rompimiento de simetría en el sector cinéti-

co del Lagrangiano (1.2), trae como consecuencia la generación de masa para los bosones W y Z :

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

de manera que las masas de los bosones W y Z están dadas por

$$m_W = \frac{1}{2} g v \quad , \quad m_Z = \frac{g v}{2 \cos \theta_W}. \quad (1.9)$$

Se genera además una nueva partícula física, el bosón de Higgs, con masa

$$m_H = \sqrt{2 h v} = \sqrt{-2 \mu^2}. \quad (1.10)$$

1.4. PRODUCCIÓN DEL HIGGS EN EL LHC

Varios modos de producción del bosón de Higgs del ME se pueden medir en el LHC para un Higgs con una masa de ~ 125 GeV. En la Figura 1.2 se muestran las secciones eficaces de los principales modos de producción del Higgs en el LHC para $\sqrt{s} = 8$ TeV [26].

1. El mecanismo dominante es el modo de fusión gluón-gluón: $gg \rightarrow H$ via loops de partículas pesadas con color [27], siendo el más importante el quark top.

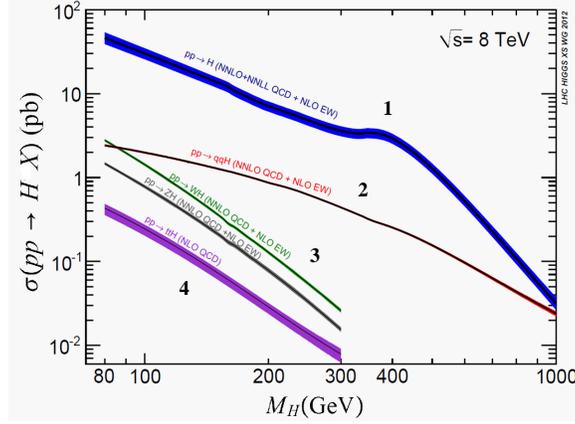


Figura 1.2: Secciones eficaces de los principales modos de producción del Higgs en el LHC para $\sqrt{s} = 8$ TeV.

2. La segunda contribución a la producción del Higgs en el LHC se debe a la fusión bosón vectorial (FBV) [28], El cual ha sido calculado a next-next to leading order (NNLO) en el rango de α_s e incluido las correcciones electrodébiles a NLO. Las correcciones perturbativas tambien han sido bien cubiertas para este caso. Por otra parte en este último modo de decaimiento las incertidumbres en las funciones de distribución partónica de los quarks son relativamente pequeñas, de manera que la sección eficaz se conoce con mayor exactitud y crece con la energía más rápidamente que en la fusión gluón-gluón.[27]
3. La tercera contribución más grande, está asociada con la producción del Higgs con un bosón vectorial masivo $V = W^\pm, Z^0$ [29]. Esta también ha sido calculada a NNLO en la escala de α_s y se han incluido correcciones electrodébiles.
4. En cuarto lugar se encuentra la contribución asociada con la producción $t\bar{t} + H$, la cual se conoce con menor certeza. Esta se ha medido a NLO en la escala de α_s ,

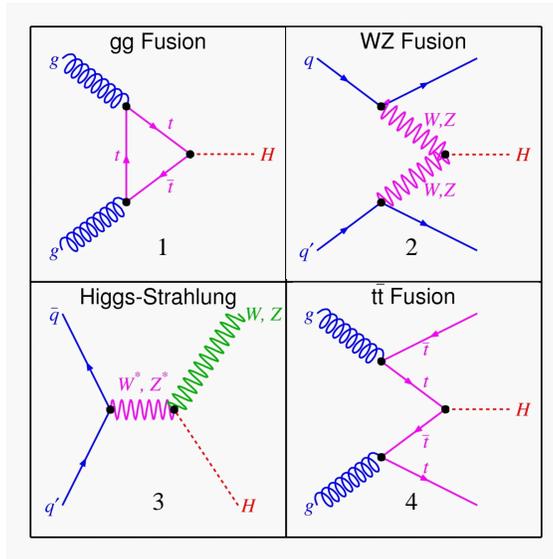


Figura 1.3: Modos más importantes en la producción del Bosón de Higgs. 1. Fusión de Gluones, 2. Fusión Vector-Bosón (FVB), 3. Higgs Strahlung, 4. Fusión top-antitop.

con grandes incertidumbres en la expansión perturbativa y en la distribución partónica [27]. En este proceso se presenta el crecimiento más rápido de la sección eficaz con respecto a la energía.

Recientemente ha sido de gran interés la producción del Higgs, asociada a un único quark top t o \bar{t} [30]. Esta presenta una sección eficaz relativamente pequeña en el Modelo Estándar, sin embargo su valor puede ser mejorado o suprimido, significativamente, en modelos en donde los acoplamientos $t\bar{t}$ son diferentes a los del ME [31, 32, 33]. En la Figura 1.3 se muestran los Diagramas de Feynman para los cuatro modos mas importantes en la producción del Bosón de Higgs.

1.5. DECAIMIENTOS DEL HIGGS

1.5.1. DECAIMIENTO EN FERMIONES

El ancho de decaimiento del Higgs en dos fermiones esta dado, a nivel de árbol por

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = N_c \frac{G_F m_H}{4\pi\sqrt{2}} m_f^2, \quad (1.11)$$

en donde $N_c = 3, 1$ corresponde al número de color para los decaimientos en quarks, leptones, respectivamente. Puesto que a nivel de árbol los acoplamientos del Higgs con otras partículas es proporcional a sus masas, son dominantes los decaimientos en partículas pesadas, cinemáticamente posibles. Por esto, se espera que los decaimientos de un Higgs con una masa aproximada de 125 GeV, sean en $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ y $\tau^+\tau^-$ como se muestra en la Figura 1.4. Sin embargo los decaimientos en $b\bar{b}$ no se han confirmado aún, no hay evidencias de decaimientos en $c\bar{c}$ y el decaimiento $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ tan solo recientemente se ha observado de manera no muy clara [34].

1.5.2. DECAIMIENTO EN BOSONES VECTORIALES

Para el caso de los bosones W^\pm , el decaimiento del Higgs está dado por

$$\Gamma(H \rightarrow WW^*) = \frac{G_F m_H^3}{8\pi\sqrt{2}} F(r), \quad (1.12)$$

donde $F(r \equiv m_W/m_Z)$ es el factor cinemático. El decaimiento en bosones Z , se da

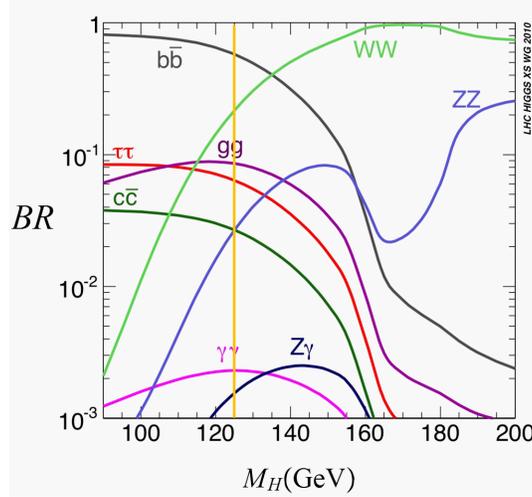


Figura 1.4: Razones de Decaimiento para los principales canales de decaimiento del bosón de Higgs.

de modo similar cambiando $m_W \rightarrow m_Z$ e incluyendo un factor de simetría de $1/2$ [35]. Los decaimientos de Higgs en bosones vectoriales virtuales W^+W^- y Z^0Z^0 son importantes para $m_H \sim 125$ GeV, como puede verse en la Figura 1.4, a pesar que $m_H < 2m_W$ y $2m_Z$ [26].

1.5.3. DECAIMIENTOS EN GLUONES Y EN FOTONES

Aunque los decaimientos $H \rightarrow gg$ y $H \rightarrow \gamma\gamma$ están ausentes a nivel de árbol, pueden generarse a través de loops en conexión con la producción $gg \rightarrow H$. Las contribuciones dominantes a la amplitud de decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ se deben a partículas masivas cargadas [36]. Las más importantes en el Modelo Estándar son el quark t y los bosones W^\pm cuyas contribuciones interfieren destructivamente. A nivel de un loop el

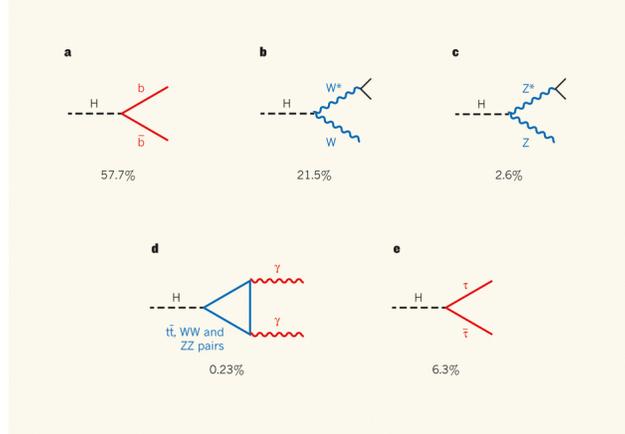


Figura 1.5: Canales de decaimiento del bosón de Higgs del ME. Los números representan las probabilidades porcentuales para cada modo de decaimiento, calculados en el modelo estándar mínimo [37]. a. $H \rightarrow b\bar{b}$, b. $H \rightarrow WW^*$, c. $H \rightarrow ZZ^*$, d. $H \rightarrow \gamma\gamma$, e. $H \rightarrow \tau\tau$.

decaimiento en fotón-fotón es

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 m_H^3}{128\pi^3 \sqrt{2}} \left| \sum_f N_c Q_f^2 A_{1/2}(r_f) + A_1(r_W) \right| \quad (1.13)$$

en donde $A_{1/2}$ y A_1 son funciones conocidas¹ de $r_f \equiv m_f/m_H$ y $r_W \equiv m_W/m_H$ [35]

En la Figura 1.5 se muestran los canales de decaimiento del bosón de Higgs del ME. Los números representan las probabilidades porcentuales para cada modo de decaimiento, calculados en el modelo estándar mínimo. [37]

¹En la referencia [38] se encuentran las expresiones explícitas de las funciones mencionadas en las Ecuaciones 1.12 y 1.13.

CAPÍTULO 2

MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS TIPO III

2.1. INTRODUCCIÓN

El Modelo de Dos Dobletes de Higgs (M2DH), es una extensión del Modelo Estándar (ME), en donde se adiciona un nuevo doblete de Higgs [38]. Los dos dobletes de Higgs, escalares complejos, corresponden a ocho grados de libertad, tres de ellos se absorben como bosones de Goldstone dando masa como componentes longitudinales a los bosones W^\pm y Z . Esto deja a la teoría con cinco estados físicos: dos escalares neutros h^0 y H^0 , un pseudo-escalar A^0 , y un par de bosones de Higgs cargados H^\pm . Otra consecuencia que caracteriza a ésta extensión es el Cambio de Sabor en Corrientes Neutras (CSCN), que se da a nivel de árbol. En experimentos a baja energía

el problema del CSCN se ha resuelto, inicialmente al imponer una simetría discreta que permite que más de un doblete de Higgs se acople con cada fermión. En llamado M2DH Tipo I, un doblete de Higgs da masa a los quarks up y down simultáneamente. En el modelo Tipo II, un doblete da masa a los quarks up y el otro a los down. Esta es precisamente la estructura de la extensión mínima supersimétrica del ME (MMSS). Sin embargo no es obligatorio imponer la simetría antes mencionada y en éste caso ambos dobletes contribuyen a generar las masas de los quarks up y down. Tal modelo es conocido como el M2DH Tipo III.[39, 40]

Mientras que es difícil distinguir los bosones de Higgs neutros del M2DH-III del único Higgs del ME, el par cargado H^\pm , es característico de una nueva física. Por esta razón el bosón de Higgs cargado juega un papel muy importante en la búsqueda de nueva física más allá del ME. Por lo tanto la evidencia directa o indirecta de un bosón de Higgs cargado puede ser importante en el descubrimiento de un sector de Higgs extendido.

El estudio de las propiedades del bosón de Higgs cargado H^\pm es esencial para comprender cual modelo de dos dobletes, (si es alguno de ellos), podría ser escogido por la naturaleza. La mayoría de estudios fenomenológicos de los Modelos de Dos Dobletes de Higgs (M2DH) se han enfocado hacia el sector cargado. La producción del H^\pm puede darse a través de procesos de Drell-Yan y a diferencia de los escalares neutros este nunca decae en modos invisibles. Además de la producción directa, pueden existir efectos medibles en la física de mesones B , siendo de mayor importancia los decaimientos raros del B . [11]

	Tipo I	Tipo II	Lepton Especific	Flipped
X	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$
Y	$\cot \beta$	$-\tan \beta$	$\cot \beta$	$-\tan \beta$
Z	$\cot \beta$	$-\tan \beta$	$-\tan \beta$	$\cot \beta$

Tabla 2.1: Parámetros X , Y y Z en la Ecuación 2.1 para los cuatro modelos sin CSCN

En General se pueden considerar dos tipos de modelos de dos dobletes: sin y con cambio de sabor por corrientes neutras a nivel de árbol.

En los cuatro modelos sin cambio de sabor a nivel de árbol, los acoplamientos de Yukawa pueden escribirse de manera general como

$$\mathcal{L}_{H^\pm} = -H^+ \left[\frac{\sqrt{2}V_{ud}}{v} \bar{u} (m_u X P_L + m_d Y P_R) d + \frac{\sqrt{2}m_l}{v} Z \bar{\nu}_L l_R \right] + \text{h.c.} \quad (2.1)$$

en donde V es el elemento de la matriz CKM. Los valores de X , Y y Z , (Ver Tabla 2.1) dependen del modelo en particular.

En los modelos con cambio de sabor por corrientes neutras es más conveniente utilizar la base de Higgs en la cual uno de los dobletes tiene Valor Esperado de Vacío (VEV) y el otro no. El acoplamiento del Higgs cargado, es entonces

$$\mathcal{L}_{H^\pm} = H^+ \bar{U} (V \rho^D P_R - \rho^U V P_L) D + \text{h.c.} \quad (2.2)$$

en donde V es la matriz CKM y $\rho^{U,D}$ son las matrices de mezcla [11].

2.2. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS

El M2DH incluye un segundo doblete de Higgs, y en general ambos dobletes adquieren valor esperado del vacío (VEV) diferente de cero. El contenido escalar del modelo es

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \phi_i^0 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_i \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2.$$

De ésta manera, el espectro escalar de autovalores de masa contiene dos higgs neutros CP-par (h^0, H^0) que provienen de la mezcla de $\Re(\phi_i^0)$, con ángulo de mezcla α ; dos bosones de Higgs cargados (H^\pm) los cuales son una mezcla de los bosones de Goldstone G_W^\pm a través del ángulo $\tan \beta = v_2/v_1$; y un Higgs CP-impar (A^0) que proviene del boson de Goldstone G_Z^0 .

El Lagrangiano más general en ésta clase de modelos es

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y &= \eta_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_1 U_{jR}^0 + \eta_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 \Phi_1 D_{jR}^0 \\ &+ \xi_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_2 U_{jR}^0 + \xi_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 \Phi_2 D_{jR}^0 \\ &+ \text{sector leptónico} + h.c, \end{aligned} \tag{2.3}$$

donde $\Phi_{1,2}$ representa los dobletes de Higgs, $\tilde{\Phi}_{1,2} \equiv i\sigma_2 \Phi_{1,2}^*$, η_{ij}^0 y ξ_{ij}^0 son matrices no diagonales 3×3 con i, j los índices de familia. D_{jR}^0 se refiere a los singletes de quarks tipo down, U_{jR}^0 se refiere a los singletes de quarks tipo up y \bar{Q}_{iL}^0 denota los

dobletes de quarks izquierdos [41]. El superíndice 0 indica que los campos no son aún autoestados de masa.

En el caso más general ambos dobletes se acoplan con los sectores up y down, contribuyendo simultáneamente en la generación de las masas de los quarks. Esto conduce al CSCN a nivel de árbol puesto que es imposible diagonalizar simultáneamente a las matrices η y ξ . Este caso general se conoce como el M2DH Tipo III. Sin embargo procesos con CSCN a nivel de árbol están altamente suprimidos por los experimentos. Con el fin de evadir el CSCN es posible imponer un conjunto de simetrías discretas:

$$\begin{aligned}\Phi_1 &\rightarrow \Phi_1 \text{ y } \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2 \\ D_{jR} &\rightarrow \pm D_{jR} \text{ y } U_{jR} \rightarrow -U_{jR}\end{aligned}$$

La condición de invarianza bajo uno de estas simetrías discretas conduce a dos casos

- Imponiendo $D_{jR} \rightarrow -D_{jR}$ las matrices $\eta^{U,0}$ y $\eta^{D,0}$ se eliminan del Lagrangiano. En este caso Φ_1 se desacopla en el sector de Yukawa y solo Φ_2 da masa a los sectores up y down. Este se conoce como el M2DH Tipo I.
- Imponiendo $D_{jR} \rightarrow D_{jR}$ las matrices $\eta^{U,0}$ y $\xi^{D,0}$ deben ser eliminados del Lagrangiano. En este caso Φ_1 se acopla con el sector down y Φ_2 da masa al sector up. Este se conoce como el M2DH Tipo II.

En la estructura del M2DH-III hay una simetría global la cual permite hacer una rotación de los dobletes de Higgs y fijar un VEV igual a cero [42]. De este modo,

$v_1 = v$, $v_2 = 0$, y el parámetro de mezcla $\tan\beta = v_2/v_1$ puede ser eliminado del Lagrangiano. Vale la pena mencionar que la sensibilidad experimental se muestra usualmente en términos de los parámetros m_A y $\tan\beta$ o M_{H^\pm} y $\tan\beta$, que caracterizan el sector de Higgs del MMSS o el M2DH Tipo II. Si el parámetro $\tan\beta$ se elimina del Lagrangiano, el sector cargado del M2DH Tipo III está dado por

$$-\mathcal{L}_{H^\pm ud}^{III} = H^+ \bar{U} [K \xi^D P_R - \xi^U K P_L] D + h.c. \quad (2.4)$$

en donde K es la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) y $\xi^{U,D}$ son matrices de cambio de sabor.

Para un mejor estudio de los procesos con CSCN, Cheng, Yuang y Sher (CYS) han propuesto un ansatz para las matrices de Yukawa. Este se basa en los acoplamientos $\phi f \bar{f}$ como los del ME y establece que $\xi_{ij} \equiv \frac{\sqrt{m_i m_j}}{v} \lambda_{ij}$. Este ansatz para la textura de las matrices de Yukawa presenta similaridad fenomenológica con los acoplamientos del ME. El ansatz obedece al hecho que los acoplamientos entre los fermiones y el Higgs del ME son proporcionales a la masa de los fermiones. Los parámetros λ_{ij} pueden cambiar la jerarquía de los acoplamientos fermiónicos y se espera que sean del orden de 1.

2.3. POTENCIAL DE HIGGS

Dado que el potencial de Higgs es el sector que determina la estructura del RES así como la masa de Higgs, los autoestados de la masa del Higgs y las autointeracciones del

mismo, es importante tener en cuenta ésta parte del sector de Higgs. A diferencia del ME, el potencial de Higgs en el M2DH no es único, cada potencial genera diferentes reglas de Feynman [41].

