



# Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

## Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

---

Análisis de los autoacoplamientos del bosón de Higgs en el  $ME-S(3)$

Tesis presentada al

**Colegio de Física**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Licenciado en Física**

por

Isaac Rosas Flores

asesorado por

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE-BUAP)

Puebla Pue.  
Agosto de 2015





# Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

## Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

---

Análisis de los autoacoplamientos del bosón de Higgs en el  $ME-S(3)$

Tesis presentada al

**Colegio de Física**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Licenciado en Física**

por

Isaac Rosas Flores

asesorado por

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE-BUAP)

Puebla Pue.  
Agosto de 2015



**Título:** Análisis de los autoacoplamientos del bosón de Higgs en el ME- $S(3)$   
**Estudiante:** ISAAC ROSAS FLORES

COMITÉ

---

Dr. Alfonso Rosado Sánchez  
Presidente

---

Dra. Melina Gómez Bock  
Secretario

---

Dr. Ezequiel Rodríguez Jáuregui  
Vocal

---

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)  
Asesor

---

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán (FCE-BUAP)  
Asesor



# Índice general

Agradecimientos . . . . .	V
Resumen . . . . .	VII
Introducción . . . . .	IX
<b>1. Modelo Estándar</b>	<b>1</b>
1.1. Sector fermiónico . . . . .	2
1.2. Sector de norma . . . . .	2
1.3. Sector escalar . . . . .	2
1.4. Mecanismo de Higgs . . . . .	3
1.4.1. Rompimiento espontaneo de la simetría . . . . .	3
1.4.2. Teoría electrodébil . . . . .	3
1.4.3. El bosón de Higgs . . . . .	5
1.4.4. Autoacoplamientos . . . . .	5
<b>2. Extensiones del Modelo Estándar</b>	<b>7</b>
2.1. El modelo de los dos dobletes de Higgs . . . . .	7
2.1.1. Rompimiento espontaneo de la simetría . . . . .	8
2.2. Autoacoplamientos . . . . .	8
2.2.1. Autoacoplamientos trilineales de los bosones de Higgs neutros . . . . .	8
<b>3. Extensión del Modelo Estándar con simetrías discretas</b>	<b>11</b>
3.1. Extensión del Modelo Estándar con simetría $S(3)$ . . . . .	11
3.1.1. Fenomenología del Modelo Estándar con la simetría $S(3)$ . . . . .	12
3.1.2. Rompimiento espontaneo de la simetría . . . . .	13
3.1.3. Cálculo de la matriz de masa de los bosones de Higgs ME- $S(3)$ . . . . .	14
3.2. Cálculo de los autoacoplamientos de los bosones de Higgs en ME- $S(3)$ . . . . .	17
3.2.1. Autoacoplamientos trilineales de Higgs neutros . . . . .	17
<b>4. Análisis de las masas y autoacoplamientos de los bosones de Higgs</b>	<b>21</b>
4.1. Análisis del espacio de parámetros . . . . .	21
4.2. Análisis numérico de los autoacoplamientos . . . . .	23
<b>5. Conclusiones</b>	<b>27</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>29</b>





# Agradecimientos

Agradezco al Dr. José Enrique Barradas Guevara y a la Dra. Olga Félix Beltrán por brindarme la oportunidad de trabajar y aprender de sus conocimientos, por su paciencia, sus orientaciones, persistencia y motivación; así como sus valiosos comentarios aportados durante la elaboración de esta tesis.

A mis padres por el apoyo incondicional en cada momento y mi hermano que siempre me ayuda y aconseja; ellos quienes siempre están a mi lado y son la principal fuerza motivadora para alcanzar mis metas y deseos de superación. A mis padrinos que siempre me acompañan en cada ciclo importante de mi vida.

A todos mis amigos, que conocí en diferentes etapas de mi vida, por cada momento alegre que pasamos y que hacen de cada experiencia la mejor.

A los miembros del jurado, Dr. Alfonso Rosado Sánchez, Dra. Melina Gómez Bock, Dr. Ezequiel Rodríguez Jáuregui y Dra. Luz Adriana Cordero Cid, por sus valiosas sugerencias siempre enfocadas a una mejor calidad del trabajo.

Y a la VIEP (Vicerrectoría de Investigación y Estudios de Posgrado, BUAP) por el apoyo financiero en la elaboración de este trabajo de tesis (proyecto VIEP-BUAP, responsable Dr. J. Enrique Barradas Guevara).



# Resumen

En este trabajo se realiza el análisis de los autoacoplamientos del bosón de Higgs en el ME- $S(3)$ , extensión del Modelo Estándar con una simetría permutacional de sabor  $S(3)$ . El sector de Higgs contiene tres campos de Higgs dobles de  $SU(2)$ , considerando conservación de CP. Se calculan las expresiones de los autoacoplamientos trilineales de los bosones de Higgs neutros  $\lambda_{ijk}$  en función de las masas de los bosones de Higgs y de dos parámetros libres. En nuestro análisis, la masa del bosón de Higgs más ligero se fija a 125 GeV. De acuerdo con los resultados reportados en la literatura para otras extensiones del Modelo Estándar, se encuentra que los valores de  $\lambda_{ijk}$  de este modelo son significativamente diferentes de los correspondientes en el Modelo Estándar. Finalmente, se plantea un análisis de los autoacoplamientos para validar nuestros resultados con los reportados en el LHC.



# Introducción

La búsqueda del conocimiento de los constituyentes fundamentales de la materia ha impulsado el desarrollo de la física de altas energías, particularmente el modelo de mayor éxito hasta la actualidad que es el Modelo Estándar de la física de las partículas elementales (ME) [1, 2], una teoría de norma basada en un grupo de simetrías locales  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  que describe las interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas mediante el intercambio de partículas de espín entero (bosones de norma) [3]. Para el estudio del ME tenemos dos ingredientes fundamentales, el principio de invariancia de norma y el mecanismo de rompimiento espontáneo de simetría (RES). La combinación de estos dos principios permite explicar el fenómeno llamado mecanismo de Higgs el cual permite que los bosones y los fermiones adquieran masa, a partir de este mecanismo se introduce un nuevo campo escalar llamado el campo de Higgs,  $\phi_{ME}$ .

El descubrimiento del bosón de Higgs ha sido un logro importante para los físicos experimentales en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés), una partícula bosónica con una masa alrededor de  $m_{h^0} \sim 125 \text{ GeV}$  [4–7]. Con esto surge una nueva tarea determinar todas las propiedades de esta partícula; como su masa, tiempo de vida, números cuánticos como espín-paridad, los acoplamientos a bosones de norma, a fermiones y por último los autoacoplamientos de Higgs. Esto es de vital importancia para establecer que en efecto la partícula encontrada es el bosón de Higgs del ME responsable del mecanismo de rompimiento de la simetría electrodébil y además proveerá evidencia de física más allá del ME [8].

Para establecer el mecanismo de Higgs experimentalmente y confirmarlo como el origen del rompimiento de la simetría electrodébil  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , no solo la masa del bosón de Higgs debe ser medida sino que requiere la medición de los autoacoplamientos trilineales  $\lambda_{hhh}^{ME}$  y cuadrilineales  $\lambda_{hhhh}^{ME}$  para reconstruir completamente el potencial de Higgs [9]. En el sector escalar del ME un solo campo doblete complejo es introducido de tal manera que la componente neutra del doblete adquiere un valor de expectación del vacío (VEV)  $v = 246 \text{ GeV}$ , el cual establece la escala electrodébil [10]. El espectro físico que surge es un bosón de Higgs neutro CP-par  $h_{ME}^0$  y como consecuencia, hay un solo autoacoplamiento trilineal  $\lambda_{h^0 h^0 h^0}^{ME}$  el cual es únicamente especificado por la masa del Higgs  $m_{h_{ME}^0}$ .

El ME ha mostrado ser el modelo más efectivo gracias a su alto nivel predictivo, pero aún así sigue teniendo varias inconsistencias sin resolver. La primera idea que surge para resolverlas es extender el ME, ya que los sectores de norma y fermiónico han sido extremadamente bien probados fenomenológicamente, no así el sector escalar. Para poder extenderlo usualmente se introducen más simetrías a la teoría, gracias a ellas podemos obtener más información sobre el modelo. La primera extensión que surge es adicionar un doblete extra en el sector escalar, el Modelo de los Dos dobletes de Higgs (2HDM, por sus siglas en inglés) que permite estudiar otros fenómenos tales como violación de CP y cambio en las corrientes neutras de sabor [11]. Una característica de los nuevos modelos con múltiples campos de Higgs es que presentan simetrías discretas subyacentes [12]. Estas simetrías son a menudo rotas espontáneamente en el mínimo global del potencial de Higgs con ciertas consecuencias fenomenológicas en el sector escalar y el sector de sabor. Entre las simetrías discretas una especial atención reciben las simetrías discretas no abelianas, ya que entre estas se encuentran varios grupos de sabor tales como  $S(3)$  y  $A_4$  [13–15]. Las simetrías de sabor poseen varias ventajas, una de las cuales es proveer un significado definido de las diferentes familias de fermiones.

Las distintas extensiones del ME tienen estructuras más complicadas del potencial de Higgs, con lo que hay más autoacoplamientos teniendo una dependencia complicada sobre las masas subyacentes. Una medición precisa de los autoacoplamientos trilineales hará posible probar modelos de Higgs extendidos, los cuales tiene

estructuras diferentes y por tanto diferentes acoplamientos trilineales de los bosones de Higgs.

En este trabajo de tesis se realiza un estudio detallado del sector de Higgs en el ME-S(3), extensión del ME con una simetría permutacional de sabor S(3). Dicha extensión permite introducir una simetría de sabor que reduce el número de parámetros y podremos encontrar algunas relaciones entre las masas. Se analiza la fenomenología del potencial del sector que está asociado a tres dobletes de  $SU(2)$  dando como consecuencia un espectro físico del modelo de nueve partículas de las cuales hay cinco neutras y cuatro cargadas; tres bosones de Higgs neutros CP-par ( $h_0, H_1, H_2$ ), mientras dos bosones de Higgs neutros CP-impar ( $A_1, A_2$ ). Posteriormente se realizan los cálculos de las matrices de masa para que finalmente se calculen y analicen los autoacoplamientos trilineales para los bosones de Higgs neutros CP-par etiquetados como  $\lambda_{ijk}$  con  $i, j, k = h_0, H_1, H_2$ , ya que en este trabajo de tesis consideramos el caso de conservación de CP. Así, en nuestro modelo obtenemos un total de diez autoacoplamientos trilineales.

El contenido de esta tesis ha sido organizado de la siguiente manera: en el capítulo 1 se presenta un breve revisión del ME; en el capítulo 2 se presentan la extensión del ME con un doblete de Higgs adicional, el modelo de los dos dobletes de Higgs (2HDM, por sus siglas en inglés), y se muestran las expresiones de los autoacoplamientos trilineales para este modelo. En el capítulo 3 se estudian los diferentes tipos de las simetrías discretas, principalmente de la simetría de sabor S(3), además se muestra la forma de la matriz de masa de los bosones de Higgs, así como los autoacoplamientos trilineales de los bosones Higgs neutros. El capítulo 4 se centra en el análisis de los cálculos y detalles de los resultados numéricos de los autoacoplamientos trilineales de los bosones de Higgs neutros. Finalmente, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones.

# Capítulo 1

## Modelo Estándar

Las partículas elementales son los bloques de materia más fundamentales [16]. El Modelo Estándar considera que existen dos tipos de partículas elementales: los bloques fundamentales de materia y las partículas portadoras de las interacciones fundamentales [17, 18]. Las primeras son los fermiones de espín semi entero ( $s = \frac{1}{2}$ ) que se clasifican en dos grupos, quarks y leptones. Hay seis quarks  $u, d, c, s, t, b$  con cargas eléctricas fraccionarias (ver Figura 1.1) y cada uno posee un sabor diferente; en adición al sabor los quarks tienen otro grado de libertad llamado color, que puede ser de tres tipos. Dado que el color no es observado en la naturaleza, los quarks deben estar confinados en partículas materiales incoloras, llamadas hadrones. Hay dos tipos de hadrones; bariones que son compuestos de tres quarks ( $qqq$ ) con número bariónico  $B = 1$ , como el protón  $p = uud$ , neutrón  $n = udd$ , etc. El otro tipo son los mesones compuestos de un quark  $q$  y un antiquark  $\bar{q}$  con  $B = 0$  como piones  $\pi^+ = ud$ ,  $\pi^- = \bar{u}\bar{d}$ , kaones  $K = us$ ,  $K = s\bar{u}$ , etc. El otro tipo de partículas que existen en la naturaleza llamados leptones son: electrón  $e$ , muón  $\mu$ , tau  $\tau$  y sus correspondientes neutrinos  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ . Los leptones son libres de interacción fuerte y no tienen carga de color. Los neutrinos poseen solo interacción débil, mientras  $e, \mu$  y  $\tau$  tienen ambas interacciones débil y electromagnética. La Figura 1.1 nos muestra el contenido de materia del ME. El segundo tipo de partículas fundamentales son las portadoras de las interacciones fundamentales. Los bosones de norma con espín ( $s = 1$ ) son los mediadores de las interacciones entre quarks o leptones. Interacciones electromagnética, débil y fuerte son mediadas por el fotón  $\gamma$ , bosones débiles  $W^\pm, Z^0$  y los ocho gluones  $g_i$ , respectivamente.

El bosón de Higgs con espín cero es introducido por el mecanismo de Higgs, el cual trabaja con el rompimiento espontáneo de la simetría. En el mecanismo de Higgs una simetría grande es rota espontáneamente en una simetría pequeña a través del valor de expectación del vacío del campo de Higgs, y en consecuencia los bosones de norma son masivos. Así las partículas elementales en el Modelo Estándar son como sigue:

$$\text{Quarks} \quad \left( \begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right), \left( \begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right), \left( \begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right), \quad (1.1)$$

$$\text{Leptones} \quad \left( \begin{array}{c} \nu_e \\ e \end{array} \right), \left( \begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu \end{array} \right), \left( \begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau \end{array} \right), \quad (1.2)$$

$$\text{Bosones de norma} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{fotón } \gamma, \\ \text{Bosones de norma débil } W^\pm, Z^0, \\ \text{Gluones } g, \end{array} \right. \quad (1.3)$$

$$\text{bosón de Higgs } H. \quad (1.4)$$

En el ME se identifican tres sectores: 1) sector fermiónico, 2) sector de norma y 3) sector escalar o de Higgs.

