



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla  
Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Teoría Cuántica de Campos y el mecanismo de  
Higgs en modelos Extendidos.

Tesis presentada al

**Posgrado en Física Aplicada**

Como requisito parcial para la obtención del grado de

**Doctor en Ciencias en Física Aplicada**

por

Mario Aldair Pérez de León

Asesorado por

Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz

Puebla, Pue.

Septiembre 2021



---

**Título:** Teoría Cuántica de Campos y el mecanismo de Higgs en modelos Extendidos.

**Estudiante:** MARIO ALDAIR PÉREZ DE LEÓN

### COMITÉ

---

Dr. Cupatitzio Ramírez Romero  
Presidente

---

Dr. Gilberto Tavares Velazco  
Secretario

---

Dra. María Isabel Pedraza Morales  
Vocal

---

Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz  
Asesor

---

---

Lista de tablas

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>IX</b>
<b>Resumen</b>	<b>XI</b>
<b>Introducción</b>	<b>XV</b>
<b>1. Simetrías y el Modelo Estándar</b>	<b>1</b>
1.1. Simetrías en Teoría Cuántica de Campos . . . . .	1
1.2. Las simetrías del Modelo Estándar . . . . .	3
1.3. Los problemas del Modelo Estándar . . . . .	4
<b>2. Supersimetría y el MSSM</b>	<b>5</b>
2.1. Contenido fermiónico y bosónico del MSSM . . . . .	6
2.2. SUSY está rota suavemente . . . . .	8
2.3. El superpotencial y las interacciones SUSY del MSSM . . . . .	9
2.4. Neutralinos y Charginos en el MSSM . . . . .	11
<b>3. El modelo supersimétrico con cuatro dobletes de Higgs (4HDM) con FCNC</b>	<b>13</b>

3.1. Aspectos generales del modelo de cuatro dobletes de Higgs 4HDM . . . . .	13
3.2. El sector de Higgs del SS-4HDM . . . . .	14
3.3. El sector de Higgs del modelo supersimétrico del 4HDM con FCNC . . . . .	16
3.4. El espectro de Higgses del 4HDM . . . . .	18
3.4.1. Bosones de Higgs CP-Par . . . . .	18
3.4.2. Bosones de Higgs Pseudo-escalares y cargados . . . . .	19
3.4.3. El límite MSSM . . . . .	22
3.4.4. Eigen-estados de masa del sector de Higgs . . . . .	22
3.5. Masas del sector escalar del 4HDM . . . . .	25
<b>4. FCNC en el sector de quarks tipo Up en 4HDM</b>	<b>27</b>
4.1. Lagrangiana de Yukawa del modelo . . . . .	27
4.1.1. Diagonalización de la matriz de masa del sector quarks de tipo-Up mass con una 4-textura . . . . .	28
4.1.2. Los acoplamientos de Yukawa . . . . .	30
<b>5. Fenomenología del 4HDM con FCNC'S</b>	<b>33</b>
5.1. Constricciones del modelo a partir de las búsquedas en LHC. . . . .	34
5.2. La búsqueda de LHC de decaimientos FCNC $t \rightarrow ch$ , $H_2 \rightarrow tc$ . . . . .	37
5.2.1. Búsqueda del decaimiento $t \rightarrow ch$ en el LHC . . . . .	38
5.2.2. Búsqueda del decaimiento $H_2 \rightarrow tc$ en el LHC . . . . .	43
<b>6. 4HDM sin FCNC's</b>	<b>49</b>
6.1. Sector de Higgs del modelo (matrices de masa) . . . . .	49

---

6.1.1. Eigen-estados de masa, escalares, pseudo-escalares y cargados . . .	50
6.1.2. Diagonalización aproximada. . . . .	51
6.1.3. Lagrangiana de Yukawa . . . . .	52
<b>7. Conclusiones</b>	<b>55</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>57</b>
<b>A. Términos <math>F_i</math> de las masas de los escalares.</b>	<b>63</b>





# Agradecimientos

*Constancio sintió el llamado del Universo* “El muchacho que soñaba con el bosón de Higgs” J.L. Díaz Cruz.

A mis padres y a mi hermano, las palabras son insignificantes comparadas con lo mucho que me han apoyado desde el día en que nací.

A mi mentor el Dr. Díaz Cruz, que además de enseñarme el hermoso mundo de la física se ha convertido en un gran amigo y ahora colega.

A Bryan y a Marco, quienes colaboraron al inicio y al final de este trabajo, sin su ardua colaboración, esto no habría sido posible.

A mi profesora de matemáticas de la secundaria. Profesora Reyna, usted vio algo en mí y en su amor por enseñar me inculcó la admiración y pasión por las Matemáticas.

A mi segunda familia Romero Pérez, sin su apoyo a lo largo de toda mi vida esto no sería posible, gracias a mi tía Feli, tía Elena, tía Lichita, tío Enrique, y mis primos hermanos Luis y José por tantos momentos de crecimiento juntos, que junto con Lilia y Eli me han dado el regalo de ser tío de dos nenas increíbles Allison y Sam.

A mi tía Zulmi, cada año nos mandabas para los uniformes escolares y para lo que necesitáramos, este logro también es tuyo.

A mis abuelos Pedro, Lucy, Mateo y Lilia, allá en el universo sepan que siempre estaré agradecido con ustedes, por ser Mario pichojitos Pérez o por ser Mariano. Ustedes siempre confiaron en mí y siempre los llevaré en mi corazón.

A mis dos mosqueteros Oscar y Anita, gracias por brindarme su apoyo y amistad incondicional desde hace muchos años, mención especial a ti hermano por tu ayuda con la revisión de esta tesis, ustedes saben cuanto los quiero.

A mi Diana adorada, aun en la distancia te las arreglas para darme tu apoyo incondicional, para desestresarme, para hablar nimiedades o para hablar de nuestros sueños, gracias por recordarme el por qué empecé a estudiar física y por tener siempre palabras de ánimo, por siempre gracias.

A mis Físiconautas, Mateolíticos y anexos, Charly, Daniel, Eli, Juan Carlos, Tish, Memo, Cari, Erwin, Daniela. la ciencia nos ha llevado por caminos separados pero sabemos que siempre podremos contar con cada uno de nosotros.

A Tere mi mejor amiga, gracias por tantos años de amistad y por tantos bellos momentos compartidos, ahora somos compadres y eso me hace muy feliz.

A Saúl por su amistad incondicional, por compartir tantos momentos llenos de música, y por haberme dejado entrar a su casa y conocer a su familia hermosa.

A los chicos del Cubo Jorge, Lau, Moni, Tomás, Andy, gracias por las inolvidables risas, las valiosas pláticas y tantas comidas.

A Veropolar, gracias por tu amistad y compañía, por las pláticas y por darme la oportunidad de tener un lindo amiguito como Mateo.

A mi entrañable amigo Roberto, te fuiste tan rápido como llegaste, no sin antes dejar huella en mi vida, te extrañaré siempre amigo. Este trabajo tiene una dedicatoria especial para ti.

A todos y cada una de aquellas personas que sin nombre, siempre me tendieron la mano.

Al Conacyt por el valioso apoyo durante estos dos años otorgándome la beca de posgrado.

# Resumen

En esta tesis se discuten brevemente conceptos básicos de modelos supersimétricos, luego se discute en detalle una extensión del Modelo Mínimo Supersimétrico (MSSM), un modelo con Cuatro Dobletes de Higgs (4HDM) supersimétrico, siguiendo las referencias [1, 2] Como trabajo principal de esta tesis, se presenta una exploración del modelo SUSY 4HDM del tipo “privado”, en el cual cada fermion de tipo (up, down,  $l$ ) obtiene su masa de un diferente doblete de Higgs, el cual admite la presencia de cambios de sabor mediante corrientes neutras (FCNC) para los quarks tipo Up. Esto es así porque debido a las condiciones de cancelación de anomalías el doblete restante debe acoplarse a lo más a los quark del tipo Up, lo cual abre la posibilidad a FCNC’s en dicho sector. Se estudia el Lagrangiano del modelo y de manera particular el potencial de Higgs a fin de identificar los eigen-estados de masa y sus interacciones. Se estudia también el sector de Yukawa, obteniendo así los respectivos acoplamientos de Yukawa. Se restringen los parámetros del modelo usando mediciones del LHC sobre las propiedades del bosón de Higgs ( $h$ ) con una masa de 125 GeV. Usando la región de parámetros permitida, se estudia también el decaimiento FCNC del siguiente bosón de Higgs pesado, en particular el decaimiento  $H \rightarrow tc$ . Luego se presenta un modelo 4HDM en el que todos los fermiones ( $f = u_1, d, e, \nu$ ) i.e. incluidos los neutrinos obtienen su masa de un diferente doblete de Higgs ( $H_f$ ), los pares de dobletes de Higgs ( $H_u, H_\nu$  and  $H_d, H_l$ ) tienen la misma hipercarga, lo cual prohíbe la existencia de FCNC’s en esta versión del modelo. Se estudia también el lagrangiano del modelo, incluido el potencial de Higgs, obtenemos los eigen-estados de masa de Higgs, e identificamos las regiones viables del espacio de parámetros. Estas constricciones podrán ser usadas para evaluar las perspectivas y efectos del modelo

en el HL-LHC.





# Introducción

El Modelo Estándar (ME) es una teoría que identifica las partículas básicas de la naturaleza y especifica cómo interactúan. Todo lo que pasa en nuestro mundo (a excepción de los efectos de la gravedad) tiene como origen a las partículas del ME, interactuando de acuerdo con sus reglas y ecuaciones. El ME se describe como sigue:

- El ME estudia las interacciones de los quarks y leptones, los cuales son los constituyentes básicos de la materia, por un lado se tienen seis quarks, up, down, strange, charm, top y bottom, mientras que en el sector leptónico se tienen tres partículas cargadas, el electrón, el muón y el tau, y tres eléctricamente neutras, el neutrino del electrón, el neutrino del muón y el neutrino del tau.
- Las interacciones fundamentales: electromagnética, débil y fuerte, se asocian con un principio de norma, esto es, se propone la existencia de partículas mediadoras de las fuerzas asociadas con las llamadas simetrías de gauge o de norma. Estas simetrías se describen con los llamados grupos de Lie, en el caso del ME el grupo de Lie correspondiente es  $SO(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ .
- Dentro del ME se postula que las masas de las partículas proviene de la “ruptura espontánea de la simetría”, en la cual las propiedades del vacío juegan un papel importante. Esto es: en el ME la ruptura de simetría se realiza linealmente, por medio de un campo escalar (doblete de  $SU(2)$ ) que adquiere un valor esperado en el vacío no nulo. Como resultado del proceso no sólo adquieren masa algunos de los bosones vectoriales, sino también los fermiones, y además aparece como remanente

un nuevo campo escalar neutro físico: la partícula de Higgs.

El éxito del ME no sólo radica en los desarrollos teóricos, explotando el hecho ser una teoría renormalizable que *a priori* permitió hacer cálculos de procesos radiativos, sino también en los experimentos que se han realizado a lo largo de muchas décadas, los cuales llevaron al descubrimiento del  $W$ ,  $Z$ , top y finalmente del bosón de Higgs [3, 4, 5].

En particular, los experimentos en colisionadores permitieron detectar nuevas partículas y estudiar sus propiedades, prueba de ello, es que ahora conocemos con gran exactitud el valor de las masas de las mismas. Los “branching ratios” (BR) de distintos procesos también se han calculado y se han medido con gran precisión.

Podemos decir entonces que el ME de la física de altas energías, añadiendo la masa de los neutrinos a través de modelos de extensión, provee una descripción “exitosa” de los fenómenos antes mencionados, y ahora la frontera experimental ha alcanzado los límites de TeV, sin pistas aún de estructuras adicionales. Sin embargo como es sabido, el ME es un *trabajo* en proceso que debe ser extendido para describir la física a energías más altas. Por ejemplo es necesario conocer un nuevo marco de referencia a la escala de Planck ( $M_{pl} = 10^{18}$ ) GeV, pues es la escala donde los efectos gravitacionales y cuánticos se vuelven importantes. Esto implica que nueva física se encontraría en 16 órdenes de magnitud entre el territorio explorado de la escala electrodébil ( $m_W$ ) y la escala de Planck. Que  $m_P/m_W$  sea tan grande, por ejemplo, es un fuerte indicio a la existencia de física mas allá del ME, así llegamos al denominado *problema de la jerarquía*, sólo por nombrar alguno de los indicios.

Uno de los caminos que se siguen dentro de la comunidad en Altas Energías se ha centrado en probar las propiedades del bosón de Higgs. Hasta ahora las mediciones de sus acoplamientos apuntan hacia el ME, sin embargo algunos de ellos apenas han sido sondeados [6], y aún tenemos espacio para nueva Física en las propiedades del Higgs. Específicamente con respecto a los acoplamientos entre el Higgs y fermiones, LHC solo ha medido aquellos con el top, botton y pares de tau, que parecen estar en acuerdo con el ME, a saber, estos acoplamientos caen sobre una línea recta, como función de la masa de los fermiones [7]. Sin embargo el nivel de precisión alcanzado hoy en día permite otras



posibilidades, por ejemplo podría ser que cada tipo fermión (tipo Up, Down y Leptones) adquiriera su masa de su propio Higgs “privado” [1, 2, 8], por lo que cada uno de los acoplamientos entre el Higgs y fermiones recaerían en diferentes líneas. Extensiones al sector de Higgs no sólo predicen modificaciones a los acoplamientos del ME, sino también nuevas interacciones, tales como las FCNC a nivel árbol en los acoplamientos de Yukawa, así como un espectro más amplio de partículas de Higgs neutrales y cargadas más pesadas.

En general los modelos multi-dobletes de Higgs resultan una propuesta sencilla como extensiones del ME, donde el valor de expectación del vacío (vev) está dado por  $v^2 = v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_n^2 = (246 \text{ GeV})^2$ , y  $v_i = \langle 0|H_i^0|0\rangle$  es el vev de la componente neutra de cada doblete de Higgs  $H_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) [9]. Esta clase de modelos abren la puerta hacia procesos con FCNC, los cuales han sido estudiados anteriormente [10, 18]. De igual forma, ofrecen la posibilidad de generar la masa de los neutrinos, prediciendo así nuevas interacciones.

Una clase particular de modelos interesantes la ofrece los llamados modelos supersimétricos, en los cuales es posible resolver parcialmente el problema de la jerarquía. En los modelos supersimétricos se tiene una simetría entre bosones y fermiones, la cual permite la cancelación de las divergencias cuadráticas. La realización mínima de supersimetría (SUSY), se conoce como el modelo mínimo supersimétrico MSSM, y contiene dos dobletes de Higg.

Nuestro trabajo se centra en estudiar los distintos procesos, interacciones, y propiedades que del sector escalar en un modelo con cuatro dobletes de Higgs supersimétrico. La estructura de esta tesis es como sigue: en el capítulo I hacemos un breve repaso del éxito del ME, así como el énfasis de la necesidad de extender el ME, mencionando algunos ejemplos, y comentando cómo los modelos Multi-dobletes abren una ventana amena hacia la búsqueda de nueva física a nivel fenomenológico, el capítulo II se centra en explorar el 4HDM y el límite MSSM como prueba de su correcto manejo, en el capítulo III estudiamos el sector de Higgs del 4HDM de manera general del cual se desprende

el artículo [19]. En el Capítulo IV desarrollamos el 4HDM con FCNC en el sector de quarks tipo Up, así como todas sus implicaciones, en el Capítulo V hacemos un estudio sencillo del 4HDM sin FCNC el cual permite la masa de los neutrinos. Finalmente en el Capítulo VI se dan las conclusiones.

# Capítulo 1

## Simetrías y el Modelo Estándar

### 1.1. Simetrías en Teoría Cuántica de Campos

La Teoría Cuántica de Campos es el esquema principal para estudiar procesos elementales dentro de la física de partículas. Una herramienta básica dentro de este marco, es el concepto de simetría. Podemos definir una simetría como una transformación que se aplica a un sistema físico, la cual mantiene las observables físicas invariantes.

Las simetrías pueden ser continuas o discretas, pueden ser globales o locales. Pero en el contexto de las partículas elementales, podemos definir dos clases de simetrías.

- *Simetrías de espacio-tiempo*: Esta clase de simetrías corresponden a transformaciones en una teoría de campos actuando sobre las coordenadas de espacio-tiempo,

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu(x^\nu), \quad \text{con} \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3. \quad (1.1)$$

Por ejemplo, rotaciones, traslaciones, i.e. las transformaciones del Grupo de Poincaré.

- *Simetrías internas*: Corresponden a transformaciones de los campos.

$$\Phi^a(x) \rightarrow M_b^a \Phi^b(x) \quad (1.2)$$

Los índices romanos denotan los campos correspondientes. Si  $M_b^a$  es constante entonces la simetría es *global*, si  $M_b^a$  es espacio-tiempo dependiente, esta simetría es *local*.

Ahora bien cabe preguntarse ¿Por qué son importantes las simetrías?

- **Etiquetan y clasifican partículas:** Las simetrías etiquetan y clasifican partículas de acuerdo con los diferentes números cuánticos, identificados por las simetrías tanto de espacio-tiempo como internas (masa, espín, carga, color, etc.) Lo anterior consecuencia del denominado Teorema de Noether, el cual dicta que cada simetría continua implica una cantidad conservada.
- Las simetrías determinan las interacciones entre partículas a través del principio de *gauge o norma*. Promoviendo una simetría global a una simetría local, campos de gauge (bosones) deben ser introducidos de forma adecuada, definiendo las interacciones entre las partículas con los campos de norma como mediadores de las mismas.
- Las simetrías se pueden *ocultar* o bien *romper espontáneamente*. Este tipo de simetrías resultan de suma importancia, son una forma natural de introducir la escala de energía del sistema determinada por el vev ( $v = 246$ ). Tomando en cuenta el bien estudiado mecanismo de Higgs, este define la escala de masas de las partículas del modelo estándar, los campos de masa electrodébiles y campos de materia. A través de los acoplamientos de Yukawa, los campos de materia obtienen su masa como efecto de una simetría espontáneamente rota. La existencia de simetrías ocultas implica que la cantidad de simetrías en la naturaleza puede ser grande, a pesar de que observemos una cantidad limitada de ellas. Esto es porque las únicas simetrías manifiestas que podemos observar, son simetrías del vacío en el que vivimos y no aquellas de la teoría subyacente completa. Lo anterior abre la puerta a un número infinito de simetrías incluso sin ser explícitamente realizadas en la naturaleza.

## 1.2. Las simetrías del Modelo Estándar

Como se mencionó en la Introducción, después de muchos años de esfuerzos teóricos y experimentales, se llegó a una teoría de los constituyentes fundamentales de la naturaleza. El Modelo Estándar, el cual se basa en lo siguiente:

- Las partículas fundamentales son los quarks y leptones, estos aparecen repetidos en tres familias quirales. Los quarks forman a los hadrones, tales como el protón, neutrón, pión, etc. Los leptones; electrón, muón y tau son acompañados por neutrinos ligeros.
- Los quarks y leptones tienen interacciones que obedecen el principio de norma, es decir, las fuerzas son mediadas por partículas vectoriales asociadas con simetrías de norma, además existe un sólo campo por cada generador del álgebra de Lie asociado con las simetrías del sistema.
- La masa de los bosones de norma débil ( $W^\pm, Z$ ) y de los leptones, surgen como consecuencia de las interacciones dichas partículas con el vacío, el cual puede vivir en una fase rota, a saber, el Mecanismo de BEH
- Las interacciones débiles y electromagnéticas están parcialmente unificadas dentro de la teoría electrodébil, la cual tiene la simetría de gauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .
- Los quarks también deben ser incluidos, sus componentes izquierdas forman un doblete de isoespin débil, mientras que las componentes derechas transforman como singletes. Los quarks a su vez son tripletes de las interacciones de color, lo que es descrito por la simetría de gauge  $SU(3)_C$ .
- Así el grupo de simetría del ME  $G_{\text{ME}}$  es:

$$G_{\text{ME}} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \tag{1.3}$$

### 1.3. Los problemas del Modelo Estándar

Como es sabido, el ME es una de las piedras angulares de toda la ciencia, y uno de los grandes logros del siglo pasado, logrando explicar con gran precisión la física de altas energías. Sin embargo quedan muchas interrogantes por resolver.

- Gravedad-Cuántica, El ME describe sólo tres de las cuatro fuerzas fundamentales a nivel cuántico. Sin embargo gravedad sólo es estudiada a nivel clásico y cualquier trabajo cuántico con gravedad solo es considerado en el contexto de teorías de campos efectivas, validas a escalas mucho menores a la escala de Planck.
- $G_{ME} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . ¿Por qué este es el grupo del ME? ¿Por qué sólo cuatro interacciones?, ¿Sólo tres familias de fermiones? ¿Por qué los parámetros del ME, tiene el valor a causa de encajar con el experimento sin alguna predicción teórica?
- El problema de la jerarquía, ¿Por qué existen diferentes escalas de energía  $m_P/m_W \approx 10^{16}$ .
- Etc...