Con el fin de escribir el potencial de Higgs más general, renormalizable y compatible con la invarianza gauge es conveniente introducir una base de operadores hermíticos, invariantes gauge

$$\begin{aligned}\hat{A} &\equiv \Phi_1^\dagger \Phi_1, & \hat{B} &\equiv \Phi_2^\dagger \Phi_2, \\ \hat{C} &\equiv \frac{1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) = \text{Re} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right), \\ \hat{D} &\equiv -\frac{i}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 - \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) = \text{Im} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right),\end{aligned}$$

de manera que todas las posibles interacciones bilineales y cuárticas compatibles con la invarianza gauge pueden escribirse como

$$\begin{aligned}V_g(\Phi_1, \Phi_2) &= -\mu_1^2 \hat{A} + \mu_2^2 \hat{B} + \mu_3^2 \hat{C} + \mu_4^2 \hat{D} + \lambda_1 \hat{A}^2 + \lambda_2 \hat{B}^2 + \lambda_3 \hat{C}^2 + \lambda_4 \hat{D}^2 \\ &+ \lambda_5 \hat{A} \hat{B} + \lambda_6 \hat{A} \hat{C} + \lambda_7 \hat{B} \hat{C} + \lambda_8 \hat{A} \hat{D} + \lambda_9 \hat{B} \hat{D} + \lambda_{10} \hat{C} \hat{D}.\end{aligned}\tag{2.5}$$

Este Lagrangiano es mucho más complejo que el del ME dado en la ecuación (1.2) puesto que el potencial (2.5) contiene catorce parámetros. Si se exige que el potencial sea invariante bajo C es posible ajustar $\mu_4^2 = \lambda_8 = \lambda_9 = \lambda_{10} = 0$ de modo que los

parámetros se reducen a diez.

$$V_{\text{CP}}(\Phi_1, \Phi_2) = -\mu_1^2 \hat{A} + \mu_2^2 \hat{B} + \mu_3^2 \hat{C} + \lambda_1 \hat{A}^2 + \lambda_2 \hat{B}^2 + \lambda_3 \hat{C}^2 \\ + \lambda_4 \hat{D}^2 + \lambda_5 \hat{A}\hat{B} + \lambda_6 \hat{A}\hat{C} + \lambda_7 \hat{B}\hat{C}$$

Adicionalmente, se puede siempre hacer una rotación en dos de los dobletes de manera tal que uno de ellos tenga un VEV diferente de cero ¹ [38, 41].

¹Un desarrollo completo de la minimización del potencial y de la determinación de los auto estados de masa en el M2DH-III, se encuentra en [41] "Phenomenological Analysis of the Two Higgs Doublet Model, Rodolfo Alexander Diaz. (Colombia, U. Natl.). Dec 2002. Pgs. 141-153.

CAPÍTULO 3

HIGGS CARGADO DEL M2DH TIPO III EN TEVATRON

3.1. INTRODUCCIÓN

Usualmente los límites de la masa del Higgs cargado se dan en el contexto del M2DH Tipo II. Búsquedas directas se han llevado a cabo en los experimentos del LEP evaluando la producción de pares de Higgs cargados en el canal s por el intercambio de un Z o un fotón. LEP ha dado un límite inferior en la masa del Higgs de 78,6 GeV [43, 44, 45, 46] asumiendo $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau (c\bar{s})$ en un amplio rango de la relación de los valores esperados del vacío, $\tan\beta = v_2/v_1$. Búsquedas en los colisionadores de hadrones consideran dos casos $M_{H^\pm} > m_t$ y $M_{H^\pm} < m_t$. En Tevatrón, las búsquedas directas para el bosón de Higgs cargado se basan en $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ con al menos un quark

top usando $t \rightarrow H^+b$ para $M_{H^\pm} > m_t$, como en el primer caso. La colaboración CDF ha reportado búsquedas directas para el bosón de Higgs cargado, en la cual se utilizan medidas de la sección eficaz en la producción de pares de top para los canales $leptons + \cancel{E}_T + jets + leptons$, con datos que corresponden a una luminosidad integrada de 193 pb^{-1} [47]. Allí se asume que el bosón de Higgs cargado puede decaer únicamente en $\tau^+\nu_\tau$, $c\bar{s}$, $t\bar{b}$ o W^+A^0 . De otro lado, la colaboración D0 ha presentado una búsqueda directa producida por la aniquilación $q\bar{q}$ decayendo a $t\bar{b}$ como estado final, en un rango de masa $180 \leq M_{H^+} \leq 300 \text{ GeV}$, para $M_{H^+} > m_t$. Esta búsqueda ha utilizado $0,93 \text{ fb}^{-1}$ de luminosidad con datos recolectados con una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ [48]. En éste se establecen límites superiores en la sección eficaz de producción para los modelos Tipo I, II y III [48, 49]. Se discutirán diferentes escenarios para el M2DH Tipo III teniendo en cuenta los límites previamente obtenidos en la literatura en el espacio de parámetros en el modelo [42, 6]. De otra parte hay búsquedas para la región $M_{H^\pm} < m_t$ utilizando la sección eficaz de producción de pares de top en el Tevatrón [50, 51]. CDF II ha buscado el bosón de Higgs cargado decayendo en $c\bar{s}$, este fue el primer intento para buscar $H^+ \rightarrow c\bar{s}$, en donde no se encontró evidencia alguna de un bosón de Higgs cargado, sin embargo se pusieron límites superiores en $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$ entre 0,1 y 0,3 asumiendo que $\mathcal{BR}(H^+ \rightarrow c\bar{s}) = 1$. También, D0 ha buscado un bosón de Higgs cargado en decaimientos del quark top. Ellos han usado $0,9 \text{ fb}^{-1}$ asumiendo un subsecuente decaimiento en $H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$ y han excluido razones de decaimiento $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$ entre 0,19 y 0,24 para masa del bosón de Higgs cargado entre los 155 y 80 GeV. Otras búsquedas del bosón de Higgs cargado hechas por D0 han utilizado 1 fb^{-1} con

$\sqrt{s} = 1,96$ TeV encontrando límites superiores en $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$ considerando diferentes escenarios que dependían de los valores de $\mathcal{BR}(H^+ \rightarrow c\bar{s})$ y $\mathcal{BR}(H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau)$. Excluyeron $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b) > 0,22$ si $\mathcal{BR}(H^+ \rightarrow c\bar{s}) = 1$ para M_{H^+} entre 80 y 155 GeV y excluyeron $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b) > 0,15 - 0,19$ si $\mathcal{BR}(H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau) = 1$. Finalmente, la colaboración D0 ha utilizado también secciones eficaces $t\bar{t}$ en diferentes estados finales para un conjunto de límites superiores en las razones de decaimiento $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b \rightarrow \tau^+\nu_\tau b)$ y $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b \rightarrow c\bar{s}b)$ como una función de la masa del bosón de Higgs cargado. La información fue resumida en la razón $R_\sigma^{ll/lj} = \sigma_{t\bar{t}}^{ll}/\sigma_{t\bar{t}}^{lj}$ la cual se usará en este capítulo. Más adelante se discutirán los posibles límites para la masa del bosón de Higgs cargado obtenidos de la medida de la razón $R_\sigma^{lj/ll}$ dentro de la estructura del M2DH Tipo III para $M_{H^\pm} < m_t$.

Otras restricciones provienen de procesos en donde el bosón de Higgs cargado es una partícula virtual, como en el caso del proceso $b \rightarrow s\gamma$ [52]. Finalmente la búsqueda del bosón de Higgs cargado continuará alrededor de la masa del top en el LHC con Atlas y CMS. El principal mecanismo de producción podría ser los procesos $gg \rightarrow tbH^+$ y $gb \rightarrow tH^+$ los cuales han sido estudiados a través de simulaciones de los detectores del LHC [53]-[54].

3.2. PROCESOS

La colaboración D0 [48] usa el proceso $q\bar{q}' \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ seguido por $t \rightarrow b(W^+ \rightarrow l\nu)$, ésto es, un único top producido, con una señal final $2b - \text{tagged} + \text{lepton} + \text{missing energy}$. Es de notar que existen dos tipos de vértices $H^+q\bar{q}'$ en donde aparecen

parámetros $\xi_{qq'}$ y se pueden dar diferentes consideraciones, teniendo en cuenta que se dan términos como $\sum_j (K_{qj}\xi_{jq'})$. En el vértice de aniquilación $q\bar{q}'$, en la estructura del M2DH-III, son posibles $c\bar{b}H^+$ y $c\bar{s}H^+$; al respecto H. He and C. P. Yuan [55] han mostrado que $c\bar{b}H^+$ es importante en el aumento de la sección eficaz de producción siempre que el parámetro λ_{tc} sea mayor que uno. Se ha evaluado la opción del vértice $c\bar{s}H^+$ en la estructura del M2DH-III y es menor en dos o tres órdenes de magnitud con respecto al vértice $c\bar{b}H^+$. Ahora, el segundo vértice, corresponde al canal de decaimiento del H^+ , en el M2DH Tipo III en donde hay varias posibilidades: $H^+ \rightarrow t\bar{s}$, $H^+ \rightarrow c\bar{b}$ y $H^+ \rightarrow t\bar{b}$. La primera opción, en $t\bar{s}$, no tiene un quark b en el estado final y el experimento ha mostrado al menos $2b - tagged$, el primero proviene del decaimiento del H^+ y el segundo del decaimiento del top. La segunda opción es en $c\bar{b}$, pero está doblemente restringida por el factor ξ_{tc} y por el factor K_{cb} de la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa. Por último, se tienen los mismos canales principales de producción en el M2DH Tipo III que en los Tipos I y II, $c\bar{c} \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ seguido por $t \rightarrow (W^+ \rightarrow l\nu)b$.

3.3. PARÁMETROS

Utilizando la parametrización CYS [56] y los valores numéricos de la matriz CKM K_{ij} , los acoplamientos de cambio de sabor del bosón de Higgs cargado con los fermiones, tomando en cuenta los valores numéricos de las masas de los quarks y asumiendo que los valores de los parámetros λ_{ij} que envuelven a la primera y segunda generación son mas pequeños que los que envuelven a la tercera generación [42], los acoplamientos

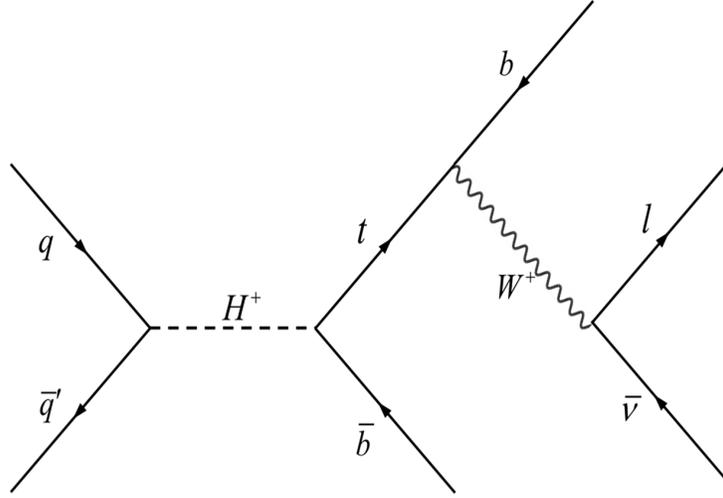


Figura 3.1: Proceso $q\bar{q}' \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ seguido por $t \rightarrow b (W^+ \rightarrow l\nu)$.

(i, j)	$(\xi^U K)_{i,j}$	$(K\xi^D)_{ij}$
$c\bar{s}$	$K_{ts} \frac{\lambda_{ct}\sqrt{m_c m_t}}{v}$	
$\bar{c}b$	$K_{tt} \frac{\lambda_{ct}\sqrt{m_c m_t}}{v}$	$K_{cb} \frac{\lambda_{bb} m_b}{v}$
$t\bar{s}$	$K_{ts} \frac{\lambda_{tt} m_t}{v}$	
$\bar{t}b$	$K_{tb} \frac{\lambda_{tt} m_t}{v}$	$K_{tb} \frac{\lambda_{bb} m_b}{v}$

Tabla 3.1: Parámetros involucrados en los acoplamientos de cambio de sabor del boón de Higgs Cargado.

de la forma $\sum_j K_{qj} \xi_{jq'}$ se reducen a los que aparecen en la Tabla 3.1. Finalmente, límites y restricciones en λ_{ij} para el sector de quarks y ξ_{ij} para el sector leptónico pueden encontrarse en la literatura [42].

Restricciones en los parámetros $\xi_{ij}^{U,D,L}$ pueden encontrarse en la literatura [57, 6, 52, 58, 59]. Restricciones en $\xi_{ij}^{U,D}$ provenientes de las mezclas $F^0 - F^0$ ($F = K, B_d, B_s, D$) han sido evaluadas por Atwood *et. al.*[42] y recientemente en la Ref. [60] se actu-

Límite	Proceso	Hipótesis Principal
$\xi_{\mu\tau}^2 \in [7,62 \times 10^{-4}, 4,44 \times 10^{-2}]$ [57]-[64]	$(g-2)_\mu$	$m_{A^0} \rightarrow \infty$
$\xi_{\tau\tau} \in [-1,8 \times 10^{-2}, 2,2 \times 10^{-2}]$ [57]-[64]	$\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$	$m_{A^0} \rightarrow \infty$
$\xi_{\mu\mu} \in [-0,12, 0,12]$ [57]-[64]	$\tau^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^-$	$m_{A^0} \rightarrow \infty$
$\xi_{\mu e} \in [-0,39, 0,39]$ [57]-[64]	$\tau^- \rightarrow e^- e^- \mu^+$	$m_{A^0} \rightarrow \infty$
$\lambda_{bb} \in [-6, 6]$ [62]	$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}h (b\bar{b})$	$\cos \alpha \sim \sqrt{2}/2$
$\lambda_{tt} \in [0,5, 1,7]$ [52, 59]	$B \rightarrow X_s \gamma$	$M_{H^+} = 250 - 500 \text{ GeV}$
$ \lambda_{tc} \lesssim 2,3 / \cos \alpha$ [58, 63]	OPED	$m_h \lesssim 170 \text{ GeV}$
$\xi_{ds,uc,db} \lesssim 10^{-5}$ [42, 60]	Sistemas $F - F^0$	$m_h = 120 \text{ GeV}$
$\xi_{bs} \lesssim 10^{-4}$ [60, 61]	Sistemas $F - F^0$	$m_h = 120 \text{ GeV}$

Tabla 3.2: Parámetros involucrados en los acoplamientos de cambio de sabor del bosón de Higgs Cargado.

alizaron los límites en ξ_{ij} que contribuyen en estos sistemas utilizando los datos experimentales de ΔM_F . Una discusión de los límites en sistemas $B_s^0 - B_s^0$ y en los procesos $\bar{B}_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\bar{B}_d \rightarrow \bar{K} \mu^+ \mu^-$ se da en la Ref [61]. De otra parte en la Ref. [59] se obtienen restricciones en λ_{ii} usando decaimientos en mesones B, K y D_s . También allí se usa el decaimiento $b \rightarrow s \gamma$ y ΔM_B para restringir el parámetro $|\lambda_{tt}| \leq 1$ para $M_{H^+} = 500 \text{ GeV}$ lo cual es consistente con el análisis de la Ref. [52]. En la Ref. [62] se han obtenido rangos en el valor del acoplamiento λ_{bb} estudiando la producción del bosón de Higgs liviano asociada con la producción de quarks b en TeVatron.

Restricciones en el parámetro λ_{tc} pueden obtenerse de los observables de precisión electrodébil en LEP [63, 58]. Finalmente, en [57]-[64] se han obtenido límites en los parámetros del sector leptónico $\xi_{l'l'}$ utilizando el factor anómalo $(g-2)_\mu$ y los decaimientos del tau. Un resumen de las restricciones en los parámetros ξ_{ij} se muestra

en la Tabla 3.2 ¹.

El estudio presentado por la colaboración D0 [48] para el M2DH Tipo III tiene en cuenta el análisis dado en la referencia [55], asumiendo que a nivel partónico es importante tener en cuenta la sección eficaz si λ_{tc} es mayor que uno. El análisis experimental ha usado $\lambda_{tc} = 5$ [49]. Además estos autores asumen que el segundo vértice, en donde aparece el parámetro λ_{tt} es igual a λ_{tc} . Con respecto a esto último, se debe mencionar que Atwood, *et. al.* en la referencia [42] ya han mostrado que asumir $\lambda_{ij} = \lambda$, no está de acuerdo con la fenomenología a baja energía y de otro lado se ha mostrado en [6] que la teoría de perturbaciones requiere que $\lambda_{tc} \leq 2,8$, pero en cualquier caso, Xiao y Guo [65] han restringido el parámetro $|\lambda_{tt}| < 1,7$ y para masas del Higgs cargado $\lambda_{tt} \sim 0,5$. En [59] se han limitado regiones en el plano $(\lambda_{tt}, \lambda_{bb})$ utilizando datos de ΔM_{B_d} y otros observables. Desde este punto de vista se explora el espacio de parámetros permitidos en el M2DH Tipo III, teniendo en cuenta además que en este modelo el parámetro $\tan \beta$ no es relevante. El reporte experimental de los límites observados en la sección eficaz de producción (pb) por la razón de decaimiento, $\sigma(q\bar{q}') \times \mathcal{BR}(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ se muestra en la Figura 3.2. Se ha utilizado el programa CompHEP para simular la producción del bosón de Higgs cargado, seleccionando el decaimiento $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow W^+ b\bar{b} \rightarrow l^+ \nu b\bar{b}$ en donde l representa un electrón o un muón. Los límites esperados con los algunos valores de λ_{ij} , en un rango de la masa del Higgs cargado entre 180 a 300 GeV, se grafican en la Figura 3.2. Además en esta figura puede verse las predicciones tomando dos diferentes escenarios. Escenario 1: $\lambda_{tc} = 5$, $\lambda_{tt} = 5$ y $\lambda_{bb} = 0$. Escenario 2: $\lambda_{tc} = 3,5$, $\lambda_{tt} = 0,5$ y $\lambda_{bb} = 4$. Los valores

¹En la Tabla 3.2 OPED Observables de Precisión Electrodébil

de λ_{ij} en el Escenario 2 corresponden a regiones fenomenológicamente permitidas (ver Tabla 3.2) y son básicamente los valores superiores en el intervalo permitido, esto con el fin de aumentar los posibles efectos provenientes del modelo específico, es decir del M2DH Tipo III. Se puede concluir que las restricciones en el espacio de parámetros en el M2DH Tipo III no son muy fuertes. Es de anotar que en el Escenario 1, según la colaboración D0 se permiten masas por encima de 264 GeV y para el Escenario 2, la masa del bosón de Higgs cargado estar en todo el rango mostrado en la figura, coincidiendo bastante bien con los datos experimentales para valores entre 210 – 230 GeV. Si se consideran los parámetros λ_{tt} y λ_{bb} del orden de 10^{-1} no se obtendría alguna restricción en la masa del bosón de Higgs cargado usando los datos de D0.

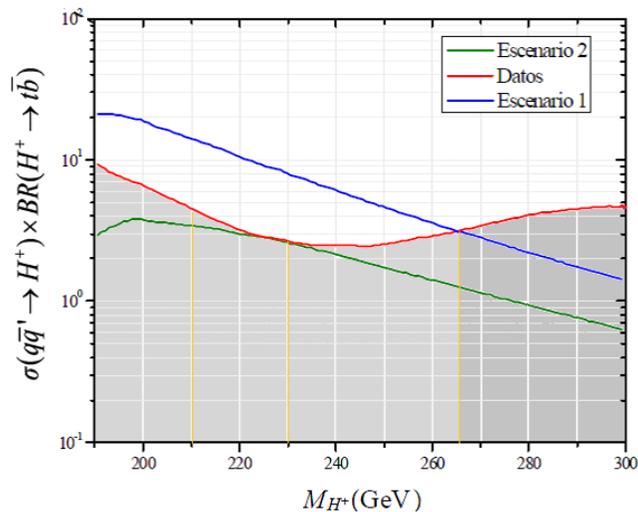


Figura 3.2: Producto de la Sección Eficaz $\sigma(q\bar{q}' \rightarrow H^+)$ por la Razón de Decaimiento $BR(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ en función de la masa del bosón de Higgs Cargado para dos escenarios diferentes.

Para complementar en las Figuras 3.3 y 3.4 se muestran las razones de decaimiento en los dos escenarios que se han considerado. Aquí se han utilizado los parámetros $\xi_{\tau\tau} = 2,2 \times 10^{-2}$, $\xi_{\tau\mu} = 2,1 \times 10^{-1}$ y $\xi_{\mu\mu} = 0,12$ de acuerdo con las regiones permitidas que aparecen en la Tabla 3.2.