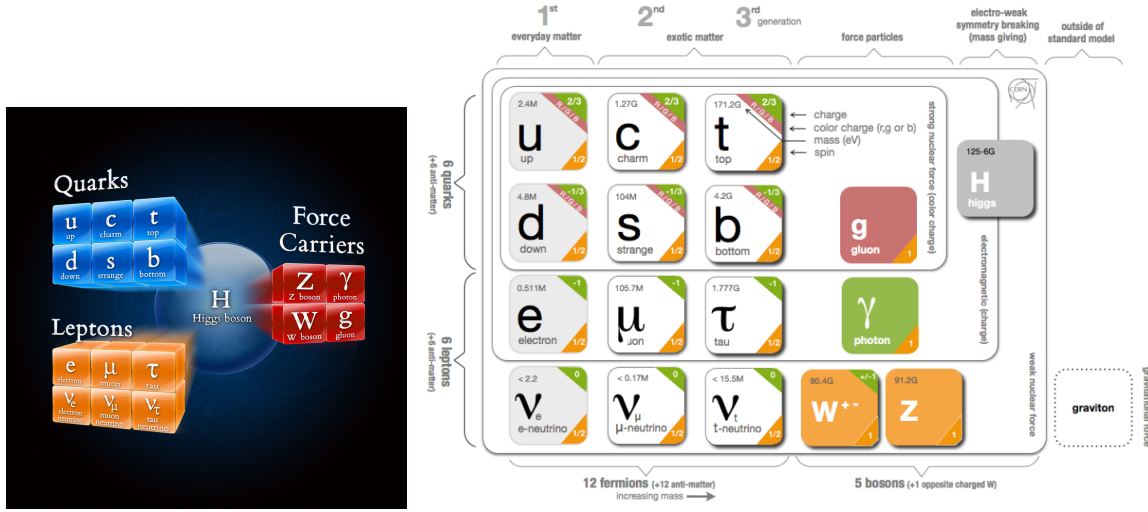


Figura 1.1: Partículas elementales del ME con sus respectivos números cuánticos.

## 1.1. Sector fermiónico

El sector fermiónico está formado por leptones y quarks, que están organizadas en tres generaciones o familias, la primera está formada por las partículas más ligeras y las dos siguientes se caracterizan por ser más pesadas. Cada familia contiene dos sabores de quarks y dos de leptones.

$$1^{\text{a}} \text{Familia} \quad \left( \begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L, e^-_R, \left( \begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right)_L, u_R, d_R, \quad (1.5)$$

$$2^{\text{a}} \text{Familia} \quad \left( \begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L, \mu^-_R, \left( \begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right)_L, c_R, s_R, \quad (1.6)$$

$$3^{\text{a}} \text{Familia} \quad \left( \begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L, \tau^-_R, \left( \begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_L, t_R, b_R. \quad (1.7)$$

Aquí los campos derechos  $R$  o izquierdos  $L$  están dados por el operador de quiralidad  $P_{R,L} = (1 \pm \gamma_5)/2$  mediante:

$$\psi_L = P_L \psi, \quad \psi_R = P_R \psi, \quad (1.8)$$

donde se definen los proyectores de quiralidad izquierda y derecha como  $P_L, P_R$ , respectivamente.  $\psi$  puede ser cualquier campo fermiónico. Los campos izquierdos transforman como dobletes de  $SU(2)_L$  o grupo de isospín, en tanto que los campos derechos transforman como singletes de  $SU(2)_L$ .

## 1.2. Sector de norma

El sector de norma está compuesto de los ocho gluones  $g_i$  ( $i = 1, \dots, 8$ ), las partículas  $W^\pm, Z^0$  y el fotón  $\gamma$ . Los gluones son bosones de norma de  $SU(3)_C$ , tienen carga de color, masa nula, son eléctricamente neutros y son los mediadores de la interacción fuerte, ya que los quarks también tienen carga de color, los gluones no solo interactúan con ellos mismos sino que se acoplan a quarks. Para estudiar las interacciones fuertes se formula una teoría de norma no abeliana con simetría de color  $SU(3)_C$  y es llamada cromodinámica cuántica (QCD, por sus siglas en inglés). Los bosones de norma de  $SU(2)_L, W^\pm$  con carga  $Q = \pm 1$  y  $Z^0$  neutro, ambas son partículas masivas de 80.39 GeV y 91.188 GeV, respectivamente, además son las mediadoras de la interacción débil. El



$\gamma$  eléctricamente neutro, no interactúa consigo mismo y es el mediador de la interacción electromagnética, la teoría que se encarga de estudiarla es la electrodinámica cuántica (QED, por sus siglas en inglés), la cual es una teoría de norma con una simetría abeliana  $U(1)$ .

### 1.3. Sector escalar

Este sector surge a fin de asignar masa no nula a las partículas del ME. En este se predice la existencia de una partícula conocida como el bosón de Higgs a partir del llamado mecanismo de Higgs. Este mecanismo es una de las maneras para dar masa a los bosones de norma  $W^\pm$ ,  $Z^0$  y a fermiones, sin violar la simetría de norma  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , entonces la simetría es rota espontáneamente, de tal manera que se conserva la carga eléctrica, es decir, que la simetría de norma  $U(1)_{em}$  de la QED se mantiene sin romper,

$$SU(2) \times U(1)_Y \longrightarrow U(1)_{em}. \quad (1.9)$$

Para el ME se introduce un campo escalar complejo de  $SU(2)_L$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

y es un singlete bajo  $SU(3)_C$ , con una hipercarga asociada  $Y_\phi = 1$ , y con isospín débil  $T = \frac{1}{2}$ .

### 1.4. Mecanismo de Higgs

Uno de las ideas primordiales en el ME, es el rompimiento espontaneo de la simetría (RES), que permite mantener la simetría local del modelo, gracias a esto surge un fenómeno llamado el mecanismo de Higgs [10, 19, 20]. Una simetría es rota espontáneamente si el lagrangiano de un sistema es invariante bajo alguna simetría mientras el estado fundamental no, entonces el estado fundamental no posee la misma simetría que el lagrangiano. A continuación hablaremos del rompimiento espontaneo de la simetría

#### 1.4.1. Rompimiento espontaneo de la simetría

La naturaleza parece poseer varios tipos de simetría tales como geométricas (paridad, inversión temporal), internas (isospín, sabor, color, entre otras), discretas y continuas [21]. El fenómeno de la RES aparece cuando el vacío del sistema que es el estado de mínima energía es degenerado. El término espontaneo viene del factor que el sistema tiende espontáneamente hacia el estado fundamental. El resultado de la RES depende del tipo de simetría. Si el lagrangiano es invariante bajo un grupo continuo de simetrías  $G$ , pero el vacío es invariante solo bajo un subgrupo  $H$ , entonces aparecen tantos estados sin masa y espín 0 como generadores rotos de  $G$  (Teorema de Goldstone [21]).

El teorema de Goldstone tiene dos importantes consecuencias para el rompimiento espontaneo de simetría:

- La lagrangiana permanece invariante pero el estado de energía mínima, el estado vacío, es no invariante. Como los estados excitados son obtenidos de la acción de los generadores sobre el vacío, la simetría es no manifiesta por más tiempo en el espectro de los estados.
- Existen algunos estados físicos sin masa. Sus propiedades son conectadas a estos de los generadores del rompimiento de la simetría. Estos son los bosones de Goldstone.

#### 1.4.2. Teoría electrodébil

La teoría electrodébil es no abeliana  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , uno necesita generar masa para los tres bosones de norma  $W^\pm$  y  $Z^0$  pero el fotón debe permanecer sin masa. Comenzamos con una teoría con simetría de norma

$SU(2)_L$ . Para romper la simetría espontáneamente, introducimos campo doblete escalar complejo de  $SU(2)_L$ :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Esta es la elección más simple para un grupo de los cuatro campos en una representación de  $SU(2)_L$ . Sin embargo, esta teoría conduce a un sistema con bosones de norma sin masa. Por lo tanto se introduce una simetría de norma adicional  $U(1)$ . Tenemos el siguiente lagrangiano

$$\mathcal{L}_\phi = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi), \quad (1.12)$$

donde el potencial es de la forma

$$V(\phi^\dagger \phi) = -\mu^2(\phi^\dagger \phi) + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 = -\mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4 \quad (1.13)$$

y el producto  $\phi^\dagger \phi$  puede ser expresado como:

$$\phi^\dagger \phi = \phi^{+*} \phi^+ + \phi^{0*} \phi^0 = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2). \quad (1.14)$$

Para  $\mu^2 > 0$ , el estado de más baja energía corresponde a la anulación del campo, entonces no hay rompimiento espontaneo de la simetría. La simetría electrodébil es rota espontáneamente si el parámetro  $\mu^2$  es negativo. En este caso, el estado fundamental es no único. Para preservar conservación de carga eléctrica, es decir la simetría  $U(1)$ , este valor de expectación del vacío no puede ser alcanzado en la dirección cargada. La invariancia de norma deja libre elegir el estado mínima de energía. El valor de expectación del vacío puede ser rotado usando un transformación de norma  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  a tomar la forma:

$$\langle 0|\phi|0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}, \quad (1.15)$$

donde la componente neutral  $\phi_3$  del campo doblete desarrolla un VEV no nulo. Este valor de expectación del vacío rompe la simetría de norma

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \longrightarrow U(1)_{EM}. \quad (1.16)$$

Ahora consideramos el desarrollo perturbativo a primer orden en los campos para observar el comportamiento del espectro de partículas, escribimos el campo como

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 + i\psi_2 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(x)) - i\psi_3 \end{pmatrix} = e^{i\psi_a(x)\tau^a/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(x)) \end{pmatrix}. \quad (1.17)$$

Los  $\tau^a$  son tres generadores rotos del esquema  $SU(2)_L \times U(1)_Y \longrightarrow U(1)_{EM}$ . Según el teorema de Goldstone, el número de bosones de Goldstone generados después de la RES es igual al número de generadores rotos asociados a las tres matrices de Pauli. Así, de los cuatro grados de libertad originales, después de la RES y con el fin de garantizar que el fotón se mantenga sin masa, trabajamos con tres generadores rotos y un generador no roto asociado a la carga electromagnética. Realizamos una transformación de norma  $SU(2)$  sobre el campo para llevar a los campos  $\psi_a$  a cero:

$$\phi(x) \longrightarrow e^{-i\psi_a(x)\tau^a/v} \phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

Los tres campos  $\psi_a$  son tres bosones de Goldstone que dan masa a los tres campos de norma débiles. El RES conduce a un bosón masivo del campo  $H(x)$ , el bosón de Higgs.

Podemos expandir el termino cinético del lagrangiano (1.12) y usando la definición de la derivada covariante

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = |D_\mu \phi|^2 = \left| \left( \partial_\mu - ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2, \quad (1.19)$$

donde  $g'$  y  $g$  son las constantes de acoplamiento electrodébiles. Evaluando en el campo

$$= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2}(gW_\mu^3 + g'B_\mu) & -\frac{ig}{2}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -\frac{ig}{2}(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu + \frac{i}{2}(gW_\mu^3 - g'B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right|^2 \quad (1.20)$$

$$= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{8} g^2 (v + H)^2 |W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8} (v + H)^2 |gW_\mu^3 - g'B_\mu|^2. \quad (1.21)$$

Al redefinir nuevos campos, encontramos los autoestados de masa,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm iW_\mu^2), \quad Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}}, \quad A_\mu = \frac{gW_\mu^3 + g'B_\mu}{\sqrt{g'^2 + g^2}}. \quad (1.22)$$

con masas

$$m_W = \frac{1}{2} gv, \quad m_Z = \frac{1}{4} v \sqrt{g^2 + g'^2}, \quad m_\gamma = 0. \quad (1.23)$$

Así, por el rompimiento espontaneo de la simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  a  $U(1)_{em}$ , tres bosones de Goldstone son absorbidos por los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  y estos obtienen sus masas. Ya que la simetría  $U(1)_Q$  es no rota, el fotón, el cual es asociado a este generador, permanece sin masa como debería ser.

### 1.4.3. El bosón de Higgs

El mecanismo de Higgs nos permite tener una explicación de cómo las partículas elementales adquieren masa a través de la interacción con una partícula que también es introducida para entender dicho fenómeno, el bosón de Higgs. Mientras la masa del bosón de Higgs  $m_{h^0}$  no es predicha por el ME, las interacciones con otras partículas son predichas como función de  $m_{h^0}$ .

Tras un largo tiempo, el 4 de julio del 2012 los experimento ATLAS y CMS del centro europeo de investigaciones nucleares (CERN) anunciaron el descubrimiento de una nueva partícula que es compatible con las características predichas para el bosón de Higgs, cuya masa es aproximadamente de 125 GeV [4–7]. Con este descubrimiento un capítulo es cerrado finalmente pero surge uno nuevo. Para poder establecer teórica y experimentalmente el mecanismo de Higgs, se tienen que medir todas sus propiedades [6–8]. Para la partícula de Higgs muchas están determinadas en el ME: el Higgs es un bosón, cuyo espín es 0 lo que hace que sea un bosón escalar. No posee carga eléctrica y carga de color, entonces el bosón no interactúa con el fotón y los gluones.

Debido a que las partículas del ME adquieren masa a través de la interacción con el campo de Higgs, la intensidad de los acoplamientos a fermiones, a bosones de norma y autoacoplamientos está establecida por la masa de las partículas y ya que la masa del bosón de Higgs es conocida, el ME provee una excelente expresión para el potencial de Higgs, ya que el potencial dicta la fuerza de las autointeracciones de este bosón.

### 1.4.4. Autoacoplamientos

El campo de Higgs es descrito por un campo doblete complejo  $\phi$ . Con el mecanismo de Higgs, el lagrangiano que describe el ME tiene un término extra en el potencial que incluye el campo de Higgs. El potencial de Higgs es escrito en la ecuación (1.13), lo especial de este potencial es que el mínimo no ocurre cuando el campo es cero. Con el rompimiento espontaneo de la simetría tenemos la elección de seleccionar el mínimo acerca del cual expandir el potencial de Higgs. Elegimos un mínimo que pueda ser escrito como un potencial escalar efectivo

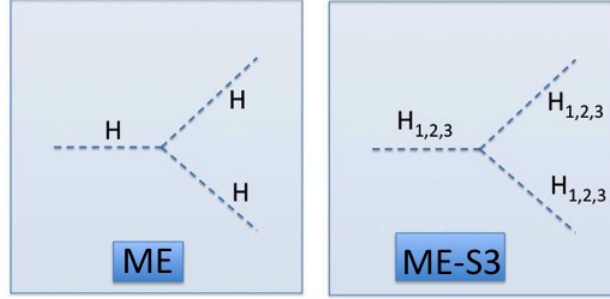


Figura 1.2: Diagrama de Feynman para el autoacoplamiento trilineal.

