



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Instituto de Física

Ing. Luis Rivera Terrazas

---

## **Modelos SUSY Extendidos**

Tesis presentada

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Doctora en Ciencias (Física)**

por

Olga Guadalupe Félix Beltrán

asesorada por

Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz

Puebla, Pue., Octubre de 2015



# Agradecimientos

Este trabajo de tesis fue posible gracias al Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz, quien propuso el tema y me guió en el desarrollo del mismo, para él mi reconocimiento y gratitud.

Así mismo, quiero reconocer la colaboración del Dr. J. Enrique Barradas Guevara, quien con su apoyo académico y moral hizo posible que este trabajo de tesis se concluyera. A mis compañeros de trabajo, mi agradecimiento por su apoyo en el transcurso de mi estancia en el doctorado.

Agradezco al IFUAP el proporcionarme los medios necesarios para realizar mis estudios de doctorado; a todos los trabajadores que laboran en él, mi aprecio por haber hecho grata mi estancia en este Instituto.

Gracias al CONACyT por brindarme su apoyo económico para realizar mis estudios de doctorado.



*Cerca de mi, tan cerca que somos uno.  
La maravillosa unidad que nos hace únicos.  
La coexistencia que da la maternidad,  
me sofoca, me derrama.  
Estoy completa.  
Soy feliz.*



A mis hijos:  
*Ricardo y Luis Enrique*



# Resumen

Estudiamos las propiedades del sector de Higgs en un modelo SUSY extendido que incluye un triplete de Higgs. En particular, evaluamos las masas de los Higgs y sus acoplamientos a los bosones de norma, incluyendo la corrección radiativa principal usando el Potencial Efectivo a un rizo. También se estudia la diferencia de masas entre los escalares neutros con CP-par y CP-impar, lo cual puede imitar una señal de violación CP en el sector de Higgs. Se estudia el rango de parámetros que son acotados por la búsqueda de LEP2, donde al menos uno de los bosones de Higgs con CP-par pueden ser detectados en un colisionador futuro  $e^+e^-$  con una energía de centro de masa de 500 GeV. Se presentan las reglas de Feynman de los vértices  $H^+W^-Z^0$  y  $H^+W^-H_0$ , las cuales se utilizan para el cálculo de las razones de decaimiento de  $H^+ \rightarrow W^+Z^0$  y  $H^+ \rightarrow W^+H_0$ , cuyo análisis se realiza para el presente modelo.

## Abstract

We study the properties of the Higgs sector in an extended SUSY model that includes a complex ( $Y = 0$ ) Higgs triplet. In particular, we evaluate the Higgs masses and their couplings to gauge bosons, including the leading radiative corrections using the one-loop effective potential. The mass difference between the CP-even and CP-odd neutral scalars, which can mimic a CP-violating Higgs signature of the MSSM, is also studied. Then, we study the range of parameters that are bounded from the LEP2 search for neutral Higgs bosons, as well as the corresponding region where at least one of the neutral CP-even Higgs boson can be detected at a future  $e^+e^-$  collider with a m. c. energy of 500 GeV. We present the Feynman rules for the  $H^+W^-Z^0$  and  $H^+W^-H_0$  vertex, which are employed to the calculus of the branching ratios of  $H^+ \rightarrow W^+Z^0$  and  $H^+ \rightarrow W^+H_0$ . The analyze is done for the present model.



# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>III</b>
<b>Resumen</b>	<b>IX</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. El Modelo Estándar y su Extensión Supersimétrica</b>	<b>5</b>
2.1. El Modelo Estándar . . . . .	6
2.2. El problema de masa del ME y SUSY . . . . .	9
2.3. Una extensión supersimétrica del ME . . . . .	10
2.4. Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico . . . . .	11
2.4.1. Ingredientes básicos del MEMS . . . . .	11
2.4.2. Rompimiento suave de SUSY . . . . .	14
2.4.3. Espacio de parámetros del MEMS . . . . .	16
2.4.4. Partículas en el MEMS . . . . .	17
<b>3. Un Modelo Supersimétrico Extendido</b>	<b>19</b>
3.1. El sector de Higgs del modelo . . . . .	20
3.2. El potencial de Higgs y su minimización . . . . .	21
3.3. Las matrices de masa del sector de Higgs . . . . .	22
3.3.1. Masas de los bosones de Higgs neutros . . . . .	23
3.3.2. Masas de los bosones de Higgs cargados . . . . .	25
3.4. Corrección radiativa dominante a las masas de los bosones de Higgs neutros . . . . .	26
<b>4. Sector de Higgs Escalar Neutro</b>	<b>31</b>
4.1. Resultados numéricos para las regiones permitidas y las masas de los bosones de Higgs . . . . .	31
4.1.1. Diferencias de masas entre los bosones de Higgs con CP-par y CP-impar . . . . .	36
4.2. Acoplamientos a los bosones de norma . . . . .	36
4.2.1. Acoplamientos de los bosones de Higgs neutros a $Z^0 Z^0$ . . . . .	38
4.2.2. Producción de los bosones de Higgs escalares en colisionadores futuros $e^+e^-$ . . . . .	40

<b>5. El Sector de Higgs Cargado</b>	<b>43</b>
5.1. Acoplamiento $H_i^+ W^- Z^0, H^+ W^- \gamma$	43
5.2. Decaimientos $H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0$	44
5.3. Acoplamiento $H_i^+ W^- H_0$	45
5.4. Decaimientos $H_i^+ \rightarrow W^+ H_0$	45
5.5. Acoplamiento Yukawa	46
5.6. Resultados numéricos para las razones de decaimiento	46
<b>6. Conclusiones</b>	<b>57</b>
<b>A. Introducción a la Supersimetría</b>	<b>59</b>
A.1. El supermultiplete quirral	60
A.2. El supermultiplete vectorial	61
A.3. Rompimiento de la supersimetría	63
<b>B. Masas de los bosones de norma</b>	<b>65</b>
<b>C. Programa WH.FOR para los cálculos numéricos del sector de Higgs</b>	<b>67</b>
<b>D. Artículo</b>	<b>103</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>127</b>

# Índice de figuras

4.1. Región permitida en el plano $(A, \tan \beta)$ para el escenario I con $R = 0.0$ : (a) caso 1A, $\lambda = 0.5, \tan \beta = 2$ ; (b) caso 1D, $\lambda = 1.0, \tan \beta = 5$ . . . . .	34
4.2. Espectro de masas para diferentes escenarios para algunos casos. Las líneas sólidas corresponden a las masas de los bosones de Higgs escalares, las líneas punteadas a las masas de los bosones de Higgs pseudoescalares y las líneas segmentadas a las masas de los bosones de Higgs cargados. Todos los casos son calculados con $R = 0.01$ . Los valores de $\tan \beta$ y $\lambda$ se especifican en cada figura. . . . .	35
4.3. Diferencia de masas entre los bosones de Higgs escalares y pseudoescalares: a) $D_1$ para el escenario II, caso 2D, este muestra que no hay degeneración para el bosón de Higgs más ligero. La degeneración puede presentarse para el bosón de Higgs segundo más ligero. Esto se muestra en: b) $D_2$ para el escenario II, caso 2D, con $\tan \beta = 5, \lambda = 0.5$ ; c) $D_2$ para el escenario III, caso 3F, con $\tan \beta = 10, \lambda = 0.5$ . . . . .	37
4.4. Acoplamiento $R_{ZZH_1^0}$ para el escenario I, caso 1D, con $\lambda = 0.5$ y $\tan \beta = 5.0$ . . . . .	38
4.5. Acoplamiento $R_{ZZH_0}$ para el escenario I, caso 1A, con $\lambda = 0.5$ y $\tan \beta = 2.0$ . . . . .	39
4.6. La sección eficaz $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0H_1^0)$ para el escenario I, caso 1A, con $\lambda = 0.5$ y $\tan \beta = 2.0$ . . . . .	41
5.1. Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados $H_i^+$ en los principales modos para el Escenario I, caso A, considerando $\lambda = 0.5$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada, $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada, $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida, $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto, $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado $H_2^+$ y el segundo renglón al bosón de Higgs cargado $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para $\tan \beta = 5, 10$ y $15$ . . . . .	48
5.2. Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados $H_i^+$ en los principales modos para el Escenario I, caso A, considerando $\lambda = 1.0$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada, $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada, $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida, $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto, $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado $H_2^+$ y el segundo renglón al bosón de Higgs cargado $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para $\tan \beta = 5, 10$ y $15$ . . . . .	49

- 5.3. Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario I, caso D, considerando  $\lambda = 0.5$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_2^+$  y el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan\beta = 5, 10$  y  $15$ . . . . . 50
- 5.4. Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario I, caso D, considerando  $\lambda = 1.0$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_2^+$  y el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan\beta = 5, 10$  y  $15$ . . . . . 51
- 5.5. Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario II, considerando  $\lambda = 0.5$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_1^+$ , el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_2^+$ . y el tercer renglón a  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan\beta = 5, 15$  y  $30$ . 52
- 5.6. Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario II, considerando  $\lambda = 1.0$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_1^+$ , el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_2^+$ . y el tercer renglón a  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan\beta = 5, 15$  y  $30$ . 53
- 5.7. Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario III, considerando  $\lambda = 0.5$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_1^+$ , el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_2^+$ . y el tercer renglón a  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan\beta = 5, 15$  y  $30$ . 54

5.8. Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario III, considerando  $\lambda = 1.0$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del Higgs cargado  $H_1^+$ , el segundo renglón al Higgs cargado  $H_2^+$  y el tercer renglón a  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan\beta = 5, 15$  y  $30$ . . . . . 55



# Índice de cuadros

2.1. Familias de quarks y leptones en el ME. . . . .	6
2.2. Números cuánticos asociados a los fermiones en el ME. . . . .	7
2.3. Partículas en el MEMS. . . . .	17
4.1. Escenario I, $B_D = \mu_D = 0$ . Mostramos los resultados para los casos donde las regiones son parcialmente permitidas ( $PP$ ) en la región de parámetros $\tan \beta \in [2, 50]$ y $A \in [0, 1000]$ . En la cuarta columna se dan los bosones de Higgs más ligeros, esto es, bosones de Higgs con $m_H < m_Z$ ; éstos son calculados para una $\tan \beta$ fija. . . . .	33
4.2. Escenario II, $B_T = \mu_T = 0$ . Aquí presentamos los resultados en el caso 2D, donde las regiones son totalmente permitidas ( $TP$ ) en la región de parámetros $\tan \beta \in [2, 50]$ and $A \in [0, 1000]$ . En la cuarta columna damos los bosones de Higgs más ligeros, esto es, los bosones de Higgs con $m_H < m_Z$ ; éstos son calculados con $\tan \beta$ fija. . . . .	33
4.3. Escenario III, $ B_D  =  B_T  =  \mu_D  =  \mu_T  =  A $ . Aquí se muestran los resultados en los casos donde las regiones son totalmente permitidas ( $TP$ ), parcialmente permitidas ( $PP$ ) o que contengan puntos dispersos permitidos ( $PDP$ ) en la región de parámetros $\tan \beta \in [2, 50]$ y $A \in [0, 1000]$ . En la cuarta columna damos los bosones de Higgs más ligeros, esto es, los bosones de Higgs con $m_H < m_Z$ , estas masas son calculadas para una $\tan \beta$ fija. Además, en la quinta columna describimos cómo son los acoplamientos $Z^0 Z^0 H_i^0$ y estos son descritos como $DA$ (débilmente acoplado), $PA$ (parcialmente acoplado) y $TA$ (totalmente acoplado). . . . .	42
B.1. Tabla de los valores de hipercarga e isospín de los multipletes de modelo. . . . .	66



# Capítulo 1

## Introducción

Aunque el Modelo Estándar (ME) describe correctamente la Física de las Partículas en las energías presentes, uno de sus ingredientes básicos, el sector de Higgs, aún no ha sido probado experimentalmente [1, 2]. El sector de Higgs en el ME contiene un doblete  $SU(2)$ , cuando se realiza el rompimiento espontáneo de la simetría (SSB, por sus siglas en inglés) sólo queda un estado físico, el cual es llamado el bosón de Higgs ( $\phi_{sm}$ ). La masa de este estado físico no es predicha en la teoría. Por otro lado, el ME no se ve como la estructura teórica final responsable del rompimiento de la simetría electrodébil (EWSB, por sus siglas en inglés) [1, 2]. Si el ME se encuentra contenido en una teoría más fundamental caracterizada por una escala de energía mayor (escala de Planck), el bosón de Higgs podría adquirir una masa del orden de la escala de energía más grande debido a correcciones radiativas. Sólo ajustando los parámetros del potencial de Higgs del ME, uno podría resolver el problema de jerarquía entre las diferentes escalas de energía [3]. El ME no proporciona una solución a este problema de ajuste fino de los parámetros. Sin embargo, extensiones *supersimétricas* del modelo sí lo hacen.

El potencial de Higgs de extensiones *supersimétricas* del ME resuelve los problemas de naturalidad y jerarquía. Las teorías *supersimétricas* son las teorías cuánticas del campo más simétricas, puesto que incorporan una simetría entre los bosones y los fermiones, generando un mecanismo de cancelación entre los rizados que involucran estas partículas [4]. La extensión mínima *supersimétrica* del Modelo Estándar (MEMS) proporciona un marco teórico donde la masa del bosón de Higgs se encuentra acotada y los problemas de naturalidad y jerarquía pueden ser resueltos. Además, los bosones de Higgs siguen siendo partículas elementales. El MEMS contiene dos campos de Higgs dobles de  $SU(2)$ , los cuales dan masa a los fermiones de tipo *up* y *down*, así como a los bosones de norma. El espectro físico de este modelo contiene de dos estados físicos neutros con CP-par ( $h^0, H^0$ ) y uno con CP-impar ( $A^0$ ), así como un par de partículas escalares cargadas eléctricamente ( $H^\pm$ ). En este modelo, las masas de los bosones de Higgs dependen, a nivel árbol, sólo de dos parámetros (usualmente se elijen  $\tan\beta \equiv v_2/v_1$  y  $m_{A^0}$ ), que satisfacen las cotas  $m_{h^0}^2 \leq m_Z^2 \cos^2 2\beta$ ,  $m_{h^0} < m_{A^0} < m_{H^0}$  y  $m_{H^\pm} > m_W$  [5]. Las cotas actuales sobre las masas de los bosones de Higgs son  $m_{h^0}, m_{A^0} > 80$  GeV,  $m_{H^\pm} > 70$  GeV [6].

Cuando se consideran las correcciones radiativas, las masas y los acoplamientos dependen de parámetros adicionales del modelo. En particular, las correcciones radiativas dominantes a las masas de los

bosones de Higgs, las cuales crecen proporcionalmente a la cuarta potencia de la masa del quark *top* y dependen logarítmicamente de la masa del *stop* [5], corren el límite de la masa del bosón de Higgs ligero hasta  $\sim 130$  GeV. Las partículas más allá de  $\sim 115$  GeV, no fueron accesibles a LEP2<sup>1</sup>, por lo que se requiere de energías más altas para la búsqueda de estas partículas y para probar sus propiedades. En efecto, recientemente LEP reportó una señal del bosón de Higgs consistente con SUSY. Si los resultados de LEP pueden ser interpretados como una cota a las masas de los bosones de Higgs del Modelo Estándar Mínimo (MEM), ésto se traslada a la cota  $m_h, m_A \geq O(100 \text{ GeV})$  para los bosones de Higgs neutros, mientras que en el caso del bosón de Higgs cargado la cota es  $m_{H^\pm} \geq 100 \text{ GeV}$  [7].

El MEMS proporciona una cota a la masa del bosón de Higgs, sin embargo, experimentalmente no se ha encontrado dicha partícula, por lo que una búsqueda más minuciosa en el contexto del espacio de parámetros de un modelo extendido podría proporcionar información, considerando la posibilidad de que un bosón de Higgs más ligero haya escapado a la detección. En la literatura se han propuestos diversas extensiones del MEMS, en este trabajo estamos interesados en el estudio de una extensión del MEMS con un sector de Higgs que incluye un triplete complejo adicional. En general, los tripletes de Higgs son interesantes debido a que estos son requeridos en extensiones izquierda-derecha del ME [8], también pueden ser usados para asignar masas pequeñas a los neutrinos en la escala débil [9], que inducirá procesos de violación de sabor leptónico [10].

Los modelos que contienen tripletes o representaciones más altas de isospín deben ser construidos cuidadosamente para satisfacer la relación  $\rho = 1$  a nivel árbol. Esto es posible imponiendo una simetría custodial  $SU(2)$ , la cual típicamente requiere más de una representación más alta [1]; por ejemplo, uno puede elegir un sector de Higgs con dos tripletes complejos y un triplete real [11]. Por otro lado, es posible satisfacer el valor experimental  $\rho \simeq 1$ , tomando un valor de expectación en el vacío pequeño para los tripletes, que es lo que consideramos en este trabajo. Propiamente, estudiaremos un modelo con dos dobletes de Higgs ( $\Phi_1, \Phi_2$ ) y un triplete complejo ( $\Sigma$ ) de isospín  $T = 1$  e hipercarga  $Y = 0$  [12].

La motivación para elegir esta extensión se basa en que cuando se realiza la extensión incluyendo dobletes o singletes, la información de la física del sistema es la misma, sin embargo, cuando se adiciona un triplete, que sería una extensión simple incluyendo un multiplete exótico, el espectro de partículas se enriquece y la fenomenología de las mismas es tal que proveen de información que no se tiene cuando la extensión se realiza con dobletes o singletes. Un ejemplo de ésto es el vértice  $H^\pm W^\mp Z^0$  que en modelos con tripletes aparece a nivel árbol, mientras que en extensiones con dobletes o singletes aparece a nivel de un rizo.

El propósito de este trabajo es estudiar el sector de Higgs del modelo y encontrar la región de parámetros donde al menos un bosón de Higgs ligero se acopla con los bosones de norma, como lo hace el bosón de Higgs del ME, el cual podría ser detectado en un colisionador futuro (NLC, por sus siglas en inglés).

El trabajo de tesis está organizado como sigue. En el capítulo 2 revisamos el sector de Higgs del MEMS, partiendo de él para realizar la extensión del mismo añadiendo un triplete. En el capítulo 3 se estudia el sector de Higgs del modelo extendido y la derivación del potencial escalar correspondiente; las condiciones de minimización y las matrices de masa de los bosones de Higgs son calculadas a nivel árbol,

---

<sup>1</sup>LEP2, de la lengua inglesa *Large Electron-Positron collider*. Significa la segunda corrida del experimento.

incluyendo la principal corrección radiativas usando el método del Potencial Efectivo<sup>2</sup>. Los resultados obtenidos en este trabajo se presentan en los capítulos 4 y 5. El análisis numérico de las masas de los bosones de Higg es presentado en el capítulo 4; este capítulo incluye un estudio de los acoplamientos de los escalares con los bosones  $Z^0 Z^0$  y la diferencia de masas entre los escalares CP-par y CP-impar. Se presenta el cálculo de las secciones eficaces de los bosones de Higgs con CP-par ligeros ( $H_0, H_1^0, H_2^0$ )<sup>3</sup>, así mismo se determina el intervalo de los parámetros donde al menos uno de los escalares neutros puede ser detectado. El análisis de las masas de los estados de los bosones de Higgs cargados y sus acoplamientos a los bosones de norma, los bosones de Higgs con CP-par se presenta en el capítulo 5, donde se hace un análisis de las razones de decaimiento de los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  a los modos  $W^+ Z^0$  y  $W^+ H_0$ , las cuales muestran con claridad la relevancia de la presencia de tripletes en los modelos extendidos. Las conclusiones se dan en el capítulo 6. También se incluyen tres apéndices: el apéndice A contiene una breve semblanza del álgebra supersiétrica, en el apéndice B se muestra el cálculo analítico de las masas de los bosones de norma  $Z^0$  y  $W^\pm$  en el modelo extendido utilizado y en el apéndice C se presenta el programa con el que se efectuaron los cálculos numéricos. Se añade el artículo publicado que contiene resultados parciales de este trabajo.

---

<sup>2</sup>El modelo que aquí presentamos fue estudiado en detalle en la Ref. [12] a nivel árbol, adicionalmente las Refs. [13, 14] evalúan las correcciones radiativas de la cota superior de la masa del bosón de Higgs más ligero. Sin embargo, un análisis detallado del espectro del sector de Higgs del modelo y sus acoplamientos no ha sido considerado previamente. Además, en la Ref. [12] se encuentra un acoplamiento a nivel árbol del tipo  $W^+ H^- \gamma$ , que debe ser nulo debido a invarianza de norma [15].

<sup>3</sup>En esta tesis usaremos la notación  $H^0 \rightarrow H_0$  para el bosón de Higgs más ligero del modelo.



## Capítulo 2

# El Modelo Estándar y su Extensión Supersimétrica

La física de partículas ha alcanzado una etapa excepcional al describir los ingredientes fundamentales de la materia, así como las interacciones entre estos constituyentes, mediante el Modelo Estándar [2, 16]. Esta es una teoría cuántica de campo renormalizable que describe, esencialmente, todos los datos de la física a la escala de energía de  $m_Z$  ( $\sim 100$  GeV) y sido probada experimentalmente con un alto nivel de precisión [17]. Después del descubrimiento del quark *top*, es el bosón de Higgs (cuya existencia predice el ME) el único ingrediente que aún no ha sido observado experimentalmente. Además de este hecho, aún permanecen varios aspectos más profundos de la teoría que aún no son bien entendidos.

Hay diversas cuestiones teóricas que sugieren que el ME no es la teoría fundamental para describir la naturaleza, sino una versión efectiva de una estructura teórica más completa. Varias extensiones del ME han sido propuestas en los últimos 20 años. Entre las propuestas se encuentran Tecnicolor [18], Teorías de Gran Unificación [19], Supersimetría [20] y la Teoría de Cuerdas [21]. Recientemente, las extensiones supersimétricas del ME se han vuelto muy populares gracias a que resuelven de manera convincente algunos de los problemas teóricos que tiene el ME, manteniendo al bosón de Higgs como un escalar fundamental y a su masa estable bajo correcciones radiativas. Además, las teorías supersimétricas se presentan como el límite de la Teoría de Supercuerdas a bajas energías (un candidato muy prometedor para la unificación de todas las interacciones, incluyendo la gravedad).

Como una introducción para entender un modelo supersimétrico extendido, como el que se trata en este trabajo, en este capítulo presentamos los ingredientes principales del ME, la necesidad de considerar una teoría más extensa que resuelva los problemas del mismo; entre esas teorías nosotros partimos de la extensión supersimétrica mínima del ME, el Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MEMS), cuyos aspectos básicos también se discuten en el presente capítulo.

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

*Tabla 2.1: Familias de quarks y leptones en el ME.*

## 2.1. El Modelo Estándar

El ME es una teoría cuántica de campos con el grupo de norma  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , que describe las interacciones electrodébiles y fuertes de los quarks y los leptones, que son los componentes más elementales de la materia hasta ahora descubiertas. Estas fuerzas son incluidas en la teoría como interacciones de norma [22], esto es, asociadas a una simetría local. Para el estudio de las partículas y sus interacciones en el modelo, se definen tres sectores: *a)* el sector fermiónico; *b)* el sector bosónico vectorial de norma; y *c)* el sector de Higgs.

En el sector fermiónico del ME, la materia está descrita por campos fermiónicos organizados en tres familias (ver Tabla 2.1). Cada familia contiene dos sabores de quarks ( $u^i, d^i$ ; donde  $i$  indica la carga de color ( $i = G, B, R$ )) y dos de leptones (neutrinos  $\nu_l$  y leptones  $l$  tipo electrón) [23]. Estas familias tienen propiedades idénticas, con excepción de la masa. El contenido de partículas en cada familia se muestra en la Tabla 2.1; además de éstas se tienen sus correspondientes antipartículas. Los campos izquierdos y derechos están definidos por el operador de quiralidad  $P_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)$ , el cual es un operador de proyección ( $P_R + P_L = 1, P_L P_R = 0$ ) que al actuar sobre espinores de Dirac (espinores con cuatro componentes) nos da sus componentes de Weyl, esto es,

$$e_L^- = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e^-, \quad e_R^- = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e^-, \quad (2.1)$$

que se transforman como dobletes y singletes de  $SU(2)_L$ , respectivamente.

El sector de los campos de norma dentro del ME considera dos tipos de interacciones: las interacciones fuertes y las interacciones débiles. Las interacciones fuertes son descritas mediante un campo vectorial, bajo el grupo  $SU(3)_C$  de la teoría llamada Cromodinámica Cuántica (*QCD*, por sus siglas en inglés) [24]; y las interacciones electrodébiles se basan en el grupo de norma  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  [25]. Para asegurar acoplamientos de fermiones de helicidad izquierda con el bosón de norma  $W^+$ , los fermiones de este tipo están representados por dobletes de  $SU(2)_L$ ,

$$Q_L = \left( \begin{array}{c} U \\ D \end{array} \right)_L, \quad L_L = \left( \begin{array}{c} N \\ E \end{array} \right)_L, \quad (2.2)$$

donde  $Q_L$  y  $L_L$  son los dobletes de quarks y leptones en  $SU(2)_L$ , respectivamente. La notación usada es tal que  $U = u, c, t$  y  $D = d, s, b$ ;  $N = \nu_l$  y  $E = e, \nu, \tau$ . Los estados fermiónicos de helicidad derecha se

Números Cuánticos	$U_R$	$U_L$	$D_R$	$D_L$	$N_L$	$E_R$	$E_L$
$Y$	2/3	1/6	-1/3	1/6	- 1/2	-1	-1/2
$T_3$	0	1/2	0	-1/2	1/2	0	-1/2
$Q$	2/3	1/6	-1/3	- 1/3	0	-1	-1

*Tabla 2.2: Números cuánticos asociados a los fermiones en el ME.*

transforman como sigletes bajo  $SU(2)_L$ ; pero ambos, quarks y leptones, dobletes y singletes, se transforman de manera no trivial bajo el grupo de hipercarga  $U(1)_Y$ . Para los fermiones se definen los números cuánticos  $Q$ ,  $T_3$ , y  $Y_{L,R}$ , que son la carga eléctrica, la carga débil y la hipercarga, respectivamente. Los valores de estos números cuánticos se muestran en la Tabla 2.2 para los estados fermiónicos en el ME. Estos números cuánticos se encuentran en la teoría conectados con la cancelación de anomalías de norma [26] (esto es, la violación de simetrías clásicas al nivel cuántico). Este sector está compuesto por 8 gluones (los bosones de norma de  $SU(3)_C$ ), fotón  $\gamma$ ,  $W^\pm$  y  $Z^0$  (bosones de norma de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ).

El sector de Higgs se introduce para asociar masa a las partículas en el ME. Como los bosones de norma débiles son masivos indica que  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  no es una simetría del vacío. Por esto, se incluye un campo dobletes de Higgs para generar la masa a los bosones electrodébiles  $Z^0$  y  $W^\pm$ , así como de los fermiones (excepto los neutrinos) [27]. Esto es debido a que los términos de masa

$$m_W^2 W_a^\mu W_{\mu a} \quad \text{o} \quad m\bar{\psi}\psi = m(\psi_L\psi_R + \psi_R\psi_L), \quad (2.3)$$

al ser introducidos de manera directa, destruyen la invariancia de norma  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , por lo tanto la renormalizabilidad de la teoría. Para evitar este problema, la solución más conocida consiste en incluir en el ME el sector de Higgs, el cual induce un rompimiento espontáneo de la simetría, esto es,

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

Este sector todavía no ha sido confirmado experimentalmente. Uno de los problemas que no se ha aclarado en el ME es la certeza de la representación del campo de Higgs que habrá de manifestarse en futuros experimentos. Esto es debido a que el mecanismo de Higgs no es único, existen muchas representaciones de los bosones de Higgs que describen correctamente la dinámica del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. Sin embargo, la versión mínima incluye un doblete escalar complejo bajo  $SU(2)_L$  dado por

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

donde  $\phi^0$  y  $\phi^+$  son escalares complejos;  $\phi^0$  es la componente neutra y  $\phi^+$  es la componente cargada. Este es un singlete bajo el grupo  $SU(3)_C$ , con una hipercarga asociada  $Y_\phi = 1/2$  y carga eléctrica

$Q(\phi^+) = Q(\phi^0) = 0$ . El lagrangiano del sector de Higgs está dado por la expresión

$$\mathcal{L}_{\mathcal{H}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi) + \mathcal{L}_{YK}, \quad (2.5)$$

que incluye el término cinético dado por la derivada covariante  $D_\mu$ , el potencial del campo escalar  $V(\psi)$  y el término  $\mathcal{L}_{YK}$ , donde se encuentran los términos de Yukawa necesarios para generar las masas de los fermiones.

La derivada covariante  $D_\mu$  está dada como

$$D_\mu \phi = \left( \partial_\mu - ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - i \frac{g'}{2} B_\mu \right) \phi. \quad (2.6)$$

En esta ecuación,  $\tau^a$  son los operadores de isospín;  $g$  y  $g'$  son las constantes de acoplamiento de norma correspondientes a los grupos  $SU(2)_L$  y  $U(1)_Y$ , respectivamente;  $W_\mu^a$  son los bosones de norma de  $SU(2)$  y  $B_\mu$  es el bosón de norma de  $U(1)$ .

El potencial escalar  $V(\phi)$  es escogido adecuadamente para romper espontáneamente la simetría:  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ . Este está dado como

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (2.7)$$

donde  $\mu$  es el parámetro de masa que cumple con la condición  $\mu^2 > 0$  y  $\lambda$  es una constante de acoplamiento Yukawa. A nivel árbol se encuentra una condición de minimización de este potencial:

$$\phi^\dagger \phi = \frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2}. \quad (2.8)$$

Aquí,  $v$  es el valor de expectación en el vacío (v.e.v.) del campo escalar, esto es,

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}.$$

El estado de vacío no es único, en general es un valor complejo cuyo módulo lo fija el rompimiento. Así, el estado de vacío no es único, sin embargo todos los mínimos están relacionados por rotaciones globales  $SU(2)$ . Al elegir un vacío específico como

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

donde  $v$  se asocia sólo a la parte neutra del doblete, se induce el rompimiento espontáneo de la simetría, generándose la masa del  $Z^0$  y  $W^\pm$  y preservando la invariancia de norma del modelo [27]. Las expresiones que se obtienen del rompimiento de la simetría en la ecuación (2.5) para las masas de los bosones de norma son [16]:

$$m_W = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W}, \quad (2.10)$$

donde  $\theta_W$  es el ángulo de Weinberg. Experimentalmente se ha encontrado que

$$m_W = 80.419(56) \text{ GeV} \quad \text{y} \quad m_Z = 91.1882(22) \text{ GeV}.$$

Usando estos valores se tiene que  $v \simeq 254 \text{ GeV}$ .

En el momento en que se fija el valor de expectación del vacío, el lagrangiano sólo será invariante bajo transformaciones  $U(1)$ . Cuando se consideran las constantes de norma  $g$  y  $g'$  diferentes de cero, el mecanismo de Higgs entra en juego desapareciendo los bosones de Goldstone del espectro físico y los bosones de norma  $Z^0$  y  $W^\pm$  adquieren masa. Así, de los cuatro grados de libertad que hay en el campo escalar complejo, sólo tres son absorbidos por los bosones de norma. El grado de libertad que queda se asocia a una partícula física  $h_{ME}$  llamada el bosón de Higgs; esta partícula no desaparece y su masa a nivel árbol está dada como

$$m_{h_{ME}}^2 = 2\lambda v^2. \quad (2.11)$$

Esta masa es un parámetro libre en el modelo, ya que el acoplamiento de Yukawa  $\lambda$  no se encuentra acotado. Es por esto que el bosón de Higgs aún no ha sido observado experimentalmente, los experimentos a bajas energías (escala de  $m_Z$ ) no han podido detectarlo, sólo han acotado una masa del orden de  $m_Z$  [7]. Se espera encontrar evidencia del bosón de Higgs en los futuros colisionadores a escalas de energía mayores (Tevatron II y LHC) [28]. Este es el punto que falta para que el sector de Higgs del ME se confirme.

Esto nos lleva al problema de la masa del bosón de Higgs, el cual mantiene ocupados a los físicos teóricos y experimentales desde los años ocheta hasta la fecha. En la siguiente sección exponemos brevemente el problema de la masa del bosón de Higgs en este modelo.

## 2.2. El problema de masa del ME y SUSY

El sector de Higgs del ME describe el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil mediante un doblete escalar complejo y contiene en su espectro físico una partícula escalar. Sin embargo, a pesar de su simplicidad presenta varios problemas y preguntas abiertas [1]:

- I **El bosón de Higgs aún no ha sido descubierto.** Como la masa del bosón de Higgs no está acotada en el modelo, su búsqueda ha sido infructuosa hasta ahora.
- II **El problema de naturalidad.** La masa del bosón de Higgs recibe correcciones radiativas cuadráticas, las cuales la conducen a valores para la masa del orden de la escala de energía de la nueva física, por ejemplo la escala de Planck ( $M_{Pl} \simeq 10^{19}$  GeV). Esto hace difícil explicar la predicción de un bosón de Higgs con masa menor a 1 TeV, límite requerido para que el sector de Higgs sea débilmente interactuante. Este problema se puede entender como una jerarquía entre la masa del bosón de Higgs y la escala de Planck. Se necesita pues de un mecanismo extremadamente fino que cancele las divergencias cuadráticas que aparecen y en el ME no existe tal mecanismo.
- III **El poder de predicción del ME.** Este es relativamente limitado debido a la existencia de 19 parámetros libres, entre ellos la masa del bosón de Higgs.

Por todo esto, el ME en lugar de ser considerado como una teoría fundamental de la naturaleza, debe entenderse como una teoría efectiva, esto es, como el límite de una teoría más fundamental.

Existen dos opciones que aspiran a resolver los problemas del ME: Supersimetría (SUSY) y los modelos Technicolor. En éstos últimos, el sector de Higgs es fuertemente interactuante y el bosón de

Higgs no es una partícula fundamental, esto es, se encuentra compuesta por los llamados technifermiones, partículas fundamentales que tienen nuevas interacciones de norma (fuertes) tipo QCD, caracterizada por una escala de 1 TeV. Aunque la forma en que se rompe la simetría electrodébil es tal que los bosones de norma adquieren masa de una manera atractiva, los nuevos fermiones obtienen su masa por una aproximación de fuerza bruta que no convence y que dificulta su concordancia con las restricciones experimentales de FCNC.

Además, en estos modelos el estudio de dicho rompimiento se vuelve más complicado y no proporciona más información física. Es por esto que hasta que no se tenga un panorama claro de cómo surgen los términos de masa de dichas partículas y por consiguiente del rompimiento electrodébil, consideramos una mejor alternativa: las teorías en las que el bosón de Higgs permanece como una partícula elemental.

Así, nosotros nos concentraremos en SUSY, en la cual el bosón de Higgs se mantiene como un campo escalar fundamental.

## 2.3. Una extensión supersimétrica del ME

La elección de la teoría supersimétrica para extender el ME, está fundamentada en los diversos atractivos teóricos de SUSY. A continuación enumeramos de manera general dichos atractivos [29]:

- SUSY es la única extensión no trivial del grupo de Lorentz, centro de la Teoría Cuántica del Campo.
- Si SUSY es formulada como una simetría local, entonces un campo de espín 2 (gravitón) deberá ser introducido, lo que lleva automáticamente a modelos que incluyen gravedad (SUGRA), unificada a las otras interacciones.
- SUSY aparece en la Teoría de Supercuerdas, aparentemente como ingrediente necesario.
- SUSY enriquece el espectro de partículas con la inclusión de nuevas partículas, llamadas *supercompañeros*.
- Las soluciones en la Teoría de Cuerdas con un estado base no-SUSY, lleva a que todos los estados físicos de la teoría deberían tener masas similares, además de los efectos del rompimiento de SUSY.
- SUSY resuelve el problema de jerarquía, esto es, la masa del bosón de Higgs se encuentra acotada,

$$m_{Higgs}^2 < (1 \text{ TeV})^2.$$

Esto es requerido para evitar un sector no perturbativo  $WW$ , vía la cancelación de rizados de espín 1/2 de divergencias cuadráticas de rizados de espín 0. Esto lo podemos expresar como<sup>1</sup>:

$$m_H^2 \sim (m_H^0)^2 + \lambda^2(m_b^2 - m_f^2) \times \ln \frac{\Gamma^2}{< m_b^2, m_f^2 >} , \quad m_f \sim m_{SUSY} \quad (2.12)$$

y  $m_H^2$  puede ser pequeña si  $m_f^2 \lesssim (1 \text{ TeV})^2$ .

---

<sup>1</sup>En esta expresión matemática:  $H$  denota al bosón de Higgs,  $b$  indica bosón y  $f$  indica fermión;  $\Gamma$  es la escala de energía.

- SUSY implica unificación del acoplamiento de norma si se cumple que  $m_{SUSY} \lesssim 1 - 10$  TeV y no hay nada entre  $m_{SUSY}$  y  $m_{TGU}$  (escala de energía de las Teorías de Gran Unificación) [30].
- El rompimiento de la simetría electrodébil se da automáticamente bajo las condiciones de frontera para la masa.
- Predice la existencia de una partícula SUSY ligera y estable, que es un candidato para la materia oscura del Universo.

Si se incluye SUSY en el ME se construye una extensión supersimétrica mínima del ME llamada el Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo (MESM), el cual se presenta brevemente en la siguiente sección.

## 2.4. Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico

Las diversas extensiones supersimétricas del ME se dividen de forma natural en dos clases principales: la primera, el MEMS; y la segunda clase, aquellos llamados Modelos Estándar Supersimétricos No Mínimos (NMEMS). El MEMS contiene un número mínimo de campos y parámetros requeridos para construir un modelo realista de los leptones y los quarks, mientras que los NMEMS típicamente incrementan el número de campos (y parámetros).

El primero de ellos es el más trabajado para la fenomenología. En esta sección se presenta el modelo MEMS. Se dan los pasos necesarios para construirlo, presentando el espacio de parámetros, incluyendo aquellos provenientes del rompimiento de SUSY. Además se hace una breve discusión del contenido fermiónico y bosónico en el mismo.

### 2.4.1. Ingredientes básicos del MEMS

El MEMS es la extensión supersimétrica más sencilla a baja energía del ME. Esta selección también está motivada por simplicidad, con el propósito de controlar el gran número de los nuevos parámetros que pueden introducirse en una extensión del ME. Además, es el modelo con menos parámetros nuevos a bajas energías que se presenta como una extensión supersimétrica del ME [31].

La forma de construir el MEMS es simplemente tomar al ME y agregarle los correspondientes elementos supersimétricos [32]. Así, el grupo de norma es el mismo que el del ME,

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y.$$

El sector fermiónico contiene tres familias de quarks y leptones, al igual que el ME. Sin embargo, el sector de Higgs se debe ampliar para proporcionar masa a todos los fermiones y permitir la generación adecuada de las masas de los quarks tipo *up* (arriba) y *down* (abajo); además de evitar las anomalías quirales. Esto es, se introducen dos dobletes de Higgs complejos, uno más que en el caso del ME [1].

Esto es porque no se puede escribir una versión SUSY de las interacciones de Yukawa del ME sin introducir un segundo doblete de Higgs. La razón es la quiralidad definida del higgsino, esto es, el higgsino es un fermión quiral que lleva hipercarga  $U(1)$  y de aquí se puede perturbar al condición de

cancelación de anomalías. De esta manera es necesario otro higgsino que tenga hipercarga opuesta para cancelar la anomalía del primer higgsino, lo que lleva a la inclusión del segundo doblete de Higgs. Es por ello que se introducen dos dobletes de Higgs complejos, uno más que en el caso del ME [1]. Luego, para conservar el número bariónico y leptónico en interacciones renormalizables, se impone una paridad discreta  $R$ . Finalmente, para tener en cuenta que SUSY aún no ha sido rota en los aceleradores, se agregan términos de rompimiento de SUSY conocidos como *suaves* [33] (ver Apéndice A).

Estos términos son tratados de una manera puramente fenomenológica, con las hipótesis usuales de las Teorías de Gran Unificación (GUT, por sus siglas en inglés). Presumiblemente, en cualquier modelo realista, este rompimiento suave será un remanente de la física en la escala de Planck, aunque debemos remarcar que el origen de este rompimiento no está aún bien entendido.

Se tienen dos versiones del modelo: *a)* MEMS no restringido, el cual se llama también el MEMS fenomenológico; *b)* y el modelo de supergravedad mínimo restringido, el cual puede verse como un caso particular del primero. El modelo MEMS no restringido se encuentra definido por cuatro suposiciones básica señaladas en la sección anterior.

- **El grupo de norma mínimo:** El MEMS está basado en la simetría de norma conformada por  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , esto es, la simetría del ME. Entonces, la supersimetría implica que los bosones de norma de espín 1 y sus supercompañeros los gauginos (bino  $\tilde{B}$ , winos  $\tilde{W}_{1-3}$  y los gluinos  $\tilde{G}_{1-8}$ ) se encuentran contenidos en supermultipletes vectoriales (ver Apéndice A).
- **Un contenido mínimo de partícula:** En el MEMS sólo hay tres familias de quarks de espín  $\frac{1}{2}$  y tres familias de leptones (sin considerar el neutrino de lado derecho) como en el ME. Los campos de quiralidad derecha e izquierda forman a los supercampos quirales junto con sus compañeros supersimétricos de espín 0, los squarks y los sleptones:

$$\hat{Q}, \hat{u}_R, \hat{d}_R, \hat{L}, \hat{l}_R.$$

Además, se tienen dos supercampos quirales  $H_d, H_u$ , con sus respectivas hipercargas  $-1$  y  $+1$ , que son necesarios para la cancelación de las anomalías quirales [34]. Escritos en sus componentes escalares, estos dobletes de  $SU(2)$  son expresados como:

$$H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}, \quad H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Estos dan masa a los fermiones de isospín  $+\frac{1}{2}$  y  $-\frac{1}{2}$ , por separado. Sus supercompañeros, los higgsinos, serán una mezcla de los winos y del bino, para dar los eigenestados de masa: los charginos  $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$  y los neutralinos  $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ .

- **Conservación de la paridad  $R$ :** Para obligar la conservación del número bariónico y leptónico, se impone una simetría multiplicativa y discreta llamada paridad  $R$  [35]. Esta se define como:

$$R = (-1)^{2s+3B+L}, \quad (2.14)$$

donde  $L$  y  $B$  son los números bariónico y leptónico,  $s$  es el número cuántico de espín. Los números cuánticos de la paridad  $R$  son entonces:  $R = +1$  para las partículas ordinarias (fermiones, bosones

de Higgs y bosones de norma) y  $R = -1$  para sus compañeros supersimétricos. En la práctica, la conservación de la paridad  $R$  tiene consecuencias importantes: las partículas supersimétricas son producidas siempre en pares, esto es, dentro de sus productos de decaimiento siempre hay un número impar de partículas supersimétricas y la partícula supersimétrica más ligera es absolutamente estable.

- **SUSY es rota suavemente:** Esta manera de romper SUSY preserva de manera natural la cancelación de las divergencias cuadráticas y es el esquema que resulta de considerar supergravedad y supercuerdas.

Las cuatro condiciones dadas anteriormente son suficientes para determinar completamente un lagrangiano globalmente supersimétrico. Este lagrangiano es

$$\mathcal{L}_{SUSY} = \mathcal{L}_{cin} - V. \quad (2.15)$$

La parte cinética del lagrangiano es obtenida generalizando la noción de derivada covariante al caso supersimétrico. Este es:

$$\mathcal{L}_{cin} = \sum_i^n (D_\mu \phi_i)^\dagger (D^\mu \phi_i), \quad (2.16)$$

donde  $\phi_i$  son los campos de norma y la derivada covariante tiene la forma

$$D_\mu = \partial_\mu + igT^a V_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} V'_\mu. \quad (2.17)$$

Aquí,  $T^a$  son los generadores del grupo,  $V_\mu^a$  y  $V'_\mu$  son los campos vectoriales,  $g$  y  $g'$  son las constantes de acoplamiento de norma y  $Y$  es la hipercarga.