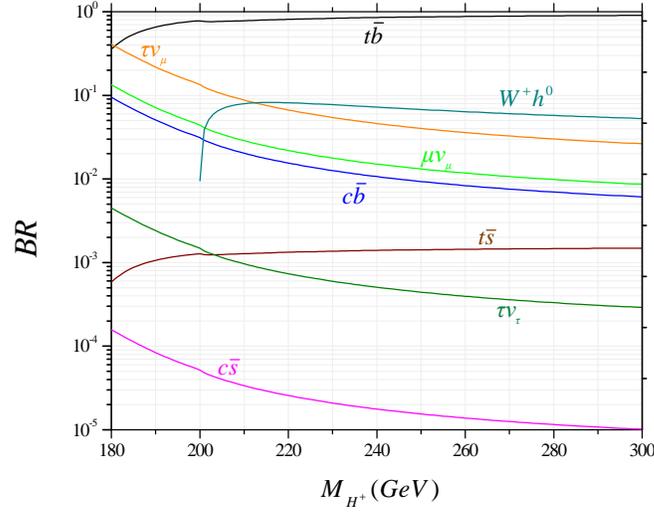


Figura 3.3: Razones de decaimiento en el M2DH-III para los parámetros $\xi_{\tau\tau} = 2,2 \times 10^{-2}$, $\xi_{\tau\mu} = 2,1 \times 10^{-1}$ y $\xi_{\mu\mu} = 0,12$ en el Escenario 1: $\lambda_{tc} = 5$, $\lambda_{tt} = 5$ y $\lambda_{bb} = 0$.

El primer escenario, reproduce las condiciones para el análisis experimental hecho en la Ref [48], en donde el decaimiento dominante es $H^+ \rightarrow t\bar{b}$, seguido del decaimiento $H^+ \rightarrow c\bar{b}$. En el segundo escenario, se tiene como decaimiento dominante el estado final $t\bar{b}$ seguido por el decaimiento con cambio de sabor $\tau\bar{\nu}_\mu$ para valores bajos de la masa del Higgs cargado $M_{H^+} < 210$ y para valores grandes de la masa del Higgs cargado el decaimiento en W^+h^0 es el segundo más probable.

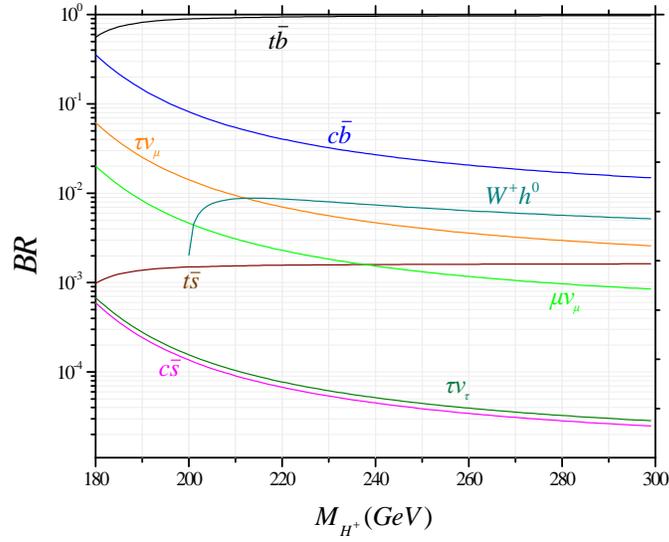


Figura 3.4: Razones de decaimiento en el M2DH-III para los parámetros $\xi_{\tau\tau} = 2,2 \times 10^{-2}$, $\xi_{\tau\mu} = 2,1 \times 10^{-1}$ y $\xi_{\mu\mu} = 0,12$ en el Escenario 2: $\lambda_{tc} = 3,5$, $\lambda_{tt} = 0,5$ y $\lambda_{bb} = 4$.

3.4. RAZÓN R_σ

La discusión presentada hasta ahora es para valores en la masa del Higgs cargado mayores que la del top, pero puede aplicarse también al caso contrario $M_{H^+} < m_t$. En éste caso el decaimiento $t \rightarrow H^+b$ compite con el canal usual $t \rightarrow W^+b$ y el análisis experimental se ha dado usando la sección eficaz de la producción de pares de top [49, 50]. Con el fin de estimar límites superiores en la razón de decaimiento $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$ es útil la razón $R_\sigma = \sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})_{l+jets} / \sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})_{dilepton}$. La razón R_σ debe ser consistente con el análisis de *dilepton* y *lepton + jets* en la producción $t\bar{t}$ bajo la estructura del ME. La razón R_σ tendrá incertidumbres sistemáticas más pequeñas que las medidas individuales de la sección eficaz y además algunos factores comunes pueden eliminarse. Y por supuesto, R_σ es independiente de cualquier predicción teórica de $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$, por tanto es mejor visualizar nueva física observando una desviación en la razón, que comparar una medida de la sección eficaz con una predicción teórica. R_σ es sensible a decaimientos tales como $t \rightarrow H^+b$. Es posible dar una interpretación en términos de la razón de decaimiento y una medida de R_σ puede traducirse en un límite superior de $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)$. Por ejemplo si se considera que $\mathcal{BR}(H^+ \rightarrow cs) = 100\%$ entonces es posible tomar $\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b) = 0,13 \pm 0,12$ en el M2DH Tipo II. En general ésta razón puede escribirse de acuerdo con [49] y [66], como

$$R_\sigma = 1 + \frac{\mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)}{[1 - \mathcal{BR}(t \rightarrow H^+b)]\mathcal{BR}(W^+ \rightarrow q\bar{q}')} . \quad (3.1)$$

Experimentalmente ésta razón ha sido medida por la colaboración D0 con un valor $R_\sigma = 1,21_{-0,26}^{+0,27}$ [49] y más recientemente la razón inversa $1/R_\sigma = 0,86_{-0,17}^{+0,19}$ por [51] y por la colaboración CDF en $1/R_\sigma = 1,45_{-0,55}^{+0,83}$ [50]. En la Figura 3.5 se grafica R_σ en la estructura del M2DH Tipo III para los escenarios mencionados antes. Se han obtenido límites inferiores en la masa del bosón de Higgs cargado de $M_{H^+} \sim 150$ GeV cuando $\lambda_{tc} = \lambda_{tt} = 5$, $\lambda_{bb} = 0$ y $M_{H^+} \sim 120$ GeV cuando $\lambda_{tc} = 3,5$, $\lambda_{tt} = 0,5$, $\lambda_{bb} = 4$.

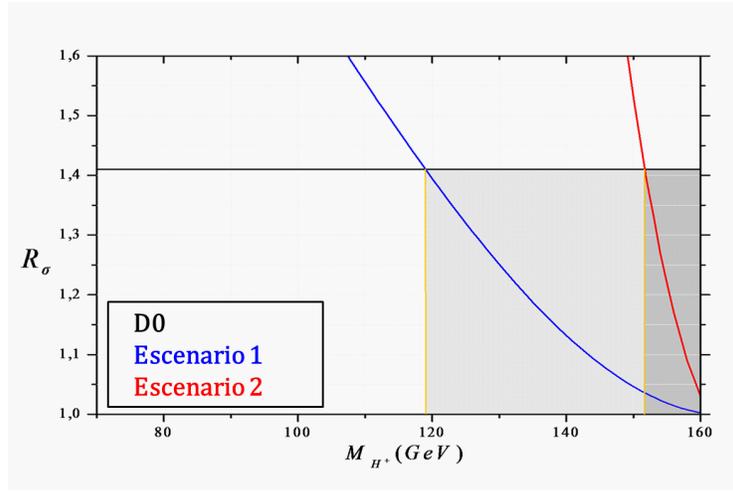


Figura 3.5: Razón R_σ con los límites experimentales de la colaboración D0 [48] para los Escenarios 1 y 2.

CAPÍTULO 4

PARÁMETROS SIMILARES A $\tan \beta$.

4.1. INTRODUCCIÓN

Existen diferentes maneras de implementar modelos más allá del ME. En el llamado Modelo de Dos Dobletes de Higgs (M2DH)[67], esto depende de la forma como se acoplen los bosones de Higgs con los fermiones. Esto debe hacerse cuidadosamente, con el fin de evadir el CSCN, el cual se presenta, a nivel de árbol, en el modelo de dos dobletes de Higgs más general, es decir en el modelo Tipo III [39]. Este modelo es fenomenológicamente posible si se suprimen estos CSCN. [42]

El M2DH Tipo II, se ha estudiado extensamente debido a su similitud con el Modelo Minimal Supersimétrico (MMSS) en el sector de Higgs, a nivel de árbol, puesto que en este modelo también se requiere de un segundo doblete. Sin embargo debido a las correcciones cuánticas a un loop, el sector de Higgs puede ser bien descrito por un

potencial efectivo similar al de la versión más general del M2DH, es decir, al Tipo III.

Desde el punto de vista fenomenológico es importante estudiar el modelo Tipo III. En el hay dos matrices de Yukawa por cada tipo de fermión (quarks: up o down y leptones) las cuales no pueden ser diagonalizadas simultáneamente. Hay dos maneras distintas de hacer frente al CSCN en los acoplamientos: la primera es adoptar una textura particular en los acoplamientos de Yukawa, como en el caso del anzats de Cheng y Sher [56], en el cual los acoplamientos son proporcionales a la media geométrica de las dos masas $\xi_{ij} \sim \sqrt{m_i m_j}$; la segunda es imponer la hipótesis de Mínima Violación del Sabor (MVS) [68] la cual ya se ha dado en el llamado Modelo de Dos Dobletes de Higgs Alineado (M2DHA) [7, 8], en donde las matrices de Yukawa son proporcionales entre sí, de manera que pueden ser diagonalizadas simultáneamente, eliminando los CSCN a nivel de árbol. La condición de alineamiento se mantiene a altas energías pero se ha mostrado que no ocurre lo mismo a bajas energías debido a las correcciones cuánticas referentes al sector de quarks.

Se han sugerido diferentes parametrizaciones de los acoplamientos. Haber y Davison [69] han sugerido tres parámetros distintos, similares a $\tan \beta$ asociados con los sectores de quarks up, quarks down y leptones cargados. Ellos enfatizan además que el parámetro $\tan \beta = v_1/v_2$ del MMSS no corresponde a un parámetro físico en el modelo Tipo III puesto que esta relacionado con una base específica de los dobletes de Higgs. En la estructura del M2DHA [7, 8] hay además tres parámetros ζ_f relacionados con los sectores up, down y leptónico. Otra versión presentada por Ibarra

et.al. [70] define tres ángulos relacionados con el parámetro $\tan \beta = v_1/v_2$ del M2DH Tipo II. En todos los casos los esfuerzos se han enfocado en restringir sistemáticamente el espacio de parámetros disponible, del modelo en consideración, usando la fenomenología conocida. El propósito de este capítulo es comparar estas parametrizaciones con el fin de unificar todos los estudios en términos de los parámetros más convenientes. Estos parámetros deben ser tales que sean fácilmente comparables con el M2DH Tipo II con el propósito de tomarlo como referencia y diferenciar los modelos.

4.2. CONDICIÓN DE ALINEAMIENTO

El M2DH es un modelo gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ con dos dobletes escalares de hipercarga $Y = \frac{1}{2}$. En general, las componentes neutras de los dos campos escalares pueden adquirir valor esperado de vacío VEV diferente de cero. Sin embargo usando una transformación global $SU(2)$, es posible conseguir que únicamente un de los campos tenga VEV diferente de cero. Entonces los tres bosones Goldstone estarían en un solo doblete,

$$H_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + S_1 + iG_0) \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(S_2 + iS_3) \end{pmatrix}. \quad (4.1)$$

De este modo, el espectro escalar de partículas consiste en campos cargados H^\pm y en campos neutros $\phi_0 = (h, H, A)$ que en general pueden escribirse como $\phi_{0i} = R_{ij}S_j$.

En donde la matriz ortogonal R_{ij} se define por el potencial escalar. Si se asume que es invariante CP, entonces $A = S_3$ y

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha - \beta) & \sin(\alpha - \beta) \\ -\sin(\alpha - \beta) & \cos(\alpha - \beta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

donde el ángulo $(\alpha - \beta)$ aparece como un parámetro físico.

Reescribiendo el Lagrangiano (2.3) como

$$-\mathcal{L}_Y = \overline{Q^0}_L \eta_1^{U,0} \tilde{\Phi}_1 U_R^0 + \overline{Q^0}_L \eta_1^{D,0} \Phi_1 D_{jR}^0 + \overline{Q^0}_L \eta_2^{U,0} \tilde{\Phi}_2 U_R^0 + \overline{Q^0}_L \eta_2^{D,0} \Phi_2 D_R^0 \quad (4.3)$$

$$+ \overline{L^0}_L \eta_1^{E,0} \Phi_1 E_R^0 + \overline{L^0}_L \eta_2^{E,0} \Phi_2 E_R^0 + h.c., \quad (4.4)$$

en donde $\eta_i^{U,D}$ corresponde a las matrices no diagonales de mezcla. El Lagrangiano en la base del Higgs, usando las definiciones

$$\kappa^{U,0} = \eta_1^{U,0} c_\beta + \eta_2^{U,0} e^{-i\theta} s_\beta \quad (4.5)$$

$$\rho^{U,0} = -\eta_1^{U,0} s_\beta + \eta_2^{U,0} c_\beta e^{-i\theta}$$

$$\kappa^{F,0} = \eta_1^{F,0} \cos \beta + \eta_2^{F,0} e^{i\theta} \sin \beta$$

$$\rho^{F,0} = -\eta_1^{F,0} \sin \beta + \eta_2^{F,0} e^{i\theta} \cos \beta.$$

con $(F = D, E)$, puede escribirse como

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y = & \overline{Q^0}_L \kappa^{U,0} \tilde{H}_1 U_R^0 + \overline{Q^0}_L \kappa^{D,0} H_1 D_R^0 + \overline{Q^0}_L \rho^{U,0} \tilde{H}_2 U_R^0 + \overline{Q^0}_L \rho^{D,0} H_2 D_R^0 \\
& + \overline{L^0}_L H_1 \kappa^{E,0} E_R^0 + \overline{L^0}_L H_2 \rho^{E,0} E_R^0 + \text{h.c.}
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Generalmente, las matrices de de masa en la Ecuación (4.3) no pueden ser diagonalizadas simultáneamente. Definiendo en la base de las masas, de la forma usual

$$\begin{aligned}
U_L &= V_L^U U_L^0 & U_R &= V_R^U U_R^0 \\
D_L &= V_L^D D_L^0 & D_R &= V_R^D D_R^0 \\
E_L &= V_L^E E_L^0 & E_R &= V_R^E E_R^0,
\end{aligned} \tag{4.7}$$

por ejemplo el segundo término del Lagrangiano (4.3) se convierte en

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y \supset & \overline{Q^0}_L H_1 \kappa^{D,0} D_R^0 \\
& = \overline{U^0}_L H_1^1 \kappa^{D,0} D_R^0 + \overline{D^0}_L H_1^2 \kappa^{D,0} D_R^0 \\
& = \overline{U}_L H_1^1 V_L^U \kappa^{D,0} V_R^{D\dagger} D_R + \overline{D}_L H_1^2 V_L^D \kappa^{D,0} V_R^{D\dagger} D_R \\
& = \overline{U}_L H_1^1 V_L^U V_L^{D\dagger} V_L^D \kappa^{D,0} V_R^{D\dagger} D_R + \overline{D}_L H_1^2 \kappa^D D_R \\
& = \overline{U}_L H_1^1 K \kappa^D D_R + \overline{D}_L H_1^2 \kappa^D D_R
\end{aligned}$$

en donde $K = V_L^U V_L^{D\dagger}$ y $\kappa^D = V_L^D \kappa^{D,0} V_R^{D\dagger}$ corresponden a matrices diagonales. En

una base arbitraria, las matrices de Yukawa para los dobletes de Higgs, pueden darse como:[69]

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y &= \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{D} [\kappa^D s_{\beta-a} + \rho^D c_{\beta-\alpha}] Dh + \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{D} [\kappa^D c_{\beta-\alpha} - \rho^D s_{\beta-a}] DH & (4.8) \\
&+ \frac{i}{\sqrt{2}}\bar{D}\gamma_5\rho^D DA + \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{U} [\kappa^U s_{\beta-a} + \rho^U c_{\beta-\alpha}] Uh \\
&+ \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{U} [\kappa^U c_{\beta-\alpha} - \rho^U s_{\beta-a}] UH - \frac{i}{\sqrt{2}}\bar{U}\gamma_5\rho^U UA \\
&+ \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{L} [\kappa^L s_{\beta-a} + \rho^L c_{\beta-\alpha}] Lh + \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{L} [\kappa^L c_{\beta-\alpha} - \rho^L s_{\beta-a}] LH \\
&+ \frac{i}{\sqrt{2}}\bar{L}\gamma_5\rho^L LA + [\bar{U} (V_{CKM}\rho^D P_R - \rho^U V_{CKM}P_L) DH^+ + \bar{\nu}\rho^L P_R LH^+ + h.c.]
\end{aligned}$$

Vale la pena notar que la ecuación (4.8) presenta CSCN a menos que ρ^F sea diagonal. Una condición suficiente es que cada fermión del tipo $F = \{U, D, L\}$ se acopla únicamente con un doblete de Higgs, esto es equivalente a que $\eta_1^{F,0} = 0$ o $\eta_2^{F,0} = 0$, lo que permite las relaciones $\rho^{F,0} = \kappa^{F,0} \cot \beta$ y $\rho^{F,0} = -\kappa^{F,0} \tan \beta$, respectivamente.

Para este Lagrangiano, Haber y Davison [69] introducen tres parámetros similares a $\tan \beta$: $\tan \beta_D$, $\tan \beta_E$ y $\cot \beta_U$, para el caso de las generaciones de quarks/leptones. La construcción de parámetros como $\tan \beta$ en el M2DH-III es más complicada [69]. Afortunadamente en los modelos fenomenológicamente viables, los acoplamientos de Yukawa de la tercera generación son dominantes y es posible definir parámetros semejantes a $\tan \beta$ con base, únicamente, en los acoplamientos de la tercera generación de fermiones. Una alternativa es considerar, justamente, a los parámetros similares

a $\tan \beta$ como parámetros de alineamiento para suprimir los CSCN.

En la parametrización de Cheng & Sher [56], en donde los acoplamientos son proporcionales a la raíz cuadrada del producto de las dos masas $\xi_{ij} = \lambda_{ij} \sqrt{m_i m_j} / v$, los acoplamientos de Yukawa de la tercera generación son dominantes, y es posible, entonces definir parámetros similares a $\tan \beta$ por medio de las relaciones

$$\begin{aligned} \rho_{33}^f &= \lambda_{33}^f \frac{m_{33}}{v} = \lambda_{33}^f \kappa_{33}^f \\ Y_f &= \lambda_{33}^f M_f, \end{aligned} \tag{4.9}$$

en donde $Y_f = v \rho_{33}^f$ y $M_f = m_{33}^f$ ¹. Por consiguiente, es posible establecer relaciones entre las parametrizaciones de Haber y Davison [69] y la de Cheng & Sher [56].