$V(H)$  que represente desviaciones alrededor de este mínimo. Los primeros términos del nuevo potencial de Higgs pueden ser escritos como:

$$V(H) = \frac{1}{2}m_H^2 H^2 + \frac{1}{3!}\lambda_{HHH}H^3 + \frac{1}{4!}\lambda_{HHHH}H^4 + \dots \quad (1.24)$$

En el ME, la masa del Higgs es dada por  $m_H^2 = 2\lambda v^2$ , donde  $\lambda$  es el parámetro de autoacoplamiento. Ya que  $\lambda$  es desconocido, el valor de la masa del Higgs es no predicha en el ME, pero podemos encontrar restricciones para encontrar límites inferiores y superiores sobre la masa del Higgs en extensiones del ME [10].

En particular el bosón de Higgs del ME es un escalar CP-par, con lo que el ME solo tiene un acoplamiento trilineal y un cuadrilineal. El valor para  $\lambda_{HHH}$  y para  $\lambda_{HHHH}$  son predichos por el ME una vez que es conocida  $m_H$  [22]:

$$\lambda_{HHH}^{ME} = \frac{3m_H^2}{v}, \quad \lambda_{HHHH}^{ME} = \frac{3m_H^2}{v^2}. \quad (1.25)$$

Aquí  $v = 2M_W/g = 246$  GeV es el valor de expectación del vacío del ME,  $M_W$  es la masa de  $W^\pm$  y  $g$  es una constante de acoplamiento de norma  $SU(2)$ . La medición de los autoacoplamientos es crucial para determinar el potencial de Higgs. Las constantes de autoacoplamiento  $\lambda_{HHH}$  y  $\lambda_{HHHH}$ , en la expansión del potencial de Higgs determinan la fuerza de las autointeracciones donde tres bosones y cuatro bosones de Higgs aparecen. Los diagramas de Feynman para tales autointeracciones donde tres bosones aparecen en un solo vértice se muestran en la Figura 1.2, para el ME y la extensión que nos interesa ME-S(3).

Aunque el ME es una teoría que ha mostrado ser muy útil gracias a sus predicciones, no está completa ya que aún muestra varias inconsistencias. Estas características hacen del ME una teoría efectiva, es decir, como el límite de una teoría más fundamental. Una manera de resolver y obtener más información es extender el modelo. Existen varias extensiones del ME, ya sea incluyendo una simetría o más campos de Higgs, como por ejemplo, ME+simetría discreta, el Modelo Estándar mínimo supersimétrico (MSSM, por sus siglas en inglés), el Modelo de los dos dobletes de Higgs (2HDM), las Teorías de Gran Unificación (GUT, por sus siglas en inglés), entre

otros. Todos muestran varias características fenomenológicas interesantes. En este trabajo estamos interesados en la manera de analizar el potencial de Higgs y obtener los autoacoplamientos, así que revisaremos la primera y más sencilla extensión del modelo, ME-S(3).



## Capítulo 2

# Extensiones del Modelo Estándar

El Modelo Estándar de partículas elementales es considerado la teoría más exitosa gracias a su alto nivel predictivo, como la existencia del quark top, el quark charm y la detección del neutrino tau [23]. A pesar de su gran alcance, el ME presenta un gran número de inconsistencias teóricas y experimentales. Entre estos se encuentra que tiene un número grande de parámetros, o las preguntas abiertas como por qué existen tres familias de quarks y leptones, cuál es el origen de la materia oscura. No explica el problema de la jerarquía de masas y la naturaleza del bosón de Higgs, que es una cuestión abierta ya que no se tiene certeza si el mecanismo de Higgs es en realidad mínimo. Debido a esto se han estudiado varias extensiones del ME. La primera extensión a este es adicionar un doblete extra en el sector de Higgs, llamado el modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM).

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

El modelo de los dos dobletes de Higgs (2HDM) apareció por primera vez en un estudio hecho por T. D. Lee del fenómeno de violación de CP [24]. El 2HDM es la más simple extensión del Modelo Estándar con un doblete escalar extra el cual contiene más campos de Higgs neutros y cargados [24, 25]. Este modelo tiene dos campos dobletes escalares complejos,  $\Phi_1$  y  $\Phi_2$ :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Por lo tanto, hay ocho grados de libertad, algunos de los cuales serán usados para dar masa a los bosones de norma. Después del rompimiento de simetría, tres bosones de Goldstone proveen de masa a  $W^\pm$  y  $Z^0$ , y se mantiene cinco bosones de Higgs físicos: tres neutros  $h, H, A$  y dos cargados  $H^\pm$ .

El potencial más general  $V(\Phi_1, \Phi_2)$  invariante bajo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  para el 2HDM es definido en un espacio de ocho dimensiones y es una combinación hermitiana de las combinaciones invariantes-electrodébiles  $(\Phi_i^\dagger \Phi_j)$ ,  $i, j = 1, 2$  [26]:

$$V_H = V_2 + V_4, \quad (2.2)$$

donde

$$V_2 = -\frac{1}{2} [m_{11}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + m_{22}^2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + m_{12}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + m_{12}^{2*} (\Phi_2^\dagger \Phi_1)] \quad (2.3)$$

$$V_4 = \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \frac{\lambda_3}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \frac{\lambda_4}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\ + \frac{1}{2} [\lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_5^* (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2] + \{[\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)] (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.}\}, \quad (2.4)$$

*h.c.* destaca para los conjugados hermitianos. Los parámetros  $m_{11}^2$ ,  $m_{22}^2$ , y  $\lambda_{1,2,3,4}$  son reales y en general,  $m_{12}^2$  y  $\lambda_{5,6,7}$  son complejos. Así, el potencial (2.4) tiene 14 grados de libertad, seis reales y cuatro complejos.

En contraste con el Modelo Estándar, el potencial no es único. Cada conjunto de parámetros conduce a diferentes eigenestados de masa, reglas de Feynman, interacciones, etc. Pero se tiene la libertad de redefinir esos dobletes y reducir el número total de grados de libertad.

### 2.1.1. Rompimiento espontáneo de la simetría

El potencial es una función polinomial cuártica, que tiene un mínimo global en algún punto de la región de parámetros. El ME como vimos tiene dos mínimos (uno para el cual el campo de Higgs adquiere VEV cero), y el no trivial donde el rompimiento de la simetría electrodébil ocurre fuera del origen.

En el 2HDM se pueden encontrar tres tipos de vacíos [27]. Los extremos del potencial definen los valores de expectación del vacío  $\langle \Phi_i \rangle = 0$ ,  $i = 1, 2$ . El valor de expectación más general del rompimiento de la simetría electrodébil se escribe como:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} u \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

El primer tipo de vacío tomando  $u \neq 0$  es conocido como vacío cargado. Ya que este tipo de VEV viola la simetría  $U(1)_Q$  de conservación de carga eléctrica causando que el fotón adquiera masa.

Se tiene un vacío neutro. Tomando  $u = 0$ ,  $\xi = 0$  con lo que preserva carga eléctrica y no presenta alguna fase compleja, y donde  $v^2 = v_1^2 + v_2^2 = 246$  GeV y se define  $\tan \beta = v_2/v_1$ . Esta solución es la equivalente al vacío del ME. Finalmente el vacío de rompimiento CP, donde tomando solo  $u = 0$  los VEVs tienen una fase compleja con valores reales para  $v_1$  y  $v_2$ .

## 2.2. Autoacoplamientos

Ya que el modelo tiene una estructura diferente del potencial de Higgs al del ME, esto hace posible que obtengamos diferentes autoacoplamientos. Aunque es la más simple extensión obtendremos varios efectos físicos distintos. En particular mostraremos los autoacoplamientos trilineales de los bosones de Higgs del modelo con violación de CP [28].

El potencial (2.4) tiene siete parámetros independientes, los cuales son las cuatro masas  $m_h$ ,  $m_H$ ,  $m_A$ ,  $m_{H^\pm}$ ,  $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$ ,  $\alpha$  y  $M^2$  [29]. El ángulo  $\beta$  es el ángulo de rotación del grupo de eigenestados a los eigenestados de masa de los sectores de Higgs cargados y CP-impar. El ángulo  $\alpha$  es el correspondiente al ángulo de rotación para el sector de Higgs CP-par. El parámetro  $M^2$  es definido como  $M^2 = m_{12}^2/(\sin \beta \cos \beta)$  y es una medida de como la simetría discreta es rota. Los dobletes de Higgs tienen ocho grados de libertad, correspondiendo después del rompimiento de simetría electrodébil, a generar masa a tres bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$  y los restantes cinco son bosones de Higgs físicos etiquetados como:  $H^0$ ,  $h^0$  (CP-pares),  $A^0$  (CP-impar) y un par de Higgs cargado  $H^\pm$  [30].

En el caso del 2HDM con conservación de CP, después del rompimiento espontáneo de la simetría tenemos dos bosones de Higgs CP-pares  $h^0$ ,  $H^0$  y un bosón de Higgs CP-impar  $A^0$ , así tenemos seis posibles autoacoplamientos de Higgs permitidos  $\lambda_{hhh}$ ,  $\lambda_{hhH}$ ,  $\lambda_{hHH}$ ,  $\lambda_{HHH}$ ,  $\lambda_{hAA}$  y  $\lambda_{HAA}$ , los últimos dos involucran un número par de  $A^0$ . Sin embargo, con violación de CP los bosones de Higgs neutros  $h^0$ ,  $H^0$ ,  $A^0$  no tienen definido una CP con lo que no hay una limitación sobre el acoplamiento que involucre al bosón de Higgs  $A^0$ , entonces tenemos un total de diez autoacoplamientos trilineales de Higgs.

### 2.2.1. Autoacoplamientos trilineales de los bosones de Higgs neutros

Los autoacoplamientos de los bosones de Higgs neutros se pueden calcular como sigue:

$$\lambda_{ijk} = \frac{-i\partial^3 V}{\partial H_i \partial H_j \partial H_k}. \quad (2.6)$$



Así el conjunto de acoplamientos trilineales de los bosones de Higgs neutros físicos puede ser escrito en unidades de  $\lambda_0 = M_Z^2/v \sim 33.8$  GeV como [31]:

$$\begin{aligned}
 \lambda_{hhh} &= 3 \cos 2\alpha \sin(\alpha + \beta) + 3 \frac{\epsilon}{M_Z^2} \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \cos^2 \alpha, \\
 \lambda_{Hhh} &= 3 \sin 2\alpha \sin(\alpha + \beta) - 2 \cos 2\alpha \cos(\alpha + \beta) + 3 \frac{\epsilon}{M_Z^2} \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \cos^2 \alpha, \\
 \lambda_{HHh} &= -2 \sin 2\alpha \cos(\alpha + \beta) - \cos 2\alpha \sin(\alpha + \beta) + 3 \frac{\epsilon}{M_Z^2} \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \sin^2 \alpha, \\
 \lambda_{HHH} &= 3 \cos 2\alpha \cos(\alpha + \beta) + 3 \frac{\epsilon}{M_Z^2} \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \sin^2 \alpha, \\
 \lambda_{hAA} &= \cos 2\beta \sin(\alpha + \beta) + \frac{\epsilon}{M_Z^2} \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \cos^2 \beta, \\
 \lambda_{HAA} &= -\cos 2\beta \cos(\alpha + \beta) + \frac{\epsilon}{M_Z^2} \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \cos^2 \beta.
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

donde  $\epsilon$  es una corrección radiactiva a un loop [31].

El (2HDM) es una extensión viable del ME con la que tenemos una estructura rica en bosones de Higgs y acoplamientos de Higgs y podemos acomodar fenómenos de violación de CP. Con esto hemos analizado el potencial de Higgs y posteriormente obtenido los autoacoplamientos trilineales, con lo que vemos una dependencia del ángulo de mezcla  $\beta$  y del ángulo de rotación  $\alpha$ .

Hemos mostrado la manera de proceder para calcular los autoacoplamientos trilineales de los bosones de Higgs en una extensión del ME, 2HDM. Ahora bien, ya que en este trabajo de tesis estamos interesados en el estudio de extensiones del ME con simetrías discretas y en particular del grupo de sabor S(3), que permite agregar una simetría permutacional en el sector de sabor, analizaremos los efectos fenomenológicos que surgen además de un estudio más detallado del potencial de Higgs de este modelo, ME-S(3).



## Capítulo 3

# Extensión del Modelo Estándar con simetrías discretas

Uno de los principios más fundamentales de la física de partículas es que las interacciones entre partículas fundamentales son descritas por simetrías. La invariancia del lagrangiano bajo ciertas simetrías conducen a un conjunto de leyes de conservación. En la naturaleza existen dos tipos de simetrías, simetrías continuas con parámetros que varían continuamente tales como traslaciones y rotaciones. El otro tipo son las simetrías discretas, donde los parámetros toman valores discretos. Hay tres importantes simetrías discretas en física de partículas: paridad, conjugación de carga y reversibilidad temporal.

Las simetrías discretas  $Z_n$  permiten construir modelos más allá del ME como modelos supersimétricos y las simetrías discretas no abelianas se aplican en la construcción de modelos para entender la física del sabor. La introducción en el ME de una familia de simetrías discretas no abelianas es la manera más simple de relacionar familias de manera no trivial. Leptones y quarks vienen en tres familias y su estructura de sabor como los valores específicos de sus matrices de masa y mezcla, son sujeto de estudio. Existen otros varios problemás de sabor como el espectro de masa observado, el patrón de mezcla y el hecho de que sólo aparezcan tres generaciones de materia. Para poder resolver el rompecabezas de sabor se usan desarrollos con simetrías discretas no abelianas tales como  $S(3)$  y  $A_4$ , que consisten en adicionar una simetría horizontal sobre el espacio del sabor. El grupo simétrico que relaciona familias de una manera no trivial es conocido como el grupo o familia de simetría de sabor. Una simetría de sabor discreta no abeliana debería explicar varios fenómenos en física de sabor, también debería proveer útiles sugerencias de física más allá del ME.