Lo anterior indica que el ME no es una teoría fundamental del universo, sino una teoría efectiva que describe una más fundamental a bajas energías. Aquí surge la necesidad de una *extensión* que pueda resolver o al menos aminorar los citados problemas. Una forma de hacerlo es a través de la llamada (SUSY)

## Capítulo 2

# Supersimetría y el MSSM

La supersimetría es una simetría bajo el intercambio de bosones y fermiones. Es una simetría de espacio-tiempo, aunque es solo vista como una transformación que intercambia bosones y fermiones. SUSY resuelve parte del problema de la jerarquía, debido a las cancelaciones entre las contribuciones entre bosones y fermiones a la escala electrodébil, definida por la masa del Higgs. Combinada con la idea de GUT'S (*Grand unification theories*), soluciona la unificación de los tres acoplamientos de gauge en un mismo punto a energías grandes. Supersimetría también brinda algunos candidatos a materia oscura, (gravitino, neutralinos). Mas aún, provee TCC (teoría cuántica de campos) bien definidas en las cuales inconvenientes como el de acoplamientos fuertes son mejor estudiados que otros modelos no supersimétricos.

Una transformación supersimétrica convierte un estado bosónico en un estado fermiónico y viceversa. Siendo  $Q$  el operador que genera dichas transformaciones, debe ser un espinor anticonmutante, con

$$Q |\text{Bosón}\rangle = |\text{Fermión}\rangle, \quad Q |\text{Fermión}\rangle = |\text{Bosón}\rangle. \quad (2.1)$$

Los espinores son objetos complejos, por lo que  $Q^\dagger$  es también un generador de simetría. Como  $Q$  y  $Q^\dagger$  son operadores fermiónicos, llevan momento angular spinorial 1/2, entonces supersimetría debe ser una simetría de espacio tiempo. Los estados de una partícula

de una teoría supersimétrica yacen en representaciones irreducibles del álgebra supersimétrica, llamados *supermultipletes*. Cada supermultiplete contiene estados fermiónicos y bosónicos, los cuales son denominados entre sí como *supercompañeros*.

El modelo supersimétrico ordinario y fenomenológicamente viable, es llamado a veces Supersimetría  $N = 1$ , con  $N$  el número de supersimetrías (el número de distintas copias de  $Q, Q^\dagger$ ). En una extensión supersimétrica del ME, cada una de las partículas fundamentales conocidas, es un supermultiplete quirral o bien de gauge, y debe tener un supercompañero con espín diferente por  $1/2$ . Una observación importante es que sólo supermultipletes quirrales pueden contener fermiones cuyas partes izquierdas transforman diferente a sus partes derechas bajo transformaciones de gauge. Todos los fermiones del ME (quarks y leptones conocidos) tienen esta propiedad, por lo que deben formar parte de supermultipletes quirrales. Los compañeros bosónicos de los quarks deben ser entonces bosones de espín-0.

## 2.1. Contenido fermiónico y bosónico del MSSM

Los nombres de los compañeros de los quarks y leptones tiene origen en la “s” de escalar (scalar en inglés). Así son llamados genéricamente *squarks* y *sleptones*, o algunas veces *sfermiones*. Los símbolos para los squarks y sleptones son los mismos que para los fermiones correspondientes, pero con una tilde ( $\tilde{\phantom{x}}$ ), usada para denotar el supercompañero de la partícula del ME. Por ejemplo, los supercompañeros de las partes izquierdas y derechas de los campos de Dirac del electrón son llamados selectrones izquierdos y derechos, y son denotados  $\tilde{e}_L$  y  $\tilde{e}_R$ . Los neutrinos del ME (sin considerar sus masas) son siempre izquierdos, por lo que los sneutrinos son denotados como  $\tilde{\nu}$ , pero con subíndice para diferenciar el sabor leptónico que lleve. Por último los squarks son  $\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$  con  $q = u, d, s, c, b, t$ . Las interacciones de gauge de cada uno de estos squarks y sleptones son las mismas que para los fermiones correspondientes en el ME; por ejemplo, los squarks  $\tilde{u}_L$  y  $\tilde{d}_L$  acoplan al bosón  $W$ , mientras que  $\tilde{u}_R$  y  $\tilde{d}_R$  no.

En el caso del bosón de Higgs dado que tiene espín-0, debe formar parte de un



---

2.1. CONTENIDO FERMIÓNICO Y BOSÓNICO DEL MSSM

---

supermultiplete quirral. Pero, resulta que un sólo supermultiplete quirral no es suficiente. Ya que si sólo existiera uno, la simetría de gauge electrodébil sufriría una anomalía de gauge, por lo que resultaría en una teoría inconsistente. La forma genérica para un supercompañero de espín-1/2 es agregar *-ino* al nombre de la partícula del ME, de esta manera los supercompañeros fermiónicos de los escalares de Higgs son llamados Higgsinos. Se denotan como  $\tilde{H}_u, \tilde{H}_d$  los campos espinoriales de Weyl dobletes izquierdos de  $SU(2)_L$ , con componentes de isospín débil  $\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0$  y  $\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-$ .

Partículas		Espín-0	espín 1/2	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
squarks, quarks ( $\times 3$ Familias)	$Q$	$(\tilde{u}_L \ \tilde{d}_L)$	$(u_L \ d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	$\bar{u}$	$\tilde{u}_R^*$	$u_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	$\bar{d}$	$\tilde{d}_R^*$	$d_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{1}{3})$
slepton, lepton ( $\times 3$ Familias)	$L$	$(\tilde{\nu}_L \ \tilde{e}_L)$	$(\nu \ e_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	$\bar{e}$	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$(\bar{\mathbf{1}}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs, Higgsinos	$H_u$	$(H_u^+ \ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \ \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
	$H_d$	$(H_d^0 \ H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \ \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

Tabla 2.1: Supermultipletes Quirales en el MSSM [13]. Los campos con espín-0 son escalares complejos y los campos de espín- $\frac{1}{2}$  son fermiones de Weyl izquierdos de dos componentes .

En la Tabla 2.1  $Q$  representa el supermultiplete quirral doblete de  $SU(2)_L$  que contiene  $\tilde{u}_L, u_L$  (con componente de isospín débil  $T_3 = 1/2$ ) y a  $\tilde{d}_L, d_L$  ( $T_3 = -1/2$ ). Por otro lado  $\bar{u}$  representa al supermultiplete singlete de  $SU(2)_L$ , el contiene  $\tilde{u}_R^*, u_R^\dagger$ . El supermultiplete quirral de Higgs  $H_d$  (formado por  $H_d^0, H_d^-, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-$ ) tiene los mismos números cuánticos de gauge de los sleptones y leptones izquierdos  $L_i$  ( $i$  índice de familia).

Partículas	Espín-1/2	Espín 1/	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
gluino, gluón	$\tilde{g}$	$g$	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
winos, bosones W	$\tilde{W}^\pm \ \tilde{W}^\pm$	$W^\pm \ W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, bosón B	$\tilde{B}^0$	$B^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tabla 2.2: Supermultipletes de gauge en el MSSM [13].

Los bosones vectoriales del ME deben residir en supermultipletes de gauge. Sus supercompañeros fermiónicos son usualmente llamados *gaugino*. Las interacciones de gauge de color  $SU(3)_C$  son mediadas por el gluón ( $g$ ), cuyo compañero supersimétrico es el octete de color de espín-1/2, llamado gluino ( $\tilde{g}$ ). La simetría de gauge electrodébil  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  es asociada con los bosones de gauge  $W^\pm, W^0$  y  $B^0$  de espín-0, por lo que sus supercompañeros son de espín-1/2, denotados por  $\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$  y  $\tilde{B}^0$  respectivamente, llamados *winos* y *binos*. Después de la rotura espontánea de la simetría electrodébil, los eigenestados  $W^0$  y  $B^0$  se mezclan para dar lugar a los eigenestados de masa  $Z^0$  y  $\gamma$ . Los correspondientes gauginos hacen lo mismo para dar lugar al *zino* ( $\tilde{Z}^0$ ) y al *fotino* ( $\tilde{\gamma}$ ). Un hecho importante es que si SUSY no estuviera rota, estos eigenestados de masa tendrían masa= $m_Z, 0$  respectivamente. Lo anterior se resume en la Tabla 2.2, una forma pictórica de representar lo anterior, se muestra en la Fig. 2.2.

## 2.2. SUSY está rota suavemente

Como sabemos hasta ahora, ningún supercompañero de las partículas del ME ha sido descubierto aún, lo anterior resulta ser una característica interesante de esta teoría. Si SUSY no estuviera rota, tendríamos selectrones  $\tilde{e}_L$  y  $\tilde{e}_R$  con masas iguales a  $m_e = 0.511$  MeV. Y la misma afirmación aplicaría para cada uno de los sleptones y squarks, de manera similar tanto el gluino como el fotino serían partículas sin masa. Así estas partículas habrían sido extremadamente fáciles de detectar. Esto es un fuerte indicio de que Supersimetría de existir es una simetría rota en el estado de vacío elegido por la naturaleza.

Desde un punto de vista teórico, se espera que, si supersimetría existe, deberá ser una simetría exacta que está rota espontáneamente. Es decir, el modelo subyacente debiera tener una densidad Lagrangiana que sea invariante ante Supersimetría, pero con un estado de vacío que no lo es. De esta manera Supersimetría se oculta a bajas energías de forma análoga a la simetría electrodébil del ME.

De manera práctica se introducen términos que rompan supersimetría explícitamente

---

### 2.3. EL SUPERPOTENCIAL Y LAS INTERACCIONES SUSY DEL MSSM

---

en la Lagrangiana efectiva del MSSM. Los acoplamientos de rotura de SUSY, deben ser suaves (de dimensión de masa positiva), a fin de ser capaces de mantener naturalmente la jeraquía entre la escala electrodébil y la escala de Planck. Es decir, acoplamientos de rotura de SUSY adimensionales no pueden aparecer.

Así los posibles términos de rotura de SUSY en la lagrangiana efectiva de una teoría general son

$$\mathcal{L}_{\text{suave}} = -\left(\frac{1}{2}M_a\lambda^a\lambda^a + \frac{1}{6}a^{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k + \frac{1}{2}b^{ij}\phi_i\phi_j + t^i\phi_i\right) + c.c. - (m^2)_j^i\phi^{j*}\phi_i. \quad (2.2)$$

La lagrangiana está formada por masas de gauginos  $M_a$  para cada grupo de norma, términos cuadráticos escalares ( $(m^2)_j^i$  y  $b^{ij}$ ) y acoplamientos escalares cúbicos  $a^{ijk}$ . Se ha mostrado que una teoría con rotura suave de SUSY con  $\mathcal{L}_{\text{suave}}$  como en ec: 2.2, está libre de divergencias cuadráticas en correcciones radiativas a masas escalares, a cualquier orden en la teoría de perturbaciones. [13].

Los términos en  $\mathcal{L}_{\text{soft}}$  rompen SUSY, porque sólo involucra escalares y gauginos, pero no a sus respectivos supercompañeros.

### 2.3. El superpotencial y las interacciones SUSY del MSSM

El superpotencial el MSSM es:

$$W_{\text{MSSM}} = \bar{u}\mathbf{y}_u QH_u - \bar{d}\mathbf{y}_d QH_d - \bar{e}\mathbf{y}_e QH_d + \mu H_u H_d. \quad (2.3)$$

Los objetos  $H_u, H_d, Q, L, \bar{u}, \bar{d}, \bar{e}$  son supercampos quirales que corresponden a los supermultipletes quirales en la Tabla 2.1. Los términos de Yukawa adimensionales correspondientes  $\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_d, \mathbf{y}_e$  son matrices  $3 \times 3$  en el espacio de familia. Es importante mencionar que los índices de gauge ( $SU(3)_C$  de color y  $SU(2)_L$  de isospín débil) y los índices de familia en ec:(2.3), son omitidos. Por ejemplo, el “término  $\mu$ ” ( $\mu$  terms), puede ser escrito como  $\mu(H_u)_\alpha(H_d)_\beta\epsilon^{\alpha\beta}$ , donde  $\epsilon^{\alpha\beta}$  se usa para unir los índices de isospín débil de  $SU(2)_L$   $\alpha\beta = 1, 2$ , de tal forma que sea invariante de gauge. Similarmente el

---

término  $\bar{u}\mathbf{y}_uQH_u$  puede ser expresado como  $\bar{u}^{ia}(\mathbf{y}_u)_i^jQ_{j\alpha a}(H_u)_\beta\epsilon^{\alpha\beta}$ , donde  $i = 1, 2, 3$  es un índice de familia, y  $a = 1, 2, 3$  es un índice de color el cual es bajado (subido) en la representación  $\mathbf{3}(\bar{\mathbf{3}})$  de  $SU(3)_C$ .

El término  $\mu$  en ec:(2.3), es la versión supersimétrica de la masa del bosón de Higgs del ME. Resulta ser único, ya que términos como  $H_u^*H_u$  o  $H_d^*H_d$  no están permitidos en el superpotencial, el cual debe ser holomórfico en los supercampos quirales. Se observa también la necesidad de tener  $H_u$  y  $H_d$ , a fin de proporcionar acoplamientos de Yukawa, y por lo tanto masa a todos los quarks y leptones, ya que el superpotencial debe ser holomórfico, los términos de Yukawa  $\bar{u}\mathbf{y}_uQH_u$  no pueden ser reemplazados por algo como  $\bar{u}\mathbf{y}_uQH_d^*$ , y de manera similar tampoco los términos  $\bar{d}\mathbf{y}_dQH_d$  y  $\bar{e}\mathbf{y}_eQH_d$  podrían ser sustituidos por  $\bar{d}\mathbf{y}_dQH_u^*$  y  $\bar{e}\mathbf{y}_eQH_u^*$  respectivamente. Tales acoplamientos de Yukawa estaría permitidos un modelo de dos dobletes de Higgs no supersimétrico, pero por la estructura de SUSY, están prohibidos. Por lo que es necesario tener  $H_u$  y  $H_d$ , incluso sin evocar la constricción de cancelación de anomalías.

Como es de esperarse las matrices de Yukawa determinan las masas y los ángulos de mezcla CKM, de los quarks y leptones, después de que las componentes neutras de  $H_u$  y  $H_d$  obtienen VEVs. Debido a que las interacciones de Yukawa ( $y^{ijk}$ ) en una teoría general supersimétrica debe ser simétrica bajo el intercambio de  $i, j, k$ , sabemos que  $\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_d$  y  $\mathbf{y}_e$  implican no sólo acoplamientos Higgs-quark-quark y Higgs-lepton-lepton, sino también interacciones squark-Higgsino-quark y slepton-Higgsino-lepton, respectivamente (ver Fig 2.1).

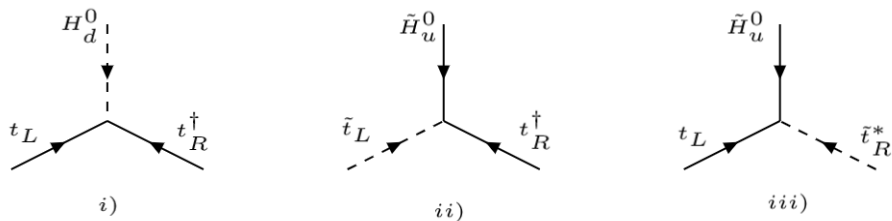
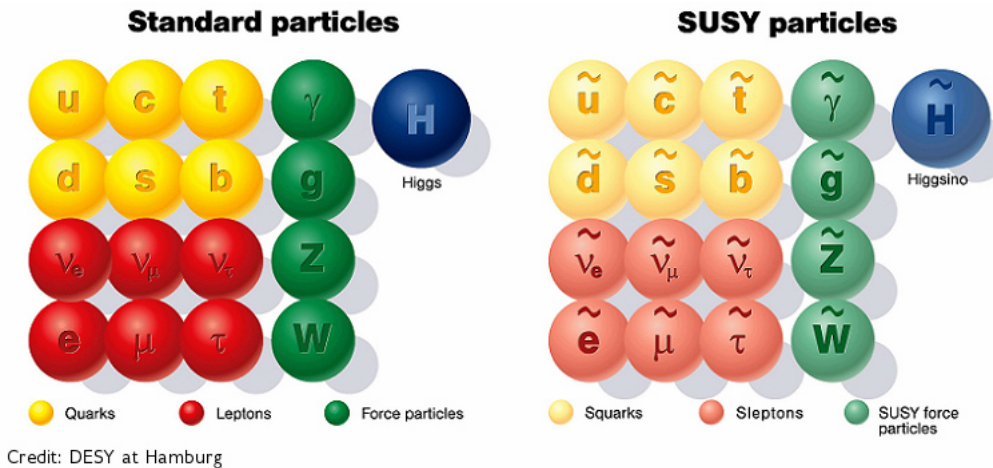


Figura 2.1: i) Acoplamiento de Yukawa y sus supersimetrizaciones ii) y iii).

## 2.4. Neutralinos y Charginos en el MSSM

Los higgsinos y los gauginos electrodébiles se mezclan entre sí, debido a los efectos de la rotura de la simetría electrodébil. Los Higgsinos neutros ( $\tilde{H}_u^0$  y  $\tilde{H}_d^0$ ) junto con los gauginos neutros ( $\tilde{B}$  y  $\tilde{W}^0$ ) se combinan para formar los eigen-estados de masa llamados *neutralinos*. Por otro lado los higgsinos cargados ( $\tilde{H}_u^+$  y  $\tilde{H}_d^-$ ) y los winos ( $\tilde{W}^+$  y  $\tilde{W}^-$ ) se mezclan formando los dos eigen-estados de masa con carga  $\pm 1$  llamados *charginos*. Estos eigen-estados de masa son denotados como  $\tilde{N}_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) y  $\tilde{C}_j$  ( $j = 1, 2$ ). Es interesante mencionar que el neutralino más ligero  $\tilde{N}_1$ , usualmente se asume ser la partícula supersimétrica más ligera (LSP), ya que es la única partícula del MSSM que puede ser un buen candidato a materia oscura.

Los conceptos fundamentales de Supersimetría van mas allá del interés de este trabajo de tesis, pero es importante mencionar que se necesita un estudio detallado, primero del grupo Poincaré. Posteriormente se añaden los llamados  $Q_i$  los cuales son los operadores o también conocidos como cargas, que permiten la transformación entre fermiones y bosones, llegando después a estudiar lo que se conoce como variables de Grassman y el álgebra gradada. Existen diversos trabajos en la literatura que desarrollan lo anterior, por el momento nos centraremos en revisar los fundamentos del modelo de 4 dobletes de Higgs discutido brevemente en la introducción.



Credit: DESY at Hamburg

Figura 2.2: Partículas del Modelo Estándar, junto a sus compañeros supersimétricos



## Capítulo 3

# El modelo supersimétrico con cuatro dobletes de Higgs (4HDM) con FCNC

### 3.1. Aspectos generales del modelo de cuatro dobletes de Higgs 4HDM

El modelo de nuestro interés es una extensión del MSSM, pero que sólo cambia en el sector de Higgs. En esta tesis nos interesa estudiar un modelo supersimétrico con cuatro dobletes de Higgs (SS-4HDM). La simetría de gauge es la misma que en el ME, así el modelo incluye los bosones y gauginos correspondientes al MSSM. Análogamente, el modelo incluye el mismo contenido de partículas para quarks, leptones y sus supercompañeros (squarks y sleptones).