De otro lado, la hipótesis de alineamiento considera que [7, 8]

$$\eta_2^{U,0} = \xi_U^* e^{i\theta} \eta_1^{U,0} \quad \eta_2^{F,0} = \xi_f e^{-i\theta} \eta_1^{F,0}, \tag{4.10}$$

en donde $F = D, E$. Por tanto, usando las expresiones (4.5) y definiendo

$$M'_f = \frac{v}{\sqrt{2}} \kappa^{f,0} \quad Y'_f = \frac{v}{\sqrt{2}} \rho^{f,0},$$

en donde $f = U, D, E$, se pueden obtener las siguientes relaciones

¹La parametrización de Cheng & Sher [56] puede escribirse en términos de nueve parámetros similares a $\tan \beta$ [59].

$$\begin{aligned}
M'_F &= \frac{1}{\sqrt{2}} v_1 (1 + \xi_F \tan \beta) \eta_1^{F,0}, \\
Y'_F &= \frac{1}{\sqrt{2}} v_1 (-\tan \beta + \xi_F) \eta_1^{F,0} \\
&= M'_F \frac{\xi_F - \tan \beta}{1 + \xi_F \tan \beta} \\
&= \zeta_F M'_F.
\end{aligned} \tag{4.11}$$

Similarmente para el sector up

$$Y'_U = \zeta_U^* M'_U,$$

con $(f = U, D, E)$ y

$$\zeta_f = \frac{\xi_f - \tan \beta}{1 + \xi_f \tan \beta}. \tag{4.12}$$

Por tal motivo, si la condición de alineamiento se cumple, Y'_f y M'_f son proporcionales entre sí [7, 8] y en consecuencia pueden ser diagonalizadas simultáneamente. El paso siguiente, es entonces, escribir el Lagrangiano de Yukawa en la base de las masas, lo cual está dado por $M_f = V_L^f M'_f V_R^f$, $Y_{D,E} = \zeta_{D,E} M_{D,E}$ y $Y_U = \zeta_U^* M_U$, así

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y = & \frac{\sqrt{2}}{v} \left(\bar{Q}_L \tilde{H}_1 M_U U_R + \bar{Q}_L H_1 M_D D_R + \zeta_U^* \bar{Q}_L \tilde{H}_2 Y_U U_R + \zeta_D \bar{Q}_L H_2 Y_D D_R \right. \\
& \left. + \bar{L}_L H_1 M_E E_R + \zeta_E \bar{L}_L H_2 Y_E E_R + \text{h.c.} \right).
\end{aligned} \tag{4.13}$$

En este punto es útil analizar separadamente las interacciones del Higgs cargado y del Higgs neutro. Las interacciones del Higgs cargado toman la forma

$$\mathcal{L}_{H^+} = -\frac{\sqrt{2}}{v} \bar{U} (\zeta_D K M_D P_R - \zeta_U M_U K P_L) D H^+ + \text{h.c.}$$

mientras que las interacciones del Higgs neutro quedan como

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{h\bar{D}D} &= -\frac{1}{v} \bar{D} y_D^h M_D P_R D + \text{h.c.} \\
&= -\frac{1}{v} \bar{D} M_D [R_{11} + (R_{12} + iR_{13})\zeta_D] P_R D + \text{h.c.} \\
&= -\frac{1}{v} \bar{D} M_D [R_{11} + (R_{12} + iR_{13})\zeta_D] P_R D - \frac{1}{v} (P_R D)^\dagger M_D^* [R_{11}^* + (R_{12}^* - iR_{13}^*)\zeta_D^*] \gamma^0 D \\
&= -\frac{1}{v} \bar{D} M_D [R_{11} + (R_{12} + iR_{13})\zeta_D] P_R D - \frac{1}{v} D^\dagger P_R M_D [R_{11}^* + (R_{12}^* - iR_{13}^*)\zeta_D^*] \gamma^0 D \\
&= -\frac{1}{v} \bar{D} M_D [R_{11} + (R_{12} + iR_{13})\zeta_D] P_R D - \frac{1}{v} \bar{D} M_D [R_{11}^* + (R_{12}^* - iR_{13}^*)\zeta_D^*] P_L D.
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Asumiendo que el potencial de Higgs conserva CP o equivalentemente, la ausencia,

a nivel de árbol, de la mezcla entre el bosón de Higgs CP–impar (A) y los bosones de Higgs CP–par (h, H) [69], los elementos R_{ij} deben ser reales y $R_{13} = 0$ (ver Ecuación (4.2)). De este modo el Lagrangiano puede reducirse a

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{h\bar{D}D} &= -\frac{1}{v}\bar{D}M_D[R_{11} + R_{12}\zeta_D]P_R D - \frac{1}{v}\bar{D}M_D[R_{11} + R_{12}\zeta_D^*]P_L D \\ &= -\frac{1}{v}\bar{D}M_D[s_{\beta-\alpha} + \zeta_D c_{\beta-\alpha}]D.\end{aligned}\tag{4.15}$$

usando $R_{11} = s_{\beta-\alpha}$, $R_{12} = c_{\beta-\alpha}$ y ζ_D como real.

Es importante tener en cuenta la siguiente relación

$$\lim_{\zeta_D \rightarrow -\tan\beta} (s_{\beta-\alpha} + \zeta_D c_{\beta-\alpha}) = -\frac{\sin\alpha}{\cos\beta}$$

de manera que al comparar con la notación de Haber and Davison [69] puede verse que los parámetros $\zeta_{U,D,E}$ del modelo alineado [7, 8] son equivalentes con los parámetros $\tan\beta_{U,D,L}$ puesto que

$$\begin{aligned}\tan\beta_D &= -\zeta_D \\ \tan\beta_L &= -\zeta_E \\ \cot\beta_U &= \zeta_U.\end{aligned}\tag{4.16}$$

Existe otra parametrización de la condición de alineamiento dada por Ibarra *et.al.*

[70] en términos de las fases relativas al parámetro usual $\tan \beta$. Con el fin de hacer la comparación, el Lagrangiano de Yukawa de la ecuación (4.3) puede reescribirse tomando en cuenta las relaciones

$$\begin{aligned} M'_f &= \frac{1}{\sqrt{2}}\eta_1^{f,0}v_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}\eta_2^{f,0}v_2 \\ Y'_f &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\eta_1^{f,0}v_2 + \frac{1}{\sqrt{2}}\eta_2^{f,0}v_1. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Sí, esta parametrización se interpreta a la escala de alta energía, Λ , como

$$\eta_1^{f,0}(\Lambda) = \cos \psi_f Y_f'' \quad \eta_2^{f,0}(\Lambda) = \sin \psi_f Y_f''.$$

Las ecuaciones anteriores, para él no bien definido parámetro de Yukawa, Y , pueden resolverse para recuperar la definición de alineamiento. Por lo tanto, la hipótesis de alineamiento, asumiendo parámetros reales es

$$\eta_2^{f,0} = \tan \psi_f \eta_1^{f,0}.$$

Después, comparando con la ecuación (4.10), se obtiene

$$\tan \psi_f = \xi_f.$$

La masa y las matrices de Yukawa en la base del Higgs, ecuaciones (4.11), pueden

reescribirse como

$$M'_f = \frac{1}{\sqrt{2}}v_1(1 + \tan \psi_f \tan \beta)\eta_1^{f,0}, \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned} Y'_f &= \frac{1}{\sqrt{2}}v_1(-\tan \beta + \tan \psi_f)\eta_1^{f,0} \\ &= M'_f \frac{\tan \psi_f - \tan \beta}{1 + \tan \psi_f \tan \beta} \\ &= \tan(\psi_f - \beta)M'_f, \end{aligned} \quad (4.19)$$

que luego se compara con (4.22) para obtener la siguiente relación

$$\tan(\beta - \psi_f) = -\zeta_f \quad (4.20)$$

De otra parte,

$$\zeta_f = \tan(\psi_f - \beta) = \frac{\tan \psi_f - \tan \beta}{1 + \tan \psi_f \tan \beta},$$

la cual al compararse con (4.12), tal y como se esperaba es

$$\tan \psi_f = \xi_f. \quad (4.21)$$

Considerando que la condición de alineamiento se satisface (Y'_f y M'_f son proporcionales), se satisface y utilizando $M_f = V_L^f M'_f V_R^f$ entonces

$$Y_f = -\tan(\beta - \psi_f)M_f. \quad (4.22)$$

Se observa, ahora, que es directo recuperar el M2DH-II: $\psi_u = \pi/2$ implica

$$\tan(\pi/2 - \beta) = \lim_{\tan \psi_u \rightarrow \infty} \zeta_U = \frac{1}{\tan \beta} = \cot \beta,$$

además $\psi_{d,l} = 0$ sugiere que

$$\zeta_F = -\tan \beta;$$

en el lugar de la relación dada en [70]. Finalmente el Lagrangiano de Yukawa en autoestados de masa es

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y = & \frac{\sqrt{2}}{v} \bar{Q}_L \tilde{H}_1 M_U U_R + \bar{Q}_L H_1 M_D D_R + \tan(\psi_u - \beta) \bar{Q}_L \tilde{H}_2 Y_U U_R \\ & + \tan(\psi_d - \beta) \bar{Q}_L H_2 Y_D D_R \bar{L}_L H_1 M_E E_R + \tan(\psi_e - \beta) \bar{L}_L H_2 Y_E E_R + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (4.23)$$

La parametrización presentada por Ibarra *et. al.* [70] es interesante, puesto que permite recuperar el M2DH-II y preservar el parámetro $\tan \beta$ lo cual es conveniente para el análisis fenomenológico. Con el fin de mantener esta manera de recuperar el M2DH-II de un modo más fácil que en las definiciones anteriores, es conveniente redefinir las condiciones de alineamiento para el sector up como

$$\eta_2^{U,0}(\Lambda) = -\cot \psi_U \eta_1^{U,0}(\Lambda),$$

lo que lleva a

$$\begin{aligned}
Y'_U &= \frac{v}{\sqrt{2}} \left(-\eta_1^{U,0} \sin \beta + \eta_2^{U,0} \cos \beta \right) \\
&= \frac{v}{\sqrt{2}} \eta_1^{U,0} \cos \beta (-\tan \beta - \cot \psi_u) \\
&= -\frac{v}{\sqrt{2}} \eta_1^{U,0} \frac{\cos \beta}{\tan \psi_u} (\tan \beta \tan \psi_u + 1)
\end{aligned} \tag{4.24}$$

y

$$\begin{aligned}
M'_U &= \frac{v}{\sqrt{2}} \left(\eta_1^{U,0} \cos \beta + \eta_2^{U,0} \sin \beta \right) \\
&= \frac{v}{\sqrt{2}} \eta_1^{U,0} \cos \beta (1 - \cot \psi_u \tan \beta) \\
&= \frac{v}{\sqrt{2}} \eta_1^{U,0} \frac{\cos \beta}{\tan \beta} (\tan \psi_u - \tan \beta) ,
\end{aligned} \tag{4.25}$$

Por consiguiente, la condición de alineamiento es

$$\begin{aligned}
Y'_U &= -\frac{1 + \tan \psi_u \tan \beta}{\tan \psi_u - \tan \beta} M'_U \\
&= -\cot(\psi_u - \beta) M'_U \\
&= \cot(\beta - \psi_u) M'_U,
\end{aligned} \tag{4.26}$$

y esta permite establecer relaciones entre las parametrizaciones dadas por

$$\zeta_U = \cot(\beta - \psi_u),$$

mientras que de la ecuación (4.20), se obtiene

$$\zeta_F = -\tan(\beta - \psi_F),$$

donde ($F = D, L$). Usando la parametrización actual, en la cual $Y_F = -\tan(\beta - \psi_F)M_F$ y $Y_U = \cot(\beta - \psi_u)M_U$, el límite del M2DH-II corresponde a

$$\psi_u = \psi_d = \psi_e = 0.$$

En consecuencia, es posible establecer relaciones entre las parametrizaciones de Cheng y Sher [56] y la nueva que se propone bajo la condición de alineamiento usando las ecuaciones (4.22) y (4.9) y asumiendo que a la escala de alta energía los dos acoplamientos de Yukawa para cada tipo de fermión están alienados. Entonces, ellos se diagonalizan simultáneamente, de manera que los CSCN desaparecen a nivel de árbol. Estableciendo las ecuaciones

$$\lambda_{33}^F(\Lambda) = \tan(\psi_F - \beta), \quad \lambda_{33}^u(\Lambda) = \cot(\beta - \psi_u)$$

y $\lambda_{ij}^f(\Lambda) = 0$ para $i \neq j$. Los acoplamientos diferentes de cero fuera de la diagonal

	Nueva	Pich <i>et. al.</i>	Ibarra <i>et. al.</i>
X_u	$-\cot \psi_u$	$\xi_U^* e^{i\theta}$	$\tan \xi_U$
X_d	$\tan \xi_b$	$\xi_D e^{-i\theta}$	$\tan \xi_D$
X_e	$\tan \xi_e$	$\xi_E e^{-i\theta}$	$\tan \xi_E$

Tabla 4.1: Condiciones de alineamiento definidas como $\eta_2^{f,0} = X_f \eta_1^{f,0}$

Alineamiento	Nueva	[7, 8]	[70]	[69]	[56]
X_u	$\cot(\beta - \psi_u)$	ζ_U^*	$-\tan(\beta - \psi_u)$	$\cot \beta_U$	λ_{tt}
X_d	$-\tan(\beta - \psi_d)$	ζ_D	$-\tan(\beta - \psi_d)$	$-\tan \beta_U$	λ_{bb}
X_e	$-\tan(\beta - \psi_e)$	ζ_E	$-\tan(\beta - \psi_e)$	$-\tan \beta_E$	$\lambda_{\tau\tau}$

Tabla 4.2: Parámetros similares a $\tan \beta$ definidos como $Y_f = X_f M_f$. Las columnas se obtienen de las condiciones de alineamiento de la Tabla 4.1

pueden generarse cuando están cambiando de la escala de Λ a la escala electrodébil.

[70]

En la Tabla 4.1 se presenta un resumen de las tres parametrizaciones bajo la hipótesis de alineamiento. La Tabla 4.2 muestra las relaciones entre los parámetros más significativos en los modelos presentados por Haber and Davison [69], Cheng y Sher [56], Pich *et. al.*[7, 8] junto con la nueva modificación.

4.3. DIFERENCIACIÓN ENTRE EL M2DH TIPO II Y TIPO III

Esta parte se enfoca hacia una manera de diferenciar los M2DH Tipo II y Tipo III utilizando las parametrizaciones mostradas en la Tabla 4.2. Una manera de hacerlo es comparar las predicciones para los procesos fenomenológicos entre los dos modelos. Para ello se utilizarán los procesos en donde se involucra el bosón de Higgs cargado. Los procesos usuales en los que se observaría experimentalmente el bosón de Higgs cargado son los decaimientos $H^+ \rightarrow t\bar{b}$ y $H^+ \rightarrow \tau^+\bar{\nu}_\tau$. Se propone la siguiente razón entre estos dos procesos típicos y se comparan desde la estructura de los M2DH Tipo II y Tipo III.

$$R_{H^+} = \frac{B(H^+ \rightarrow \tau^+\bar{\nu}_\tau)}{B(H^+ \rightarrow t\bar{b})} = \frac{\Gamma(H^+ \rightarrow \tau^+\bar{\nu}_\tau)}{\Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b})}, \quad (4.27)$$

y se evalúa en la estructura del M2DH Tipo III. Explícitamente los decaimientos son

$$\begin{aligned} \Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b})_{III} &= \frac{3m_{H^+}K_{tb}^2}{16\pi v^2} \left[\left(1 - \frac{m_t^2}{m_{H^+}^2}\right) (\cot(\beta - \psi_u)^2 m_t^2 + \tan(\beta - \psi_d)^2 m_b^2) \right. \\ &\quad \left. - 4 \cot(\beta - \psi_u) \tan(\beta - \psi_d) \frac{m_t^2 m_b^2}{m_{H^+}^2} \right] \left(1 - \frac{m_t^2}{m_{H^+}^2}\right) \\ \Gamma(H^+ \rightarrow \tau\nu_\tau)_{III} &= \frac{m_{H^+}m_\tau^2}{16\pi v^2} \left(1 - \frac{m_\tau^2}{m_{H^+}^2}\right)^2 \tan(\beta - \psi_e)^2. \end{aligned} \quad (4.28)$$

Usando la Tabla 4.2 es directo escribir las ecuaciones en las diferentes parametrizaciones del M2DH Tipo III. Se debe notar que la expresión para R_{H^+} debe estar en términos de tres parámetros independientes $\tan(\beta - \psi_f)$, sin importar como sean

llamados. El espacio de parámetros del M2DH Tipo III es sin mayor duda como el espacio de parámetros del M2DH Tipo II en donde únicamente aparece un parámetro como $\tan\beta$. Con el fin de presentar las predicciones para R_{H^+} en el M2DH Tipo II se evalúa el caso especial en el que $\psi_u = \psi_d = \psi_e = 0$, utilizando la nueva parametrización que se introduce en la Tabla 4.2.

Se asume que la totalidad del espectro del Higgs en el M2DH se ha establecido experimentalmente y que al menos un parámetro similar $\tan\beta$ ha sido medido con alguna incertidumbre. Entonces usando las restricciones disponibles en la física del sabor se calculan las desviaciones esperadas con respecto al valor de R_{H^+} en el M2DH Tipo II. En lugar de explorar el espacio completo de parámetros del M2DH Tipo III, es más adecuado limitarse a los casos en los cuales al menos dos de los parámetros similares a $\tan\beta$ son iguales. De este modo, el M2DH Tipo III bajo la hipótesis de alineamiento, puede ser explorado de manera que el M2DH Tipo II se puede identificar claramente permitiendo la comparación. Por lo tanto se consideran tres diferentes modelos similares al M2DH Tipo II, basados en el hecho de que los parámetros $\tan\beta_d$ o $\tan\beta_e$ pueden establecerse de una manera más fácil que los demás. Esto puede hacerse teniendo en cuenta los siguientes tres casos:

- $\tan(\beta - \psi_d) = \tan(\beta - \psi_e)$. Aquí $\tan(\beta - \psi_d) = \tan(\beta - \psi_e)$ se utiliza como una entrada en la base física [71] de un punto específico de M2DH Tipo II. Cambiando a la base del Higgs [69] es posible determinar el rango permitido de $\tan(\beta - \psi_u)$ de acuerdo con las restricciones en los observables de sabor y de allí es posible cuantificar las desviaciones esperadas de R_{H^+} con respecto a

las que se esperan en el M2DH Tipo II. El procedimiento se repite para cada conjunto de tres valores de parámetros similares a $\tan \beta$, permitidos según las restricciones en los observables de sabor, tal y como se especifica más adelante.

- $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_d)$. Se aplica el mismo procedimiento anterior pero con $\tan(\beta - \psi_e)$ en lugar de $\tan(\beta - \psi_u)$.
- $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_e)$, el punto inicial para definir el M2DH Tipo II, en este caso es $\tan \beta = \tan(\beta - \psi_e)$.

Nótese que el sector de Higgs del MMSS corresponde al tercer caso en donde las desviaciones del M2DH-II están en el sector down [69, 72, 73]. El modelo de Zee de las masas de los neutrinos y las mezclas corresponden al segundo caso donde las desviaciones del M2DH-II están en sector leptónico [74].

Antes de tratar con la razón mostrada en la ecuación (4.27), es importante ver el espacio disponible de parámetros, ya restringidos, utilizando la fenomenología a baja energía. Restricciones han sido ya evaluadas usando procesos de cambios de sabor a baja energía en el M2DH con el alineamiento de Yukawa [7, 59] y en construcciones más generales con Violación Mínima del Sabor Leptónico (VMSL), en donde las potencias de mayor orden de los acoplamientos de Yukawa incluyen M2DH con VMSL [75].

Con el fin de tener en cuenta algunos de estos observables se utiliza el software 2HDM-Calculator [71], y SuperIso [76]. Al igual que en [59] se implementan los

acoplamientos de Yukawa en el código 2HDM-Calculator [71] con

$$|\rho^U|_{ii} = \cot(\beta - \psi_u) |\kappa^U|_{ii}, \quad |\rho^F|_{ii} = \tan(\beta - \psi_F) |\kappa^F|_{ii}, \quad F = D, E, \quad (4.29)$$

y la evaluación numérica de los observables físicos de sabor con SuperIso v3.2. Detalles respecto a las restricciones en la física del sabor utilizadas y al conjunto de parámetros de entrada se encuentran en el artículo original [71].

Como se ha señalado en [59, 7, 8], los procesos más restrictivos en el Modelo de Dos Dobletes de Higgs Alineado (M2DHA) son $B \rightarrow X_s \gamma$, $\Delta_0 (B \rightarrow K^* \gamma)$, $B_u \rightarrow \tau \nu_\tau$ y $Z \rightarrow \bar{b} b$. Se han tenido en cuenta, además, las fuertes restricciones en $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ reportadas por la colaboración LHCb [77], que delimitan aún más el espacio de parámetros. Los resultados se muestran en la Figura 4.1. En esta se presentan dos casos: $\tan(\beta - \psi_d) = \tan(\beta - \psi_e)$ y $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_e)$ para masas del bosón de Higgs cargado de 350 y 800 GeV.