### 3.1. Extensión del Modelo Estándar con simetría $S(3)$

Ya que el ME no explica la razón de que existan tres familias de fermiones y además contiene trece parámetros libres que son tres masas de los leptones cargados, seis masas de los quarks, tres ángulos de mezcla de sabor de quarks y una fase de violación de CP. Al añadir una simetría en el espacio del sabor podremos predecir relaciones entre las masas y reducir el número de parámetros libres, este tipo de simetría se conoce como simetría de sabor. Antes del rompimiento de la simetría de norma no hay diferencia entre las tres generaciones fermiones y una simetría de sabor provee una explicación natural. El grupo más pequeño entre estas simetrías es la simetría permutacional de tres objetos,  $S(3)$ , siendo el grupo discreto no abeliano con el número más pequeño de elementos [32, 33]. El grupo  $S(3)$  tiene tres representaciones irreducibles, dos unidimensionales en singletes simétrico y antisimétrico, y una de dimensión dos en doblete.

Si el sector de Higgs es extendido y los campos de Higgs pertenecen a la representación no trivial de un grupo de sabor, pueden surgir varias características fenomenológicas viables.

Para definir el sector de Higgs extendido con simetría  $S(3)$  consideramos tres bosones de Higgs  $\phi_1, \phi_2$  y  $\phi_3$

**CAPÍTULO 3. EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR CON SIMETRÍAS DISCRETAS**  
**3.1. EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR CON SIMETRÍA S(3)**

---

dobletes de  $SU(2)$ , los cuales se expresarán en la representación adaptada a la simetría [34]. El campo de Higgs se construye con tres dobletes de Higgs

$$\Phi \longrightarrow H = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

$H$  tendrá la siguiente representación adaptada a la simetría en  $1_S \oplus 2$  de  $S(3)$

$$1: \quad H_S = \frac{1}{\sqrt{3}}(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3), \quad (3.2)$$

$$2: \quad \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 - \phi_2) \\ \frac{1}{\sqrt{6}}(\phi_1 + \phi_2 - 2\phi_3) \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

El potencial más general invariante bajo  $S(3)$  puede ser escrito en términos de  $H_1$ ,  $H_2$  y  $H_S$  como sigue:

$$V(\Phi) = V_2(\Phi) + V_4(\Phi), \quad (3.4)$$

$$V_2(\Phi) = -\mu_1^2(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) - \mu_0^2 H_S^\dagger H_S, \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} V_4(\Phi) = & \lambda_1(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2)^2 + \lambda_2(H_1^\dagger H_2 - H_2^\dagger H_1)^2 + \lambda_3\{(H_1^\dagger H_2 + H_2^\dagger H_1)^2 + (H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2\} \\ & + \lambda_4\left\{(H_S^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_2 + H_2^\dagger H_1) + (H_S^\dagger H_2)(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2) + h.c.\right\} \\ & + \lambda_5(H_S^\dagger H_S)(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) + \lambda_6\left\{(H_S^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_S) + (H_S^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_S)\right\} \\ & + \lambda_7\left\{(H_S^\dagger H_1)(H_S^\dagger \phi_1) + (H_S^\dagger H_2)(H_S^\dagger \phi_2) + h.c.\right\} + \lambda_8(H_S^\dagger H_S)^2. \end{aligned} \quad (3.6)$$

En general  $\lambda_4$  y  $\lambda_7$  pueden ser complejos, pero se asumen reales para que la simetría CP no sea rota explícitamente. Escribiremos los dobletes de Higgs en componentes:

$$H_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ + i\phi_4^+ \\ \phi_7^0 + i\phi_{10}^0 \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ + i\phi_5^+ \\ \phi_8^0 + i\phi_{11}^0 \end{pmatrix}, \quad H_S = \begin{pmatrix} \phi_3^+ + i\phi_6^+ \\ \phi_9^0 + i\phi_{12}^0 \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Las dos componentes de los dobletes de Higgs son neutras, y por lo tanto asumimos que sólo estas pueden adquirir un valor de expectación del vacío. Debido a la invariancia de  $U(1)$  es posible siempre hacer una fase de rotación para  $H_S$  de modo que solo la parte real puede adquirir un VEV.

### 3.1.1. Fenomenología del Modelo Estándar con la simetría S(3)

Para poder realizar un análisis del potencial (3.4) necesitamos una notación que facilite los cálculos. Se definen nueve formas cuadráticas reales  $x_i$  invariantes bajo  $SU(2) \times U(1)$ :

$$\begin{aligned} x_1 &= H_1^\dagger H_1, & x_4 &= \mathcal{R}(H_1^\dagger H_2), & x_7 &= \mathcal{I}(H_1^\dagger H_2), \\ x_2 &= H_2^\dagger H_2, & x_5 &= \mathcal{R}(H_1^\dagger H_S), & x_8 &= \mathcal{I}(H_1^\dagger H_S), \\ x_3 &= H_S^\dagger H_S, & x_6 &= \mathcal{R}(H_2^\dagger H_S), & x_9 &= \mathcal{I}(H_2^\dagger H_S). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Ahora tenemos una manera simple de escribir el potencial:

$$\begin{aligned} V = & \mu_1^2(x_1 + x_2) + \mu_0^2 x_3 + ax_3^2 + b(x_1 + x_2)x_3 + c(x_1 + x_2)^2 \\ & - 4dx_7^2 + 2e[(x_1 - x_2)x_6 + 2x_4x_5] + f(x_5^2 + x_6^2 + x_8^2 + x_9^2) \\ & + g[(x_1 - x_2)^2 + 4x_4^2] + 2h(x_5^2 + x_6^2 - x_8^2 - x_9^2), \end{aligned} \quad (3.9)$$

**CAPÍTULO 3. EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR CON SIMETRÍAS DISCRETAS**  
**3.1. EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR CON SIMETRÍA  $S(3)$**

---

donde los parámetros  $\mu_{0,1}^2$  tienen dimensiones de masa cuadrada y  $a, b, c, \dots, h$  son parámetros sin dimensiones.

Reescribiremos el potencial de Higgs más general invariante bajo la simetría  $SU(2)_L \times U(1)_Y \times S(3)$  expresado en una forma matricial simple como [35]:

$$V(X) = A^T X + \frac{1}{2} X^T B X, \quad (3.10)$$

con el vector  $X$  dado por

$$X^T = (x_1, x_2, x_3, \dots, x_9), \quad (3.11)$$

$A$  es un vector parámetro de masa,

$$A^T = (\mu_1^2, \mu_1^2, \mu_0^2, 0, 0, 0, 0, 0, 0) \quad (3.12)$$

y  $B$  es una matriz de parámetros reales de  $9 \times 9$ ,  $B$  es definida positiva

$$B = \begin{pmatrix} 2(c+g) & 2(c-g) & b & 0 & 0 & 2e & 0 & 0 & 0 \\ 2(c-g) & 2(c+g) & b & 0 & 0 & -2e & 0 & 0 & 0 \\ b & b & 2a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 8g & 4e & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 4e & 2(f+2h) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 2e & -2e & 0 & 0 & 0 & 2(f+2h) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -8d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2(f-2h) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2(f-2h) \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

### 3.1.2. Rompimiento espontaneo de la simetría

El potencial (3.9) tiene tres tipos de puntos estacionarios:

1. El mínimo normal con la siguiente configuración de campo:

$$\phi_7 = v_1, \phi_8 = v_2, \phi_9 = v_3, \phi_i = 0, \quad i \neq 7, 8, 9, \quad (3.14)$$

donde ocurre el rompimiento de la simetría electrodébil.

2. El punto estacionario que rompe la simetría  $U(1)$ , aquí dos de los campos cargados  $\phi$  adquieren VEV no cero:

$$\phi_7 = v'_1, \phi_8 = v'_2, \phi_9 = v'_3, \phi_1 = \alpha, \phi_3 = \beta. \quad (3.15)$$

3. El mínimo de rompimiento CP, donde dos componentes imaginarias de los campos neutros  $\phi$  adquieren VEV no cero:

$$\phi_7 = v''_1, \phi_8 = v''_2, \phi_9 = v''_3, \phi_{10} = \delta, \phi_{11} = \gamma. \quad (3.16)$$

Asumimos que  $H_S$  sea el bosón de Higgs del ME, además de no romper carga eléctrica y preservar simetría CP.

Para nuestro análisis tomaremos el primer tipo de mínimo, tal mínimo determina el vector de masa a través del mecanismo de Higgs en particular para los bosones de norma cargados  $W^\pm$  obtenemos  $m_W^2 = \frac{g^2}{2} \sum_i^3 v_i^2$ , con  $g$  una constante de acoplamiento para  $SU(2)$ . En la notación común podemos escribir  $v_i = v \cos \omega_i$  donde  $v = 246$  GeV es la escala electrodébil y sus  $w_i$  son tres parámetros libres. Tenemos la configuración (3.14), con un VEV que no tiene fase relativa compleja, entonces  $v_1, v_2$  y  $v_3$  son los VEV's de los componentes del campo de Higgs neutro. Así, sólo las componentes  $\phi_7, \phi_8$  y  $\phi_9$  de los dobletes de Higgs tienen VEV's lejos del origen, esto es,

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \phi_i} \right|_{min} = 0, \quad i = 1, \dots, 12. \quad (3.17)$$

Con lo que obtenemos solo tres ecuaciones

$$\begin{aligned} 0 &= 2v_1 \left( \mu_1^2 + 2(c+g)(v_1^2 + v_2^2) + 6ev_2v_3 + (b+f+2h)v_3^2 \right), \\ 0 &= 2\mu_1^2v_2 + 4(c+g)v_2(v_1^2 + v_2^2) + 6e(v_1 - v_2)(v_1 + v_2)v_3 + 2(b+f+2h)v_2v_3^2, \\ 0 &= 2 \left( e(3v_1^2v_2 - v_2^3) + v_3(\mu_0^2 + (b+f+2h)(v_1^2 + v_2^2) + 2av_3^2) \right). \end{aligned} \quad (3.18)$$

Con estas ecuaciones podemos encontrar relaciones para los parámetros de masa  $\mu_1^2$  y  $\mu_0^2$ :

$$\begin{aligned} \mu_1^2 &= -(b+f+2h)v_3^2 - 2(c+g)(v_1^2 + v_2^2) + \frac{3e(v_1^2 - 2v_1v_2 - v_2^2)v_3}{v_1 - v_2}, \\ \mu_0^2 &= - \left[ 2av_3^2 + (b+f+2h)(v_1^2 + v_2^2) - e \left( \frac{3v_1^2 - v_2^2}{v_3} \right) v_2 \right]. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Resolviendo obtenemos la relación entre los VEV's,

$$v_1 = \sqrt{3}v_2. \quad (3.20)$$

Con las ecuaciones (3.19-3.20) podemos reducir el número de parámetros libres de trece a diez.

### 3.1.3. Cálculo de la matriz de masa de los bosones de Higgs ME-S(3)

Ahora necesitamos conocer la naturaleza de los mínimos, con lo que es necesario calcular la matriz de segundas derivadas en el mínimo, denominada matriz de masa:

$$\left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right|_{min} = 0, \quad (3.21)$$

con lo que los elementos de la matriz de masa se pueden calcular como:

$$(\mathcal{M}_H^2)_{ij} = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right|_{min}, \quad i, j = 1, \dots, 12. \quad (3.22)$$

Para poder encontrar las masas y los eigenestados se tiene que diagonalizar dicha matriz. Necesitamos de una matriz de rotación  $R$  que diagonalize (3.22), así obtenemos una matriz  $(\mathcal{M}_H^2)$  de  $12 \times 12$  con la siguiente forma:

$$\mathcal{M}_H^2 = \text{diag}(M_C^2, M_C^2, M_S^2, M_P^2) = R\mathcal{M}^2R^T, \quad (3.23)$$

donde cada una de las sub-matrices de  $3 \times 3$  son hermitianas y simétricas.  $M_C^2, M_S^2, M_P^2$  son las matrices de masa de Higgs cargada, escalar y pseudoescalar, respectivamente.

La matriz de masa de Higgs cargada es dos veces degenerada,

$$M_C^2 = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} \end{pmatrix}, \quad (3.24)$$

donde

$$\begin{aligned} c_{11} &= -4gv^2 - (4ev_2 + (f+2h)v_3)v_3, \\ c_{12} &= 2\sqrt{3}(2gv_2 + ev_3)v_2, \\ c_{13} &= \sqrt{3}(2ev_2 + (f+2h)v_3)v_2, \\ c_{22} &= -12gv_2^2 - (8ev_2 + (f+2h)v_3)v_3, \\ c_{23} &= (2ev_2 + (f+2h)v_3)v_2, \\ c_{33} &= -\frac{4v_3}{v_2^2}(2ev_2 + (f+2h)v_3). \end{aligned} \quad (3.25)$$

**CAPÍTULO 3. EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR CON SIMETRÍAS DISCRETAS**  
**3.1. EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR CON SIMETRÍA S(3)**

---

La matriz de masa para los escalares de Higgs CP-par es

$$M_S^2 = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} \\ s_{12} & s_{22} & s_{23} \\ s_{13} & s_{23} & s_{33} \end{pmatrix}, \quad (3.26)$$

donde

$$\begin{aligned} s_{11} &= 12(c+g)v_2^2, \\ s_{12} &= 2\sqrt{3}(2(c+g)v_2 + 3ev_3)v_2, \\ s_{13} &= 2\sqrt{3}(3ev_2 + (b+f')v_3)v_2, \\ s_{22} &= 4((c+g)v_2 - 3ev_3)v_2, \\ s_{23} &= 2(3ev_2 + (b+f')v_3)v_2, \\ s_{33} &= -\frac{8ev_2^2}{v_3} + 4av_3^2. \end{aligned} \quad (3.27)$$

La matriz de masa para los bosones de Higgs pseudoescalares CP-impar es

$$M_P^2 = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} \\ p_{12} & p_{22} & p_{23} \\ p_{13} & p_{23} & p_{33} \end{pmatrix}, \quad (3.28)$$

donde

$$\begin{aligned} p_{11} &= -4((d+g)v_2^2 + ev_2v_3 + hv_3^2), \\ p_{12} &= 2\sqrt{3}(2(d+g)v_2 + ev_3)v_2, \\ p_{13} &= 2\sqrt{3}(ev_2 + 2hv_3)v_2, \\ p_{22} &= -12(d+g)v_2^2 - 8ev_2v_3 - 4hv_3^2, \\ p_{23} &= 2(ev_2 + 2hv_3)v_2, \\ p_{33} &= -\frac{8v_2^2}{v_3}(ev_2 + 2hv_3). \end{aligned} \quad (3.29)$$

Los dobletes  $\phi_i$  no son físicos, solo los eigenestados que corresponden a partículas son físicos. Los campos físicos y los bosones de Goldstone se obtienen a través de transformaciones que diagonalizan a las submatrices correspondientes. Con lo que diagonalizando las matrices de masa, se obtienen las masas de los bosones de Higgs cargados, escalares y pseudoescalares. En nuestro análisis no estamos tomando en cuenta el espacio de parámetros de eigenvalores negativos que son soluciones para las masas cuadradas de los campos de Higgs. De los originales doce grados de libertad, tres bosones de Goldstone ( $G^\pm$  y  $G$ ) son absorbidos para dar masa a los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ . Las restantes nueve partículas de Higgs físicas, corresponden a tres escalares CP-par  $h_0$  y  $H_1, H_2$ , provenientes de  $\phi_9$  y  $\phi_7, \phi_8$  respectivamente; dos escalares CP-impar  $A_1$  y  $A_2$  que corresponden a  $\phi_{10}$  y  $\phi_{11}$  por lo que serán llamados pseudoescalares finalmente dos pares de Higgs cargados  $H_{1,2}^\pm$  asignados de  $\phi_1, \phi_4$  y  $\phi_2, \phi_5$ .