### 3.2. El sector de Higgs del SS-4HDM

Cuando se estudia el sector de Higgs y Yukawa en un modelo SUSY, el punto de partida es describir el superpotencial correspondiente. En nuestro modelo con cuatro dobletes de Higgs, cada uno de ellos incluye componentes escalares y fermiónicas, a saber, los Higgses y Higgsinos. Luego, debido a la cancelación de anomalías, dos de ellos  $\hat{H}_{u1}, \hat{H}_{u2}$ , deben tener hipercarga débil  $Y = -1$ , mientras que los otros dos,  $\hat{H}_d$  y  $\hat{H}_l$ ,  $Y = +1$ . El superpotencial general incluye el término usual de Yukawa del MSSM ( $W_{Yuk}$ ) y los términos  $\mu$  toman la forma:

$$W = W_{Yuk} + \sum_i [\mu_{i1} \hat{H}_{ui} \cdot \hat{H}_d + \mu_{i2} \hat{H}_{ui} \cdot \hat{H}_l] \quad (3.1)$$

Así, se pueden seguir las reglas de SUSY para derivar el potencial escalar de Higgs. A saber, se derivan desde el superpotencial los términos F correspondientes, luego se añaden los términos D. Finalmente, es necesario añadir los denominados *SUSY soft-breaking terms*. La forma del superpotencial de Yukawa ( $W_{Yuk}$ ) dependerá en aceptar o no algún nivel de FCNC en el modelo a estudiar. En este trabajo de tesis estamos interesados principalmente en la clase de modelos donde la masa de los leptones, quarks Up y Down es obtenida de su propio doblete privado, lo cual en principio ofrece posibilidades limitadas, sumado a que dada la asignación de hipercargas el modelo se constriñe fuertemente. Por ejemplo, si las masas de los quarks tipo down y leptones provienen de dos dobletes ( $\hat{H}_d$  and  $\hat{H}_l$ ) respectivamente, la única posibilidad es tener FCNC en el sector Up de quarks, esto gracias a que los dobletes restantes  $\hat{H}_{u1}, \hat{H}_{u2}$  se acoplan con los quarks de tipo Up (y squarks de tipo Up). Lo anterior es el objetivo principal de este trabajo el cual se muestra en los capítulos subsecuentes. Sin embargo, la posibilidad en que los 4 dobletes se acoplen a los 4 diferentes tipos de fermiones, i.e, quarks Up, down, leptones y neutrinos, permite estudiar un modelo donde no aparecen las FCNC, además de generar la masa de los neutrinos del tipo Dirac, esto último se explora adicionalmente en el Capítulo VI de esta tesis. El superpotencial de Yukawa en el caso donde se permiten FCNC's a



desarrollar en este capítulo y el siguiente tiene la forma,

$$W_{Yuk} = [\hat{Q}Y_{u1}\hat{H}_{u1}\hat{U} + \hat{Q}Y_{u2}\hat{H}_{u2}\hat{U}] + \hat{Q}Y_d\hat{H}_d\hat{D} + \hat{L}Y_l\hat{H}_l\hat{E}. \quad (3.2)$$

Existen muchas posibilidades para motivar la asignación de Higgses “privados”, por ejemplo, se pueden emplear algún conjunto de simetrías discretas. Así la matriz de masa de los quarks tipo Up tendrá contribuciones de dos matrices de Yukawa, es aquí donde se induce FCNC en los acoplamientos de Higgs para quarks tipo Up. Estas asignaciones por ejemplo pueden obtenerse incorporando un conjunto de simetrías discretas  $(k_u, k_d, k_l)$  con paridades mostradas en la Tabla 1 de este capítulo. La ventaja de estas simetrías es tal que permite clasificar los diferentes tipos de modelos con multidobletes de Higgs. Por ejemplo, cuando se estudia el modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM), uno puede discutir el tipo I, II o III; en el modelo de esta tesis los dobletes  $H_u, H_d$  tienen los mismos números cuánticos, por lo que en principio ambos podrían acoplarse a todo tipo de fermiones, por lo que el tipo III sería inevitable. Sin embargo gracias a la elección apropiada de simetrías discretas, se puede construir el modelo donde solo un doblete se acopla a cada tipo de fermión (2HDM tipo II) o bien donde solo un doblete se encarga de generar la masa de todos los fermiones (2HDM tipo 1). De manera similar podemos usar las simetrías discretas de la Tabla 1, para definir nuestro “SUSY Private Higgs model”, el cual sólo permite FCNC in el sector Up, y no así para el sector down de quarks ni leptones. Es importante mencionar que otro tipo de simetrías discretas pueden ser usadas prohibiendo FCNC completamente, sin embargo teniendo cuatro dobletes de Higgs con los números cuánticos adecuados, motiva a explorar FCNC en el sector de quarks tipo Up.

	$H_u, \bar{u}$	$H_d, \bar{d}$	$H_l, \bar{l}$	$Q$	$L$
$k_u$	−	+	+	+	+
$k_d$	+	−	+	+	+
$k_l$	−	+	−	+	+

Tabla 3.1: Simetrías discretas para nuestro 4HDM SUSY

Es posible que las simetrías discretas pudieran hacer que los términos  $\mu$  desaparezcán, aun mas, dichas simetrías pueden ser impuestas sobre los términos de rotura-suave (soft-

breaking terms). Por lo que es natural preguntarse si el espectro de Higgs resultante es viable, i.e. si podemos tener un bosón de Higgs ligero tipo ME con  $m_h = 125$  GeV, seguido de bosones de Higgs neutros y cargados más pesados, tan pesados como para satisfacer los límites actuales de LHC sobre partículas de Higgs extras. Lo anterior se discute más adelante.

### 3.3. El sector de Higgs del modelo supersimétrico del 4HDM con FCNC

En esta sección discutiremos el potencial general de Higgs para el modelo supersimétrico con cuatro dobletes de Higgs siguiendo la notación de [17]. Después de estudiar las condiciones de mínimo, la forma general de las matrices de masa de Higgs serán derivadas más adelante.

Los dobletes de Higgs son las componentes escalares de los multipletes quirales de Higgs, y se escriben como sigue:

$$H_{ui} = \begin{pmatrix} H_{ui}^+ \\ H_{ui}^0 \end{pmatrix} \quad (i = 1, 2), \quad H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}, \quad H_l = \begin{pmatrix} H_l^0 \\ H_l^- \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

donde  $H_k^0$ , está dado como

$$H_k^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_k + \eta_k + i\chi_k) \quad \text{and} \quad (k = u_1, d, l, u_2), \quad (3.4)$$

$v_k$  es el valor de expectación en el vacío (vev) de cada doblete de Higgs. Justo como en el MSSM,  $H_{ui}$  debe tener una hipercarga igual a -1, mientras que  $H_{d,l}$  tienen hipercarga +1. Los dobletes de Higgs con hipercarga +1 dan masa a los quarks del sector down ( $H_d$ ) y a los leptones cargados ( $H_l$ ).  $H_{u1}$  y  $H_{u2}$ , generan las masas de los quarks del tipo Up.

Como fue mostrado en [17, 18], el potencial escalar de los campos de Higgs toma la

3.3. EL SECTOR DE HIGGS DEL MODELO SUPERSIMÉTRICO DEL 4HDM  
CON FCNC

---

siguiente forma:

$$\begin{aligned}
V = & \sum_{i=1}^2 \left( (|\mu_{i1}|^2 + |\mu_{i2}|^2 + \tilde{m}_{ui}^2)(|H_{ui}^0|^2 + |H_{ui}^+|^2) + (|\mu_{1i}|^2 + |\mu_{2i}|^2 + \tilde{m}_{di}^2)(|H_{di}^0|^2 + |H_{di}^+|^2) \right) \\
& + \left( (\mu_{11}^* \mu_{21} + \mu_{12}^* \mu_{22})(H_{u1}^{0*} H_{u2}^0 + H_{u1}^{+*} H_{u2}^+) + (\mu_{11}^* \mu_{12} + \mu_{21}^* \mu_{22})(H_{d1}^{0*} H_{d2}^0 + H_{d1}^{-*} H_{d2}^-) + c.c \right) \\
& + \left( \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 b_{ij}^2 (H_{ui}^+ H_{dj}^- - H_{ui}^0 H_{dj}^0) + c.c. \right) + \frac{g^2 + g'^2}{8} \left( \sum_{i=1}^2 (|H_{ui}^0|^2 + |H_{ui}^+|^2 - |H_{di}^0|^2 + |H_{di}^-|^2) \right)^2 \\
& + \frac{g^2}{2} \left( \sum_{i=1}^2 |(H_{ui}^{+*} H_{ui}^0 + H_{di}^{0*} H_{di}^-)|^2 - \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 (|H_{ui}^0|^2 - |H_{di}^0|^2)(|H_{uj}^+|^2 - |H_{dj}^-|^2) \right),
\end{aligned} \tag{3.5}$$

con  $H_{d_2} = H_l$ . En general los parámetros  $\mu_{ij}$ ,  $\tilde{m}_{ui,di}$  y  $b_{ij}$  podrían ser complejos, por simplicidad a lo largo de esta tesis los tomamos como valores reales. Los vev's respectivos son parametrizados en términos del vev ( $v$ ) del ME y los ángulos  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\omega$  como sigue:

$$v_1 = \frac{\sqrt{2}M_Z}{\sqrt{(g^2 + g'^2)(1 + \tan^2 \omega)}} \cos \beta, \tag{3.6}$$

$$v_4 = \frac{\sqrt{2}M_Z}{\sqrt{(g^2 + g'^2)(1 + \tan^2 \omega)}} \tan \omega \sin \alpha, \tag{3.7}$$

$$v_d = \frac{\sqrt{2}M_Z}{\sqrt{(g^2 + g'^2)(1 + \tan^2 \omega)}} \sin \beta, \tag{3.8}$$

$$v_l = \frac{\sqrt{2}M_Z}{\sqrt{(g^2 + g'^2)(1 + \tan^2 \omega)}} \tan \omega \cos \alpha. \tag{3.9}$$

Las condiciones de minimización  $\frac{\partial V}{\partial H_{ui}^0} = 0$  y  $\frac{\partial V}{\partial H_{di}^0} = 0$  evaluadas en los vev's toma la

siguiente forma:

$$\Delta_{u_1} + (\mu_{11}\mu_{21} + \mu_{12}\mu_{22}) c_\beta^{-1} s_\alpha t_\omega - b_{12}^2 c_\beta^{-1} c_\alpha t_\omega - b_{11}^2 t_\beta + \frac{1}{4} M_Z^2 (c_{2\beta} c_\omega^2 - c_{2\alpha} s_\omega^2) = 0, \quad (3.10)$$

$$\Delta_d + (\mu_{11}\mu_{12} + \mu_{21}\mu_{22}) s_\beta^{-1} c_\alpha t_\omega - b_{21}^2 s_\beta^{-1} s_\alpha t_\omega - b_{11}^2 t_\beta^{-1} + \frac{1}{4} M_Z^2 (c_{2\alpha} s_\omega^2 - c_{2\beta} c_\omega^2) = 0, \quad (3.11)$$

$$\Delta_l - b_{21} s_\beta t_\omega^{-1} s_\alpha^{-1} + (\mu_{11}\mu_{21} + \mu_{12}\mu_{22}) c_\beta t_\omega^{-1} s_\alpha^{-1} - b_{22}^2 t_\omega^{-1} s_\alpha^{-1} c_\alpha + \frac{1}{4} M_Z^2 s_\omega [c_{2\beta} c_\omega - c_{2\alpha} s_\omega] = 0, \quad (3.12)$$

$$\Delta_{u_2} - b_{12} c_\beta c_\alpha^{-1} t_\omega^{-1} - (\mu_{11}\mu_{12} + \mu_{21}\mu_{22}) s_\beta c_\alpha^{-1} t_\omega^{-1} - t_\alpha t_\omega^{-1} b_{22}^2 + \frac{1}{4} M_Z^2 [c_{2\alpha} s_\omega^2 - c_{2\beta} c_\omega^2] = 0, \quad (3.13)$$

donde  $\Delta_{u_1} = \mu_{11}^2 + \mu_{12}^2 + \tilde{m}_{u_1}^2$ ,  $\Delta_d = \mu_{11}^2 + \mu_{21}^2 + \tilde{m}_d^2$ ,  $\Delta_{u_2} = \mu_{21}^2 + \mu_{22}^2 + \tilde{m}_{u_2}^2$ ,  $\Delta_l = \mu_{12}^2 + \mu_{22}^2 + \tilde{m}_l^2$ . Lo anterior es utilizado para construir las matrices de masa de los Higgses en las siguientes secciones.

### 3.4. El espectro de Higgses del 4HDM

En general, las matrices de masa de los escalares en modelos con varios dobletes de Higgs están dadas por las segundas derivadas del potencial respecto a los campos, evaluados en el vev, i.e,  $M_{ij}^2 = \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} |_{vev}$ .

#### 3.4.1. Bosones de Higgs CP-Par

En primer lugar nos enfocamos en los campos de Higgs CP-par, los cuales se obtienen de las partes reales de las componentes neutras. En la base  $(H_{u_1}^0, H_{d_1}^0, H_l^0, H_{u_2}^0)$ , la matriz

de masa está dada como sigue:

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} m_{u_1 u_1}^2 & m_{u_1 d}^2 & m_{u_1 l}^2 & m_{u_1 u_2}^2 \\ m_{d u_1}^2 & m_{dd}^2 & m_{dl}^2 & m_{u_2 d}^2 \\ m_{l u_1}^2 & m_{ld}^2 & m_{ll}^2 & m_{u_2 l}^2 \\ m_{u_2 u_1}^2 & m_{u_2 d}^2 & m_{u_2 l}^2 & m_{u_2 u_2}^2 \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

donde cada elemento de la matriz (ec. (3.14)) toma las siguientes expresiones.

$$m_{u_1 u_1}^2 = \frac{1}{2}\Delta_{u_1} + \frac{1}{8}m_Z^2 \left( (2 \cos 2\beta + 1) \cos^2 \omega - \cos 2\alpha \sin^2 \omega \right), \quad (3.15)$$

$$m_{u_1 d}^2 = -\frac{1}{2}b_{11}^2 - \frac{1}{2}m_Z^2 \sin 2\beta \cos^2 \omega, \quad (3.16)$$

$$m_{u_1 l}^2 = \frac{1}{2}(\mu_{11}\mu_{21} + \mu_{12}\mu_{22}) + \frac{1}{2}m_Z^2 \cos \beta \sin \alpha \sin 2\omega, \quad (3.17)$$

$$m_{dd}^2 = \frac{1}{2}\Delta_d + \frac{1}{8}m_Z^2 \left( (1 - 2 \cos 2\beta) \cos^2 \omega + \cos 2\alpha \sin^2 \omega \right), \quad (3.18)$$

$$m_{dl}^2 = -\frac{1}{2}b_{21}^2 - \frac{1}{2}m_Z^2 \sin \alpha \sin \beta \sin 2\omega, \quad (3.19)$$

$$m_{ll}^2 = \frac{1}{2}\Delta_l + \frac{1}{8}m_Z^2 \left( (1 - 2 \cos 2\alpha) \sin^2 \omega + \cos 2\beta \cos^2 \omega \right), \quad (3.20)$$

$$m_{u_2 u_2}^2 = \frac{1}{2}\Delta_{u_2} + \frac{1}{8}m_Z^2 \left( (2 \cos 2\alpha + 1) \sin^2 \omega - \cos 2\beta \cos^2 \omega \right), \quad (3.21)$$

$$m_{u_2 u_1}^2 = -\frac{1}{2}b_{12}^2 - \frac{1}{2}m_Z^2 \cos \alpha \cos \beta \sin 2\omega, \quad (3.22)$$

$$m_{u_2 d}^2 = \frac{1}{2}(\mu_{11}\mu_{12} + \mu_{21}\mu_{22}) + \frac{1}{2}m_Z^2 \cos \alpha \sin \beta \sin 2\omega, \quad (3.23)$$

$$m_{u_2 l}^2 = -\frac{1}{2}b_{22}^2 - \frac{1}{2}m_Z^2 \sin 2\alpha \sin^2 \omega. \quad (3.24)$$

Dado que la matriz de masa de Higgs CP-par es simétrica, sólo necesitamos la información de las diez componentes independientes. Si bien la parte principal de esta tesis se centra en el sector de Higgs CP-Par, las matrices de masa CP-impar y de escalares cargados también pueden ser obtenidas.

### 3.4.2. Bosones de Higgs Pseudo-escalares y cargados

La parte imaginaria de los campos neutros en la base  $(\text{Im}H_{u_1}^0, \text{Im}H_d^0, \text{Im}H_{u_2}^0, \text{Im}H_l^0)$ , resulta en la matriz de masa de Higgs CP-Impar cuyas entradas son como sigue:

$$m_{\chi_{u_1 u_1}}^2 = \frac{1}{2}\Delta_{u1} + \frac{1}{8}m_Z^2 \left( \cos 2\beta \cos^2 \omega - \cos 2\alpha \sin^2 \omega \right), \quad (3.25)$$

$$m_{\chi_{u_1 d}}^2 = \frac{1}{2}b_{11}^2, \quad (3.26)$$

$$m_{\chi_{u_1 u_2}}^2 = \frac{1}{2}(\mu_{11}\mu_{21} + \mu_{12}\mu_{22}), \quad (3.27)$$

$$m_{\chi_{u_1 l}}^2 = \frac{1}{2}b_{12}^2, \quad (3.28)$$

$$m_{\chi_{dd}}^2 = \frac{1}{2}\Delta_d + \frac{1}{8}m_Z^2 \left( \cos 2\alpha \sin^2 \omega - \cos 2\beta \cos^2 \omega \right), \quad (3.29)$$

$$m_{\chi_{du_2}}^2 = \frac{1}{2}b_{21}^2, \quad (3.30)$$

$$m_{\chi_{dl}}^2 = \frac{1}{2}(\mu_{11}\mu_{12} + \mu_{21}\mu_{22}), \quad (3.31)$$

$$m_{\chi_{u_2 u_2}}^2 = \frac{1}{2}\Delta_{u_2} + \frac{1}{8}m_Z^2 \left( \cos 2\beta \cos^2 \omega - \cos 2\alpha \sin^2 \omega \right), \quad (3.32)$$

$$m_{\chi_{u_2 l}}^2 = b_{22}^2, \quad (3.33)$$

$$m_{\chi_{ll}}^2 = \frac{1}{2}\Delta_l + \frac{1}{8}m_Z^2 \left( \cos 2\alpha \sin^2 \omega - \cos 2\beta \cos^2 \omega \right). \quad (3.34)$$

De manera similar se pueden obtener la matriz de masa de Higgses cargados, en la base  $(H_{u1}^+, H_d^{-*}, H_{u2}^+, H_l^{-*})$ , cuyas entradas son como sigue

$$m_{H_{u_1 u_1}^\pm}^2 = \frac{\Delta_{u1}}{2} + \frac{m_Z^2}{8} \left( \cos 2\beta \cos^2 \omega - \cos 2\alpha \sin^2 \omega \right) + \frac{m_W^2}{4} \cos^2 \omega \left( \cos 2\alpha \tan^2 \omega + \sin^2 \beta \right), \quad (3.35)$$

$$m_{H_{u_1 d}^\pm}^2 = \frac{b_{11}^2}{2} + \frac{m_W^2}{4} \sin \beta \cos \beta \cos^2 \omega, \quad (3.36)$$

$$m_{H_{u_1 u_2}^\pm}^2 = \frac{1}{2}(\mu_{11}\mu_{12} + \mu_{21}\mu_{22}), \quad (3.37)$$

$$m_{H_{u_1 l}^\pm}^2 = b_{12}^2, \quad (3.38)$$

$$m_{H_{dd}^\pm}^2 = \frac{\Delta_d}{2} + \frac{1}{8}m_Z^2 \left( \cos 2\alpha \sin^2 \omega - \cos 2\beta \cos^2 \omega \right) + \frac{1}{4}m_W^2 \cos^2 \omega \left( \cos^2 \beta - \cos 2\alpha \tan^2 \omega \right), \quad (3.39)$$

$$m_{H_{du_2}^\pm}^2 = \frac{b_{21}^2}{2}, \quad (3.40)$$

$$m_{H_{dl}^\pm}^2 = \frac{1}{2}(\mu_{11}\mu_{12} + \mu_{21}\mu_{22}), \quad (3.41)$$

$$m_{H_{u_2u_2}^{\pm 2}}^2 = \frac{1}{2}\Delta_{u_2} + \frac{m_Z^2}{8} \left( \cos 2\beta \cos^2 \omega - \cos 2\alpha \sin^2 \omega \right) + \frac{m_W^2}{4} \cos^2 \omega \left( \cos^2 \alpha \tan^2 \omega - \cos^2 2\beta \right), \quad (3.42)$$

$$m_{H_{u_2l}^{\pm 2}}^2 = \frac{b_{22}^2}{2} + \frac{m_W^2}{4} \cos \alpha \sin \alpha \sin^2 \omega, \quad (3.43)$$

$$m_{H_{ll}^{\pm 2}}^2 = \frac{1}{2}\Delta_l + \frac{m_Z^2}{8} \left( \cos 2\alpha \sin^2 \omega - \cos 2\beta \cos^2 \omega \right) + \frac{m_W^2}{4} \cos^2 \omega \left( \sin^2 \alpha \tan^2 \omega + \cos^2 2\beta \right), \quad (3.44)$$

Es interesante notar que las matrices de masa de Higgses cargados y los pseudo escalares se relacionan a través de la siguiente expresión.

$$M_H^{\pm 2} = M_\chi^2 + \frac{m_W^2}{4} \begin{pmatrix} c_\omega^2(c_{2\alpha}t_\omega^2 + s_\beta^2) & s_\beta c_\beta c_\omega^2 & 0 & 0 \\ s_\beta c_\beta c_\omega^2 & c_\beta^2(c_\beta^2 - c_{2\alpha}t_\omega^2) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_\omega^2(c_\alpha^2 t_\omega^2 - c_{2\beta}^2) & c_\alpha s_\alpha s_\omega^2 \\ 0 & 0 & c_\alpha s_\alpha s_\omega^2 & c_\omega^2(s_\alpha^2 t_\omega^2 + c_{2\beta}^2) \end{pmatrix} \quad (3.45)$$

También es interesante identificar las relaciones que existen entre la traza de las diferentes matrices de masa.

$$\text{Tr}(M_h^2) = \mu_{11}^2 + \mu_{12}^2 + \mu_{21}^2 + \mu_{22}^2 + \frac{1}{2}[m_{u_1}^2 + m_d^2 + m_l^2 + m_{u_2}^2] + m_Z^2/4, \quad (3.46)$$

$$\text{Tr}(M_\chi^2) = \mu_{11}^2 + \mu_{12}^2 + \mu_{21}^2 + \mu_{22}^2 + \frac{1}{2}[m_{u_1}^2 + m_d^2 + m_l^2 + m_{u_2}^2], \quad (3.47)$$

$$\text{Tr}(M_H^{\pm 2}) = \mu_{11}^2 + \mu_{12}^2 + \mu_{21}^2 + \mu_{22}^2 + \frac{1}{2}[m_{u_1}^2 + m_d^2 + m_l^2 + m_{u_2}^2] + m_W^2/4 \quad (3.48)$$

Pues podemos observar que existen reglas de suma que se cumplen, esto es,  $\text{Tr}(M_h^2) = \text{Tr}(M_\chi^2) + m_Z^2/4$ , y  $\text{Tr}(M_H^{\pm 2}) = \text{Tr}(M_\chi^2) + m_W^2/4$ .