Las regiones permitidas del espacio de parámetros $[\tan(\beta - \psi_e), -\cot(\beta - \psi_u)]$ se muestran en verde, en la Figura 4.1, y corresponden a las mostradas en las referencias [59, 7, 69]. Se muestran también, otras restricciones en el mismo plano $(\tan(\beta - \psi_e), -\cot(\beta - \psi_u))$, con el fin de ilustrar su eficacia. La región permitida final se muestra en amarillo, se excluyen las ramas grandes y los valores con igual signo, de $\tan(\beta - \psi_e)$ y $\cot(\beta - \psi_u)$ [59] teniendo en cuenta la asimetría de isospín

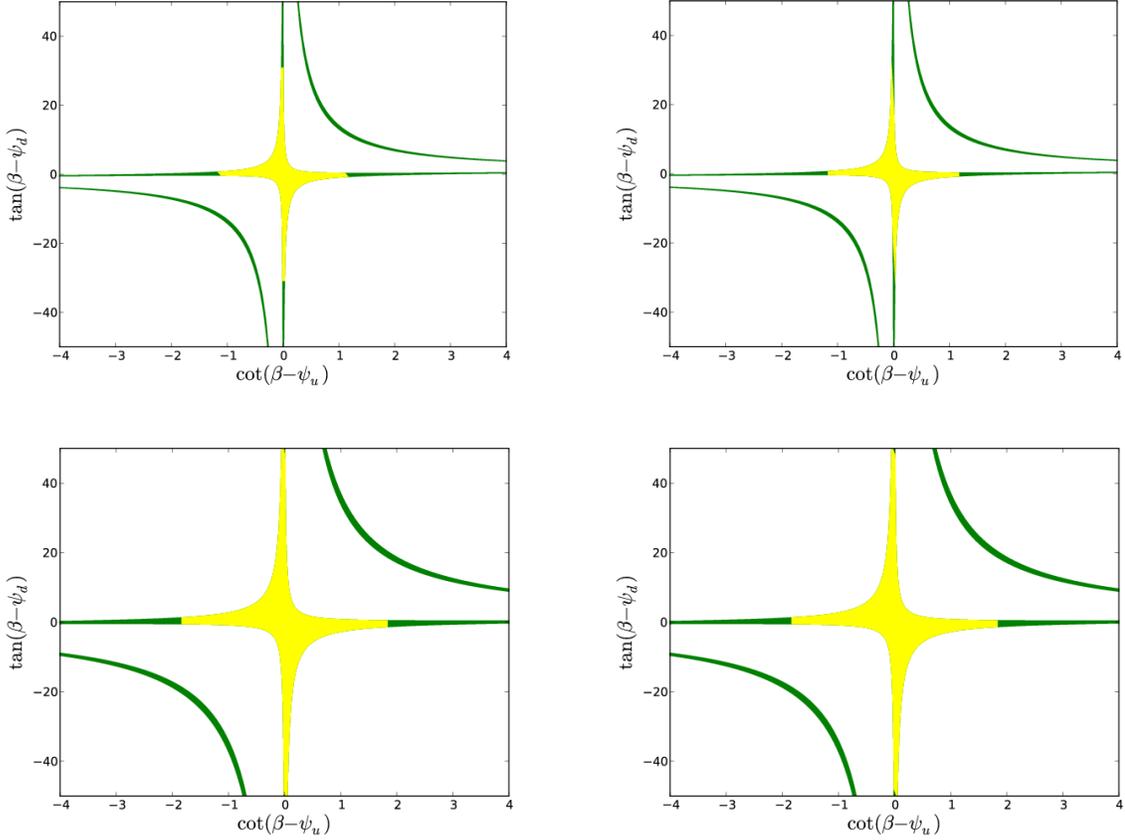


Figura 4.1: Restricciones provenientes de decaimientos tales como $B \rightarrow X_s \gamma$ y del decaimiento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La región permitida se muestra en amarillo. Se muestran dos casos diferentes: $\tan(\beta - \psi_d) = \tan(\beta - \psi_e)$ (izquierda) y $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_e)$ (derecha) para masas del boson de Higgs cargado de 180, 350 y 800 GeV de arriba hacia abajo.

en el modo de decaimiento $B \rightarrow K^*\gamma$

$$\Delta_0(B \rightarrow K^*\gamma) \equiv \frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{0*}\gamma) - \Gamma(\bar{B}^- \rightarrow \bar{K}^{*-}\gamma)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^{0*}\gamma) + \Gamma(\bar{B}^- \rightarrow \bar{K}^{*-}\gamma)}. \quad (4.30)$$

En el eje horizontal, la restricción de la región central (intervalo $\sim [-1, 1]$) proviene de $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ con unos pocos cambios para los casos ilustrados, mientras que en el eje vertical hay fuertes limitantes que provienen de $B_u \rightarrow \tau\nu_\tau$ en la región central.

Como complemento en la Figura 4.2, se muestra el plano $(\tan(\beta - \psi_e), -\cot(\beta - \psi_u))$, tomando la masa del bosón de Higgs cargado entre 350 y 800 GeV. La región en verde es permitida por $B \rightarrow X_s\gamma$ pero murvamente $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ la restringe a la zona central. En los cálculos par los procesos $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ es necesario fijar los valores de la masa del Higgs en el sector neutro. Se ha tomado $m_h = 125$ GeV, $m_H = m_{H^+} + 10$ GeV y $m_A = m_{H^+} + 15$ GeV, encontrándose que las restricciones provenientes de $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ tiene una leve dependencia de la masa del Higgs neutro.

Teniendo en cuenta el conjunto completo de restricciones, se gráfica R_{H^+} (4.27) en función del parámetro $\tan(\beta - \psi_d)$ para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs cargado 350 y 800 GeV. Se han considerado lo tres casos ya mencionados, cuando $\tan(\beta - \psi_d) = \tan(\beta - \psi_e)$, (Figura 4.3), $-\tan(\beta - \psi_e) = \cot(\beta - \psi_u)$ (Figura 4.4) y $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_d)$ (Figura 4.5). En las figuras 4.3 a 4.5, el parámetro $\cot(\beta - \psi_u)$ se toma de los valores permitidos de las Figuras 4.1 y 4.2.

Además, en estas gráficas, la contribución del M2DH Tipo II, se muestra en line negra solida, la cual está dentro de la gran región permitida, para el M2DH Tipo

III. Para una masa del bosón de Higgs cargado de 180 GeV no hay contribución del M2DH Tipo II, puesto que dicho valor ya ha sido descartado para tal estructura. La observación de masas livianas del bosón de Higgs cargado o $R_{H^+} > 2 \times 10^{-1}$ son una muestra clara de estructuras de Yukawa más allá del M2DH Tipo II. Incluso para pequeños valores de R_{H^+} , es posible identificar un valor anómalo en $\tan(\beta - \psi_d)$ con respecto a los esperados en el M2DH Tipo II. Vale la pena resaltar que para los casos en que $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_e)$ y $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_d)$, se esperan grandes desviaciones con respecto al M2DH Tipo II.

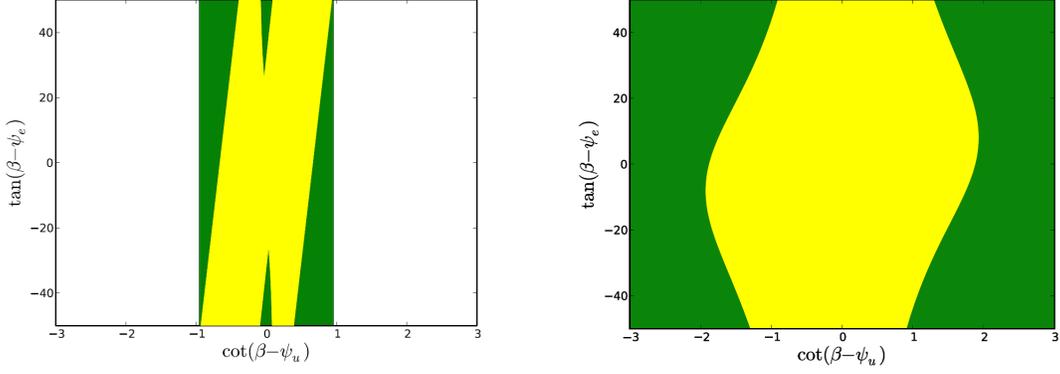


Figura 4.2: Restricciones provenientes de $B \rightarrow X_s \gamma$ y de otros procesos tales como $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en el plano $[\tan(\beta - \psi_u), \tan(\beta - \psi_e)]$ tomando masas del bosón de Higgs Cargado de 350 y 800 GeV. La región permitida final se muestra en amarillo.

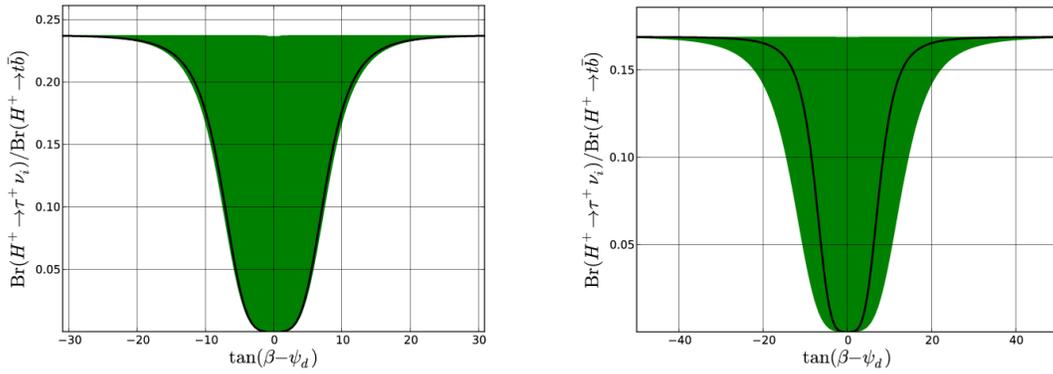


Figura 4.3: Razón R_{H^+} en función del parámetro $\tan(\beta - \psi_d)$ para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs Cargado $M_{H^+} = 350$ y 800 GeV, asumiendo $\tan(\beta - \psi_d) = \tan(\beta - \psi_e)$.

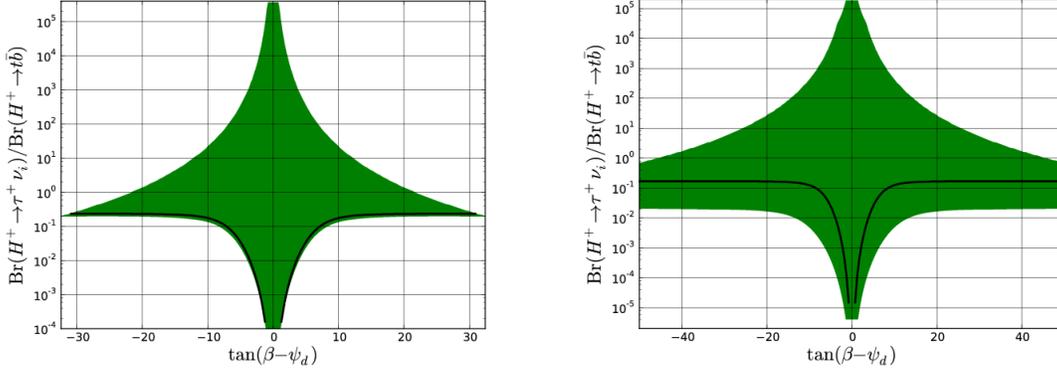


Figura 4.4: Razón R_{H^+} en función del parámetro $\tan(\beta - \psi_d)$ para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs Cargado $M_{H^+} = 350$ y 800 GeV, asumiendo $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_e)$.

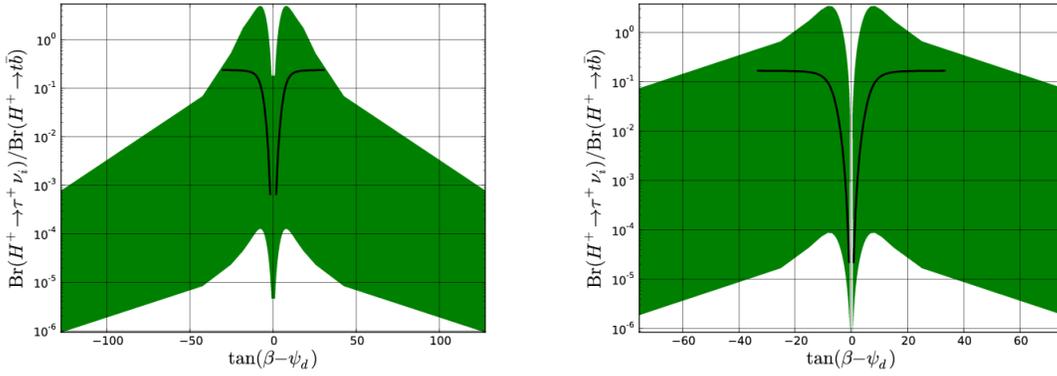


Figura 4.5: Razón R_{H^+} en función del parámetro $\tan(\beta - \psi_d)$ para diferentes valores de la masa del bosón de Higgs Cargado $M_{H^+} = 350$, 800 GeV, asumiendo $\cot(\beta - \psi_u) = -\tan(\beta - \psi_d)$ y $-0,5 \leq \cot(\beta - \psi_u) \leq 0,5$.

CAPÍTULO 5

BOSÓN DE HIGGS EN UN MODELO CON DOS DOBLETES FERMIOFÓBICOS

5.1. INTRODUCCIÓN

Recientemente, se ha descubierto en el LHC una nueva resonancia compatible con el bosón de Higgs del Modelo Estándar (ME) con una masa de 125 GeV [1]. Como es bien sabido, no hay ninguna restricción en el número de generaciones de fermiones, dentro del contexto de este modelo, aunque, a partir de los datos del LEP se conoce la existencia de tres generaciones secuenciales de quarks y leptones. Esta triplicación puede existir, además en el sector escalar sin alguna restricción en el número de multipletes escalares de Higgs. En particular, el número de dobletes de Higgs es un parámetro libre en el modelo y tan solo uno de ellos es suficiente para acomodar las

masas de los bosones vectoriales, de los fermiones y de sus mezclas. En este sentido, las extensiones de múltiples Higgs del ME están dentro de las más motivadas como escenarios de nueva física.

Generalmente estos modelos presentan cambios de sabor por corrientes neutras (CSCN). Incluso, el caso más simple, el modelo con dos dobletes de Higgs tiene varias posibilidades para controlar tales efectos [11]. Modelos con tres dobletes de Higgs [78] no se han considerado de una manera tan detallada como el caso con dos dobletes de Higgs. Esto no es de sorprenderse, puesto que en el caso de modelos con tres dobletes de Higgs el análisis del potencial escalar es mucho más complicado. Sin embargo, simetrías discretas pueden simplificar el potencial escalar; por ejemplo, la simetría A_4 se ha considerado en la Ref. [12, 13]. Recientemente se ha mostrado que la simetría S_3 es muy eficiente para restringir el potencial escalar, permitiendo obtener una matriz que diagonalice a la matriz de masas, obteniéndose así un espectro de masas [13]. Las simetrías para el modelo con dos dobletes de Higgs se obtuvieron en la Ref. [79] y en el caso de los modelos con tres dobletes de Higgs en la Ref. [80].

Si uno o más dobletes de Higgs extras existen en la naturaleza, al parecer hay algo que no se puede desde el modelo minimal, es decir con un solo doblete de Higgs. Por un lado, es posible que esclares extra puedan explicar el espectro de masas y las mezclas en los sectores fermiónicos [81], o de otro lado es posible que los dobletes de Higgs extra ayuden a comprender la observación de materia oscura. En el último caso los bosones de Higgs extra deben ser del tipo fermiofóbico [82]. El bosón de Higgs fermiofóbico se define como sigue: todos los acoplamientos de los fermiones con el

bosón de Higgs son cero y los acoplamientos bosónicos son los mismos que los del ME. En efecto esto ya ha sido considerado para el caso del modelo con un doblete de Higgs fermiofóbico [83]. En este capítulo se considera la fenomenología en el LHC de un modelo de tres dobletes con simetría S_3 [84] el cual fue presentado en la Ref. [12] el cual tiene dos dobletes fermiofóbicos.

5.2. EL SECTOR ESCALAR

Aquí, se considera una extensión del ME que consiste en adicionar dos dobletes escalares extra, $SU(2)_L$ con $Y = +1$. Los tres dobletes son un singlete S y un doblete D de S_3 . El potencial invariante bajo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes S_3$ está dado por $V = V(D, S) + V(D, S)_{\text{soft}}$,

donde

$$\begin{aligned}
V(D, S) = & \mu_s^2 S^\dagger S + \mu_d^2 [D^\dagger \otimes D]_1 + \lambda_1 ([D^\dagger \otimes D]_1)^2 \\
& + \lambda_2 [(D^\dagger \otimes D)_{1'} (D^\dagger \otimes D)_{1'}]_1 + \lambda_3 [(D^\dagger \otimes D)_2 (D^\dagger \otimes D)_2]_1 \\
& + \lambda_4 (S^\dagger S)^2 + \lambda_5 [D^\dagger \otimes D]_1 S^\dagger S + \lambda_5 S^\dagger [D^\dagger \otimes D]_1 S \\
& + \left\{ \lambda_7 [(S^\dagger \otimes D)_2 (D^\dagger \otimes S)_2]_1 + \lambda_7 [(S^\dagger \otimes D)_2 (D^\dagger \otimes D)_2]_1 + \text{h.c.} \right\},
\end{aligned} \tag{5.1}$$

y V_{soft} denota los términos de ruptura suave de la simetría S_3 . Este término se muestra de manera explícita en la Ref. [12]. Los efectos de los términos suaves en la masa de los esclares se muestran en el apéndice.

Hay dos maneras para construir el singlete S y el doblete D las cuales no son equivalentes. La primera, denominada como modelo A, un triplete reducible de la simetría discreta S_3 : $\mathbf{3} = (H_1, H_2, H_3)$ con la notación usual $H_i = (H^+, H_i^0)^T$ en el cual $H_i^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta^0 + iA^0)$ esta representación reducible es la suma directa de un singlete y un doblete $S_3 = \mathbf{2} \oplus \mathbf{1} \equiv D + S$ en donde S y D están dados por

$$S = \frac{1}{\sqrt{3}}(H_1 + H_2 + H_3) \sim \mathbf{1}$$

$$D \equiv (D_1, D_2) = \left[\frac{1}{\sqrt{6}}(2H_1 - H_2 - H_3), \frac{1}{\sqrt{2}}(H_2 - H_3) \right] \sim \mathbf{2},$$

y la otra manera denotada como modelo B es tal que

$$S = H_1 \sim \mathbf{1}, \quad D = (H_2, H_3) \sim \mathbf{2}$$

Además es posible imponer una condición de alineamiento al vacío que en cada caso es: (v, v, v) y $(v_{\text{SM}}, 0, 0)$ en el modelo A y B respectivamente.

Este alineamiento proporciona un mínimo global y estable en el potencial, si además se satisfacen otras condiciones [13]. En ambos casos las ecuaciones de restricción se reducen a $\mu_s^2 = -\lambda_4 v_{\text{SM}}^2$ lo cual implica que $\lambda_4 > 0$. La diferencia es que $3v^2 = v_{\text{SM}}^2$ en el modelo A y $v_1^2 = v_{\text{SM}}^2$, en el modelo B; ver Ref. [13] para más detalles.

Con el potencial escalar de la ecuación (5.1) en el modelo A la matriz de mezcla de todos los escalares, pseudo-escalares y sectores de escalares descargados está dada

por la matriz tribimaximal

$$U_{\text{TBM}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}} & -\sqrt{\frac{2}{3}} & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

con las siguientes masas: en el sector CP par

$$m_{h_1}^2 = \lambda_4 v_{\text{SM}}^2, \quad m_{h_2}^2 = m_{h_3}^2 = \mu_d^2 + \frac{1}{2} \bar{\lambda} v_{\text{SM}}^2, \quad (5.3)$$

Donde $\bar{\lambda} = \lambda_5 + \lambda_6 + 2\lambda_7$ y denotando como h_i^0 a los auto estados de masa, se tiene que $\eta_i^0 = (U_{\text{TBM}})_{ij} h_j^0$ en donde U_{TBM} está dada en (5.2). El escalar h_1^0 puede identificarse como el Higgs escalar del modelo estándar.