Sus masas físicas y sus respectivos ángulos de mezcla están relacionados con los parámetros del potencial de Higgs como sigue. Comenzaremos con la matriz de masa para los bosones escalares de Higgs CP-par en la ecuación (3.26).

Definiendo los eigenestados de masa físicos como  $m_{h_0}^2$ ,  $m_{H_1}^2$  y  $m_{H_2}^2$ , las masas son encontradas del proceso de diagonalización siguiente:

$$\mathcal{M}_{diag}^2 = R^T \mathcal{M}_S^2 R = \text{diag}(m_{h_0}^2, m_{H_1}^2, m_{H_2}^2). \quad (3.30)$$

La masa de los bosones de Higgs escalares CP-par son:

$$\begin{aligned} m_{h_0}^2 &= -18ev_2v_3, \\ m_{H_1, H_2}^2 &= (\mathcal{M}_a^2 + \mathcal{M}_c^2) \pm \sqrt{(\mathcal{M}_a^2 - \mathcal{M}_c^2)^2 + (\mathcal{M}_b^2)^2}, \end{aligned} \quad (3.31)$$

**CAPÍTULO 3. EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR CON SIMETRÍAS DISCRETAS**  
**3.1. EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR CON SIMETRÍA S(3)**

---

donde

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_a^2 &= v_2(8(c+g)v_2 + 3ev_3), \\ \mathcal{M}_b^2 &= 4v_2(3ev_2 + (b+f+2h)v_3), \\ \mathcal{M}_c^2 &= -\frac{4ev_2^3}{v_3} + 2av_3^2,\end{aligned}\tag{3.32}$$

y los ángulos de mezcla se definen como

$$\tan 2\theta = \frac{\mathcal{M}_b^2}{\mathcal{M}_a^2 - \mathcal{M}_c^2}.\tag{3.33}$$

Para generar las masas correctas de  $W^\pm$  y  $Z^0$ , asignamos de las condiciones de mínimo (3.20), expresando los VEV de los campos de Higgs como  $v_i = v \cos w_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), y la relación  $v^2 = v_1^2 + v_2^2 + v_3^2$ , con  $v = 246$  GeV y  $v_1 = \sqrt{3}v_2$ . Para que no ocurra violación de CP tomamos  $v_i$  reales. Los parámetros de masa  $\mu_0^2$  y  $\mu_1^2$  pueden ser eliminados del proceso de minimización del potencial escalar. Los resultados de la matriz de masa, las masas  $\mathcal{M}_H^2$  pueden ser parametrizadas con ocho parámetros libres y  $\omega_3$  dada como:

$$\tan \omega_3 = \frac{2v_2}{v_3}, \quad \text{donde} \quad \text{sen } \omega_3 = \frac{2v_2}{v}, \quad \text{y} \quad \text{cos } \omega_3 = \frac{v_3}{v}.\tag{3.34}$$

En particular podemos encontrar las matrices de masa como

$$[\mathcal{M}_{diag}^2]_i = R_i^T \mathcal{M}_i^2 R_i \quad i = C, S, P,\tag{3.35}$$

con las matrices de rotación  $R_i$  dadas como

$$R_i = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} & 0 \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ \frac{2}{0} & \frac{2}{0} & 1 \end{pmatrix} Q_i, \quad i = C, P, S.\tag{3.36}$$

La matriz de mezcla  $Q_i$  es

$$Q_i = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_i & \text{sen } \theta_i \\ 0 & -\text{sen } \theta_i & \cos \theta_i \end{pmatrix} \quad i = C, P, S\tag{3.37}$$

con

$$\tan \theta_S = \frac{2s_{13}}{\sqrt{3}(m_{H_1}^2 - s_{33})}, \quad \tan \theta_C = \tan \theta_P = \frac{1}{\tan \omega_3}.\tag{3.38}$$

La matriz de masa de los bosones de Higgs escalares  $\mathcal{M}_S^2$  es diagonalizada por una matriz de rotación  $R_S$  dado por la ecuación (3.37) la cual es parametrizada por

$$\tan \theta_S = \frac{2s_{13}}{\sqrt{3}(m_{H_1}^2 - s_{33})} = \frac{\mathcal{M}_b^2}{2\mathcal{M}_a^2 - m_{H_2}^2},\tag{3.39}$$

donde  $s_{13}$  y  $s_{33}$  son las entradas de la matriz.

Las matrices de masa de los bosones de Higgs cargados  $\mathcal{M}_c^2$  es diagonalizada por una matriz de rotación  $R_c$  dada en la ecuación (3.37), y las masas de los bosones de Higgs cargados son:

$$m_{H_1^\pm}^2 = -(10ev_2 + (f+2h)v_3)v_3 - 16gv_2^2, \quad m_{H_2^\pm}^2 = -\frac{v^2}{v_3}(2ev_2 + (f+2h)v_3).\tag{3.40}$$

Las restantes masas cuadradas para los bosones de Higgs pseudoescalares son:

$$\begin{aligned}m_{A_1}^2 &= -16(d+g)v_2^2 - 10ev_2v_3 - 4hv_3^2, \\ m_{A_2}^2 &= -\frac{2(ev_2 + 2hv_3)(4v_2^2 + v_3^2)}{v_3}.\end{aligned}\tag{3.41}$$



## 3.2. Cálculo de los autoacoplamientos de los bosones de Higgs en ME-S(3)

Como resultado del análisis del sector escalar del ME-S(3), tenemos nueve partículas físicas de Higgs, corresponde a tres escalares CP-par  $h_0$ ,  $H_1$  y  $H_2$ , dos escalares CP-impar  $A_1$  y  $A_2$  y dos pares de Higgs cargados  $H_{1,2}^\pm$ .

Considerando que para nuestro análisis hay conservación de CP obtenemos un total de diez autoacoplamientos trilineales escalares neutros correspondiendo a:

$$\lambda_{h_0 h_0 h_0}, \lambda_{H_1 H_1 H_1}, \lambda_{H_2 H_2 H_2}, \lambda_{h_0 h_0 H_1}, \lambda_{h_0 h_0 H_2}, \lambda_{h_0 H_1 H_1}, \lambda_{h_0 H_2 H_2}, \lambda_{h_0 H_1 H_2}, \lambda_{H_1 H_1 H_2}, \lambda_{H_1 H_2 H_2}. \quad (3.42)$$

Considerando las partículas Higgs CP-impar tenemos seis acoplamientos trilineales extras que son invariantes CP:

$$\lambda_{h_0 A_1 A_1}, \lambda_{H_1 A_1 A_1}, \lambda_{H_2 A_1 A_1}, \lambda_{h_0 A_2 A_2}, \lambda_{H_1 A_2 A_2}, \lambda_{H_2 A_2 A_2}. \quad (3.43)$$

Se definen los acoplamientos trilineales como en la ecuación (2.6), las cuales se puede obtener fácilmente de las correspondientes derivadas del potencial  $V$  en al ecuación (3.9) con respecto a los campos  $\phi_i$  ( $i = 1, \dots, 12$ ). Ya que hemos pasado a una base física los acoplamientos los podemos escribir en términos de las derivadas del potencial con respecto a  $\phi_i$  y los elementos de la matriz de rotación  $R$  como

$$\lambda_{ijk} = N \sum_{lmn} R_{il} R_{jm} R_{kn} \frac{\partial^3 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j \partial \phi_k}, \quad (3.44)$$

donde los índices  $l, m, n$  refieren a la base débil y  $l \leq m \leq n = 1, 2, 3, N$ , se denota suma sobre las permutaciones  $\{i, j, k\}$  el cual da un factor de  $n!$  para  $n$  campos idénticos.

### 3.2.1. Autoacoplamientos trilineales de Higgs neutros

Los autoacoplamientos trilineales  $a_{lmn} = \frac{\partial^3 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j \partial \phi_k}$  entre los bosones de Higgs neutros pueden ser escritos como [36]

$$\begin{aligned} a_{1,1,1} &= 6\sqrt{6}(c+g)v_2, & a_{1,1,2} &= \sqrt{2}(2(c+g)v_2 + 3ev_3), \\ a_{1,1,3} &= \sqrt{2}(3ev_2 + (b+f+2h)v_3), & a_{1,2,2} &= 2\sqrt{6}(c+g)v_2, \\ a_{1,2,3} &= 3\sqrt{6}ev_2, & a_{1,3,3} &= \sqrt{6}(b+f+2h)v_2, \\ a_{2,2,2} &= 3\sqrt{2}(2(c+g)v_2 - ev_3), & a_{2,2,3} &= \sqrt{2}((b+f+2h)v_3 - 3ev_2), \\ a_{2,3,3} &= \sqrt{2}(b+f+2h)v_2, & a_{3,3,3} &= 6\sqrt{2}av_3. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Entonces tenemos diez autoacoplamientos trilineales escalares de Higgs, y sustituyendo los elementos de la matriz de rotación, obtenemos

$$\begin{aligned} \lambda_{1,1,1} &= 6v(\lambda_1 s\omega_3 + \lambda_2 c\omega_3), & \lambda_{2,2,2} &= 6v(\lambda_3 s\omega_3 + \lambda_4 c\omega_3), \\ \lambda_{3,3,3} &= 6v(\lambda_5 s\omega_3 + \lambda_6 c\omega_3), & \lambda_{1,1,2} &= 2v(\lambda_7 s\omega_3 + \lambda_8 c\omega_3), \\ \lambda_{1,1,3} &= 2v(\lambda_9 s\omega_3 + \lambda_{10} c\omega_3), & \lambda_{1,2,2} &= 6v(\lambda_{11} s\omega_3 + \lambda_{12} c\omega_3), \\ \lambda_{1,2,3} &= v(\lambda_{13} s\omega_3 + \lambda_{14} c\omega_3), & \lambda_{1,,3,3} &= 2v(\lambda_{15} s\omega_3 + \lambda_{16} c\omega_3), \\ \lambda_{2,2,3} &= 2v(\lambda_{17} s\omega_3 + \lambda_{18} c\omega_3), & \lambda_{2,3,3} &= 2v(\lambda_{19} s\omega_3 + \lambda_{20} c\omega_3). \end{aligned} \quad (3.46)$$

$\lambda_1, \dots, \lambda_{20}$  depende de los acoplamientos cuadrilineales, parámetros del potencial de Higgs, dados en la ecuación (3.9) y los ángulos de mezcla  $\theta_S$ , ecuación (3.39). Por ejemplo:

$$\begin{aligned} \lambda_{h_0, h_0, h_0} &= 6v(\lambda_1 \sin \omega_3 + \lambda_2 \cos \omega_3), \\ \lambda_1 &= \frac{3\sqrt{3}}{4}(b+f+2h)(\cos \theta_S - 1) \sin^2 \theta_S, \\ \lambda_2 &= \frac{2\sqrt{3}}{4}(18a \sin^3 \theta_S + [(b+f+2h) \sin \theta_S - 3e \cos \theta_S](3 \cos^2 \theta_S + 1)), \\ &\quad + 2(c+g)(9 \cos^3 \theta_S - 3 \cos^2 \theta_S + \cos \theta_S - 3) - 3e(3 \cos \theta_S (\cos \theta_S + 1) - 1) \sin \theta_S. \end{aligned} \quad (3.47)$$

**CAPÍTULO 3. EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR CON SIMETRÍAS DISCRETAS**  
**3.2. CÁLCULO DE LOS AUTOACOPLAMIENTOS DE LOS BOSONES DE HIGGS EN ME-S(3)**