### 3.4.3. El límite MSSM

Si el modelo estudiado en esta tesis, en principio es una extensión del MSSM, es natural preguntarse si tenemos un límite en el que recuperemos el sector escalar del mismo. La respuesta es si, y la matriz de masa de los escalares CP-Even, es recuperada a bloques usando (3.5) y los siguientes límites.  $\mu_{11} \rightarrow \mu_{22}$ ,  $\mu_{12} \rightarrow -\mu_{21}$ ,  $b_{12} \rightarrow 0$ ,  $b_{21} \rightarrow 0$  y  $\omega \rightarrow 0$ , en cuyo caso tenemos

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} b_{11}^2 t_\beta + m_Z^2 c_\beta^2 & -b_{11}^2 - m_Z^2 s_\beta c_\beta & 0 & 0 \\ -b_{11}^2 - m_Z^2 s_\beta c_\beta & b_{11}^2 t_\beta^{-1} + m_Z^2 s_\beta^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b_{22}^2 t_\alpha^{-1} + m_Z^2 c_{2\beta} & -b_{22}^2 \\ 0 & 0 & -b_{22}^2 & b_{22}^2 t_\alpha \end{pmatrix} \quad (3.49)$$

Lo anterior es importante, porque nos da cierta confianza en la validez de las expresiones obtenidas [18], sin embargo una vez comprobado lo anterior, en las secciones siguientes nos centraremos en el modelo sin tomar en cuenta algún límite de este estilo.

### 3.4.4. Eigen-estados de masa del sector de Higgs

Con el fin de obtener los eigen-estados de masa del sector escalar neutro, asumimos que las entradas de la matriz de masa CP-Even  $i4$  ( $i = 1, 2, 3$ ) son pequeñas comparadas con las entradas restantes, esto es, suponemos que :

$$\mathcal{M}^2 \approx \begin{pmatrix} m_{u_1 u_1}^2 & m_{u_1 d}^2 & m_{u_1 l}^2 & \epsilon_1 \\ m_{d u_1}^2 & m_{dd}^2 & m_{dl}^2 & \epsilon_2 \\ m_{l u_1}^2 & m_{ld}^2 & m_{ll}^2 & \epsilon_3 \\ \epsilon_1 & \epsilon_2 & \epsilon_3 & m_{u_2 u_2}^2 \end{pmatrix} \quad (3.50)$$

Por lo que podemos realizar una diagonalización aproximada, esto es, los eigen-estados de masa se obtienen mediante la matriz de rotación  $O(\delta_i)$  la cual es definida de la siguiente



manera.

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \\ h_4 \end{pmatrix} = O(\delta_i) \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_d \\ \eta_l \\ \eta_2 \end{pmatrix}, \quad (3.51)$$

donde

$$\mathcal{M}^2 = O^T(\delta_i) \begin{pmatrix} m_{h_1}^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{h_2}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{h_3}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{h_4}^2 \end{pmatrix} O(\delta_i). \quad (3.52)$$

La matriz  $O(\delta_i)$  tiene la siguiente forma (con  $i = 1, 2, 3$ ) [23]

$$O^T(\delta_i) = \begin{pmatrix} c_{\delta_1} c_{\delta_2} & -c_{\delta_3} s_{\delta_1} - c_{\delta_1} s_{\delta_2} s_{\delta_3} & s_{\delta_1} s_{\delta_3} - c_{\delta_1} c_{\delta_3} s_{\delta_2} & 0 \\ c_{\delta_2} s_{\delta_1} & c_{\delta_1} c_{\delta_3} - s_{\delta_1} s_{\delta_2} s_{\delta_3} & -c_{\delta_3} s_{\delta_1} s_{\delta_2} - c_{\delta_1} s_{\delta_3} & 0 \\ s_{\delta_2} & c_{\delta_2} s_{\delta_3} & c_{\delta_2} c_{\delta_3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.53)$$

De esta manera, se obtienen las siguientes expresiones para los campos  $\eta_i$ , escritos en términos de los eigen-estados de masa  $H_i$  ( $i = 1, 4$ ):

$$\eta_1 = c_{\delta_1} c_{\delta_2} h_1 - (c_{\delta_3} s_{\delta_1} + c_{\delta_1} s_{\delta_2} s_{\delta_3}) h_2 + (s_{\delta_1} s_{\delta_3} - c_{\delta_1} c_{\delta_3} s_{\delta_2}) h_3, \quad (3.54)$$

$$\eta_d = c_{\delta_2} s_{\delta_1} h_1 + (c_{\delta_1} c_{\delta_3} - s_{\delta_1} s_{\delta_2} s_{\delta_3}) h_2 - (c_{\delta_3} s_{\delta_1} s_{\delta_2} + c_{\delta_1} s_{\delta_3}) h_3, \quad (3.55)$$

$$\eta_l = s_{\delta_2} h_1 + c_{\delta_2} s_{\delta_3} h_2 + c_{\delta_2} c_{\delta_3} h_3, \quad (3.56)$$

$$\eta_4 = h_4. \quad (3.57)$$

Estas expresiones resultan ser de suma importancia ya que posteriormente serán utilizadas para derivar las interacciones entre los Higgses con los fermiones y bosones de norma del modelo, es decir nos permitirá obtener los acoplamientos de Yukawa.

Ahora bien debemos verificar que el espectro de Higgs sea viable, i.e. que es posible tener un bosón ligero de Higgs tipo ME con  $m_h = 125$  GeV, acompañado con bosones

*CAPÍTULO 3 EL MODELO SUPERSIMÉTRICO CON CUATRO DOBLETES DE HIGGS (4HDM) CON FCNC*

---

neutros y cargados más pesados, y que los acoplamientos se encuentren dentro de las cotas del LHC sobre partículas de Higgs. A fin de estudiar los parámetros del modelo y sus simetrías, es conveniente considerar que las simetrías discretas del sector de Yukawa aplican también para los términos  $\mu$  i.e.  $\mu_{ij} = 0$ . En este paso será importante incluir las correcciones radiativas de SUSY sobre la masa del Higgs, las cuales son dominadas por los lazos de top-stop. Estas correcciones radiativas depende de las interacciones entre el top y el stop, y como una aproximación vamos a desprestigiar las interacciones de violación de sabor, ya que las actuales cotas sobre procesos con FCNC hacen que sean pequeñas, lo cual resulta en una aproximación consistente. Así siguiendo la técnica de potencial efectivo para incluir las correcciones radiativas dominantes del stop-top, se obtiene la siguiente expresión para la masa del bosón de Higgs más ligero ( $h_1$ ) Fig. 3.1.

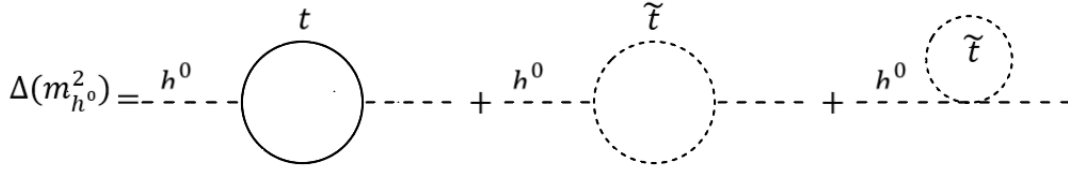


Figura 3.1: Contribuciones a la masa del escalar de Higgs más ligero del MSSM, provenientes de los diagramas a un loop del quark-top y del squark-top.

$$\begin{aligned}
 m_{h_1}^2 &= \frac{m_Z^2}{8} F_1(\alpha, \beta, \delta_i, \omega) - s_{\delta_1} c_{\delta_1} c_{\delta_2}^2 b_{11}^2 - s_{\delta_1} s_{\delta_2} c_{\delta_2} b_{21}^2 \\
 &+ \frac{1}{2} \tilde{m}_{u_1}^2 c_{\delta_1}^2 c_{\delta_2}^2 + \frac{1}{2} \tilde{m}_d^2 s_{\delta_1}^2 c_{\delta_2}^2 + \frac{1}{2} \tilde{m}_l^2 s_{\delta_2}^2 + c_{\delta_1}^2 c_{\delta_2}^2 \frac{3G_F m_t^4}{\sqrt{2}\pi^2 r_{1u}} \log \frac{m_{stop}^2}{m_t^2}
 \end{aligned} \tag{3.58}$$

donde  $r_{14} = v_4^2/v^2$  y:

$$\begin{aligned}
 F_1(\alpha, \beta, \delta_i, \omega) &= [ c_{\delta_1}^2 c_{\delta_2}^2 \left( (2c_{2\beta} + 1)c_\omega^2 - c_{2\alpha} s_\omega^2 \right) + s_{\delta_1}^2 c_{\delta_2}^2 \left( c_{2\alpha} s_\omega^2 + (1 - 2c_{2\beta})c_\omega^2 \right) \\
 &+ s_{\delta_2}^2 \left( (1 - 2c_{2\alpha})s_\omega^2 + c_{2\beta} c_\omega^2 \right) + c_\beta c_{\delta_1} \left( s_\alpha s_{2\delta_2} s_{2\omega} - 4s_\beta s_{\delta_1} c_{\delta_2}^2 c_\omega^2 \right) \\
 &- 4s_\alpha s_\beta s_{\delta_1} s_{\delta_2} c_{\delta_2} s_\omega c_\omega ],
 \end{aligned} \tag{3.59}$$

análogamente se pueden obtener las expresiones para la masa de los Higgses más pesados

$m_{h_i}^2$ , para este paso es importante mencionar que la contribución de SUSY, esto es, la debida a los stops, también es añadida a la masa de  $m_{h_2}$  y  $m_{h_3}$ .<sup>1</sup>

$$\begin{aligned}
 m_{h_2}^2 &= \frac{m_Z^2}{8} F_2(\alpha, \beta, \delta_i, \omega) + s_{\delta_1} s_{\delta_3} c_{\delta_3} (c_{\delta_1} c_{\delta_3} - s_{\delta_1} s_{\delta_2} s_{\delta_3}) b_{11}^2 + c_{\delta_2} s_{\delta_3} (s_{\delta_1} s_{\delta_2} s_{\delta_3} - c_{\delta_1} c_{\delta_3}) b_{21}^2 \\
 &+ \frac{1}{8} s_{\delta_1}^2 s_{\delta_2}^2 \tilde{m}_{u_1} + \frac{1}{2} (c_{\delta_1} c_{\delta_3} - s_{\delta_1} s_{\delta_2} s_{\delta_3})^2 \tilde{m}_d^2 + \frac{1}{2} c_{\delta_2}^2 s_{\delta_3}^2 \tilde{m}_l \\
 &- s_{\delta_1}^2 s_{\delta_3}^2 c_{\delta_3}^2 \frac{3G_F m_t^4}{\sqrt{2}\pi^2 r_{1u}} \log \frac{m_{stop}^2}{m_t^2}. \tag{3.60}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 m_{h_3}^2 &= \frac{m_Z^2}{8} F_3(\alpha, \beta, \delta_i, \omega) - (s_{\delta_1} s_{\delta_2} c_{\delta_3} + c_{\delta_1} s_{\delta_3}) (c_{\delta_1} s_{\delta_2} c_{\delta_3} - s_{\delta_1} s_{\delta_3}) b_{11}^2 \\
 &+ c_{\delta_2} c_{\delta_3} (s_{\delta_1} s_{\delta_2} c_{\delta_3} + c_{\delta_1} s_{\delta_3}) b_{21}^2 + \frac{1}{2} (c_{\delta_1} s_{\delta_2} c_{\delta_3} - s_{\delta_1} s_{\delta_3})^2 \tilde{m}_{u_1}^2 \\
 &+ \frac{1}{2} (s_{\delta_1} s_{\delta_2} c_{\delta_3} + c_{\delta_1} s_{\delta_3})^2 \tilde{m}_d^2 + \frac{1}{2} c_{\delta_2}^2 c_{\delta_3}^2 \tilde{m}_l^2 + (c_{\delta_1} s_{\delta_2} c_{\delta_3} - s_{\delta_1} s_{\delta_3})^2 \frac{3G_F m_t^4}{\sqrt{2}\pi^2 r_{1u}} \log \frac{m_{stop}^2}{m_t^2}. \tag{3.61}
 \end{aligned}$$

$$m_{h_4}^2 = \frac{1}{2} \tilde{m}_{u_2}^2 + \frac{m_Z^2}{8} \left[ (2 \cos 2\alpha + 1) \sin^2 \omega - \cos 2\beta \cos^2 \omega \right]. \tag{3.62}$$

### 3.5. Masas del sector escalar del 4HDM

En modelos de extensión como lo es el 2HDM y en nuestro caso un modelo SUSY 4HDM, un paso importante es verificar que pueda proveer un boson escalar ligero tipo ME, y por lo tanto con una masa  $m_h = 125$  GeV, incluyendo las correcciones de SUSY (3.58). Para poder obtener lo anterior es necesario especificar el valor de los “soft SUSY-breaking terms”, los cuales pueden ser fijados, primero obteniendo el bosón de Higgs ligero, lo que permite restringir el espacio de parámetros, una vez obtenido el valor requerido, el resto de las masas de los Higgses CP-Par deberán estar en un rango mayor a 0.5 TeV. Bajo esta primera constricción un escenario posible, se muestra en las siguientes gráficas:

<sup>1</sup>Las funciones  $F_i$  son mostradas a detalle en el apéndice A de este trabajo.

CAPÍTULO 3 EL MODELO SUPERSIMÉTRICO CON CUATRO DOBLETES DE  
HIGGS (4HDM) CON FCNC

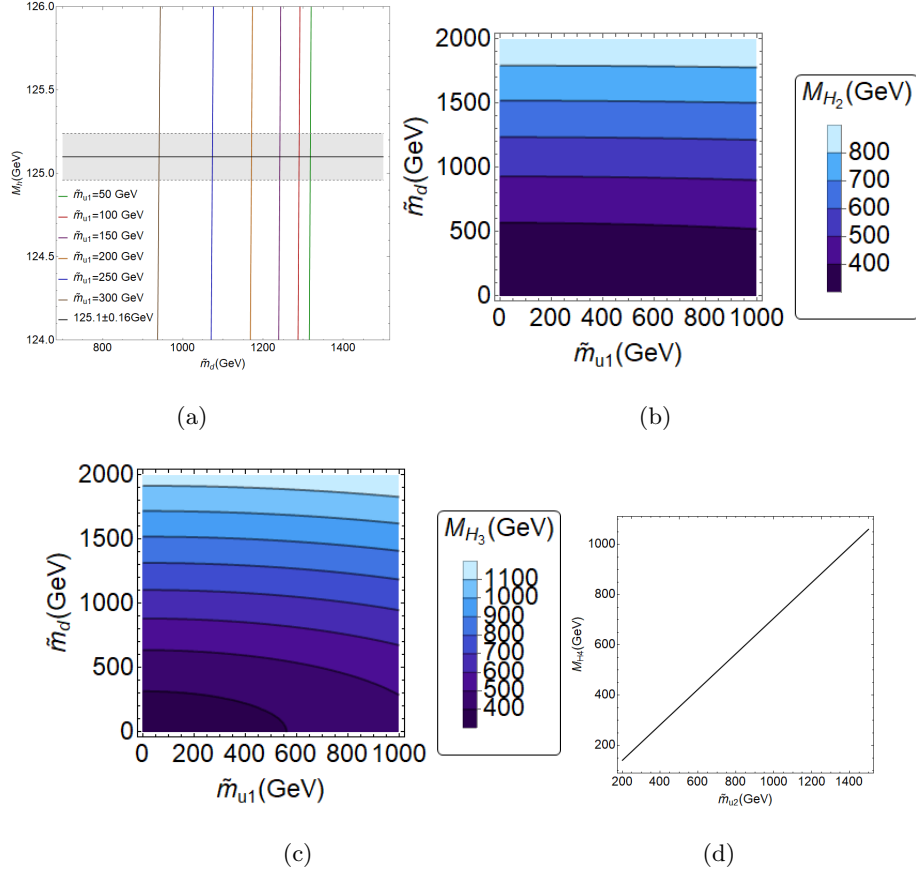


Figura 3.2: (a)  $m_h$ , (b)  $m_{H_2}$ , (c)  $m_{H_3}$ , (d)  $m_{H_4}$ ; in (a)-(b) caso como función de  $\tilde{m}_d$  y  $\tilde{m}_{u1}$  y en (d) como función de  $\tilde{m}_{u2}$ .

Mostramos en la Fig. 3.2 b-c, las regiones de contorno para la masa de los escalares más pesados  $m_{H_i=2,3}$  las cuales recaen en el plano  $\tilde{m}_{u1}$  vs  $\tilde{m}_d$ , suponiendo que  $m_{stop} = 1 TeV$ . Nuestra elección para el resto de los parámetros es hecha para alcanzar masas de Higgs más grandes que  $O(0.5)$  TeV; así definimos nuestro conjunto de parámetros como sigue:  $\alpha = 0.01, \beta = 0.45, \omega = 0.37, \delta_1 = 0.31, \delta_2 = 0.37, \delta_3 = 2.1, b_{11} = 550 GeV, b_{21} = 50 GeV$ , y  $\tilde{m}_l = 500 GeV$ . Para la Fig. 3.2 d, el único parámetro libre es  $\tilde{m}_{u2}$ , por lo que  $m_{h4}$  es mostrado como función de  $\tilde{m}_{u2}$ . También notamos que para esta elección de parámetros, las masas de los bosones de Higgs pesados ( $H_2, H_3, H_4$ ) son alrededor de:  $(400 GeV - 1 TeV)$ , los cual podría ser objeto de interés para el HL-LHC. El siguiente paso es analizar el sector de Yukawa del modelo, lo cual se muestra en los siguientes capítulos.

## Capítulo 4

# FCNC en el sector de quarks tipo Up en 4HDM

### 4.1. Lagrangiana de Yukawa del modelo

La lagrangiana de Yukawa de este modelo se deriva del superpotencial correspondiente Ec. 3.2, después de eliminar los campos auxiliares (F-terms), de esta manera los términos de Yukawa pueden ser escritos como sigue:

$$\mathcal{L} = \bar{u}_{iL} u_{jR} (Y_1^u)_{ij} H_{u1}^0 + \bar{u}_{iL} u_{jR} (Y_4^u)_{ij} H_{u2}^0 + \bar{d}_{iL} d_{jR} (Y^d)_{ij} H_d^0 + \bar{l}_{iL} l_{jR} (Y^l)_{ij} H_l^0 + h.c. \quad (4.1)$$

A diferencia del sector Up de quarks que interactúa con dos dobletes de Higgs simultáneamente, los quarks de tipo down y leptones cargados sólo interactúan con un solo doblete de Higgs, por lo que las correspondientes matrices de masa están dadas por

$$M_f = Y^f \frac{v_f}{\sqrt{2}}, \quad (4.2)$$

donde  $f = d, l$ , respectivamente.

Después de rotar a la base de eigen-estados de masa, las matrices de Yukawa de

leptones cargados y quarks tipo down, adquieren forma diagonal, i.e.

$$\bar{Y}^f = \frac{\sqrt{2}}{v_f} \bar{M}_f. \quad (4.3)$$

Por otro lado los dobletes de Higgs  $H_{u1}$  y  $H_{u2}$ , se acoplan con los quarks del tipo Up a través de las matrices de Yukawa  $Y_1^u$  y  $Y_4^u$ . Después de la rotura espontánea de simetría (SSB), estas matrices se combinan para producir la matriz de masa de fermiones con alguna estructura determinada. Así la matriz de masa correspondiente recibe contribuciones de ambos vevs  $v_1$  y  $v_4$ , es decir

$$M_u = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_1 Y_1^u + v_4 Y_4^u). \quad (4.4)$$

Para obtener la masa física de los fermiones, es necesario diagonalizar la matriz de masa; esto se logra a través de una transformación bi-unitaria  $\mathcal{V}_{L,R}$ , i.e.

$$\bar{M}_u = \mathcal{V}_L M_u \mathcal{V}_R^\dagger = \mathcal{V}_L \frac{1}{\sqrt{2}} (v_1 Y_1^u + v_4 Y_4^u) \mathcal{V}_R^\dagger, \quad (4.5)$$

la forma de la matriz  $\mathcal{V}_{L,R}$  depende del tipo de textura de  $M_u$ ; este tipo expresiones han sido obtenidas para los casos de texturas hermitianas tipo 4 y 6. Aunque  $\mathcal{V}_{L,R}$  diagonaliza la matriz  $M_u$ , no necesariamente diagonaliza cada matriz de Yukawa que contribuye a  $M_u$ , por lo que interacciones Higgs-Fermión con violación de sabor a través de corrientes neutras en principio son inducidas.