El potencial globalmente supersimétrico llamado el superpotencial  $W$ , compatible con invarianza de norma, renormalizabilidad y conservando la paridad  $R$  es escrito como

$$W = \sum_{i,j=fam} -Y_{ij}^u \hat{u}_R^i \hat{H}_u \cdot \hat{Q}^j + Y_{ij}^l \hat{l}_R^i \hat{H}_u \cdot \hat{L}^j + \mu \hat{H}_u \hat{H}_d. \quad (2.18)$$

El producto entre los dobletes  $SU(2)$  se lee  $H \cdot Q \equiv \epsilon_{ab} H^a Q^b$ , donde  $a$  y  $b$  son índices de  $SU(2)_L$  y  $\epsilon_{ab}$  es el tensor antisimétrico de Levi-Civita ( $\epsilon_{12} = 1 = -\epsilon_{21}$ );  $Y_{ij}^{u,d,l}$  denota los acoplamientos Yukawa de todas las familias. La construcción del superpotencial se expone en el Apéndice A. Los primeros dos términos en la expresión previa no son más que una generalización de la interacción Yukawa en el ME, mientras que el último es un término de masa del bosón de Higgs globalmente supersimétrico.

La parte supersimétrica del potencial a nivel árbol,  $V_{\text{árbol}}$  es la suma de los llamados términos  $F$  y términos  $D$ , donde los términos  $F$  vienen del superpotencial a través de las derivadas con respecto a todos los campos escalares  $\phi_a$ ,

$$V_F = \sum_a |W^a|^2, \quad W^a = \frac{\partial W}{\partial \phi_a}. \quad (2.19)$$

Los términos  $D$  correspondientes a las simetrías de norma  $U(1)_Y$ ,  $SU(2)_L$  y  $SU(3)_C$  están dados por

$$V_D = \frac{1}{2} (D_1 D_1 + D_2 D_2 + D_3 D_3), \quad (2.20)$$

con

$$\begin{aligned}
 D_1 &= g_1 \left[ \sum_{i=fam} \left( \frac{1}{6} \tilde{Q}_i^\dagger \tilde{Q}_i - \frac{1}{2} \tilde{L}_i^\dagger \tilde{L}_i - \frac{2}{3} \tilde{u}_{R_i}^\dagger \tilde{u}_{R_i} + \frac{1}{3} \tilde{d}_{R_i}^\dagger \tilde{d}_{R_i} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \tilde{l}_{R_i}^\dagger \tilde{l}_{R_i} + \frac{1}{2} \hat{H}_u^\dagger \hat{H}_u - \frac{1}{2} \hat{H}_d^\dagger \hat{H}_d \right], \\
 D_2 &= g_2 \left[ \sum_{i=fam} \left( \tilde{Q}_i^\dagger \frac{\vec{\sigma}}{2} \tilde{Q}_i + \tilde{L}_i^\dagger \frac{\vec{\sigma}}{2} \tilde{L}_i \right) + \hat{H}_u^\dagger \frac{\vec{\sigma}}{2} \hat{H}_u + \hat{H}_d^\dagger \frac{\vec{\sigma}}{2} \hat{H}_d \right], \\
 D_3 &= g_3 \left[ \sum_{i=fam} \tilde{Q}_i^\dagger \frac{\vec{\lambda}}{2} \tilde{Q}_i - \tilde{u}_{R_i}^\dagger \frac{\vec{\lambda}^*}{2} \tilde{u}_{R_i} \tilde{d}_{R_i}^\dagger \frac{\vec{\lambda}^*}{2} \tilde{d}_{R_i} \right].
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Aquí, las tildes ( $\sim$ ) denotan los campos escalares de los quarks y los leptones,  $(\sigma_k)_{k=1-3}$  son las matrices de Pauli;  $(\lambda_k)_{k=1-8}$  son las matrices de Gell-Mann;  $g_{1,2,3}$  son los tres acoplamientos de norma.

Para una exposición más clara escribimos el sector escalar fermiónico de la parte supersimétrica del lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{quiral} = \frac{1}{2} \sum_{a,b} W^{ab} \psi_a \psi_b + \text{h.c.}, \tag{2.22}$$

donde

$$W^{ab} = \frac{\partial^2 W}{\partial \phi_a \partial \phi_b}. \tag{2.23}$$

Aquí sólo se considera una contribución exclusivamente quiral. El campo  $\psi_a$  es el compañero fermiónico supersimétrico del campo  $\phi_a$ . Por otro lado, una contribución quiral-vectorial mezclada viene del término cinético, que en términos de sus componentes se expresa como

$$\mathcal{L}_{mezcla} = -i\sqrt{2} \sum_{A,a} (D_A)^a \psi_a \lambda_A + \text{h.c.}, \tag{2.24}$$

donde

$$(D_A)^a = \frac{\partial^2 D_A}{\partial \phi_a}. \tag{2.25}$$

El índice  $A$  denota el grupo de norma con el cual el gaugino  $\lambda_A$  se encuentra asociado (también hay una contribución del término cinético de norma usual para el campo de Higgs, el cual no se ha escrito aquí).

De esta manera tenemos el lagrangiano SUSY del modelo MEMS, así como el superpotencial asociado.

### 2.4.2. Rompimiento suave de SUSY

Cuando se considera un modelo extendido supersimétrico, se tiene que las masas de las partículas se encuentran degeneradas. Esta degeneración en las masas no se observa en la naturaleza. Esto es una señal de que SUSY no es una simetría exacta en la naturaleza sino que se encuentra rota. El rompimiento de SUSY se puede dar de dos maneras: un rompimiento espontáneo o un rompimiento explícito (suave). El rompimiento espontáneo de SUSY no resuelve el problema de la degeneración de las masas [36], sin embargo, el rompimiento explícito de SUSY es tal que lleva las masas de las partículas a la escala de baja energía ( $\sim m_Z$ ), mientras que a las espartículas las sitúa a escalas de alta energía ( $\tilde{m} \geq O(1 \text{ TeV})$ ). Una explicación más precisa de este tipo de rompimiento se da en el Apéndice A.

El rompimiento explícito de SUSY previene la aparición de divergencias cuadráticas (rompimiento suave) y éste opera en el lagrangiano SUSY añadiendo un conjunto de términos que explícitamente la rompen, pero suavemente [37]. A continuación se señalan dichos términos:

- Los términos de masas de los gluinos, winos y bins:

$$-\mathcal{L}_{gaugino} = -\frac{1}{2} \left[ M_1 \tilde{B} \tilde{B} + M_2 \sum_{a=1}^3 \tilde{W}^a \tilde{W}_a + M_3 \sum_{a=1}^8 \tilde{G}^a \tilde{G}_a + \text{h.c.} \right]. \quad (2.26)$$

- Los términos de masa para los fermiones escalares:

$$-\mathcal{L}_{sfermiones} = \sum_{i=fam} m_{\tilde{Q},i}^2 \tilde{Q}_i^\dagger \tilde{Q}_i + m_{\tilde{L},i}^2 \tilde{L}_i^\dagger \tilde{L}_i + m_{\tilde{u},i}^2 |\tilde{u}_{R_i}|^2 + m_{\tilde{d},i}^2 |\tilde{d}_{R_i}|^2 + m_{\tilde{l},i}^2 |\tilde{l}_{R_i}|^2. \quad (2.27)$$

- Masas y términos bilineales para los bosones de Higgs:

$$-\mathcal{L}_{Higgs} = m_{H_u}^2 \hat{H}_u^\dagger \hat{H}_u + m_{H_d}^2 \hat{H}_d^\dagger \hat{H}_d + B_\mu (\hat{H}_u \cdot \hat{H}_d + \text{h.c.}). \quad (2.28)$$

- Los acoplamientos entre los sfermiones y los bosones de Higgs:

$$-\mathcal{L}_{tril} = \sum_{i,j=fam} [A_{ij}^u Y_{ij}^u \tilde{u}_{R_i} \hat{H}_u \cdot \tilde{Q}_j + A_{ij}^d Y_{ij}^d \tilde{d}_{R_i} \hat{H}_d \cdot \tilde{Q}_j + A_{ij}^l Y_{ij}^l \tilde{d}_{R_i} \hat{H}_u \cdot \tilde{L}_j + \text{h.c.}]. \quad (2.29)$$

El potencial escalar de rompimiento suave de SUSY es la suma de los últimos tres términos:

$$V_{suave} = -\mathcal{L}_{sfermiones} - \mathcal{L}_{Higgs} - \mathcal{L}_{tril}. \quad (2.30)$$

Hasta ahora no se ha aplicado ninguna restricción a este lagrangiano, aunque para valores genéricos de los parámetros, podrían quedar severos problemas fenomenológicos tales como: Corrientes Neutras que Cambian Sabor (CNCS), la violación de la simetría CP, rompimiento de la conservación de carga de color, entre otros. El modelo MEMS que se define por las cuatro hipótesis anteriores es el llamado MEMS no restringido.

Este MEMS no restringido contiene un número grande de parámetros libres, los cuales en su mayoría vienen del  $V_{suave}$ . En total se tiene 105 parámetros desconocidos, además de los 19 parámetros del ME. Para hacer uso de este modelo es necesario reducir el número de parámetros libres de una forma razonable y predictiva.

Así, a través de alguna restricciones fenomenológicas se restringe el modelo. Estas afirmaciones son discutidas en la Ref. [38] detalladamente. Aquí, sólo las enumeraremos a continuación:

- No hay fuentes de violación CP, más allá de la matriz de Kobayashi-Maskawa del ME.
- No hay CNCS a nivel árbol.
- Los términos de rompimiento de masa de la primera y segunda generación de los squarks y los sleptones son los mismos.

### 2.4.3. Espacio de parámetros del MEMS

En resumen, los parámetros del MEMS pueden ser divididos en dos clases: un sector que conserva SUSY y otro que la rompe. Entre los parámetros que conservan a SUSY tenemos:

1. Los acoplamientos de norma:  $g_s$ ,  $g$  y  $g'$ , correspondiendo al grupo de norma del ME  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , respectivamente.
2. Los acoplamientos de Yukawa de los bosones de Higgs:  $\lambda_e$ ,  $\lambda_u$ , y  $\lambda_d$  (estos son los coeficientes de los términos cúbicos del superpotencial, que son matrices  $3 \times 3$  en el espacio de sabor).
3. Un parámetro de masa del bosón de Higgs;  $\mu$ , que acopla a los dos dobletes de Higgs del supercampo al superpotencial.

El sector de rompimiento de SUSY contiene el siguiente conjunto de parámetros:

1. Las masas de Majorana del gaugino  $M_3$ ,  $M_2$  y  $M_1$  asociadas con los subgrupos  $SU(3)$ ,  $SU(2)$  y  $U(1)$  del ME, respectivamente.
2. Los parámetros de masa del bosón de Higgs escalar:  $m_1$ ,  $m_2$  y  $m_{12}$ , que corresponden a los términos masivos de la diagonal y fuera de ella para los dos dobletes de Higgs.
3. Las matrices de masa de los squarks y sleptones.
4. Los términos de interacción trilineal Higgs-squark (llamados *parámetros-A*) y los correspondientes términos que involucran los sleptones.

Normalmente se eliminan  $m_1$ ,  $m_2$  y  $m_{12}$  en favor de los valores de expectación del vacío de los bosones de Higgs  $v_1$  y  $v_2$ , finalmente una masa física de un bosón de Higgs (después de minimizar el potencial escalar de Higgs). Como no hay otros parámetros libres en el sector de Higgs ( $\mu$  no afecta el conteo de ellos) se sigue que todas las otras masas de los bosones de Higgs (y un ángulo de mezcla del sector escalar neutro de Higgs) deben ser fijados por SUSY. Finalmente,  $v_1$  y  $v_2$  se normalizan de forma tal que la masa del  $W^\pm$  está dada por

$$m_W^2 = \frac{1}{2}g^2 (v_1^2 + v_2^2),$$

y se define

$$\tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1}.$$

Adicionalmente, algunos de los parámetros en el sector de Higgs pueden ser relacionados con los parámetros del ME. Así, considerando las tres afirmaciones de restricción del modelo anteriores, quedan sólo 19 parámetros de entrada:

- $\tan \beta$  : la razón de los v.e.v.'s de los dobletes de Higgs.
- $m_A$  : la masa de bosón de Higgs pseudoescalar.
- $\mu$  : el parámetro de masa del bosón de Higgs.
- $M_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) : parámetros de masa del bino, wino y el gluino.
- $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{u}_R}, m_{\tilde{d}}, m_{\tilde{l}}, m_{\tilde{e}_R}$  : masas de los sfermiones de la primera y segunda familia.
- $m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{t}_R}, m_{\tilde{b}_R}, m_{\tilde{L}}, m_{\tilde{\tau}_R}$  : masas de los sfermiones de la tercera familia.
- $A_t, A_b, A_\tau$  : acoplamientos trilineales de la tercera familia.

Los tres parámetros restantes  $m_{H_u}^2$ ,  $m_{H_d}^2$ , y  $B$  son determinados a través de las condiciones de rompimiento de simetría electrodébil y el valor de  $m_A$ . Alternativamente se pueden usar directamente las relaciones de masa de los bosones de Higgs, las cuales son equivalentes a las condiciones de rompimiento de esta simetría, sólo cuando se complementa con una relación extra [39].

Bajo estas condiciones, la versión del modelo que obtenemos con este número relativamente moderado de parámetros, es mucho más predictivo y mucho más fácil de ser discutido fenomenológicamente en comparación al no restringido. Este es el modelo conocido como MEMS fenomenológico, el cual tiene 19 parámetros de entrada libres. Más aún, cuando se toman valores universales para las masas de los escalares ( $m_0$ ), gauginos ( $M$ ), términos trilineales ( $A_0$ ) y  $\mu$ , se le llama modelo restringido (CMEMS), el cual sólo contiene cuatro parámetros libres extra ME.

En general, el sector de Higgs en modelos supersimétricos se encuentra bien restringido. Este puede proporcionar pruebas cruciales para probar la validez de estos modelos en la descripción de la naturaleza. En particular, en el MEMS se tiene una cota superior para la masa bosón de Higgs escalar más ligero a nivel árbol, dada como

$$m_h \leq m_Z | \cos 2\beta | . \quad (2.31)$$

Por esto, un resultado negativo en la búsqueda del bosón de Higgs podría parecer que excluye la supersimetría fenomenológica. Sin embargo, esta expresión es sensible a correcciones que provienen de dos efectos: (i) correcciones radiativas y (ii) un sector de Higgs extendido. Sólo la consideración simultánea de ambos efectos puede proporcionar cotas confiables en modelos supersimétricos generales.

#### 2.4.4. Partículas en el MEMS

Las teoría supersimétricas requieren un compañero por cada partícula normal. En la Tabla 2.3 se dan las partículas y sus supercompañeros, tanto en símbolo como en nombre. Al compañero se le denota por una tilde ( $\sim$ ). Los eigenestados de interacción débil están denotados por las letras mnemónicas tales como  $\tilde{W}^\pm$ ,  $\tilde{Z}^0$ ,  $\tilde{B}$ ,  $\tilde{q}$ ,  $\tilde{l}$ ,  $\tilde{g}$ , etc. Los nombres se construyen agregando el sufijo *ino* a los supercompañeros de los bosones: wino, zino, bino, fotino, gluino, colectivamente gaugino; higgsino, etc. Para los supercompañeros de los fermiones se antepone el prefijo *s*. Por ejemplo: squarks, sleptones, selectrón y así para los restantes.

	ME +2 dobletes de $\hat{H}$	Supercompañeros
<b>Sector Fermiónico</b>	los quarks, $q_{L,R}$ : $[u, d, c, s, t, b]_{L,R}$ los leptones, $l$ : $[e, \mu, \tau]_{L,R}$ , $[\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau]_L$	Como mezcla de los bosones: cargados $\rightarrow$ charginos: $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ neutros $\rightarrow$ neutralinos: $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$
<b>Sector Bosónico</b>	los bosones, B: cargados: $W^\pm$ , $H^\pm$ neutros: $\gamma$ , $Z^0$ , $H_1^0$ , $H_2^0$	los squarks, $\tilde{q}_{L,R}$ : $[\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{c}, \tilde{s}, \tilde{t}, \tilde{b}]_{1,2}$ los sleptones, $\tilde{l}$ : $[\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}]_{1,2}$ , $[\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau]_L$

*Tabla 2.3: Partículas en el MEMS.*

## CAPÍTULO 2. EL MODELO ESTÁNDAR Y SU EXTENSIÓN SUPERSIMÉTRICA

### 2.4. MODELO ESTÁNDAR MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

---

Además, en la Tabla 2.3 se incluyen los eigenestados de masa que son combinaciones lineales de los eigenestados débiles. Se usan diferentes nombres debido a que ellos tienen propiedades diferentes.

Hay dos tipos de sleptones, denotados por  $\tilde{l}_R$  y  $\tilde{l}_L$ , por cada generación de leptones  $l$ .

Para realizar un estudio del sector de Higgs tomando en cuenta los dos efectos mencionados, se considera un modelo estándar supersimétrico no mínimo incluyendo la corrección radiativa principal (a un rizo). De esta manera, los resultados en el análisis fenomenológico serán más confiables. En el siguiente capítulo se expone el MEMS extendido con un triplete complejo, que es una de las extensiones más simples de él (después de la inclusión de dobletes o singletes), donde se considera la corrección radiativa dominante a un rizo.

## Capítulo 3

# Un Modelo Supersimétrico Extendido

Extensiones del sector de Higgs, tanto del ME como del MEMS, que incluyen representaciones exóticas se han propuesto en la literatura, en particular usando representaciones con tripletes [11]. Uno de los aspectos importantes en el estudio del sector de Higgs en SUSY es obtener una cota a la masa del bosón de Higgs neutro  $h^0$ . Esta cota en el MEMS depende de  $m_Z$  y es una de las restricciones más importantes del modelo. Por otra parte, la búsqueda del bosón de Higgs neutro  $h^0$  ha motivado el estudio de modelos SUSY no mínimos, donde esta cota a  $m_{h^0}$  pueda ser evadida.

Hay dos mecanismos diferentes que pueden elevar la cota superior sobre  $m_{h^0}$ : el primero, consiste en incluir las correcciones radiativas (al menos la principal) a la masa del bosón de Higgs; el segundo, consiste en extender el sector de Higgs mediante la presencia de campos de Higgs extras, ya sean singletes o tripletes, así como estudiar los acoplamientos de estos campos con los dobletes.

La importancia de la inclusión de tripletes de Higgs extras en los modelos que hasta ahora se tienen, cobra mayor interés debido a que estos generan masas diferentes de cero para los neutrinos, en concordancia con el experimento de los neutrinos atmosféricos realizado por la colaboración Superkamiokande, que encontró evidencia de neutrinos masivos [40]. Es bien sabido que los modelos que incluyen sólo dobletes de Higgs (y aún con singletes) son la extensión más directa del MEMS, las cuales satisfacen las restricciones derivadas de  $\rho \sim 1$  y la ausencia de Corrientes Neutras que Cambian Sabor (CNCS). Sin embargo, hay muchas posibilidades más complejas; H. Georgi y M. Machacek [11, 41] propusieron una extensión del ME con un triplete real y uno complejo para el estudio del sector escalar enfocado en la preservación de la simetría custodial; el ME con dos tripletes, uno real y uno complejo que debido a la implementación del ajuste fino de los parámetros para su uso lleva a una pérdida de predictibilidad [42]. En este contexto, se han estudiado modelos supersimétricos extendidos con tripletes, tanto en la búsqueda de una cota para la masa del Higgs [43] como en el tratamiento de la leptogénesis [44], así como en el problema del desdoblamiento doblete-triplete en dimensiones extras, uno de los problemas más serios en Teorías de Gran Unificación [45].

En este trabajo consideramos un modelo MEMS extendido con un triplete complejo con  $Y = 0$ , el

cual se describe a continuación. Además, en el cálculo de las masas de las partículas físicas se incluye la corrección radiativa principal calculada a través de la teoría del Potencial Efectivo; dicha teoría se presenta brevemente, así como el cálculo de la corrección para este modelo. Se debe tener un triplete complejo para respetar la igualdad de grados de libertad bosónicos y fermiónicos requerida por SUSY.

### 3.1. El sector de Higgs del modelo

El modelo supersimétrico con dos dobletes y un triplete complejo es una de las extensiones más simples del MEMS que permite estudiar las consecuencias fenomenológicas de un rompimiento explícito de la simetría custodial  $SU(2)$  [12]. Los dobletes  $\Phi_1$  y  $\Phi_2$  de  $SU(2)$  tienen la forma

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

donde  $\phi_1^0$  y  $\phi_2^0$  son las componentes neutras,  $\phi_1^-$  y  $\phi_2^+$  denotan las componentes cargadas; estos son los campos de Higgs del MEMS. El triplete de Higgs (complejo)  $\Sigma$  puede ser representado como una matriz  $2 \times 2$  en  $SU(2)$  como:

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{2}}\xi^0 & -\xi_2^+ \\ \xi_1^- & -\sqrt{\frac{1}{2}}\xi^0 \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

$\xi^0$  es el campo neutro complejo y  $(\xi_1^-)^*$ ,  $(\xi_2^+)$  denotan los campos escalares cargados. Estos campos obedecen la relación  $(\xi_1^-)^* \neq -\xi_2^+$ , en contradicción al caso de un triplete real en un modelo no supersimétrico [46].

El superpotencial invariante de norma y renormalizable más general que puede ser escrito para los supercampos de Higgs  $\Phi_{1,2}$  y  $\Sigma$  está dado por:

$$W = \lambda \Phi_1 \cdot \Sigma \Phi_2 + \mu_D \Phi_1 \cdot \Phi_2 + \mu_T \text{Tr}(\Sigma^2), \quad (3.3)$$

donde hemos usado la notación  $\Phi_1 \cdot \Phi_2 \equiv \epsilon_{ab} \Phi_1^a \Phi_2^b$ , con  $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$  y  $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 0$ . Los parámetros que aparecen en el superpotencial  $W$  son: la constante de acoplamiento tipo-Yukawa de la interacción de los dobletes-triplete  $\lambda$ , los parámetros de masa de los dobletes y triplete  $\mu_D$  y  $\mu_T$ , respectivamente. El superpotencial no incluye los posibles términos cúbicos que involucran el supercampo  $\Sigma$ , debido al hecho que  $\text{Tr}(\Sigma^3) \equiv 0$ , para  $\Sigma$  permaneciendo en la representación adjunta de  $SU(2)$ .

Es importante hacer un breve análisis de las simetrías globales involucradas en el superpotencial:

- Si  $\mu_D = \mu_T = 0$  ( $\lambda \neq 0$ ), se tiene una simetría global  $U(1)$  definida por

$$\Sigma \rightarrow e^{i\theta} \Sigma, \quad \Phi_i \rightarrow e^{i\theta_i} \Phi_i, \quad (3.4)$$

con  $\theta + \theta_1 + \theta_2 = 0$ , la cual será rota espontáneamente cuando los campos de Higgs  $\Sigma$  y  $\Phi_i$  adquieran sus v.e.v.'s. Los bosones de Goldstone (también llamados axiones en otro contexto) asociados a este rompimiento son inaceptables fenomenológicamente, es por esta razón que no se considerará este caso.

- Si  $\mu_D \neq 0$  o  $\mu_T \neq 0$  ( $\lambda \neq 0$ ) la transformación (3.4) ya no es una simetría del lagrangiano y se podría obtener una masa. Sin embargo, si  $\mu_D = 0$  y  $\mu_T \neq 0$  hay una simetría discreta del subgrupo  $Z_2$  ( $\phi \rightarrow -\phi$ ) del superpotencial  $W$  (ecuación (3.3)),  $\theta = (0, \phi)$ , el cual aún permanece como una simetría del lagrangiano. Cuando se rompe espontáneamente, esta simetría da lugar a un problema severo de dominio cosmológico. Se ha mostrado que este problema puede ser resuelto introduciendo términos no renormalizables en el superpotencial, del tipo  $(1/m_{Pl}^{2n-3})\text{Tr}(\Sigma^{2n})$  ( $n \geq 2$ ), se espera que ésto no perturbe mucho la fenomenología a bajas energías del modelo. Finalmente, si  $\mu_D \neq 0$  el grupo discreto anterior no es más una simetría del lagrangiano.
- El caso  $\lambda = 0$  es un poco diferente, puesto que  $\Sigma$  y  $\Phi_i$  estarían totalmente desacoplados en el potencial escalar. Ahora, si  $\mu_T = 0$  (para cualquier valor de  $\mu_D$ ) hay una acción asociada con la simetría global  $\Sigma \rightarrow e^{i\theta}\Sigma$  y si  $\mu_D = 0$  (para cualquier valor de  $\mu_T$ ) hay otra acción asociada con la simetría global  $\Phi_i \rightarrow e^{i\theta_i}\Phi_i$ . En efecto, si  $\mu_D = \mu_T = 0$  aparecerán dos axiones.

A partir del superpotencial  $W$  se puede obtener el potencial escalar correspondiente, esto es, la parte del lagrangiano  $\mathcal{L}$  que no contiene derivadas o fermiones. Sin embargo, las restricciones fenomenológicas imponen la presencia de otros términos asociados al rompimiento suave de SUSY.

### 3.2. El potencial de Higgs y su minimización

El potencial escalar resultante que involucra sólo los campos de Higgs<sup>1</sup> se puede expresar como

$$V = V_{RS} + V_F + V_D, \quad (3.5)$$

donde  $V_{RS}$  denota el potencial más general de rompimiento suave de la supersimetría;  $V_{RS}$  tiene la forma

$$V_{RS} = m_1^2 |\Phi_1|^2 + m_2^2 |\Phi_2|^2 + m_3^2 \text{Tr}(\Sigma^\dagger \Sigma) + [A\lambda\Phi_1 \cdot \Sigma\Phi_2 + B_D\mu_D\Phi_1 \cdot \Phi_2 + B_T\mu_T\text{Tr}(\Sigma^2) + \text{h.c.}], \quad (3.6)$$

donde  $m_i^2$  son los parámetros de masa del rompimiento;  $A$ ,  $B_D$ ,  $B_T$  y  $\lambda$  son los parámetros de rompimiento suave asociados a las interacciones trilineales entre los dobletes y el triplete y las interacciones bilineales entre los dobletes y el triplete, respectivamente; el parámetro  $\lambda$  es la constante de acoplamiento Yukawa correspondiente a la interacción de los dobletes y el triplete del modelo.

El segundo término de la ecuación (3.5)  $V_F$  contiene la contribución al potencial de los términos supersimétricos  $F$  teniendo la forma

$$V_F = |\mu_D\phi_2^0 + \lambda(\phi_2^+\xi_1^- - \sqrt{\frac{1}{2}}\phi_2^0\xi^0)|^2 + |\mu_D\phi_1^0 + \lambda(\phi_1^-\xi_2^+ - \sqrt{\frac{1}{2}}\phi_1^0\xi^0)|^2 + |\mu_D\phi_2^+ + \lambda(\sqrt{\frac{1}{2}}\phi_2^+\xi_0 - \phi_2^0\xi_2^+)|^2 + |\mu_D\phi_1^- + \lambda(\sqrt{\frac{1}{2}}\phi_1^-\xi^0 - \phi_1^0\xi_1^-)|^2 + |2\mu_T\xi^0 - \lambda\sqrt{\frac{1}{2}}(\phi_1^0\phi_2^0 + \phi_1^-\phi_2^+)|^2 + |\lambda\phi_1^0\phi_2^+ - 2\mu_T\xi_2^+|^2 + |\lambda\phi_1^-\phi_2^0 - 2\mu_T\xi_1^-|^2. \quad (3.7)$$

---

<sup>1</sup>La parte del potencial que incluye los campos squarks tiene la misma forma como en el MEMS, aunque para el caso leptónico es posible incluir términos adicionales asociados con las masas de los neutrinos, éstos serán omitido en el presente trabajo.

**CAPÍTULO 3. UN MODELO SUPERSIMÉTRICO EXTENDIDO**  
**3.3. LAS MATRICES DE MASA DEL SECTOR DE HIGGS**

---

Los términos supersimétricos  $D$  se encuentran en el tercer término de la ecuación (3.5),  $V_D$ , que son:

$$\begin{aligned}
 V_D = & \frac{1}{8}g^2 \left[ |\phi_1^0|^2 - |\phi_1^-|^2 + |\phi_2^+|^2 - |\phi_2^0|^2 + 2|\xi_2^+|^2 - 2|\xi_1^-|^2 \right]^2 \\
 & + \frac{1}{8}g'^2 \left[ |\phi_1^0|^2 + |\phi_1^-|^2 - |\phi_2^+|^2 - |\phi_2^0|^2 \right]^2 \\
 & + \frac{1}{8}g^2 \left[ \phi_1^{0*} \phi_1^- + \phi_2^{+*} \phi_2^0 + \sqrt{2}(\xi_2^+ + \xi_1^-) \xi^{0*} + \text{h.c.} \right]^2 \\
 & - \frac{1}{8}g^2 \left[ \phi_1^{-*} \phi_1^0 + \phi_2^{0*} \phi_2^+ + \sqrt{2}(\xi_2^+ - \xi_1^-) \xi^{0*} - \text{h.c.} \right]^2.
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

donde  $g$  y  $g'$  son las constantes de acoplamiento de norma de SU(2) y SU(3), respectivamente.

Cómo se obtienen cada uno de los términos involucrados en cada parte del potencial se muestra en el Apéndice A.

Las relaciones entre  $(v_D, v_T)$  y  $(m_W^2, m_Z^2)$  son

$$\begin{aligned}
 m_W^2 &= \frac{1}{2}g^2(v_D^2 + 4v_T^2), \\
 m_Z^2 &= \frac{\frac{1}{2}g^2 v_D^2}{\cos^2 \theta_W}.
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

Estas se calculan a partir del término cinético del lagrangiano. El cálculo se presenta con detalle en el Apéndice B. Lo anterior implica que, a nivel, árbol el parámetro  $\rho$  es diferente de uno, propiamente:

$$\rho \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1 + 4R^2, \quad R \equiv \frac{v_T}{v_D}. \tag{3.10}$$

Como se quiere respetar la simetría custodial,  $R$  se acota de acuerdo al valor del error experimental del parámetro  $\rho$ , el cual permanece en el intervalo 0.9799-1.0066 con 95% N.C. Así,  $R \leq 0.04$  y entonces  $v_T \leq 9$  GeV con 95% N.C. [47]. Esta cota será respetada en nuestro análisis numérico.

A partir del potencial escalar  $V$  (ecuación (3.5)) se calculan las matrices de masa del sector de Higgs. El cálculo de dichas matrices se presenta en la sección siguiente.

### 3.3. Las matrices de masa del sector de Higgs

El potencial escalar  $V$  contiene las interacciones entre los campos de Higgs y los campos de norma, componentes de los multipletes del modelo, a partir de la expresión resultante se obtienen las matrices de masa  $M_{ij}^2$ . Para esto, podemos expresar  $V$  como la suma de la parte correspondiente a las interacciones que involucran a los estados cargados y aquella que solo contiene las interacciones de los estados neutros, esto es:

$$V = V_{cargado} + V_{neutro}. \tag{3.11}$$

Además de los términos de masa de rompimiento supersimétrico  $m_i^2$  ( $i = 1, 2, 3$ ), el potencial depende de los parámetros  $\lambda, \mu_D, \mu_T, A, B_{T,D}$ . Por simplicidad asumiremos que no hay violación de la simetría CP en el sector de Higgs, esto es, todos los parámetros y los v.e.v.'s se consideran reales.

Ahora, para calcular la matriz de masa de los bosones de Higgs se necesita reescribir la ecuación (3.11) en términos de las componentes de los multipletes de Higgs. El cuadrado de la matriz de masa de los

bosones de Higgs es obtenida como:

$$M_{ij}^2 = \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j^*} \Big|_{\text{mínimo}}, \quad (3.12)$$

donde *mínimo* significa evaluar las partes reales de los campos neutros con sus v.e.v.'s, mientras que las componentes imaginarias y cargadas son consideradas nulas.

Las condiciones de minimización del potencial son:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_1^0} \Big|_{\langle \phi_1^0 \rangle = v_1} = \frac{\partial V}{\partial \phi_2^0} \Big|_{\langle \phi_2^0 \rangle = v_2} = \frac{\partial V}{\partial \xi^0} \Big|_{\langle \xi^0 \rangle = v_T} = 0, \quad (3.13)$$

donde se definen  $\langle \phi_1^0 \rangle \equiv v_1$ ,  $\langle \phi_2^0 \rangle \equiv v_2$ ,  $\langle \xi^0 \rangle \equiv v_T$ , todos reales. A partir de estas condiciones de minimización se encuentran relaciones para los parámetros de masa del rompimiento suave  $m_i^2$ , en términos del resto de parámetros. Las expresiones de estos parámetros de masa se presentan a continuación.

### 3.3.1. Masas de los bosones de Higgs neutros

Inicialmente, nosotros estamos interesados en el sector de Higgs neutro, por lo que se calcula el potencial neutro  $V_{\text{neutro}}$  en términos de las componentes de los campos de Higgs. Se elige la base  $\{\phi_1^0, \phi_2^0, \xi^0\}$  y la expresión que se obtiene para  $V_{\text{neutro}}$  es

$$\begin{aligned} V_{\text{neutro}}(\phi_1^0, \phi_2^0, \xi^0) = & m_1^2 |\phi_1^0|^2 + m_2^2 |\phi_2^0|^2 + m_3^2 |\xi^0|^2 \\ & + |\mu_D \phi_2^0 - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda \phi_2^0 \xi^0|^2 + |\mu_D \phi_1^0 - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda \phi_1^0 \xi^0|^2 \\ & + |2\mu_T \xi^0 - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda \phi_1^0 \phi_2^0|^2 + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) [|\phi_1^0|^2 - |\phi_2^0|^2]^2 \\ & + \left[ -\sqrt{\frac{1}{2}} A \lambda \phi_1^0 \phi_2^0 \xi^0 + B_D \mu_D \phi_1^0 \phi_2^0 + B_T \mu_T \xi^0 \xi^0 + \text{h.c.} \right]. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Usando las condiciones de minimización (3.13) se pueden escribir los parámetros de masa del rompimiento suave  $m_1^2$ ,  $m_2^2$ ,  $m_3^2$  en términos de los parámetros restantes del modelo:

$$\begin{aligned} m_1^2 = & \left[ \sqrt{\frac{1}{2}} A \lambda v_T - B_D \mu_D + \lambda (\sqrt{2} \mu_T v_T - \frac{1}{4} \lambda v_D^2 \sin 2\beta) \right] \tan \beta \\ & - \left( \mu_D - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_T \right)^2 - \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v_D^2 \cos 2\beta, \\ m_2^2 = & \left[ \sqrt{\frac{1}{2}} A \lambda v_T - B_D \mu_D + \lambda (\sqrt{2} \mu_T v_T - \frac{1}{4} \lambda v_D^2 \sin 2\beta) \right] \cot \beta \\ & - \left( \mu_D - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_T \right)^2 - \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v_D^2 \cos 2\beta, \\ m_3^2 = & \frac{\lambda}{v_T \sqrt{2}} v_D^2 \left[ \frac{1}{2} (A + 2\mu_T) \sin 2\beta + \mu_D \right] - \left( 4\mu_T^2 + 2B_T \mu_T + \frac{1}{2} \lambda^2 v_D^2 \right). \end{aligned} \quad (3.15)$$

Aquí se combinan los v.e.v.'s de los dobletes de Higgs como  $v_D^2 \equiv v_1^2 + v_2^2$  y se define  $\tan \beta \equiv v_2/v_1$ .

Para obtener el cuadrado de la matriz de masa elevada al cuadrado correspondiente, en términos de sus componentes reales e imaginarias, se debe expresar el potencial en la base

$$\left\{ \sqrt{\frac{1}{2}} \text{Re} \phi_1^0, \sqrt{\frac{1}{2}} \text{Re} \phi_2^0, \sqrt{\frac{1}{2}} \text{Re} \xi^0, \sqrt{\frac{1}{2}} \text{Im} \phi_1^0, \sqrt{\frac{1}{2}} \text{Im} \phi_2^0, \sqrt{\frac{1}{2}} \text{Im} \xi^0 \right\}.$$

Así, la matriz de masa resultante  $M_{\text{Neutro}}^2$  es una matriz diagonal por bloques. Uno de estos bloques (con las componentes imaginarias) está asociado con los estados de Higgs pseudoescalares:  $M_P^2$ , mientras

**CAPÍTULO 3. UN MODELO SUPERSIMÉTRICO EXTENDIDO**  
**3.3. LAS MATRICES DE MASA DEL SECTOR DE HIGGS**

---

que el otro bloque (con las componentes reales) describe los estados de los bosones de Higgs escalares,  $M_S^2$ . Esto es,

$$M_{Neutral}^2 = \begin{pmatrix} M_S^2 & 0 \\ 0 & M_P^2 \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

Este resultado es esperado debido a que se asumió la invariancia de la simetría CP en el sector de Higgs, por lo que no hay mezclas.

La matriz de masa cuadrada para los bosones de Higgs pseudoescalares está dada por una matriz  $3 \times 3$  de la forma

$$M_P^2 = \begin{pmatrix} (RP_1 - B_D\mu_D)\text{tg}\beta & RP_1 - B_D\mu_D & P_2v_D\text{sen}\beta \\ RP_1 - B_D\mu_D & (RP_1 - B_D\mu_D)\text{cot}\beta & P_2v_D\text{cos}\beta \\ P_2v_D\text{sen}\beta & P_2v_D\text{cos}\beta & \frac{P_1}{2R}\text{sen}2\beta + P_3 \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

Esta matriz contiene un estado no masivo, que es el bosón de Goldstone  $G^0$ ,

$$G^0 \equiv \sqrt{\frac{1}{2}}\text{cos}\beta \text{Im}\phi_1^0 - \sqrt{\frac{1}{2}}\text{sen}\beta \text{Im}\phi_2^0. \quad (3.18)$$

Este estado es el que otorga masa al bosón de norma neutro  $Z^0$ . Así, la matriz de orden  $3 \times 3$  se reduce a una matriz de orden  $2 \times 2$  para los estados masivos,

$$\tilde{M}_P^2 = \begin{pmatrix} (RP_1 - B_D\mu_D)\text{tan}\beta & P_2\text{sen}\beta \\ P_2\text{sen}\beta & \frac{1}{2}P_1\text{sen}2\beta + P_3 \end{pmatrix}, \quad (3.19)$$

donde los parámetros  $P_1$ ,  $P_2$  y  $P_3$  están dados como sigue:

$$\begin{aligned} P_1 &= \sqrt{\frac{1}{2}}\lambda v_D(A + 2\mu_T), \\ P_2 &= \sqrt{\frac{1}{2}}\lambda v_D(A - 2\mu_T), \\ P_3 &= -4B_T\mu_T + \frac{\lambda\mu_D v_D}{\sqrt{2}R}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Hemos reemplazado el v.e.v.  $v_T$  en términos del parámetro  $R$  usando la relación (3.10), esto es,  $v_T = Rv_D$ . A partir de la matriz  $\tilde{M}_P^2$  son obtenidos los bosones de Higgs pseudoescalares físicos  $P_i$  ( $i = 1, 2$ ), tanto sus estados como sus masas.

La matriz de masa al cuadrado para los bosones de Higgs escalares  $M_S^2$  (de orden  $3 \times 3$ ) puede ser escrita como

$$M_S^2 = \begin{pmatrix} -S_2\text{tg}\beta + m_Z^2\text{cos}^2\beta & S_2 + \frac{1}{2}m_Z^2\text{sen}2\beta(\alpha_\lambda - 1) & -\frac{1}{R}S_1\text{sen}\beta + S_3\text{cos}\beta \\ S_2 + \frac{1}{2}m_Z^2\text{sen}2\beta(\alpha_\lambda - 1) & -S_2\text{cot}\beta + m_Z^2\text{sen}2\beta & -\frac{1}{R}S_1\text{cos}\beta + S_3\text{sen}\beta \\ -\frac{1}{R}S_1\text{sen}\beta + S_3\text{cos}\beta & -\frac{1}{R}S_1\text{cos}\beta + S_3\text{sen}\beta & S_4 \end{pmatrix}, \quad (3.21)$$

donde

$$\begin{aligned} S_1 &= \sqrt{\frac{1}{2}}Rv_D\lambda(A + 2\mu_T), \\ S_2 &= B_D\mu_D - S_1R, \\ S_3 &= v(\lambda^2Rv_D - \sqrt{2}\lambda\mu_D), \\ S_4 &= \frac{1}{2R^2}S_1\text{sen}2\beta + \frac{\lambda v_D\mu_D}{\sqrt{2}R}. \end{aligned} \quad (3.22)$$

De manera análoga al caso de los pseudoescalares, los estados y las masas de los bosones de Higgs escalares físicos pueden ser calculados a partir de la diagonalización de la matriz  $M_S^2$ .

De acuerdo a lo expuesto anteriormente, se tienen en el modelo cinco estados físicos bosónicos neutros: dos pseudoescalares  $P_1$  y  $P_2$ , además de tres escalares  $H_0$ , y  $H_{1,2}^0$ . El cálculo de los estados físicos se incluye en el capítulo siguiente, así como el cálculo de las masas de todos los bosones físicos neutros. A continuación se presenta el cálculo de la matriz de masa de los bosones de Higgs cargados.

### 3.3.2. Masas de los bosones de Higgs cargados

Para el sector de Higgs cargado del modelo,  $V_{cargado}$  se expresa en la base

$$\{\phi_1^-, \phi_2^+, \xi_1^-, \xi_2^+\}.$$

Considerando una transformación de norma  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  uno puede tomar

$$v_2^+ \equiv \langle \phi_2^+ \rangle = 0.$$

Aunque se podría permitir que los v.e.v.'s de las componentes cargadas que sobreviven sean diferentes de cero,  $v_1^- \equiv \langle \phi_1^- \rangle$ ,  $v_{T1}^- \equiv \langle \xi_1^- \rangle$  y  $v_{T2}^+ \equiv \langle \xi_2^+ \rangle$ . Se debería avaluar de cualquier forma el mínimo de conservación de carga que es realmente el mínimo verdadero, en este trabajo debemos simplemente asumir que éste es el mínimo correcto, lo cual puede ser verificado por el requerimiento de que todos los bosones de Higgs físicos cargados tienen masas cuadradas positivas [48].