En el sector de escalares neutros CP impar se obtienen las siguientes masas

$$m_{a_1}^2 = 0, \quad m_{a_2}^2 = m_{a_3}^2 = \mu_d^2 + \frac{1}{2} \bar{\lambda}' v_{\text{SM}}^2, \quad (5.4)$$

Denotando los autoestados de masa de los pseudo escalares como a_i^0 se tiene que $A_i^0 = (U_{\text{TBM}})_{ij} a_j^0$.

Similarmente en el sector de escalares cargados se obtienen las siguientes masas:

$$m_{c_1}^2 = 0, \quad m_{c_2}^2 = m_{c_3}^2 = \frac{1}{4} (2\mu_d^2 + \lambda_5 v_{\text{SM}}^2), \quad (5.5)$$

y denotando los auto estados de simetría de los escolares cargados como H_i^+ y como h_i^+ los respectivos auto estados de masa se tiene que $H_i^+ = (U_{\text{TBM}})_{ij} h_j^+$.

En el modelo A los dobletes de $SU(2)$ pueden escribirse en términos de los auto estados de masa utilizando la matriz de mezcla de la ecuación (5.2) dando como resultado.

$$S = \begin{pmatrix} h_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(3v + h_1^0 + ia_1^0) \end{pmatrix}, \quad D_1 = \begin{pmatrix} h_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h_2^0 + ia_2^0) \end{pmatrix}$$

$$D_2 = - \begin{pmatrix} h_3^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h_3^0 + ia_3^0) \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

Sin embargo, en el modelo B las matrices de masa son diagonales, es decir, no hay mezcla en cada uno de los sectores cargados. En General, los auto valores son iguales a los de la ecuación (5.3) para el sector CP par, a los de la ecuación (5.4) para el sector CP impar y a las de la ecuación (5.5) para el sector de escalares cargados, respectivamente.

Nótese que la degeneración en la masa en el sector fermiofobico es una predicción de la simetría S_3 pero puede haber también una degeneración accidental en la masa con un bosón de Higgs como el del Modelo Estándar.

La posibilidad de dos bosones de Higgs con masas degeneradas cercanas a los 125 GeV

ha sido discutida en la literatura [85]-[89]. La principal diferencia con el presente modelo es que dos de los dobletes de Higgs son fermiofóbicos; ellos no interactúan con los quarks o con los leptones a nivel de árbol. De otra parte ellos pueden ser producidos en aceleradores como el LEP por el mecanismo de Higgstrahlung $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZX$ o en colisionadores hadrónicos $qq' \rightarrow VV \rightarrow X$ donde X denota algún escalar neutro. Por otra parte como hay escalares fermiofóbicos, estos no decaen en fermiones y se comportan como Higgs invisibles. Límites en las masas del bosón de higgs fermiofóbico en el canal de decaimiento en difotón excluyen a esta clase de escalares en rangos entre 110 – 118 GeV y 119,5 y 121 GeV [90]. Este es el caso de Higgs fermiofóbico en el presente modelo. Por otra parte el decaimiento $ZZ \rightarrow 4l$ es exactamente el mismo que en el ME puesto que únicamente uno de los escalares neutros (el cual no es fermiofóbico, h_1^0) contribuye a estos decaimientos.

5.3. INTERACCIONES

5.3.1. EL SECTOR DE YUKAWA

Las interacciones de Yukawa son iguales en ambos modelos cuando el vacío este alineado. Solamente uno de los dobletes interactúa con los quarks y con los leptones, los otros dos son fermiofóbicos. En el sector leptónico todos los campos leptónicos transforman como singletes de S_3 y por esta razón sólo interactúan con el singlete S :

$$-\mathcal{L}_l = \bar{L}'_{iL} G_{ij}^l S l'_{jR} + \bar{L}'_{iL} G_{ij}^\nu \tilde{S} \nu'_{jR} + \text{h.c}$$

en donde los campos primados denotan auto estados de simetría los cuales están escritos en términos de los campos de masa (no primados) utilizando las matrices unitarias:

$$l'_{iL} = (U_L^l)_{ij} l_{jL}, \quad l'_{iR} = (U_R^l)_{ij} l_{jR},$$

$$\nu'_{iL} = (U_L^\nu)_{ij} \nu_{jL} \quad l'_{iR} = (U_R^l)_{ij} l_{jR}.$$

Las interacciones de Yukawa escritas en términos de los autoestados de masa son

$$-\mathcal{L}_l = \bar{\nu}_{iL} \frac{\hat{M}_i^l}{v_{\text{SM}}} (V_{\text{PMNS}})_{ij} l_{jR} h_1^+ + \bar{l}_{iL} \frac{\hat{M}_i^l}{v_{\text{SM}}} l_{jR} \left[1 + \frac{h_1^0 + ia_1^0}{\sqrt{2}} \right]$$

$$+ \bar{l}_{iL} \frac{\hat{M}_i^\nu}{v_{\text{SM}}} (V_{\text{PMNS}})_{ij} \nu_{jR} h_1^- + \bar{\nu}_{iL} \frac{\hat{M}_i^\nu}{v_{\text{SM}}} \nu_{jR} \left[1 + \frac{h_1^0 + ia_1^0}{\sqrt{2}} \right] + \text{h.c.}$$

En donde se ha definido $V_{\text{PMNS}} = U_L^{l\dagger} U_L^\nu$.

De manera similar, todos los campos de quarks son singletes bajo S_3 , puesto que como en el caso de los leptones, ellos sólo interactúan con el singlete S :

$$-\mathcal{L}_q = \bar{Q}'_{iL} G_{ij}^u \tilde{S} u'_{jR} + \bar{Q}'_{iL} G_{ij}^d S d'_{jR} + \text{h.c}$$

y usando

$$u'_{iL} = (U_L^u)_{ij} u_{jL}, \quad u'_{iR} = (U_R^u)_{ij} l_{jR},$$

$$d'_{iL} = (U_L^d)_{ij} d_{jL} \quad d'_{iR} = (U_R^d)_{ij} d_{jR},$$

las interacciones de Yukawa pueden escribirse, en términos de los autoestados de

masa de los quarks, como

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_q &= \bar{u}_{iL} \frac{\hat{M}_i^d}{v_{\text{SM}}} (V_{\text{CKM}})_{ij} d_{jR} h_1^\dagger + \bar{d}_{iL} \frac{\hat{M}_i^d}{v_{\text{SM}}} \left[1 + \frac{h_1^0}{\sqrt{2}} \right] d_{jR} \\
&\quad + \bar{d}_{iL} \frac{\hat{M}_i^u}{v_{\text{SM}}} (V_{\text{PMNS}})_{ij} u_{jR} h_1^- + \bar{u}_{iL} \frac{\hat{M}_i^\nu}{v_{\text{SM}}} u_{iR} \left[1 + \frac{h_1^0}{\sqrt{2}} \right] + \text{h.c.}
\end{aligned}$$

En donde se ha definido $V_{\text{CKM}} = U_L^{u\dagger} U_L^d$. Arriba \hat{M} denota matrices diagonales en el respectivo sector cargado.

Como en el Modelo Estándar las matrices de mezcla V_{CKM} y V_{PMNS} pueden acomodarse pero sus valores no son explicados.

5.3.2. INTERACCIONES GAUGE ESCALARES

En este sector, cuando los dobletes escalares se escriben en términos de los autoestados de masa únicamente uno de los ellos contribuye con las masas de los bosones vectoriales como en el ME. Las interacciones en invariantes de gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes S_3$ son

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{gauge}} &= (\mathcal{D}_\mu S)^\dagger (\mathcal{D}^\mu S) + (\mathcal{D}_\mu D)^\dagger (\mathcal{D}^\mu D) \\
&= (\mathcal{D}_\mu H_1)^\dagger (\mathcal{D}^\mu H_1) + (\mathcal{D}_\mu H_2)^\dagger (\mathcal{D}^\mu H_2) \\
&\quad + (\mathcal{D}_\mu H_2)^\dagger (\mathcal{D}^\mu H_3)
\end{aligned}$$

En donde S , D , o H son autoestados de simetría. Utilizando la primera línea en los campos de las ecuaciones (5.6) y (A.5) se pueden escribir las interacciones gauge del

Higgs escalar en términos de los auto estados de masa como

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{gauge}} = & (\mathcal{D}_\mu h_1)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_1) + (\mathcal{D}_\mu h_2)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_2) \\ & + (\mathcal{D}_\mu h_3)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_3)\end{aligned}$$

Aquí $h_i = [h_i^+, (h_i^0 + ia_i^0)/\sqrt{2}]^T$, $i = 1, 2, 3$ son dos dobletes de $SU(2)$ escritos en términos de los autoestados de masa. Se ha omitido el termino de masa es decir el Valor Esperado de Vacío en h_1 . La derivada covariante \mathcal{D}_μ es la misma que la del Modelo Estándar.

5.3.3. INTERACCIONES TRILINEALES EN EL MODELO A

Las interacciones trilineales el modelo A con o sin los términos suaves (ver apéndice) son como sigue

$$\frac{v_{\text{SM}}}{2\sqrt{3}} [\lambda_4 h_1^- h_1^+ + \lambda_5 (h_2^- h_2^+ + h_3^- h_3^+)] (h_1^0 - ia_1^0).$$

Del mismo modo para el segundo escalar, se tiene

$$\frac{v_{\text{SM}}}{2\sqrt{3}} [(\lambda_6 + \lambda_7) h_1^- h_2^+ - \lambda_8 (h_2^- h_2^+ + h_3^- h_3^+)] (-h_2^0 - ia_2^0).$$

Nótese que el vértice $h_1^- h_3^+$ no existe. Finalmente, para el tercer escalar

$$\frac{v_{\text{SM}}}{2\sqrt{3}} [-(\lambda_6 + \lambda_7) h_1^- h_3^+ + \lambda_8 h_2^- h_3^+] (-h_3^0 + ia_3^0).$$

en este caso, el vértice $h_1^- h_2^+$ no existe.

En los sectores de escalares neutros y pseudoescalar se tiene (premultiplicado por el factor $v_{\text{SM}}/2\sqrt{3}$)

$$\begin{aligned} & [\lambda_4 (h_1^0 h_1^0 + a_1^0 a_1^0) + \lambda_5 (h_2^0 h_2^0 + h_3^0 h_3^0 + a_2^0 a_2^0 + a_3^0 a_3^0)] (h_1^0 - i a_1^0) \\ & - [(\lambda_6 + \lambda_7) (h_1^0 + i a_1^0) (h_2^0 + i a_2^0) + \lambda_8 (h_2^0 h_2^0 + a_2^0 a_2^0 - h_3^0 h_3^0 - a_3^0 a_3^0)] (-h_2^0 + i a_2^0) \\ & - [(\lambda_6 + \lambda_7) (-h_1^0 h_3^0 + a_1^0 a_3^0 + i (a_1^0 h_3^0 - a_3^0 h_1^0)) - 2\lambda_8 (a_2^0 a_3^0 + h_2^0 h_3^0)] (-h_3^0 + i a_3^0) \end{aligned}$$

5.3.4. INTERACCIONES TRILINEALES EN EL MODELO B

SIN TÉRMINOS SUAVES

En el modelo B, sin términos suaves se tienen las siguientes interacciones

$$\frac{v_{\text{SM}}}{2} [\lambda_4 h_1^- h_1^+ + \lambda_5 (h_2^+ h_2^- + h_3^+ h_3^-)] (h_1^0 - i a_1^0),$$

$$\frac{v_{\text{SM}}}{2\sqrt{2}} (\lambda_6 + \lambda_7) h_1^- h_2^+ (-h_2^0 + i a_2^0),$$

y

$$\frac{v_{\text{SM}}}{2\sqrt{2}} (\lambda_6 + \lambda_7) h_1^- h_3^+ (h_3^0 + i a_3^0).$$

En el sector neutro (premultiplicado por el factor $v_{\text{SM}}/2\sqrt{2}$)

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\lambda_4}{2} (h_1^0 h_1^0 + a_1^0 a_1^0) + (\lambda_5 + \lambda_6 + \lambda_7) (h_2^0 h_2^0 + h_3^0 h_3^0 + a_2^0 a_2^0 + a_3^0 a_3^0) \right] (h_1^0 - i a_1^0) \\ & + \frac{1}{4} [(\lambda_6 + \lambda_7) (h_1^0 + i a_1^0) (h_2^0 - i a_2^0)] (h_2^0 + i a_2^0) \\ & + \frac{1}{4} [(\lambda_6 + \lambda_7) (h_1^0 + i a_1^0) (h_3^0 - i a_3^0)] (h_3^0 + i a_3^0) \end{aligned}$$

SIN TÉRMINOS SUAVES

En el modelo B (ver Apéndice), cuando se incluyen los términos suaves se tienen las siguientes interacciones trilineales:

$$\frac{v_{\text{SM}}}{2} [\lambda_4 h_1^- h_1^+ + \lambda_5 (h_2^+ h_2^- + h_3^+ h_3^-)] (h_1^0 + i a_1^0)$$

$$\frac{v_{\text{SM}}}{2\sqrt{2}} (\lambda_6 + \lambda_7) h_1^- (h_3^+ - h_2^+) (-h_2^0 + i a_2^0)$$

$$\frac{v_{\text{SM}}}{2\sqrt{2}} (\lambda_6 + \lambda_7) h_1^- (h_3^+ + h_2^+) (-h_3^0 - i a_3^0)$$

y multiplicado por el factor $v_{\text{SM}}/\sqrt{2}$

$$\begin{aligned} & \frac{v_{\text{SM}}}{2\sqrt{2}} [\lambda_4 (h_1^0 h_1^0 + a_1^0 a_1^0) + 2 (\lambda_5 + \lambda_6 + \lambda_7) \\ & (h_2^0 h_2^0 + h_3^0 h_3^0) + a_2^0 a_2^0 + a_3^0 a_3^0] (h_1^0 - a_1^0). \end{aligned}$$

Se han mostrado las diferencias entre los modelos A y B únicamente para las interacciones trilineales (las cuárticas no se muestran aquí). El modelo B tiene además diferentes interacciones escalar-escalar dependiendo de si se adicionan o no los términos suaves en el potencial escalar. Así, estas posibilidades deben distinguirse cuando se miden los autoacoplamientos del Higgs en el LHC [91].

5.3.5. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Es posible explorar la fenomenología asociada con el sector de Higgs de este modelo bajo algunos supuestos básicos. En esta sección se considera únicamente el modelo A sin adicionar términos suaves, aunque ellos no modifican los resultados. Si h_1^0 es un bosón de higgs como el del modelo estándar su masa tiene que estar cerca de los 25 GeV. Esto implica que $\lambda_4 = 0,26$. De las ecuaciones (5.3)-(5.5) se obtienen valores típicos para las masas de los bosones escalares en ambos modelos, respectivamente. Es posible evaluar los canales de decaimientos del Higgs neutro CP-par h_1^0 en un rango de masas alrededor de 225 GeV y comparar las fracciones de decaimientos con los resultados del modelo estándar. El sector de Higgs depende del espectro de masas el cual se parametriza en términos de λ_5 , λ_6 , λ_7 y μ_d^2 en el modelo A. De otro lado, los campos de Higgs fermiofóbicos $h_{2,3}$ únicamente interactúan a través de los términos trilineales ya mencionados. Si se asume que estos bosones de Higgs tienen una masa mayor a los 125 GeV, entonces únicamente van a contribuir en los decaimientos $h \rightarrow \gamma\gamma$ y $h \rightarrow \gamma Z$. Es interesante que en el decaimiento $h \rightarrow \gamma\gamma$ hay un exceso de eventos por encima de las predicciones del modelo estándar. Este modo de decaimiento es importante puesto que en otros canales decaimiento no hay

contribuciones significativas con respecto a las expectativas del modelo estándar. Es usual definir una razón de señal reducida R relativa a la señal esperada con el bosón de Higgs del modelo estándar [93].

$$R_{\gamma\gamma} = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow h_1^0) \mathcal{BR}(h_1^0 \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow h_{\text{SM}}) \mathcal{BR}(h_{\text{SM}} \rightarrow \gamma\gamma)} \quad (5.7)$$

Donde el primer factor está asociado con el mecanismo de producción, el cual para este caso es principalmente a través de la fusión gluón-gluón. El segundo factor es la fracción de decaimiento reducida para el canal en consideración. En el modelo A, el primer factor tiende a uno puesto que no hay alguna contribución nueva de los bosones de Higgs fermiofóbicos a la producción del Higgs; los nuevos bosones de Higgs no se acoplan con los quarks. Por lo tanto $R_{\gamma\gamma}$ es la fracción de decaimiento reducida. En el canal decaimiento $h_1^0 \rightarrow \gamma\gamma$ hay contribuciones en el loop provenientes de los acoplamientos h_1^0 , $h_{2,3}^+$, $h_{2,3}^-$ los cuales son proporcionales a λ_5 . Hay reportes experimentales de las colaboraciones CMS y ATLAS para la fracción $R_{\gamma\gamma}$ en el modo $\gamma\gamma$ y resultados combinados muestran que $R_{\gamma\gamma} = 1,66 \pm 0,36$ [93], lo cual permite restringir los parámetros del modelo A. En la Figura 5.1 se muestra la razón $R_{\gamma\gamma}$ en función del parámetro μ_d utilizando $\lambda_5 = 1$, $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$. Los parámetros $\lambda_{6,7}$ están involucrados en las masas del bosón de Higgs mientras que el parámetro λ_5 también aparece en los acoplamientos trilineales. En la Figura 5.1 hay una región permitida para μ_d entre 65 a 260 GeV y 355 a 435 GeV, junto con una región excluida entre 260 a 355 GeV; éstos intervalos corresponden a las masas del Higgs fermiofóbico $m_{h_2} = m_{a_2} = 185 - 312$ GeV en el primer intervalo permitido y $m_{c_2} = 279 - 331$ GeV

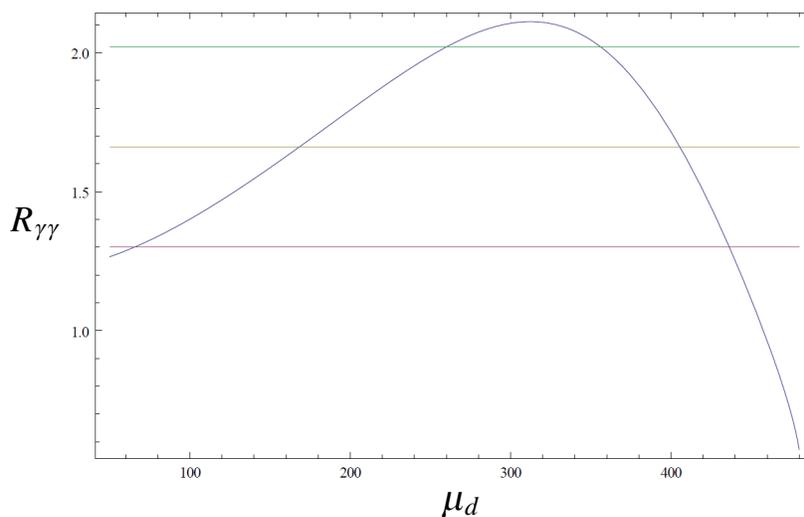


Figura 5.1: Fracción $R_{\gamma\gamma}$ en función de μ_d usando $\lambda_5 = 1$ y $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ el modelo A. Las líneas horizontales corresponden a los valores experimentales (CMS y ATLAS) $R_{\gamma\gamma} = 1,66 \pm 0,36$ [93]. El área excluida se encuentra entre alrededor de 260–355 GeV.

en el segundo.

Se debe enfatizar que en el modelo A los campos de Higgs fermiofóbicos son degenerados en masa. En la Figura 5.2 se ha hecho un gráfico de contorno en el plano λ_5 - μ_d usando los valores experimentales de la fracción reducida $R_{\gamma\gamma}$ con el fin de explorar el espacio de parámetros de λ_5 . La región permitida es de color claro y las áreas excluidas se muestran alrededor de este contorno (región oscura) y en su interior (región blanca). Algunas masas para el bosón de Higgs tomados de la Figura 5.2 se muestran en la Tabla 5.1.