#### 4.1.1. Diagonalización de la matriz de masa del sector quarks de tipo-Up mass con una 4-textura

El uso de texturas dentro del contexto del 2HDM, considera en un principio una forma específica con seis ceros [24], y se encuentra que las texturas implican un patrón en los acoplamientos entre Higgs y fermiones de la forma  $\frac{\sqrt{m_i m_j}}{v}$ , conocida como el ansatz de Cheng-Sher.

Resulta que tales vértices satisfacen los límites sobre FCNC mediados por el bosón de Higgs, con masas más ligeras que de  $\mathcal{O}(\text{TeV})$ . El caso con texturas con cuatro ceros, ha sido estudiado anteriormente en [25, 26], y sus implicaciones fueron estudiadas en [27, 28, 29, 30]. Otras variantes para las matrices de Yukawa también han sido discutidas en [31, 32, 33].

En lo que sigue supondremos que las matrices de Yukawa en el sector Up de quarks ( $Y_1^u, Y_4^u$ ) tienen una estructura de 4-textura, pero mas que enfocarse en un modelo específico, se deben considerar las características de este caso. Así la matriz de masa toma la siguiente forma

$$M_u = \begin{pmatrix} 0 & D & 0 \\ D^* & C & B \\ 0 & B^* & A \end{pmatrix}. \quad (4.6)$$

Luego, la matriz de masa se expresa después de haber sido rotada como sigue:

$$\bar{M}_u = V_L M_u V_R^\dagger = \frac{v_1}{\sqrt{2}} V_L Y_1^u V_R^\dagger + \frac{v_2}{\sqrt{2}} V_L Y_4^u V_R^\dagger = \frac{v_1}{\sqrt{2}} \tilde{Y}_1^u + \frac{v_2}{\sqrt{2}} \tilde{Y}_4^u, \quad (4.7)$$

Después de quedarnos sólo con la parte neutra de los dobletes de Higgs, el lagrangiano de Yukawa ( $\mathcal{L}_u$ ) para el sector de quarks del tipo Up toma la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_u = \bar{u}_{iL} u_{jR} (Y_1^u)_{ij} H_{u1}^0 + \bar{u}_{iL} u_{jR} (Y_4^u)_{ij} H_{u2}^0 + h.c., \quad (4.8)$$

Al sustituir  $H_{u1}^0$  y  $H_{u2}^0$  con ec. 3.3, la expresión anterior se transforma en:

$$\mathcal{L}_u = \bar{u}_{iL} u_{jR} (Y_1^u)_{ij} \frac{1}{\sqrt{2}} (v_1 + \eta_1 + i\chi_1) + \bar{u}_{iL} u_{jR} (Y_4^u)_{ij} \frac{1}{\sqrt{2}} (v_4 + \eta_4 + i\chi_4) + h.c., \quad (4.9)$$

así, después de mantener sólo la parte real y realizar algunas simplificaciones adecuadas  $\mathcal{L}_u$  se convierte en:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_u &= \bar{u}_L \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} (v_1 Y_1^u + v_4 Y_4^u) \right] u_R + \bar{u}_L \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta_1 Y_1^u + \eta_4 Y_4^u) \right] u_R + h.c., \\ &= \bar{u}_L M_u u_R + \bar{u}_L \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta_1 Y_1^u + \eta_4 Y_4^u) \right] u_R + h.c. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Después de rotar a la base de masas se obtiene:

$$\mathcal{L}_u = \bar{u}_L \bar{M}_u u_R + \bar{u}_L \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta_1 \tilde{Y}_1^u + \eta_4 \tilde{Y}_4^u) \right] u_R + h.c., \quad (4.11)$$

donde

$$\bar{M}_u = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_1 \tilde{Y}_1^u + v_4 \tilde{Y}_4^u). \quad (4.12)$$

Es importante resaltar que una de las matrices de Yukawa se puede expresar en términos de la otra y la matriz de masa diagonal, esto es,

$$\tilde{Y}_1^u = \frac{\sqrt{2}}{v_1} \bar{M}_u - \frac{v_4}{v_1} \tilde{Y}_4^u, \quad (4.13)$$

además  $\bar{M}_u$  es diagonal mientras que las matrices  $\tilde{Y}_i^u$  con  $i = 1, 4$  no lo son. Por lo que escribiendo  $\mathcal{L}_u$  en términos de  $\tilde{Y}_4^u$ , se obtiene lo siguiente:

$$\mathcal{L}_u = \bar{u}_L \bar{M}_u u_R + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_L \left[ \left( \frac{\sqrt{2}}{v_1} \bar{M}_u - \frac{v_4}{v_1} \tilde{Y}_4^u \right) \eta_1 + \tilde{Y}_4^u \eta_4 \right] u_R + h.c. \quad (4.14)$$

#### 4.1.2. Los acoplamientos de Yukawa

En ec. 4.14, observamos que ahora solo es necesario dar información acerca de la matriz  $\tilde{Y}_4^u$ . Entonces expresando los campos neutros  $\eta_{1,2}$  en términos de los eigenestados de masa se derivan los acoplamientos entre Higgs y fermiones en el sector Up de quarks.

Luego, usando ec: (3.51) obtenemos los acoplamientos del Higgs con el sector de quarks del tipo Up (con  $c_\omega^{-1} = 1/\cos \omega$ ),

$$g_{h_1 u_i u_j} = \frac{c_\omega c_{\delta_1} c_{\delta_2}}{v c_\beta} \left[ \sqrt{2} (\bar{M}_u)_{ij} - v t_\omega s_\alpha c_\omega^{-1} (\tilde{Y}_4^u)_{ij} \right], \quad (4.15)$$

$$g_{h_2 u_i u_j} = -\frac{c_\omega (c_{\delta_3} s_{\delta_1} + c_{\delta_1} s_{\delta_2} s_{\delta_3})}{v c_\beta} \left[ \sqrt{2} (\bar{M}_u)_{ij} - v t_\omega s_\alpha c_\omega^{-1} (\tilde{Y}_4^u)_{ij} \right], \quad (4.16)$$

$$g_{h_3 u_i u_j} = \frac{c_\omega (s_{\delta_1} s_{\delta_3} - c_{\delta_1} c_{\delta_3} s_{\delta_2})}{v c_\beta} \left[ \sqrt{2} (\bar{M}_u)_{ij} - v t_\omega s_\alpha c_\omega^{-1} (\tilde{Y}_4^u)_{ij} \right], \quad (4.17)$$

$$g_{h_4 u_i u_j} = (\tilde{Y}_4^u)_{ij}, \quad (4.18)$$



por otro lado, en el sector down de quarks se obtienen los acoplamientos respectivos:

$$g_{h_1 dd} = \frac{\bar{M}_d}{v s_\beta} c_\omega c_{\delta_2} s_{\delta_1}, \quad (4.19)$$

$$g_{h_2 dd} = \frac{\bar{M}_d}{v s_\beta} c_\omega (c_{\delta_1} c_{\delta_3} - s_{\delta_1} s_{\delta_2} s_{\delta_3}), \quad (4.20)$$

$$g_{h_3 dd} = -\frac{\bar{M}_d}{v s_\beta} c_\omega (c_{\delta_3} s_{\delta_1} s_{\delta_2} + c_{\delta_1} s_{\delta_3}), \quad (4.21)$$

así mismo, para el sector de leptones cargados obtenemos:

$$g_{h_1 ll} = \frac{\bar{M}_l}{v t_\omega c_\alpha} c_\omega s_{\delta_2}, \quad (4.22)$$

$$g_{h_2 ll} = \frac{\bar{M}_l}{v t_\omega c_\alpha} c_\omega c_{\delta_2} s_{\delta_3}, \quad (4.23)$$

$$g_{h_3 ll} = \frac{\bar{M}_l}{v t_\omega c_\alpha} c_\omega c_{\delta_2} c_{\delta_3}. \quad (4.24)$$

Adicionalmente, expandiendo las derivadas covariantes de los dobletes de Higgs, también se derivan los acoplamientos  $h_i VV$ . Los acoplamientos  $h_i WW$  son expresados como sigue:

$$g_{h_1 WW} = 2 \frac{m_W^2}{v} c_\omega [c_\beta c_{\delta_1} c_{\delta_2} + s_\beta c_{\delta_2} s_{\delta_1} + t_\omega s_\alpha s_{\delta_2}], \quad (4.25)$$

$$g_{h_2 WW} = 2 \frac{m_W^2}{v} c_\omega [-c_\beta (c_{\delta_3} s_{\delta_1} + c_{\delta_1} s_{\delta_2} s_{\delta_3}) + s_\beta (c_{\delta_1} c_{\delta_3} - s_{\delta_1} s_{\delta_2} s_{\delta_3}) + t_\omega s_\alpha c_{\delta_2} s_{\delta_3}], \quad (4.26)$$

$$g_{h_3 WW} = 2 \frac{m_W^2}{v} c_\omega [c_\beta (s_{\delta_1} s_{\delta_3} - c_{\delta_1} c_{\delta_3} s_{\delta_2}) - s_\beta (c_{\delta_3} s_{\delta_1} s_{\delta_2} + c_{\delta_1} s_{\delta_3}) + t_\omega s_\alpha c_{\delta_2} c_{\delta_3}], \quad (4.27)$$

$$g_{h_4 WW} = 2 \frac{m_W^2}{v} c_\omega t_\omega c_\alpha. \quad (4.28)$$

Análogamente se obtienen los vértices  $h_i ZZ$  con un factor que depende del ángulo de Weinberg.

Después de haber discutido y estudiado el sector escalar y el sector de Yukawa del modelo y habiendo derivado todos los acoplamientos de Higgs relevantes, comenzamos con la fenomenología de los distintos bosones de Higgs del modelo, en particular  $h_1$  y  $H_2$ , lo anterior se desarrolla en el capítulo siguiente.



## Capítulo 5

# Fenomenología del 4HDM con FCNC'S

¿Qué sigue después de haber estudiado el sector escalar y de Yukawa del modelo? ¿Cuáles son los pasos a seguir? ¿Por qué resulta importante derivar la masa de los bosones escalares? ¿Qué utilidad le damos a la derivación de las reglas de Feynman?

Uno puede trabajar en aspectos teóricos de cualquier modelo que se esté estudiando, o proponiendo, y desarrollar y obtener expresiones para las distintas cantidades físicas que podemos llegar a medir en el experimento, tales como la masa de escalares, ángulos de mezcla (en el contexto del 2HDM), acoplamientos entre partículas, etc. Sin embargo es a través de contrastar dichas expresiones con el experimento (mediciones del LHC por ejemplo), que podemos definir la viabilidad o no del modelo en cuestión. En los capítulos anteriores se obtuvieron las expresiones para la masa de los bosones escalares del modelo así como los acoplamientos de Yukawa con dichos bosones. Uno de nuestros intereses es estudiar el proceso con FCNC  $t \rightarrow ch$  así como la viabilidad con FCNC de  $H_2 \rightarrow tc$  (donde  $h$  es el bosón de Higgs tipo ME,  $H_2$  es el siguiente escalar pesado), obteniendo el correspondiente *branching ratio* (BR) de ambos procesos. Para esto es necesario entre otras cosas calcular los correspondientes anchos de decaimiento  $\Gamma(t \rightarrow ch)$  y  $\Gamma(H_2 \rightarrow tc)$ .

Como se discutió en los capítulos anteriores, las masas de los escalares y los acopla-

mientos dependen de los parámetros del modelo, por lo que es necesario constriñirlos adecuadamente; este proceso debe hacerse contrastando con las mediciones de LHC, en particular lo reportado por los experimentos ATLAS y CMS, como fue en nuestro caso.

Por ejemplo en [22], se muestran *fits* en términos de los acoplamientos del Higgs con los pares de  $t, b, \tau, W, Z, g, \gamma$ , es decir valores que están en acuerdo con las mediciones hechas hasta antes de la fecha de la publicación de dicho artículo. Así se podrían comparar los acoplamientos de Yukawa de un modelo en particular a través de la expresión  $r_i = 1 + \epsilon_i$ , donde

$$r_i = \frac{g_{hi}^{\text{Modelo}}}{g_{hi}^{\text{ME}}}, \quad (5.1)$$

con  $i = t, b, \tau, \dots$ ,  $g_{hi}^{\text{Modelo}}$  y  $g_{hi}^{\text{ME}}$  son los acoplamientos del Higgs con fermiones y bosones del modelo *privado* y del ME respectivamente. Así eligiendo los  $\epsilon_i$  adecuados, uno es capaz de ir restringiendo el espacio de parámetros, del tal manera que esté dentro de lo permitido. De esta manera se pueden obtener regiones de parámetros (*benchmark point*) y así comenzar con la fenomenología de interés.

Sin embargo, como es sabido a medida que los datos de LHC (RUN 2), son actualizados los valores o *fits* que artículos como [22] también deben ser actualizados, entonces lo conveniente siempre será contrastar con las mediciones tan actuales como sea posible.

## 5.1. Constricciones del modelo a partir de las búsquedas en LHC.

Una vez analizados los sectores de Higgs y Yukawa, podemos ahora concentrarnos en las constricciones de los parámetros que el 4HDM envuelve. I.e. debemos especificar los posibles valores de los siguientes parámetros.

- Ángulos de mezcla  $\delta_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), los cuales aparecen en la matriz de rotación ec.(3.53).
- Ángulos que parametrizan los VEV's:  $\alpha, \beta, \omega$ ; eq. (3.6).

5.1. CONSTRICCIONES DEL MODELO A PARTIR DE LAS BÚSQUEDAS EN LHC.

---

- Masa de escalares pesados: en especial  $m_{H_2}$ .
- Elementos de la matriz de Yukawa  $(\tilde{Y}_4^u)_{tt} \equiv Y_{tt}$  y  $(\tilde{Y}_4^u)_{tc} \equiv Y_{tc}$ .

A fin de tener escenarios reales, se usan las mediciones reportadas por las colaboraciones de ATLAS y CMS más actuales [34, 35]; a saber, *the signal strengths* (la intensidad de señales)  $\mathcal{R}_X$ , las cuales son definidas como sigue:

$$\mathcal{R}_X = \frac{\sigma(pp \rightarrow h) \cdot BR(h \rightarrow X)}{\sigma(pp \rightarrow h^{\text{SM}}) \cdot BR(h^{\text{SM}} \rightarrow X)}, \quad (5.2)$$

Donde  $\sigma(pp \rightarrow H_i)$  es la sección eficaz de la producción de  $H_i$ , con  $H_i = h, h^{\text{ME}}$ ; de nuevo  $h$  es el bosón de Higgs tipo ME proveniente de una extensión del ME and  $h^{\text{ME}}$  es el bosón de Higgs del ME;  $BR(H_i \rightarrow X)$  es el branching ratio de  $H_i$  decayendo a  $X = b\bar{b}, \tau^- \tau^+, \mu^- \mu^+, WW^*, ZZ^*, \gamma\gamma$ . De los acoplamientos de los fermiones con Higgs (eq. (4.15)), observamos que los términos fuera de los brackets deben ser cercanos a la unidad, mientras que el segundo término dentro de los brackets debe ser cercano a cero, a fin de tener pequeñas desviaciones respecto a los acoplamientos del ME. Esto es posible suponiendo que  $c_\omega \sim c_\beta \sim c_{\delta_i} \sim 1$  y  $s_\alpha \ll 1$ .

La Fig. 5.1 muestra el plano  $c_{\delta_1} - c_{\delta_2}$ , en el cual las áreas sombreadas representan las regiones permitidas por  $\mathcal{R}_b$  (verde),  $\mathcal{R}_\tau$  (rosa),  $\mathcal{R}_W$  (amarillo),  $\mathcal{R}_Z$  (azul),  $\mathcal{R}_\gamma$  (naranja). Luego, la intersección de todas las regiones permitidas es representada por el área roja. La gráfica es generada por la paquetería **SpaceMath** [36]. En la tabla 5.1 se presentan los valores para los parámetros usados para encontrar el plano.

Tabla 5.1: Valores para los parámetros del modelo, usados para evaluar  $\mathcal{R}_{x\bar{x}}$ .

Parámetro	Valor
$c_\omega$	0.93
$s_\alpha$	0.01
$c_\beta$	0.9
$(\tilde{Y}_4^u)_{tt}$	0.1

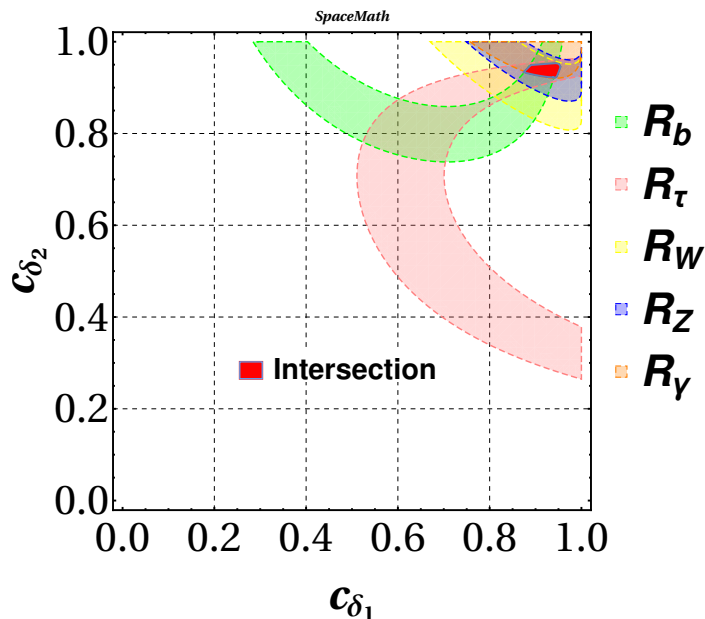


Figura 5.1: Región permitida en el plano  $c_{\delta_1} - c_{\delta_2}$ , del análisis de las razones  $\mathcal{R}_b$  (verde),  $\mathcal{R}_{\tau}$  (rosa),  $\mathcal{R}_W$  (amarillo),  $\mathcal{R}_Z$  (azul),  $\mathcal{R}_{\gamma}$  (naranja) en el plano  $c_{\delta_1} - c_{\delta_2}$ . El área roja representa la intersección de todas las regiones individuales permitidas.

También es necesario conocer los valores de los elementos de matriz  $Y_{tc}$  ( en lo que sigue denotaremos  $Y_{tc} = (\tilde{Y}_4^u)_{tc}$ ), ya que es un parámetro fundamental en nuestro análisis, pues estamos interesados en la posible evidencia de decaimientos con cambio de sabor  $H_2 \rightarrow tc$  y  $t \rightarrow ch$  cuyos acoplamientos son proporcionales a  $Y_{tc}$ . A fin de restringirlo, se deben considerar las restricciones a altas energías provenientes de los límites de LHC sobre el decaimiento del top  $t \rightarrow ch$ , entonces luego con constricciones a bajas energías, particularmente en la mezcla de  $D - \bar{D}$ .

Para las restricciones de altas energías se usa directamente el límite superior sobre  $BR(t \rightarrow ch) < 1.1 \times 10^{-3}$  [37]; con este valor se obtiene un límite sobre  $Y_{tc}$  de orden 1, dependiente de los valores de  $c_{\beta}$ . Sin embargo los autores en Ref. [38] obtuvieron una estimación, extrapolando el número de eventos para la señal y los *backgrounds* desde  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  a  $3000 \text{ fb}^{-1}$ , suponiendo que los detalles y análisis experimentales permanecen iguales. El límite superior resultante está dado por  $BR(t \rightarrow ch) < 7.69 \times 10^{-5}$ .

La Figura 5.2 muestra las regiones permitidas en el plano  $c_{\beta} - Y_{tc}$ , donde las áreas

sombreadas representan las regiones permitidas obtenidas de límite superior reportado en Ref [37] sobre  $BR(t \rightarrow ch)$  (área azul), y por el análisis de extrapolación (área roja). Notamos que considerando  $c_\beta = 0.9$  (ver Tabla 5.1),  $Y_{tc}$  puede alcanzar un valor de hasta 0.4, después de tomar el análisis de extrapolación en cuenta.