Entonces, el potencial para los escalares cargados toma la forma:

$$\begin{aligned} V_{cargado}(v_1^-, v_{T1}^-, v_{T2}^+) = & m_1^2 |v_1^-|^2 + m_3^2 (|v_{T1}^-|^2 + |v_{T2}^+|^2) + [A\lambda v_2 v_1 v_{T2}^+ - 2B_T \mu_T v_{T1}^- v_{T2}^+ + \text{h.c.}] \\ & + \lambda v_1 \left( \mu_1 - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_T \right) (v_1^- v_{T2}^+ + \text{h.c.}) + \lambda^2 \left[ v_2^2 (|v_{T2}^+|^2 + |v_1^-|^2) + v_1^2 |x_1^-|^2 \right] \\ & + \left( \mu_1 + \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_T \right)^2 |v_1^-|^2 - \lambda v_1 \left( \mu_1 + \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_T \right) (v_1^- v_{T1}^{*-} + \text{h.c.}) \\ & + 4\mu_T^2 (|v_{T2}^+|^2 + |v_{T1}^-|^2) - 2\mu_T \lambda v_2 (v_1^- v_{T1}^{*-} + \text{h.c.}) + \lambda^2 |v_1 v_{T2}^+|^2 \\ & + \frac{1}{8} g'^2 |v_1^-|^4 + \frac{1}{4} g'^2 |v_1^-|^2 (v_1^2 - v_2^2) + \frac{1}{8} g^2 \left[ v_1 v_1^- + v_T \sqrt{2} (v_{T1}^- + v_{T2}^+) + \text{h.c.} \right]^2 \\ & - \frac{1}{8} g'^2 \left[ v_1 v_1^{*-} + v_T \sqrt{2} (v_{T2}^+ - v_{T1}^-) - \text{h.c.} \right]^2 + \frac{1}{8} g^2 \left[ 2 |v_{T2}^+|^2 - 2 |v_{T1}^-|^2 - |v_1^-|^2 \right]^2 \\ & + \frac{1}{4} g^2 \left[ 2 |v_{T2}^+|^2 - 2 |v_{T1}^-|^2 - |v_1^-|^2 \right] (v_1^2 - v_2^2) \end{aligned} \tag{3.23}$$

Usando la ecuación (3.12) con  $V_{cargado}$  se calculan los elementos de la matriz cargada que resultan como

sigue:

$$\begin{aligned}
 M_{C11}^2 &= \frac{1}{2}v_1^2(\lambda^2 + g^2) + 2\sqrt{2}\lambda\mu_D Rv_D + C_1^- \cot\beta, \\
 M_{C12}^2 &= \frac{1}{2}v_1v_2(\lambda^2 + g^2) - C_1^+, \\
 M_{C13}^2 &= -\lambda(\mu_D v_2 + 2\mu_T v_1) + C_2, \\
 M_{C14}^2 &= \lambda(Av_1 + \mu_1 v_2) + C_2, \\
 M_{C22}^2 &= \frac{1}{2}v_2^2(\lambda^2 + g^2) + 2\sqrt{2}\lambda\mu_D Rv_D + C_1^- \tan\beta, \\
 M_{C23}^2 &= \lambda(Av_2 + \mu_D v_1) + C_3, \\
 M_{C24}^2 &= -\lambda(\mu_D v_1 + 2\mu_D v_2) + C_3, \\
 M_{C33}^2 &= \frac{1}{2}(\lambda^2 - g^2)(v_2^2 - v_1^2) + (gRv_D) + C_4, \\
 M_{C34}^2 &= -2B_T\mu_T + (gRv_D), \\
 M_{C44}^2 &= -\frac{1}{2}(\lambda^2 - g^2)(v_2^2 - v_1^2) + (gRv_D)^2 + C_4.
 \end{aligned}$$

Las constantes que aparecen en la ecuación previa son definidas como:

$$\begin{aligned}
 C_1^\pm &= \sqrt{\frac{1}{2}}(A\lambda Rv_D \pm \sqrt{2}B_D\mu_D + 2\lambda\mu_T Rv_D), \\
 C_2 &= \sqrt{\frac{1}{2}}v_2 Rv_D(g^2 - \lambda^2), \\
 C_3 &= \sqrt{\frac{1}{2}}v_1 Rv_D(g^2 - \lambda^2), \\
 C_4 &= \frac{\lambda}{\sqrt{2}Rv_D}[(A + 2\mu_T)v_1v_2 + \mu_D v_D^2] - 2B_T\mu_T.
 \end{aligned}$$

Después de diagonalizar esta matriz de masa obtenemos el estado cargado no masivo (bosón de Goldstone)  $G^+$  dado por la expresión

$$G^+ = \sin\beta \phi_2^+ - \cos\beta \phi_1^- + \sqrt{2}\frac{v_T}{v_D}(\xi_2^+ - \xi_1^{-*}). \quad (3.24)$$

El bosón de Goldstone  $G^+$  da masa al bosón de norma cargado  $W^+$  ( $G^- \equiv G^{+*}$ , siendo éste el bosón de Goldstone responsable de dar masa al bosón de norma cargado  $W^\pm$ ).

Nuevamente, los bosones de Higgs cargados físicos  $H_i^\pm$  ( $i = 1, 2, 3$ ) son obtenidos diagonalizando la matriz cuadrada  $M_C^2$ . Esto será calculado en el capítulo 4. Los eigenvalores de masa resultantes y la matriz mezclada resultante nos permite analizar los acoplamientos  $H_i^+ W^- Z^0(\gamma)$  y  $H_i^+ W^- H_0$ , los cuales se calcularán en el capítulo 5.

Hasta aquí, el cálculo de las masas del espectro de partículas del modelo se realizó a nivel árbol. Como se mencionó anteriormente, para conseguir una mejor aproximación a los valores de estas masas, además de extender el sector de Higgs, es conveniente incluir correcciones radiativas a los valores de éstas. En este trabajo se realiza esta inclusión considerando la corrección radiativa dominante a un rizo, usando para su cálculo el método del Potencial Efectivo. Este método se describe brevemente en la siguiente sección.

### 3.4. Corrección radiativa dominante a las masas de los bosones de Higgs neutros

El Potencial Efectivo es una función cuyo mínimo da el valor exacto de  $\langle \phi \rangle$ . Tiene una buena aproximación con la energía potencial clásica al menor orden en Teorías de Perturbación, pero puede ser

modificado a órdenes más altos por correcciones cuánticas. Estas correcciones necesitarán ser renormalizadas para remover los infinitos. Más aún, después de la renormalización esta cantidad da las mismas relaciones entre  $\langle \phi \rangle$  y la masa de las partículas y los acoplamientos que se encontrarían por el cálculo directo de los diagramas de Feynman.

Para encontrar esta función consideremos una teoría con un campo escalar  $\phi$  en presencia de una fuente externa  $J$ . Consideremos que  $J = J(x)$ . Se define entonces la funcional energía  $E[J]$  por

$$Z[J] = e^{E[J]} = \int \mathcal{D}\phi \left[ i \int d^4x (\mathcal{L}[\phi] + J\phi) \right]. \quad (3.25)$$

Aquí,

$$\int \mathcal{D}\phi \left[ i \int d^4x (\mathcal{L}[\phi] + J\phi) \right] = \langle \omega | e^{-iHT} | \omega \rangle, \quad (3.26)$$

donde  $T$  es el tiempo extendido de la integral funcional en presencia de una fuente  $J$  y  $H$  es el hamiltoniano.  $E[J]$  es la energía del vacío como una función de  $J$ .

Consideremos la derivada funcional de  $E[J]$  con respecto a  $J(x)$  usando la ecuación (3.26),

$$\frac{\delta}{\delta J(x)} E[J] = i \frac{\delta}{\delta J(x)} \ln Z[J]. \quad (3.27)$$

Escribimos abreviadamente:

$$\frac{\delta}{\delta J(x)} E[J] = - \langle \omega | \phi | \omega \rangle_J, \quad (3.28)$$

esto es, el v.e.v. de  $\phi(x)$  en presencia de  $J(x)$ . Se trata esta cantidad como una variable termodinámica conjugada a  $J(x)$ .

Se define  $\phi_{cl}(x)$ , el campo clásico, como

$$\phi_{cl}(x) \equiv \langle \omega | \phi(x) | \omega \rangle_J, \quad (3.29)$$

siendo  $\phi_{cl}(x)$  un promedio pesado sobre todas las posibles fluctuaciones.

Así mismo, se define la transformada de Legendre para  $E[J]$  como

$$\Gamma[\phi_{cl}] \equiv -E[J] - \int d^4y J(y) \phi_{cl}(y). \quad (3.30)$$

La funcional  $\Gamma[\phi_{cl}]$  es la *acción efectiva*.

A partir de la ecuación (3.31) se calcula la variación de  $\Gamma[\phi_{cl}]$  con respecto a  $\phi_{cl}$ :

$$\frac{\delta}{\delta \phi_{cl}(x)} \Gamma[\phi_{cl}] = -J(x). \quad (3.31)$$

De esta expresión tenemos que si  $J(x) \sim 0$ ,

$$\frac{\delta}{\delta \phi_{cl}(x)} \Gamma[\phi_{cl}] = 0. \quad (3.32)$$

Las soluciones a esta ecuación son los valores de  $\langle \phi(x) \rangle$  en los estados cuánticos estables de la teoría. Además, para un estado de vacío invariante traslacional, la solución  $\phi_{cl}$  es independiente de  $x$ .

Se supone para las teorías del campo que los estados de vacío posibles son invariantes bajo traslaciones y transformaciones de Lorentz, lo cual lleva a que  $\phi_{cl}$  será una constante y la ecuación (3.31) se reduce

**CAPÍTULO 3. UN MODELO SUPERSIMÉTRICO EXTENDIDO**

3.4. CORRECCIÓN RADIATIVA DOMINANTE A LAS MASAS DE LOS BOSONES DE HIGGS NEUTROS

---

a una ecuación con una variable ( $\phi_{cl}$ ). El funcional  $\Gamma$  es una cantidad extensiva, por lo que se puede escribir como

$$\Gamma[\phi_{cl}] = -(VT) \cdot V_{ef}(\phi_{cl}). \quad (3.33)$$

$V_{ef}$  es el *Potencial Efectivo* asociado con la acción efectiva  $\Gamma[\phi_{cl}]$ . Por lo tanto, de la ecuación (3.33) se puede llegar a la expresión

$$\frac{\partial V_{ef}}{\partial \phi_{cl}} = 0. \quad (3.34)$$

Las soluciones de esta ecuación son estados invariantes ante traslaciones con  $J = 0$ . Si se toma ésto en la ecuación (3.32), tendremos que

$$\Gamma[\phi_{cl}] = -E[J] = -E. \quad (3.35)$$

Así, el Potencial Efectivo  $V_{ef}(\phi_{cl})$  evaluado en la solución de (3.34) es la densidad de energía del estado correspondiente. A continuación se presenta el cálculo del Potencial Efectivo a un rizo para el modelo que nos interesa.

Las matrices de masa previas de las ecuaciones (3.17), (3.21) y (3.24) se tienen a nivel árbol, además ya sabemos la importancia de las correcciones radiativas, en particular en las relaciones de masa de los bosones de Higgs. Para estimar las correcciones radiativas a las masas de los bosones de Higgs escalares, consideraremos la aproximación del Potencial Efectivo, donde se estudia la acción efectiva  $V_{eff} = V_{\text{árbol}} + V^{(1)}$ , donde  $V^{(1)}$  es la corrección radiativa a un rizo.

Así, la corrección principal a un rizo del Potencial Efectivo para este caso está dada por [49]

$$V^1 = \frac{1}{64\phi^2} \text{STr} M^4 \left[ \ln \left( \frac{M^2}{Q^2} - \frac{3}{2} \right) \right], \quad (3.36)$$

donde sólo se toman en cuenta las contribuciones del quark *top* y del *stop*. La masa del *top* es la más importante en esta contribución, la cual se expresa como  $m_t = h_t v_2$ .  $h_t$  es el acoplamiento Yukawa del *top*. La matriz de masa del *stop*, donde se tiene la mezcla del *top-stop* está dada como:

$$\begin{pmatrix} m_T^2 + m_t^2 & m_t \tilde{A}_t \\ m_t \tilde{A}_t & m_Q^2 + m_t^2 \end{pmatrix}, \quad (3.37)$$

donde  $m_T$ ,  $m_Q$  son los parámetros de masa de rompimiento suave del *stop* y  $\tilde{A}_t$  es el término de mezcla del *stop*.

En el caso en que los términos de rompimiento supersimétricos son grandes comparados con los valores de expectación asociados a los campos neutros del modelo,  $V^{(1)}$  se puede expandir en potencias de dichos valores. El término cuártico en potencias de  $v_1$  es el que contribuye de manera importante en la corrección a las masas. Este es

$$V^{(1)}|_{v_t^4} = \frac{3h_t^4}{16\pi^2} v_1^4 \left( \frac{1}{2} \tilde{X}_t + t \right), \quad (3.38)$$

donde

$$\tilde{X}_t \equiv 2 \frac{\tilde{A}_t^2}{m_s^2 + m_t^2} \left( 1 - \frac{\tilde{A}_t^2}{12(m_s^2 + m_t^2)} \right), \quad (3.39)$$

y

$$t = \ln \left[ \frac{m_S^2}{m_t^2} + 1 \right]. \quad (3.40)$$


---

$\tilde{A}_t$  es una expresión que depende de los parámetros del modelo y describe las mezclas en el sector *stop*. Estamos interesados en el caso cuando la mezcla es nula, esto es,  $\tilde{A}_t = 0$ . Entonces,  $\tilde{X}_t = 0$ . Esta elección es la mejor para el análisis de lo reportado en LEP2, debido a que las correcciones radiativas a órdenes mayores no contribuyen notablemente cuando la mezcla es máxima.

A partir de  $m_t$  podemos conocer el acoplamiento de Yukawa  $h_t$ :  $h_t = m_t/v_2$ . Sustituyendo ésto en la ecuación (3.39) la expresión del potencial con la corrección radiativa a un rizo queda como

$$V^{(1)} = \frac{3m_t^4}{16\pi^2 v^4 \sin^4 \beta} (\phi_1^0)^4 \ln \left( \left( \frac{m_s}{m_t} \right)^2 + 1 \right). \quad (3.41)$$

Esta corrección radiativa afecta la matriz de masa escalar  $M_S^2$ , en esta aproximación sólo cambia la entrada 11 de la matriz, esto es,  $(M_{S_{11}}^{(1)})^2$ , la cual estará dada ahora por la expresión:

$$(M_{S_{11}}^{(1)})^2 = \frac{9}{4} \frac{m_t^4}{\pi^2 v_2^4} v_1^2 \ln \left( \left( \frac{m_s}{m_t} \right)^2 + 1 \right). \quad (3.42)$$

Así, la entrada (11) de  $M_S^2$  se tiene ahora como

$$(M_{S_{11}})^2 = (M_{S_{11}})_{\text{nivel árbol}}^2 + (M_{S_{11}}^{(1)})^2. \quad (3.43)$$

Hemos construido las matrices de masa del sector de Higgs, incluyendo la corrección radiativa principal. Con esto se calcularán las masas de las partículas físicas del modelo y la fenomenología de interés, lo que se presenta en los próximos dos capítulos, para los sectores de Higgs neutro y cargado, capítulo 4 y capítulo 5, respectivamente.



## Capítulo 4

# Sector de Higgs Escalar Neutro

A partir de las expresiones obtenidas en el capítulo anterior para las matrices de masa del sector de Higgs, se calculan las masas de las partículas físicas del modelo mediante la diagonalización de las mismas. De acuerdo con los grados de libertad dados por los dos dobletes y el triplete complejo, se tienen 14 de éstos en el modelo: 3 de los grados de libertad son los bosones de Goldstone que dan masa a los bosones de norma  $W^\pm$  y  $Z^0$ ; 3 son los bosones de Higgs escalares (CP-par), etiquetados de acuerdo a su masa como  $H_0$ ,  $H_1^0$  y  $H_2^0$  ( $m_{H_0} < m_{H_1^0} < m_{H_2^0}$ ); 2 son los bosones de Higgs pseudoescalares (CP-impar)  $P_1$  y  $P_2$  ( $m_{P_1} < m_{P_2}$ ); y se tienen 3 bosones de Higgs cargados  $H_i^\pm$  ( $i = 1, 2, 3$ ) junto con sus conjugados correspondientes ( $m_{H_1^\pm} < m_{H_2^\pm} < m_{H_3^\pm}$ ). Dicho espectro será clasificado de acuerdo a su masa para cada uno de los escenarios definidos enseguida.

En este capítulo nos vamos a concentrar en el análisis de las masas del sector neutro, presentando los resultados numéricos obtenidos para las regiones de parámetros permitidas, así como las masas mismas de los bosones de Higgs. Además, se calculan los acoplamientos  $H_i^0 Z^0 Z^{01}$ , buscando un bosón de Higgs escalar ligero que se acople al bosón de norma  $Z^0$ , con un acoplamiento es del tipo del bosón de Higgs del ME; por último se presenta la sección eficaz para el proceso  $e^+e^- \rightarrow Z^0 H_i^0$ .

### 4.1. Resultados numéricos para las regiones permitidas y las masas de los bosones de Higgs

Debido al gran número de parámetros que aparecen en el modelo, en el cual se incluyen  $\tan\beta$ ,  $R$ ,  $\lambda$ ,  $\mu_D$ ,  $\mu_T$ ,  $A$  y  $B_{D,T}$ . Se tienen que considerar algunos casos simplificados, por lo que trataremos de identificar cuáles son las relaciones útiles o importantes para el comportamiento de las masas de los bosones de Higgs y sus acoplamientos en el modelo. Consideraremos para nuestro análisis numérico de las regiones permitidas y de las masas de los bosones de Higgs los siguientes valores para los parámetros de entrada:

- a)  $\tan\beta$  como una variable independiente, tomando valores entre 2 y 50;

---

<sup>1</sup> Cuando denotemos  $H_i^0$  nos referiremos a los tres bosones de Higgs escalares  $H_0$ ,  $H_1^0$  y  $H_2^0$ .

## CAPÍTULO 4. SECTOR DE HIGGS ESCALAR NEUTRO

### 4.1. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LAS REGIONES PERMITIDAS Y LAS MASAS DE LOS BOSONES DE HIGGS

---

- b)  $R$  tomará los valores representativos 0.01, .025 y 0.04 (siendo este último el valor más grande permitido por el parámetro  $\delta\rho$ , el tamaño del error experimental reportado para  $\rho$ );
- c) el parámetro  $\lambda$  tomará los valores 0.1, 0.5 y 1.0 (los cuales son, aproximadamente, los valores más grandes permitidos por perturbatividad); y
- d) los parámetros restantes cubrirán los intervalos permitidos por SUSY, esto es, las masas estarán dadas entre 0 y 1000 GeV.

Para estos últimos parámetros proponemos los siguientes escenarios específicos:

**Escenario I:**  $B_D = \mu_D = 0$ , el cual representa un escenario donde RSS se encuentra dominado por los efectos de los tripletes de Higgs, en éste consideramos los siguientes casos (ver Tabla 4.1):

- A)  $B_T = \mu_T = A$
- B)  $B_T = \mu_T = -A$
- C)  $B_T = -\mu_T = A$
- D)  $-B_T = \mu_T = A$

**Escenario II:**  $B_T = \mu_T = 0$ , donde RSS se encuentra dominado por los efectos de los dobletes de Higgs; los siguientes casos serán considerados (ver Tabla 4.2):

- A)  $B_D = \mu_D = A$
- B)  $B_D = \mu_D = -A$
- C)  $B_D = -\mu_D = A$
- D)  $-B_D = \mu_D = A$

**Escenario III:**  $|B_D| = |B_T| = |\mu_D| = |\mu_T| = |A|$ , ambos, dobletes y tripletes contribuyen al RSS. Dentro de este escenario consideraremos diversos casos; por ejemplo, A)  $B_D = B_T = \mu_D = \mu_T = A$ . Así se tienen los otros 15 casos. (En la Tabla 4.3 se muestran estos casos, incluyendo sus características más sobresalientes).

Considerando estos escenarios para los parámetros y valores específicos para los parámetros ya mencionados, se analiza cada uno de los puntos en el espacio de parámetros, a partir de lo cual, deberemos determinar las regiones permitidas. Se tiene un punto permitido en el espacio de parámetros si: *i*) los eigenvalores de masa elevados al cuadrado de los bosones de Higgs escalares son positivos; *ii*) el potencial de Higgs permanece en un mínimo global.

Propiamente, primero se fijan los parámetros  $R$  y  $\lambda$ , entonces para cada valor de  $\tan\beta$ , dentro del intervalo entre 2 y 50, debemos variar aleatoriamente los valores de los parámetros restantes hasta obtener un intervalo de valores de  $\tan\beta$  que es permitido. Una vez que hemos verificado que un punto en particular es permitido, evaluamos las masas de los bosones de Higgs. Estos resultados para el sector neutro son presentados en esta sección. Las regiones en el plano  $\tan\beta - A$  son clasificadas como:

**CAPÍTULO 4. SECTOR DE HIGGS ESCALAR NEUTRO**

**4.1. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LAS REGIONES PERMITIDAS Y LAS MASAS DE LOS BOSONES DE HIGGS**

Caso	$\lambda$	Región	Higgs más ligero (LHB)	$\tan \beta$	Acoplamiento ZZ		
					$H_0$	$H_1^0$	$H_2$
A) $B_T = \mu_T = A$	0.1	PA	$H_0, H_1^0, H_1^\pm, P_1$	2	DA	TA	DA
	0.5	PA	$H_0, H_1^0, H_1^\pm, P_1$	2	DA	TA	DA
	1.0	PA	$H_0, H_1^0, P_1$	5	DA	TA	DA
D) $B_T = -A, \mu_T = A$	0.1	PA	$H_0, H_1^0, H_1^\pm, P_1$	2	DA	TA	DA
	0.5	PA	$H_0, H_1^0, H_1^\pm, P_1$	5	DA	TA	DA
	1.0	PA	$H_0, H_1^0, P_1$	5	DA	TA	DA

Tabla 4.1: Escenario I,  $B_D = \mu_D = 0$ . Mostramos los resultados para los casos donde las regiones son parcialmente permitidas (PP) en la región de parámetros  $\tan \beta \in [2, 50]$  y  $A \in [0, 1000]$ . En la cuarta columna se dan los bosones de Higgs más ligeros, esto es, bosones de Higgs con  $m_H < m_Z$ ; éstos son calculados para una  $\tan \beta$  fija.

Caso	$\lambda$	Región	Higgs más ligero (LHB)	$\tan \beta$	Acoplamiento ZZ $H_i$		
					$H_0$	$H_1^0$	$H_2$
D) $B_D = -A, \mu_D = A$	0.1	TA	$H_0$	10	TA	DA	PA
	0.5	TA	$H_0$	10	TA	DA	PA
	1.0	TA	$H_0$	10	TA	DA	DA

Tabla 4.2: Escenario II,  $B_T = \mu_T = 0$ . Aquí presentamos los resultados en el caso 2D, donde las regiones son totalmente permitidas (TP) en la región de parámetros  $\tan \beta \in [2, 50]$  and  $A \in [0, 1000]$ . En la cuarta columna damos los bosones de Higgs más ligeros, esto es, los bosones de Higgs con  $m_H < m_Z$ ; éstos son calculados con  $\tan \beta$  fija.

- *TP* (Totalmente permitidos): en este caso todos los puntos en el plano son consistentes con las condiciones impuestas, sin embargo esta región será restringida por la búsqueda de los bosones de Higgs neutros en LEP2.
- *PP* (Parcialmente permitidos): cuando sólo parte de la región del plano se encuentra aceptable.
- *PDP* (Puntos dispersos permitidos): en este caso sólo algunos puntos dispersos en el plano se encuentran permitidos.
- *NPP* (No hay puntos permitidos): no hay puntos permitidos en el plano.

Por otra parte, los bosones de Higgs son clasificados de acuerdo con sus masas como:

- Ligero (*BHL*):  $m_h < m_Z$ ,
- Intermedio (*BHI*):  $m_Z < m_h < 2m_W$ ,
- Pesado (*BHP*):  $m_h > 2m_W$ ,

## CAPÍTULO 4. SECTOR DE HIGGS ESCALAR NEUTRO

### 4.1. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LAS REGIONES PERMITIDAS Y LAS MASAS DE LOS BOSONES DE HIGGS

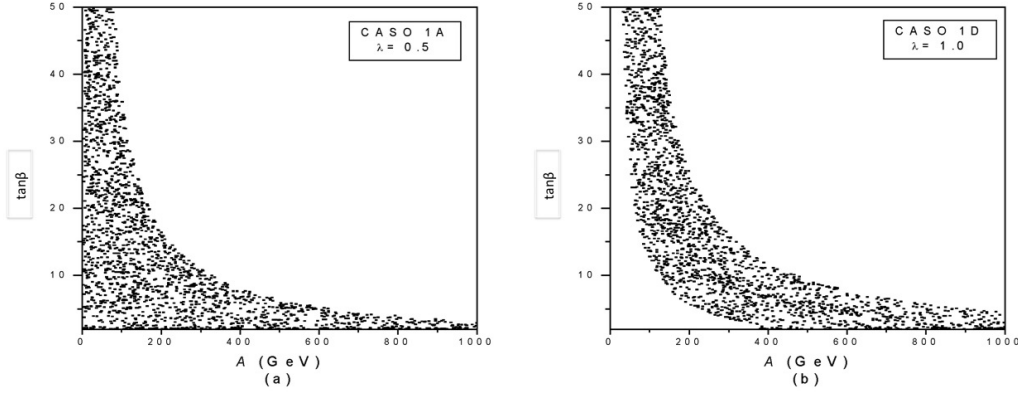


Figura 4.1: Región permitida en el plano  $(A, \tan\beta)$  para el escenario I con  $R = 0.0$ : (a) caso 1A,  $\lambda = 0.5$ ,  $\tan\beta = 2$ ; (b) caso 1D,  $\lambda = 1.0$ ,  $\tan\beta = 5$ .

Los principales resultados de nuestro análisis son mostrados en las Tablas 4.1, 4.2 y 4.3, donde también se mencionan algunas características sobresalientes. Podemos ver que:

- Para el escenario I encontramos que sólo los casos 1A y 1D son parcialmente permitidos (*PP*) para regiones significativas de los parámetros (ver Figs. 4.1(a) y 4.1(b)); para el caso 1A, el espectro de bosones de Higgs incluye un bosón de Higgs ligero (*BHL*). Para ambos casos, el espectro de *BHI* incluye dos bosones de Higgs escalares, un bosón pseudoescalar y un bosón de Higgs cargado con esta características (Tabla 4.1). Otro hecho sobresaliente en este caso, es que para  $\mu_T < 0$ , la región de parámetros nunca es permitida (*NA*). Los resultados del espectro de masas son mostrados en las Figs. 4.2(a) y 4.2(b).
- Para el escenario II, encontramos que sólo los casos 2D dan regiones de parámetros permitidas; en efecto, éstas son regiones *TP*. Para el caso 2D, el espectro escalar incluye un bosón de Higgs ligero (*BHL*) y dos bosones de Higgs pesados (*BHP*), mientras que los bosones de Higgs pseudoescalares y cargados son pesados (*BHP*). Aquí, los otros casos no son permitidos en el intervalo completo del espacio de parámetros para el parámetro  $\lambda$  (Tabla 4.2). Los resultados para el espectro de masas son mostrados en la Fig. 4.2(c). Encontramos que el caso 2A solo da puntos dispersos con RSS correcto.
- Para el escenario III consideramos todos los casos donde al menos un punto es permitido (Tabla 4.3). Las regiones de parámetros permitidas son significativas cuando  $\mu_D < 0$ . La condición  $\mu_{D,T} < 0$  es permitida sólo si  $\mu_D, B_T < 0$  y  $\mu_T, B_D < 0$ . Entonces, el espectro de masas siempre incluye un escalar *BHL* (ver Tabla 4.3), los bosones que Higgs restantes son *BHP*. Por tanto, para el caso 3F, con una región de parámetros *TP*, el espectro de los escalares incluye un *BHL* y dos *BHP*, mientras que para los bosones de Higgs pseudoescalares y cargados, encontramos que son *BHP*. Los resultados para las masas son mostrados en la Fig. 4.2(d).

## CAPÍTULO 4. SECTOR DE HIGGS ESCALAR NEUTRO

### 4.1. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LAS REGIONES PERMITIDAS Y LAS MASAS DE LOS BOSONES DE HIGGS

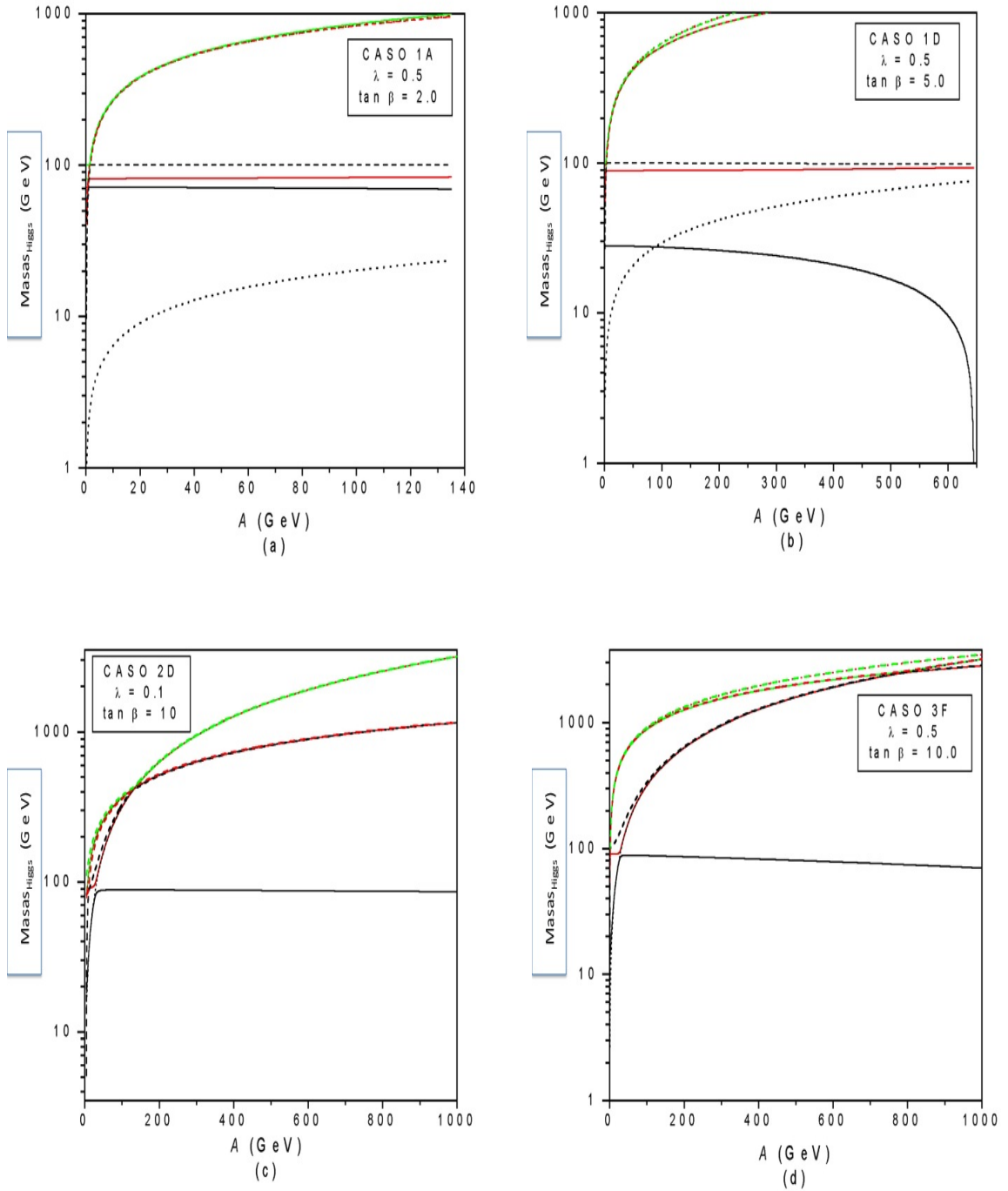


Figura 4.2: Espectro de masas para diferentes escenarios para algunos casos. Las líneas sólidas corresponden a las masas de los bosones de Higgs escalares, las líneas punteadas a las masas de los bosones de Higgs pseudoescalares y las líneas segmentadas a las masas de los bosones de Higgs cargados. Todos los casos son calculados con  $R = 0.01$ . Los valores de  $\tan \beta$  y  $\lambda$  se especifican en cada figura.

La dependencia de estos resultados en los valores de  $R$  y  $\lambda$  también fueron estudiados y encontramos que cuando el parámetro  $\lambda$  crece desde  $\lambda = 0.1$  a  $0.5$ , la región se incrementa para los escenarios I y II, mientras que cuando el parámetro  $\lambda$  va de  $0.5$  a  $1.0$ , las regiones permitidas decrecen. Por otra parte, cuando incrementamos los valores de  $R$ , encontramos que las regiones permitidas decrecen.

Por estas razones, consideramos los valores de  $\lambda = 0.5$  y  $R = 0.01$ , cuando se realizan los cálculos que a continuación se presentan.

### 4.1.1. Diferencias de masas entre los bosones de Higgs con CP-par y CP-impar

Una característica interesante que puede ser analizada es la diferencia entre las masas de los bosones de Higgs pseudoescalares y escalares. En este modelo tenemos tres bosones de Higgs escalares ( $H_0$  y  $H_i^0$ ,  $i = 1, 2$ ) y dos pseudoescalares  $P_i$ . Analizamos la diferencia de masas entre el primer (segundo) bosón de Higgs escalar ligero y el bosón de Higgs pseudoescalar más ligero,  $P_1$ , propiamente

$$\begin{aligned} D_1 &= |m_{P_1} - m_{H_0}|, \\ D_2 &= |m_{P_1} - m_{H_1^0}|. \end{aligned} \tag{4.1}$$

Los resultados obtenidos para estas diferencias de masas, de acuerdo al cálculo numérico de las regiones permitidas y las masas de los bosones de Higgs escalares neutros, son presentados en la Fig. 4.3. En esta figura sólo se presentan resultados de los escenarios II y III, pues en el escenario I no se observa degeneración.

Encontramos que  $D_1$  no es nulo para los diferentes escenarios, mientras que  $D_2$  puede ser cero, más no necesariamente. En la Fig. 4.3(a) se muestra  $D_1$  para el escenario II (caso 2D): aquí,  $D_1$  es del orden de la masa del bosón de Higgs pseudoescalar  $m_{P_1}$ , esto es, no hay degeneración entre las masas. Cuando analizamos  $D_2$  para el escenario I, donde el efecto de los dobletes se encuentra suprimido, encontramos que  $D_2 \approx m_{H_1^0}$ , así que no hay degeneración. Sin embargo, para el escenario II hay una degeneración para la mayoría de las regiones de masas, esto es,  $D_2 \approx 0$  (ver Fig. 4.3(b)). Esta degeneración también está presente en el escenario III, donde los dobletes y tripletes contribuyen al RSS y el parámetro  $A$  corre entre  $0-800$  GeV. En la Fig. 4.3(c) se muestra que  $D_2 \approx 0$  para el escenario III (caso 3F), encontrando que  $D_2$  comienza a crecer para  $\gtrsim 800$  GeV. Estos resultados pueden ser usados para analizar los resultados reportados en la Ref. [50], donde se expone que la no degeneración resultante en el MEMS está asociada con los efectos de violación CP; nuestros cálculos muestran que ésto puede ser imitado por el efecto de los tripletes de Higgs, aun cuando no hay violación CP. Así, la presencia del triplete desdobra esta degeneración para valores grandes del parámetro  $A$  e induce diferencias de masas mayores que  $100$  GeV, como puede ser apreciado de la Fig. 4.3(c).

## 4.2. Acoplamiento a los bosones de norma

La producción asociada de los bosones de Higgs con los bosones de norma  $Z^0$  y  $W^\pm$  es el resultado de un vértice trilineal grande entre los bosones, el cual es muy prometedor para su detección. Se debe enfatizar que la observación de la producción asociada de los bosones  $H_i^0$  con los bosones de norma

**CAPÍTULO 4. SECTOR DE HIGGS ESCALAR NEUTRO**  
**4.2. ACOPLAMIENTOS A LOS BOSONES DE NORMA**

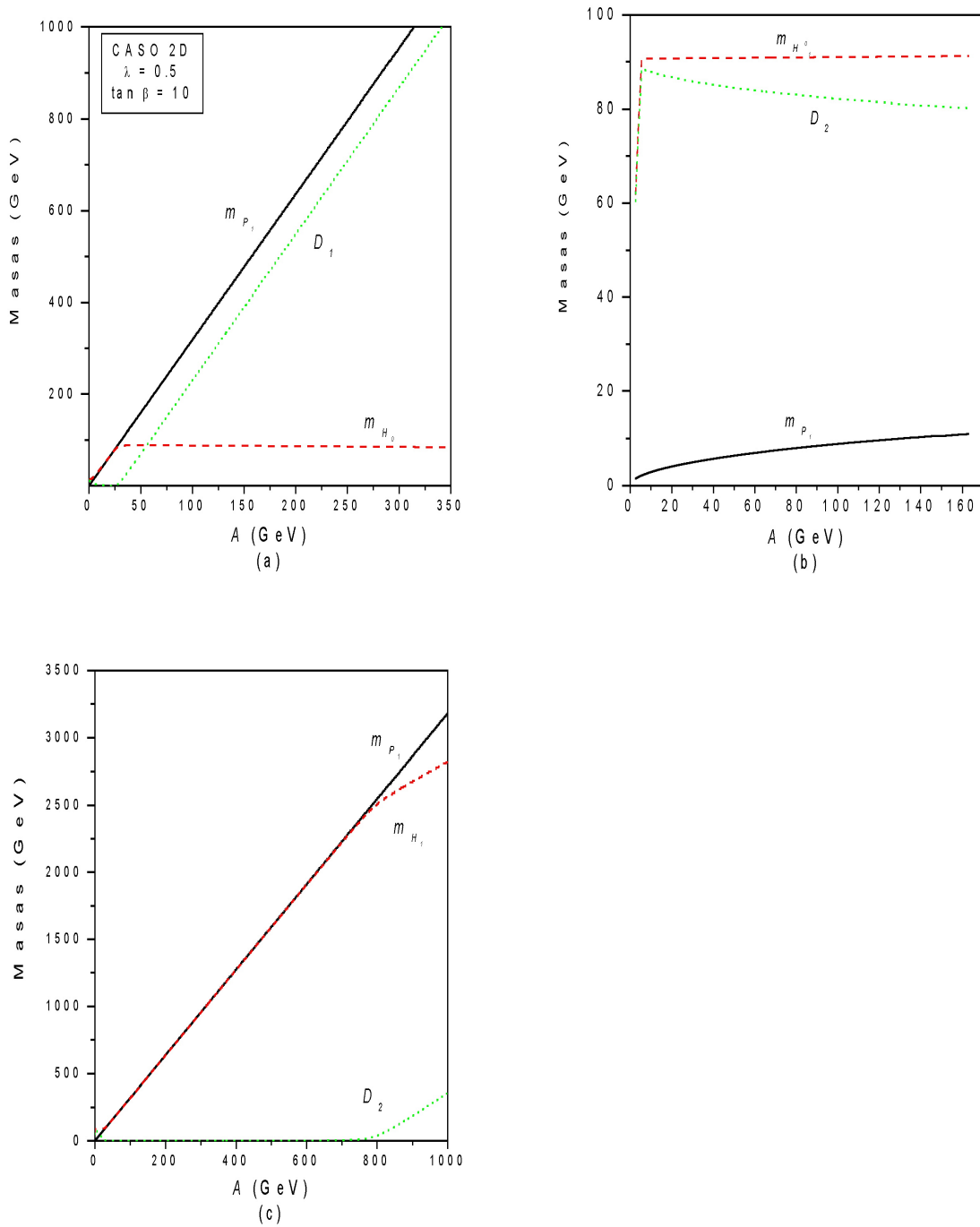


Figura 4.3: Diferencia de masas entre los bosones de Higgs escalares y pseudoescalares: a)  $D_1$  para el escenario II, caso 2D, este muestra que no hay degeneración para el bosón de Higgs más ligero. La degeneración puede presentarse para el bosón de Higgs segundo más ligero. Esto se muestra en: b)  $D_2$  para el escenario II, caso 2D, con  $\tan \beta = 5$ ,  $\lambda = 0.5$ ; c)  $D_2$  para el escenario III, caso 3F, con  $\tan \beta = 10$ ,  $\lambda = 0.5$ .

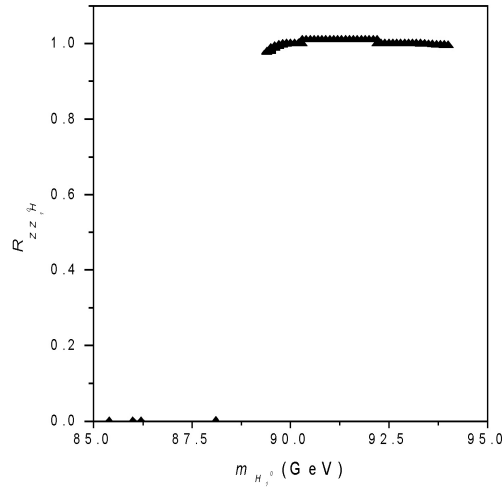


Figura 4.4: Acoplamiento  $R_{ZZH_1^0}$  para el escenario I, caso 1D, con  $\lambda = 0.5$  y  $\tan \beta = 5.0$ .

proveería simultaneamente una señal del descubrimiento del bosón de Higgs, y además ayudaría a elusidar la naturaleza de las partículas escalares, que es uno de los propósitos de este trabajo.

#### 4.2.1. Acoplamientos de los bosones de Higgs neutros a $Z^0 Z^0$

Para determinar las regiones de parámetros que son excluidas por LEP2, o aquellas señales donde la señal del bosón de Higgs puede ser descubierta en el Colisionador Lineal Próximo (*NLC*, por sus siglas en inglés), debemos comenzar estudiando los acoplamientos de los bosones de Higgs neutros con  $Z^0 Z^0$ . Definimos a  $R_{ZZH_i^0}$  como la razón de los acoplamientos cuadrados  $Z^0 Z^0 H_i^0$  divididos por el acoplamiento correspondiente en el ME. Esta razón es calculada numéricamente para las regiones de parámetros definidas previamente. Tenemos que  $0 \leq R_{ZZH_i^0} \leq 1$  y por unitariedad  $\sum_{i=1}^3 R_{ZZH_i^0} = 1$ . Como se muestra en las Tablas 4.1, 4.2 y 4.3, los acoplamientos  $Z^0 Z^0 H_i^0$  (para cada uno de los casos discutidos previamente) pueden ser clasificados como:

- Débilmente acoplado (*DA*), donde  $R_{ZZH_i^0} < 0.1$
- Parcialmente acoplado (*PA*), donde  $0.1 < R_{ZZH_i^0} < 0.5$
- Totalmente acoplado (*TA*),  $R_{ZZH_i^0} > 0.5$

El análisis para cada uno de los casos es el siguiente: para el escenario I todos los escalares se encuentran parcialmente acoplados (*PA*), permaneciendo dentro del intervalo de masas 85-100 GeV (*BHL*); cuando hay *TA* para este escenario se muestra en la Tabla 4.1, es además ilustrado en la Fig. 4.4 para el escenario I, caso 1D. Así podemos ver que  $R_{ZZH_1^0} \approx 1$  para  $m_{H_1^0} \gtrsim 90$  GeV. Para generar los puntos en esta gráfica hemos variado aleatoriamente los parámetros  $\tan \beta$ ,  $R$ ,  $\lambda$ ,  $\mu_D$ ,  $\mu_T$ ,  $A$ , y  $B_{D,T}$ ; para aquellos puntos

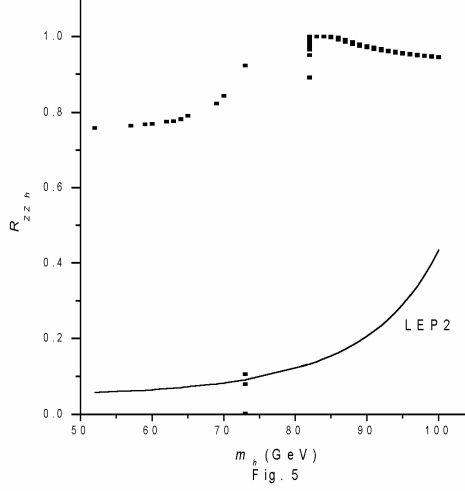


Figura 4.5: Acoplamiento  $R_{ZZH_0}$  para el escenario I, caso 1A, con  $\lambda = 0.5$  y  $\tan \beta = 2.0$ .

que satisfacen todos los requerimientos de aceptación, ponemos los valores resultantes de  $(m_{H_1^0}, R_{ZZH_1^0})$ , los cuales son graficados en el plano  $R_{ZZH_1^0} - m_{H_1^0}$ . Aun más, unos pocos puntos con  $R_{ZZH_1^0} \approx 0$  para  $m_{H_1^0} > 90$  GeV fueron generados.

Podemos ver que cuando  $H_1^0$  es ligero (*BHL*), su acoplamiento es muy débil (*PA*, los puntos aislados) y cuando su masa se encuentra arriba de  $m_Z$  (*BHI*) su acoplamiento viene del tipo del acoplamiento del bosón de Higgs del ME, como se muestra en la Fig. 4.4. Por otro lado, el acoplamiento  $R_{ZZH_0}$  muestra un comportamiento opuesto, propiamente  $R_{ZZH_1^0} \approx 0$  para  $m_{H_0} \lesssim 90$  GeV. Para el escenario II, los bosones de Higgs acoplados parcialmente (*PA*) también caen en el intervalo de masas de 80-100 GeV. El caso de un acoplamiento total (*TA*) corresponde al intervalo de masas de 40-90 GeV. Para el escenario III, podemos verificar que, en general, el escalar *BHL* está desacoplado de  $Z^0 Z^0$ . En algunos casos, obtenemos acoplamientos totales para valores de la masa muy grandes (*BHP*).