Un breve comentario acerca de los parámetros $\lambda_{6,7}$ es que sus valores no afectan las regiones obtenidas, puesto que ellos aparecen únicamente en las expresiones para las masas del Higgs fermiofóbico en el loop.

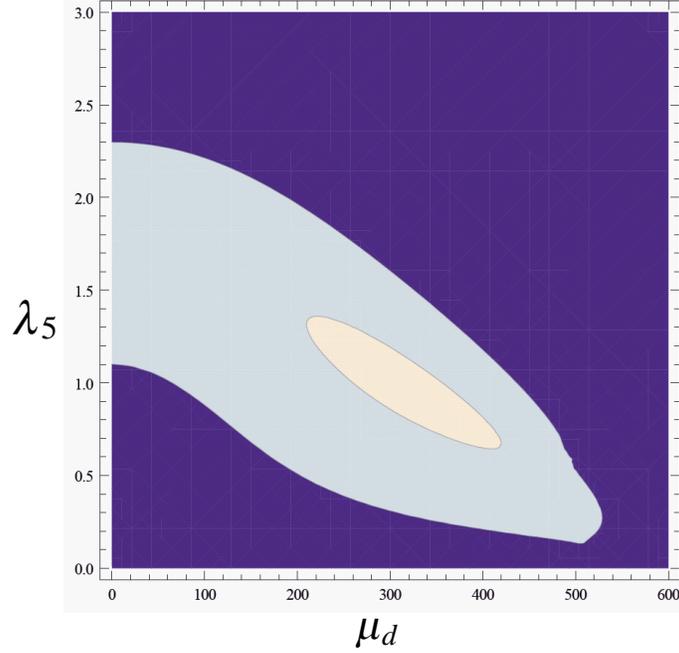


Figura 5.2: Región permitida (gris) en el plano de contorno λ_5 - μ_d con $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$, restringida por $R_{\gamma\gamma} = 1,66 \pm 0,36$. La región permitida es de color claro y las áreas excluidas se muestran alrededor de este contorno (región oscura) y en su interior (región blanca). Algunas masas para el bosón de Higgs tomados de la Figura 5.2 se muestran en la Tabla 5.1.

λ_5	μ_d (GeV)	m_{h_2} (GeV)	m_{c_2} (GeV)
1	0	175	123
2,3	0	264	186
1,3	203	283	200
0,6	410	433	306
0,11	511	514	363

Tabla 5.1: Algunos puntos de la región permitida y las masas del bosón de Higgs asociadas. Como se muestra en las ecuaciones (5.3) y (5.4), se ha tomado $m_{h_2} = m_{a_2}$.

También se puede abordar otro breve comentario con respecto a la producción de bosones de Higgs fermiofóbicos. Recientes descubrimientos de un bosón de Higgs como el predicho por el modelo estándar en el LHC, no descartan la posibilidad de un bosón de Higgs decayendo en un canal con productos de decaimiento invisibles, como en este caso el h_1^0 decayendo en $h_{2,3}^0 h_{2,3}^0$ o en $h_{2,3}^+ h_{2,3}^+$ [94]. El canal más importante para la detección de este modo invisible es la fusión de bosones vectoriales puesto que esta no sólo tiene una gran sección eficaz sino además grandes incertidumbres sistemáticas lo que dificulta estimar el background de QCD. Otra opción es la producción asociada con los canales Wh^0 o Zh^0 , sin embargo el canal se diluye por la inclusión de analizar background de Ws , el cual hace difícil analizarlo. En su lugar el canal Zh es más promisorio [94]. De otro lado, estos bosones de Higgs fermiofóbicos son ya candidatos a materia oscura y puede esperarse restricciones de su producción por medio de canales como $h_{2,3}^0 h_{2,3}^0 \rightarrow h_1^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

CONCLUSIONES

En el capítulo tres se ha presentado una revisión del análisis hecho por la colaboración D0 [48] en la primera búsqueda de un bosón de Higgs cargado producido directamente por la aniquilación quark antiquark decayendo en un estado final $t\bar{b}$, en una región $180 \leq M_{H^+} \leq 300$ GeV dentro de la estructura del M2DH Tipo III. Los parámetros del M2DH Tipo III usados por la colaboración D0 en su reporte están fuera de los rangos presentados en la literatura, como se indica en la Tabla 3.2. Se presentaron dos escenarios diferentes para el modelo de dos dobletes de Higgs Tipo III. Se ha calculado la producción del bosón de higgs cargado y los decaimientos $q\bar{q}' \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b} \rightarrow W^+ b\bar{b} \rightarrow l^+ \nu b\bar{b}$ en donde l representa un electrón o un muón. Se han obtenido los límites esperados en el producto $\sigma(q\bar{q}'^+) \times \mathcal{BR}(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ para los dos escenarios propuestos. Estos límites permiten una masa del bosón de Higgs cargado de alrededor de 264 GeV en el escenario 1: $\lambda_{tc} = 5$, $\lambda_{tt} = 5$, $\lambda_{bb} = 0$ y mayores que 210–230 GeV en el escenario 2: $\lambda_{tc} = 3,5$, $\lambda_{tt} = 0,5$, $\lambda_{bb} = 4$. Adicionalmente, en las Figuras 3.3 y 3.4 se han mostrado las razones de decaimiento para los mismos escenarios. Por último se han utilizado las medidas reportadas por D0 de la razón R_σ [49, 50] en la región $M_{H^\pm} > m_t$. El límite inferior para la masa del Higgs cargado es $M_{H^\pm} \sim 150$ GeV en

el escenario 1 y $M_{H^\pm} \sim 115$ GeV en el escenario 2.

En el capítulo 4 se han revisado diferentes parametrizaciones del modelo M2DH Tipo III y se han comparado bajo la hipótesis de alineamiento. Estas parametrizaciones se basan en los trabajos de Haber y Davidson [69], Cheng y Sher [56], Pich *et. al.* [7, 8], Ibarra *et. al.* [70] y en la modificación propia que se introdujo en la Tabla 4.1. Las equivalencias encontradas entre ellas se muestran la Tabla 4.2. De otro lado, se han encontrado diferentes restricciones en espacios parámetros del M2DHA. Límites relevantes provenientes de $B \rightarrow X_s \gamma$, $\Delta_0(B \rightarrow K^* \gamma)$, $B_u \rightarrow \tau \nu_\tau$ y $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ para los parámetros asociados con el sector de higgs cargado. Se ha evaluado el proceso $B \rightarrow X_s \gamma$ a NLO dentro de esta estructura y para los procesos $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ se han usado los límites restrictivos dados por la colaboración LHCb. En General en el modelo Tipo III es necesario extraer tras parámetros físicos similares a $\tan \beta$ provenientes de los observables en el colisionador, tales como las razones de decaimiento del Higgs cargado. Se ha propuesto también la razón $R_{H^+} = \mathcal{BR}(H^+ \rightarrow \tau^+ \bar{\nu}_\tau) / \mathcal{BR}(H^+ \rightarrow t \bar{b})$ con el fin de cuantificar las diferencias entre ellas. Los resultados muestran diferencias significativas entre los M2DH Tipo II y Tipo III incluso cuando se considera la versión simplificada del modelo M2DH Tipo III (M2DHA). El Lagrangiano de esta clase de modelos (M2DH Tipo III y M2DHA) es similar al Lagrangiano efectivo proveniente de modernos con simetrías extra, ya sean simetrías discretas o Supersimetría. Con la obtención de Lagrangian efectivo, las simetrías extra en estos modelos usualmente se rompen y sus parámetros $\tan \beta$ dejan de estar bien definidos [69]. Se ha mostrado la necesidad de reemplazar $\tan \beta$ con parámetros más adecuados, por lo general, estudiados fenomenológica y teóricamente en el sector escalar. Finalmente,

un un bosón de Higgs ha sido encontrado en el LHC, la siguiente tarea debe ser la determinación de un sector scalar subyacente [1].

El capítulo 5 presenta un modelo con dos dobletes de Higgs fermiofóbicos en el cual tales campos de Higgs fermiofóbicos interactúan únicamente entre ellos mismos, con otros bosones vectoriales y escalares o con multipletes activos. Estos llamados Higgses inertes [95] u oscuros [96] transforman bajo la simetría del modelo estándar de manera no trivial como dobletes [82, 95] y de manera trivial como singletes [97]. Son considerados como una solución al problema jerarquía y/o como buenos candidatos a materia oscura fría [95, 97]. Aquí se ha construido una extensión del modelo estándar adicionando dos dobletes escalares extra y usando la simetría S_3 . Existen dos maneras de construir el sínglete y un doblete S_3 ; llamados modelos A y B (ver apéndice). Los modelos son diferentes en sus interacciones trilineales y cuarticas, pero tienen un espectro escalar oscuro degenerado. Las interacciones similares al modelo estándar son idénticas con las de este último. Por lo tanto el efecto de los escalares oscuros será tan solo en procesos a un loop como en el caso del decaimiento del Higgs en dos fotones. Se ha evaluado también la razón $R_{\gamma\gamma}$ con el fin de conseguir restricciones en los parámetros λ_5 y μ_d del modelo A. De otro lado, los modelos A y B predicen el mismo ancho de decaimiento en el canal $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$ pero no son equivalentes en los modos invisibles. En General un escalar neutro fermiofóbico decae en bosones W y Z en procesos como los del modelo estándar en un rango de masas, mientras que los decaimientos en fotones se hace a través de loops W , h^\pm , puesto que los decaimientos en fotones a través de loops fermionicos están excluidos. Si este fuera el caso para el doblete del modelo estándar, es decir si las masas de los fermiones tienen

un origen distinto al del bosón gauge, se excluiría con 95 % de nivel de confianza para un rango de masas entre 110 – 194 GeV, y con 99 % de nivel de confianza para un rango de masas entre 110 – 124,5, 127 – 147,5 y 155 – 180 GeV [2]. Debe resaltarse que en éste caso hay una pequeña ventana alrededor de los 124,5 – 127 GeV. De ahí que restricciones por encima no son aplicables directamente en el modelo que se considera en esta sección, el cual presenta el doblete usual mas dos dobletes oscuros. Sin embargo en este modelo, las masas de los fermiones surgen del doblete de Higgs. Este contribuye también con las masas de los bosones gauge los cuales además tienen contribución de los dobletes oscuros.

Se debe a notar que en los cálculos realizados en este capítulo se considera $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$, puesto que estos parámetros no contribuyen en el loop fotón-fotón; sin embargo, como resultando de esta suposición, el bosón de Higgs cargado es más liviano que el bosón neutro; algunos valores se muestran en la Tabla 5.1. En consecuencia el escalar neutro no es un buen candidato para materia oscura. Sin embargo se considera que los buenos candidatos a materia oscura deben satisfacer la relación $m_c^2 - m_h^2 \geq 0$, lo cual implica que $-\frac{\mu^2}{v_{SM}} - \frac{1}{2}\lambda_5 - (\lambda_6 + 2\lambda_7) \geq 0$ y es fácil ver que, por ejemplo, con $\mu_d = 82$ GeV, $\lambda_5 = 1$, $\lambda_6 = 0,82$ y $\lambda_7 = 0$ se obtiene $m_h = 110$ GeV y $m_c = 136$. Así, se puede tener un escenario de materia oscura en estos modelos imponiendo que se satisfaga la desigualdad.

APÉNDICE A

MASAS DE LOS ESCALARES CON TÉRMINOS SUAVES EN EL POTENCIAL ESCALAR

La degeneración sobre la masa se debe a la simetría residual que puede romperse, si es necesario, por la inclusión de los términos suaves:

$$V(D, S)_{soft} = \mu_{22}^2 H_2^\dagger H_2 + \mu_{33}^2 H_3^\dagger H_3 + \left(\mu_{23}^2 H_2^\dagger H_3 + \text{h.c.} \right) \quad (\text{A.1})$$

En el modelo A teniendo en cuenta los términos suaves con la condición $\mu_{22}^2 = \mu_{33}^2 = -\mu_{23}^2 \equiv \mu^2 > 0$, el espectro de masas en las ecuaciones (5.3)-(5.5) es como sigue: únicamente el tercer escalar de cada sector se hace pesado puesto que su masa gana

una contribución de μ^2

$$\begin{aligned}
m_{h_1}^2 &= m_h^2 = \frac{2}{3}\lambda_4 v_{\text{SM}}^2, & m_{h_2}^2 &= \mu_d^2 + \frac{1}{2}\bar{\lambda}' v_{\text{SM}}^2 \\
m_{h_3}^2 &= \mu_d^2 + \frac{1}{2}\bar{\lambda}' v_{\text{SM}}^2 + \mu^2, & m_{a_1}^2 &= 0 \\
m_{a_2}^2 &= \mu_d^2 + \frac{1}{6}\bar{\lambda}' v_{\text{SM}}^2, \\
m_{a_3}^2 &= \mu_d^2 + \frac{1}{6}\bar{\lambda}' v_{\text{SM}}^2 + \mu^2, & m_{c_1}^2 &= 0 \\
m_{c_2}^2 &= \frac{1}{2}\mu_d^2 + \frac{1}{12}\lambda_5 v_{\text{SM}}^2, \\
m_{c_3}^2 &= \frac{1}{2}\mu_d^2 + \frac{1}{12}\lambda_5 v_{\text{SM}}^2 + \mu^2, & & \text{(A.2)}
\end{aligned}$$

y la degeneración de la masa en el sector interno se ha roto, pero sigue siendo posible una degeneración accidental con el Higgs escalar similar al del modelo estándar.

La matriz de mezcla permanece igual a la ecuación 5.2. En el modelo B, cuando los

términos suaves que incluyen con la condición $\mu_{22}^2 = \mu_{33}^2 = v^2$ y $\mu_{23}^2 = \mu^2$ se tiene

$$\begin{aligned}
\bar{m}_{h_1}^2 &= \lambda_4 v_{\text{SM}}^2, & \bar{m}_{h_2}^2 &= \mu_d^2 + \frac{1}{2} \bar{\lambda}' v_{\text{SM}}^2 + 2\mu^2 - v^2, \\
\bar{m}_{h_3}^2 &= \mu_d^2 + \frac{1}{2} \bar{\lambda}' v_{\text{SM}}^2 + 2\mu^2 + v^2, & \bar{m}_{a_1}^2 &= 0 \\
m_{a_2}^2 &= \mu_d^2 + \frac{1}{2} \bar{\lambda}' v_{\text{SM}}^2 + 2\mu^2 - v^2, \\
m_{a_3}^2 &= \mu_d^2 + \frac{1}{2} \bar{\lambda}' v_{\text{SM}}^2 + 2\mu^2 + v^2, & \bar{m}_{c_1}^2 &= 0 \\
m_{c_2}^2 &= \frac{1}{4} (2\mu_d^2 + \lambda_5 v_{\text{SM}}^2) + \mu^2 - \frac{1}{2} v^2, \\
m_{c_3}^2 &= \frac{1}{4} (2\mu_d^2 + \lambda_5 v_{\text{SM}}^2) + \mu^2 + \frac{1}{2} v^2,
\end{aligned} \tag{A.3}$$

y la matriz de mezcla entre los respectivos componentes de H_1 y H_3 es

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{A.4}$$

y la mezcla entre el sector de H_1 y H_3 es máxima. En este caso S es aún como la

ecuación 5.6 pero ahora

$$\begin{aligned} D_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} h_2^+ + h_3^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (-h_2^0 - ia_2^0 + h_3^0 + ia_3^0) \end{pmatrix} \\ D_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -h_2^+ + h_3^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (h_2^0 + ia_2^0 + h_3^0 + ia_3^0) \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{A.5}$$

REFERENCIAS

- [1] G. AAD *et al.* [ATLAS Collaboration], “Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to $4,9 \text{ fb}^{-1}$ of pp collision data at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector at the LHC”, Phys. Lett. B **710** (2012) 49 [arXiv:1202.1408 [hep-ex]].
- [2] S. CHATRCHYAN *et al.* [CMS Collaboration], “Search for a fermiophobic Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ ”, JHEP **1209** (2012) 111 [arXiv:1207.1130 [hep-ex]].
- [3] H. DAVOUDIASL, W. J. MARCIANO, R. RAMOS y M. SHER, “Charged Higgs Discovery in the W plus "Dark" Vector Boson Decay Mode”, arXiv:1401.2164 [hep-ph].
- [4] C. Y. CHEN, S. DAWSON y M. SHER, “Heavy Higgs Searches and Constraints on Two Higgs Doublet Models”, Phys. Rev. D **88** (2013) 015018 [arXiv:1305.1624 [hep-ph]].
- [5] K. A. ASSAMAGAN y N. GOLLUB, “The ATLAS discovery potential for a heavy charged Higgs boson in $gg \rightarrow tbH^\pm$ with $H^\pm \rightarrow tb$ ”, Eur. Phys. J. C **39S2** (2005) 25 [hep-ph/0406013].
- [6] R. MARTINEZ, J. A. RODRIGUEZ y M. ROZO, “Bounds on charged Higgs boson in the 2HDM type III from Tevatron,” Phys. Rev. D **68** (2003) 035001 [hep-ph/0212236].
- [7] A. PICH y P. TUZON, “Yukawa Alignment in the Two-Higgs-Doublet Model”, Phys. Rev. D **80** (2009) 091702 [arXiv:0908.1554 [hep-ph]].
- [8] M. JUNG, A. PICH y P. TUZON, “Charged-Higgs phenomenology in the Aligned two-Higgs-doublet model”, JHEP **1011** (2010) 003 [arXiv:1006.0470 [hep-ph]].

- [9] M. SHER, “Review of prospects for H^+ in non-SUSY multi Higgs models in view of LHC results”, PoS CHARGED 2012 (2012) 015 [arXiv :1212:0789[hep-ph]]:
- [10] H. E. HABER y G. L. KANE, “The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model”, Phys. Rept. **117** (1985) 75.
- [11] G. C. BRANCO, P. M. FERREIRA, L. LAVOURA, M. N. REBELO, M. SHER y J. P. SILVA, “Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models”, Phys. Rept. **516** (2012) 1 [arXiv:1106.0034 [hep-ph]].
- [12] A. C. B. MACHADO, J. C. MONTERO y V. PLEITEZ, “Three-Higgs-doublet model with A_4 symmetry”, Phys. Lett. B **697** (2011) 318 [arXiv:1011.5855 [hep-ph]]. R. DE ADELHART TOOROP, F. BAZZOCCHI, L. MERLO y A. PARIS, “Constraining Flavour Symmetries At The EW Scale I: The A_4 Higgs Potential”, JHEP **1103** (2011) 035 [Erratum-ibid. **1301** (2013) 098] [arXiv:1012.1791 [hep-ph]].
- [13] A. C. B. MACHADO y V. PLEITEZ, “Natural Flavour Conservation in a three Higg-doublet Model”, arXiv:1205.0995 [hep-ph].
- [14] J. E. KIM, “Weak Interaction Singlet and Strong CP Invariance,” Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 103.
- [15] R. D. PECCEI y H. R. QUINN, “CP conservation in presence of Pseudoparticles”, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1440.
- [16] M. JOYCE, T. PROKOPEC y N. TUROK, “Nonlocal electroweak baryogenesis. Part 2: The Classical regime”, Phys. Rev. D **53** (1996) 2958 [hep-ph/9410282].
- [17] J. M. CLINE, K. KAINULAINEN y A. P. VISCHER, “Dynamics of two Higgs doublet CP violation and baryogenesis at the electroweak phase transition”, Phys. Rev. D **54** (1996) 2451 [hep-ph/9506284].
- [18] J. M. CLINE y P. A. LEMIEUX, “Electroweak phase transition in two Higgs doublet models”, Phys. Rev. D **55** (1997) 3873 [hep-ph/9609240].
- [19] M. LAINE y K. RUMMUKAINEN, “Two Higgs doublet dynamics at the electroweak phase transition: A Nonperturbative study”, Nucl. Phys. B **597** (2001) 23 [hep-lat/0009025].
- [20] L. FROMME, S. J. HUBER y M. SENIUCH, “Baryogenesis in the two-Higgs doublet model”, JHEP 0611 (2006) 038 [hep-ph/0605242].