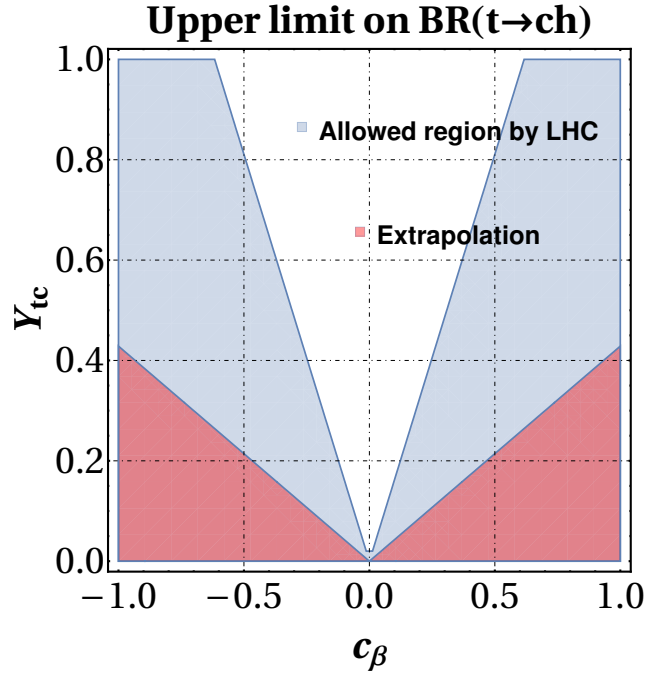


Figura 5.2: Plano  $c_\beta - Y_{tc}$ . Las áreas sombreadas representan las regiones permitidas obtenidas de límite superior reportado en Ref [37] sobre  $BR(t \rightarrow ch)$  (área azul), y por el análisis de extrapolación (área roja).

## 5.2. La búsqueda de LHC de decaimientos FCNC $t \rightarrow ch$ , $H_2 \rightarrow tc$

Los decaimientos raros del quark Top, han sido estudiados por varios años como un canal para la búsqueda de nueva física [49, 50, 51], incluyendo una variedad de cálculos teóricos para  $BR(t \rightarrow ch)$ . Como ha sido discutido antes, nuestro modelo permite FCNC para los acoplamientos en el sector Up, por lo que podemos obtener procesos FCNC tanto para decaimientos del quark Top y los bosones  $H_i$ . Por otro lado Refs. [21, 39, 40], brindan algunas estimaciones de los branching ratios para  $t \rightarrow ch$  que podrían ser probados en la diferentes fases del LHC. Por ejemplo se dice que procesos de los decaimientos del top,

proveen el mejor canal para observar interacciones FCNC, mientras que sólo en algunos casos es sobrepasado por la producción de un solo top, donde se involucran interacciones de quarks up y charm. En algunos ejemplos discutidos en Ref. [21], dan las tasas máximas predichas para ser observables con una significancia estadística a  $3\sigma$  o mayor, para un año de LHC en que la luminosidad alcance  $6000 \text{ fb}^{-1}$ .

En la siguiente sección se realiza un estudio detallado de la detección del decaimiento  $t \rightarrow ch$  en la fase venidera de LHC (HL-LHC stage), luego se presenta el análisis para determinar la viabilidad del LHC para detectar el decaimiento  $H_2 \rightarrow tc$  en el HL-LHC.

### 5.2.1. Búsqueda del decaimiento $t \rightarrow ch$ en el LHC

El BR para el proceso  $t \rightarrow ch$ , a nivel de árbol, puede ser calculado a través de la siguiente expresión:

$$BR(t \rightarrow ch) = \frac{\Gamma(t \rightarrow ch)}{\Gamma_{tot}}, \quad (5.3)$$

donde el ancho total del top es dado por:  $\Gamma_{tot} = \Gamma(t \rightarrow Wb) + \Gamma(t \rightarrow ch)$  GeV, y el correspondiente para el decaimiento FCNC del top es:

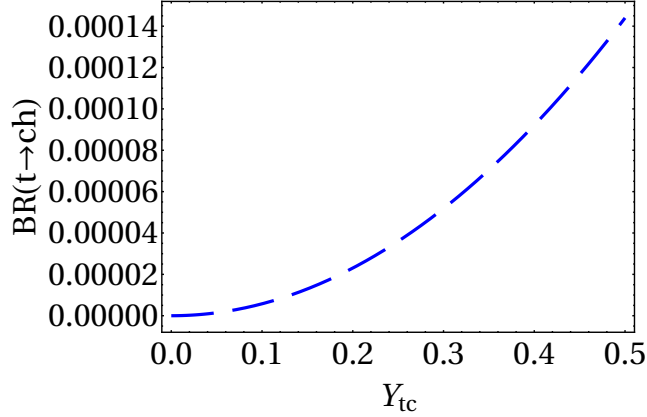
$$\Gamma(t \rightarrow ch) = \frac{m_t}{16\pi} g_{htc}^2 \left[ (1 + r_{hc})^2 - r_{ht}^2 \right] \times \sqrt{1 - (r_{ht} + r_{hc})^2} \sqrt{1 - (r_{ht} - r_{hc})^2}, \quad (5.4)$$

aquí,  $g_{htc}$  está dado por ec.(4.15),  $r_{ht(c)} = m_{t(c)}/m_h$ , y  $v = 246 \text{ GeV}$ .

En la Fig. 5.3 se muestra el  $BR(t \rightarrow ch)$  como función de  $Y_{tc}$ , se usan los valores de los parámetros mostrados en la Tabla 5.1. Se observa que el BR del proceso del top con FCNC puede alcanzar valores de orden  $10^{-4}$ , lo cual es muy prometedor y nos motiva a profundizar nuestro estudio en la detectabilidad de la señal en las etapas futuras del LHC.

El análisis es llevado a cabo para el LHC y su siguiente etapa, i.e, el HL-LHC [41].




 Figura 5.3: BR del decaimiento  $t \rightarrow ch$  como función de  $Y_{tc}$ 

Discutamos en primera instancia la señal así como los backgrounds principales del ME, para el decaimientos del bosón de Higgs a ser considerados en esta parte. Tomamos la estrategia llevada acabo por las colaboraciones de ATLAS y CMS [42, 43].

#### ■ Señal

Consideramos producción de pares de top, luego un top decae vía el modo FCNC, mientras que el otro a través del modo ME. Así, el camino es  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow hc + Wb \rightarrow Xc + \ell\nu_\ell b$ , y debemos considerar los decaimientos del Higgs:  $X = \gamma\gamma$  o al par  $b\bar{b}$ . Por lo que, identificamos el estado final a través de los modos  $\gamma\gamma b j \ell \nu_\ell$  o  $b\bar{b} b j \ell \nu_\ell$ .

#### ■ Background

1. En el caso de canal de dos fotones, se estudia los backgrounds provenientes de:

- $pp \rightarrow t\bar{t}h$ ,
- $pp \rightarrow h j j W^\pm$ ,
- $pp \rightarrow t\bar{t}\gamma\gamma$ ,
- $pp \rightarrow \gamma\gamma j j W^\pm$ .

2. Para el modo: *canal-bb*, se incluye el background de

- $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\ell^+ \nu \bar{b} \bar{c} s + X$  o  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b c \bar{s} \bar{b} \ell^- \bar{\nu} + X$  con un *c-jet misidentified* como un *b-jet*,
- $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\ell\nu\bar{b}u\bar{d}$ ,

- $pp \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}\ell\nu$ ,
- $pp \rightarrow b\bar{b}c\bar{c}\ell\nu$ .

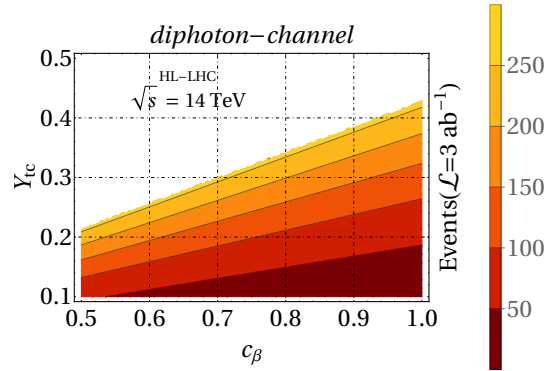
Por otro lado, respecto al esquema de computación envuelto, se implementaron las reglas de Feynman de nuestro modelo a través de rutinas LanHEP para MadGraph5 [55] y CalcHEP [45]. De esta forma, los eventos de la señal y el background son generados por MadGraph5 junto con Pythia6 [57] y Delphes3 [47] para el análisis del detector. Se generaron  $10^5$  eventos para la señal así como para el background, usando las funciones de distribución de partones CT10 [48].

Ahora pasamos a evaluar el número de eventos de la señal producida como función de  $c_\beta$  y  $Y_{tc}$ . En la Fig. 5.4 presentamos los eventos de la señal para el (a) *diphoton-channel* e inciso (b) *bb-channel* en el plano  $c_\beta$ - $Y_{tc}$  para el HL-LHC, con una luminosidad integrada de  $3 \text{ ab}^{-1}$ . Observamos que el número de eventos de la señal producidos en el HL-LHC sería de orden 250 (60000) para el *diphoton-channel* (*bb-channel*), suponiendo que  $Y_{tc} \sim 0.4$  y  $c_\beta \sim 1$ . Para el LHC el número de eventos de la señal es de alrededor de 0.1 (una décima) de los eventos esperados en el HL-LHC.

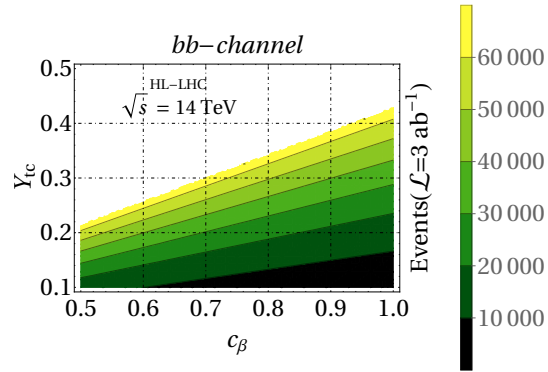
Las colaboraciones ATLAS y CMS [42, 43], realizaron la búsqueda del decaimiento  $t \rightarrow ch$  en los canales *diphoton-channel* y *bb-channel*; sin embargo no se observaron desviaciones significantes de la predicción del ME. Nosotros seguimos los mismos cortes cinemáticos para realizar nuestro análisis. Estos cortes son:

- *diphoton-channel*

1. Requerimos exactamente un  $b$ -jet y dos fotones.
2. Identificamos leptones cargados y fotones provenientes de la señal impuesta  $p_T^{\gamma, \ell} > 25 \text{ GeV}$ .
3. La variable principal para la búsqueda del decaimiento del bosón de Higgs a un sistema *diphoton* es la masa invariante  $M_{\gamma\gamma}$ , la cual es elegida a estar entre  $120 \leq M_{\gamma\gamma} \leq 130 \text{ GeV}$ .
4. Debido a los decaimientos del bosón de Higgs en un sistema *diphoton*, se



(a)



(b)

Figura 5.4: Número de eventos de la señal como función de  $c_\beta$  y  $Y_{tc}$  para (a) *diphoton-channel* y (b) *bb-channel*. En ambos casos usamos la luminosidad integrada optima buscada por el HL-LHC

requiere que la masa invariante asociada al quark top esté entre  $160 \leq M_{\gamma\gamma j} \leq 190$  GeV.

5. Las separaciones entre los fotones provenientes del decaimiento del bosón de Higgs deben ser  $1.8 < \Delta R_{\gamma,\gamma} < 5.0$ .
6. La separación entre el sistema y el jet :  $\Delta R_{\gamma\gamma,j} < 1.8$ .
7. Debido al neutrino no detectado en el estado final se pide una energía transversa perdida de  $\cancel{E}_T > 30$  GeV.
8. Las eficiencias elegidas de *tagging* y *mistagging*, son como sigue:
  - $\epsilon_b = 70\%$ ,
  - $\epsilon_c = 14\%$ ,

- $\epsilon_j = 1\%$ .

■ *bb-channel*

1. Requerimos exactamente cuatro jets: tres de ellos son etiquetados como  $b$ -jets con  $p_T^{j,b} > 30$  GeV y  $|\eta^j| < 2.5$ .
2. Exactamente un leptón aislado con:  $p_T^\ell > 20$  GeV y  $|\eta^\ell| < 2.5$
3. Para un neutrino que emerge en el estado final es requerida una energía transversa trasnversa de  $\cancel{E}_T > 30$  GeV.
4. Para reconstruir la masa del quark top asociada con FCNC, se requiere que  $|M_{b_1 b_2 j} - m_t| \leq 26$  GeV.
5. En lo que concierne a la reconstrucción de la masa del bosón de Higgs se impone  $|M_{b_1 b_2} - m_h| \leq 0.15 m_h$ .
6. Es requerido que  $\Delta R$  entre cada jet y pares de leptones cargados sea  $\sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} > 0.4$ .
7. Las eficiencias elegidas de *tagging* y *mistagging*, son como sigue:
  - $\epsilon_b = 70\%$ ,
  - $\epsilon_c = 14\%$ ,
  - $\epsilon_j = 1\%$ .

Ahora es preciso centrarse en evaluar la significancia de la señal  $\mathcal{S} = N_S/\sqrt{N_S + N_B}$ , donde  $N_S$  es el número de eventos de la señal y  $N_B$  es el número de eventos de background, una vez que los cortes cinemáticos fueron aplicados. La Fig. 5.5 muestra la significancia de la señal correspondiente, la cual puede ser alcanzada en el HL-LHC como función de  $c_{\delta_1}$  y  $Y_{tc}$ .

Es posible apreciar que para ambos canales, los valores de la significancia son de orden 1 para  $c_{\delta_1}$  dentro del rango permitido por  $\mathcal{R}_X$  y  $Y_{tc} \sim \mathcal{O}(0.4)$ .

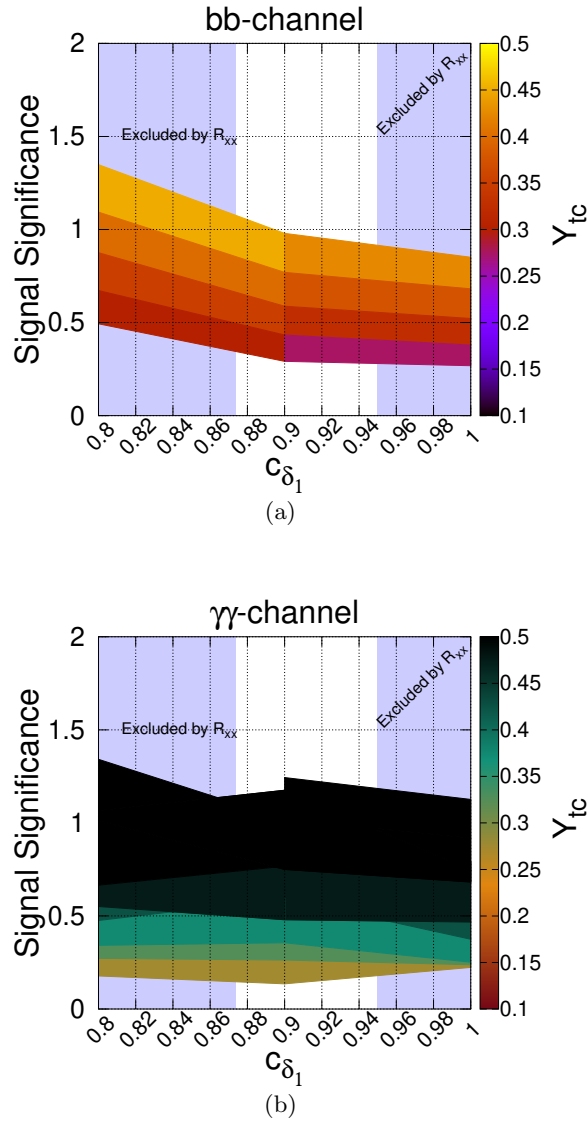
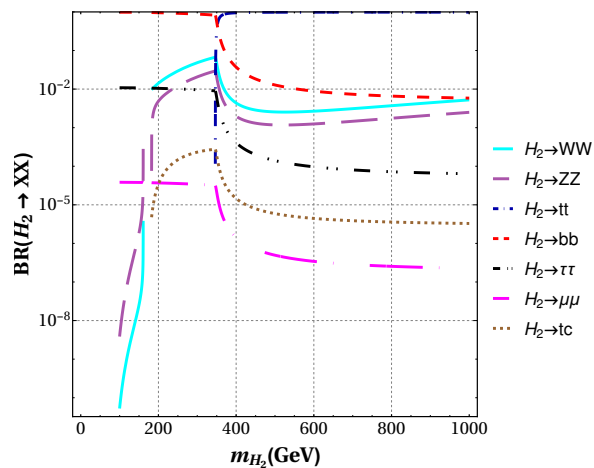


Figura 5.5: Significancia de la señal como función de  $c_{\delta_1}$  y  $Y_{tc}$ : (a) *bb-channel* y (b) *diphoton-channel*. Fijamos  $c_{\delta_2} = 0.95$ .

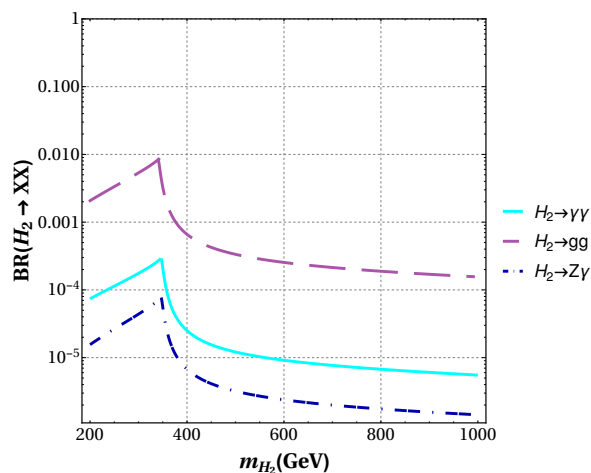
### 5.2.2. Búsqueda del decaimiento $H_2 \rightarrow tc$ en el LHC

Para empezar con esto, es pertinente evaluar los modos de decaimiento de  $H_2$  a los estados finales con dos partículas; los BR correspondientes son mostrados en Fig. 5.6, con (a) modos a nivel árbol e (b) modos a nivel de un lazo.

Podemos observar que el modo con FCNC  $H_2 \rightarrow tc$ , alcanza valores del orden de  $10^{-4}$ ,



(a)



(b)

Figura 5.6: BR de los decaimientos  $H_2 \rightarrow XX$ : (a) modos a nivel árbol (b) modos a nivel de un lazo. Usamos los valores de los parámetros mostrados en la Tabla 5.1.

para una masa de  $m_{H_2} \sim 2m_t$ . Con valores cercanos a ésta masa, el BR correspondiente alcanza valores de orden  $10^{-6} - 10^{-5}$ . Los modos de decaimiento dominantes para  $m_{H_2} \leq 2m_t$ , corresponden a pares  $bb$  y  $VV$  ( $V = W, Z$ ), cuyos BR son de orden 0.9 y  $10^{-2}$ , respectivamente. Una vez que el canal  $tt$  se abre, este se convierte en el modo dominante, con un BR de orden 1. Respecto a los decaimientos de nivel de un lazo, el modo  $H_2 \rightarrow gg$  posee el BR mas grande, alcanzando valores de orden  $10^{-2}$  ( $10^{-3}$ ) para  $m_{H_2} \leq 2m_t$  ( $m_{H_2} > 2m_t$ ). El decaimiento  $H_2 \rightarrow \gamma\gamma$  tiene un BR de orden  $3 \times 10^{-4} - 5 \times 10^{-6}$ , en el intervalo de masas  $2m_t - 1000$  GeV. Finalmente, encontramos que el  $BR(H_2 \rightarrow Z\gamma)$

puede alcanzar valores de hasta:  $7 \times 10^{-5}$ .

Para la producción del bosón de Higgs pesado, nos enfocamos en el mecanismo de fusión de gluones, el cual resulta ser el mecanismo de producción dominante en el caso del ME; la sección eficaz correspondiente es mostrada en la Fig 5.7(a), mientras que el número de eventos de la señal, considerando la luminosidad integrada óptima alcanzable ( $\mathcal{L} = 3 \text{ ab}^{-1}$ ) en el HL-LHC, es mostrada en Fig. 5.7(b).

Por otro lado, justo como en la sección previa, primero definimos los procesos de la señal así como el background principal del ME como sigue:

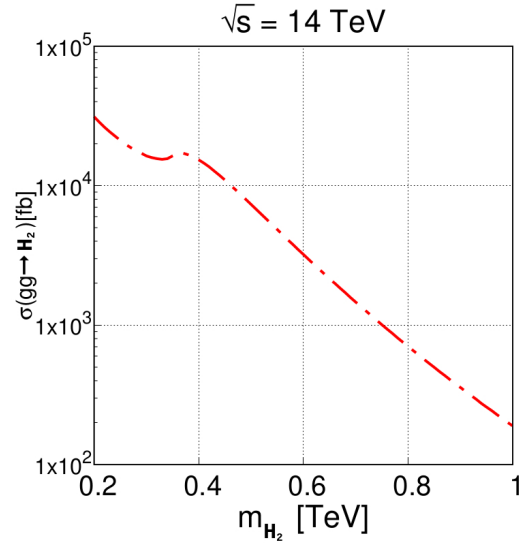
- **Signal:**

El proceso buscado es  $gg \rightarrow h_2 \rightarrow tc \rightarrow b\ell\nu_\ell c$ , donde  $\ell = e, \mu$ .