---

Para completar mostraremos explícitamente los autoacoplamientos de los bosones escalares neutros de Higgs:

$$\begin{aligned}\lambda_{H_2 H_2 H_2} &= 6v(\lambda_5 \sen \omega_3 + \lambda_6 \cos \omega_3), \\ \lambda_5 &= 2((b+f+2h)\cos^2 \theta_S + 6(c+g)\sen^2 \theta_S + 3e\cos \theta_S \sen \theta_S) \\ \lambda_6 &= -4(6a\cos^3 \theta_S + \sen^2 \theta_S((b+f+2h)\cos \theta_S + 3e\sen \theta_S))\end{aligned}\quad (3.48)$$

$$\begin{aligned}\lambda_{H_1 H_1 H_1} &= 6v(\lambda_3 \sen \omega_3 + \lambda_4 \cos \omega_3), \\ \lambda_3 &= \frac{1}{4}((b+f+2h)(\cos \theta_S + 3)\sen^2 \theta_S + 6(c+g)(\cos^3 \theta_S + \cos^2 \theta_S + \cos \theta_S + 9) \\ &\quad - 3e((\cos \theta_S - 3)\cos \theta_S - 3)\sen \theta_S) \\ \lambda_4 &= \frac{1}{2}[6a\sen^3 \theta_S + (b+f+2h)(\cos^2 \theta_S + 3)\sen \theta_S - 3e\cos \theta_S(\cos^2 \theta_S - 3)]\end{aligned}\quad (3.49)$$

$$\begin{aligned}\lambda_{h_0 h_0 H_1} &= 2v(\lambda_7 \sen \omega_3 + \lambda_8 \cos \omega_3), \\ \lambda_7 &= \frac{1}{4}[3(b+f+2h)(3\cos \theta_S + 1)\sen^2 \theta_S \\ &\quad + 2(c+g)(\cos \theta_S(3\cos \theta_S(9\cos \theta_S + 1) - 5) + 27) - 3e(9\cos^2 \theta_S - 3\cos \theta_S + 5)\sen \theta_S] \\ \lambda_8 &= \frac{1}{4}[54a\sen^3 \theta_S + (b+f+2h)(9\cos^2 \theta_S - 5)\sen \theta_S - 3e\cos \theta_S(9\cos^2 \theta_S + 5)]\end{aligned}\quad (3.50)$$

$$\begin{aligned}\lambda_{h_0 h_0 H_2} &= 2v(\lambda_9 \sen \omega_3 + \lambda_{10} \cos \omega_3), \\ \lambda_9 &= \frac{1}{2}[2\sen^2 \theta_S(3(b(1-\cos \theta_S) + (9c-f+9g-2h)\cos \theta_S - 2c+f-2g+2h)\cos \theta_S) + g) \\ &\quad + 3(b+f+2h)\sen^3 \theta_S + 2c\sen \theta_S - 9e(2\cos \theta_S + 1)\sen^2 \theta_S + 3e\cos \theta_S(3\cos \theta_S(\cos \theta_S + 1) - 1)] \\ \lambda_{10} &= [6(-9a+b+f+2h)\cos \theta_S \sen^2 \theta_S] - (b+f+2h)(3\cos^3 \theta_S + \cos \theta_S) - 3e(9\cos^2 \theta_S - 1)\sen \theta_S\end{aligned}\quad (3.51)$$

$$\begin{aligned}\lambda_{h_0 H_1 H_1} &= 2v(\lambda_{11} \sen \omega_3 + \lambda_{12} \cos \omega_3), \\ \lambda_{11} &= \frac{\sqrt{3}}{4}((b+f+2h)(3\cos \theta_S + 5)\sen^2 \theta_S + 2(c+g)(9\cos^3 \theta_S + 5\cos^2 \theta_S + \cos \theta_S - 27) \\ &\quad + 3e((5-3\cos \theta_S)\cos \theta_S)\cos \theta_S + 1)\sen \theta_S) \\ \lambda_{12} &= \frac{\sqrt{3}}{2}[18a\sen^3 \theta_S + (b+f+2h)(3\cos \theta_S + 1)\sen \theta_S - 9e\cos^3 \theta_S + 3e\cos \theta_S]\end{aligned}\quad (3.52)$$

$$\begin{aligned}\lambda_{h_0 H_1 H_2} &= v(\lambda_{13} \sen \omega_3 + \lambda_{14} \cos \omega_3), \\ \lambda_{13} &= \sqrt{3}(-2((b(1+\cos \theta_S) - 9c\cos \theta_S - 2c+f\cos \theta_S - 9\cos \theta_S g + 2(\cos \theta_S + 1)h + f - 2g)\cos \theta_S + g)\sen \theta_S \\ &\quad + (b+f+2h)\sen^3 \theta_S - 2c\cos \theta_S + 3e(1-2\cos \theta_S)\sen^2 \theta_S + 3e\cos \theta_S((\cos \theta_S - 1)\cos \theta_S + 1)) \\ \lambda_{14} &= 2\sqrt{3}((2(-9a+b+f+2h)\sen^2 \theta_S - (b+f+2h)(\cos^2 \theta_S - 1) - 9e\cos \theta_S \sen \theta_S)\cos \theta_S - 3e\sen \theta_S)\end{aligned}\quad (3.53)$$

$$\begin{aligned}\lambda_{h_0 H_2 H_2} &= 2v(\lambda_{15} \sen \omega_3 + \lambda_{16} \cos \omega_3), \\ \lambda_{15} &= \sqrt{3}(-2((b+f-9g+2h)\cos \theta_S - 9c\cos \theta_S + c+g)\sen^2 \theta_S + (b+f+2h)(\cos \theta_S - 1)\cos^2 \theta_S \\ &\quad + 3e\cos \theta_S(2\cos \theta_S + 1)\sen \theta_S - 3e\sen^3 \theta_S) \\ \lambda_{16} &= 2\sqrt{3}\sen \theta_S(18a\cos^2 \theta_S - (b+f+2h)(2\cos^2 \theta_S - \sen^2 \theta_S) - 9e\cos \theta_S \sen \theta_S)\end{aligned}\quad (3.54)$$

$$\begin{aligned}\lambda_{H_1 H_1 H_2} &= 2v(\lambda_{17} \sen \omega_3 + \lambda_{18} \cos \omega_3), \\ \lambda_{17} &= \frac{1}{2}(-2((b(\cos \theta_S + 3) + (-9c+f-9g+2h)\cos \theta_S - 6c+3f-6g+3h)\cos \theta_S - 3g)\sen \theta_S \\ &\quad + (b+f+2h)\sen^3 \theta_S + 6c\sen \theta_S + 3e(3-2\cos \theta_S)\sen^2 \theta_S + 3e\cos \theta_S((\cos \theta_S - 3)\cos \theta_S - 3)) \\ \lambda_{18} &= 2(-9a+b+f+2h)\cos \theta_S \sen^2 \theta_S - (b+f+2h)(\cos^2 \theta_S + 3)\cos \theta_S - 9e(\cos^2 \theta_S - 1)\sen \theta_S \\ &\quad - 9e(\cos^2 \theta_S - 1)\sen \theta_S\end{aligned}\quad (3.55)$$

**CAPÍTULO 3. EXTENSIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR CON SIMETRÍAS DISCRETAS**  
**3.2. CÁLCULO DE LOS AUTOACOPLAMIENTOS DE LOS BOSONES DE HIGGS EN ME-S(3)**

---

$$\begin{aligned}\lambda_{H_1 H_2 H_2} &= 2v(\lambda_{19} \sin \omega_3 + \lambda_{20} \cos \omega_3), \\ \lambda_{19} &= 2(-(b + f - 9g + 2h) \cos \theta_S + c(9 \cos \theta_S + 3) + 3g) \sin^2 \theta_S \\ &\quad + (b + f + 2h)(\cos \theta_S + 3) \cos^2 \theta_S + 3e \cos \theta_S (2 \cos \theta_S - 3) \sin \theta_S - 3e \sin^3 \theta_S \\ \lambda_{20} &= 2\left(18a \cos^2 \theta_S - (b + f + 2h)(2 \cos^2 \theta_S - \sin^2 \theta_S) - 9e \cos \theta_S \sin \theta_S\right).\end{aligned}\tag{3.56}$$

Hemos estudiado completamente el sector escalar y calculamos analíticamente las matrices de masa y los autoacoplamientos trilineales, ahora en el siguiente capítulo analizaremos todos los resultados; el espacio de parámetros, el espectro de partículas resultante y graficaremos las intensidades de los autoacoplamientos. Los estudios numéricos se realizan mediante el uso del software Mathematica 10.



# Capítulo 4

## Análisis de las masas y autoacoplamientos de los bosones de Higgs

Las masas de los bosones de Higgs son obtenidas como los eigenvalores. Estos eigenvalores son solución de una ecuación característica la cual involucra los parámetros  $(a, \dots, h)$ , sin embargo solo un conjunto de valores para los parámetros conducen a soluciones consistentes.

### 4.1. Análisis del espacio de parámetros

La matriz de masa de Higgs  $\mathcal{M}_H^2$  tiene trece parámetros libres, de los cuales diez son reales  $\mu_0$  y  $\mu_1$  parámetros de masa y ocho parámetros sin dimensiones  $a, \dots, h$ , finalmente los tres VEVs  $v_1 = v \cos \omega_1$ ,  $v_2 = v \cos \omega_2$  y  $v_3 = v \cos \omega_3$ .

Con el análisis que hemos realizado podemos reducir el número de parámetros y los acoplamientos pueden ser expresados con dos parámetros libres y siete eigenvalores de masa. Primero usamos las condiciones de mínimo para eliminar  $\mu_0$ ,  $\mu_1$  y  $v_1$ , se reducen el número de parámetros de trece a diez, entonces usamos la relación entre los VEVs  $v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 = v^2 = 246$  GeV y las siete ecuaciones de eigenvalores de masa. Finalmente tenemos dos parámetros libres que son el VEV  $\omega_3$  y el ángulo de mezcla escalar de Higgs  $\theta_S$  [37].

La masa del bosón de Higgs no es determinada por el ME, sin embargo patrones de decaimiento y los acoplamientos dependen fuertemente sobre la masa de este. Así que es necesario para determinar posibles modelos de decaimiento y razones de ramificación, investigar el cambio del espectro de masa con respecto a las constantes  $a, b, \dots, h$ . Se realiza un análisis numérico con tres conjuntos de valores para los parámetros sin dimensiones  $a, b, c, d, e, f, g, h$  tales que hacen que las matriz  $B$  sea definida positiva (3.13), y  $v_2 = 246(\sin \omega_3)/2$  GeV,  $v_3 = 246 \cos \omega_3$  GeV,  $-\pi \leq \omega_3 \leq \pi$ . Las Figuras 4.1,4.2 y 4.3 muestran la masa de los tres Higgs escalares CP-par con respecto a  $\omega_3$ . La tabla (4.1) muestra los valores que hemos seleccionado para realizar el análisis.

Los acoplamientos cuadrilineales  $a, \dots, h$  son funciones de  $\theta_S$  y  $\omega_3$  y están relacionados con las masas de los

CAPÍTULO 4. ANÁLISIS DE LAS MASAS Y AUTOACOPLAMIENTOS DE LOS BOSONES DE HIGGS

4.1. ANÁLISIS DEL ESPACIO DE PARÁMETROS

a	1	1.5	0.5
b	-1	-0.5	1.5
c	1	0.5	1.5
d	-1	-1	0.5
e	-5/3	1	-0.5
f	3.25	2.5	1.15
g	1	1	1.5
h	1	-0.5	0.5

Tabla 4.1: Valores para los parámetros sin dimensiones

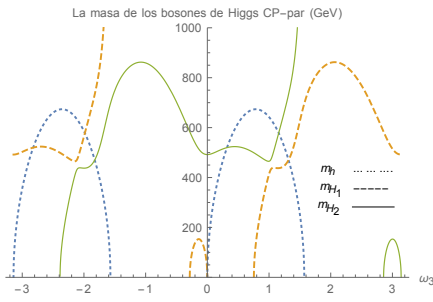


Figura 4.1: Las masas de los tres escalares de Higgs CP-par con respecto a  $\omega_3$ ,  $-\pi \leq \omega_3 \leq \pi$ , para  $a = 1, b = -1, c = 1, d = -1, e = -5/3, f = 3.25, g = 1, h = 1$

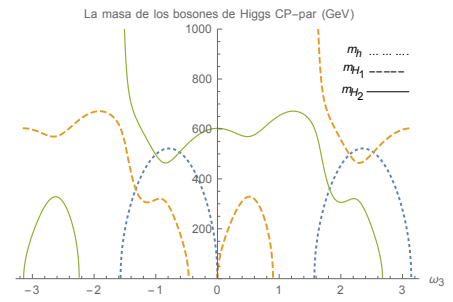


Figura 4.2: Las masas de los tres escalares de Higgs CP-par con respecto a  $\omega_3$ ,  $-\pi \leq \omega_3 \leq \pi$ , para  $a = 1.5, b = -0.5, c = 0.5, d = -1, e = 1, f = 2.5, g = 1, h = 0.5$

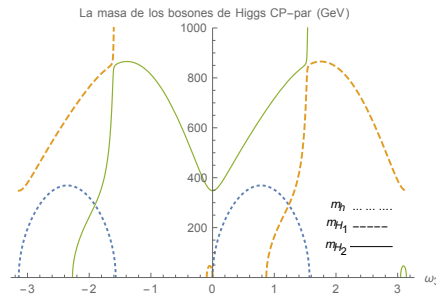


Figura 4.3: Las masas de los tres escalares de Higgs CP-par con respecto a  $\omega_3$ ,  $-\pi \leq \omega_3 \leq \pi$ , para  $a = 0.5, b = 1.5, c = 1.5, d = -0.5, e = -0.5, f = 1.15, g = 1.5, h = 0.5$

CAPÍTULO 4. ANÁLISIS DE LAS MASAS Y AUTOACOPLAMIENTOS DE LOS BOSONES DE HIGGS  
4.1. ANÁLISIS DEL ESPACIO DE PARÁMETROS

---

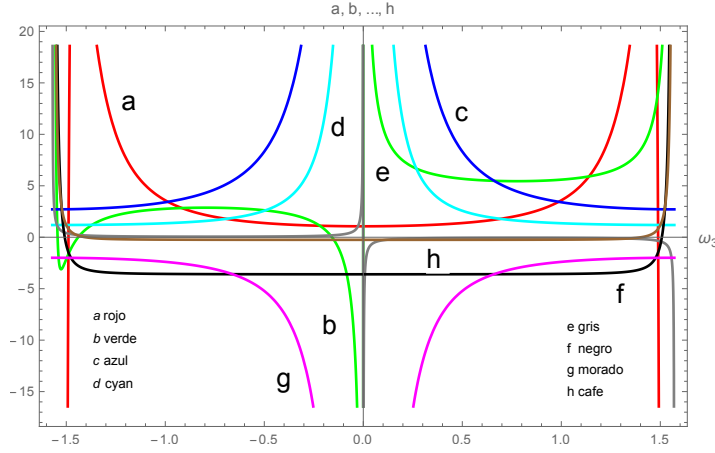


Figura 4.4: Los acoplamiento cuadrilineales  $a, \dots, h$  con respecto a  $\omega_3$  en el rango  $-\pi/2 \leq \omega_3 \leq \pi/2$ .

bosones de Higgs por:

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{9\mathcal{M}_c^2 v_3^2 - 2m_{h_0}^2 v_2^2}{18v_3^4}, \\
 b &= \frac{2m_{h_0} v^2 + 9\mathcal{M}_b^2 v_3}{36v_2 v_3^3} + \frac{m_{H_2^\pm}}{v^2}, \\
 c &= \frac{m_{H_2^\pm}^2}{4v^2} - \frac{m_{h_0}^2 - 9(m_{H_1^\pm}^2 - m_{H_2^\pm}^2 + 2\mathcal{M}_a^2)}{144v_2^2}, \\
 d &= \frac{1}{16} \left( \frac{m_{A_2}^2 - m_{A_1}^2 + m_{H_1^\pm}^2 - m_{H_2^\pm}^2}{v_2^2} - \frac{m_{A_2}^2 - m_{H_2^\pm}^2}{4v^2} \right), \\
 e &= -\frac{m_{h_0}^2}{18v_2 v_3}, \\
 f &= \frac{1}{18} \left( \frac{9(m_{A_2}^2 - 2m_{H_2^\pm}^2)}{v^2} + \frac{m_{h_0}^2}{v_3^2} \right), \\
 g &= \frac{4m_{h_0}^2 - 9(m_{H_1^\pm}^2 - m_{H_2^\pm}^2)}{144v_2^2} + \frac{m_{H_2^\pm}^2}{4v^2}, \\
 h &= \frac{1}{36} \left( \frac{m_{h_0}^2}{v_3^2} - \frac{9m_{A_2}^2}{v^2} \right).
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

donde

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_a^2 &= \frac{1}{4}(m_{H_1^\pm}^2 + m_{H_2^\pm}^2 - (m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2) \cos 2\theta_S), \\
 \mathcal{M}_b^2 &= (\mathcal{M}_a^2 - \mathcal{M}_c^2) \tan 2\theta_S, \\
 \mathcal{M}_c^2 &= \frac{1}{4}(m_{H_1^\pm}^2 + m_{H_2^\pm}^2 + (m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2) \cos 2\theta_S).
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

La Figura 4.4 muestra el comportamiento de las constantes en la ecuación (4.1) con los valores de expectación  $v_2$  y  $v_3$  dados por  $\omega_3$  en (3.34). Donde hemos tomamos  $\theta_S = \pi/3$  y  $\omega_3$  como parámetro libre, de aquí es posible especificar un valor para  $\omega_3$  y determinar un espectro de masa para los bosones de Higgs.