Después de este análisis, estamos interesados en obtener los límites superiores de los bosones de Higgs de CP-par de los dos bosones de Higgs más ligeros  $H_0$  y  $H_1^0$ . Para imponer cotas a una de las masas de los bosones de Higgs escalares, seguiremos la Ref. [49], clasificaremos a los bosones de Higgs. En lugar de considerar su masa, consideraremos los acoplamientos de éstos a los bosones de norma  $Z^0 Z^0$ . Ellos están clasificados por sus acoplamientos a los bosones de norma, definiendo el bosón de Higgs más visible, más ligero, como aquel que tiene el acoplamiento más grande  $R_{ZZH_i^0}$ , el cual será denotado como  $h$ , mientras que el bosón de Higgs correspondiente al acoplamiento más pequeño se denotará como  $H$ . En el régimen donde el tercer bosón de Higgs  $H_2$  es pesado y prácticamente desacoplado ( $R_{ZZH_2} \sim 0$ ), tenemos  $R_{ZZH_0} + R_{ZZH_1^0} \simeq 1$ . En la Fig. 4.5 se muestra el comportamiento de  $R_{ZZh}$  contra  $m_h$ , para el escenario I, caso 1A. Ahora, usando el límite más pequeño en  $m_H$ , como una función de  $R_{ZZh}$ , obtenida en LEP2 [51], podemos restringir los valores de  $m_h$ . Para esto podemos usar la siguiente aproximación

dada en la Ref. [51],

$$\ln R_{ZZH} < 2 \left( \frac{m_H}{98 \text{ GeV}} \right)^4 - 3. \quad (4.2)$$

El límite superior resultante para  $m_h$  se muestra en la Fig. 4.5. Los valores de las masas para  $m_h$  con un acoplamiento total (TA) cae en el intervalo 80-90 GeV.

### 4.2.2. Producción de los bosones de Higgs escalares en colisionadores futuros $e^+e^-$

Consideramos la producción de los tres bosones de Higgs escalares neutros. Nos gustaría conocer cómo al menos uno de los tres bosones de Higgs pueden ser descubiertos en un colisionador futuro  $e^+e^-$  con una luminosidad integrada dada. El principal mecanismo para la producción de partículas de Higgs en colisionadores  $e^+e^-$  es el proceso de producción *bremsstrahlung* de Higgs, propiamente

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow Z^0 H_i^0.$$

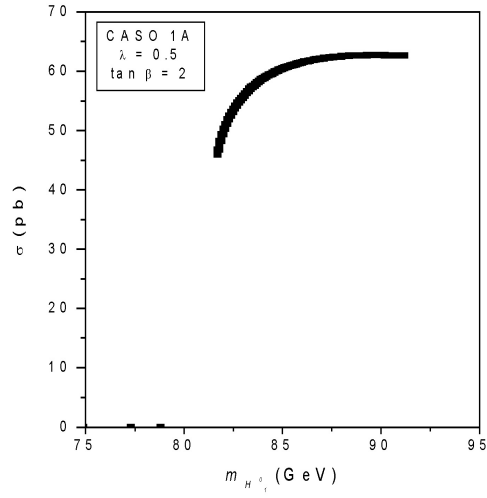
Para este proceso podemos calcular la sección eficaz de producción para cada uno de los escalares de los bosones de Higgs usando la relación entre la razón  $R_{ZZH_i}$  y la razón de las secciones eficaces de producción:

$$R_{ZZH_i} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 H_i^0)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow Z h_{ME})} \Big|_{m_{H_i}=m_{h_{ME}}}. \quad (4.3)$$

$R_{ZZH_i^0}$  fue calculada en la sección anterior;  $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 h_{ME})$  denota la sección eficaz de producción para el bosón de Higgs del ME y  $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH_i^0)$  es la sección eficaz correspondiente para los bosones de Higgs escalares neutros del modelo aquí expuesto.

Para realizar el cálculo, nuevamente fijamos un punto en el espacio de parámetros y calculamos el proceso  $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH_i^0)$ . En la Fig. 4.6, mostramos los resultados para aquellos bosones de Higgs escalares para los cuales la investigación de la sección eficaz tiene valores significativos en el escenario I. Evaluamos la sección eficaz a nivel árbol, con una energía de centro de masas  $\sqrt{s} = 500$  GeV, además encontramos  $\sigma \approx 45-60$  pb para  $m_{H_1^0} \approx 85-90$  GeV. Como mencionamos previamente, existen algunos puntos dispersos para los cuales  $\sigma$  es muy pequeña. La sección eficaz más grande surge en el escenario III, donde hay mezclas entre los dobletes y tripletes. Aquí, la sección eficaz cae en el intervalo de 50-70 pb, con el intervalo de masas de bosones de Higgs en el intervalo de 35-100 GeV. Para el escenario II, la sección eficaz cae en el intervalo 60-67 pb, el intervalo de masas es 55-100 GeV. Este resultado está en concordancia con los resultados presentados en la Ref. [5] para el MEMS, que en nuestro modelo podemos considerar que este escenario donde hay dominio de los dobletes.

El sector de Higgs neutro es considerado como el sector más importante, ya que en él se encuentra el bosón de Higgs neutro, cuya búsqueda es uno de los principales propósitos de los experimentos en altas energías. Sin embargo, otro camino que nos puede llevar a la ratificación del sector de Higgs es la búsqueda del bosón de Higgs cargado, contenido en el llamado sector de Higgs escalar cargado. Los bosones de Higgs cargados sólo aparecen en modelos extendidos del ME, por lo que el estudio de los mismos cobra importancia en la medida en que se afirma que el ME es sólo una parte de la teoría que puede explicar el comportamiento de la naturaleza de las partículas.



*Figura 4.6: La sección eficaz  $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 H_1^0)$  para el escenario I, caso 1A, con  $\lambda = 0.5$  y  $\tan \beta = 2.0$ .*

En el siguiente capítulo exponemos el sector de Higgs escalar cargado de nuestro modelo, así como algunas señales fenomenológicas que podrían ayudar a la búsqueda del bosón de Higgs cargado en el experimento.

**CAPÍTULO 4. SECTOR DE HIGGS ESCALAR NEUTRO**  
4.2. ACOPLAMIENTOS A LOS BOSONES DE NORMA

Caso	$\lambda$	Región	Higgs más ligero (LHB)	$\tan \beta$	Acoplamiento $Z^0 Z^0 S$		
					$H_0$	$H_1^0$	$H_2^0$
A) $B_D = B_T = A$ $\mu_D = \mu_T = A$	0.1	NA	—————	—	—————		
	0.5	SPA	—————	—	—————		
	1.0	SPA	—————	—	—————		
B) $B_D = B_T = \mu_D = A$ $\mu_T = -A$	0.1	SPA	—————	—	—————		
	0.5	SPA	—————	—	—————		
	1.0	SPA	—————	—	—————		
C) $B_D = B_T = \mu_T = A$ $\mu_D = -A$	0.1	NA	—————	—	—————		
	0.5	SPA	—————	—	—————		
	1.0	SPA	—————	—	—————		
D) $B_D = \mu_D = \mu_T = A$ $B_T = -A$	0.1	NA	—————	—	—————		
	0.5	SPA	—————	—	—————		
	1.0	SPA	—————	—	—————		
E) $B_T = \mu_D = \mu_T = A$ $B_D = -A$	0.1	PA	$H_0$	2	TA	DA	DA
	0.5	TA	$H_0$	5	TA	DA	TA
	1.0	TA	$H_0$	10	TA	PA	DA
F) $B_D = B_T = -A$ $\mu_D = \mu_T = A$	0.1	TA	$H_0$	50	DA	DA	TA
	0.5	TA	$H_0$	10	TA	DA	PA
	1.0	TA	$H_0$	5	TA	PA	DA
G) $B_D = \mu_T = A$ $B_T = \mu_D = -A$	0.1	PA	$H_0$	2	DA	TA	PA
	0.5	PA	$H_0$	2	TA	PA	PA
	1.0	PA	$H_0$	2	TA	PA	DA
H) $B_D = \mu_T = -A$ $B_T = \mu_D = A$	0.1	TA	$H_0$	50	TA	PA	DA
	0.5	TA	$H_0$	5	PA	PA	DA
	1.0	TA	$H_0$	10	TA	PA	DA
I) $B_D = B_T = \mu_T = -A$ $\mu_D = A$	0.1	PA	$H_0$	10	TA	PA	PA
	0.5	TA	$H_0$	50	TA	PA	PA
	1.0	TA	$H_0$	5	TA	PA	DA

Tabla 4.3: Escenario III,  $|B_D| = |B_T| = |\mu_D| = |\mu_T| = |A|$ . Aquí se muestran los resultados en los casos donde las regiones son totalmente permitidas (TP), parcialmente permitidas (PP) o que contengan puntos dispersos permitidos (PDP) en la región de parámetros  $\tan \beta \in [2, 50]$  y  $A \in [0, 1000]$ . En la cuarta columna damos los bosones de Higgs más ligeros, esto es, los bosones de Higgs con  $m_H < m_Z$ , estas masas son calculadas para una  $\tan \beta$  fija. Además, en la quinta columna describimos cómo son los acoplamientos  $Z^0 Z^0 H_i^0$  y estos son descritos como DA (débilmente acoplado), PA (parcialmente acoplado) y TA (totalmente acoplado).

# Capítulo 5

## El Sector de Higgs Cargado

La búsqueda de Higgses neutros parece ser la tarea inmediata de los futuros colisionadores, sin embargo no será una tarea fácil encontrar con su posible detección alguna evidencia de nueva física. Por otro lado, la detección de los Higgs cargados representa ya en sí misma una clara evidencia de que el ME es incompleto. El espectro escalar de muchas extensiones del ME incluye al menos un estado de bosón de Higgs cargado. En particular, el modelo de dos dobletes general (MDDH) ha sido estudiado exhaustivamente como un prototipo de un sector de Higgs no mínimo con sus dos bosones de Higgs cargados [1]. En el MEMS, con dos dobletes de Higgs también se tienen dos bosones de Higgs cargados  $H^\pm$ ; cuando se realiza una extensión de este modelo, como la que tratamos en este trabajo, el espectro de partículas cargadas se enriquece. Probando las propiedades del bosón de Higgs cargado con algún tipo de teoría de interacción débil, com en el caso de la extensión SUSY mínima del ME (MEMS) o un escenario fuertemente interactuante como en los modelos Technicolor.

En el modelo que estudiamos en esta tesis aparece un espectro de Higgses cargados cuyas propiedades se analizan en este capítulo, incluyendo las masas de los bosones de Higgs del modelo a nivel árbol y los acoplamientos con fermiones, así como los vértices  $H^+W^-Z^0$  y  $H^+W^-H_0$ . Estos se utilizan para calcular las razones de decaimiento de los modos  $H^+ \rightarrow W^+Z^0$  y  $H^+ \rightarrow W^+H_0$ .

### 5.1. Acoplamientos $H_i^+W^-Z^0$ , $H^+W^-\gamma$

Las teorías más allá del ME usualmente predicen la existencia de los bosones de Higgs cargados. En particular, estamos interesados en el estudio de los acoplamientos  $H^\pm W^\mp Z^0$ , ya que éste es un indicador de las representaciones exóticas de los tripletes o representaciones más altas, y la búsqueda de señales experimentales de estos acoplamientos ofrecerán pruebas únicas de la presencia de tales representaciones exóticas [52]. Además estas pruebas permitirían probar las simetrías del potencial de Higgs y determinar ya sea que los bosones de Higgs cargados provienen de un doblete débil o corresponden a un multiplete de Higgs más grande. Los decaimientos del bosón de Higgs cargado han sido estudiados en la literatura, incluyendo modos radiativos en  $W^+\gamma$  y  $W^+Z^0$  en el MDDH o MEMS [32]. La producción de los bosones de Higgs cargado en colisionadores hadrónicos ha sido estudiada, recientemente han sido presentados

cálculos más sistemáticos de los procesos de producción. Las cotas en la masa del bosón de Higgs cargado pueden ser obtenidas en TEVATRON [28], mientras que LEP reportó una cota de  $m_{H^\pm} \geq 100 \text{ GeV}$  [7].

Es sabido que el vértice  $H^\pm W^\mp Z^0$  es nulo a nivel árbol en extensiones del ME con dobletes y singletes de Higgs; lo mismo ocurre en el MEMS, este vértice sólo puede ser generado a un rizo en este modelo y sus extensiones con dobletes y singletes de Higgs [53, 54].

Sin embargo, cuando se incluyen representaciones exóticas este vértice surge a nivel árbol. Esto lo hace interesante, ya que a través de él se puede explorar la naturaleza considerándola con una estructura diferente a dobletes. Aunque ello nos lleva a un rompimiento de la simetría custodial ( $\rho = 1$ ), se puede realizar el análisis preservando esta simetría asociando un valor de expectación pequeño al multiplete exótico.

En el modelo considerado aquí, tenemos tres bosones de Higgs cargados,  $H_i^+$ , y sus acoplamientos a los bosones de norma surgen del término cinético del lagrangiano  $\mathcal{L}_{Kin}$ , dado como

El vértice  $H_i^+ W^- \gamma$  está ausente debido a la invariancia de norma; en efecto, este tipo de vértices sólo pueden surgir a nivel de un rizo en teorías renormalizables [1, 54].

El vértice  $H_i^+ W^- Z^0$  será utilizado para un análisis del decaimiento  $H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0$  en las regiones de parámetros relevantes del modelo, esto siguiendo la clasificación que se realizó de los mismos en el capítulo 3. Dicho análisis se presenta en la siguiente sección.

## 5.2. Decaimientos $H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0$

En modelos con tripletes de Higgs, el decaimiento  $H^+ \rightarrow W^+ Z^0$  se genera a nivel árbol como un resultado de la violación de la simetría custodial, lo cual está relacionado con lo observado para el valor  $\rho \simeq 1$  [41]. Así,  $H^+ \rightarrow W^+ Z^0$  puede ser también utilizado para estudiar las simetrías del sector de Higgs. Aunque los decaimientos han sido parcialmente discutidos en la literatura, optamos por realizar nuestro propio cálculo para verificar los resultados previos, y para utilizarlos como base en el cálculo de las razones de decaimiento que nos interesan. Posteriormente, se evaluarán las amplitudes correspondientes de  $H^+ \rightarrow W^+ Z^0$  a nivel árbol.

La estructura Lorentz general del vértice  $H_i^+ W^- V$  ( $V = \gamma, Z^0$ ) está dada por  $igm_W V_{\mu\nu}$ , donde  $V_{\mu\nu}$  es

$$V_{\mu\nu}(H^\pm \rightarrow W^\pm V) = [F_V g_{\mu\nu}]. \quad (5.1)$$

El ancho de decaimiento para el modo  $H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0$ , puede escribirse como:

$$\Gamma(H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0) = \frac{m_{H_i^\pm}}{16\phi} \lambda^{1/2}(1, w, z) \left[ |M_{LL}|^2 + |M_{TT}|^2 \right], \quad (5.2)$$

donde  $z = (m_Z/m_{H_i^\pm})^2$  y las cantidades  $|M_{TT}|^2$  y  $|M_{LL}|^2$  son las contribuciones de polarizaciones longitudinales y transversales finales de los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ . Como la masa del  $Z^0$  es diferente de cero, debe existir contribución de la polarización longitudinal.

El ancho de decaimiento dado en la ecuación (5.5), se evalúa numéricamente para diversas regiones de parámetros, de tal forma que se puede encontrar el comportamiento de este modo en el modelo aquí tratado. Esto se da en la sección de resultados de este capítulo.

### 5.3. Acoplamiento $H_i^+ W^- H_0$

Si nos enfocamos en las interacciones de norma del bosón de Higgs cargado, el acoplamiento  $H_i^+ \rightarrow W^+ H_0$  es muy sensible a la estructura de la derivada covariante y podría ser un vértice donde se observen desviaciones de las predicciones de otros modelos [1]. El vértice  $H_i^+ \rightarrow W^+ H_0$  correspondiente a este modelo se calcula nuevamente del término cinético o de la derivada covariante, dada en la ecuación (5.1). La forma del vértice es

$$H_i^+ W^- H_0 : ig \left( \frac{1}{\sqrt{2}} Y_{11} (U_{2i} - U_{1i}) + \frac{1}{4} Y_{31} (U_{4i} - U_{3i}) \right). \quad (5.3)$$

$H_i^+$  son los bosones de Higgs cargados del modelo,  $W^-$  es el bosón de norma con carga negativa y  $H_0$  el bosón de Higgs escalar más ligero del modelo. Los  $U_i^j$  son los coeficientes que surgen de la diagonalización de  $M_C^2$ ; los  $Y_1^j$  son los coeficientes o ángulos de mezcla de los bosones de Higgs neutros y surgen cuando diagonalizamos la matriz  $M_S^2$ :

$$H_0 = Y_1^1 \text{Re}\phi_1^0 + Y_2^1 \text{Re}\phi_2^0 + Y_3^1 \text{Re}\xi_0. \quad (5.4)$$

### 5.4. Decaimientos $H_i^+ \rightarrow W^+ H_0$

Uno de los principales modos de decaimiento de los bosones de Higgs cargados es  $H_i^+ \rightarrow W^+ H^0$ , donde  $H_0$  es el bosón de Higgs escalar neutro más ligero correspondiente, puesto que su señal es limpia en el experimento y se podrán distinguir fácilmente del fondo de QCD [1]. Si el bosón de Higgs cargado está realmente asociado con el mecanismo de Higgs, su acoplamiento con fermiones vendría del sector de Yukawa y los correspondientes decaimientos tendrían razones de decaimiento más altas si los fermiones son más y más pesados. El decaimiento  $H^+ \rightarrow W^+ H^0$  se da a nivel árbol, y puede ser importante en determinadas regiones de los parámetros del sector de Higgs, como ya ha sido reportado en la Ref. [54] para el caso del MEMS, el cual podría ser fenomenológicamente uno de los más importantes, pues la detección de los bosones de Higgs cargados sería posible a través de los estados finales de  $W^+ H_0 \rightarrow l\nu b\bar{b}$  [55].

El vértice  $H_i^+ W^- H_0$  induce el decaimiento  $H_i^+ \rightarrow W^+ H^0$ , que en este modelo se encuentra permitido cinemáticamente en casi toda la región de parámetros. El correspondiente decaimiento está dado por

$$\Gamma(H^+ \rightarrow W^+ H^0) = \frac{g^2 \lambda^{1/2} (m_{H^\pm}^2, m_W^2, m_{H^0}^2)}{64\phi m_{H^\pm}^3} \times \left[ m_W^2 - 2(m_{H^\pm}^2 + m_{H^0}^2) + \frac{(m_{H^\pm}^2 + m_{H^0}^2)^2}{m_W^2} \right], \quad (5.5)$$

donde  $\lambda$  es el factor cinemático usual:  $\lambda(a, b, c) = (a - b - c)^2 - 4bc$ . Este modo de decaimiento ha sido estudiado en la literatura [1].

En este decaimiento contribuyen los sectores fermiónicos (t,b), bosón de norma-bosón de Higgs neutro ( $W^\pm, \phi^0$ ) ( $\phi^0 = H_i^0$ ) y bosón de Higgs cargado-bosón de Higgs neutro ( $H_i^+, H_0$ ), pero no hay contribución de los escalares CP-impar,  $P_i$ .

## 5.5. Acoplamiento Yukawa

Las expresiones para los anchos de decaimiento de los principales acoplamiento de Yukawa son:

$$\Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b}) = \frac{N_c g^2}{32\phi m_W^2 m_{H^\pm}^3} \lambda^{1/2} (m_{H^\pm}^3, m_t^2, m_b^2) \times [(m_{H^\pm}^3 - m_t^2 - m_b^2)(m_b^2 \tan^2 \beta T_2 + m_t^2 \text{ctg}^2 \beta T_1) - 4m_b^2 m_t^2 T_1 T_2] \quad (5.6)$$

y

$$\Gamma(H^+ \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau) = \frac{g^2}{32\phi m_W^2 m_{H^\pm}^3} \lambda^{1/2} (m_{H^\pm}^3, 0, m_\tau^2) \times m_\tau^2 \tan^2 \beta T_2 (m_{H^\pm}^3 - m_\tau^2). \quad (5.7)$$

$T_1$  y  $T_2$  provienen de los ángulos de mezcla en la matriz de masa  $M_C^2$ . Se realizan las evaluaciones numéricas del  $BR$  para los cuatro modos de decaimientos considerados. El resto de los valores de los parámetros se toman como se dio en el capítulo anterior.

## 5.6. Resultados numéricos para las razones de decaimiento

En las secciones anteriores se dan las expresiones correspondientes a los vértices  $H^+ W^- Z$  y  $H^+ W^- H_0$ , así como los anchos de decaimiento correspondiente. Éstos serán utilizados para el cálculos de las razones de decaimiento para los modos  $H_i^+ \rightarrow W^+ Z$  y  $H_i^+ \rightarrow W^+ H_0$ . Se calculan las razones de decaimientos (conocidas en la literatura como *Branching Ratio*,  $BR$ ) de los decaimientos en los modos anteriores, considerando todos los decaimientos posibles, en este caso los más importantes.

Se realiza el cálculo de las razones de decaimiento para los modos:

- $H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0$
- $H_i^+ \rightarrow W^+ H^0$
- $H_i^+ \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$
- $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$

Los cálculos se realizan a nivel árbol en el sector de Higgs cargado del modelo descrito en este trabajo.

El  $BR$  correspondiente al modo  $W^- Z^0$  se calcula como:

$$BR(H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0) = \frac{\Gamma(H^+ \rightarrow W^+ Z^0)}{\sum_{\text{todos}} \Gamma(H^+ \rightarrow \text{todos})}, \quad (5.8)$$

donde

$$\sum_{\text{todos}} \Gamma(H_i^+ \rightarrow \text{todos}) = \Gamma(H_i^+ \rightarrow t\bar{b}) + \Gamma(H_i^+ \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau) + \Gamma(H_i^+ \rightarrow W^+ H_0) + \Gamma(H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0). \quad (5.9)$$

Estos decaimientos se evalúan en el modelo aquí expuesto para los tres diferentes escenarios definidos para los parámetros, considerando algunos de los casos que en ellos se dan (ver Tablas 4.1, 4.2 y 4.3).

Para el análisis se consideran los diferentes escenarios definidos anteriormente para los parámetros. Los parámetros restantes se fijan para los diferentes escenarios ( $\lambda$  y  $\tan \beta$ ). Se toman los valores de las

masas de las diferentes partículas como sigue:  $m_t = 175$  GeV,  $m_b = 5$  GeV,  $m_\nu = 0$  GeV y  $m_\tau = 17$  GeV. Las masas de los bosones de Higgs cargados son obtenidas, como se describió en el capítulo 4, a través de las matrices de masa sin incluir la corrección radiativa.

En el escenario I se realizan los cálculos tomando los valores de  $\lambda = 0.5, 1$  y  $\tan\beta = 5, 10, 15$ , para cada valor de  $\lambda$ . Se presentan los resultados para los casos A y D de este escenario, para cada uno de los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$ . En la Fig. 5.1 se presentan las razones de decaimiento para el caso A con  $\lambda = 0.5$ . En este escenario, el decaimiento del bosón de Higgs cargado más ligero  $H_1^+ \rightarrow W^+H_0$  no es cinemáticamente permitido, por lo que en la figura sólo se presentan los resultados para los bosones de Higgs cargados  $H_2^+$  y  $H_3^+$ . Para  $H_2^+$ , el segundo más ligero, se observa que el modo dominante es el  $W^+Z^0$ , señal clara de la presencia del triplete; el modo  $WH_0$  tiene una razón de decaimiento significativa, pero menor que la del  $t\bar{b}$ . Para  $H_3^+$ , el más pesado,  $W^+Z^0$  presenta una razón de decaimiento del orden  $10^{-1}$ ;  $W^+H_0$  es dominante y  $t\bar{b}$  domina conforme aumenta  $\tan\beta$ .

Para  $\lambda = 1$  en este escenario I (ver Fig. 5.2), el modo  $W^+H_0$  es dominante cuando se toma  $H_2^+$  y para  $H_3^+$  cuando  $\tan\beta$  crece, el modo  $W^+Z^0$  permanece en un orden de  $10^{-2}$ , dominando en el bosón  $H_3^+$  con  $\tan\beta$  pequeña.  $t\bar{b}$  se incrementa en un orden conforme  $\tan\beta$  crece. El modo  $\tau\bar{\nu}_\tau$  es el más suprimido de los cuatro, tomando su mayor valor en el orden de  $10^{-3}$  cuando  $\lambda = 0.5$  y  $\tan\beta$  es grande. En el caso D se observa un comportamiento diferente en las razones de decaimiento, como se puede apreciar en la Fig. 5.3 y 5.4, donde se observa el comportamiento de estas razones para valores de  $\lambda = 0.5$  y  $\lambda = 1$ , respectivamente. Aunque  $W^+Z^0$  es significativo, el modo  $WH_0$  se incrementa a  $10^{-1}$  en  $H_2^+$ , siendo más sensible al aumento de  $\tan\beta$  y a la variación de  $\lambda$ . Lo mismo ocurre para  $H_3^+$ , tanto para  $W^+Z^0$  que se incrementa y  $W^+H_0$  queda en un orden de  $10^{-1}$ . Cuando crece  $\lambda$ , a diferencia del caso A, los modos se aplanan:  $W^+H_0$  se presenta dominante para  $H_3^+$  y  $W^+Z^0$  para  $H_2^+$ .

En el escenario II, un escenario que simula el MEMS, encontramos un comportamiento típico de las razones de decaimiento, esto se muestra en las Figuras 5.5 y 5.6 para  $\lambda = 0.5$  y  $\lambda = 1$ , respectivamente. Aquí,  $t\bar{b}$  domina para  $H_1^+$ , el más ligero, en cualquier combinación de los parámetros restantes; se observa que  $W^+H_0$  tiene un orden de  $10^{-2}$ , como se observa en otros modelos reportados en la literatura [54]. El modo  $W^+Z^0$  domina cuando se toma  $H_2^+$  y  $H_3^+$  para cualquier combinación de los parámetros. A pesar de encontrarse suprimidos los efectos del triplete en el rompimiento suave de la simetría en el potencial, la presencia de éste se hace notar en este hecho. El modo  $W^+H_0$  se comporta típicamente a lo reportado para modelos con presencia de tripletes; cuando  $\tan\beta$  crece el orden de éste decrece, la variación de  $\lambda$  no afecta el comportamiento de éste.

Para el escenario III se tomó el caso F, que presenta una región de parámetros  $TP$ . La participación de los dobletes y tripletes en este escenario está equilibrada en el potencial de rompimiento suave de la simetría, se presentan los resultados en las Figuras 5.7 y 5.8 para los valores de  $\lambda = 0.5$  y  $\lambda = 1$ , respectivamente. Nuevamente, se encuentra que para  $H_1^+$  el modo dominante es  $t\bar{b}$ . El comportamiento de  $W^+Z^0$  y  $W^+H_0$  es similar al del escenario II. Se observa un dominio de los dobletes en el comportamiento, sin embargo en este escenario se puede observar un incremento de 1 orden del modo  $W^+H_0$  cuando se toma los bosones de Higgs cargados más pesados con una  $\tan\beta$  grande.

Estos resultados se encuentra en concordancia con los resultados obtenidos en el cálculo del BR de estos decaimientos en Lagrangianos efectivos [26]. Además, se compararon con los resultados obtenidos

**CAPÍTULO 5. EL SECTOR DE HIGGS CARGADO**  
**5.6. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LAS RAZONES DE DECAIMIENTO**

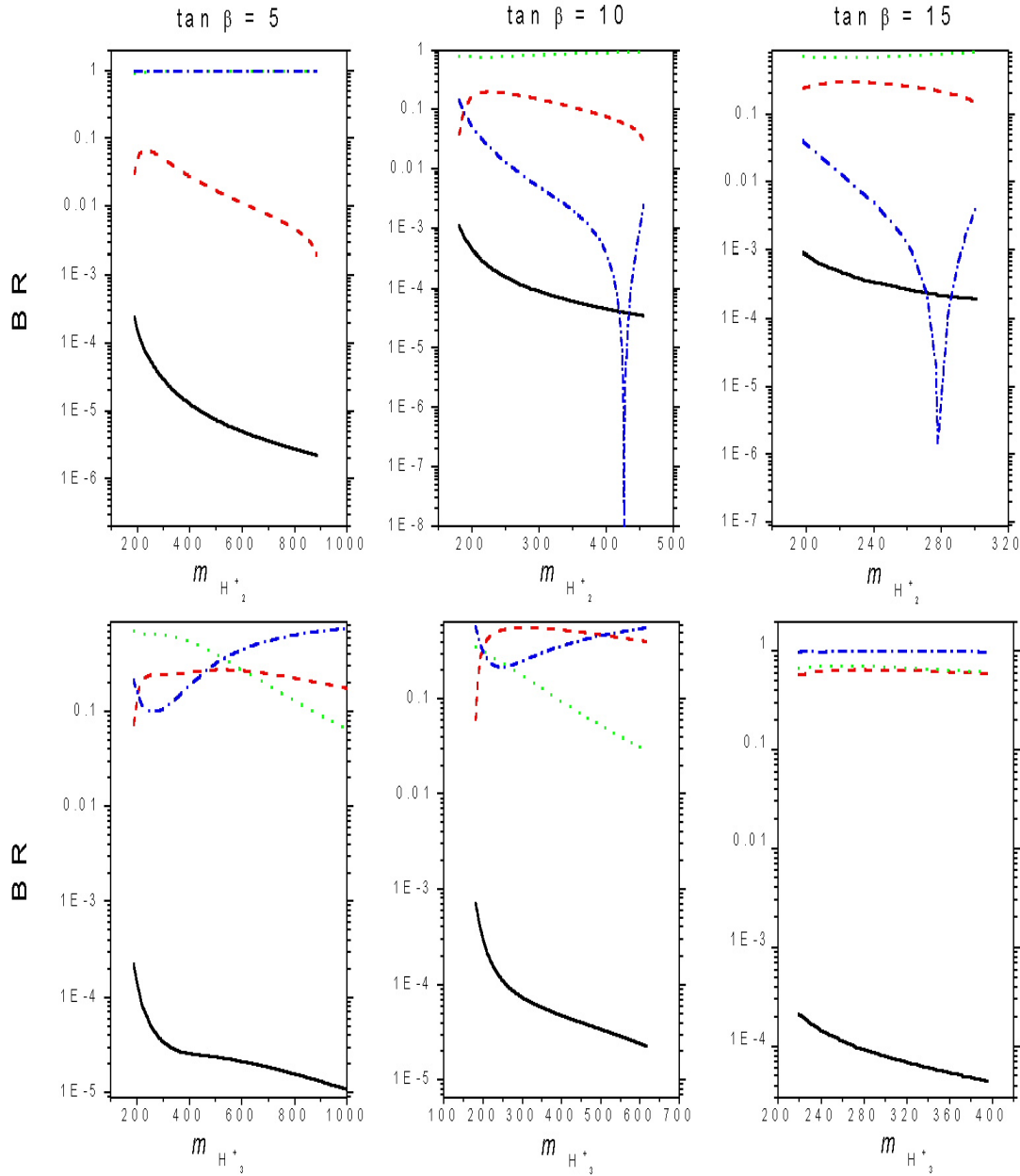


Figura 5.1: Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario I, caso A, considerando  $\lambda = 0.5$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_2^+$  y el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan \beta = 5, 10$  y  $15$ .

**CAPÍTULO 5. EL SECTOR DE HIGGS CARGADO**  
**5.6. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LAS RAZONES DE DECAIMIENTO**

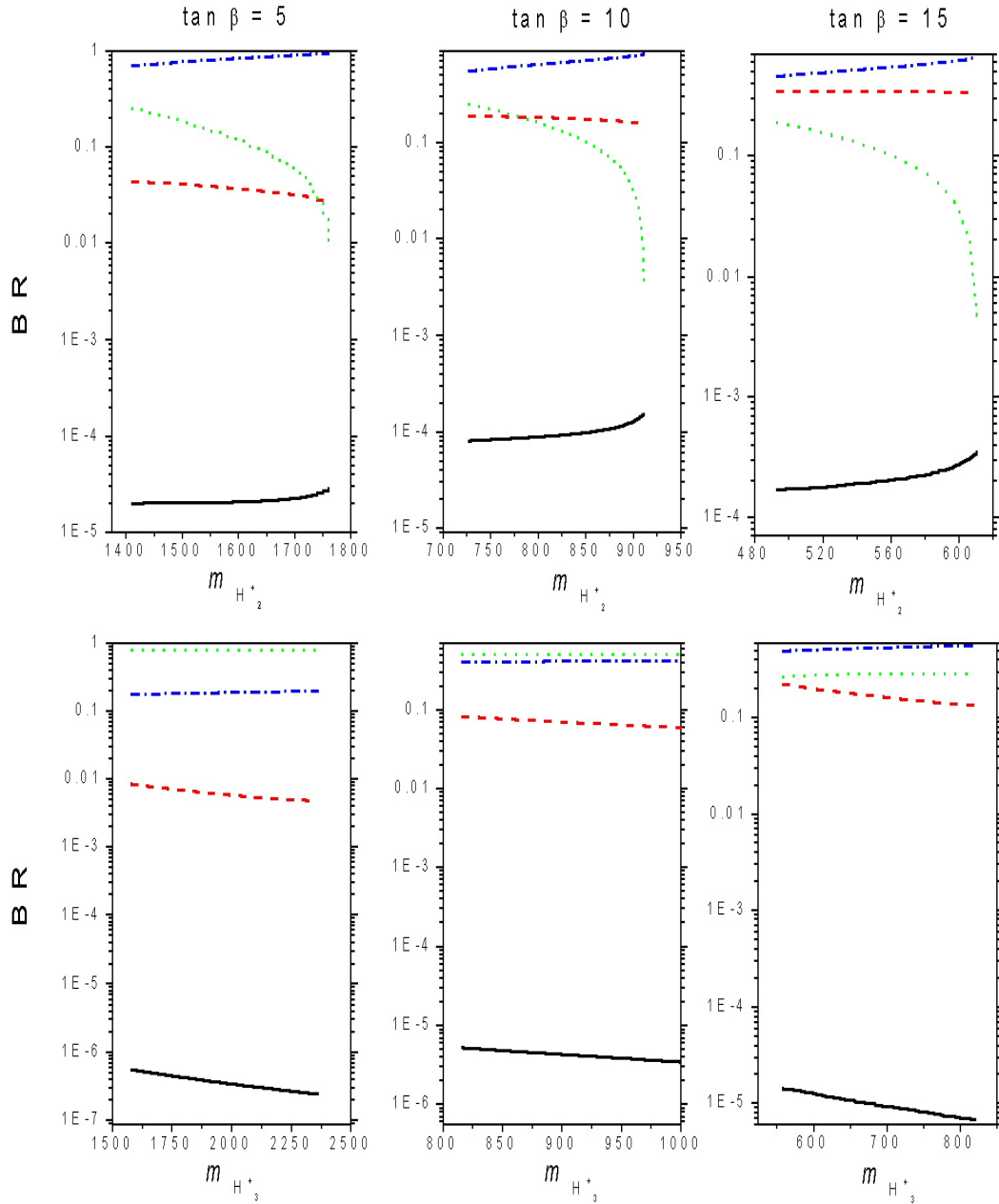


Figura 5.2: Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario I, caso A, considerando  $\lambda = 1.0$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\nu_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_2^+$  y el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan \beta = 5, 10$  y  $15$ .

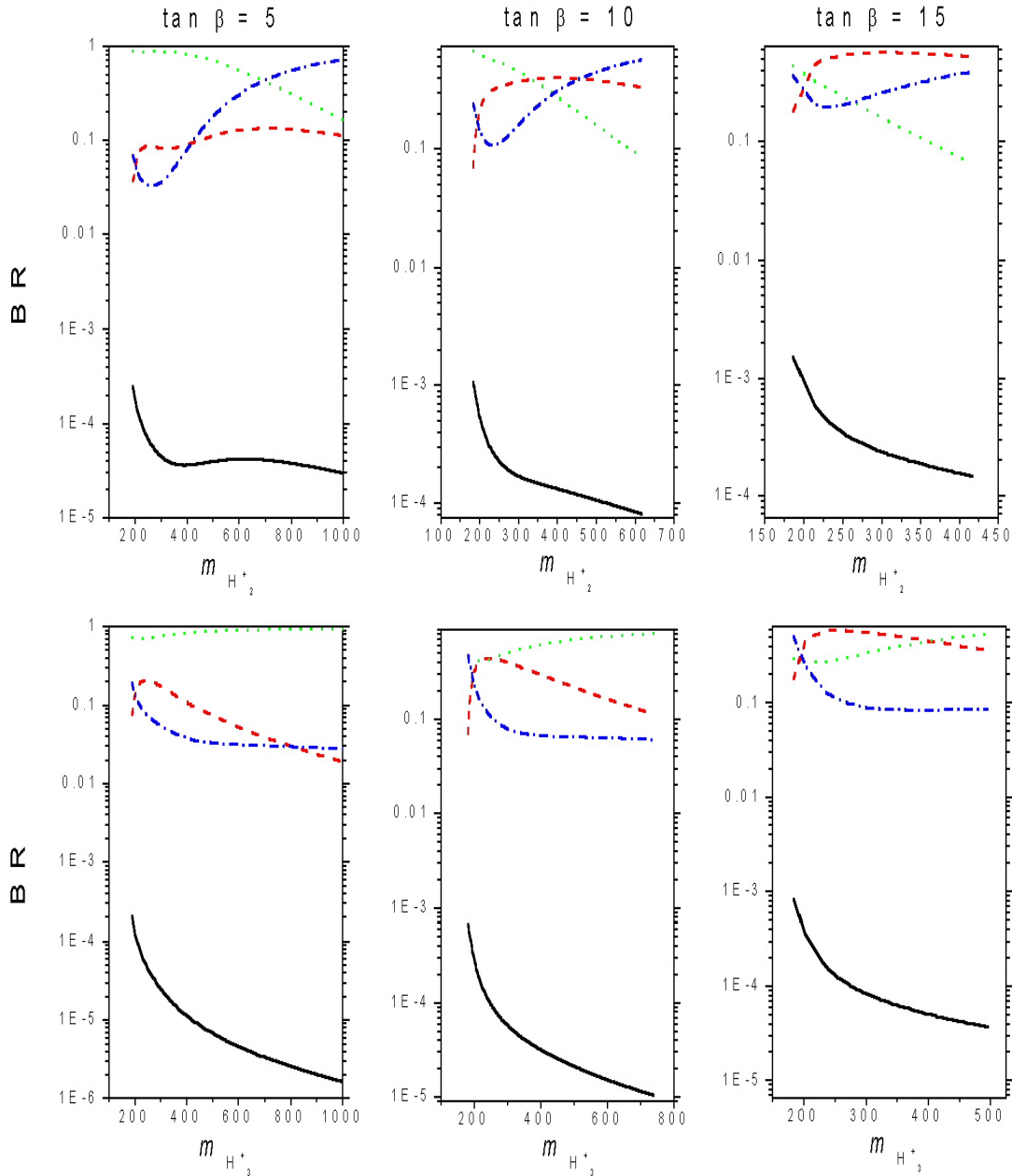


Figura 5.3: Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario I, caso D, considerando  $\lambda = 0.5$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_2^+$  y el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan \beta = 5, 10$  y  $15$ .

**CAPÍTULO 5. EL SECTOR DE HIGGS CARGADO**  
**5.6. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LAS RAZONES DE DECAIMIENTO**

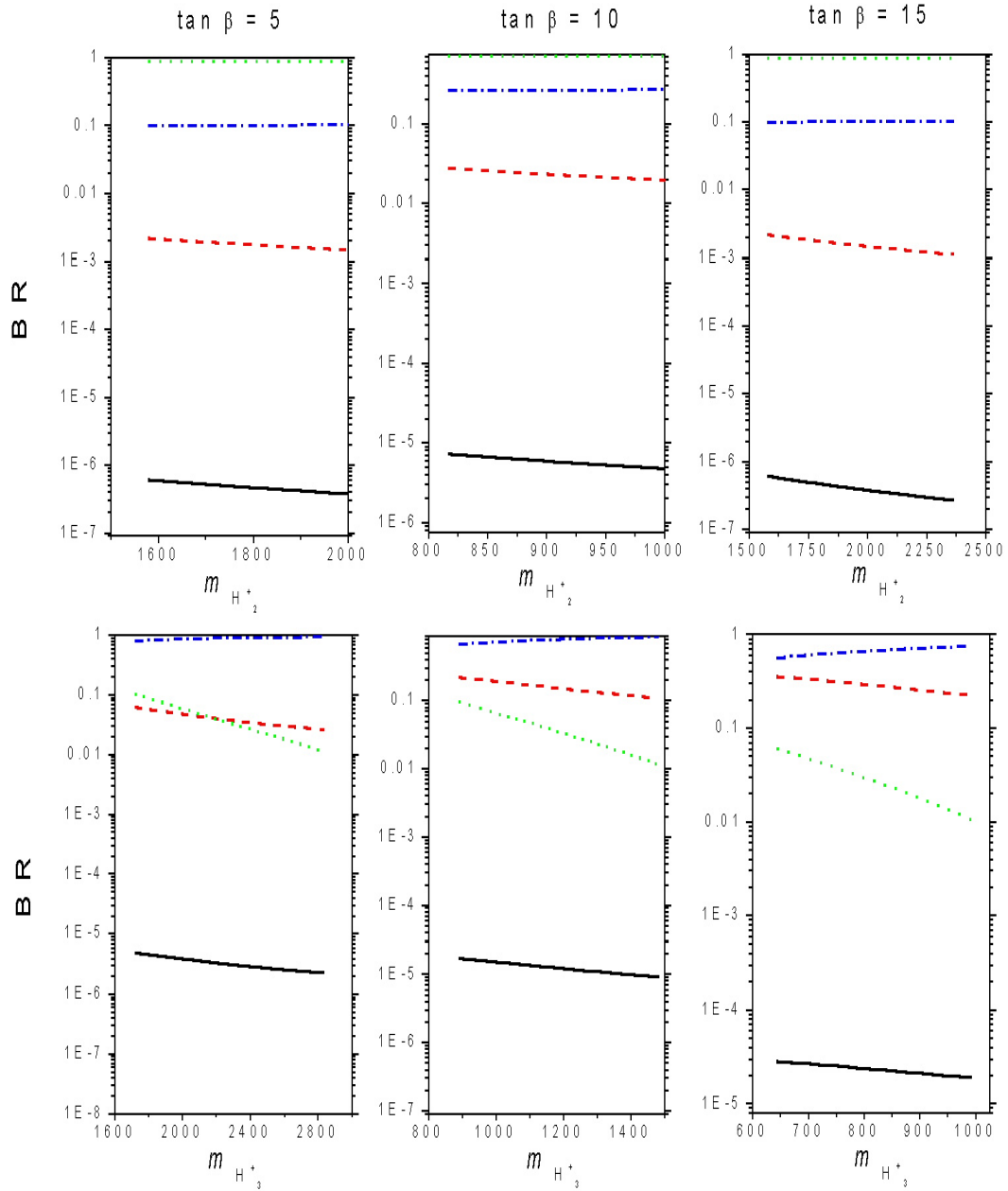


Figura 5.4: Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario I, caso D, considerando  $\lambda = 1.0$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+ H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_2^+$  y el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan \beta = 5, 10$  y  $15$ .