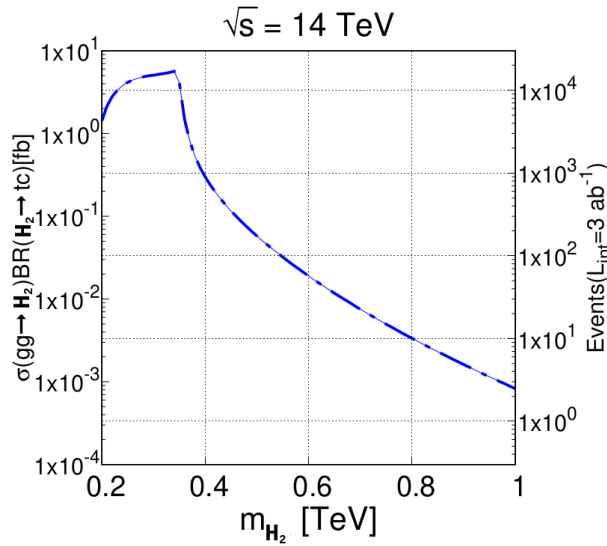
- **Background:**

Los procesos de Background dominantes del ME hacia el estado final  $bj\ell\nu_\ell$  provienen de:

1.  $Wjj + Wb\bar{b}$
2. Un top  $tb + tj$  en el canal  $s$  y  $t$
3. Otro background importante es el de producción de  $t\bar{t}$  donde uno de los leptones es perdido para ambos quarks top que decaen semileptónicamente, o donde dos de los cuatro jets se pierden cuando sólo uno de los quarks top decae semileptónicamente.



(a)



(b)

Figura 5.7: (a) Sección eficaz de  $H_2$  como función de  $m_{H_2}$ , a través del mecanismo de fusión de gluones fusión, (b) Número de eventos de la señal con energía en el centro de masa igual a 14 TeV y una luminosidad integrada de  $3 \text{ ab}^{-1}$ . (Usamos los valores de los parámetros mostrados en la Tabla 5.1).

Los cortes cinemáticos impuestos son:

- El corte cinemático principal para aislar la señal es la masa transversa  $M_T$  la cual



---

## 5.2. LA BÚSQUEDA DE LHC DE DECAIMIENTOS FCNC $T \rightarrow CH$ , $H_2 \rightarrow TC$

---

es definida como:

$$M_T^\ell = \sqrt{2|\vec{P}_T^\ell||\vec{E}_T^{\text{miss}}|(1 - \cos \Delta\phi_{\vec{P}_T^\ell - \vec{E}_T^{\text{miss}}})}, \quad (5.5)$$

Luego, imponemos que  $m_{H_2} - 15 < M_T^\ell < m_{H_2} + 15$  (GeV).

- Requerimos dos jets con  $|\eta^j| < 2.5$  y  $p_T^j > 30$  GeV, uno de ellos es etiquetado como un  $b$ -jet.
- Requerimos un lepton aislado ( $e$  o  $\mu$ ) con  $|\eta^\ell| < 2.5$  y  $p_T^\ell > 20$  GeV.
- También consideramos un corte para la energía transversa perdida  $\cancel{E}_T > 40$  GeV debida a neutrinos no detectados.

Después de aplicar los cortes cinemáticos (y considerando las eficiencias de *taggin* y *misstaggin* como en la sección previa) a la señal y a los procesos de background, podemos computar la significancia de la señal, definida como  $N_S/\sqrt{N_S + N_B}$ , donde  $N_S$  ( $N_B$ ) son los números de los eventos de la señal (y de background), una vez que los cortes cinemáticos fueron aplicados.

La Fig. 5.8 muestra la masa transversa sin cortes. Suponemos que  $BR(H_2 \rightarrow tc) = 1$  a fin de resaltar la señal.

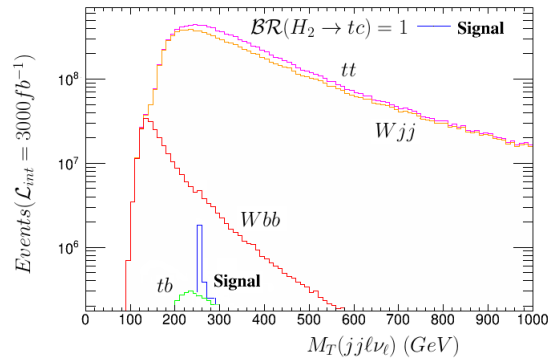


Figura 5.8: Distribución de la masa transversa sin cortes.

Mientras tanto, presentamos en la Fig. 5.9 los contornos de la significancia de la señal como función de la masa del bosón de Higgs pesado ( $m_{H_2}$ ), y se muestra (en colores) la luminosidad integrada.

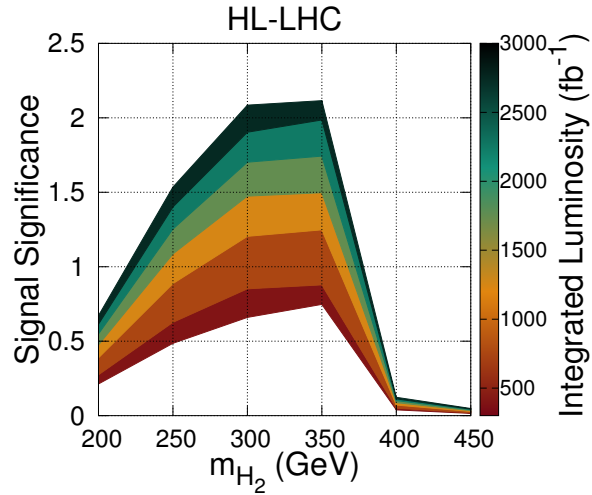


Figura 5.9: Significancia de la señal como función de la luminosidad integrada y la masa  $m_{H_2}$ .

En la Fig. 5.9, podemos observar que la significancia más grande puede ser alcanzada con la luminosidad más grande, para un cierto rango de masas de Higgs. Por ejemplo, podemos ver que sería posible alcanzar una significancia de  $2.1\sigma$  para una luminosidad de orden  $3000 \text{ fb}^{-1}$  para  $m_{H_2} \sim 2m_t$ , mientras que en la etapa final del LHC (con una luminosidad integrada de  $300 \text{ fb}^{-1}$ ) la significancia solamente será alrededor de  $0.75\sigma$

# Capítulo 6

## 4HDM sin FCNC's

### 6.1. Sector de Higgs del modelo (matrices de masa)

De manera similar al Capítulo II de esta tesis se estudia el potencial del modelo a fin de enfocarse sólo en los campos neutrales de Higgs CP-Even, los cuales son obtenidos de la parte real de las componentes neutras. La matriz entonces se escribe de la forma

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} m_{H_u H_u}^2 & m_{H_u H_d}^2 & m_{H_u H_l}^2 & m_{H_u H_\nu}^2 \\ m_{H_d H_u}^2 & m_{H_d H_d}^2 & m_{H_d H_l}^2 & m_{H_d H_\nu}^2 \\ m_{H_l H_u}^2 & m_{H_l H_d}^2 & m_{H_l H_l}^2 & m_{H_l H_\nu}^2 \\ m_{H_\nu H_u}^2 & m_{H_\nu H_d}^2 & m_{H_\nu H_l}^2 & m_{H_\nu H_\nu}^2 \end{pmatrix}, \quad (6.1)$$

donde cada elemento de la matriz ec. (3.14) toma la forma

$$m_{H_u H_u}^2 = \Delta_u + \frac{1}{4} m_Z^2 \left( (2 \cos 2\beta + 1) \cos^2 \omega - \cos 2\alpha \sin^2 \omega \right), \quad (6.2)$$

$$m_{H_u H_d}^2 = -b_{11}^2 - \frac{1}{2} m_Z^2 \sin 2\beta \cos^2 \omega, \quad (6.3)$$

$$m_{H_u H_l}^2 = \mu_{11} \mu_{21} + \mu_{12} \mu_{22} + m_Z^2 \cos \beta \sin \alpha \sin 2\omega, \quad (6.4)$$

$$m_{H_d H_d}^2 = \Delta_d + \frac{1}{2} m_Z^2 \left( (1 - 2 \cos 2\beta) \cos^2 \omega + \cos 2\alpha \sin^2 \omega \right), \quad (6.5)$$

$$m_{H_d H_l}^2 = -b_{21}^2 - \frac{1}{2} m_Z^2 \sin \alpha \sin \beta \sin 2\omega, \quad (6.6)$$

$$m_{H_l H_l}^2 = \Delta_l + \frac{1}{2} m_Z^2 \left( (1 - 2 \cos 2\alpha) \sin^2 \omega + \cos 2\beta \cos^2 \omega \right), \quad (6.7)$$

$$m_{H_\nu H_\nu}^2 = \Delta_\nu + \frac{1}{2} m_Z^2 \left( (2 \cos 2\alpha + 1) \sin^2 \omega - \cos 2\beta \cos^2 \omega \right), \quad (6.8)$$

$$m_{H_\nu H_u}^2 = -b_{12}^2 - \frac{1}{2} m_Z^2 \cos \alpha \cos \beta \sin 2\omega, \quad (6.9)$$

$$m_{H_\nu H_d}^2 = \mu_{11} \mu_{12} + \mu_{21} \mu_{22} + \frac{1}{2} m_Z^2 \cos \alpha \sin \beta \sin 2\omega, \quad (6.10)$$

$$m_{H_\nu H_l}^2 = -b_{22}^2 - \frac{1}{2} m_Z^2 \sin 2\alpha \sin^2 \omega. \quad (6.11)$$

### 6.1.1. Eigen-estados de masa, escalares, pseudo-escalares y cargados

La masa del Higgs ligero tiene la siguiente forma:

$$m_h^2 = \frac{m_Z^2}{2} F(\alpha, \beta, \theta_i, \omega) + 2s_{\theta_1} c_{\theta_1} b_{11}^2 - 2\epsilon_5 \epsilon_7 b_{22}^2 + 2\epsilon_5 s_{\theta_1} b_{21}^2 - 2\epsilon_7 c_{\theta_1} b_{12}^2 \quad (6.12)$$

$$+ \tilde{m}_{H_u}^2 c_{\theta_1}^2 + \tilde{m}_{H_d}^2 s_{\theta_1}^2 + \tilde{m}_{H_l}^2 \epsilon_5^2 + \tilde{m}_{H_\nu}^2 \epsilon_7^2 + \frac{3G_F}{\sqrt{2}\pi^2} \frac{m_t^4}{r_{1u}} \log \frac{m_{stop}^2}{m_t^2}.$$

donde  $r_{1u} = v_1^2/v^2$  y:

$$F(\alpha, \beta, \delta_i, \omega) = -\frac{1}{2} c_{2\alpha} c_{\theta_1}^2 s_\omega^2 + \frac{1}{2} c_{2\alpha} s_{\theta_1}^2 s_\omega^2 + c_{2\beta} c_{\theta_1}^2 c_\omega^2 - c_{2\beta} s_{\theta_1}^2 c_\omega^2 + 2s_\beta c_\beta s_{\theta_1} c_{\theta_1} c_\omega^2 + \frac{1}{2} c_{\theta_1}^2 c_\omega^2 + \frac{1}{2} s_{\theta_1}^2 c_\omega^2$$

$$+ 2\epsilon_5 s_\alpha c_\beta c_{\theta_1} s_\omega c_\omega + 2\epsilon_5 s_\alpha s_\beta s_{\theta_1} s_\omega c_\omega - 2\epsilon_7 c_\alpha c_\beta c_{\theta_1} s_\omega \cos \omega - 2\epsilon_7 c_\alpha s_\beta s_{\theta_1} s_\omega c_\omega \quad (6.13)$$

$$- \epsilon_5^2 c_{2\alpha} s_\omega^2 + \epsilon_7^2 c_{2\alpha} s_\omega^2 - 2\epsilon_5 \epsilon_7 s_\alpha c_\alpha s_\omega^2 + \frac{1}{2} \epsilon_5^2 c_{2\beta} c_\omega^2 - \frac{1}{2} \epsilon_7^2 c_{2\beta} c_\omega^2 - \omega + \frac{1}{2} \epsilon_5^2 s_\omega^2 + \frac{1}{2} \epsilon_7^2 s_\omega^2.$$

La masa del pseudo escalar tiene la siguiente forma:

$$m_A^2 = -2b_{11}^2 s_{\theta_1} c_{\theta_1} + 2b_{12}^2 \epsilon_7 c_{\theta_1} - 2b_{21}^2 \epsilon_5 s_{\theta_1} + 2b_{22}^2 \epsilon_5 \epsilon_7 + s_{\theta_1}^2 \tilde{m}_{H_d}^2 + \epsilon_5^2 \tilde{m}_{H_l}^2 + \epsilon_7^2 \tilde{m}_{H_\nu}^2 + c_{\theta_1}^2 \tilde{m}_{H_u}^2$$

$$\frac{m_Z^2}{2} [ c_{2\alpha} s_{\theta_1}^2 s_\omega^2 - c_\alpha c_{\theta_1}^2 s_\omega^2 - \epsilon_5^2 c_{2\alpha} s_\omega^2 + \epsilon_7^2 c_{2\alpha} s_\omega^2 \quad (6.14)$$

$$+ c_{2\beta} c_{\theta_1}^2 c_\omega^2 - c_{2\beta} s_{\theta_1}^2 c_\omega^2 + \epsilon_5^2 c_{2\beta} c_\omega^2 - \epsilon_7^2 c_{2\beta} c_\omega^2 ].$$

Para el Higgs cargado tenemos la siguiente expresión.

$$\begin{aligned}
m_{H^\pm} = & \frac{m_Z^2}{2} \left\{ c_{\theta_1}^2 [c_{2\beta}c_\omega^2 - c_{2\alpha}s_\omega^2] + s_{\theta_1}^2 [c_{2\alpha}s_\omega^2 - c_{2\beta}c_\omega^2] + \epsilon_5^2 [c_{2\beta}c_\omega^2 - c_{2\alpha}s_\omega^2] + \epsilon_7^2 [c_{2\alpha}s_\omega^2 - c_{2\beta}c_\omega^2] \right\} \\
& + m_W^2 [c_{2\alpha}c_{\theta_1}^2 s_\omega^2 - c_{2\alpha}s_{\theta_1}^2 s_\omega^2 + \epsilon_7^2 s_\alpha^2 s_\omega^2 + \epsilon_5^2 c_\alpha^2 s_\omega^2 + 2\epsilon_5\epsilon_7 s_\alpha c_\alpha s_\omega^2 + s_\beta^2 c_{\theta_1}^2 c_\omega^2 + c_\beta^2 s_{\theta_1}^2 c_\omega^2 \\
& - 2s_\beta c_\beta s_{\theta_1} c_{\theta_1} c_\omega^2 - \epsilon_5^2 c_\beta^2 c_\omega^2 + \epsilon_7^2 c_\beta^2 c_\omega^2 + \epsilon_5^2 s_\beta^2 c_\omega^2 - \epsilon_7^2 s_\beta^2 c_\omega^2 ].
\end{aligned} \tag{6.15}$$

### 6.1.2. Diagonalización aproximada.

Aquí suponemos que las entradas de masa  $i4$  ( $i = 1, 2, 3$ ) son pequeñas comparadas con las entradas restantes

$$\mathcal{M}^2 \approx \begin{pmatrix} m_{u_1 u_1}^2 & m_{u_1 d}^2 & m_{u_1 l}^2 & \epsilon_1 \\ m_{d u_1}^2 & m_{dd}^2 & m_{dl}^2 & \epsilon_2 \\ m_{l u_1}^2 & m_{ld}^2 & m_{ll}^2 & \epsilon_3 \\ \epsilon_1 & \epsilon_2 & \epsilon_3 & m_{u_2 u_2}^2 \end{pmatrix} \tag{6.16}$$

Así podemos realizar una diagonalización aproximada, i.e. la matriz  $O(\delta_i)$  se define como

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \\ h_4 \end{pmatrix} = O(\delta_i) \begin{pmatrix} \eta_u \\ \eta_d \\ \eta_l \\ \eta_\nu \end{pmatrix}, \tag{6.17}$$

y

$$\mathcal{M}^2 = O^T(\delta_i) \begin{pmatrix} m_{h_1}^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{h_2}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{h_3}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_{h_4}^2 \end{pmatrix} O(\delta_i). \tag{6.18}$$


---

La matriz  $O(\delta_i)$  tendrá la forma (con  $i = 1, 2, 3$ )

$$O^T(\delta_i) = \begin{pmatrix} c_{\theta_1} & -s_{\theta_1} & \epsilon_1 & \epsilon_2 \\ s_{\theta_1} & c_{\theta_1} & \epsilon_3 & \epsilon_4 \\ \epsilon_5 & \epsilon_6 & c_{\theta_2} & -s_{\theta_2} \\ \epsilon_7 & \epsilon_8 & s_{\theta_2} & c_{\theta_2} \end{pmatrix} \quad (6.19)$$

Así, obtenemos las siguientes expresiones para  $\eta_i$  fields, escritas en términos de los eigen estados de masa  $H_i$  ( $i = 1, 4$ ):

$$\eta_u = c_{\theta_1} h_1 - s_{\theta_1} h_2 + \epsilon_1 h_3 + \epsilon_2 h_4, \quad (6.20)$$

$$\eta_d = s_{\theta_1} h_1 + c_{\theta_1} h_2 + \epsilon_3 h_3 + \epsilon_4 h_4, \quad (6.21)$$

$$\eta_l = \epsilon_5 h_1 + \epsilon_6 h_2 + c_{\theta_2} h_3 - s_{\theta_2} h_4, \quad (6.22)$$

$$\eta_4 = \epsilon_7 h_1 + \epsilon_8 h_2 + s_{\theta_2} h_3 + c_{\theta_2} h_4. \quad (6.23)$$

Lo anterior permite entonces derivar los acoplamientos con bosones de norma así como con fermiones.

### 6.1.3. Lagrangiana de Yukawa

La lagrangiana en este modelo se deriva de manera análoga al del superpotencial, después de eliminar los campos auxiliares (F-terms)

$$\mathcal{L} = \bar{u}_{iL} u_{jR} (Y^u)_{ij} H_u^0 + \bar{\nu}_{iL} \nu_{jR} (Y^\nu)_{ij} H_\nu^0 + \bar{d}_{iL} d_{jR} (Y^d)_{ij} H_d^0 + \bar{l}_{iL} l_{jR} (Y^l)_{ij} H_l^0 + h.c. \quad (6.24)$$

Cada tipo de fermión obtiene interactúa con un sólo doblete de Higgs, implicando que las matrices de masa correspondientes estén dadas por

$$M_f = Y^f \frac{v_f}{\sqrt{2}}, \quad (6.25)$$

---

6.1. SECTOR DE HIGGS DEL MODELO (MATRICES DE MASA)

---

donde  $f = u, d, l, \nu$ , respectivamente.

Después de rotar a la base de eigen-estados de masa, cada matriz de Yukawa para cada fermion pasa a ser diagonal, i.e.

$$\tilde{Y}^f = \frac{\sqrt{2}}{v_f} \tilde{M}_f. \quad (6.26)$$

Podemos entonces derivar los distintos acoplamientos de yukawa los cuales son mostrados en la siguiente tabla. En el caso del bosón W los acoplamientos tienen la siguiente forma

<b>Fermión</b>	$h_1$	$h_2$	$h_3$	$h_4$
Up (u)	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_u}{v_u} c_{\theta_1}$	$-\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_u}{v_u} s_{\theta_1}$	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_u}{v_u} \epsilon_1$	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_u}{v_u} \epsilon_2$ .
Down (d)	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_d}{v_d} s_{\theta_1}$	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_d}{v_d} c_{\theta_1}$	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_d}{v_d} \epsilon_3$	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_d}{v_d} \epsilon_4$
Leptones (l)	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_l}{v_l} \epsilon_5$	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_l}{v_l} \epsilon_6$	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_l}{v_l} c_{\theta_2}$	$-\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_l}{v_l} s_{\theta_2}$
Neutrinos ( $\nu$ )	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_d}{v_\nu} \epsilon_7$	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_d}{v_\nu} \epsilon_8$	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_d}{v_\nu} s_{\theta_2}$	$\frac{\sqrt{2}\tilde{M}_d}{v_\nu} c_{\theta_2}$

$$g_{h_1 WW} = 2 \frac{m_W^2}{v} [c_\beta c_\omega c_{\theta_1} + c_\omega s_\beta s_{\theta_1} + s_\omega c_\alpha \epsilon_5 + s_\omega s_\alpha \epsilon_7], \quad (6.27)$$

$$g_{h_2 WW} = 2 \frac{m_W^2}{v} [-c_\beta c_\omega s_{\theta_1} + c_\omega s_\beta c_{\theta_1} + s_\omega c_\alpha \epsilon_6 + s_\omega s_\alpha \epsilon_8], \quad (6.28)$$

$$g_{h_3 WW} = 2 \frac{m_W^2}{v} [c_\beta c_\omega \epsilon_1 + c_\omega s_\beta \epsilon_3 + s_\omega c_\alpha c_{\theta_2} + s_\omega s_\alpha s_{\theta_2}], \quad (6.29)$$

$$g_{h_4 WW} = 2 \frac{m_W^2}{v} [c_\beta c_\omega \epsilon_2 + c_\omega s_\beta \epsilon_4 - s_\omega c_\alpha s_{\theta_2} + s_\omega s_\alpha c_{\theta_2}]. \quad (6.30)$$

Análogamente, una vez determinados los acoplamientos de Yukawa de esta versión del modelo y habiendo estudiado el sector escalar correspondiente, el paso inmediato será

---

restringir el espacio de parámetros. Una opción es hacerlo mediante la masa del bosón ligero del modelo como se hizo previamente así como a través de las cotas en la masa de los neutrinos dado que el modelo provee masas de Dirac para los leptones neutros. Otro de los objetivos recae en estudiar la masa de los Higgses cargados y ver en que medida éstas son restringidas o no por la denominada *Simetría Custodial*. El parámetro  $\rho$  dentro del 2HDM es una cantidad interesante por estudiar. En trabajos previos [58, 59] se ha mostrado que este parámetro también es restringido por la simetría custodial (de ahí su nombre).