Por ejemplo, si  $\omega_3 = 1$  y las constantes toman los valores:

$$a = 1, \quad b = -1, \quad c = 1, \quad d = -1, \quad e = -5/3, \quad f = 3.25, \quad g = 1, \quad h = 1 \tag{4.3}$$

## CAPÍTULO 4. ANÁLISIS DE LAS MASAS Y AUTOACOPLAMIENTOS DE LOS BOSONES DE HIGGS

### 4.2. ANÁLISIS NUMÉRICO DE LOS AUTOACOPLAMIENTOS

fijan los valores del espectro de masa:

$$m_{h_0} = 642 \text{ GeV}, \quad m_{H_1} = 675 \text{ GeV}, \quad m_{H_2} = 737 \text{ GeV},$$

$$m_{H_1^\pm} = 332 \text{ GeV}, \quad m_{H_2^\pm} = 580 \text{ GeV}, \quad m_{A_1^0} = 456 \text{ GeV}, \quad m_{A_2^0} = 292 \text{ GeV}.$$

De igual forma para los valores:

$$a = 1.5, \quad b = -0.5, \quad c = 0.5, \quad d = -1, \quad e = 1, \quad f = 2.5, \quad g = 1, \quad h = -0.5 \quad (4.4)$$

fijan los valores del espectro de masa:

$$m_{h_0} = 498 \text{ GeV}, \quad m_{H_1} = 312 \text{ GeV}, \quad m_{H_2} = 272 \text{ GeV},$$

$$m_{H_1^\pm} = 245 \text{ GeV}, \quad m_{H_2^\pm} = 63 \text{ GeV}, \quad m_{A_1^0} = 542 \text{ GeV}, \quad m_{A_2^0} = 465 \text{ GeV}.$$

Finalmente para los valores:

$$a = 0.5, \quad b = 1.5, \quad c = 1.5, \quad d = 0.5, \quad e = -0.5, \quad f = 1.15, \quad g = 1.5, \quad h = 0.5 \quad (4.5)$$

fijan los valores del espectro de masa:

$$m_{h_0} = 352 \text{ GeV}, \quad m_{H_1} = 208 \text{ GeV}, \quad m_{H_2} = 406 \text{ GeV},$$

$$m_{H_1^\pm} = 447 \text{ GeV}, \quad m_{H_2^\pm} = 95 \text{ GeV}, \quad m_{A_1^0} = 365 \text{ GeV}, \quad m_{A_2^0} = 272 \text{ GeV}.$$

Conforme los valores de  $\omega_3$  se aproximan a  $\pi/2$  la  $\tan \omega_3$  diverge. Sin embargo, para valores más altos los valores del espectro de partículas son aceptables, por ejemplo si  $\tan \omega_3 = 1$  con los valores:

$$a = 3.58, \quad b = 5.60, \quad c = 3.40, \quad d = 1.36, \quad e = -0.06, \quad f = -3.57, \quad g = -2.39, \quad h = -0.23 \quad (4.6)$$

fijan los valores del espectro de masa:

$$m_{h_0} = 125 \text{ GeV}, \quad m_{H_1} = 550 \text{ GeV}, \quad m_{H_2} = 336 \text{ GeV},$$

$$m_{H_1^\pm} = 687 \text{ GeV}, \quad m_{H_2^\pm} = 448 \text{ GeV}, \quad m_{A_1^0} = 430 \text{ GeV}, \quad m_{A_2^0} = 225 \text{ GeV}.$$

## 4.2. Análisis numérico de los autoacoplamientos

Se presenta los resultados del análisis numérico considerando que uno de los bosones escalares de Higgs CP-par es el bosón de Higgs del ME, donde la masa del escalar de Higgs más ligero es significativamente más pequeño que la masa de los otros seis bosones de Higgs del modelo. Asumimos que es ligero y su masa es de alrededor 125 GeV. Se propone que el más ligero es  $H_1$  y su acoplamiento trilineal tiene la más baja intensidad. Los otros bosones tienen masa del orden de 500 GeV aquí consideraremos que tienen masa diferente. La Figura 4.5 muestran los acoplamientos trilineales para los bosones de Higgs CP-par como función del ángulo de mezcla  $\theta_S$ , en ecuación (3.39), donde  $\omega_3 = 1$ .

La masa de los bosones de Higgs es fija a través de  $\omega_3$  y los acoplamientos son determinados por la mezcla de bosones de Higgs dependiendo de  $\theta_S$ , los resultados están normalizados  $M_H = 125 \text{ GeV}$ . Como se observa el acoplamiento de mayor intensidad corresponde a  $\lambda_{h_0 h_0 h_0}$  mientras el de menor es  $\lambda_{H_1 H_1 H_1}$ . Observamos el siguiente orden de intensidad:

$$\lambda_{H_1 H_1 H_1} > \lambda_{H_1 H_1 H_2} > \lambda_{h_0 H_1 H_2} > \lambda_{h_0 H_1 H_1} > \lambda_{H_1 H_2 H_2}, \quad (4.7)$$

seguidos de

$$\lambda_{h_0 h_0 H_2} > \lambda_{h_0 h_0 H_1} > \lambda_{h_0 h_0 h_0} \sim \lambda_{H_2 H_2 H_2}. \quad (4.8)$$



**CAPÍTULO 4. ANÁLISIS DE LAS MASAS Y AUTOACOPLAMIENTOS DE LOS BOSONES DE HIGGS**  
**DE HIGGS**  
 4.2. ANÁLISIS NUMÉRICO DE LOS AUTOACOPLAMIENTOS

---

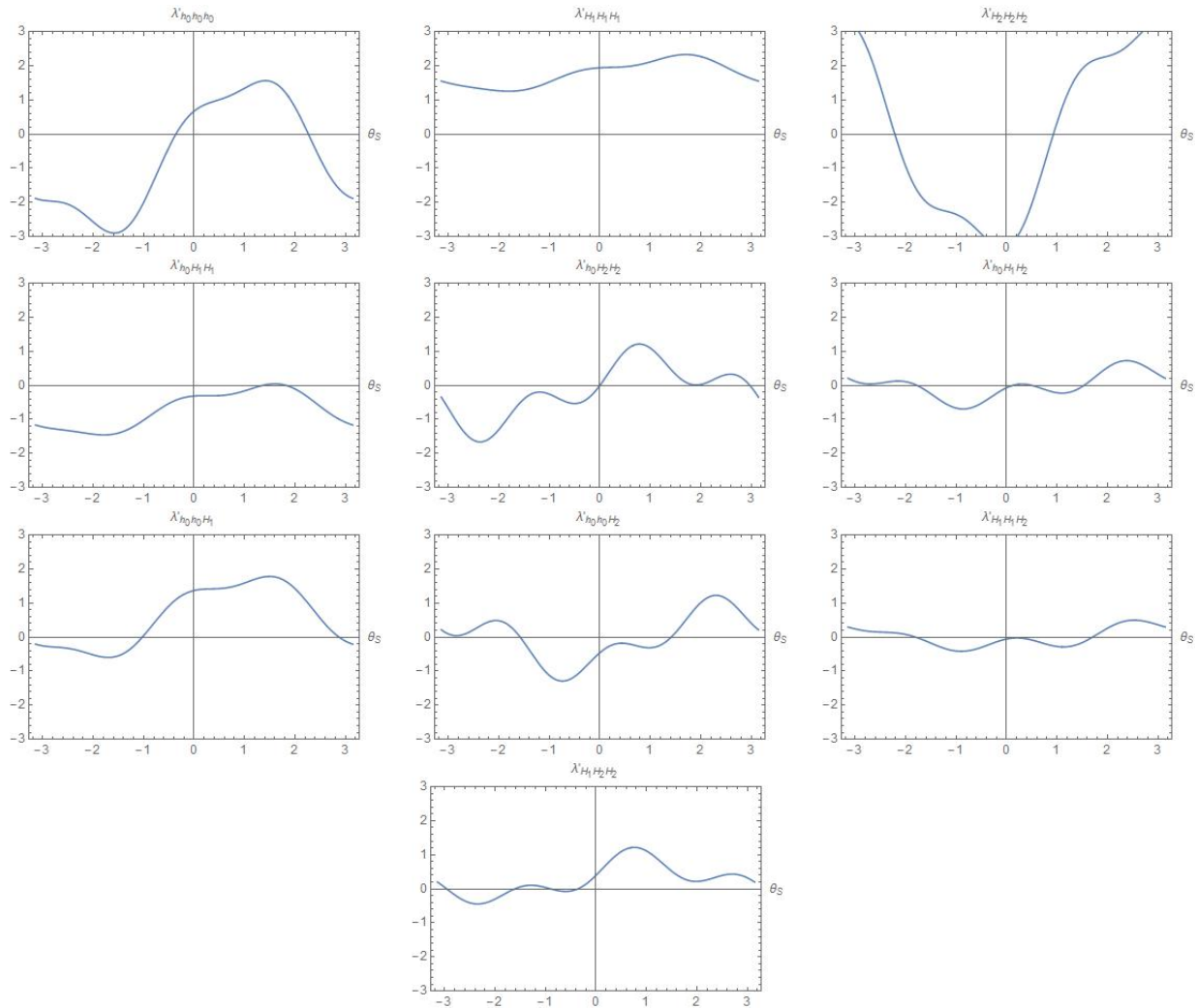


Figura 4.5: Los acoplamiento trilineales para los bosones de Higgs CP-par como función del ángulo de mezcla  $\pi \leq \theta_S \leq \pi$ ,  $\lambda'_{ijk} = \lambda_{ijk}/(125\text{GeV})^2$  con  $i, j, k = h_0, H_{1,2}$ .

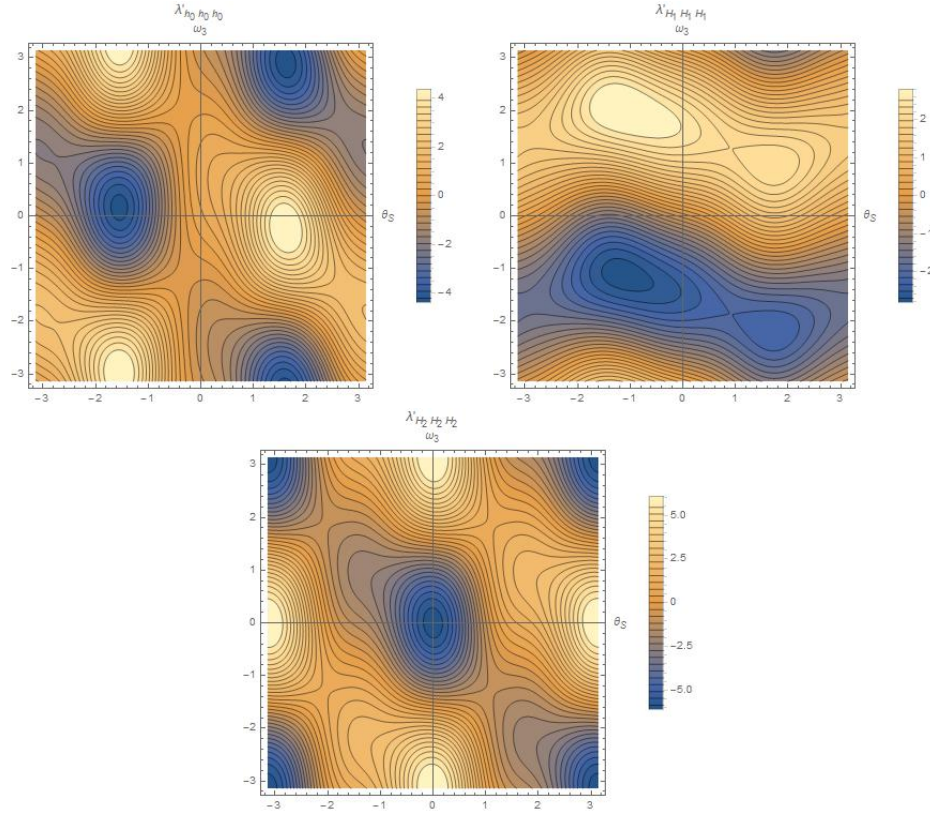


Figura 4.6: Los acoplamiento trilineales para los bosones de Higgs CP-par como función del ángulo de mezcla  $\pi \leq \theta_S \leq \pi$  y  $-\pi \leq \omega_3 \leq \pi$ ,  $\lambda'_{ijk} = \lambda_{ijk}/(125\text{GeV})^2$  con  $i, j, k = h_0, H_{1,2}$ .

Sin embargo, hay acoplamiento en igual forma pero son diferentes en intensidad. Podemos notar que  $\lambda_{H_1 H_1 H_1}$  es el más cercano al Higgs del ME, mientras  $\lambda_{h_0 H_2 H_2}$ ,  $\lambda_{h_0 h_0 H_2}$  y  $\lambda_{h_0 H_1 H_2}$  parecen ser iguales pero podemos notar una periodicidad diferente y también cada uno muestra una amplitud diferente. El autoacoplamiento  $\lambda_{H_1 H_1 H_1}$  es un caso especial al observar su comportamiento este no oscila, es decir este se encuentra prácticamente a los  $125\text{ GeV}$ . Mientras autoacoplamiento como  $\lambda_{H_1 H_1 H_2}$ ,  $\lambda_{h_0 H_1 H_1}$  muestran las intensidades más pequeñas y finalmente  $\lambda_{h_0 h_0 h_0}$ ,  $\lambda_{h_0 h_0 H_1}$  y  $\lambda_{H_2 H_2 H_2}$  muestra que tiene las mayores intensidad de autointeracción.