**CAPÍTULO 5. EL SECTOR DE HIGGS CARGADO**  
**5.6. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LAS RAZONES DE DECAIMIENTO**

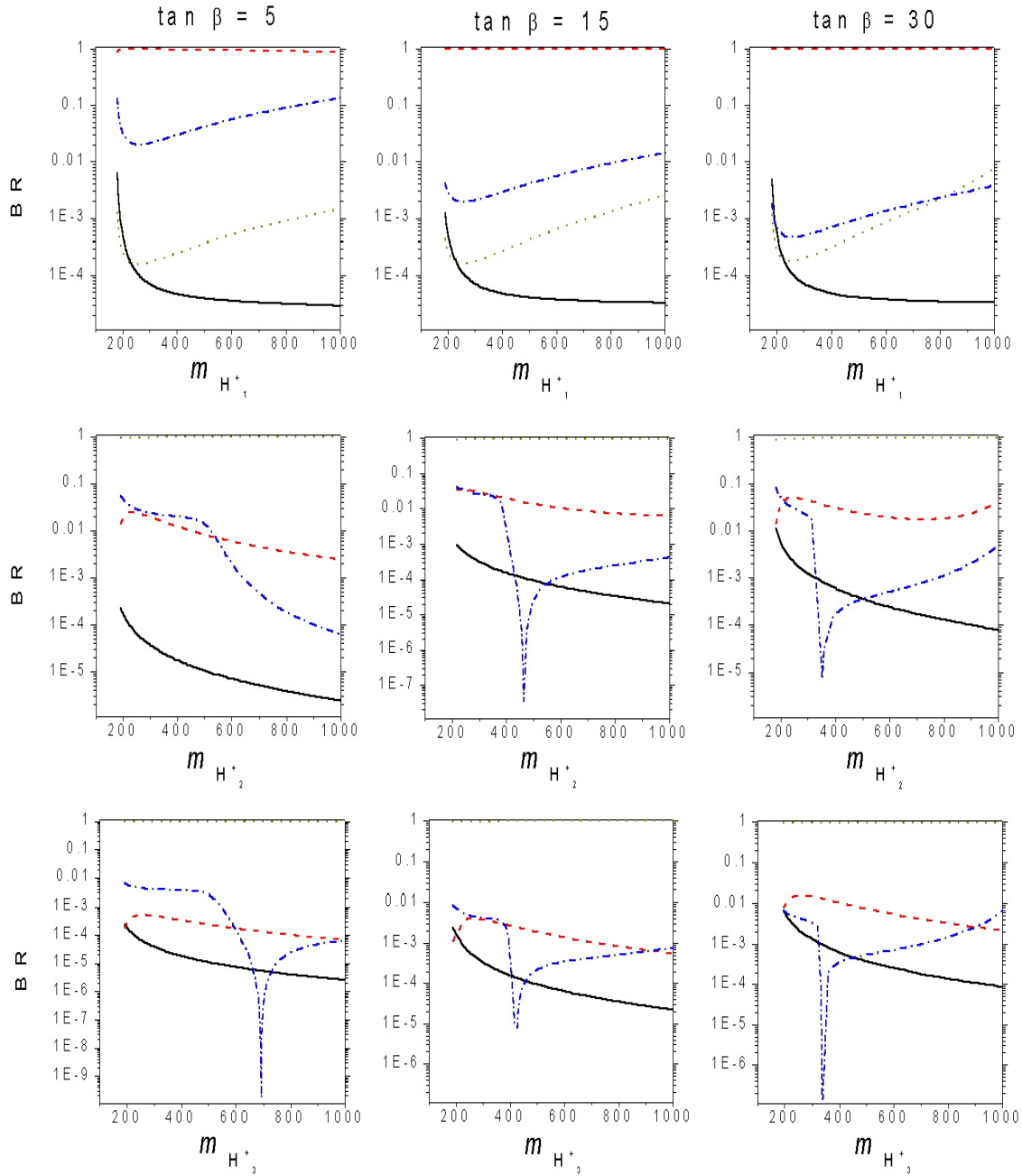


Figura 5.5: Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario II, considerando  $\lambda = 0.5$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_1^+$ , el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_2^+$ , y el tercer renglón a  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan\beta = 5, 15$  y  $30$ .

**CAPÍTULO 5. EL SECTOR DE HIGGS CARGADO**  
**5.6. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LAS RAZONES DE DECAIMIENTO**

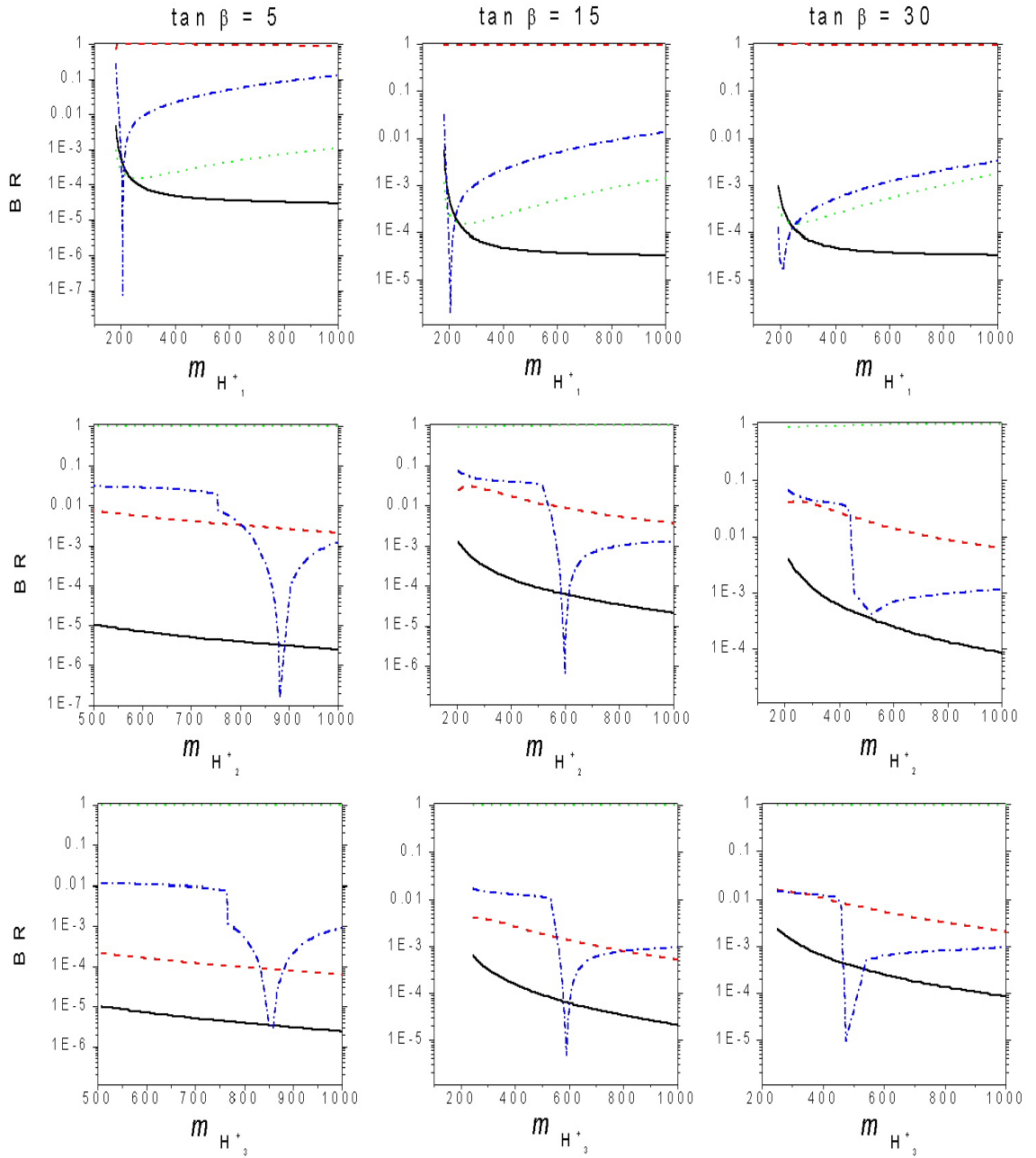


Figura 5.6: Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario II, considerando  $\lambda = 1.0$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_1^+$ , el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_2^+$ , y el tercer renglón a  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan\beta = 5, 15$  y  $30$ .

**CAPÍTULO 5. EL SECTOR DE HIGGS CARGADO**  
**5.6. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LAS RAZONES DE DECAIMIENTO**

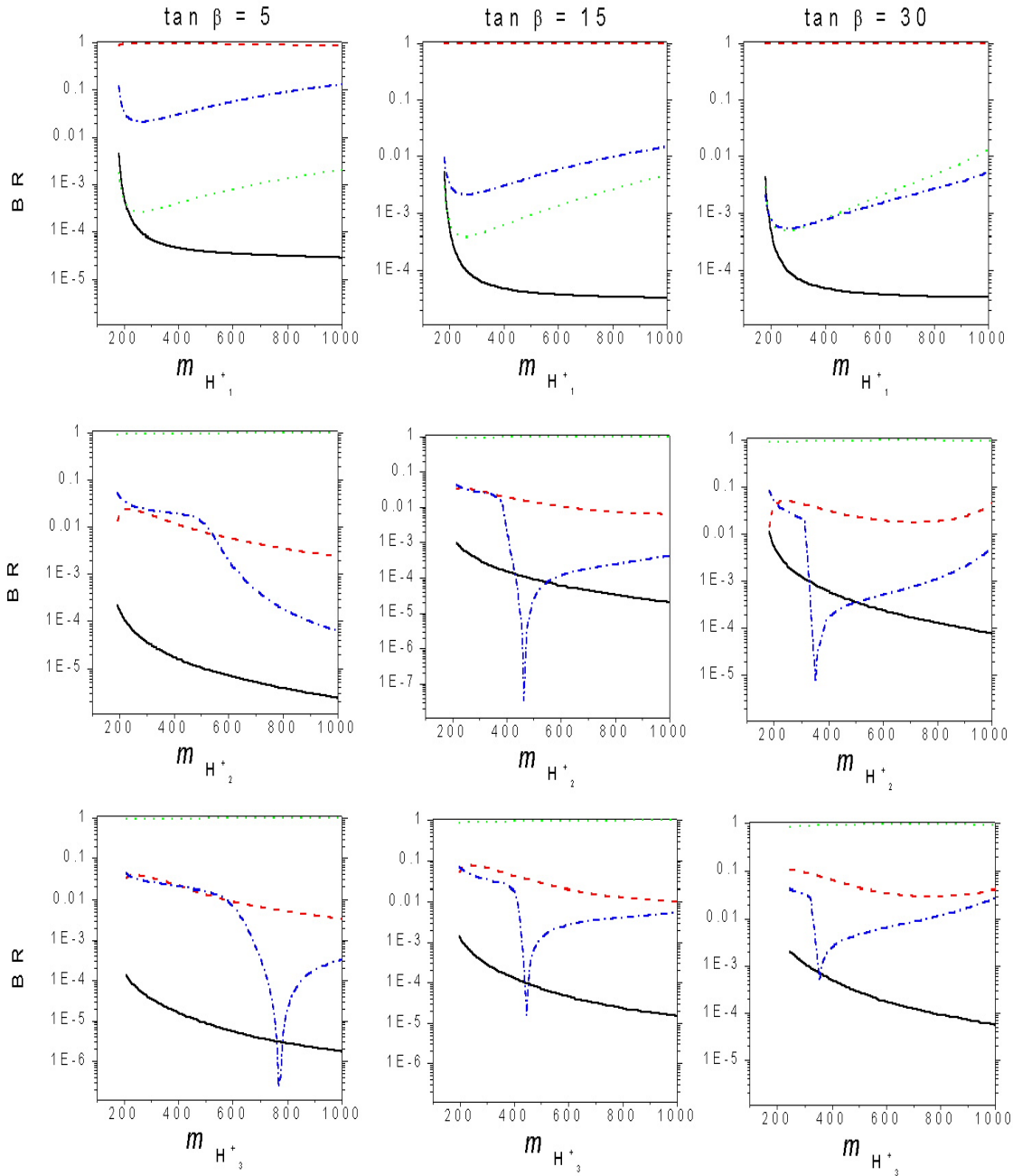
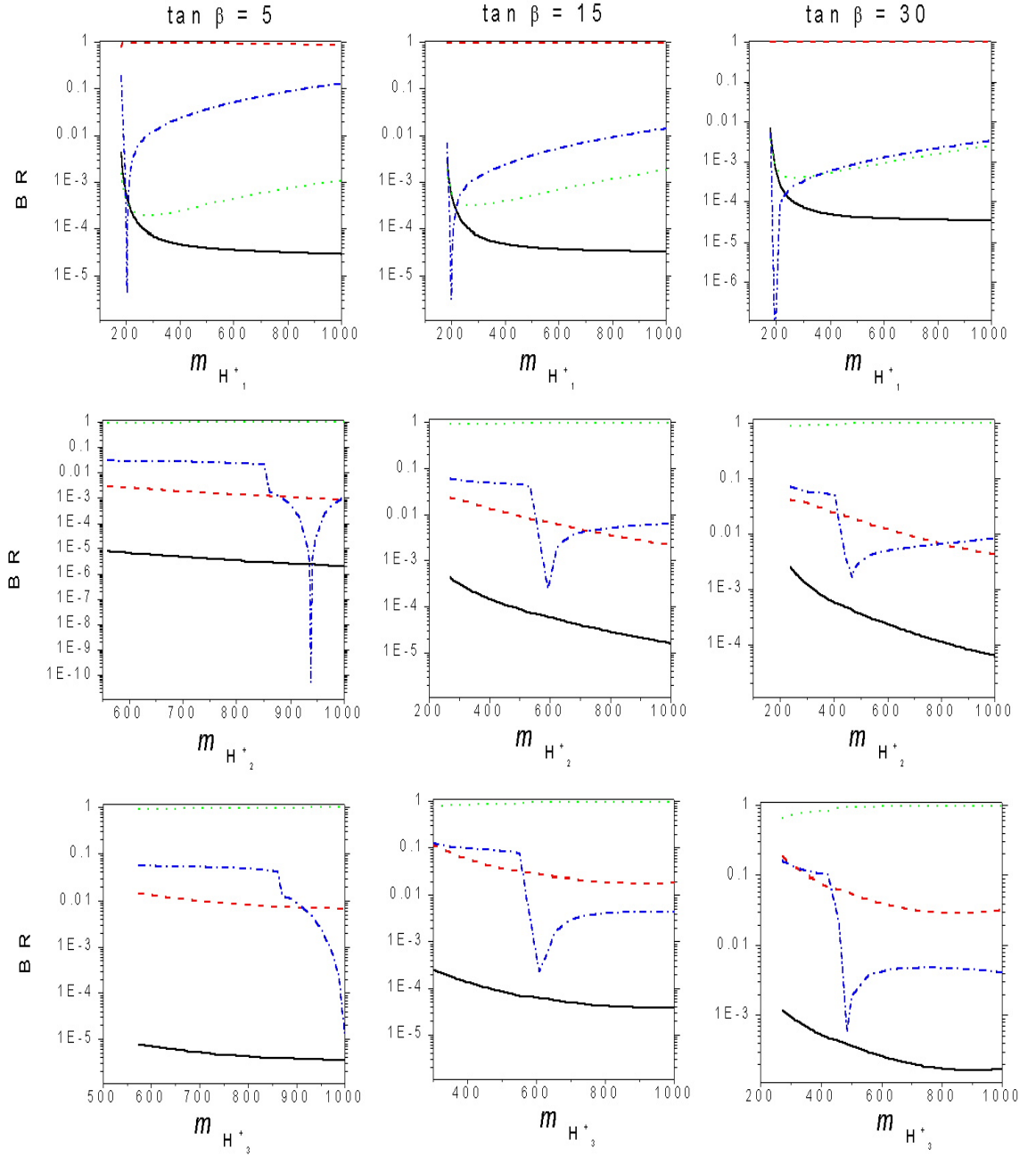


Figura 5.7: Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario III, considerando  $\lambda = 0.5$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del bosón de Higgs cargado  $H_1^+$ , el segundo renglón al bosón de Higgs cargado  $H_2^+$ , y el tercer renglón a  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan \beta = 5, 15$  y  $30$ .

**CAPÍTULO 5. EL SECTOR DE HIGGS CARGADO**  
**5.6. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LAS RAZONES DE DECAIMIENTO**



*Figura 5.8: Razones de decaimiento los bosones de Higgs cargados  $H_i^+$  en los principales modos para el Escenario III, considerando  $\lambda = 1.0$ . Las líneas corresponden a los modos como sigue: a) línea segmentada,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ; b) línea puntuada,  $H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0$ ; c) línea sólida,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ ; y la línea segmento-punto,  $H_i^+ \rightarrow W^+ H_0$ . En la figura se presentan estos modos para cada uno de los bosones de Higgs cargados, el primer renglón corresponde al caso del Higgs cargado  $H_1^+$ , el segundo renglón al Higgs cargado  $H_2^+$ , y el tercer renglón a  $H_3^+$ . En las columnas se muestran estos cálculos para  $\tan \beta = 5, 15$  y  $30$ .*

usando el programa HDECAY para valores específicos de  $\tan \beta$  [56].

Podemos afirmar que dado el alto número de bosones de Higgs cargados que se espera producir en futuros colisionadores (del orden de  $10^6 - 10^5$  para  $m_{H^\pm} = 200 - 300$  GeV) será posible detectar  $H_i^+ \rightarrow W^+ H_0$  incluyendo  $BR(W \rightarrow l\nu_l) \sim 10^{-1}$  y  $BR(H_0 \rightarrow b\bar{b}) \sim 1$ , con  $BR(H_i^+ \rightarrow W^+ H_0) \sim 10^{-3}$ , el cual se alcanza en varios escenarios discutidos en nuestro modelo.

# Capítulo 6

## Conclusiones

Hemos estudiado una extensión del MEMS que incluye un triplete de Higgs complejo adicional. Esta simple extensión muestra un espectro de escalares muy rico, con predicciones fenomenológicas definidas. A partir del estudio del potencial de Higgs, se determinan las condiciones de minimización del mismo y se construyen las matrices de masa de los bosones de Higgs. En esta tesis identificamos varios escenarios donde el espectro de masas y los acoplamientos de los Higgs pueden ser estudiados mediante la diagonalización de las matrices de masa del sector de Higgs del modelo, tanto para bosones de Higgs neutros como cargados. Para el sector de Higgs neutro, se encuentra que las diferencias de masas entre los estados CP-par y CP-impar, imitarían una señal de violación de CP en el MEMS, éstas se encuentran presentes en este modelo, aún cuando no se incluyen fases que violen explícitamente la simetría CP.

Por otra parte, también se discutió la posible cota en las masas de Higgs neutros en LEP2, así como las regiones del espacio de parámetros donde al menos uno de los bosones de Higgs podría ser detectado en el Colisionador Lineal Futuro (NLC) con una energía del centro de masa de  $\sqrt{s} = 500$  GeV. Encontramos que un bosón de Higgs ligero dentro del rango de masas 40-100 GeV, que escapa de las cotas de LEP2, podría ser detectable en NLC, para ésto evaluamos los acoplamientos del Higgs con el par bosónico  $Z^0 Z^0$  y la sección eficaz  $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0(H_0, H_i^0))$ .

Finalmente, también estudiamos los decaimientos del Higgs cargado cuya detección sería una señal muy clara de física más allá del ME a diferencia del Higgs neutro que es difícil distinguir entre diferentes modelos. Entre los decaimientos relevantes que estudiamos se encuentran  $H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0$ ,  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ ,  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$  y  $H_i^+ \rightarrow W^+ H_0$ . Este último puede ser permitido cinemáticamente en varios escenarios.

$H^+ W^- Z^0$ , es permitido a nivel árbol en este modelo, pero se encuentra suprimido debido a la restricción del parámetro  $\rho$ . El vértice  $H^+ W^- \gamma$  es ausente en este modelo debido a la invariancia de norma, aunque puede ser generado a un rizo.

Estos decaimientos son sensibles a los diferentes parámetros del modelo (definidos por los mismos escenarios del caso neutro) y su magnitud depende también de la composición (doblete o triplete) que predomina en un estado físico dado. De esta manera, encontramos que no sólo los modos  $H_i^+ \rightarrow W^+ Z^0$  y  $H_i^+ \rightarrow W^+ H_0$  alcanzan valores significativos (del orden  $10^{-2}$  a  $10^{-1}$ , o incluso para algunos casos ser

dominantes) lo cual permite estimar que son detectables, sino que también los modos  $H_i^+ \rightarrow t\bar{b}$ , y  $H_i^+ \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$ , que son los dominantes en MEMS y otros modelos, pueden ser modificados significativamente en este caso.

Así pues, el modelo que estudiamos en esta tesis, predice un espectro rico de escalares, cuya detección sería el objetivo de los futuros colisionadores (NLC, LHC y VLHC), para lo cual nuestro modelo permitiría hacer estudios y simulaciones con un conjunto de parámetros bien definidos, para determinar cual es el nivel estadístico con el cual las señales se compararán con los ruidos provenientes del ME.

## Apéndice A

# Introducción a la Supersimetría

Supersimetría es una simetría entre bosones y fermiones, esto es, es una simetría entre estados de espín diferente [31]. Por ejemplo, una partícula de espín 0 es mapeada a una partícula de espín 1/2 bajo una transformación supersimétrica. Así, los generadores  $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$  de la transformación supersimétrica deben transformarse en las representaciones de espín 1/2 del grupo de Lorentz. Estos nuevos generadores fermiónicos junto con el cuadrivector  $P_m$  y los generadores de las transformaciones de Lorentz, forman un álgebra de Lie de Grado, la cual además de contener conmutadores tiene anticonmutadores en sus relaciones. El caso más simple del álgebra supersimétrica ( $N = 1$ ) está dado por las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned}
 \{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} &= 2\sigma_{\alpha\dot{\beta}}{}^m P_m \\
 \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \\
 [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, P_m] &= [Q_\alpha, P_m] = 0 \quad . \\
 [Q_\alpha, M^{mn}] &= \frac{1}{2}\sigma_\alpha{}^{mn\beta} Q_\beta \\
 [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, M^{mn}] &= \frac{1}{2}\bar{\sigma}_{\dot{\alpha}}{}^{mn\dot{\beta}} Q_{\dot{\beta}}
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

Los índices griegos ( $\alpha, \beta, \dots, \dot{\alpha}, \dot{\beta}, \dots$ ) corren de 1 a 2 y denotan los espinores de Weyl de dos componentes. Los índices latinos ( $m, n, \dots$ ) corren de 1 a 4 e identifican los cuadvectores de Lorentz.  $\sigma^m$  son las matrices de Pauli y las  $\sigma^{mn}$  son los generadores del grupo de Lorentz en la representación espinorial, dados por

$$\sigma^{mn} = \frac{1}{4}(\sigma^n \bar{\sigma}^m - \sigma^m \bar{\sigma}^n) \quad , \quad \bar{\sigma}^{mn} = \frac{1}{4}(\bar{\sigma}^n \sigma^m - \bar{\sigma}^m \sigma^n) . \tag{A.2}$$

En general, se tiene que  $N \geq 1$ ; cuando se elige  $N = 1$  se tiene el álgebra SUSY, mientras que cuando  $N > 1$  se les llama álgebras supersimétricas extendidas.

Los estados de partícula en una teoría del campo supersimétrica forman representaciones (supermultipletes) del álgebra supersimétrica (A.1). Algunos de los aspectos principales de la teoría de la representaciones son:

- (a) Hay un número igual de grados de libertad bosónicos  $n_B$  y grados de libertad fermiónicos  $n_F$  en un supermultiplete:

$$n_B = n_F . \tag{A.3}$$

- (b) Las masas de todos los estados en un supermultiplete son degeneradas. En particular, las masas de los bosones y fermiones son iguales:

$$m_B = m_F. \quad (\text{A.4})$$

- (c)  $Q$  tienen dimensión de masa  $1/2$  y así, las dimensiones de masa de los campos en un supermultiplete difieren por  $1/2$ .

Los dos multipletes irreducibles que son importantes para construir el Modelo Estándar Supersimétrico son los multipletes quirales y los multipletes vectoriales, éstos serán discutidos en la próxima sección.

## A.1. El supermultiplete quiral

El supermultiplete quiral  $\Phi$  contiene un campo escalar complejo  $A(x)$  de espín 0 y dimensión de masa 1, un fermión de Weyl  $\psi_\alpha(x)$  de espín  $1/2$  y dimensión de masa  $3/2$  y un campo escalar complejo  $F(x)$  de espín 0 y dimensión de masa 2,

$$\Phi = (A(x), \psi_\alpha(x), F(x)). \quad (\text{A.5})$$

$\Phi$  tiene cuatro grados de libertad bosónicos reales ( $n_B = 4$ ) y cuatro grados de libertad fermiónicos reales ( $n_F = 4$ ), de acuerdo con la ecuación (A.3). Las transformaciones supersimétricas actúan sobre los campos en un multiplete como:

$$\begin{aligned} \delta_\xi A &= \sqrt{2}\xi\varphi \\ \delta_\xi \varphi &= \sqrt{2}\xi F + i\sqrt{2}\sigma_m \bar{\xi} \partial_m A \\ \delta_\xi F &= i\sqrt{2}\bar{\xi} \bar{\sigma}_m \partial_m \varphi. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

donde  $\delta_\xi$  es una transformación infinitesimal que mapea los campos tensoriales en campos espinoriales y vice versa. Los parámetros de la transformación  $\xi^\alpha$  son los parámetros de Grassman: constantes complejas que anticonmutan [31] ( $\xi_\alpha \xi_\beta = -\xi_\beta \xi_\alpha$ ).<sup>1</sup> El campo  $F$  tiene la dimensión de masa más alta de los miembros del multiplete y como consecuencia de esto, no se puede transformar en cualquier otro campo, sino que se transforma en sus derivadas. Ésto se usa para construir la densidad lagrangiana, la cual se transforma como una derivada total bajo transformaciones supersimétricas dejando invariantes a las acciones correspondientes [31].

Para el multiplete quiral, un lagrangiano it SUSY renormalizable está dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(A, \psi, F) = & -i\bar{\psi}\bar{\sigma}^m \partial_m \psi - \partial(m\bar{A}\partial^m A + F\bar{F}) \\ & + m(A\bar{F} + \bar{A}F - \frac{1}{2}(\psi\psi + \bar{\psi}\bar{\psi})), \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

donde  $m$  y  $Y$  son parámetros reales.

<sup>1</sup>Las transformaciones (A.6) se pueden expresar a través del operador  $Q$  como

$$\delta_\xi = \xi Q + \bar{\xi} \bar{Q},$$

con  $Q$  y  $\bar{Q}$  obedeciendo (A.1).

Esta acción tiene la peculiaridad de no contener un término cinético para  $F$ ; como consecuencia de esto, las ecuaciones de movimiento para  $F$  son puramente algebraicas,

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \bar{F}} &= F + m\bar{A} + y\bar{A}^2 = 0, \\ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F} &= \bar{F} + m\bar{A} + yA^2 = 0.\end{aligned}\tag{A.8}$$

Así,  $F$  no es un campo dinámico (de ahí que se le llame campo auxiliar) y puede ser eliminado de la acción algebraicamente. Por lo tanto,

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(A, \psi, F = -m\bar{A} - Y\bar{A}^2) &= -i\bar{\psi}\bar{\sigma}^m\partial_m\psi - \partial_m\bar{A}\partial^m A - \frac{m}{2}(\psi\psi + \bar{\psi}\bar{\psi}) \\ &\quad - Y(A\psi\psi + \bar{A}\bar{\psi}\bar{\psi}) - V(A, \bar{A}),\end{aligned}\tag{A.9}$$

donde  $V(A, \bar{A})$  es el potencial escalar y está dado como:

$$\begin{aligned}V(A, \bar{A}) &= |mA + YA^2| \\ &= mA\bar{A} + mY(A\bar{A}^2 + \bar{A}A^2) + Y^2A^2\bar{A}^2 \\ &= F\bar{F} \Big|_{\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \bar{F}} = 0}.\end{aligned}\tag{A.10}$$

Después de la eliminación del campo  $F$ , se tiene un lagrangiano estándar renormalizable para  $A$  y  $\psi$ . Sin embargo, (A.9) no es el lagrangiano renormalizable más general para tales campos. Este lagrangiano satisface las siguientes propiedades:

- $\mathcal{L}$  solo depende de dos parámetros independientes:  $m$  y  $Y$ , el parámetro de masa y la constante de acoplamiento Yukawa, respectivamente;
- las masas de  $A$  y  $\psi$  son las mismas, de acuerdo con (A.3);
- $V$  está semidefinido positivo:  $V \geq 0$ .

## A.2. El supermultiplete vectorial

El supermultiplete vectorial  $V$  contiene un bosón de norma  $v_m$  de espín 1 y de dimensión de masa 1, un fermión de Weyl (llamado gaugino)  $\lambda$  de espín 1/2 y de dimensión de masa 3/2 y un campo escalar real  $D$  de espín 0 y de dimensión de masa 2:

$$V = (v_m(x), \lambda_\alpha(x), D(x)).\tag{A.11}$$

Similarmente al caso del multiplete quiral, el multiplete vectorial tiene  $n_B = n_F = 4$ . El multiplete vectorial puede ser usado para “normar” la acción obtenida anteriormente (ecuación (A.9)). Los generadores  $T^a$  de un grupo de norma compacto  $G$ , deben conmutar con los generadores  $SUSY$  [31], esto es,

$$[T^a, Q_\alpha] = [T^a, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}] = 0.\tag{A.12}$$

Por esto, todos los miembros de un multiplete quiral ( $A, \psi, F$ ) deben encontrarse en la misma representación del grupo de norma. Similarmente, los miembros del multiplete vectorial se transforman en la representación adjunta de  $G$  y así, todos ellos son campos evaluados en el álgebra de Lie:

$$v_m = v_m^a T^a, \quad \lambda_\lambda^a T^a, \quad D = D^a T^a.\tag{A.13}$$

Las transformaciones *SUSY* de las componentes del multiplete vectorial son:

$$\begin{aligned}\delta_\xi v_m^a &= -i\bar{\lambda}^a \bar{\sigma}^m \xi + i\bar{\xi} \bar{\sigma}^m \lambda^a \\ \delta_\xi \lambda^a &= i\xi D^a + \sigma^{mn} \xi \\ \delta_\xi F &= i\sqrt{2}\bar{\xi} \bar{\sigma}_m \partial_m \varphi\end{aligned}\tag{A.14}$$

El tensor de campo de los bosones del vector es  $F_{mn}^a$  y la derivada covariante  $D_m \lambda^a$  está definida de acuerdo con

$$\begin{aligned}F_{mn}^a &= \partial_m v_n^a - \partial_n v_m^a - g f^{abc} v_m^b v_n^c, \\ D_m \lambda^a &= \partial_m \lambda^a - g f^{abc} v_m^b \lambda^c,\end{aligned}\tag{A.15}$$

donde  $f^{abc}$  son las constantes de estructura del álgebra de Lie y  $g$  es el acoplamiento de norma. Un lagrangiano invariante de norma, renormalizable y *SUSY* para el multiplete vector está dado por

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4} F_{mn}^a F^{mna} - i\bar{\lambda}^a \bar{\sigma}^m D_m \lambda^a + \frac{1}{2} D^a D^a.\tag{A.16}$$

Como antes, la ecuación de movimiento para  $D$  es puramente algebraica,  $D^a = 0$ .

Un lagrangiano invariante de norma renormalizable contiene un conjunto de multipletes quirales  $(A^i, \psi^i, F)$  acoplados a los multipletes vectoriales como:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(A^i, \psi^i, F, v_m^a, \lambda^a, D^a) &= -\frac{1}{4} F_{mn}^a F^{mna} - i\bar{\lambda}^a \bar{\sigma}^m D_m \lambda^a + \frac{1}{2} D^a D^a \\ &\quad - D_m A^i D^m \bar{A}^i - i\bar{\psi}^i \bar{\sigma}^m D_m \psi^i + \bar{F}^i F^i \\ &\quad + i\sqrt{2}g(\bar{A}^i T_{ij}^a \psi^j \lambda^a - \bar{\lambda}^a T_{ij}^a A^i \bar{\psi}^j) \\ &\quad + g D^a \bar{A}^i T_{ij}^a A^j - \frac{1}{2} W_{ij} \psi^i \psi^j - \frac{1}{2} \bar{W}_{ij} \bar{\psi}^i \bar{\psi}^j \\ &\quad F^i W^i + \bar{F}^i \bar{W}_i,\end{aligned}\tag{A.17}$$

donde las derivadas covariantes están definidas por

$$\begin{aligned}D_m A^i &:= \partial_m A^i + i g v_m^a T_{ij}^a A^j, \\ D_m \psi^i &:= \partial_m \psi^i + i g v_m^a T_{ij}^a \psi^j.\end{aligned}\tag{A.18}$$

$W_i$  y  $W_{ij}$  en (A.17) son las derivadas de una función holomorfa  $W(A)$  llamada el superpotencial:

$$\begin{aligned}W(A) &= \frac{1}{2} m_{ij} A^i A^j + \frac{1}{3} Y_{ijk} A^i A^j A^k, \\ W_i &\equiv \frac{\partial W}{\partial A^i} = m_{ij} A^j + Y_{ijk} A^j A^k, \\ W_{ij} &\equiv \frac{\partial^2 W}{\partial A^i \partial A^j} = m_{ij} + 2Y_{ijk} A^k.\end{aligned}\tag{A.19}$$

Insertando (A.19) en (A.17) se observa que las  $m_{ij}$  son los parámetros de masa, mientras que  $Y_{ijk}$  son los acoplamientos Yukawa. La fuerza supersimétrica  $W$  será una función holomorfa de los campos escalares de  $A$ , mientras que la renormalizabilidad restringe  $W$  a ser un polinomio a lo más cúbico de  $A$ . Finalmente, los parámetros  $m_{ij}$  y  $Y_{ijk}$  son constreñidos por la invarianza de norma.

Como antes,  $F^i$  y  $D^a$  obedecen ecuaciones algebraicas de movimiento, las cuales se usan para eliminar estos campos auxiliares del lagrangiano (A.17). Finalmente, el lagrangiano se puede expresar como:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(A^i, \psi^i, v_m^a) &= -\frac{1}{4} F_{mn}^a F^{mna} - i\bar{\lambda}^a \bar{\sigma}^m D_m \lambda^a - D_m A^i D^m \bar{A}^i \\ &\quad - i\bar{\psi}^i \bar{\sigma}^m D_m \psi^i + i\sqrt{2}g(\bar{A}^i T_{ij}^a \psi^j \lambda^a - \bar{\lambda}^a T_{ij}^a A^i \bar{\psi}^j) \\ &\quad - \frac{1}{2} W_{ij} \psi^i \psi^j - \frac{1}{2} \bar{W}_{ij} \bar{\psi}^i \bar{\psi}^j - V(A, \bar{A}).\end{aligned}\tag{A.20}$$

donde

$$\begin{aligned}
 V(A, \bar{A}) &= W_i \bar{W}_i + \frac{1}{2} g^2 (\bar{\lambda}^i T_{ij}{}^a A^j) (\bar{\lambda}^i T_{ij}{}^a A^j \bar{\psi}^j) \\
 &= (F^i \bar{F}^i + \frac{1}{2} D^a D^a) \Big|_{\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial F}} = 0 \\
 &\geq 0.
 \end{aligned}
 \tag{A.21}$$

Como antes, el potencial escalar es semidefinido positivo.

### A.3. Rompimiento de la supersimetría

Hasta ahora, sabemos que la ausencia de divergencias cuadrática en teorías supersimétricas estabiliza la masa del Higgs y con ello la escala débil. Esta atractiva característica de las teorías del campo supersimétricas, puede ser mantenida en teorías con rompimiento explícito de la supersimetría si los términos de rompimiento tienen una forma particular. Tales términos, los cuales rompen explícitamente la supersimetría y no generan divergencias cuadráticas, son llamados *términos de rompimiento suave*.

Una posibilidad para identificar los términos de rompimiento suave, es investigar la estructura divergente del potencial efectivo [26]. Esto se hace considerando una teoría cuántica del campo de un campo escalar  $\phi$ , en presencia de una fuente externa  $J$ . La funcional generadora de las funciones de Green está dada por:

$$e^{iE[J]} = \int \mathcal{D}\phi \int d^4x (\mathcal{L}(\phi(x)) + J(x)\phi(x)).
 \tag{A.22}$$

La acción efectiva  $\Gamma(\phi_{cl})$  está definida por la transformación de Legendre

$$\Gamma(\phi_{cl}) = -E[J] - \int d^4x J(x)\phi_{cl}(x),
 \tag{A.23}$$

donde  $\phi_{cl} = -\frac{\delta E[J]}{\delta J(x)}$ .  $\Gamma(\phi_{cl})$  puede ser expandida en potencias del momento; en el espacio de posición, esta expansión toma la forma

$$\Gamma(\phi_{cl}) = \int d^4x (-V_{efec}(\phi_{cl}) - \frac{1}{2} (\partial_m \phi_{cl})(\partial^m \phi_{cl}) Z(\phi_{cl}) + \dots).
 \tag{A.24}$$

El término sin derivadas es llamado el potencial efectivo  $V_{efec}(\phi_{cl})$ . Este puede ser calculado en una teoría de perturbaciones de  $\hbar$ :

$$V_{efec}(\phi_{cl}) = V^{(0)}(\phi_{cl}) + \hbar V^{(1)}(\phi_{cl}) + \dots,
 \tag{A.25}$$

donde  $V^{(0)}(\phi_{cl})$  es el potencial a nivel árbol y  $V^{(1)}(\phi_{cl})$  es la contribución a un rizo. En una teoría con escalares, fermiones y bosones vectoriales, la contribución a un rizo toma la forma []

$$\begin{aligned}
 V^{(1)} &\sim \int d^4k \text{Str} \ln k^2 + M^2 \\
 &= \sum_J (=1)^{2J} (2J+1) \text{Tr} \int d^4k \ln k^2 + M^2_J,
 \end{aligned}
 \tag{A.26}$$

donde  $M^2_J$  es la matriz de las segundas derivadas de  $\mathcal{L} \Big|_{k=0}$ , para los escalares ( $J = 0$ ), fermiones ( $J = 1/2$ ) y los bosones vectoriales ( $J = 1$ ).<sup>2</sup>



## Apéndice B

# Masas de los bosones de norma

Para calcular las masas de los bosones de norma  $Z$  y  $W^\pm$ , partimos del lagrangiano cinético  $\mathcal{L}_{Cin}$ , dado por las derivadas covariantes de los multipletes del modelo. Esto es,

$$\sum_k (D^\mu \phi_k)^\dagger (D_\mu \phi_k) + \frac{1}{2} \text{Tr} (D^\mu \Sigma)^\dagger (D_\mu \Sigma). \quad (\text{B.1})$$

Aquí,  $D_\mu$  es la derivada covariante, la cual tiene la expresión general

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig}{\sqrt{2}} T^+ W_\mu^+ + \frac{ig}{\sqrt{2}} T^- W_\mu^- + ieQA_\mu + \frac{ig}{\cos\theta_W} [T^3 - Q\text{sen}^2\theta_W] Z_\mu. \quad (\text{B.2})$$

Esta expresión de la derivada covariante es obtenida a partir de la expresión

$$D_\mu = \partial_\mu + igT^a V_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} V'_\mu, \quad (\text{B.3})$$

usando las definiciones

$$\begin{aligned} A_\mu(x) &= \cos\theta_W V'_\mu(x) + \text{sen}\theta_W V_\mu^3(x), \\ Z_\mu(x) &= -\text{sen}\theta_W V'_\mu(x) + \cos\theta_W V_\mu^3(x), \\ W_\mu^\pm(x) &= \frac{V_\mu^1(x) \mp iV_\mu^2(x)}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Éstas son iguales a las usadas en el *ME*.

La representación matricial de  $D_\mu$  que opera sobre un doblete  $SU(2)$  es:

$$D_\mu = \left( \begin{array}{cc} \partial_\mu + ie\left(\frac{1}{2} + \frac{Y}{2}\right)A_\mu + \frac{ig}{\cos\theta_W} \left[ \frac{1}{2} - \left(\frac{1}{2} + \frac{Y}{2}\right) \text{sen}^2\theta_W \right] Z_\mu & \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^- & \partial_\mu + ie\left(-\frac{1}{2} + \frac{Y}{2}\right)A_\mu + \frac{ig}{\cos\theta_W} \left[ -\frac{1}{2} - \left(-\frac{1}{2} + \frac{Y}{2}\right) \text{sen}^2\theta_W \right] Z_\mu \end{array} \right) \quad (\text{B.5})$$

Usando los valores de la hipercarga  $Y$  y del isospín  $T^3$  para cada uno de los multipletes del modelo, dados en la Tabla B.1, y operando éste sobre los multipletes del modelo, podemos encontrar la expresión explícita de los términos del lagrangiano  $\mathcal{L}_{Cin}$ .

Multiplete	Hipercarga (Y)	Isospín ( $T^3$ )
$\Phi_1$	-1	$\frac{1}{2}$
$\Phi_2$	1	$\frac{1}{2}$
$\Sigma$	0	1

*Tabla B.1: Tabla de los valores de hipercarga e isospín de los multipletes de modelo.*

Extraemos las interacciones de los bosones de Higgs de norma, trilineales y neutros. Para calcular las masas de los bosones de norma, extraemos las interacciones de los bosones de Higgs escalares neutros con los bosones de norma:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{VV\phi_1^0} &= \frac{g^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \phi_1^{0*} \phi_1^0, \\
 \mathcal{L}_{VV\phi_2^0} &= \frac{g^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \phi_2^{0*} \phi_2^0, \\
 \mathcal{L}_{VV\Sigma} &= 2g^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \xi^{0*} \xi^0.
 \end{aligned} \tag{B.6}$$

Usando la notación  $V$  indicando bosón. Así, los términos de masa de los bosones de norma en el lagrangiano son:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{VV\phi_1^0} &= \frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{\mu-} (\phi_1^{0*} \phi_1^0 + \phi_2^{0*} \phi_2^0 + \xi^{0*} \xi^0) \\
 &\quad + \frac{g^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu (\phi_1^{0*} \phi_1^0 + \phi_2^{0*} \phi_2^0).
 \end{aligned} \tag{B.7}$$

Los asociados a cada uno de los multipletes son reales y se denotan como

$$\langle \phi_1^{0*} \rangle = v_1, \quad \langle \phi_2^{0*} \rangle = v_2, \quad \langle \xi^0 \rangle = v_T. \tag{B.8}$$

Como los valores de expectación en el vacío son reales, se asocian a la parte real del multiplete. Sustituyendo estos valores en la expresión (B.7), obtenemos:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{VV\phi^0} &= \frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^{\mu-} (v_D^2 + 4v_T^2) \\
 &\quad + \frac{g^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu (v_D^2),
 \end{aligned} \tag{B.9}$$

donde  $v_D^2$  es el v.e.v. asociado a los dobletes.

Por lo tanto, las masas de los bosones de norma son:

$$m_Z^2 = \frac{g^2 v_D^2}{4 \cos^2 \theta_W} m_W^2 = \frac{g^2}{2} W_\mu^+ W^\mu (v_D^2 + 4v_T^2). \tag{B.10}$$

La masa del bosón de norma neutro  $Z^0$  no tiene contribución del triplete, esto es porque el triplete no se acopla a los bosones  $Z^0$ . Sin embargo, el triplete sí se acopla a los bosones  $W^\pm$  y ésto se refleja en la masa de los mismos, donde aparece el v.e.v. del triplete.