Dicho lo anterior es importante mencionar que esta versión del modelo 4HDM sin FCNC's, abre posibilidad a un estudio fenomenológico de mucho interés puesto que un resultado en principio importante es la generación de masas de los neutrinos. Por otro lado el análisis teórico del modelo y las implicaciones de la simetría custodial en el sector escalar es sin duda un aliciente para seguir explorando modelos como lo es un 4HDM.



# Capítulo 7

## Conclusiones

Presentamos un modelo de Higgs SUSY “Privado”, el cual incluye cuatro dobletes de Higgs, donde cada fermión tipo (up, down y lepton cargado) obtiene su masa de un doblete diferente  $H_f$  con  $f = u, d, e$ , por lo que en principio sólo se usan tres de los cuatro dobletes de éste modelo de cuatro dobletes. Sin embargo debido a la restricción de cancelación de anomalías, encontramos que el doblete restante debe acoplarse con los quarks tipo Up, consecuentemente procesos con FCNC en este sector son permitidos. El modelo fue capaz de generar un bosón ligero tipo ME, es decir con una masa  $m_h = 125\text{GeV}$  lo cual fue importante en el desarrollo de la fenomenología de este trabajo, así como el análisis del correspondiente sector escalar. Habiendo mencionado lo anterior, las conclusiones de esta tesis son las siguientes:

- Se estudió la Lagrangiana de Yukawa del modelo así como el potencial de Higgs, a fin de determinar los eigen-estados de masa y sus respectivas interacciones.
- Se identificaron cada uno de los acoplamientos de Yukawa del modelo con el escalar ligero  $H_1(= h)$  y  $H_2$ .
- Usando las cotas de LHC más recientes sobre las señales de intensidad, se obtuvieron constricciones en el espacio de parámetros de este modelo “Private Higgs”, lo cual permitió estudiar el decaimiento a nivel árbol de  $t \rightarrow ch$

- Para la región permitida del espacio de parámetros, se calculó el branching ratio para el decaimiento  $t \rightarrow ch$ , el cual alcanza valores de orden  $BR(t \rightarrow ch) \approx \mathcal{O}(10^{-4} - 10^{-5})$ .
- También se estudió el decaimiento FCNC del siguiente bosón de Higgs pesado CP-even,  $H_2 \rightarrow tc$ , el cual puede alcanzar  $BR(H_2 \rightarrow tc) \approx \mathcal{O}(10^{-4} - 10^{-6})$ . Su detectabilidad en el HL-LHC también fue estudiada, mostrando que es posible alcanzar una significancia de  $2.1\sigma$  en el rango de masas  $\simeq 300 - 500$  GeV, con una luminosidad integrada de  $3000 fb^{-1}$ .
- Los resultados de esta tesis resultan ser relevantes, porque pueden verse como una motivación extra para los experimentos de LHC, y así mejorar la búsqueda de decaimientos FCNC del top, explorando el espectro de Higgses pesados a través de decaimientos con FCNC.
- Como estudio adicional, también se presentan las bases para un modelo de cuatro dobletes de Higgs donde cada uno de los fermiones recibe su masa de un solo doblete, en este caso los neutrinos también obtienen su masa de un solo doblete,  $H_\nu$ . El modelo presentado evita la existencia de FCNC. Este modelo además de proveer un mecanismo para la generación de masa (tipo Dirac), de los neutrinos, busca analizar como trabajo futuro la llamada *Simetría custodial*, que en principio “custodia”, el valor de la masa de los Higgses cargados, por lo menos en un 2HDM.
- El parámetro  $\rho$ , es un cantidad interesante para estudiar, como trabajo futuro se buscará determinar dentro de este modelo de 4HDM sin FCNC cómo la simetría custodial afecta o no a este parámetro.

# Bibliografía

- [1] Porto, Rafael A.; Zee, A. The private higgs. Physics Letters B, 2008, vol. 666, no 5, p. 491-495.<http://arxiv.org/abs/arXiv:0712.0448>
- [2] Bentov, Yoni; Zee, A. Private Higgs at the LHC. International Journal of Modern Physics A, 2013, vol. 28, no 28, p. 1350149. <https://arxiv.org/abs/1207.0467>
- [3] Chatrchyan, S., Khachatryan, V., Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Aguilino, E., ... Friedl, M. (2012). Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. Physics Letters B, 716(1), 30-61.<http://hdl.handle.net/1721.1/91933>
- [4] G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Phys. Lett. B 716 (2012) 1 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]]<https://arxiv.org/abs/1207.7214>
- [5] G. Aad et al. [ATLAS and CMS Collaborations], Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV, JHEP 1608 (2016) 045 [arXiv:1606.02266 [hep-ex]].<https://arxiv.org/abs/1606.02266>
- [6] C. Delaunay, T. Golling, G. Perez and Y. Soreq, Phys. Rev. D **89**, no. 3, 033014 (2014) doi:10.1103/PhysRevD.89.033014 [arXiv:1310.7029 [hep-ph]].
- [7] M. A. Arroyo-Urena and J. L. Diaz-Cruz, arXiv:2005.01153 [hep-ph].

- 
- [8] Diaz-Cruz, J. L., Saldaña-Salazar, U. J. (2016). Higgs couplings and new signals from Flavonâ€“Higgs mixing effects within multi-scalar models. *Nuclear Physics B*, 913, 942-963. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.10.018>
- [9] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher and J. P. Silva, *Phys. Rept.* **516**, 1 (2012) doi:10.1016/j.physrep.2012.02.002 [arXiv:1106.0034 [hep-ph]].
- [10] K. Tsumura and L. Velasco-Sevilla, *Phys. Rev. D* **81**, 036012 (2010) doi:10.1103/PhysRevD.81.036012 [arXiv:0911.2149 [hep-ph]].
- [11] Barradas-Guevara, E., Diaz-Cruz, J. L., Felix-Beltran, O., Saldana-Salazar, U. J. (2017). Linking LFV Higgs decays  $h \rightarrow \ell_i \ell_j$  with CP violation in multi-scalar models. <https://arxiv.org/abs/1706.00054>
- [12] Alves, J. M., Botella, F. J., Branco, G. C., Cornet-Gomez, F., Nebot, M. (2017). Controlled flavour changing neutral couplings in two Higgs Doublet models. *The European Physical Journal C*, 77(9), 585. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5156-3>
- [13] S. P. Martin, In \*Kane, G.L. (ed.): Perspectives on supersymmetry II\* 1-153 [hep-ph/9709356].
- [14] Drees, M. (1989). Supersymmetric models with extended Higgs sector. *International Journal of Modern Physics A*, 4(14), 3635-3651.
- [15] Masip, M., RaÅ¡in, A. (1995). Spontaneous CP violation in supersymmetric models with four Higgs doublets. *Physical Review D*, 52(7), R3768.
- [16] B. Dutta and Y. Mimura, *Phys. Lett. B* **790**, 589 (2019) doi:10.1016/j.physletb.2019.01.065 [arXiv:1810.08413 [hep-ph]].
- [17] Kawase, H. (2011). Light neutralino dark matter scenario in supersymmetric four-Higgs doublet model. *Journal of High Energy Physics*, 2011(12), 94. [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2011\)094](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2011)094)
-

- 
- [18] S. Kanemura, T. Ota and K. Tsumura, Phys. Rev. D 73, 016006 (2006) <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0505191>
- [19] M. A. Arroyo-Ureña, J. L. Diaz-Cruz, B. O. Larios-López and M. A. P. de León, Chin. Phys. C 45 (2021) no.2, 023118 doi:10.1088/1674-1137/abcfac [arXiv:1901.01304 [hep-ph]]
- [20] J. L. Diaz-Cruz, “A More flavored Higgs boson in supersymmetric models,” JHEP 0305, 036 (2003) doi:10.1088/1126-6708/2003/05/036 [hep-ph/0207030].
- [21] J. A. Aguilar-Saavedra, Acta Phys. Polon. B 35, 2695 (2004) [hep-ph/0409342].
- [22] Giardino, P. P., Kannike, K., Masina, I., Raidal, M., Strumia, A. (2014). The universal Higgs fit. Journal of High Energy Physics, 2014(5), 46.<http://arxiv.org/abs/1303.3570>
- [23] A. W. El Kaffas, W. Khater, O. M. Ogreid and P. Osland, Consistency of the two Higgs doublet model and CP violation in top production at the LHC, Nucl. Phys. B 775 (2007) 45 <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2007.03.041> [hep-ph/0605142]
- [24] T. P. Cheng and M. Sher, Phys. Rev. D 35, 3484 (1987).<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.35.3484>
- [25] Y. -F. Zhou, J. Phys. G 30, 783 (2004) [hep-ph/0307240].<https://arxiv.org/abs/hep-ph/0307240>
- [26] J. L. Diaz-Cruz, R. Noriega-Papaqui and A. Rosado, Phys. Rev. D 69, 095002 (2004), [hep-ph/0401194].<https://arxiv.org/abs/hep-ph/0401194>
- [27] J. L. Diaz-Cruz, R. Noriega-Papaqui and A. Rosado, Phys. Rev. D 71, 015014 (2005) [hep-ph/0410391].<https://arxiv.org/abs/hep-ph/0410391>
- [28] Y. -L. Wu and Y. -F. Zhou, Eur. Phys. J. C 36, 89 (2004) [hep-ph/0403252].<https://arxiv.org/abs/hep-ph/0403252>
- [29] W. -j. Li, Y. -d. Yang and X. -d. Zhang, Phys. Rev. D 73, 073005 (2006) [hep-ph/0511273].<https://arxiv.org/abs/hep-ph/0511273>
-

- 
- [30] Diaz-Cruz, J. L., Toscano, J. J. (2000). Lepton flavor violating decays of Higgs bosons beyond the standard model. *Physical Review D*, 62(11), 116005. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2016.03.034>
- [31] A. E. Carcamo Hernandez, R. Martinez and J. A. Rodriguez, *Eur. Phys. J. C* 50, 935 (2007) [hep-ph/0606190]. <https://arxiv.org/pdf/1410.2481.pdf>
- [32] D. Atwood, S. Bar-Shalom and A. Soni, *Phys. Lett. B* 635, 112 (2006) doi:10.1016/j.physletb.2006.02.033 [hep-ph/0502234]. <https://arxiv.org/pdf/1306.2343>
- [33] M.A.Arroyo-Ureña, J.L.Diaz-Cruz, E.Diaz and J.A.Orduz-Ducuará, *Chin. Phys. C* 40, no. 12, 123103 (2016) doi:10.1088/1674-1137/40/12/123103 [arXiv:1306.2343 [hep-ph]].
- [34] G. Aad *et al.* [ATLAS], *Phys. Rev. D* 101 (2020) no.1, 012002 doi:10.1103/PhysRevD.101.012002 [arXiv:1909.02845 [hep-ex]].
- [35] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS], *Eur. Phys. J. C* 79 (2019) no.5, 421 doi:10.1140/epjc/s10052-019-6909-y [arXiv:1809.10733 [hep-ex]].
- [36] M.A.Arroyo-Urena, R. Gaitan and T. A. Valencia-Perez, [arXiv:2008.00564 [hep-ph]].
- [37] P.A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020, 083C01 (2020).
- [38] A. Papaefstathiou and G. Tetlalmatzi-Xolocotzi, *Eur. Phys. J. C* 78 (2018) no.3, 214 doi:10.1140/epjc/s10052-018-5701-8 [arXiv:1712.06332 [hep-ph]].
- [39] M.A.Arroyo-Urena, R.Gaitan-Lozano, E.A.Herrera-Chacon, J.H.Montes de Oca Y. and T.A.Valencia-Perez, *JHEP* 07 (2019), 041 doi:10.1007/JHEP07(2019)041 [arXiv:1903.02718 [hep-ph]].
- [40] A. Bolaños, R. Sanchez-Velez and G. Tavares-Velasco, *Eur. Phys. J. C* 79 (2019) no.8, 700 doi:10.1140/epjc/s10052-019-7211-8 [arXiv:1907.05877 [hep-ph]].
-

- 
- [41] G. Apollinari, O. Brüning, T. Nakamoto and L. Rossi, CERN Yellow Rep. (2015) no.5, 1-19 doi:10.5170/CERN-2015-005.1 [arXiv:1705.08830 [physics.acc-ph]].
- [42] M.Aaboud *et al.* [ATLAS], Phys. Rev. D **98** (2018) no.3, 032002 doi:10.1103/PhysRevD.98.032002 [arXiv:1805.03483 [hep-ex]].
- [43] A.M.Sirunyan *et al.* [CMS], JHEP **06** (2018), 102 doi:10.1007/JHEP06(2018)102 [arXiv:1712.02399 [hep-ex]].
- [44] J.Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer and T. Stelzer, JHEP **06** (2011), 128 doi:10.1007/JHEP06(2011)128 [arXiv:1106.0522 [hep-ph]].
- [45] A. Belyaev, N. D. Christensen and A. Pukhov, Comput. Phys. Commun. **184** (2013), 1729-1769 doi:10.1016/j.cpc.2013.01.014 [arXiv:1207.6082 [hep-ph]].
- [46] T.Sjostrand, S.Mrenna and P.Z.Skands, JHEP **05** (2006), 026 doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026 [arXiv:hep-ph/0603175 [hep-ph]].
- [47] J. de Favereau *et al.* [DELPHES 3], JHEP **02** (2014), 057 doi:10.1007/JHEP02(2014)057 [arXiv:1307.6346 [hep-ex]].
- [48] J.Gao, M.Guzzi, J.Huston, H.L.Lai, Z.Li, P.Nadolsky, J.Pumplin, D.Stump and C.P.Yuan, Phys. Rev. D **89** (2014) no.3, 033009 doi:10.1103/PhysRevD.89.033009 [arXiv:1302.6246 [hep-ph]].
- [49] G. Eilam, J. L. Hewett and A. Soni, Phys. Rev. D **44**, 1473 (1991) Erratum: [Phys. Rev. D **59**, 039901 (1999)]. doi:10.1103/PhysRevD.44.1473, 10.1103/PhysRevD.59.039901
- [50] J. L. Diaz-Cruz, R. Martinez, M. A. Perez and A. Rosado, Phys. Rev. D **41**, 891 (1990). doi:10.1103/PhysRevD.41.891
- [51] J. L. Diaz-Cruz, H. J. He and C. P. Yuan, Phys. Lett. B **530**, 179 (2002) doi:10.1016/S0370-2693(02)01330-8 [hep-ph/0103178].
- [52] SusHi: A program for the calculation of Higgs production in gluon fusion and bottom-quark annihilation in the Standard Model and the MSSM Robert V. Harlan-
-

- 
- der, Stefan Liebler, Hendrik Mantler *Comp. Phys. Commun.* 184 (2013) 1605-1617 [arXiv:1212.3249] DOI: 10.1016/j.cpc.2013.02.006
- [53] SusHi Bento: Beyond NNLO and the heavy top-limit Robert V. Harlander, Stefan Liebler, Hendrik Mantler *Comp. Phys. Commun.* 212 (2017) 239-257 [arXiv:1605.03190] DOI: 10.1016/j.cpc.2016.10.015
- [54] M. A. Arroyo-Ureña, A. Fernández-Télez and G. Tavares-Velasco, arXiv:1906.07821 [hep-ph]
- [55] Alwall J, Herquet M, Maltoni F, Mattelaer O, Stelzer T (2011) MadGraph 5 : Going Beyond 06:128, 10.1007/JHEP06(2011)128, 1106.0522.
- [56] Alwall J, Frederix R, Frixione S, Hirschi V, Maltoni F, Mattelaer O, Shao HS, Stelzer T, Torrielli P, Zaro M (2014) The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP* 07:079, 10.1007/JHEP07(2014)079, 1405.0301.
- [57] Sjostrand T, Mrenna S, Skands PZ (2006) PYTHIA 6.4 Physics and Manual 05:026, 10.1088/1126-6708/2006/05/026, hep-ph/0603175.
- [58] Haber, H. E., Pomarol, A. (1993). Constraints from global symmetries on radiative corrections to the Higgs sector. *Physics Letters B*, 302(4), 435-441.
- [59] Nishi, C. C. (2011). Custodial  $S O(4)$  symmetry and  $C P$  violation in N-Higgs-doublet potentials. *Physical Review D*, 83(9), 095005.



## Apéndice A

# Términos $F_i$ de las masas de los escalares.

Los términos  $F_i$  se muestran de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
 F_2 = & s_\alpha s_\beta s_{\delta_1} s_{2\delta_2} s_{\delta_3}^2 s_{2\omega} - 2c_{\delta_1} s_{\delta_3} c_{\delta_3} \left( s_\alpha s_\beta c_{\delta_2} s_{2\omega} + s_{\delta_1} s_{\delta_2} (c_{2\alpha} s_\omega^2 + c_\omega^2) \right) \\
 & - 4c_\beta s_{\delta_1} s_{\delta_3}^2 c_{\delta_3} c_\omega (s_\alpha c_{\delta_2} s_\omega + s_\beta s_{\delta_1} s_{\delta_2} c_\omega) + c_{\delta_1}^2 c_{\delta_3}^2 (c_{2\alpha} s_\omega^2 + (1 - 2c_{2\beta} c_\omega^2)) \\
 & + s_{\delta_3} c_{\delta_3}^2 (c_\omega^2 ((2c_{2\beta} + 1) s_{2\delta_1} s_{\delta_3} + s_{2\beta} s_{2\delta_1}) - c_{2\alpha} s_{\delta_1}^2 s_{\delta_3} s_\omega^2) \\
 & + c_{2\alpha} s_{\delta_1}^2 s_{\delta_2}^2 s_{\delta_3}^2 s_\omega^2 - 2c_{2\alpha} c_{\delta_2}^2 s_{\delta_3}^2 s_\omega^2 - 2c_{2\beta} s^2 \delta_1 s^2 \delta_2 s_{\delta_3}^2 c_\omega^2 + c_{2\beta} s_{2\delta_1} s_{\delta_2} s_{2\delta_3} c_\omega^2 \\
 & + c_{2\beta} c_{\delta_2}^2 s_{\delta_3}^2 c_\omega^2 + s_{\delta_1}^2 s_{\delta_2}^2 s_{\delta_3}^2 c_\omega^2 + c_{\delta_2}^2 s_{\delta_3}^2 s_\omega^2
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_3 = & c_{\delta_1}^2 (c_{2\alpha} s_\omega^2 (s_{\delta_3}^2 - s_{\delta_2}^2 c_{\delta_3}^2) + c_\omega^2 (-4s_\beta c_\beta s_{\delta_2} s_{\delta_3} c_{\delta_3} + s^2 \delta_2 c^2 \delta_3 + s_{\delta_3}^2)) \\
 & - 4c_\beta c_{\delta_1} s_{\delta_2} c_{\delta_3}^2 c_\omega (s_\alpha c_{\delta_2} s_\omega + s_\beta s_{\delta_1} s_{\delta_2} c_\omega) + 2s_\alpha s_\beta s_{\delta_1} s_{\delta_2} c_{\delta_2} c_{\delta_3}^2 s_\omega c_\omega \\
 & + s_{2\delta_3} s_{\beta+\delta_1}) + c_{2\alpha} s_{\delta_1}^2 s_{\delta_2}^2 c_{\delta_3}^2 s_\omega + c_{2\alpha} s_{2\delta_1} s_{\delta_2} s_{2\delta_3} s_\omega^2 - c_{2\alpha} s_{\delta_1}^2 s_{\delta_3}^2 s_\omega^2 \\
 & - 2c_{2\alpha} c_{\delta_2}^2 c_{\delta_3}^2 s_\omega^2 + s_{2\beta} s_{\delta_1}^2 s_{\delta_2} s_{2\delta_3} c_\omega^2 + c_{2\beta} c_\omega^2 (-2s_{2\delta_1} s_{\delta_2} s_{2\delta_3} + 2c_{2\delta_1} ( \\
 & s_{\delta_2}^2 c_{\delta_3}^2 - s_{\delta_3}^2) + c_{\delta_2}^2 c_{\delta_3}^2) + s_{2\beta} s_{2\delta_1} s_{\delta_3}^2 c_\omega^2 + s_{\delta_1}^2 s_{\delta_2}^2 c_{\delta_3}^2 c_\omega^2 + s_{\delta_1}^2 s_{\delta_3}^2 c_\omega^2 \\
 & c_{\delta_2}^2 c_{\delta_3}^2 s_\omega^2
 \end{aligned}$$