- [21] M. SHER, “Electroweak Higgs Potentials and Vacuum Stability”, *Phys.Rept.* **179**, 273 (1989).
- [22] A. PICH, “The Standard model of electroweak interactions”, arXiv:0705.4264 [hep-ph].
- [23] P. LANGACKER, “Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics”, arXiv:0901.0241 [hep-ph].
- [24] S. F. NOVAES, “Standard model: An Introduction”, In *Sao Paulo 1999, Particles and fields* 5-102 [hep-ph/0001283].
- [25] M. HERRERO, “The Standard model”, hep-ph/9812242.
- [26] J. ELLIS, “Higgs Physics”, arXiv:1312.5672 [hep-ph].
- [27] S. DITTMAIER, C. MARIOTTI, G. PASSARINO, R. TANAKA, S. ALEKHIN, J. ALWALL y E. A. BAGNASCHI *et al.*, “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions”, arXiv:1201.3084 [hep-ph].
- [28] H. M. GEORGI, S. L. GLASHOW, M. E. MACHACEK y D. V. NANOPOULOS, “Higgs Bosons from Two Gluon Annihilation in Proton Proton Collisions”, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 692.
- [29] S. L. GLASHOW, D. V. NANOPOULOS y A. YILDIZ, “Associated Production of Higgs Bosons and Z Particles”, *Phys. Rev. D* **18** (1978) 1724.
- [30] F. MALTONI, K. PAUL, T. STELZER y S. WILLENBROCK, “Associated production of Higgs and single top at hadron colliders”, *Phys. Rev. D* **64** (2001) 094023 [hep-ph/0106293].
- [31] S. BISWAS, E. GABRIELLI y B. MELE, “Single top and Higgs associated production as a probe of the $Ht\bar{t}$ coupling sign at the LHC”, *JHEP* **1301** (2013) 088 [arXiv:1211.0499 [hep-ph]].
- [32] S. BISWAS, E. GABRIELLI, F. MARGAROLI y B. MELE, “Direct constraints on the top-Higgs coupling from the 8TeV LHC data”, *JHEP* **07** (2013) 073 [arXiv:1304.1822 [hep-ph]].
- [33] J. ELLIS, D. S. HWANG, K. SAKURAI y M. TAKEUCHI, “Disentangling Higgs-Top Couplings in Associated Production”, *JHEP* **1404** (2014) 004 [arXiv:1312.5736 [hep-ph]].

- [34] ATLAS Collaboration, <https://cds.cern.ch/record/1632191/files/ATLAS-CONF-2013-108.pdf>; CMS Collaboration, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/Hig13004TWikiUpdate>.
- [35] S. HEINEMEYER *et al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties”, arXiv:1307.1347 [hep-ph]. The ATLAS collaboration, “Evidence for Higgs Boson Decays to the $\tau^+\tau^-$ Final State with the ATLAS Detector”, ATLAS-CONF-2013-108.
- [36] J. R. ELLIS, M. K. GAILLARD y D. V. NANOPOULOS, “A Phenomenological Profile of the Higgs Boson,” Nucl. Phys. B **106**, 292 (1976).
- [37] F. WILCZEK. “Particle physics: Minimalism triumphant”, Nature Publishing Group (2013).
- [38] J. GUNION *et al.*, “The Higgs Hunter’s Guide” (Addison-Wesley, 1990).
- [39] S. L. GLASHOW y S. WEINBERG, “Natural Conservation Laws for Neutral Currents,” Phys. Rev. D **15** (1977) 1958.
- [40] D. CHANG, W. S. HOU y W. Y. Keung, “Two loop contributions of flavor changing neutral Higgs bosons to $\mu \rightarrow e\gamma$ ”, Phys. Rev. D **48** (1993) 217 [hep-ph/9302267].
- [41] R. A. DIAZ, “Phenomenological analysis of the two Higgs doublet model,” hep-ph/0212237.
- [42] D. ATWOOD, L. REINA y A. SONI, “Phenomenology of two Higgs doublet models with flavor changing neutral currents”, Phys. Rev. D **55** (1997) 3156 [hep-ph/9609279].
- [43] [LEP Higgs Working Group for Higgs boson searches and ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL Collaborations], “Search for charged Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209-GeV”, hep-ex/0107031.
- [44] P. ACHARD *et al.* [L3 Collaboration], “Search for charged Higgs bosons at LEP”, Phys. Lett. B **575** (2003) 208 [hep-ex/0309056].
- [45] A. HEISTER *et al.* [ALEPH Collaboration], “Search for charged Higgs bosons in e^+e^- collisions at energies up to $\sqrt{s} = 209$ GeV,” Phys. Lett. B **543** (2002) 1 [hep-ex/0207054].

- [46] J. ABDALLAH *et al.* [DELPHI Collaboration], “Search for charged Higgs bosons at LEP in general two Higgs doublet models,” *Eur. Phys. J. C* **34** (2004) 399 [hep-ex/0404012].
- [47] A. ABULENCIA *et al.* [CDF Collaboration], “Search for charged Higgs bosons from top quark decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV.”, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 042003 [hep-ex/0510065].
- [48] V. M. ABAZOV *et al.* [D0 Collaboration], “Search for charged Higgs bosons decaying to top and bottom quarks in $p\bar{p}$ collisions”, *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 191802 [arXiv:0807.0859 [hep-ex]].
- [49] Y. PETERS [D0 Collaboration], “Search for charged Higgs Bosons at D0”, *AIP Conf. Proc.* **1078** (2009) 195 [arXiv:0810.2078 [hep-ex]].
- [50] K. A. BLOOM [CDF Collaboration], “Top physics: CDF results”, [hep-ex/0405020]. T. AALTONEN *et al.* [CDF Collaboration], “Search for charged Higgs bosons in decays of top quarks in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV”, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 101803 [arXiv:0907.1269 [hep-ex]].
- [51] V. M. ABAZOV *et al.* [D0 Collaboration], “Combination of t anti-t cross section measurements and constraints on the mass of the top quark and its decays into charged Higgs bosons”, *Phys. Rev. D* **80** (2009) 071102 [arXiv:0903.5525 [hep-ex]].
- [52] F. BORZUMATI y C. GREUB, “2HDMs predictions for $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ in NLO QCD”, *Phys. Rev. D* **58**, 074004 (1998) [hep-ph/9802391].
- [53] M. S. CARENA, S. HEINEMEYER, C. E. M. WAGNER y G. WEIGLEIN, “MSSM Higgs boson searches at the Tevatron and the LHC: Impact of different benchmark scenarios”, *Eur. Phys. J. C* **45** (2006) 797 [hep-ph/0511023].
- [54] M. HASHEMI, S. HEINEMEYER, R. KINNUNEN, A. NIKITENKO y G. WEIGLEIN, “Charged Higgs Bosons in the MSSM at CMS: Discovery Reach and Parameter Dependence”, arXiv:0804.1228 [hep-ph].
- [55] H. J. HE y C. P. YUAN, “New method for detecting charged pseudoscalars at colliders”, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 28 [hep-ph/9810367].
- [56] T. P. CHENG y M. SHER, “Mass Matrix Ansatz and Flavor Nonconservation in Models with Multiple Higgs Doublets”, *Phys. Rev. D* **35** (1987) 3484.

- [57] R. A. DIAZ, R. MARTINEZ y C. E. SANDOVAL, “Improving bounds on flavor changing vertices in the two Higgs doublet model from $B^0 - \bar{B}^0$ mixing”, *Eur. Phys. J. C* **46** (2006) 403 [hep-ph/0509194].
- [58] R. MARTINEZ, J. A. RODRIGUEZ y D. A. MILANES, “The Lightest Higgs boson production at photon colliders in the 2HDM-III”, *Phys. Rev. D* **72** (2005) 035017 [hep-ph/0502087].
- [59] F. MAHMOUDI y O. STAL, “Flavor constraints on the two-Higgs-doublet model with general Yukawa couplings”, *Phys. Rev. D* **81** (2010) 035016 [arXiv:0907.1791 [hep-ph]].
- [60] R. S. GUPTA y J. D. WELLS, “Next Generation Higgs Bosons: Theory, Constraints and Discovery Prospects at the Large Hadron Collider”, *Phys. Rev. D* **81** (2010) 055012 [arXiv:0912.0267 [hep-ph]].
- [61] A. S. JOSHIPURA y B. P. KODRANI, “Higgs induced FCNC as a source of new physics in $b \rightarrow s$ transitions”, *Phys. Rev. D* **81** (2010) 035013 [arXiv:0909.0863 [hep-ph]].
- [62] C. A. JIMENEZ CRUZ, R. MARTINEZ y J. A. RODRIGUEZ LOPEZ, “Light Higgs Boson Production in Two Higgs Doublets Models type III”, *Braz. J. Phys.* **38** (2008) 455 [arXiv:0810.4313 [hep-ph]].
- [63] F. LARIOS, R. MARTINEZ y M. A. PEREZ, “Constraints on top quark FCNC from electroweak precision measurements”, *Phys. Rev. D* **72** (2005) 057504 [hep-ph/0412222].
- [64] R. DIAZ, R. MARTINEZ y J. A. RODRIGUEZ, “Lepton flavor violation in the two Higgs doublet model type III”, *Phys. Rev. D* **63** (2001) 095007 [hep-ph/0010149].
- [65] Z. J. XIAO y L. GUO, “ $B^0 - \bar{B}^0$ mixing and $B \rightarrow X_s \gamma$ decay in the third type 2HDM: Effects of NLO QCD contributions”, *Phys. Rev. D* **69** (2004) 014002 [hep-ph/0309103].
- [66] A. QUADT, “Top quark physics at hadron colliders”, *Eur. J. Phys. C* **48**, 835 (2006).
- [67] T. D. LEE, “A Theory of Spontaneous T Violation”, *Phys. Rev. D* **8** (1973) 1226.

- [68] G. D'AMBROSIO, G. F. GIUDICE, G. ISIDORI y A. STRUMIA, “Minimal flavor violation: An Effective field theory approach”, Nucl. Phys. B **645** (2002) 155 [hep-ph/0207036].
- [69] S. DAVIDSON y H. E. HABER, “Basis-independent methods for the two Higgs-doublet model”, Phys. Rev. D **72** (2005) 035004 [Erratum-ibid. D **72** (2005) 099902] [hep-ph/0504050].
- [70] C. B. BRAEUNINGER, A. IBARRA y C. SIMONETTO, “Radiatively induced flavour violation in the general two-Higgs doublet model with Yukawa alignment”, Phys. Lett. B **692** (2010) 189 [arXiv:1005.5706 [hep-ph]].
- [71] D. ERIKSSON, J. RATHSMAN y O. STAL, “2HDMC: Two-Higgs-Doublet Model Calculator Physics and Manual”, Comput. Phys. Commun. **181**, 189 (2010) [arXiv:0902.0851 [hep-ph]].
- [72] J. GUASCH, W. HOLLIK y S. PENARANDA, “Distinguishing Higgs models in $H \rightarrow b\bar{b}/H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ”, Phys. Lett. B **515**, 367 (2001) [hep-ph/0106027].
- [73] K. A. ASSAMAGAN, Y. COADOU y A. DEANDREA, “ATLAS discovery potential for a heavy charged Higgs boson”, Eur. Phys. J. direct C **4** (2002) 9 [hep-ph/0203121].
- [74] D. ARISTIZABAL SIERRA Y D. RESTREPO, “Leptonic Charged Higgs Decays in the Zee Model”, JHEP **0608** (2006) 036 [hep-ph/0604012].
- [75] A. J. BURAS, M. V. CARLUCCI, S. GORI y G. ISIDORI, “Higgs-mediated FCNCs: Natural Flavour Conservation vs. Minimal Flavour Violation,” JHEP **1010** (2010) 009 [arXiv:1005.5310 [hep-ph]].
- [76] F. MAHMOUDI, “SuperIso v2.3: A Program for calculating flavor physics observables in Supersymmetry”, Comput. Phys. Commun. **180** (2009) 1579 [arXiv:0808.3144 [hep-ph]].
- [77] R. AAIJ *et al.* [LHCb Collaboration], “Strong constraints on the rare decays $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ”, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 231801 [arXiv:1203.4493 [hep-ex]].
- [78] S. PAKVASA y H. SUGAWARA, “Discrete Symmetry and Cabibbo Angle”, Phys. Lett. B **73** (1978) 61. A. MONDRAGON, M. MONDRAGON y E. PEINADO, “Lepton masses, mixings and FCNC in a minimal $S(3)$ invariant extension of the

- Standard Model”, Phys. Rev. D **76** (2007) 076003 [arXiv:0706.0354 [hep-ph]].
- G. BHATTACHARYYA, P. LESER y H. PAS, “Exotic Higgs boson decay modes as a harbinger of S_3 flavor symmetry”, Phys. Rev. D **83** (2011) 011701 [arXiv:1006.5597 [hep-ph]].
- [79] C. C. NISHI, “CP violation conditions in N-Higgs-doublet potentials”, Phys. Rev. D **74** (2006) 036003 [Erratum-ibid. D **76** (2007) 119901] [hep-ph/0605153].
- P. M. FERREIRA, H. E. HABER, M. MANIATIS, O. NACHTMANN y J. P. SILVA, “Geometric picture of generalized-CP and Higgs-family transformations in the two-Higgs-doublet model,” Int. J. Mod. Phys. A **26** (2011) 769 [arXiv:1010.0935 [hep-ph]].
- [80] I. P. IVANOV y E. VDOVIN, “Discrete symmetries in the three-Higgs-doublet model”, Phys. Rev. D **86** (2012) 095030 [arXiv:1206.7108 [hep-ph]].
- [81] G. BHATTACHARYYA, P. LESER y H. PAS, “Exotic Higgs boson decay modes as a harbinger of S_3 flavor symmetry”, Phys. Rev. D **83** (2011) 011701 [arXiv:1006.5597 [hep-ph]].
- G. BHATTACHARYYA, P. LESER y H. PAS, “Novel signatures of the Higgs sector from S_3 flavor symmetry”, Phys. Rev. D **86** (2012) 036009 [arXiv:1206.4202 [hep-ph]].
- T. TESHIMA, “Higgs potential in S_3 invariant model for quark/lepton mass and mixing”, Phys. Rev. D **85** (2012) 105013 [arXiv:1202.4528 [hep-ph]].
- [82] N. G. DESHPANDE y E. MA, “Pattern of Symmetry Breaking with Two Higgs Doublets”, Phys. Rev. D **18** (1978) 2574.
- [83] M. GUSTAFSSON, E. LUNDSTROM, L. BERGSTROM y J. EDSJO, “Significant Gamma Lines from Inert Higgs Dark Matter,” Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 041301 [astro-ph/0703512 [ASTRO-PH]].
- M. GUSTAFSSON, S. RYDBECK, L. LOPEZ HONOREZ y E. LUNDSTROM, “Status of the Inert Doublet Model and the Role of multileptons at the LHC,” Phys. Rev. D **86** (2012) 075019 [arXiv:1206.6316 [hep-ph]].
- E. LUNDSTROM, M. GUSTAFSSON y J. EDSJO, “The Inert Doublet Model and LEP II Limits”, Phys. Rev. D **79** (2009) 035013 [arXiv:0810.3924 [hep-ph]].
- [84] Para las representaciones y reglas de la simetría S_3 , ver H. ISHIMORI, T. KOBAYASHI, H. OHKI, Y. SHIMIZU, H. OKADA y M. TANIMOTO, “Non-Abelian Discrete Symmetries in Particle Physics”, Prog. Theor. Phys. Suppl. **183** (2010) 1 [arXiv:1003.3552 [hep-th]].

- [85] U. ELLWANGER, “A Higgs boson near 125 GeV with enhanced di-photon signal in the NMSSM”, *JHEP* **1203** (2012) 044 [arXiv:1112.3548 [hep-ph]].
- [86] J. F. GUNION, Y. JIANG y S. KRAML, “The Constrained NMSSM and Higgs near 125 GeV”, *Phys. Lett. B* **710** (2012) 454 [arXiv:1201.0982 [hep-ph]].
- [87] J. F. GUNION, Y. JIANG y S. KRAML, “Could two NMSSM Higgs bosons be present near 125 GeV?”, *Phys. Rev. D* **86** (2012) 071702 [arXiv:1207.1545 [hep-ph]].
- [88] J. F. GUNION, Y. JIANG y S. KRAML, “Diagnosing Degenerate Higgs Bosons at 125 GeV”, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 051801 [arXiv:1208.1817 [hep-ph]].
A. DROZD, B. GRZADKOWSKI, J. F. GUNION y Y. JIANG, “Two-Higgs-Doublet Models and Enhanced Rates for a 125 GeV Higgs”, *JHEP* **1305** (2013) 072 [arXiv:1211.3580 [hep-ph]].
- [89] P. M. FERREIRA, R. SANTOS, H. E. HABER y J. P. SILVA, “Mass-degenerate Higgs bosons at 125 GeV in the two-Higgs-doublet model”, *Phys. Rev. D* **87** (2013) 5, 055009 [arXiv:1211.3131 [hep-ph]].
- [90] G. AAD *et al.* [ATLAS Collaboration], “Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton decay channel with the ATLAS detector”, *Eur.Phys. J. C* **72** (2012) 2157 [arXiv:1205.0701 [hep-ex]].
- [91] M. J. DOLAN, C. ENGLERT y M. SPANNOVSKY, “Higgs self-coupling measurements at the LHC,” *JHEP* 1210 (2012) 112 [arXiv:1206.5001 [hep-ph]].
- [92] R. A. DIAZ, R. MARTINEZ y J. A. RODRIGUEZ, “Bounds for lepton flavor violation and the pseudoscalar Higgs boson in the general two Higgs doublet model using the $g - 2$ muon factor”, *Phys. Rev. D* **64** (2001) 033004 [hep-ph/0010339].
quark decays”, *Phys. Lett. B* **682** (2009) 278 [arXiv:0908.1811 [hep-ex]].
- [93] G. BELANGER, U. ELLWANGER, J. F. GUNION, Y. JIANG y S. KRAML, “Two Higgs Bosons at the Tevatron and the LHC”, arXiv:1208.4952 [hep-ph]. [ATLAS Collaboration], “Observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the gamma-gamma channel with the ATLAS detector”, ATLAS-CONF-2012-091.G. BELANGER. CMS Collaboration, Report No. CMS-PAS-HIG-12-015.
- [94] O. J. P. EBOLI y D. ZEPPEFELD, “Observing an invisible Higgs boson”, *Phys. Lett. B* **495** (2000) 147 [hep-ph/0009158]. R.M. GODBOLE, M. GUCHAIT,

- K.MAZUMDAR, S. MORETTI y D. P. ROY, “Search for ‘invisible’ Higgs signals at LHC via associated production with gauge bosons”, *Phys. Lett. B* **571** (2003) 184 [hep-ph/0304137]. D. GHOSH, R. GODBOLE, M. GUHAIT, K. MOHAN y D. SENGUPTA, “Looking for an Invisible Higgs Signal at the LHC”, *Phys. Lett. B* **725** (2013) issue, 344 [arXiv:1211.7015 [hep-ph]].
- [95] R. BARBIERI, L. J. HALL y V. S. RYCHKOV, “Improved naturalness with a heavy Higgs: An Alternative road to LHC physics”, *Phys. Rev. D* **74** (2006) 015007 [hep-ph/0603188].
- [96] Q. H. CAO, E. MA y G. RAJASEKARAN, “Observing the Dark Scalar Doublet and its Impact on the Standard Model Higgs Boson at Colliders”, *Phys. Rev. D* **76** (2007) 095011 [arXiv:0708.2939 [hep-ph]].
- [97] F. BAZZOCCHI y M. FABBRICHESI, “A simple inert model solves the little hierarchy problem and provides a dark matter candidate”, *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2303 [arXiv:1207.0951 [hep-ph]].
- [98] V. M. ABAZOV *et al.* [D0 Collaboration], “Search for charged Higgs bosons in decays of top quarks”, *Phys. Rev. D* **80** (2009) 051107 [arXiv:0906.5326 [hep-ex]].