## Apéndice C

# Programa WH.FOR para los cálculos numéricos del sector de Higgs

```
PROGRAM WH

C   CALCULO DEL VERTICE WH_CH_0 EN EL MODELO SUPERSIMETRICO
C   DE DOS DOBLETES Y UN TRIPLETE COMPLEJO.
C   ESTO EN LAS REGIONES PERMITIDAS (A,TANBE) DEL
C   SECTOR DE HIGGS, CON BASE EN LAS MATRICES DE MASA
C   QUE APARECEN EN EL ARTICULO DE QUIROS.
C   TODO ESTO A NIVEL ARBOL.
C   ESTE PROGRAMA CORRE EL SEGUNDO ESCENARIO TOMADO DEL MODELO.
C   CALCULA ADEMAS EL DECAIMIENTO Y EL BR DE HWHO.

IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
REAL*8 MZ,LAMBDA,A(3,3),AA(3,3),AAA(4,4)
REAL*8 QMWHC(4),XMH,CB2,XMHP,VNA(4)
REAL*8 VV(3,3),VVV(3,3),VVVV(4,4),VNNA,CT1,CT2
REAL*8 DD(4),DDD(4),DDDD(4),RDD(3),RDDD(3),RDDDD(4)
REAL*8 Y(3,3),INDX(3),YY(4,4),INDXX(4),MWHC(4)
PARAMETER(MZ=91.19D0,ALPHA=0.0078125D0)
PARAMETER(THETA=0.500047347D0)
PARAMETER(V=174.0D0,G=0.65305D0,GF=1.166D-5,R=0.01D0,S=2.5D5)
PARAMETER(MS=1.D3, MT=1.75D2)
```

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```
INTEGER I, J, II, III, JJ, JJJ, NNN, K, NNNN, M
C   common/masup/alfa, beta, xmhp
common/mamom/xmh, xma, xmt, xmb, xmta, xmw, xnz, sw2
C   COMMON/TRIP/VNNA, CT1, CT2, CB2

WRITE(*,*) 'DAR EL VALOR DE LAMBDA:   '
READ(*,*) LAMBDA
WRITE(*,*) 'DAR EL VALOR DE TANBE:   '
READ(*,*) TANBE
c   WRITE(*,*) 'DAR EL VALOR DE M:     '
c   READ(*,*) M
C   PI=4.DO*DATAN(1.DO)
M=10000.d0
C   MASS.DAT: VA, XMA, XMHP, XMH
C   DECAY.DAT: XMH, DYWH2
C   BR.DAT: XMH, BRTWH2

C   OPEN(UNIT=1, STATUS='UNKNOWN', FILE='NEG.DAT')
C   OPEN(UNIT=2, STATUS='UNKNOWN', FILE='POS.DAT')
OPEN(UNIT=3, STATUS='UNKNOWN', FILE='SCAL.DAT')
OPEN(UNIT=4, STATUS='UNKNOWN', FILE='PSEUD.DAT')
OPEN(UNIT=5, STATUS='UNKNOWN', FILE='CARG.DAT')
OPEN(UNIT=6, STATUS='UNKNOWN', FILE='VNA1.DAT')
OPEN(UNIT=7, STATUS='UNKNOWN', FILE='VNA2.DAT')
OPEN(UNIT=8, STATUS='UNKNOWN', FILE='VNA3.DAT')
OPEN(UNIT=9, STATUS='UNKNOWN', FILE='VHH1.DAT')
OPEN(UNIT=10, STATUS='UNKNOWN', FILE='VHH2.DAT')
OPEN(UNIT=11, STATUS='UNKNOWN', FILE='VHH3.DAT')
OPEN(UNIT=12, STATUS='UNKNOWN', FILE='BR.DAT')
OPEN(UNIT=13, STATUS='UNKNOWN', FILE='FW.DAT')
OPEN(UNIT=14, STATUS='UNKNOWN', FILE='Y.DAT')

NNN=3
NNNN=4
```

**APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS**

---

```

DESS=1.D-1

DO 100 K=0,M

    VA= DESS*K

C   ESTAMOS EN EL ESCENARIO 2 (CASO D)

    B1=-VA
    U1=VA
    B2=0.DO
    U2=0.DO

C   INTRODUCIMOS LOS VALORES DE LOS ELEMENTOS DE LA MATRIZ ESCALAR
C   PARA EL SECTOR DE HIGGS:

    DO J=1,NNN
      DO I=1,NNN
        A(I,J)=0.ODO
      ENDDO
    ENDDO

ALPHAL=(2.DO*LAMBDA**2.DO*DCOS(THETA)**2.DO)/(G**2.DO)
BETA=DATAN(TANBE)
COT=1.ODO/DTAN(BETA)

C   CALCULAMOS LA CONSTANTE DE ACOPLAMIENTO DE YUKAWA PARA EL
C   TOP, DE ACUERDO CON LA EXPRESION DADA EN EL MODELO MSSM

E1= B1*U1 - DSQRT(1.ODO/2.ODO)*R*V*LAMBDA*(VA + 2.DO*U2)
E2=- DSQRT(1.DO/2.DO)*LAMBDA*(VA + 2.DO*U2)
E3= LAMBDA**2.DO*R*V - DSQRT(2.0)*LAMBDA*U1
E4=(LAMBDA/(R*V*SQRT(2.0)))*((1.DO/2.DO)*(VA + 2.DO*U2)
*   *DSIN(2.DO*BETA) + U1)*V**2.DO

A(1,1)=A(1,1) -E1*TANBE + MZ**2.DO*DCOS(BETA)**2.DO
A(1,2)=A(1,2) + E1 + (1.DO/2.DO)*MZ**2.DO*DSIN(2.DO*BETA)*
*   (ALPHAL - 1.DO)
A(2,1)=A(2,1)+A(1,2)

```

---

**APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL SECTOR DE HIGGS**

---

```

A(1,3)=A(1,3) + (E2*DSIN(BETA) + E3*DCOS(BETA))*V
A(3,1)=A(3,1)+A(1,3)
A(2,2)=A(2,2) -E1*COT + MZ**2.DO*DSIN(BETA)**2.DO
A(2,3)=A(2,3) + (E2*DCOS(BETA) + E3*DSIN(BETA))*V
A(3,2)=A(3,2)+A(2,3)
A(3,3)=A(3,3) + E4

C   DIAGONALIZACION DE LA MATRIZ ESCALAR.
C   JACOBI ME DA LOS EIGENVALORES EN EL VECTOR DD(NNN)

CALL JACOBI(A,NNN,NNN,DD,VV,NROT)

IF (DD(1).GE.0.0.AND.DD(2).GE.0.0.AND.DD(3).GE.0.0) THEN
    GOTO 5
    ELSE
C   WRITE(1,10)VA,TANBE
    GOTO 100
ENDIF

C   INTRODUCIMOS LOS VALORES DE LOS ELEMENTOS DE LA MATRIZ
C   PSEUDOESCALAR PARA EL SECTOR DE HIGGS:

5   CONTINUE

DO JJ=1,NNN
DO II=1,NNN
    AA(II, JJ)=0.0D0
ENDDO
ENDDO

D1=DSQRT(1.0D0/2.0D0)*R*V*LAMBDA*(VA+2.DO*U2)
D2=D1*(V**2.DO/(2.DO*(R*V)**2.DO))*DSIN(2.DO*BETA)-4.DO*B2*U2+
* ((LAMBDA*U1)/(DSQRT(2.0D0)*R*V))*V**2.DO
D3=DSQRT(1.DO/2.DO)*LAMBDA*(VA - 2.DO*U2)
AA(1,1)=AA(1,1) + (D1 - B1*U1)*TANBE
AA(1,2)=AA(1,2) + (D1 - B1*U1)
AA(2,1)=AA(2,1)+AA(1,2)
AA(1,3)=AA(1,3) + D3*V*DSIN(BETA)
AA(3,1)=AA(3,1)+AA(1,3)

```

**APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS**

---

```

AA(2,2)=AA(2,2) + (D1 - B1*U1)*COT
AA(2,3)=AA(2,3) + D3*V*DCOS(BETA)
AA(3,2)=AA(3,2)+AA(2,3)
AA(3,3)=AA(3,3) + D2

C   DIAGONALIZACION DE LA MATRIZ PSEUDOESCALAR.
C   JACOBI DA LOS EIGENVALORES EN EL VECTOR DDD(JJ).

CALL JACOBI(AA,NNN,NNN,DDD,VVV,NROT)

IF (DDD(1).GE.0.0.AND.DDD(2).GE.0.0.AND.DDD(3).GE.0.0) THEN
    GOTO 20
    ELSE
C   WRITE(1,10)VA,TANBE
    GOTO 100
ENDIF

C   INTRODUCIMOS LOS VALORES DE LOS ELEMENTOS DE LA MATRIZ CARGADA
C   PARA EL SECTOR DE HIGGS:

20  CONTINUE
    DO JJJ=1,NNNN
    DO III=1,NNNN
        AAA(III,JJJ)=0.DO
    ENDDO
    ENDDO

    C1=(1.DO/4.DO)*V**2.DO*(G**2.DO+LAMBDA**2.DO)*
*   DSIN(2.DO*BETA)-B1*U1
    C2=DSQRT(1.DO/2.DO)*(G**2.DO-LAMBDA**2.DO)*R*V+LAMBDA*U1
    C3=DSQRT(1.DO/2.DO)*(G**2.DO-LAMBDA**2.DO)*R*V-LAMBDA*U1
    C4=-2.0*B2*U2+(G*R*V)**2.0
    AAA(1,1)=AAA(1,1)+(DSQRT(1.DO/2.DO)*R*V*LAMBDA*(VA+2.DO*U2)+C1)
*   *COT+(C2-C3)*R*V*DSQRT(2.DO)
    AAA(1,2)= AAA(1,2)+C1-DSQRT(1.DO/2.DO)*R*V*LAMBDA*(VA + 2.DO*U2)
    AAA(2,1)=AAA(2,1) + AAA(1,2)
    AAA(1,3)= AAA(1,3) + (C3*DSIN(BETA)-2.DO*LAMBDA*U2*DCOS(BETA))*V
    AAA(3,1)=AAA(3,1) + AAA(1,3)
    AAA(1,4)= AAA(1,4) + (C2*DSIN(BETA)+VA*LAMBDA*DCOS(BETA))*V
    AAA(4,1)= AAA(4,1) + AAA(1,4)

```

---

**APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS**

---

```

AAA(2,2)= AAA(2,2) + (DSQRT(1.DO/2.DO)*R*V*LAMBDA*
*      (VA +2.DO*U2)+C1)*TANBE  +
*      (C2-C3)*R*V*DSQRT(2.DO)
AAA(2,3)= AAA(2,3) + (C2*DCOS(BETA)+VA*LAMBDA*DSIN(BETA))*V
AAA(3,2)= AAA(3,2) + AAA(2,3)
AAA(2,4)= AAA(2,4) + (C3*DCOS(BETA)-2.DO*LAMBDA*U2*DSIN(BETA))*V
AAA(4,2)= AAA(4,2) + AAA(2,4)
AAA(3,3)= AAA(3,3) + (V**2.DO/(R*V*DSQRT(2.DO)))*((LAMBDA/2.DO)*
*      (VA + 2.DO*U2)*DSIN(2.DO*BETA)+ C2*DCOS(BETA)**2.DO-
*      C3*DSIN(BETA)**2.DO)+C4
AAA(3,4)= AAA(3,4) + C4
AAA(4,3)= AAA(4,3) + AAA(3,4)
AAA(4,4)= AAA(4,4) + (V**2.DO/(R*V*DSQRT(2.DO)))*((LAMBDA/2.DO)*
*      (VA + 2.DO*U2)*DSIN(2.DO*BETA)+ C2*DSIN(BETA)**2.DO-
*      C3*DCOS(BETA)**2.DO)+ C4

C      DIAGONALIZACION DE LA MATRIZ CARGADA.
C      JACOBI DA LOS EIGENVALORES EN EL VECTOR DDDD(JJJ).

      CALL JACOBI(AAA,NNNN,NNNN,DDDD,VVVV,NROT)

      IF (DDDD(1).GE.0.0.AND.DDDD(2).GE.0.0.AND.DDDD(3)
*      .GE.0.0.AND.DDDD(4).GE.0.0) THEN
C      WRITE(2,10)VA,TANBE
      GOTO 22
      ELSE
C      WRITE(1,10)VA,TANBE
      GOTO 100
      ENDIF

22     CONTINUE

C      ORDENAMOS LAS MASAS DE LOS ESCALARES DE MENOR A MAYOR

      CALL EIGSRT(DD,VV,NNN,NNN)

C      OBTENEMOS LA RAIZ CUADRADA DE LAS MASAS DE LOS ESCALARES
C      CONTENIDAS EN EL VECTOR DD(J)

```

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

RDD(1)=DSQRT(DD(1))

RDD(2)=DSQRT(DD(2))

RDD(3)=DSQRT(DD(3))

WRITE(3,10)VA,RDD(1),RDD(2),RDD(3)

C ORDENAMOS LAS MASAS DE LOS PSEUDOESCALARES DE MENOR A MAYOR

CALL EIGSRT(DDD,VVV,NNN,NNN)

C OBTENEMOS LA RAIZ CUADRADA DE LAS MASAS DE LOS PSEUDOESCALARES

C CONTENIDAS EN EL VECTOR DDD(JJ)

RDDD(1)=DSQRT(DDD(1))

RDDD(2)=DSQRT(DDD(2))

RDDD(3)=DSQRT(DDD(3))

WRITE(4,10)VA,RDDD(1),RDDD(2),RDDD(3)

C ORDENAMOS LAS MASAS DE LOS CARGADOS DE MENOR A MAYOR

CALL EIGSRT(DDDD,VVVV,NNNN,NNNN)

C OBTENEMOS LA RAIZ CUADRADA DE LAS MASAS DE LOS CARGADOS

C CONTENIDAS EN EL VECTOR DDDD(JJJ)

RDDDD(1)=DSQRT(DDDD(1))

RDDDD(2)=DSQRT(DDDD(2))

RDDDD(3)=DSQRT(DDDD(3))

RDDDD(4)=DSQRT(DDDD(4))

WRITE(5,10)VA,RDDDD(1),RDDDD(2),RDDDD(3),RDDDD(4)

C ENCONTRAMOS LA INVERSA DE VV, SALE COMO Y(I,J):

DO 30 I=1,NNN

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```

        DO 25 J=1,NNN
            Y(I,J)=0.DO
25    CONTINUE
            Y(I,I)=1.DO
30    CONTINUE
        CALL LUDCMP(VV,NNN,NNN,INDX,D)
        DO 40 J=1,NNN
            CALL LUBKSB(VV,NNN,NNN,INDX,Y(1,J))
40    CONTINUE

C      ENCONTRAMOS LA INVERSA DE VVVV, SALE COMO YY(I,J):

        DO 50 I=1,NNNN
            DO 45 J=1,NNNN
                YY(I,J)=0.DO
45    CONTINUE
                YY(I,I)=1.DO
50    CONTINUE
        CALL LUDCMP(VVVV,NNNN,NNNN,INDXX,D)
        DO 60 J=1,NNNN
            CALL LUBKSB(VVVV,NNNN,NNNN,INDXX,YY(1,J))
60    CONTINUE

C      EVALUACION NUMERICA DEL VERTICE WHZ
C      EVALUAMOS EL COEFICIENTE DEL VERTICE DADO POR LOS ELEMENTOS DE
C      MATRIZ Y(I,J) Y YY(I,J), QUE SON LOS JACOBIANOS INVERTIDOS DE
C      LOS ESCALARES Y LOS CARGADOS, RESPECTIVAMENTE.
C      EL VERTICE ES iGMwVNA .

        DO J=2,4

            VNA(J)=((DSQRT(2.DO)*DCOS(THETAW)*R)/
*            (DSQRT(1.DO+4.DO*R**2.DO)))*(YY(3,J)-YY(4,J))
            ENDDO

c      WRITE(*,*)VNA(1),VNA(2),VNA(3)

        WRITE(6,10)VA,RDDDD(2),VNA(2)
        WRITE(7,10)VA,RDDDD(3),VNA(3)

```

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```
WRITE(8,10)VA,RDDDD(4),VNA(4)

C   EVALUACION NUMERICA DEL VERTICE WH_CH_0
C   EVALUAMOS EL COEFICIENTE DEL VERTICE DADO POR LOS ELEMENTOS DE
C   MATRIZ Y(I,J) Y YY(I,J), QUE SON LOS JACOBIANOS INVERTIDOS DE
C   LOS ESCALARES Y LOS CARGADOS, RESPECTIVAMENTE.

DO  J=2,4

MWHC(J)=(1.DO/DSQRT(2.DO))*Y(1,1)*(YY(2,J)-YY(1,J)) +
*      (1.DO/4.DO)*Y(3,1)*(YY(4,J)-YY(3,J))

ENDDO

WRITE(14,10)XMH,Y(1,1),Y(3,1)

DO  J=2,4

QMWHC(J)=MWHC(J)**2.DO

ENDDO

WRITE(9,10)VA,RDDDD(2),QMWHC(2)
WRITE(10,10)VA,RDDDD(3),QMWHC(3)
WRITE(11,10)VA,RDDDD(4),QMWHC(4)

C   NOMBRAMOS LAS COSAS QUE ENTRAN A LA SUBROUTINA DE JAIME COMO EL LAS
C   NOMBRA.
C   XMH,HIGGS CARGADO MAS LIGERO
C   XMHP,ESCALAR MAS LIGERO
C   XMA, PSEUDOESCALAR MAS LIGERO

XMH=RDDDD(2)
CB2=QMWHC(2)
XMHP=RDD(2)
```

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```
XMA=RDDD(2)
VNNA=VNA(2)
ct1=yy(2,2)/dcos(BETA)
ct2=yy(1,2)/dsin(BETA)

C   WRITE(*,*)XMHP
C   PAUSE

WRITE(13,10)VA,CT1,CT2

C   WRITE(13,10)XMH,CB2

      IF(XMH.ge.180.0D0)then
      GOTO 71
      ELSE
      GOTO 100
      ENDIF

C   CALCULO DEL DECAIMIENTO Y DEL BR PARA EL ACOPLAMIENTOH.

71   CONTINUE

      CALL JAIME(TANBE,CB2,XMH,brwdtnu,brwdtb,brwdwz,brwdwh)

      write(12,10)xmh,brwdtnu,brwdtb,brwdwz,brwdwh

100  CONTINUE

10   FORMAT(1X,10(E9.3,' '))
```

---

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

CLOSE(1)  
CLOSE(2)  
CLOSE(3)  
CLOSE(4)  
CLOSE(5)  
CLOSE(6)  
CLOSE(7)  
CLOSE(8)  
CLOSE(9)  
CLOSE(10)  
CLOSE(11)  
CLOSE(13)  
CLOSE(14)

STOP  
END

```
* * * * *  
*  
*      ENCUENTRA LOS EIGENVALORES Y EIGENVECTORES Y LA      *  
*      MATRIZ DE DIAGONALIZACION                          *  
* * * * *
```

```
SUBROUTINE JACOBI(A,N,NP,D,V,NROT)  
  IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)  
  PARAMETER (NMAX=100)  
  DIMENSION D(NP),V(NP,NP),B(NMAX),Z(NMAX)  
  REAL*8 A(NP,NP)  
  
  DO 12 IP=1,N  
    DO 11 IQ=1,N  
      V(IP,IQ)=0.  
11    CONTINUE  
      V(IP,IP)=1.  
12    CONTINUE  
  DO 13 IP=1,N
```

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```
      B(IP)=A(IP,IP)
      D(IP)=B(IP)
      Z(IP)=0.
13  CONTINUE
      NROT=0
      DO 24 I=1,50
          SM=0.0
          DO 15 IP=1,N-1
              DO 14 IQ=IP+1,N
                  SM=SM+ABS(A(IP,IQ))
14  CONTINUE
15  CONTINUE
      IF(SM.EQ.0.)RETURN
      IF(I.LT.4)THEN
          TRESH=0.2*SM/N**2
      ELSE
          TRESH=0.
      ENDIF
      DO 22 IP=1,N-1
          DO 21 IQ=IP+1,N
              G=100.*ABS(A(IP,IQ))
              IF((I.GT.4).AND.(ABS(D(IP))+G.EQ.ABS(D(IP)))
*          .AND.(ABS(D(IQ))+G.EQ.ABS(D(IQ))))THEN
                  A(IP,IQ)=0.
              ELSE IF(ABS(A(IP,IQ)).GT.TRESH)THEN
                  H=D(IQ)-D(IP)
                  IF(ABS(H)+G.EQ.ABS(H))THEN
                      T=A(IP,IQ)/H
                  ELSE
                      THETA=0.5*H/A(IP,IQ)
                      T=1./(ABS(THETA)+SQRT(1.+THETA**2))
                      IF(THETA.LT.0.)T=-T
                  ENDIF
                  C=1./SQRT(1+T**2)
                  S=T*C
                  TAU=S/(1.+C)
                  H=T*A(IP,IQ)
                  Z(IP)=Z(IP)-H
                  Z(IQ)=Z(IQ)+H
                  D(IP)=D(IP)-H
```

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```

      D(IQ)=D(IQ)+H
      A(IP,IQ)=0.
      DO 16 J=1,IP-1
          G=A(J,IP)
          H=A(J,IQ)
          A(J,IP)=G-S*(H+G*TAU)
          A(J,IQ)=H+S*(G-H*TAU)
16      CONTINUE
      DO 17 J=IP+1,IQ-1
          G=A(IP,J)
          H=A(J,IQ)
          A(IP,J)=G-S*(H+G*TAU)
          A(J,IQ)=H+S*(G-H*TAU)
17      CONTINUE
      DO 18 J=IQ+1,N
          G=A(IP,J)
          H=A(IQ,J)
          A(IP,J)=G-S*(H+G*TAU)
          A(IQ,J)=H+S*(G-H*TAU)
18      CONTINUE
      DO 19 J=1,N
          G=V(J,IP)
          H=V(J,IQ)
          V(J,IP)=G-S*(H+G*TAU)
          V(J,IQ)=H+S*(G-H*TAU)
19      CONTINUE
          NROT=NROT+1
      ENDIF
21      CONTINUE
22      CONTINUE
      DO 23 IP=1,N
          B(IP)=B(IP)+Z(IP)
          D(IP)=B(IP)
          Z(IP)=0.
23      CONTINUE
24      CONTINUE
      PAUSE '50 ITERATIONS SHOULD NEVER HAPPEN'

      RETURN
      END
```

---

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

\*\*\*\*\*

C SUBROUTINE EIGSRT

\*\*\*\*\*

```

SUBROUTINE EIGSRT(D,V,N,NP)
INTEGER N,NP
REAL*8 D(NP),V(NP,NP)
INTEGER I,J,K
REAL*8 P

DO 13 I=1,N-1
    K=I
    P=D(I)
    DO 11 J=I+1,N
        IF(D(J).LE.P)THEN
            K=J
            P=D(J)
        ENDIF
11    CONTINUE
        IF(K.NE.I)THEN
            D(K)=D(I)
            D(I)=P
            DO 12 J=1,N
                P=V(J,I)
                V(j,i)=V(J,K)
                V(J,K)=P
            12    CONTINUE
            ENDIF
13    CONTINUE
RETURN
END
```

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

\*\*\*\*\*

C SUBROUTINE LUDCMP

\*\*\*\*\*

SUBROUTINE LUDCMP(A,N,NP,INDX,D)

INTEGER N,NP,INDX(N),NMAX

REAL\*8 D,A(NP,NP),TINY

PARAMETER (NMAX=500,TINY=1.0E-20)

INTEGER I,IMAX,J,K

REAL\*8 AAMAX,DUM,SUM,VV(NMAX)

D=1.

DO 12 I=1,N

AAMAX=0.

DO 11 J=1,N

IF (ABS(A(I,J)).GT.AAMAX) AAMAX=ABS(A(I,J))

11 CONTINUE

IF (AAMAX.EQ.0.) PAUSE'SINGULAR MATRIX IN LUDOMP'

VV(I)=1./AAMAX

12 CONTINUE

DO 19 J=1,N

DO 14 I=1,J-1

SUM=A(I,J)

DO 13 K=1,I-1

SUM=SUM-A(I,K)\*A(K,J)

13 CONTINUE

A(I,J)=SUM

14 CONTINUE

AAMAX=0.

DO 16 I=J,N

SUM=A(I,J)

DO 15 K=1,J-1

SUM = SUM-A(I,K)\*A(K,J)

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```
15  CONTINUE
    A(I,J)=SUM
    DUM=VV(I)*ABS(SUM)
    IF (DUM.GE.AAMAX) THEN
        IMAX=I
        AAMAX=DUM
    ENDIF

16  CONTINUE
    IF (J.NE.IMAX) THEN
        DO 17 K=1,N
            DUM=A(IMAX,K)
            A(IMAX,K)=A(J,K)
            A(J,K)=DUM
17  CONTINUE

        D=-D
        VV(IMAX)=VV(J)
    ENDIF

    INDX(J)=IMAX

    IF(A(J,J).EQ.0.)A(J,J)=TINY
        IF(J.NE.N) THEN
            DUM=1./A(J,J)
            DO 18 I=J+1,N
                A(I,J)=A(I,J)*DUM
18  CONTINUE
        ENDIF

19  CONTINUE

    RETURN
    END
```

\*\*\*\*\*

C SUBROUTINE LUBKSB

---

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

\*\*\*\*\*

```
SUBROUTINE LUBKSB(A,N,NP,INDX,B)
INTEGER N,NP,INDX(N)
REAL*8 A(NP,NP),B(N)
INTEGER I,II,J,LL

II=0
DO 12 I=1,N
  LL=INDX(I)
  SUM=B(LL)
  B(LL)=B(I)

  IF (II.NE.0) THEN
    DO 11 J=II,I-1
      SUM=SUM-A(I,J)*B(J)
11  CONTINUE
    ELSE IF (SUM.NE.0.) THEN
      II=I
    ENDIF
    B(I)=SUM
12  CONTINUE

    DO 14 I=N,1,-1
      SUM=B(I)
      DO 13 J=I+1,N
        SUM=SUM-A(I,J)*B(J)
13  CONTINUE
      B(I)=SUM/A(I,I)
14  CONTINUE

RETURN
END
```

CC

C SUBROUTINE JAIME

CC

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```

c      Este programa es una prueba de BR(H+ \to W+ V)
c      se considera solo la contribucion fermionica para el
c      decaimiento H+--->WZ y se le
c      agregan las contribuciones de los operadores
c      generados a nivel de arbol, se escoge ademas \beta-\alpha=\pi/2

```

```

C=====
C Program to evaluate the branching ratio for
c the decay: H+ -> gammaW , ZW, in the MSSM,
c This version was mastered by: L. Diaz-Cruz and J. Hernandez-Sanchez
c=====

```

```

CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC

```

```

SUBROUTINE JAIME(TANB,CB2, XMH, brwdtnu, brwdtb, brwdwz, brwdwh)

```

```

c      external fwdwga, fwdtnu, fwdtb, fwdwz, fwdwh
external fwdtnu, fwdtb, fwdwz, fwdwh
real*8 xmh, xmt, xmb, cb2, vnna, CT1, CT2
real*8 alfa, beta, xmhp
c      real*8 fwdwga, fwdtnu, fwdtb, fwdwz, wdzw, wdwh, fwdwh
real*8 fwdtnu, fwdtb, fwdwz, wdzw, wdwh, fwdwh
real*8 tanb, wdtu, wdtb, wdtot
real*8 brwdtnu, brwdtb, brwdwz, brwdwh
C      common/masup/alfa, beta, xmhp, xmhg, VNNA
C      COMMON/TRIP/VNNA, CT1, CT2

```

```

C      WRITE(*,*)CB2
C      pause
OPEN(UNIT=13, STATUS='UNKNOWN', FILE='FW.DAT')

```

```

C      write(*,*)'el valor del vertice'
C      write(*,*)vnna
C      PAUSE

```

```

xmt=175.d0

```



APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```

cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc
cIn this fuction, i realize the calculation of the width
c H+ -> WZ
cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc
C*****
C ESTA PARTE CALCULA EL ANCHO DEL DECAIMIENTO H-->WZ
C*****

FUNCTION fwdwz(vnna)
C   double complex vfe,vh,vgw,vwa,vwz,dfe,ufe,uh,ugw,uwa,uwz
double complex xv,xu,xgk,xhk
REAL*8 xma,xmh,xmt,xmb,xmta,xmw,xmz,sw2,fwdwz,vnna
real*8 pi,cw2,xtr,xhp,z,w,g,g2
C   REAL*8 ALFA,BETA,XMHP,XMHG,VNNA,CT1,CT2
real*8 xf2,w2,h2,z2,xfg2,xfh2,x1wz,xh2,xt
real*8 raiz,xm112,xmtt2
common/mamom/xmh,xma,xmt,xmb,xmta,xmw,xmz,sw2
C   common/masup/alfa,beta,xmhp,xmhg,VNNA,CT1,CT2

pi=3.14159d0
sw2=0.2316d0
cw2=1.d0-sw2
g=0.6016964949d0
g2=g**2

C   write(*,*)'el valor deL vertice'
C   write(*,*)vnna
C   PAUSE

if(xmh.le.xmt+xmb)then
  fwdwz=0.0D0
else
C   write(*,*)'el valor deL vertice'
C   write(*,*)vnna
C   PAUSE
c Here calls the funtions for triangles
c (with gamma, H and W in the loops):

```

**APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS**

---

```

C   call fatr2(tanb,vfe,vh,vgw,vwa,vwz,dfe,ufe,uh,ugw,uwa,uwz)
C   PARA EL CASO DEL MODELO NMSSM, EL VERTICE WZH ES DIFERENTE DE CERO A
C   NIVEL ARBOL. ASI, ANHADIMOS EL TERMINO CORRESPONDIENTE A NIVEL ARBOL
C   DE ESTE VERTICE EN XV. CONSIDERANDO LA CORRECCION A 1 LOOP, SOLO
C   PORQUE ESTAMOS EN EL ESCENARIO DONDE DOMINAN LOS DOBLETES.
C   CONSIDERAMOS EL VERTICE DEL MODELO

c     XV=((16.d0*pi**2.d0*dsqrt(cw2))/g**2.d0)*vnna
      XV=vnna

C     write(*,*)'VNNA= ',VNNA
C     xv=vfe+vh+vgw+vwa+vwz+14.1d0+((16.d0*pi**2.d0)/g**2.d0)*vnna
C     xu=ufe+uh+ugw+uwa+uwz
      XU=0.0D0
      xmw=80.33d0
      w2=xmw**2
      h2=xmh**2
      x mz=91.188d0
      z2=xmz**2

C     write(*,*)'h2= ',h2
      w=w2/h2
      z=z2/h2
      xgk=w2*xu

C     xhk=w2*dfe
      XHK=0.0D0
      x1wz=((1-w-z)**2)-4*w*z
      xf2=abs(xv)**2

c     xu2=abs(xu)**2
      xh2=abs(xhk)**2

c     write(*,*)xv
C     write(*,*)'w= ',w
      xfg2=abs( (1-w-z)*xv+(x1wz/(2*w))*xgk )

C     write(*,*)'z= ',z
      xt=(g2/(4*z))

      xmll2= xt*xfg2

      xfh2=2*w*xf2+(x1wz/(2*w))*xh2

```

---

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```

xmtt2=g2*xfh2

xtr=xmll2+xmtt2

C   pi2=pi**2
    raiz=dsqrt(x1wz)

c   xrg=(g2/(16*pi2))**2
    xhp=xmh*raiz/(16.d0*pi)
C   write(*,*)'pi= ',pi,'cw2= ',cw2
c   pause
c   fwdwz=xrg*xhp*xtr/cw2
    fwdwz=xhp*xtr/cw2

C   WRITE(*,*)FWDWZ
C   PAUSE

endif

return
end

c%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
c This subroutine evaluates the C-functions for the
c triangle.loops del decaimiento H+-->W+Z
c%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

C   subroutine fatr2(tanb,vfe,vh,vgw,vwa,vwz,dfe,ufe,uh,ugw,uwa,uwz)
C   real*8 xpi(6)
C   double complex cc0ddu,cc0uud,
C   &               cb0zuu,cb0zdd,cb0hdu,cb0wdu,cb00du1,
C   &               vfe,vh,vgw,vwa,vwz,dfe,ufe,uh,ugw,uwa,uwz,
C   &               afe,bfe
C   real*8 xmh,xma,xmt,xmb,xmta,xmw,xmz,sw2
C   real*8 alfa,beta,tanb,d0,xmu

```





APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```

C      tf=u-d
C      tf2=tf**2
C
C      cau=0.5d0
C      cad=-cau
C      cvu=cau-(4.d0*sw2/3.d0)
C      cvd=cad+(2.d0*sw2/3.d0)
C      scu=cau+cvu
C      rcu=cau-cvu
C      scd=cad+cvd
C      rcd=cad-cvd
C      wz2=(1-w-z)**2
C      xlam=wz2-4.d0*z*w
C      inlam=1.d0/xlam
C      inlam2=inlam**2
C      r=(2.d0*xmt/tanb)
C      s=(2.d0*xmb*tanb)
C      rmu=r*xmt
C      smd=s*xmb
C      rs=rmu+smd
C      drs=rmu-smd
C
C      afe=4.d0*scu*rs+
C      & ( 4.d0*xmb*(-s*h2*scd*tw + xmb*rmu*rcd)
C      & +(inlam*z*4.d0*h2)*( scd*rs*(w-2.d0*z)
C      & -4.d0*smd*(cad+u*cvd)+2.d0*scd*rs*tw*(tw+tf)
C      & +scd*tf*(2.d0*drs+rs*tf) )
C      & -16.d0*cad*smd*h2*tw2*inlam
C      & +(64.d0*inlam2*h2)*( scd*smd*tf*z*tw2
C      & +cvd*smd*(u*z-d*tw2)*tw2
C      & +cad*smd*tf*tw4 ) )*cc0ddu
C      & +( -4.d0*xmt*( r*tw*h2*scu+ xmt*smd*rcu )
C      & +(4.d0*z*inlam*h2)*( scu*smd*(1+2*tf)
C      & +(scu*rs)*(2.d0*tw*(tw-tf-1)-z+tf2)
C      & +2.d0*rcu*rmu*(u+d)
C      & -(4.d0*rmu*tw2/z)*(cad*d-cvu*u) )
C      & +(h2*inlam2*rmu)*( (cvu-3.d0*cau)*(z*z)
C      & -4.d0*cau*tw4 ) )*cc0uud
C      & -(4.d0*(scu+scd)*rs*inlam)*(tw-z+tw*tf)*(cb0wdu-cb0hdu)
C      & -(4.d0*scu*rs*inlam*z)*(1-tw+tf )*(cb0zuu-cb0wdu)

```

---

**APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS**

```

C      &  -(4.d0*scd*rs*inlam)*( z*(1-tf-tw)
C      &  +(smd/(rs*scd))*cad*xlam )*(cb0zdd-cb0wdu)
C      &  -4.d0*sw2*(drs+(1.d0/3.d0)*rs)*(cb0hdu-cb0wdu)
C      &  -2.d0*rmu*(cb0wdu-cb0zdd)
C
C
Cc     esto es a nivel arbol?
C
C     vfe=3.d0*afe/(16.d0*w2)
C     vh=0
C     vgw= 0
C     vwa=0
C     vwz=0
C
C
Ccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc 72
Cc    AQUÍ SE CALCULAN LAS U'S DEL DECAIMIENTO H->WZ
CccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccCC 72
C
C
C     bfe=cc0uud*( 4.d0*rmu*scu
C     & -(16.d0*z*inlam2)*( 3.d0*scu*rs*(tw-z)*tf*(tf-2.d0*tw)
C     & +2.d0*scu*smd*(z-tw)*(3.d0*d-u)+2.d0*scu*rmu*z*(u+d)
C     & -scu*rs*(tw2*(5.d0+4.d0*u+z+w)+z*z)
C     & -4.d0*scu*rmu*(1.d0+tf-tw)*tw2
C     & +z*(rmu*(5.d0*cau+cvu)-3.d0*smd*scu)
C     & +(3.d0*cvu-cau)*rmu*tw
C     & +3.d0*scu*(z*rmu+smd)*tw
C     & -2.d0*rmu*tw*(rcu*u+(cau+3.d0*cvu)*d)
C     & +7.d0*scu*smd*z*tw-4.d0*cau*rmu*tw2 )
C     & +(64.d0*tw3*inlam2)*(scu*rs*u+cau*rmu*(1.d0+tf)) )
C
C     & +( (-16.d0*z*inlam2)*(-scu*rmu*(z
C     & +2.d0*tw2)*(3.d0+2.d0*d+z-tw)
C     & +6.d0*scd*rmu*u*z+scd*smd*(z+2.d0*tw2)*(3.d0*tw-z)
C     & +6.d0*scd*rmu*tf*tw2-scd*smd*((xlam/4.d0)+9.d0*tw2)
C     & -3.d0*scd*rs*tf2*(z-tw)+4.d0*cad*smd*z
C     & +2.d0*scd*smd*(d+u)*z+3.d0*scd*rmu*tw*(1.d0-2.d0*u)
C     & +cvd*smd*tw*(3.d0-2.d0*tf-2.d0*u)-2.d0*scd*smd*u*tw
C     & +6.d0*scd*rmu*tw*z-6.d0*scd*rs*tf*z*tw

```

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```

C      & -4.d0*smd*tw2*(cad+scd*d)+10.d0*scd*smd*tf*tw2 )
C      & -(16.d0*inlam2)*( 4.d0*smd*tw3*(-scd*tf+cvd*u)
C      & +2.d0*scd*rmu*d*tw*(z+2.d0*tw2)
C      & +cad*smd*((xlam/4.d0)+3.d0*tw2)*tw
C      & +2.d0*cad*smd*d*tw*((xlam/4.d0)-tw2) ) )*cc0ddu
C
C
C      & -16.d0*scd*rs*(tw-z)/(xlam*h2)
C      & +(16.d0*inlam2/h2)*( scu*rs*tf*tw*(xlam/2)*(cb00du1-cb0hdu)
C      & +( 3.d0*scu*rs*z*((tw-tf)*(z-tw)-tw2)
C      & +scu*z*(-(rmu-3.d0*smd)*(xlam/4.d0)
C      & +3.d0*smd*tw)+cau*rmu*tw*(xlam/4.d0)
C      & +3.d0*rmu*tw*(cvu*z+cau*tw2) )*(cb0zuu-cb0wdu)
C      & +(scu*rs*(z*(w-1.d0)+tw2*(1.d0+2.d0*z))
C      & -scu*rs*tf*(3.d0*z*tw-2.d0*z-tw2)
C      & +2.d0*scu*(smd*z*(1.d0-2.d0*tw)-2.d0*rmu*tw3)
C      & -2.d0*rcu*rmu*z+4.d0*cau*rmu*tw2 )*(cb0wdu-cb0hdu) )
C      & +8.d0*inlam*smd*tf*rs*(tw/h2)*(cb0hdu-cb00du1)
C      & -16.d0*smd*(inlam/h2)*(cad*(tw-z)-cvd*z)*(cb0wdu-cb0zdd)
C      & +(16.d0*inlam2/h2)*(3.d0*scd*rs*z*(z-tw)*(1.d0
C      & -tf-tw)*(cb0wdu-cb0zdd)
C      & +( scd*rs*(z*(3.d0*z-2.d0*tw)-tw2*(2.d0*z+1.d0))
C      & +scd*rs*tf*(2.d0*z+tw2-3.d0*tw*z)
C      & +2.d0*rmu*smd*z*(4.d0*tw-2.d0*z-1.d0)
C      & +4.d0*smd*smd*(tw3-z*z+z*tw)+2.d0*rcd*smd*z
C      & -4.d0*cad*smd*tw2 )*(cb0hdu-cb0wdu) )
C
C
C      ufe=3.d0*bfe/(16.d0*w2)
C
Cc     write(*,*)ufe
C
Ccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc72
C
Cc     dkz=k12-z2
Cc     a4=a2**2
C
C
C     uh=0
C

```

---

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```

C
C
C      ugw=0
C
C      uwa=0
C
C      uwz=0
C
C      dfe=(3.d0/8.d0)*(1.d0/w2)*( cc0uud*( 2.d0*rmu*scu
C      &  -(4.d0*inlam)*( scu*rs*z*(1.d0+tf-tw)
C      &  +2.d0*cau*rmu*(z-tw-tw*tf)  ) )
C      &  +cc0ddu*( -2.d0*smd*scd
C      &  -(4.d0*inlam)*(-scd*rs*z*(1.d0-tf-tw)
C      &  -2.d0*smd*cad*(z-tw+tw*tf)  ) )
C      &  +(4.d0*inlam/h2)*( 2.d0*(cad*smd-cau*rmu)*(cb0wdu-cb0hdu)
C      &  +(scu*rs*z-2.d0*rmu*cau*tw)*(cb0zuu-cb0wdu)  ) )
Cc     &  +(2*cad*smd*h2-2*rmu*cau*h2-scd*rs*k12
Cc     &  +scu*rs*k12)*(cb0wdu-cb0hdu)  ) )
C
Cc     write(*,*)dfe
C
C     return
C     end
C
C%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
CSubrutina para los parametros alfa,beta,xmhp,xmhg
C%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

C      SUBROUTINE  PARAMETROS(tanb,ALFA,BETA,XMHP, XMHG)
C      REAL*8  xma,xmh,xmt,xmb,xmta,xmw,xmz,sw2
C      REAL*8  alfa,beta,xmhp,xmhg
C      real*8  pi1,xms,alfem,alfw,sinb,cosb,cos2b,cos2b2
C      real*8  SINB2,COSB2,EPS,tanb
Cc     REAL*8  DEL1,DEL2,DEL3,DEL4,DELTA, XMHG2, XMHP2
C      real*8  XM11, XM22, XM12, TAN2A
C      REAL*8  X2ALF
C      common/mamom/xmh,xma,xmt,xmb,xmta,xmw,xmz,sw2
C
C

```

**APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS**

---

```

C      pi1=4*datan(1.d0)
C      xms=1000.d0
C      ALFEM=1.DO/128.DO
C      ALFW=ALFEM/SW2
C      BETA=DATAN(tanb)
C      SINB=DSIN(BETA)
C      COSB=DCOS(BETA)
C      COS2B=DCOS(2.DO*BETA)
C      COS2B2=COS2B**2.d0
C      SINB2=SINB**2.d0
C      COSB2=COSB**2.d0
C      EPS=3.DO*ALFW*XMT**4*DLOG(1.DO+XMS**2.d0/XMT**2.d0)/
C      &      (2.DO*PI1*XMW**2.d0*SINB2)
Cc     EPS=0.0D0
C
Cc     DEL1=(XMA**2+XMZ**2+EPS)**2
Cc     DEL2=4.DO*XMA**2*XMZ**2*COS2B2
Cc     DEL3=4.DO*EPS*XMA**2*SINB2
Cc     DEL4=4.DO*EPS*XMZ**2*COSB2
Cc     DELTA=DSQRT(DEL1-DEL2-DEL3-DEL4)
C
Cc     XMHG2=0.5D0*(XMA**2+XMZ**2+EPS+DELTA)
Cc     XMHP2=0.5D0*(XMA**2+XMZ**2+EPS-DELTA)
C      XMHG=xmh+10
Cc     XMHP=115
C
C      XM11=XMA**2*SINB2+XMZ**2*COSB2
C      XM22=XMA**2*COSB2+XMZ**2*SINB2+EPS
C      XM12=-(XMA**2+XMZ**2)*SINB*COSB
C      IF(XM22.EQ.XM11)THEN
C      ALFA=-PI1/4.DO
C      RETURN
C      ENDIF
C      TAN2A=-2.DO*XM12/(XM22-XM11)
C      X2ALF=DATAN(TAN2A)
Cc     X2ALFD=DATAND(TAN2A)
C
C      IF(TAN2A.LT.0.DO) THEN
C      ALFA=X2ALF*0.5D0
Cc     ALFAD=X2ALFD*0.5D0

```

---



APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```

        xk2=((g**2)*(dsqrt(ylam2)))/(xx)
C      DE ACUERDO A LA FORMULA ESTO ES A NIVEL ARBOL

        fwdtnu=xk2*(xnum2)
        return
        end

cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc
c  Aqui se definen las funciones del decaimiento H->tb
cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc

        FUNCTION fwdtb(tanb,CT1,CT2)
        REAL*8  xma,xmh,xmt,xmb,xmta,xmw,xmz
        real*8  sw2,tanb,fwdtb,CT1,CT2
C      REAL*8  ALFA,BETA,XMHP,XMHG,VNNA,CT1,CT2
        real*8  pi,h2,w2,b2,t2,g,xm4,ylam3
        real*8  xf1,xf2,xnum3,xk3
        common/mamom/xmh,xma,xmt,xmb,xmta,xmw,xmz,sw2
C      common/masup/alfa,beta,xmhp,xmhg,VNNA,CT1,CT2

        xmt=175.d0
        xmb=5.d0
        pi=3.14159d0
        h2=xmh**2
        xmw=80.33d0
        w2=xmw**2
        b2=xmb**2
        t2=xmt**2
        g=0.6016964949d0

        xm4=b2*t2

        ylam3=((h2-b2-t2)**2.d0)-4.d0*xm4

```

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```

c      if(ylam3.le.0.0d0)then
c      fwdtb=0.d0
c      else
c      goto 22
c      endif

22      continue

      xf1=(h2-b2-t2)
c      se incluyen los cambios para construir el decaimiento para el modelo
c      de dos dobletes y un triplete   (ct1,ct2).

      xf2=( b2*(tanb*CT2)**2.d0)
&      + t2*((1.d0/tanb)*CT1)**2.d0
      xnum3=(xf1*xf2)-4.d0*xm4
      xk3=(3.d0*(g**2.d0)*(dsqrt(ylam3)) )/
&      (32.d0*pi*(xmh**3.d0)*w2)

      fwdtb=xk3*(xnum3)

C      WRITE(*,*)FWDTB
C      PAUSE

      return
      end

cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc
c  Aqui se definen las funciones del decaimiento H->Wh
cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc

      FUNCTION fwdwh(tanb,cb2)
      IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
      REAL*8 xma,xmh,xmhp,xmt,xmb,xmta,xmw,xmz
      real*8 sw2,tanb,fwdwh,cb2,alfa,beta
      real*8 pi,h22,hp2,w2,g,xphw2,ylamhp
      real*8 xfac1,xfac2,xnumh,xfac3,xra1

```

**APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS**

---

```
PARAMETER(XMS=1.0D3,G=0.6016964949D0)
common/mamom/xmh,xma,xmt,xmb,xmta,xmw,xmz,sw2
C    common/masup/alfa,beta,xmhp

C    WRITE(*,*)CB2,XMHP
C    PAUSE

C    INTRODUCJE LA SUBROUTINA PARAMETROS AQUI.