Comparando estos resultados con los acoplamiento del ME están dentro de los rangos aceptados en la literatura, pero son más ricos en un análisis del potencial de Higgs para establecer un mejor entendimiento del fenómeno de la RES. Las Figuras 4.6, 4.7, 4.8 muestran los autoacoplamiento del bosón de Higgs como función de los dos ángulos de mezcla  $\theta_S$  y  $\omega_3$  y además se observa una simetría que permite caracterizar diferentes bosones de Higgs. Las figuras son de tipo contorno.

En este capítulo mostramos el análisis del espacio de parámetros para valores de  $a, b, c, d, e, f, g, h$ , los cuales son permitidos, y con estos calculamos el espectro de partículas resultante. Por último, mostramos los autoacoplamiento de Higgs CP-par en función de los ángulos  $\theta_S$  y  $\omega_3$ , que son los dos parámetros libres finales después de realizar todo el análisis del sector de Higgs del ME-S(3).

Finalmente en el último capítulo mostramos nuestras conclusiones sobre este trabajo de tesis.

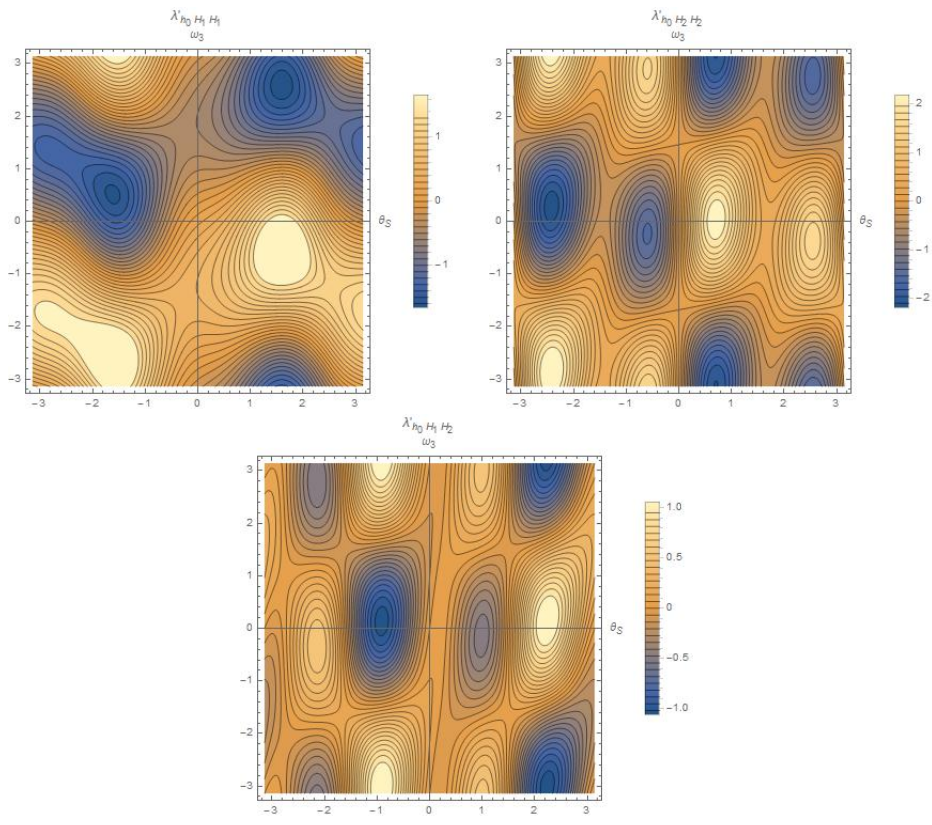


Figura 4.7: Los acoplamiento trilineales para los bosones de Higgs CP-par como función del ángulo de mezcla  $\pi \leq \theta_S \leq \pi$  y  $-\pi \leq \omega_3 \leq \pi$ ,  $\lambda'_{ijk} = \lambda_{ijk}/(125\text{GeV})^2$  con  $i, j, k = h_0, H_{1,2}$ .

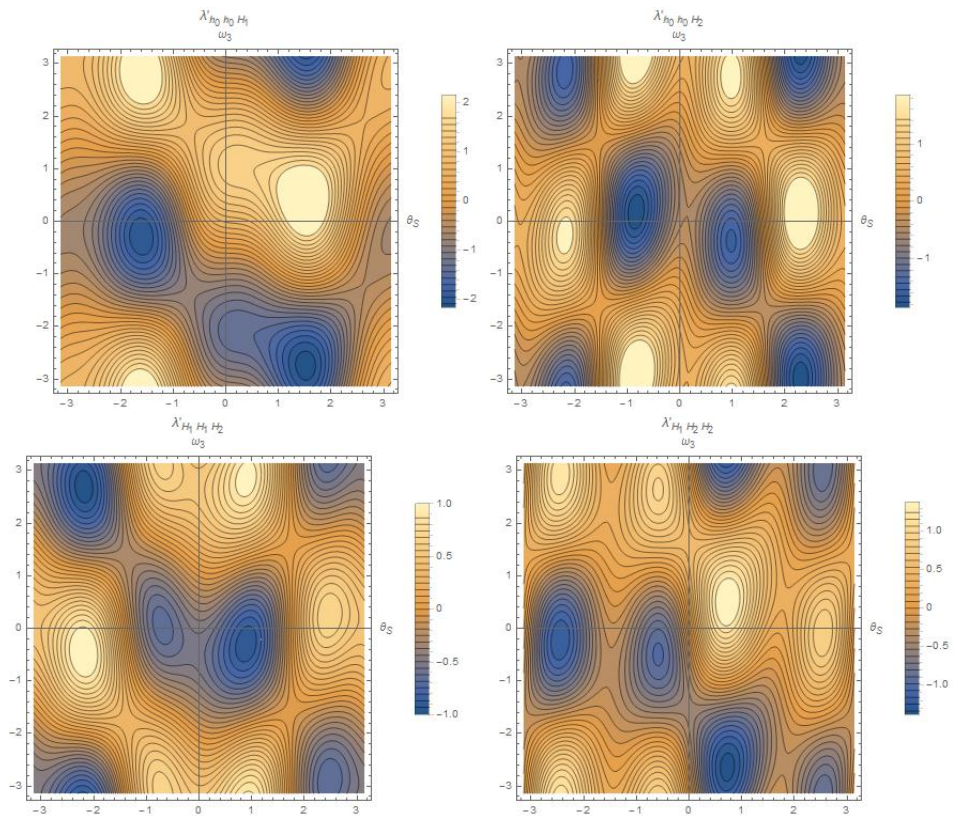


Figura 4.8: Los acoplamiento trilineales para los bosones de Higgs CP-par como función del ángulo de mezcla  $\pi \leq \theta_S \leq \pi$  y  $-\pi \leq \omega_3 \leq \pi$ ,  $\lambda'_{ijk} = \lambda_{ijk}/(125\text{GeV})^2$  con  $i, j, k = h_0, H_{1,2}$ .

# Capítulo 5

## Conclusiones

En este trabajo de tesis se realizó un análisis del sector escalar de un modelo con una simetría permutacional de sabor  $S(3)$ , ME- $S(3)$ . Analizamos el potencial de Higgs con tres campos de Higgs dobletes de  $SU(2)$  y expresamos dicho potencial usando las representaciones irreducibles del grupo  $S(3)$ , en términos de  $H_S$  y  $H_D^T = (H_1 H_2)$ . Calculamos la matriz de masa de Higgs considerando el mínimo normal y conservación de CP, encontramos los eigenestados de masa de los bosones de Higgs analítica y numéricamente. El espectro de partículas físicas encontradas son: tres escalares CP-par, dos CP-impar y dos pares de escalares cargados, considerando conservación de CP. Calculamos los autoacoplamientos trilineales de los bosones de Higgs escalares neutros, en particular, estudiamos en detalle los autoacoplamientos trilineales de los bosones de Higgs CP-par. Encontramos que dentro del dominio permitido del espacio de parámetros del modelo, los autoacoplamientos trilineales tienen una fuerte dependencia sobre  $\tan\omega_3 = 2v_2/v_3$  y  $\tan\theta_S$ . Se encontró un rango del espectro de masa para las partículas de 100 GeV hasta 700 GeV. Además, para  $m_h \sim 125$  GeV se encontró que  $\lambda' = \lambda/125^2 \sim 10^{-3}$  GeV<sup>-2</sup>, esto es, un bosón de Higgs del tipo ME.



# Bibliografía

- [1] S.L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl.Phys.*, 22:579–588, 1961.
- [2] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys.Rev.Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [3] S.F. Novaes. Standard model: An Introduction. 1999.
- [4] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:1–29, 2012.
- [5] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:30–61, 2012.
- [6] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV. *JHEP*, 1306:081, 2013.
- [7] Georges Aad et al. Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data. *Phys.Lett.*, B726:120–144, 2013.
- [8] M. Gomez-Bock, M. Mondragon, M. Muhlleitner, M. Spira, and P.M. Zerwas. Concepts of Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics. pages 177–238, 2007.
- [9] J. Baglio, A. Djouadi, R. Grober, M.M. Muhlleitner, J. Quevillon, et al. The measurement of the Higgs self-coupling at the LHC: theoretical status. *JHEP*, 1304:151, 2013.
- [10] Marcela S. Carena and Howard E. Haber. Higgs boson theory and phenomenology. *Prog.Part.Nucl.Phys.*, 50:63–152, 2003.
- [11] I.F. Ginzburg and K.A. Kanishev. Different vacua in 2HDM. *Phys.Rev.*, D76:095013, 2007.
- [12] I.P. Ivanov and C.C. Nishi. Symmetry breaking patterns in 3HDM. *JHEP*, 1501:021, 2015.
- [13] Tatsuo Kobayashi, Yuji Omura, and Koichi Yoshioka. Flavor Symmetry Breaking and Vacuum Alignment on Orbifolds. *Phys.Rev.*, D78:115006, 2008.
- [14] Hajime Ishimori, Tatsuo Kobayashi, Hiroshi Ohki, Yusuke Shimizu, Hiroshi Okada, et al. Non-Abelian Discrete Symmetries in Particle Physics. *Prog.Theor.Phys.Suppl.*, 183:1–163, 2010.
- [15] Hajime Ishimori, Tatsuo Kobayashi, Hiroshi Ohki, Hiroshi Okada, Yusuke Shimizu, et al. An introduction to non-Abelian discrete symmetries for particle physicists. *Lect.Notes Phys.*, 858:1–227, 2012.
- [16] C.S.Lim T.Morii and S.N.Mukherjee. *The physics of the standard model and beyond*. World Scientific, 2 edition, 2004.
- [17] David McMahon. *Quatum field theory*. Mc Graw Hill, 1 edition, 2008.
- [18] David Griffiths. *Introduction to elementary particles*. Wiley-Vchl, 2 edition, 2008.

- [19] Peter W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys.Rev.Lett.*, 13:508–509, 1964.
- [20] S. Heinemeyer. Higgs/Electroweak in the SM and the MSSM. 2013.
- [21] M. Herrero. The Standard model. *NATO Sci.Ser.C*, 534:1–59, 1999.
- [22] S. Heinemeyer. Higgs Physics. 2014.
- [23] S. Eidelman et al. Review of particle physics. Particle Data Group. *Phys.Lett.*, B592:1–1109, 2004.
- [24] G.C. Branco, P.M. Ferreira, L. Lavoura, M.N. Rebelo, Marc Sher, et al. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys.Rept.*, 516:1–102, 2012.
- [25] Ilya F. Ginzburg and Maria Krawczyk. Symmetries of two Higgs doublet model and CP violation. *Phys.Rev.*, D72:115013, 2005.
- [26] John F. Gunion and Howard E. Haber. The CP conserving two Higgs doublet model: The Approach to the decoupling limit. *Phys.Rev.*, D67:075019, 2003.
- [27] Maria Krawczyk and Dorota Sokolowska. The Charged Higgs boson mass in the 2HDM: Decoupling and CP violation. *eConf*, C0705302:HIG09, 2007.
- [28] Per Osland, P.N. Pandita, and Levent Selbuz. Trilinear Higgs couplings in the two Higgs doublet model with CP violation. *Phys.Rev.*, D78:015003, 2008.
- [29] Renato Guedes, Shinya Kanemura, Stefano Moretti, Rui Santos, and Kei Yagyu. Charged Higgs Boson Benchmarks in the CP-conserving 2HDM. *PoS*, CHARGED2010:037, 2010.
- [30] Andrew G. Akeroyd, Abdesslam Arhrib, and El-Mokhtar Naimi. Note on tree level unitarity in the general two Higgs doublet model. *Phys.Lett.*, B490:119–124, 2000.
- [31] A. Djouadi, W. Kilian, M. Muhlleitner, and P.M. Zerwas. The Reconstruction of trilinear Higgs couplings. 1999.
- [32] A. Mondragon. The flavour symmetry:  $S(3)$ . *J.Phys.Conf.Ser.*, 284:012048, 2011.
- [33] F. Gonzalez Canales, A. Mondragon, U.J. Saldana Salazar, and L. Velasco-Sevilla.  $S_3$  as a unified family theory for quarks and leptons. *J.Phys.Conf.Ser.*, 485:012063, 2014.
- [34] Dipankar Das and Ujjal Kumar Dey. Analysis of an extended scalar sector with  $S_3$  symmetry. *Phys.Rev.*, D89(9):095025, 2014.
- [35] O. Felix Beltran, M. Mondragon, and E. Rodriguez-Jauregui. Conditions for vacuum stability in an  $S(3)$  extension of the standard model. *J.Phys.Conf.Ser.*, 171:012028, 2009.
- [36] E. Barradas Guevara, O. Felix-Beltran, F. Gonzalez-Canales, and E. RodrÁguez-Jauregui. Phenomenological effects of CP conserving Higgs bosons self couplings in  $SM \times S(3)$ . *J.Phys.Conf.Ser.*, 492:012015, 2014.
- [37] E. Barradas-Guevara, O. Felix-Beltran, and E. Rodriguez-Jauregui. Trilinear self-couplings in an  $S(3)$  flavored Higgs model. *Phys.Rev.*, D90(9):095001, 2014.