C    call parametros(tanb,ALFA,BETA,XMHP,XMHG)
C    sw2=0.2316d0
C    pi1=4*datan(1.d0)
C    ALFEM=1.D0/128.D0
C    ALFW=ALFEM/SW2
C    BETA=DATAN(tanb)
C    SINB=DSIN(BETA)
C    COSB=DCOS(BETA)
C    COS2B=DCOS(2.D0*BETA)
C    COS2B2=COS2B**2.d0
C    SINB2=SINB**2.d0
C    COSB2=COSB**2.d0
C    xmw=80.33d0
C    xmt=175.d0
C    xmb=5.d0

C    EPS=3.D0*ALFW*XMT**4*DLOG(1.D0+XMS**2.d0/XMT**2.d0)/
C    &    (2.D0*PI1*XMW**2.d0*SINB2)
c    EPS=0.0D0

c DEL1=(XMA**2+XMZ**2+EPS)**2
c DEL2=4.D0*XMA**2*XMZ**2*COS2B2
c DEL3=4.D0*EPS*XMA**2*SINB2
c DEL4=4.D0*EPS*XMZ**2*COSB2
c DELTA=DSQRT(DEL1-DEL2-DEL3-DEL4)

c XMHG2=0.5D0*(XMA**2+XMZ**2+EPS+DELTA)
c XMHP2=0.5D0*(XMA**2+XMZ**2+EPS-DELTA)
C    XMHG=xmh+10
C    XMHP=115
```

---

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```
C      xmz=91.188d0
C      XM11=XMA**2*SINB2+XMZ**2*COSEB2
C      XM22=XMA**2*COSEB2+XMZ**2*SINB2+EPS
C      XM12=-(XMA**2+XMZ**2)*SINB*COSEB

C      IF(XM22.EQ.XM11)THEN
C      ALFA=-PI1/4.D0
C      RETURN
C      ENDIF

C      TAN2A=-2.D0*XM12/(XM22-XM11)
C      X2ALF=DATAN(TAN2A)
C      X2ALFD=DATAND(TAN2A)

C      IF(TAN2A.LT.0.D0) THEN
C      ALFA=X2ALF*0.5D0
C      ALFAD=X2ALFD*0.5D0
C      ELSE
C      ALFA=(X2ALF-PI1)*0.5D0
C      ALFAD=(X2ALFD-180.D0)*0.5D0
C      ENDIF

C HASTA AQUI ES LA SUBROUTINA PARAMETROS
      PI=4.D0*DATAN(1.D0)
      h22=xmh**2
      hp2=xmhp**2
C      hg2=xmhg**2
C      xmw=80.33d0
      w2=xmw**2

C      WRITE(*,*)XMH,XMHP
C      PAUSE

      if(xmh.le.xmhp+mw)then
C      WRITE(*,*)'AQUI'
C      PAUSE
      fwdwh=0.0
      else
C      WRITE(*,*)'ACA'
```

APÉNDICE C. PROGRAMA WH.FOR PARA LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS DEL  
SECTOR DE HIGGS

---

```
C      PAUSE

      xphw2=w2*hp2
      ylamhp=((h22-w2-hp2)**2.d0)-4.d0*xphw2
      xfac1=(h22-hp2)**2
      xra1=xfac1/w2
      xfac2=2*( h22+hp2 )
      xnumh=w2-xfac2+xra1
      xfac3=((g**2.d0)*(dsqrt(ylamhp)) )/
&      (64.d0*pi*(xmh**3.d0))

C      COMO CB2 ENTRA DEL PROGRAMA PRINCIPAL,CORTAMOS EL QUE YA
C      SE TENIA

C      cb2=(cos(beta-alfa) )**2

C      AQUI NO QUIERE CALCULAR CB2

C      write(*,*)cb2
C      pause

      fwdwh=cb2*xfac3*xnumh

C      WRITE(*,*)FWDWH,XFAC3,XNUMH,CB2
C      PAUSE

      endif
      return
      end
```



## Apéndice D

### Artículo

En este apéndice se presenta el artículo publicado con los resultados obtenidos del trabajo de investigación de esta tesis titulado “Higgs masses and coupling within an extension of the MSSM with Higgs triplets”, publicado en la revista *International Journal of Modern Physics A*, Vol. 17, No 4 (2002) 465-486.

## HIGGS MASSES AND COUPLING WITHIN AN EXTENSION OF THE MSSM WITH HIGGS TRIPLETS

OLGA FÉLIX-BELTRÁN

*Instituto de Física “Luis Rivera Terrazas”,  
Benemérita Universidad Autónoma de Puebla,  
Apdo. Postal J-48, C.P. 72570, Puebla, Pue., Mexico  
olga@sirio.ifuap.buap.mx*

Received 31 July 2001

Revised 13 September 2001

We study the properties of the Higgs sector in an extended SUSY model that includes a complex ( $Y = 0$ ) Higgs triplet. In particular, we evaluate the Higgs masses and their couplings to gauge bosons, including the leading radiative corrections using the one-loop effective potential. The mass difference between the CP-even and CP-odd neutral scalars, which can mimic a CP-violating Higgs signature of the MSSM, is also studied. Then, we study the range of parameters that are bounded from the LEP2 search for neutral Higgs bosons, as well as the corresponding region where at least one of the neutral CP-even Higgs boson can be detected at a future  $e^+e^-$  collider with a c.m. energy of 500 GeV.

### 1. Introduction

Although the Standard Model (SM),  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , of the strong and electroweak interactions describes correctly particle physics at present energies, one of its basic ingredients, the scalar Higgs sector, still remains untested. In the SM, the Higgs sector consists of a single  $SU(2)$  doublet, and after spontaneous symmetry breaking (SSB) it remains a physical state, the Higgs boson ( $\phi_{\text{sm}}$ ), whose mass is not predicted in the theory. On the other hand, the SM is not expected to be the ultimate theoretical structure responsible for electroweak symmetry breaking (EWSB).<sup>1,2</sup> If the SM is embedded in a more fundamental theory, characterized by a much larger energy scale (e.g. the GUT or Planck scale), the Higgs boson would tend to acquire a mass of the order of the largest energy scale due to radiative corrections. Only by adjusting the parameters of the SM Higgs potential, one could arrange the large hierarchy between the largely separated scales.<sup>3</sup>

The SM provides no solution to this fine-tuning problem, but supersymmetric (SUSY) extensions of the SM have the potential to address it. SUSY theories are the most symmetric quantum field theories, since they incorporate a symmetry between bosons and fermions, which provides a cancellation mechanism between loops involving these particles.<sup>4</sup> The minimal supersymmetric extension of the SM

(MSSM) provides a theoretical framework where the problem of naturalness and hierarchy can be ameliorated, while retaining the Higgs bosons as elementary particles. The MSSM contains two Higgs doublets, which give masses to the up and down-type fermions as well as the gauge bosons. The physical spectrum consists of two neutral CP-even states ( $h^0, H^0$ ) and one CP-odd ( $A^0$ ), as well as a pair of charged scalar particles ( $H^\pm$ ).

The Higgs masses depend, at tree-level, only on two parameters (usually chosen as  $\tan\beta \equiv v_2/v_1$  and  $m_{A^0}$ ), and satisfy the bounds  $m_{h^0}^2 \leq m_Z^2 \cos^2 2\beta$ ,  $m_{h^0} < m_{A^0} < m_{H^0}$  and  $m_{H^\pm} > m_W$ . When radiative corrections are introduced, the masses and couplings become dependent on additional parameters of the model. In particular, the dominant radiative corrections to the Higgs masses, which grow with the fourth power of the top quark mass and depend logarithmically on the stop mass,<sup>5</sup> can shift the upper limit on the light Higgs boson mass up to about  $\sim 130$  GeV. Higgs particles beyond  $\sim 115$  GeV, will not be accessible at LEP2, thus higher energies are required to search for these particles and to test their properties. In fact, very recently LEP reported a Higgs-like signal consistent with the SM and  $m_h = 115$  GeV (which can also be consistent with SUSY). If LEP results can be interpreted as a bound MSM Higgs, it translates into bounds  $m_h, m_A \geq O(100 \text{ GeV})$ , whereas charged Higgs search also gives  $m_H^\pm \geq 100 \text{ GeV}$ .<sup>6</sup>

In this work, we are interested in studying an extension of the MSSM, with a Higgs sector that includes an additional complex Higgs triplet. Models containing Higgs triplets or higher isospin representations, must be carefully constructed in order to satisfy the relation  $\rho = 1$  at the tree level. This can be done by imposing a custodial SU(2) symmetry, which typically requires more than one higher-representation;<sup>1</sup> for instance, one can choose a Higgs sector with two complex triplets and one real triplet.<sup>7</sup> On the other hand, it is also possible to satisfy the experimental value  $\rho \simeq 1$ , by taking an small v.e.v. for the triplets, which is the option taken in this paper. Namely, we shall study a model with two Higgs doublets ( $\Phi_1, \Phi_2$ ) and one complex triplet ( $\Sigma$ ) of isospin  $T = 1$  and hypercharge  $Y = 0$ .<sup>8</sup> The goal of our paper is to study the Higgs sector of the model, and to find out the region of parameter space where at least one light Higgs boson couples with SM-like strength to the gauge bosons, which could be detected at a future linear collider (NLC). In general, Higgs triplets are interesting because they are required in left-right extensions of the SM,<sup>9</sup> and can be used also to provide small neutrino masses at the weak-scale,<sup>10</sup> which in turn will induce lepton-flavor violating processes.<sup>11</sup>

The paper is organized as follows. In Sec. 2, we review the Higgs sector of the model and the derivation of the scalar potential, minimization conditions and the Higgs mass matrices.<sup>a</sup> The numerical analysis of Higgs masses, including the leading

<sup>a</sup>The present model was studied in some detail in Ref. 8 at the tree-level, and Refs. 12 and 13 evaluated the radiative corrections to the upper bound on the lightest Higgs mass, however a detailed analysis of the Higgs spectrum of the model and their coupling has not been considered previously. Moreover, in Ref. 8 it is found a tree-level coupling  $W^+ H^- \gamma$ , that must vanish because of gauge invariance.<sup>14</sup>

radiative-corrections, are presented in Sec. 3; this includes the study of the coupling of the Higgs scalars with the  $ZZ$  bosons, and the mass difference between the CP-even and CP-odd neutral scalars. Next, in Sec. 4 we present the cross sections for the light CP-even neutral Higgs bosons ( $H_0, H_1, H_2$ ), and determine the range of parameters where one can detect at least one of the neutral scalars. Here, we analyze the masses and couplings of the CP-even and the charged Higgs states. Our conclusions are drawn in Sec. 5.

## 2. The Higgs Sector of the Model

The supersymmetric model with two doublets and a complex triplet is one of the simplest extension of the minimal supersymmetric model, that allows to study phenomenological consequences of an explicit breaking of the custodial symmetry  $SU(2)$ <sup>8</sup>. The Higgs doublets have the following components:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

whereas the (complex) Higgs triplet can be described in terms of the  $2 \times 2$  matrix representation as

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{2}}\xi^0 & -\xi_2^+ \\ \xi_1^- & -\sqrt{\frac{1}{2}}\xi^0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$\xi^0$  is the complex neutral field, and  $(\xi_1^-)^*$ ,  $(\xi_2^+)$  denote the charged scalars. This section is based in Ref. 8, although we have made a few changes in notation; we attempted to reproduce the results relevant for our analysis.

### 2.1. Higgs potential and its minimization

The most general gauge-invariant and renormalizable superpotential, that can be written for the Higgs superfields  $\Phi_{1,2}$  and  $\Sigma$  is given by

$$W = \lambda \Phi_1 \cdot \Sigma \Phi_2 + \mu_D \Phi_1 \cdot \Phi_2 + \mu_T \text{Tr}(\Sigma^2), \quad (3)$$

where we have used the notation  $\Phi_1 \cdot \Phi_2 \equiv \epsilon_{ab} \Phi_1^a \Phi_2^b$ , with  $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$  and  $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 0$ . The superpotential does not include possible cubic terms involving the superfield  $\Sigma$ , because of the fact that  $\text{Tr}(\Sigma^3) \equiv 0$ , for  $\Sigma$  lying in the adjoint representation of  $SU(2)$ .

The resulting scalar potential involving only the Higgs fields<sup>b</sup> is then written as

$$V = V_{SB} + V_F + V_D,$$

<sup>b</sup>The part of the potential that includes the squark fields has the same form as in the MSSM, whereas for the lepton case it is possible to include additional terms associated with neutrino masses, but this will be omitted in the present paper.

where  $V_{SB}$  denotes the most general soft-supersymmetry breaking potential, which can be written as

$$V_{SB} = m_1^2 |\Phi_1|^2 + m_2^2 |\Phi_2|^2 + m_3^2 \text{Tr}(\Sigma^\dagger \Sigma) + [A\lambda \Phi_1 \cdot \Sigma \Phi_2 + B_D \mu_D \Phi_1 \cdot \Phi_2 + B_T \mu_T \text{Tr}(\Sigma^2) + \text{h.c.}]. \quad (4)$$

$V_F$  denotes the SUSY  $F$ -term contribution to the potential, and it has the form:

$$V_F = \left| \mu_D \phi_2^0 + \lambda \left( \phi_2^+ \xi_1^- - \sqrt{\frac{1}{2}} \phi_2^0 \xi^0 \right) \right|^2 + \left| \mu_D \phi_1^0 + \lambda \left( \phi_1^- \xi_2^+ - \sqrt{\frac{1}{2}} \phi_1^0 \xi^0 \right) \right|^2 + \left| \mu_D \phi_2^+ + \lambda \left( \sqrt{\frac{1}{2}} \phi_2^+ \xi_0 - \phi_2^0 \xi_2^+ \right) \right|^2 + \left| \mu_D \phi_1^- + \lambda \left( \sqrt{\frac{1}{2}} \phi_1^- \xi^0 - \phi_1^0 \xi_1^- \right) \right|^2 + \left| 2\mu_T \xi^0 - \lambda \sqrt{\frac{1}{2}} (\phi_1^0 \phi_2^0 + \phi_1^- \phi_2^+) \right|^2 + |\lambda \phi_1^0 \phi_2^+ - 2\mu_T \xi_2^+|^2 + |\lambda \phi_1^- \phi_2^0 - 2\mu_T \xi_1^-|^2, \quad (5)$$

whereas the  $D$ -terms ( $V_D$ ) are given by

$$V_D = \frac{1}{8} g^2 [|\phi_1^0|^2 - |\phi_1^-|^2 + |\phi_2^+|^2 - |\phi_2^0|^2 + 2|\xi_2^+|^2 - 2|\xi_1^-|^2]^2 + \frac{1}{8} g'^2 [|\phi_1^0|^2 + |\phi_1^-|^2 - |\phi_2^+|^2 - |\phi_2^0|^2]^2 + \frac{1}{8} g^2 [\phi_1^{0*} \phi_1^- + \phi_2^{+*} \phi_2^0 + \sqrt{2}(\xi_2^+ + \xi_1^-) \xi^{0*} + \text{h.c.}]^2 - \frac{1}{8} g^2 [\phi_1^{-*} \phi_1^0 + \phi_2^{0*} \phi_2^+ + \sqrt{2}(\xi_2^+ - \xi_1^-) \xi^{0*} - \text{h.c.}]^2. \quad (6)$$

## 2.2. The mass matrices of the Higgs sector

The scalar potential can be split into its neutral and charged parts,  $V = V_{\text{charged}} + V_{\text{neutral}}$ . Besides the supersymmetry-breaking mass terms,  $m_i^2$  ( $i = 1, 2, 3$ ), the potential depends on the parameters  $\lambda$ ,  $\mu_D$ ,  $\mu_T$ ,  $A$ ,  $B$ . For simplicity we shall assume that there is no CP violation in the Higgs sector, and thus all the parameters and the v.e.v.'s will be assumed to be real.

## 2.2.1. The neutral Higgs masses tree-level

First, we are interested in the neutral Higgs sector; we shall present the explicit expression for the neutral scalar potential ( $V_{\text{neutral}}$ ), working in the basis  $\{\phi_1^0, \phi_2^0, \xi^0\}$ ; then,

$$\begin{aligned}
V_{\text{neutral}}(\phi_1^0, \phi_2^0, \xi^0) = & m_1^2 |\phi_1^0|^2 + m_2^2 |\phi_2^0|^2 + m_3^2 |\xi^0|^2 \\
& + \left| \mu_D \phi_2^0 - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda \phi_2^0 \xi^0 \right|^2 + \left| \mu_D \phi_1^0 - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda \phi_1^0 \xi^0 \right|^2 \\
& + \left| 2\mu_T \xi^0 - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda \phi_1^0 \phi_2^0 \right|^2 + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) [|\phi_1^0|^2 - |\phi_2^0|^2]^2 \\
& + \left[ -\sqrt{\frac{1}{2}} A \lambda \phi_1^0 \phi_2^0 \xi^0 + B_D \mu_D \phi_1^0 \phi_2^0 + B_T \mu_T \xi^0 \xi^0 + \text{h.c.} \right]. \quad (7)
\end{aligned}$$

The minimization conditions read as follows:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \phi_1^0} \right|_{\langle \phi_1^0 \rangle = v_1} = \left. \frac{\partial V}{\partial \phi_2^0} \right|_{\langle \phi_2^0 \rangle = v_2} = \left. \frac{\partial V}{\partial \xi^0} \right|_{\langle \xi^0 \rangle = v_T} = 0. \quad (8)$$

Considering the real v.e.v.s, we define  $\langle \phi_1^0 \rangle \equiv v_1$ ,  $\langle \phi_2^0 \rangle \equiv v_2$ ,  $\langle \xi^0 \rangle \equiv v_T$ , and using the resulting minimization conditions, one can write  $m_1^2$ ,  $m_2^2$ ,  $m_3^2$  in terms of the remaining parameters of the model. Thus,

$$\begin{aligned}
m_1^2 = & \left[ \sqrt{\frac{1}{2}} A \lambda v_T - B_D \mu_D + \lambda \left( \sqrt{2} \mu_T v_T - \frac{1}{4} \lambda v_D^2 \sin 2\beta \right) \right] \tan \beta \\
& - \left( \mu_D - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_T \right)^2 - \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v_D^2 \cos 2\beta, \\
m_2^2 = & \left[ \sqrt{\frac{1}{2}} A \lambda v_T - B_D \mu_D + \lambda \left( \sqrt{2} \mu_T v_T - \frac{1}{4} \lambda v_D^2 \sin 2\beta \right) \right] \cot \beta \\
& - \left( \mu_D - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_T \right)^2 - \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v_D^2 \cos 2\beta, \\
m_3^2 = & \frac{\lambda}{v_T \sqrt{2}} v_D^2 \left[ \frac{1}{2} (A + 2\mu_T) \sin 2\beta + \mu_D \right] - \left( 4\mu_T^2 + 2B_T \mu_T + \frac{1}{2} \lambda^2 v_D^2 \right). \quad (9)
\end{aligned}$$

We combine the Higgs doublet v.e.v.'s as  $v_D^2 \equiv v_1^2 + v_2^2$  and define  $\tan \beta \equiv v_2/v_1$ . The relations between  $(v_D, v_T)$  and  $(m_W^2, m_Z^2)$  are

$$\begin{aligned}
m_W^2 = & \frac{1}{2} g^2 (v_D^2 + 4v_T^2), \\
m_Z^2 = & \frac{\frac{1}{2} g^2 v_D^2}{\cos^2 \theta_W}, \quad (10)
\end{aligned}$$

which imply that the tree-level  $\rho$ -parameter is different from one, namely,

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1 + 4R^2, \quad R \equiv \frac{v_T}{v_D}. \quad (11)$$

The bound on  $R$  is obtained from the  $\rho$  parameter, which lays in the range 0.9799–1.0066 at 95% c.l., thus,  $R \leq 0.04$  (95% c.l.) and then  $v_T \leq 9$  GeV, at 95% c.l.<sup>16</sup> This bound must be respected in our numerical analysis.

Now, in order to compute the Higgs boson mass matrix, one needs to rewrite Eq. (7) in terms of the components of the Higgs multiplets. Then the Higgs boson squared mass matrix is obtained from:

$$M_{ij}^2 = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j^*} \right|_{\text{minimum}}, \quad (12)$$

where minimum means setting the real parts of the neutral fields at their the v.e.v.'s, while the imaginary and charged components are set to zero.

For the neutral Higgs sector, we shall obtain the squared-mass matrix in terms of real and imaginary components, namely in the basis

$$\left\{ \sqrt{\frac{1}{2}} \operatorname{Re} \phi_1^0, \sqrt{\frac{1}{2}} \operatorname{Re} \phi_2^0, \sqrt{\frac{1}{2}} \operatorname{Re} \xi^0, \sqrt{\frac{1}{2}} \operatorname{Im} \phi_1^0, \sqrt{\frac{1}{2}} \operatorname{Im} \phi_2^0, \sqrt{\frac{1}{2}} \operatorname{Im} \xi^0 \right\}.$$

The resulting mass matrix splits into two blocks, one of them (with the imaginary components) is associated with the pseudoscalar Higgs states, while the other one (with real components) describes the masses of the scalar Higgs bosons. This results holds because CP-invariance of the Higgs sector is assumed.

The squared mass matrix for pseudoscalar Higgses is given by a  $(3 \times 3)$  matrix,

$$M_P^2 = \begin{pmatrix} (RP_1 - B_D \mu_D) \tan \beta & RP_1 - B_D \mu_D & P_2 v_D \sin \beta \\ RP_1 - B_D \mu_D & (RP_1 - B_D \mu_D) \cot \beta & P_2 v_D \cos \beta \\ P_2 v_D \sin \beta & P_2 v_D \cos \beta & \frac{P_1}{2R} \sin 2\beta + P_3 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

However, this matrix contains a massless state, which is the Goldstone boson  $G^0$  that gives mass to the  $Z$  boson. Then, the  $(3 \times 3)$  matrix reduces to a  $(2 \times 2)$  matrix for the massive states,

$$M_P^2 = \begin{pmatrix} (RP_1 - B_D \mu_D) \tan \beta & P_2 \sin \beta \\ P_2 \sin \beta & \frac{1}{2} P_1 \sin 2\beta + P_3 \end{pmatrix} \quad (14)$$

where the  $P_1$ ,  $P_2$  and  $P_3$  are given as follows:

$$\begin{aligned} P_1 &= \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_D (A + 2\mu_T), \\ P_2 &= \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_D (A - 2\mu_T), \\ P_3 &= -4B_T \mu_T + \frac{\lambda \mu_D v_D}{\sqrt{2}R}. \end{aligned} \quad (15)$$

And we have replaced the v.e.v.  $v_T$  in terms of the parameter  $R$  using the relation (11), i.e.  $v_T = Rv_D$ .

On the other hand, the squared mass matrix for scalar Higgses (of order  $3 \times 3$ ) can be written as

$$M_S^2 = \begin{pmatrix} -S_2 \tan \beta + m_Z^2 \cos^2 \beta & S_2 + \frac{1}{2} m_Z^2 \sin 2\beta (\alpha_\lambda - 1) & -\frac{1}{R} S_1 \sin \beta + S_3 \cos \beta \\ S_2 + \frac{1}{2} m_Z^2 \sin 2\beta (\alpha_\lambda - 1) & -S_2 \cot \beta + m_Z^2 \sin 2\beta & -\frac{1}{R} S_1 \cos \beta + S_3 \sin \beta \\ -\frac{1}{R} S_1 \sin \beta + S_3 \cos \beta & -\frac{1}{R} S_1 \cos \beta + S_3 \sin \beta & S_4 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

where

$$\begin{aligned} S_1 &= \sqrt{\frac{1}{2}} R v_D \lambda (A + 2\mu_T), \\ S_2 &= B_D \mu_D - S_1 R, \\ S_3 &= v (\lambda^2 R v_D - \sqrt{2} \lambda \mu_D), \\ S_4 &= \frac{1}{2R^2} S_1 \sin 2\beta + \frac{\lambda v_D \mu_D}{\sqrt{2} R}. \end{aligned} \quad (17)$$

### 2.2.2. The charged Higgs mass matrix

For the charged-Higgs sector of the model, we consider the scalar potential in the basis  $\phi_1^-, \phi_2^+, \xi_1^-, \xi_2^+$ . By performing an  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  gauge transformation, one can take:  $v_2^+ \equiv \langle \phi_2^+ \rangle = 0$ . Although one could allow the v.e.v.'s of the remaining charged components to be different from zero:  $v_1^- \equiv \langle \phi_1^- \rangle$ ,  $v_{T1}^- \equiv \langle \xi_1^- \rangle$ , and  $v_{T2}^+ \equiv \langle \xi_2^+ \rangle$ , and one should evaluate whether the charge-conserving minimum is really the true minimum, in this paper we shall simply assume that this is the right minimum, which can be verified by requiring that all the physical charged Higgs bosons of the model have positive squared masses.<sup>15</sup> Then, the potential for the charged scalars takes the form:

$$\begin{aligned} V_{\text{charged}}(v_1^-, v_{T1}^-, v_{T2}^+) &= m_1^2 |v_1^-|^2 + m_3^2 (|v_{T1}^-|^2 + |v_{T2}^+|^2) \\ &+ [A \lambda v_2 v_1 v_{T2}^+ - 2B_T \mu_T v_{T1}^- v_{T2}^+ + \text{h.c.}] \\ &+ \lambda v_1 \left( \mu_1 - \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_T \right) (v_1^- v_{T2}^+ + \text{h.c.}) \\ &+ \lambda^2 [v_2^2 (|v_{T2}^+|^2 + |v_1^-|^2) + v_1^2 |x_1^-|^2] \\ &+ \left( \mu_1 + \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_T \right)^2 |v_1^-|^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\lambda v_1 \left( \mu_1 + \sqrt{\frac{1}{2}} \lambda v_T \right) (v_1^- v_{T1}^{-*} + \text{h.c.}) \\
 & + 4\mu_T^2 (|v_{T2}^+|^2 + |v_{T1}^-|^2) - 2\mu_T \lambda v_2 (v_1^- v_{T1}^{-*} + \text{h.c.}) \\
 & + \lambda^2 |v_1 v_{T2}^+|^2 + \frac{1}{8} g'^2 |v_1^-|^4 + \frac{1}{4} g'^2 |v_1^-|^2 (v_1^2 - v_2^2) \\
 & + \frac{1}{8} g^2 [v_1 v_1^- + v_T \sqrt{2} (v_{T1}^- + v_{T2}^+) + \text{h.c.}]^2 \\
 & - \frac{1}{8} g'^2 [v_1 v_1^{-*} + v_T \sqrt{2} (v_{T2}^+ - v_{T1}^-) - \text{h.c.}]^2 \\
 & + \frac{1}{8} g^2 [2|v_{T2}^+|^2 - 2|v_{T1}^-|^2 - |v_1^-|^2]^2 \\
 & + \frac{1}{4} g^2 [2|v_{T2}^+|^2 - 2|v_{T1}^-|^2 - |v_1^-|^2] (v_1^2 - v_2^2). \tag{18}
 \end{aligned}$$

The charged matrix elements are

$$\begin{aligned}
 M_{C11}^2 &= \frac{1}{2} v_1^2 (\lambda^2 + g^2) + 2\sqrt{2} \lambda \mu_D R v_D + C_1^- \cot \beta, \\
 M_{C12}^2 &= \frac{1}{2} v_1 v_2 (\lambda^2 + g^2) - C_1^+, \\
 M_{C13}^2 &= -\lambda (\mu_D v_2 + 2\mu_T v_1) + C_2, \\
 M_{C14}^2 &= \lambda (A v_1 + \mu_1 v_2) + C_2, \\
 M_{C22}^2 &= \frac{1}{2} v_2^2 (\lambda^2 + g^2) + 2\sqrt{2} \lambda \mu_D R v_D + C_1^- \tan \beta, \\
 M_{C23}^2 &= \lambda (A v_2 + \mu_D v_1) + C_3, \\
 M_{C24}^2 &= -\lambda (\mu_D v_1 + 2\mu_D v_2) + C_3, \\
 M_{C33}^2 &= \frac{1}{2} (\lambda^2 - g^2) (v_2^2 - v_1^2) + (g R v_D) + C_4, \\
 M_{C34}^2 &= -2B_T \mu_T + (g R v_D), \\
 M_{C44}^2 &= -\frac{1}{2} (\lambda^2 - g^2) (v_2^2 - v_1^2) + (g R v_D)^2 + C_4, \tag{19}
 \end{aligned}$$

where the constants appearing in the previous equation are defined as

$$\begin{aligned}
 C_1^\pm &= \sqrt{\frac{1}{2}} (A \lambda R v_D \pm \sqrt{2} B_D \mu_D + 2\lambda \mu_T R v_D), \\
 C_2 &= \sqrt{\frac{1}{2}} v_2 R v_D (g^2 - \lambda^2), \\
 C_3 &= \sqrt{\frac{1}{2}} v_1 R v_D (g^2 - \lambda^2), \\
 C_4 &= \frac{\lambda}{\sqrt{2} R v_D} [(A + 2\mu_T) v_1 v_2 + \mu_D v_D^2] - 2B_T \mu_T.
 \end{aligned}$$

After diagonalizing this mass matrix we obtain the massless charged state (Goldstone boson), the resulting mass eigenvalues, and the resulting mixing matrix allows us to analyze the coupling  $W^+H^-Z(\gamma)$ .

**2.3. Leading radiative-corrections to the neutral Higgs masses**

The previous mass matrices hold at the tree-level, and we already know the important effect that the radiative corrections have on the Higgs mass relations. In order to estimate the corrections to the scalar masses, we shall follow the effective potential approach, where one studies the improved one-loop effective action  $V_{\text{eff}} = V_{\text{tree}} + V^{(1)}$ , where the leading (one-loop) correction to the effective potential is given by:<sup>17</sup>

$$V^{(1)}|_{v_t^4} = \frac{3h_t^4}{16\pi^2} v_1^4 \left( \frac{1}{2} X_t + t \right), \tag{20}$$

where

$$X_t \equiv 2 \frac{A_t^2}{m_s^2 + m_t^2} \left( 1 - \frac{A_t^2}{12(m_s^2 + m_t^2)} \right), \tag{21}$$

and

$$t = \ln \left[ \frac{m_s^2}{m_t^2} + 1 \right]. \tag{22}$$

$A_t$  is an expression that depends on the parameters of the model and describes the mixing in the stop sector. We are interested in the case when the mixing is zero, i.e.  $A_t = 0$ . Then,  $X_t = 0$ . This choice is the best for LEP2, because the radiative corrections are not bigger than in the case with maximal mixing.

The top Yukawa coupling  $h_t$  can be expressed as  $h_t = m_t/v_2$ . Then, we can express the corrected potential to one loop as

$$V^{(1)} = \frac{3m_t^4}{16\pi^2 v^4 \sin^4 \beta} (\phi_1^0)^4 \ln \left( \left( \frac{m_s}{m_t} \right)^2 + 1 \right). \tag{23}$$

The radiative correction affects the scalar mass matrix, but in this approximation it only changes the 11-entry, namely  $(M_{S_{11}}^{(1)})^2$ , which is now given by

$$(M_{S_{11}}^{(1)})^2 = \frac{9}{4} \frac{m_t^4}{\pi^2 v_2^4} v_1^2 \ln \left( \left( \frac{m_s}{m_t} \right)^2 + 1 \right). \tag{24}$$

**3. Numerical Results for Allowed Regions and Higgs Masses**

Because of the large number of parameters appearing in the model, which include  $\tan \beta$ ,  $R$ ,  $\lambda$ ,  $\mu_D$ ,  $\mu_T$ ,  $A$ ,  $B_D$ ,  $B_T$ , one has to consider some simplified cases, for which we shall try to identify useful relations or trends for the behaviour of Higgs masses and couplings of the model. For our numerical analysis of the allowed region and Higgs masses, we shall consider:

- (a)  $\tan\beta$  as an independent-variable, taking values between 2 and 50;
- (b)  $R$  will take the representative values 0.01, 0.025 and 0.04 (which is the largest value allowed by the  $\rho$  parameter);
- (c) the parameter  $\lambda$  will take the values 0.1, 0.5 and 1.0 (which is approximately the largest value allowed by perturbativity); and
- (d) the remaining parameters will cover the ranges allowed by SUSY, namely masses in the range between 0 and 1000 GeV.

Furthermore, we shall analyze the following specific scenarios:

**Scenario I:**  $B_D = \mu_D = 0$ , which represent the scenario when SSB is dominated by the effects of the Higgs triplets, and we shall also consider the following cases:

- (A)  $B_T = \mu_T = A$
- (B)  $B_T = \mu_T = -A$
- (C)  $B_T = -\mu_T = A$
- (D)  $-B_T = \mu_T = A$ .

**Scenario II:**  $B_T = \mu_T = 0$ , which represent the scenario when SSB is dominated by the effects of the Higgs doublets; the following cases will be considered:

- (A)  $B_D = \mu_D = A$
- (B)  $B_D = \mu_D = -A$
- (C)  $B_D = -\mu_D = A$
- (D)  $-B_D = \mu_D = A$ .

**Scenario III:**  $|B_D| = |B_T| = |\mu_D| = |\mu_T| = |A|$ , both doublet and triplet contribute to SSB. Within this scenario we shall consider several cases; for instance (A)  $B_D = B_T = \mu_D = \mu_T = A$ , as well as 15 others cases (Table 3 shows them, including their most salient features).

Then, for each point in parameter space, within the above scenarios, we shall determine the allowed regions, by requiring the scalar squared mass eigenvalues to be positive, and the Higgs potential laying in a global minimum. Namely, we shall fix first  $R$  and  $\lambda$ , then for each value of  $\tan\beta$ , within 2 and 50, we shall vary randomly the values of the remaining parameters, and will find out the range of values of  $\tan\beta$  that is allowed. Once we have verified that a particular point is allowed, we evaluate the Higgs masses, whose results are presented in this section, and the Higgs couplings, which will be discussed in the next section. The regions in the plane  $\tan\beta - A$  will be classified as

- TA (Totally allowed): where all points in the plane are found to give a consistent spectrum, which will be constrained by LEP2 searches for Higgs bosons.
- PA (Partially allowed): when only some regions of the plane are found to be acceptable.
- SPA (Scattered points allowed): in this case only some scattered points in the plane are found to be allowed.

Table 1. Scenario I,  $B_D = \mu_D = 0$ . We show the results for the cases where the regions are partially allowed (PA) in the parameter region  $\text{tg}\beta \in [2, 50]$  and  $A \in [0, 1000]$ . In the four column we give the lightest Higgs, i.e. Higgs bosons with  $m_H < m_Z$ ; these are calculated for a fixed  $\text{tg}\beta$ .

Case	$\lambda$	Region	Lightest Higgs		Coupling $ZZ$		
			(LHB)	$\text{tg}\beta$	$H_0$	$H_1$	$H_2$
(A) $B_T = \mu_T = A$	0.1	PA	$H_0, H_1, C_1, P_1$	2	WC	FC	WC
	0.5	PA	$H_0, H_1, C_1, P_1$	2	WC	FC	WC
	1.0	PA	$H_0, H_1, P_1$	5	WC	FC	WC
(D) $B_T = -A, \mu_T = A$	0.1	PA	$H_0, H_1, C_1, P_1$	2	WC	FC	WC
	0.5	PA	$H_0, H_1, C_1, P_1$	5	WC	FC	WC
	1.0	PA	$H_0, H_1, P_1$	5	WC	FC	WC

Table 2. Scenario II,  $B_T = \mu_T = 0$ . Here we show the results in the case 2D, where the regions are totally allowed (TA) in the parameter region  $\text{tg}\beta \in [2, 50]$  and  $A \in [0, 1000]$ . In the four column we give the lightest Higgs bosons, i.e. Higgs bosons with  $m_H < m_Z$ ; these are calculated for a fixed  $\text{tg}\beta$ .

Case	$\lambda$	Region	Lightest Higgs		Coupling $ZZH_i$		
			(LHB)	$\text{tg}\beta$	$H_0$	$H_1$	$H_2$
(D) $B_D = -A, \mu_D = A$	0.1	TA	$H_0$	10	FC	WC	PC
	0.5	TA	$H_0$	10	FC	WC	PC
	1.0	TA	$H_0$	10	FC	WC	WC

- NA (Not allowed): where no points of the plane is allowed.

In turn, the Higgs masses will be classified as

- Light Higgs boson (LHB):  $m_h < m_Z$ ,
- Intermediate Higgs boson (IHB):  $m_Z < m_h < 2m_W$ ,
- Heavy Higgs boson (HHB):  $m_h > 2m_W$ .

The main results of our analysis are shown in Tables 1, 2 and 3, and some salient features are:

- For Scenario I, we find that only cases 1A and 1D are partially allowed (PA) for significant regions of parameters (see Figs. 1(a) and 1(b)); for case 1A the Higgs spectrum includes a light-Higgs boson (LHB). For both cases the spectrum of IHB includes two scalar Higgs bosons, one pseudoscalar Higgs boson and one charged Higgs boson with this feature (Table 1). Another feature in this case is that for the  $\mu_T < 0$ , the parameter region is never allowed (NA). Results for the mass spectrum are shown in Figs. 2(a) and 2(b).
- For Scenario II, we find that only case 2D gives allowed regions of parameters; in fact, it falls into the TA classification. For case 2D, the scalar spectrum includes

Table 3. Scenario III,  $|B_D| = |B_T| = |\mu_D| = |\mu_T| = |A|$ . Here we show the results in the cases where the regions are totally allowed (TA), partially allowed (PA) or contain scattering points allowed (SPA) in the parameter region  $\text{tg}\beta \in [2, 50]$  and  $A \in [0, 1000]$ . In the fourth column we give the lightest Higgs, i.e. Higgs bosons with  $m_H < m_Z$ , these are calculated for a fixed  $\text{tg}\beta$ . In addition, in the fifth column we describe the coupling  $ZZH_i$ . These are described with WC (weakly coupled), PC (partially coupled) and FC (fully coupled).

Case	$\lambda$	Region	Lightest Higgs (LHB)		Coupling $ZZS$		
			$\text{tg}\beta$	$H_0$	$H_1$	$H_2$	
(A) $B_D = B_T = A$ $\mu_D = \mu_T = A$	0.1	NA	—————	—	—————		
	0.5	SPA	—————	—	—————		
	1.0	SPA	—————	—	—————		
(B) $B_D = B_T = \mu_D = A$ $\mu_T = -A$	0.1	SPA	—————	—	—————		
	0.5	SPA	—————	—	—————		
	1.0	SPA	—————	—	—————		
(C) $B_D = B_T = \mu_T = A$ $\mu_D = -A$	0.1	NA	—————	—	—————		
	0.5	SPA	—————	—	—————		
	1.0	SPA	—————	—	—————		
(D) $B_D = \mu_D = \mu_T = A$ $B_T = -A$	0.1	NA	—————	—	—————		
	0.5	SPA	—————	—	—————		
	1.0	SPA	—————	—	—————		
(E) $B_T = \mu_D = \mu_T = A$ $B_D = -A$	0.1	PA	$H_0$	2	FC	WC	WC
	0.5	TA	$H_0$	5	FC	WC	FC
	1.0	TA	$H_0$	10	FC	PC	WC
(F) $B_D = B_T = -A$ $\mu_D = \mu_T = A$	0.1	TA	$H_0$	50	WC	WC	FC
	0.5	TA	$H_0$	10	FC	WC	PC
	1.0	TA	$H_0$	5	FC	PC	WC
(G) $B_D = \mu_T = A$ $B_T = \mu_D = -A$	0.1	PA	$H_0$	2	WC	FC	PC
	0.5	PA	$H_0$	2	FC	PC	PC
	1.0	PA	$H_0$	2	FC	PC	WC
(H) $B_D = \mu_T = -A$ $B_T = \mu_D = A$	0.1	TA	$H_0$	50	FC	PC	WC
	0.5	TA	$H_0$	5	PC	PC	WC
	1.0	TA	$H_0$	10	FC	PC	WC
(I) $B_D = B_T = \mu_T = -A$ $\mu_D = A$	0.1	PA	$H_0$	10	FC	PC	PC
	0.5	TA	$H_0$	50	FC	PC	PC
	1.0	TA	$H_0$	5	FC	PC	WC

one light-Higgs boson (LHB) and two heavy Higgs bosons (HHB), whereas the pseudoscalar and charged one are found to be heavy (HHB). Here, the other cases are not allowed in the complete range for the parameter  $\lambda$  (Table 2). Results for the mass spectrum are shown in Figs. 2(c). We find that case 2A only gives scattered points with correct SSB.

- For Scenario III, we consider all cases where at least one point is allowed (Table 3). The allowed parameter regions are enhanced when  $\mu_D < 0$ . The condition  $\mu_{D,T} < 0$  is allowed only if  $\mu_D, B_T < 0$  and  $\mu_T, B_D < 0$ . Then, the mass spectrum always

includes one scalar LHB (Table 3), the remaining Higgs bosons are heavy. For instance, for the case 3F (with parameter region TA) the scalar spectrum includes one LHB and two heavy Higgs bosons (HHB), whereas for the pseudoscalar and charged one we find these are heavy (HHB). Results for masses are shown in Fig. 2(d).

The dependence of these results on the values of  $R$  and  $\lambda$  was also studied, and we find that when we go from  $\lambda = 0.1$  to 0.5, the allowed region increased for cases 1 and 2, whereas when one goes from 0.5 to 1.0, the regions decreased. On the other hand, when we increased the values of  $R$ , we found that the allowed regions decreased.

### 3.1. The mass difference CP-even and CP-odd scalar Higgs bosons

Another interesting characteristic that can be analyzed is the mass difference between the scalar and pseudoscalar Higgs bosons. In this model we have three scalar Higgses and two pseudoscalars. We analyze the mass differences between the first (second) light scalar Higgs and the lightest pseudoscalar ( $P_1$ ), namely

$$\begin{aligned} D_1 &= |m_{P_1} - m_{H_0}|, \\ D_2 &= |m_{P_1} - m_{H_1}|. \end{aligned} \quad (25)$$

We found that  $D_1$  is not zero for the different scenarios, while  $D_2$  can be zero but not necessarily. Figure 3(a) shows  $D_1$  for Scenario II (case 2D): here,  $D_1$  is the order of the pseudoscalar Higgs mass  $m_{P_1}$ , i.e. there is no degeneracy. When we analyze  $D_2$  for Scenario I, where the doublets effect is suppressed, we find that  $D_2 \approx m_{H_1}$ , thus there is no degeneracy. However, for Scenario II there is a degeneracy for most regions of the masses, i.e.  $D_2 \approx 0$  (Fig. 3(b)). This degeneracy is also present in Scenario III, where the triplets and doublets can contribute to SSB and the  $A$  parameter runs between 0–800 GeV. Figure 3(c) shows that  $D_2 \approx 0$  for Scenario III (case 3F), though  $D_2$  starts to grow for  $A \gtrsim 800$  GeV. These results can be used to analyze those of Ref. 18, where it is claimed that the resulting nondegeneracy in the MSSM is associated with CP-violating effects; our calculation shows that this effect can in fact be “imitated” by the effect of the Higgs Triplets, even when there is no CP-violation. In fact, the presence of the triplet shift this degeneracy for large values of the  $A$  parameter and induces mass differences larger than 100 GeV, as can be appreciated from Fig. 3(c).

## 4. The Couplings to Gauge Bosons

Associated production of the Higgs bosons with the gauge  $Z$  and  $W$  boson as a result of the large three-boson vertex seems very promising for its detection. It should be emphasized that observation of associate production of  $H$  bosons with the gauge bosons would simultaneously provide a discovery Higgs signal and will help to elucidate the nature of the scalar particles, which is one of the goals of this paper.

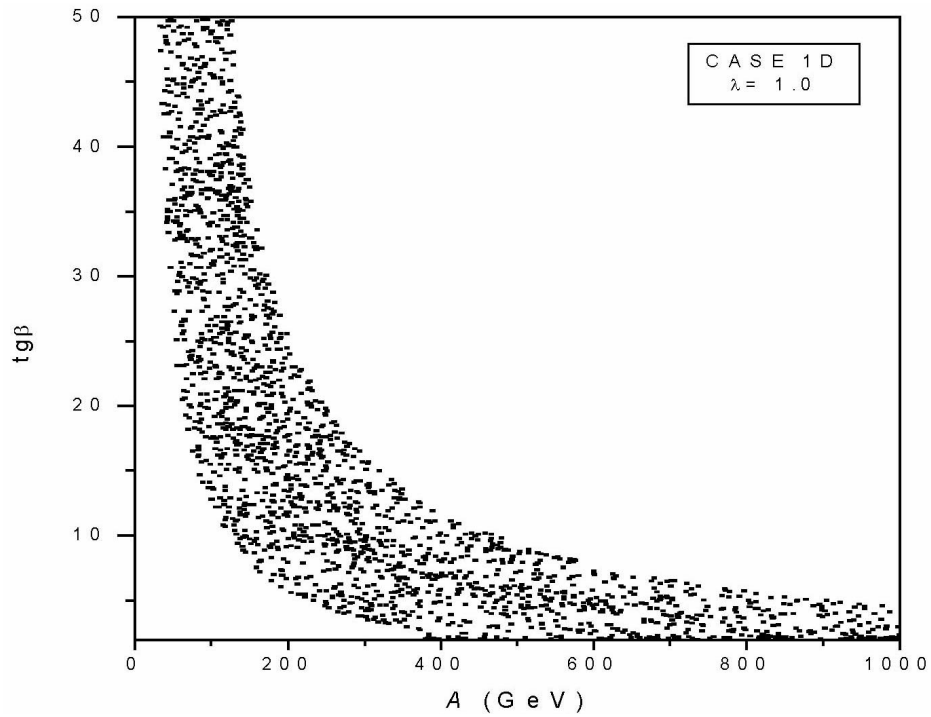
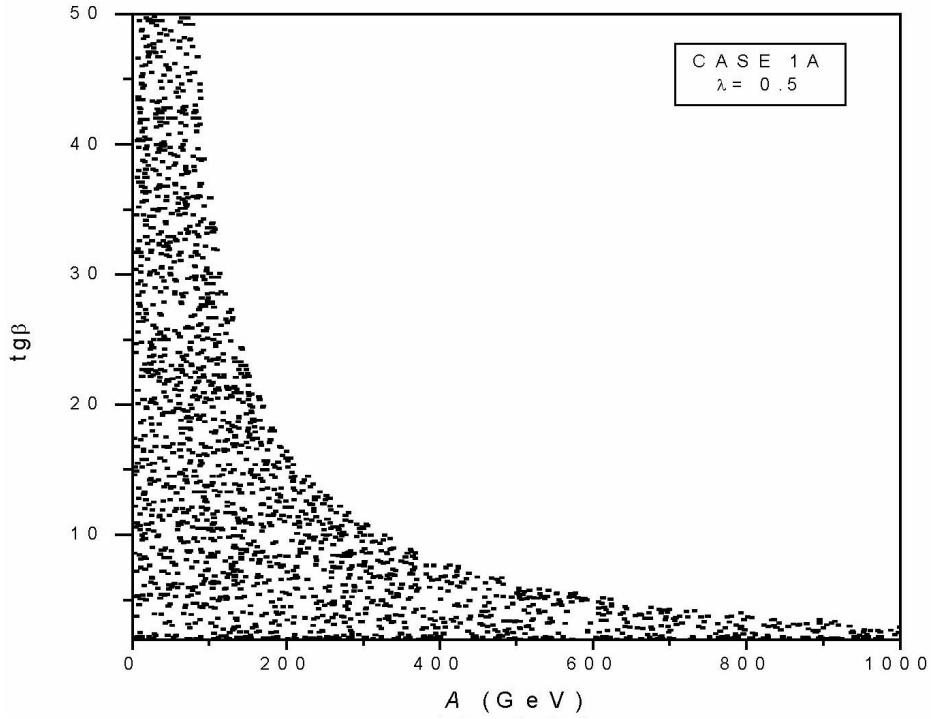


Fig. 1. Allowed region in the plane  $(A, \text{tg} \beta)$  for the Scenario I with  $R = 0.01$ : (a) case 1A,  $\lambda = 0.5$ ,  $\text{tg} \beta = 2$ ; (b) case 1D,  $\lambda = 1.0$ ,  $\text{tg} \beta = 5$ .

Int. J. Mod. Phys. A 2002.17:465-486. Downloaded from www.worldscientific.com by BENEMERITA UNIVERSIDAD AUTONOMA DE PUEBLA (BUAP) on 10/19/15. For personal use only.

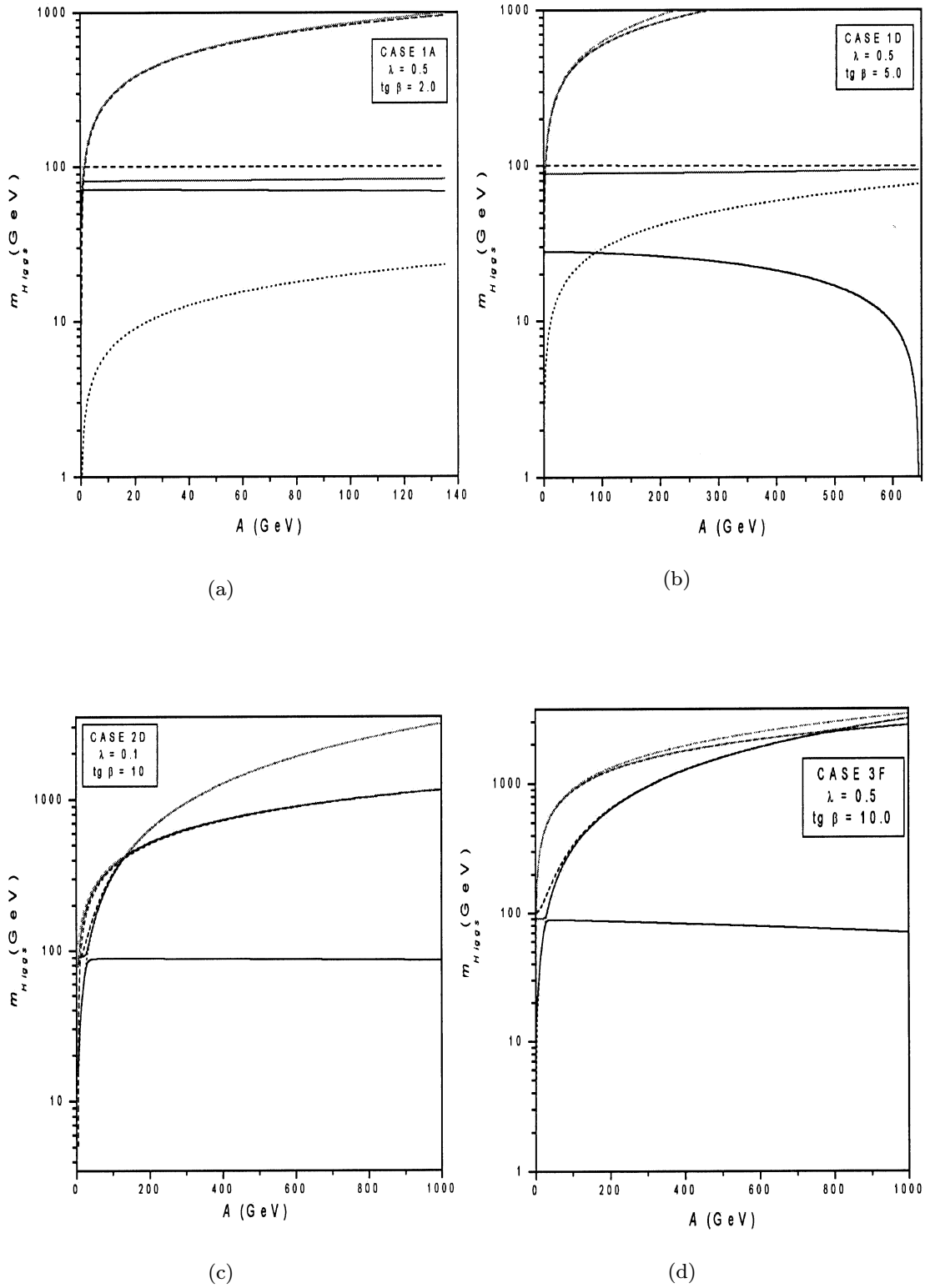


Fig. 2. Mass spectra for several cases in the different scenarios. Solid lines correspond to scalars Higgs masses, dotted lines to pseudoscalars Higgs masses and dashed lines to the charged Higgs masses. All cases calculated with  $R = 0.01$ .

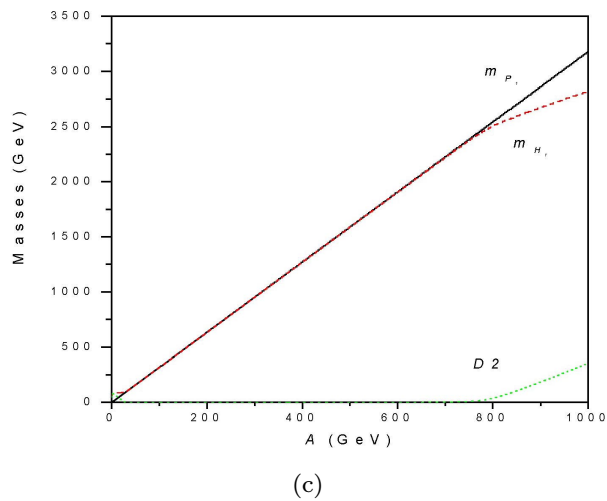
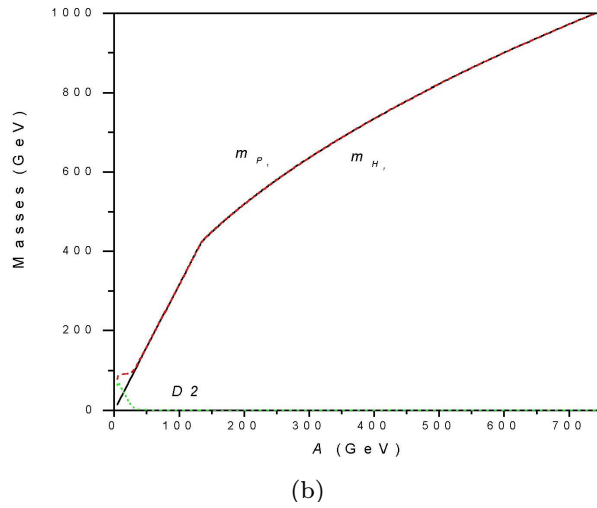
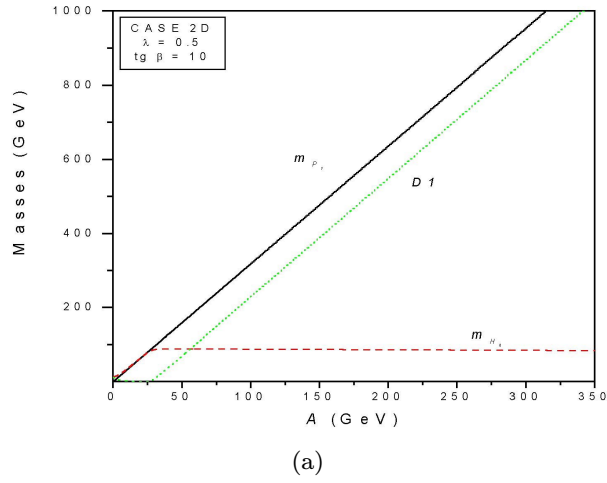


Fig. 3. Mass difference between scalar Higgs bosons and pseudoscalar Higgs boson: (a)  $D_1$  for the Scenario II, case 2D, it show that not be degenerate for the lightest Higgs boson. The degeneracy can be present for the second lighter Higgs boson. This is shown in: (b)  $D_2$  for the Scenario II, case 2D, with  $\tan\beta = 5$ ,  $\lambda = 0.5$ , (c)  $D_2$  for the Scenario III, case 3F, with  $\tan\beta = 10$ ,  $\lambda = 0.5$ .

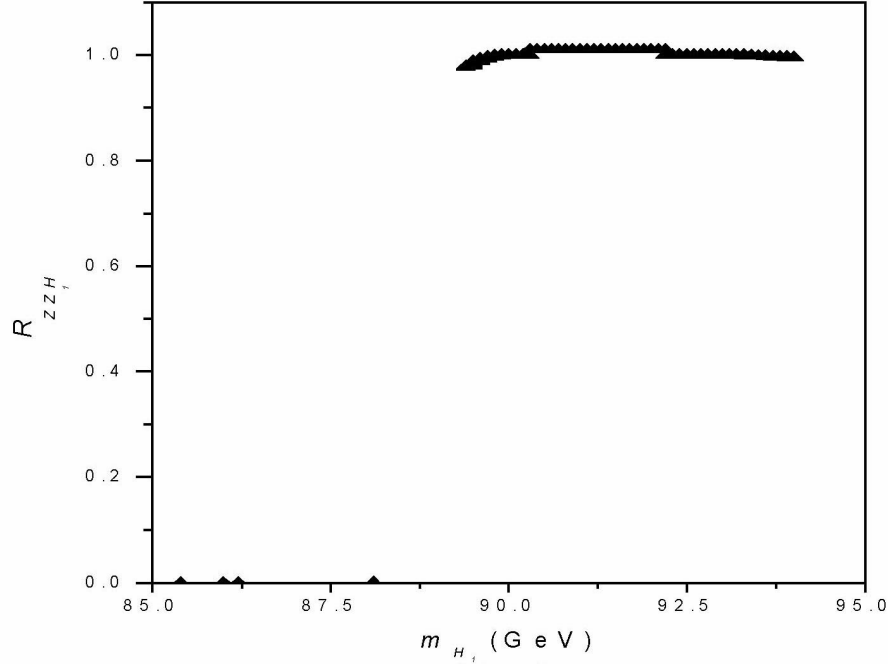


Fig. 4.  $R_{ZZH_i}$  coupling for the Scenario I, case 1D, with  $\lambda = 0.5$  and  $\text{tg}\beta = 5.0$ .

#### 4.1. The neutral Higgs coupling to ZZ

In order to determine the regions of parameters that are excluded by LEP, or those where the Higgs signal can be discovered at a next linear collider (NLC), we shall start by studying the couplings of the Higgs bosons with  $ZZ$ . Let us define  $R_{ZZH_i}$  as the ratio of the square of the coupling  $ZZH_i$  divided by the corresponding Standard Model Higgs coupling i.e.  $R_{ZZH_i} = g_{ZZH_i}^2/g_{ZZh_{\text{SM}}}^2$ . This ratio is calculated numerically for the parameter regions defined previously. We have  $0 \leq R_{ZZH_i} \leq 1$ , and unitarity implies  $\sum_{i=1}^3 R_{ZZH_i} = 1$ . As shown in Tables 1–3, the coupling  $ZZH_i$  (for each case discussed previously), can be classified as:

- weakly coupled (WC), where  $R_{ZZH_i} < 0.1$
- partially coupled (PC), where  $0.1 < R_{ZZH_i} < 0.5$
- fully coupled (FC),  $R_{ZZH_i} > 0.5$ .

The analysis for each case goes as follows: For Scenario I, all scalars which are partially coupled (PC), lay within the mass range 85–100 GeV (LHB). How the case when there is full coupled (FC) shows in Table 1 is further illustrated in Fig. 4 for Scenario I, case 1D. Thus, where we can see that  $R_{ZZH_1} \approx 1$  for  $m_{H_1} \gtrsim 90$  GeV. To generate the points in this graph, we have varied randomly the parameters ( $\tan\beta, R, \lambda, \mu_D, \mu_T, A, B_D, B_T$ ) and for those points that satisfy all the acceptance requirements we pick the results values of  $(m_{H_1}, R_{ZZH_1})$  which are then plotted in the plane  $R_{ZZH_1} - m_{H_1}$ . Still, a few points with  $R_{ZZH_1} \approx 0$  for  $m_{H_1} > 90$  GeV are generated.

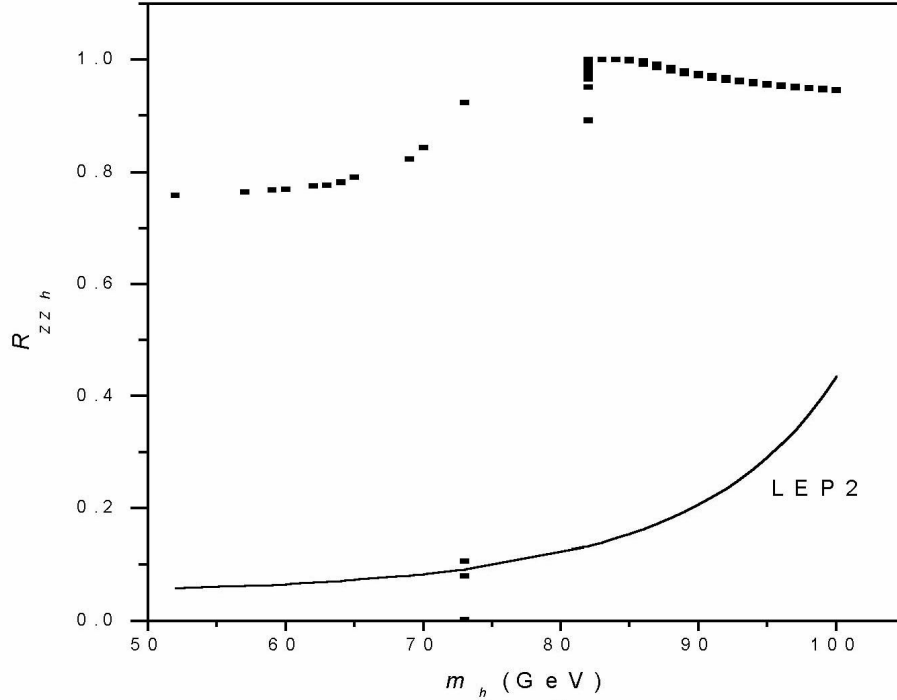


Fig. 5.  $R_{ZZh}$  coupling for the Scenario I, case 1A, with  $\lambda = 0.5$  and  $\text{tg } \beta = 2.0$ .

We can see that when  $H_1$  is light (LHB) its coupling is very weak (SPA, the isolated points) and when its mass is above  $m_Z$  (IHB) its coupling becomes of SM-like size (FC) as show in Fig. 4. On the other hand, the coupling  $R_{ZZH_0}$  shows the opposite behavior, namely  $R_{ZZH_1} \approx 0$  for  $m_{H_0} \lesssim 90$  GeV. For Scenario II, Higgs bosons with partial coupled (PC) also lay in the mass range of 80–100 GeV. The full coupled (FC) case corresponds to the mass range of 40–90 GeV. For Scenario III, we can verify that in general the scalar LHB is decoupled from  $ZZ$ . In some cases, we obtain full coupled (FC) for heavy mass values (HHB).

After this analysis, we are interested in obtaining the upper limits on the two lightest CP even Higgs bosons  $H_{0,1}$ . To impose bounds on one of the scalar Higgs boson masses, we shall follow Ref. 17, and instead of classifying the Higgs bosons by their mass, they are classified by their gauge boson coupling  $R_{ZZH_i}$ , by defining the lightest visible Higgs as the one with the largest coupling  $R_{ZZH_i}$ , which will be denoted as  $h$ , whereas  $H$  will correspond to the one with the smallest coupling. In the regime where the third Higgs  $H_2$  is heavy and practically decouples ( $R_{ZZH_2} \sim 0$ ), we have  $R_{ZZH_0} + R_{ZZH_1} \simeq 1$ . (Figure 5 shows the behavior of  $R_{ZZh}$  vs  $m_h$ , for Scenario I, case 1A). Now, using the lower limit on  $m_H$ , as a function of  $R_{ZZh}$  as, obtained at LEP2,<sup>19</sup> we can constraint the values of  $m_h$ . For this we can use the following approximation given in Refs. 19 and 20,

$$\ln R_H < 2 \left( \frac{m_H}{98 \text{ GeV}} \right)^4 - 3. \quad (26)$$

The resulting upper limit on  $m_h$  is shown in Fig. 5. In this figure, the scattering points correspond to  $R_{ZZh}$  coupling and the solid line correspond to LEP2 limit (Eq. (26)). The mass values for  $m_h$  with a full coupling (FC) lay in the range 80–90 GeV. We can see that the mass range where the  $R_{ZZh}$  coupling is full, is excluded for LEP2.

#### 4.2. Production of neutral Higgs bosons at future $e^+e^-$ colliders

Let us now consider the production of the three neutral scalar Higgses. We would like to know whether at least one of the three Higgses can be discovered at an  $e^+e^-$  linear collider with a given integrated luminosity. The main production mechanism for Higgs particles in  $e^+e^-$  collisions is Higgs bremsstrahlung off the  $Z$  boson line, namely

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH_i.$$

For this process, we can compute the production cross-section for each scalar Higgs using the relation between the ratio  $R_{ZZH_i}$  and the ratio of the production cross-sections:

$$R_{ZZH_i} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH_i)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh_{\text{SM}})} \Big|_{m_{H_i}=m_{h_{\text{SM}}}}, \quad (27)$$

where  $R_{ZZS_i}$  is given in the last section, and  $\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh_{\text{SM}})$  denotes the production cross-section for the SM Higgs and  $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH_i)$  is the corresponding cross-section for the scalar Higgs boson in the present model.

For this, we fix a point in the parameter space and calculate the  $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH_i)$ . In Fig. 6, we show the results for those scalar Higgses for which the cross-section reaches significant values for Scenario I. We evaluate the cross-section at tree level, with  $\sqrt{s} = 500$  GeV, and find  $\sigma \approx 45\text{--}60$  pb for  $m_{H_i} \approx 85\text{--}90$  GeV. As mentioned previously, some scattered points exist for which  $\sigma$  is very small. The largest cross-section arises for Scenario III, where there is mixing between triplet and doublets Higgs bosons. Here, the cross-section falls in the range of 50–70 pb, with the Higgs mass range laying around 35–100 GeV. For Scenario II, the cross-section falls in the range 60–67 pb, and the range mass is 55–100 GeV. This result agrees with the ones presented in Ref. 5.

#### 4.3. The charged Higgs couplings $H^+W^-Z$ , $H^+W^-\gamma$

Theories beyond the SM usually predict the existence of charged Higgs bosons. In particular, we are interested in studying the  $H^\pm W^\mp Z$  coupling because this is an indicator of exotic triplet or higher Higgs representations, and the search of experimental signatures of this coupling will offer unique tests for the presence of such exotic representations.<sup>21</sup> It is known that  $H^\pm W^\mp Z$  vertex vanishes at the tree level in extensions of the SM with Higgs doublets and singlets; the same occur in the MSSM, it can only be generated at the one loop level in these cases.<sup>22,23</sup>

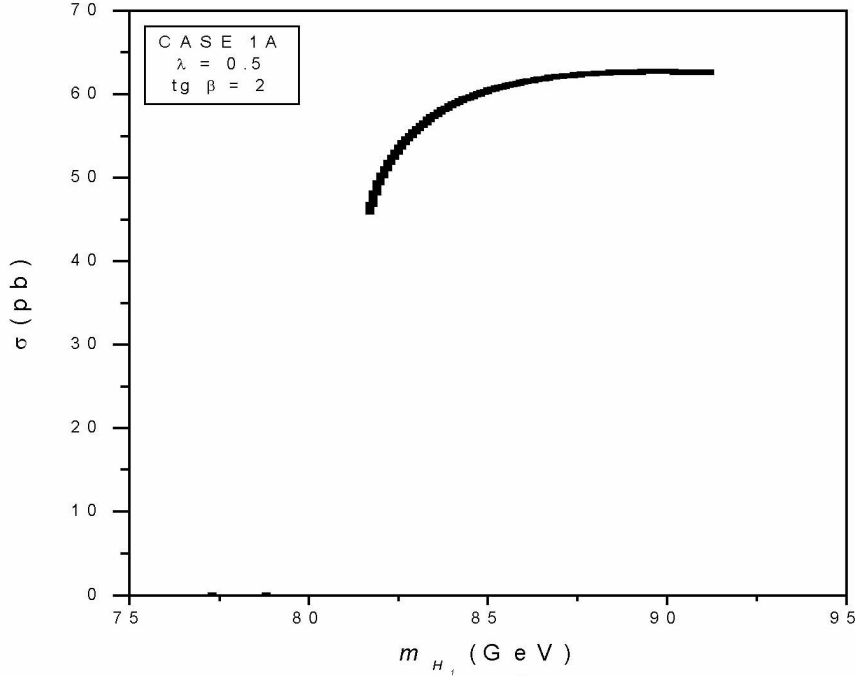


Fig. 6. The cross-section  $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH_i)$  for the Scenario I, case 1A, with  $\lambda = 0.5$  and  $\text{tg } \beta = 2.0$ .

On the other hand, in the model considered here, we have three charged Higgs bosons,  $H_i^\pm$ , and their coupling to the gauge bosons arise from the term<sup>1</sup>

$$\sum_k (D^\mu \phi_k)^\dagger (D_\mu \phi_k) + \frac{1}{2} \text{Tr} (D^\mu \Sigma)^\dagger (D_\mu \Sigma), \quad (28)$$

where  $D_\mu$  is the corresponding covariant derivative. In this model, the Feynman rule for the  $H^+W^-Z$  vertex is

$$H^+W^-Z : ie^2 v_T (U_j^3 - U_j^4) \frac{\cos \theta_W}{\sin \theta_W},$$

where  $U_j^3, U_j^4$  are the coefficients in the expansion

$$H_j^\pm = U_j^1 H_2^\pm + U_j^2 H_1^\pm + U_j^3 \xi_2^\pm + U_j^4 \xi_1^\pm.$$

Thus, only the triplet component contributes to the vertex and the dependence on  $v_T$  is the responsible for the vertex suppression. The numerical analysis of this vertex will be reported elsewhere.

On the other hand, in this model the vertex  $H^+W^-\gamma$  is absent due to gauge invariance; in fact, this type of vertex only arises at one-loop level in renormalizable theories.<sup>1,23</sup>

## 5. Conclusions

We have studied an extension of the MSSM that includes an additional complex Higgs triplet. This simple extension already shows a rich spectrum of scalars, with

definite phenomenological predictions. We identify several scenarios where the mass spectrum and Higgs couplings can be studied, for both neutral and charged Higgs bosons. Mass differences that would mimic a proposed signature of CP-violation in the MSSM, are also studied and found to be present in this model, even without explicit CP-violating phases. Then, we also discuss possible bound in Higgs masses from LEP2, as well as the regions of parameter space where at least one Higgs boson could be detected at a Future Linear Collider (NLC) with c.m. energy  $\sqrt{s} = 500$  GeV. We find that a light Higgs boson within the mass range 40–100 GeV, is detectable in LEP2, considering the coupling with the  $Z$  boson and the cross-section  $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH_i)$ .

Finally, we also comment that the charged Higgs coupling  $H^+W^-Z$ , is allowed at tree level in this model, but it is suppressed due to the  $\rho$ -parameter constraints. The vertex  $H^+W^-\gamma$  is absent in the model due to gauge invariance.

### Acknowledgments

The author enjoyed discussions on the subject with Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz who proposed this research.

### References

1. J. Gunion, H. Haber, G. Kane and S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1990).
2. H. E. Haber, "Testing the Standard Model," *Proc. 1990 Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics*, eds. M. Cvetič and P. Langacker (World Scientific, Singapore, 1991), pp. 340–475.
3. G. 't Hooft, in Ferrara, "Recent developments in gauge theories," *Proc. NATO Advanced Summer Institute*, Cargese, 1979, eds. G. 't Hooft *et al.* (Plenum, New York, 1980), pp. 135–157; L. Susskind, *Phys. Rep.* **104**, 181 (1984).
4. P. Fayet and S. Ferrara, *Phys. Rep.* **32**, 249 (1977); H. P. Nilles, *Phys. Rep.* **110**, 1 (1984); H. Haber and G. Kane, *Phys. Rep.* **117**, 75 (1985); R. Barbieri, *Riv. Nuovo Cimento* **11**, 1 (1988).
5. J. Gunion and A. Turski, *Phys. Rev.* **D39**, 2707 (1989); J. Gunion and A. Turski, *Phys. Rev.* **D40**, 2333 (1989); M. Berger, *Phys. Rev.* **D41**, 225 (1990); K. Okada, M. Yamaguchi and T. Yanagi, *Prog. Theor. Phys.* **85**, 1 (1991); H. Haber and R. Hempfling, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1815 (1991); J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B257**, 83 (1991); R. Barbieri, F. Caravaglios and M. Frigeni, *Phys. Lett.* **B258**, 167 (1991); A. Yamada, *Phys. Lett.* **B263**, 233 (1991); J. R. Espinosa and M. Quiros, *Phys. Lett.* **B266**, 389 (1991); A. Brignole, J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B271**, 123 (1991); P. H. Chankowski, S. Pokorski and J. Rosiek, *Phys. Lett.* **B274**, 191 (1992); M. Drees and M. N. Nojiri, *Phys. Rev.* **D45**, 2484 (1992).
6. For a recent review see: M. Kado, talk at Recontres de Moriond (March, 2000), hep-ex/0005022; see also the talk by P. Igo-Kemenes, "Status of the Higgs boson searches" (ALEPH, DELPHI, L3 OPAL and the LEP Higgs working group), Nov. 3, 2000.
7. H. Georgi and M. Machacek, *Nucl. Phys.* **B262**, 463 (1985); R. S. Chivukula and H. Georgi, *Phys. Lett.* **B182**, 181 (1986).
8. J. R. Espinosa and M. Quiros, *Nucl. Phys.* **B384**, 113 (1992).

9. R. Mohapatra, TASI97 lectures, published in *Supersymmetry, Supergravity and Supercolliders*, ed. J. Bagger (World Scientific, Singapore, 1998), p. 601.
10. R. A. Alanakyan, *Phys. Lett.* **B436**, 139 (1998).
11. J. L. Diaz-Cruz and J. J. Toscano, *Phys. Rev.* **D62**, 116005 (2000).
12. J. R. Espinosa and M. Quirós, *Phys. Lett.* **B279**, 92 (1992); *Phys. Lett.* **B291**, 115 (1992).
13. M. Masip, *Phys. Lett.* **B444**, 352 (1998).
14. J. A. Grifols and A. Mendez, *Phys. Rev.* **D22**, 1725 (1980).
15. J. L. Diaz-Cruz and A. Mendez, *Nucl. Phys.* **B380**, 39 (1992).
16. T. Rizzo, *Mod. Phys. Lett.* **A6**, 1961 (1992).
17. U. Ellwanger and C. Hugonie, pre-print hep-ph/9909260.
18. A. Pilafsis, *Phys. Lett.* **B435**, 88 (1998).
19. ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* **B313**, 312 (1993), **B412**, 173 (1997), **B440**, 419 (1998); E. Gross, A. Read and D. Lellouch, preprint cern-ep/98-094, Proc. 12th Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste (1998).
20. J. L. Diaz Cruz and O. A. Sampayo, *Int. J. Mod. Phys.* **A8**, 4339 (1993); J. L. Diaz-Cruz, *Nucl. Phys.* **B358**, 97 (1991).
21. S. Moretti, *Phys. Lett.* **B481**, 49 (2000); J. L. Diaz-Cruz and O. A. Sampayo, *Phys. Rev.* **D50**, 6820 (1994).
22. J. L. Diaz-Cruz and M. A. Perez, *Phys. Rev.* **D33**, 273 (1986); A. Méndez and A. Pomarol, *Nucl. Phys.* **B349**, 369 (1991).
23. J. L. Diaz-Cruz, J. Hernandez and J. J. Toscano, *Phys. Lett.* **B512** 339 (2001).



# Bibliografía

- [1] J. Gunion, H. Haber, G. Kane y S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide* (Addison-Wesley, Reading MA, 1990).
- [2] H. E. Haber, *Testing the Standard Model*, Semblanza 1990 del Theoretical Advanced Study Institute of Elementary Particle Physics, editado por M. Cvetič y P. Langacker (World Scientific, Singapore, 1991) p. 340-475.
- [3] G. 't Hooft, C. Itzykson, A. Jaffe, H. Lehmann, P. K. Mitter, I. M. Singer y R. Stora, *Recent Developments in Gauge Theories*, Semblanza del NATO Advanced Summer Institute, Cargese, 1979, editado por G. 't Hooft *et al.* (Plenum, New York, 1980) p. 135-157; L. Susskind, *Phys. Rep.* **104**, 181 (1984).
- [4] P. Fayet y S. Ferrara, *Phys. Rep.* **32**, 249 (1977); H. P. Nilles, *Phys. Rep.* **110**, 1 (1984); H. Haber y G. Kane, *Phys. Rep.* **117**, 75 (1985); R. Barbieri, *Riv. Nuovo Cimento* **11**, 1 (1988).
- [5] J. Gunion y A. Turski, *Phys. Rev. D* **39**, 2707 (1989); J. Gunion y A. Turski, *Phys. Rev. D* **40**, 2333 (1989); M. Berger, *Phys. Rev. D* **41**, 225 (1990); K. Okada, M. Yamaguchi y T. Yanagi, *Prog. Theor. Phys.* **85**, 1 (1991); H. Haber y R. Hempfling, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1815 (1991); J. Ellis, G. Ridolfi y F. Zwirner, *Phys. Lett. B* **257**, 83 (1991); R. Barbieri, F. Caravaglios y M. Frigeni, *Phys. Lett. B* **258**, 167 (1991); A. Yamada, *Phys. Lett. B* **263**, 233 (1991); J. R. Espinosa y M. Quiros, *Phys. Lett. B* **266**, 389 (1991); A. Brignole, J. Ellis, G. Ridolfi y F. Zwirner, *Phys. Lett. B* **271**, 123 (1991); P. H. Chankowski, S. Pokorski y J. Rosiek, *Phys. Lett. B* **274**, 191 (1992); M. Drees y M. N. Nojiri, *Phys. Rev. D* **45**, 2484 (1992).
- [6] K. Hagiwara *et al.* (Particle Data Group), *Rev. D* **66**, 010001 (2002).
- [7] Para una revisión reciente: M. Kado, plática en Recontres de Moriond (Marzo, 2000) (hep-ex/0005022); ver también la plática de P. Igo-Kemenes, "Status of the Higgs boson searches" (ALEPH, DELPHI, L3 OPAL and the LEP Higgs working group), Nov. 3, 2000.
- [8] R. Mohapatra, TASI97 lectures, publicadas en *Supersymmetry, Supergravity and Supercolliders*, Editado por J. Bagger (World Scientific, 1998), p. 601 (hep-ph/9911272).
- [9] R. A. Alanakyan, *Phys. Lett. B* **436**, 139 (1998).
- [10] J. L. Diaz-Cruz y J. J. Toscano, *Phys. Rev. D* **62**, 116005 (2000) (hep-ph/9910233).

- [11] H. Georgi y M. Machacek, *Nucl. Phys. B* **262**, 463 (1985); R. S. Chivukula y H. Georgi, *Phys. Lett. B* **182**, 181 (1986).
- [12] J. R. Espinosa y M. Quirós, *Nucl. Phys. B* **384**, 113 (1992).
- [13] J. R. Espinosa y M. Quirós, *Phys. Lett. B* **279**, 92 (1992); *Phys. Lett. B* **291**, 115 (1992).
- [14] M. Masip, *Phys. Lett. B* **444**, 352 (1998).
- [15] J. A. Grifils y A. Mendez, *Phys. Rev. D* **22**, 1725 (1980).
- [16] D. E. Groom *et al.*, *Review of Particles of Physics*, 1-1109 (2002).
- [17] C. Caso *et al.*, Particle Data Group, *Eur. Phys. J. C* **3**, 1 (1998); para una revisión reciente ver, por ejemplo, J. Erler y P. Langacker, (hep-ph/9809352 y referencias incluidas).
- [18] L. Susskind, *Phys. Rev. D* **20**, 2619 (1979); S. Weinberg, *Phys. Rev. D* **19**, 1277 (1979); S. Dimopoulos y L. Susskind, *Nucl. Phys. B* **155**, 337 (1979); E. Fahiri y L. Susskind, *Phys. Rep. C* **74**, 277 (1981); I. A. D'Souza y C. S. Kalman, *Preonc.*(World Scientific, Singapore) 1992.
- [19] H. Georgi y S. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 438 (1974); G. Ross, *Grand Unified Theories*, Benjamin/Cummings, 1985.
- [20] J. Wess y B. Zumino, *Nucl. Phys. B* **70**, 39 (1974); J. Wess y J. Bagger, *Supersymmetry y Supergravity*, (Princeton University Press) 1992.
- [21] M. B. Green, J. S. Schwarz y E. Witter, *Superstring Theory*, (Cambridge University Press) 1987; D. Lüüst y S. Theisen, *Lectures on String Theory*, Springer Verlag, 1989; J. Polchinski, *String Theory*, Cambridge University Press, 1998.
- [22] C. N. Yang y R. L. Mills, *Phys. Review* **96**, 191 (1954).
- [23] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964).
- [24] O. W. Greenberg, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 598 (1964); M. Y. Han y Y. Nambu, *Phys. Rev.* **139**, 1006 (1965); H. Fritzsch, M. Gell-Mann y H. Leutwyler, *Phys. Rev. Lett.* **478**, 365 (1973).
- [25] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961); A. Salam y J. C. Ward, *Phys. Lett.* **13**, 168 (1964); S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
- [26] M. E. Peskin y D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Advanced Book Program (Editorial Addison-Wesley) 1995; A. Dobado *et al.*, *Effective Lagrangians for the Standard Model*, (Springer) 1997.
- [27] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 132 (1964).
- [28] R. S. Moore, "An overview of Tevatron collider run II at Fermilab," FERMILAB-CONF-02-320-E; J. R. Cudell, V. V. Ezhela, P. Gauron, K. Kang, Y. V. Kuyanov, S. B. Lugovsky, E. Martynov and B. Nicolescu *et al.*, "Forward observables at RHIC, the Tevatron run II and the LHC," (hep-ph/0212101).

- [29] J. F. Gunion, *Perspective on Higgs Physics*, Editor G. Kane (World Scientific Publishing, 1993); P. P. Srivastava, “Supersymmetry and Superfields and Supergravity; an Introduction”, (Adam-Hilger, 1986); P. C. West, “Introduction to Supersymmetry and Supergravity”, (World Scientific, 1990); R. N. Mohapatra, “Unification and Supersymmetry: The Frontiers of Quark-Lepton Physics”, Springer-Verlag, New York 1992; D. Bailin y A. Love, “Supersymmetric Gauge Field Theory and String Theory”, (Institute of Physics Publishing, 1994); P. Ramond, “Journeys Beyond the Standard Model”, (Frontiers in Physics, Perseus Books 1999); S. Weinberg, “The Quantum Theory of Fields”, Vol. 3: Supersymmetry, (Cambridge University Press, 2000).
- [30] J. F. Gunion, *A simplified summary of supersymmetry*, UCD-97-9, Abril 1997. Presentado en ITP Conference on Futura Higgs-energy colliders, Santa Barbara, CA, Oct. 1992 (hep-ph/9704349).
- [31] J. Wess y J. Bagger, *Supersymmetry y Supergravity*, Princeton Series in Physics. Para una revisión del modelo *MEMS* ver: P. Fayet y S. Ferrara, *Phys. Rep.* **32**, 249 (1977); H. P. Nilles, *Phys. Rep.* **110**, 1 (1984); R. Barbieri, *Riv. Nuov. Cim.* **11**, 1 (1988); R. Arnowitt y Pratn Nath, reporte CTP-TAMU-52-93; M. Drees y S. Martin, reporte CLTP (1995) (hep-ph/9504324); S. Martin (hep-ph/9709356); J. Bagger, *Lectures at TASI-95* (hep-ph/9604232); H. E. Haber y G. Kane, *Phys. Rep.* **117**, 75 (1985); para una revisión del sector de Higgs del modelo *MEMS*, ver J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane y S. Dawson, *The Higgs Hunter’s Guide*, (Editorial Addison-Wesley, Reading MA) 1990.
- [32] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane y S. Dawson, *The Higgs Hunter’s Guide*, (Editorial Addison-Wesley, Reading MA) 1990.
- [33] M. Dine y D. MacIntire, *Phys. Rev. D* **46**, 2594 (1992) (hep-ph/9205227).
- [34] N. Sakai, *Z. Phys.* **C11**, 153 (1981); S. Dimopoulos y H. Georgi, *Nucl. Phys.* **B 173**, 150 (1981); W. Witten, *Nucl. Phys.* **B 231**, 419 (1984); K. Inoue, A. Lomatsu y S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys.* **68**, 927 (1982); (E) **70**, 330 (1983).
- [35] P. Fayet, *Phys. Lett.* **B 69**, 489 (1977); Farrara y P. Fayet, *Phys. Lett.*, *Phys. Lett.* **B 76**, 575 (1978).
- [36] D. R. T. Jones, L. Mezincescu y Y. P. Yao, *Phys. Lett. B* **148**, 317 (1984).
- [37] P. J. Fox, A. E. Nelson y N. Weiner, *JHEP* **0208**, 035 (2002) (hep-ph/0206096).
- [38] W. de Boer (hep-ph/9611394).
- [39] G. R. Dvali, G. F. Giudice y A. Pomarol, *Nucl. Phys. B* **478**, 31 (1996) (hep-ph/9603238); K. S. Babu y C. F. Kolda, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 228 (2000) (hep-ph/9909476); D.V. Volkov y V. P. Akulov, *Phys. Lett. B* **46**, 109 (1973); J. Wess y B. Zumino, *Nucl. Phys. B* **70**, 39 (1974).
- [40] S. Dimopoulos y H. Georgi, *Nucl. Phys. B* **193**, 150 (1981); N. Sakai, *Z. Phys. C* **11**, 153 (1981).
- [41] S. Dimopoulos y H. Georgi, *Nucl. Phys. B* **193**, 150 (1981); N. Sakai, *Z. Phys. C* **11**, 153 (1981).

- [42] M. Veltman, *Acta Phys. Pol. B* **12**, 437 (1981); L. Maiani, *Proc. Summer School of Gil-sur-Yvette* (Paris, 1980) p. 3.
- [43] M. Masip (hep-ph/9810303).
- [44] M. Senami y K. Yamamoto (hep-ph/0105054); T. Hambye, E. Ma, y U. Sarkar (hep-ph/0011192).
- [45] N. Haba y N. Maru (hep-ph/0201216).
- [46] B. W. Lynn y E. Nardi, CERN-TH.5876/90.
- [47] T. Rizzo, *Mod. Phys. Lett. A* **6**, 1961 (1992).
- [48] J. L. Diaz Cruz y O. A. Sampayo, *Int. J. of Mod. Phys. A* **8**, 4339 (1993); J. L. Diaz-Cruz, *Nucl. Phys. B* **358**, 97 (1991).
- [49] Ulrich Ellwanger y Cyril Hugonie (hep-ph/9909260).
- [50] Apostolos Pilafsis (hep-ph/9805373).
- [51] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **313**, 312 (1993), *Phys. Lett. B* **412**, 173 (1997), *Phys. Lett. B* **440**, 419 (1998); E. Gross, A. Read, D. Lellouch, CERN-EP/98-094, Proc. 12th Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste (1998).
- [52] S. Moretti, hep-ex/0003178 (2000); J. L. Diaz-Cruz y O. A. Sampayo, *Phys. Rev. D* **50** 6820 (1994).
- [53] J. L. Diaz-Cruz y M.A. Perez, *Phys. Rev. D* **33**, 273 (1986); A. Méndez y A. Pomarol, *Nucl. Phys. B* **349**, 369 (1991).
- [54] J. L. Diaz-Cruz, J. Hernandez y J. J. Toscano, *Phys. Lett. B*, **512** 339 (2001).
- [55] C. Peterson, T. Rognvaldsson and L. Lonnblad, *Comput. Phys. Commun.* **81**, 185 (1994).
- [56] A. Djouadi, J. Kalinowski and M. Spira, *Comput. Phys. Commun.* **108**, 56 (1998) (hep-ph/9704448).