



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

Teoría y Fenomenología del Modelo de Dos Dobletes de Higgs,  
tipo III

Tesis presentada al

**Posgrado en Física Aplicada**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS**

presenta

Lic. Carlos Alfredo López Téllez

Director de tesis:

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz

Asesorado por

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz

Dr. Marco Antonio Arroyo Ureña

Puebla Pue.  
Julio 2025





Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

---

Teoría y Fenomenología del Modelo de Dos Dobletes de Higgs,  
tipo III

Tesis presentada al

**Posgrado en Física Aplicada**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS**

por

Lic. Carlos Alfredo López Téllez

Director de tesis:

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz

Asesorado por

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz

Dr. Marco Antonio Arroyo Ureña

Puebla Pue.  
Julio 2025



**Título:** Teoría y Fenomenología del Modelo de Dos Dobleces de Higgs,  
tipo III

**Estudiante:** LIC. CARLOS ALFREDO LÓPEZ TÉLLEZ

COMITÉ

---

Dra. Ana Aurelia Avilez López  
Presidente

---

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán  
Secretario

---

Dr. Humberto A. Salazar Ibarquien  
Vocal

---

Dr. Sebastián Rosado Navarro  
Suplente

---

Dr. Justiniano Lorenzo Díaz Cruz  
Asesor

---

Dr. Marco Antonio Arroyo Ureña  
Asesor



# Agradecimientos

A mis asesores:

Al Dr. Lorenzo por aceptarme como su alumno y guiarme en la dirección correcta, por el tiempo y aporte invertidos en el presente escrito y demás investigaciones, por el conocimiento heredado con gran maestría en el formalismo de Helicidad y Teoría Cuántica de Campos, por su amistad.

Al Dr. Marco por el tiempo y consideración invertidos en mi formación como físico y como futuro investigador; por el conocimiento heredado en Modelo Estándar, Teoría Cuántica de Campos, herramientas computacionales para Física de Altas Energías y el Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III; por su paciencia y esfuerzo que han dado grandes resultados y me han permitido ver más allá. Mención honorífica al software especializado SpaceMath2.0 creado por él en colaboración con el Dr. Tomás Valencia, y que permite explorar Física Más Allá del Modelo Estándar con gran alcance, mismo que representa una herramienta clave en la presente investigación.

A ambos por el gran dominio heredado en Física del sabor, procesos con Violación de Sabor Leptónico y Física Más Allá del Modelo Estándar, por permitirme recopilar años de trabajo en un solo escrito, por su apoyo y guía en mi formación como físico. Por ser personas excepcionales.

A la Dra. Ávilez por la dirección espectacular de cada reunión y contribuir significativamente a la mejora del contenido, a la Dra. Félix por dominar el tema con gran maestría, al Dr. Salazar por las sugerencias extraordinarias encaminadas a la investigación de vanguardia, al Dr. Sebastián por el desempeño insólito dentro y fuera del examen de grado, un investigador joven de nuestra institución.

Al investigador Dr. J. Jesús Toscano, por mi formación de pregrado en Mecánica Cuántica y de posgrado en Teoría del Campo y Renormalización, cursos impartidos en nuestra universidad.

\*

A la Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación *SECIHTI* antes *CONAHCYT* (Consejo Nacional de Humanidades, Ciencias y Tecnologías); por otorgarme el apoyo institucional *Becas nacionales para estudios de posgrado 2023*, por el fomento a la educación en Puebla y en México, por el apoyo a la formación de profesionales de alta especialización en el país y a nivel internacional, por el derecho a la ciencia, educación, y por permitir el desarrollo pleno de mujeres y hombres de ciencia. Gracias.

Al Centro Internacional de Física Fundamental (CIFFU), el cuerpo académico *Nueva Física en Aceleradores y el Cosmos (NFAC)*, y al Centro Interdisciplinario de Investigación y Enseñanza de la Ciencia (CIIEC) por tan enriquecedoras pláticas.

A mi alma máter, el posgrado en Ciencias *Física Aplicada* de la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, cuna de la ciencia en México y el mundo.

\*

A mi familia:

A mi madre, quien me ha apoyado en todo momento de mi vida, que ha estado presente en todos los aspectos, quien se ha tomado el tiempo de escucha y guía en la dirección correcta, quien me ha guiado en este camino y todo lo bueno que he elegido en la vida, quien desea lo mejor para mi y a quien espero retribuir todo lo bueno que llegó y que obtuve en la vida, que es gracias a ella. Por su tiempo, amor, paciencia, apoyo incondicional, por ser la persona más fuerte que conozco y por estar detrás de mi en cada logro, cada entrevista y cada meta a la que he llegado.

A mi hermano y abuela, por su apoyo y compañerismo, por ser piezas clave de mi familia, estar presente cada que se necesita y por ser excepcionalmente grandes personas; por su gran corazón.

\*

A mis amigos:

A Jorge, Jonathan, Miguel, Denis, Ricky, Fer, Juan, Kevin y Yuridia por hacer de esta etapa más amena; por las risas y consejos intercambiados durante tantos años y años a futuro, por su apoyo y por ser unas grandes personas en todos los aspectos, gracias. A Ricardo y Fernando por ser los mejores primos del mundo. A Juan, por su amistad desde inicios de carrera y que ha traído consigo una hermandad de plena confianza y gran alegría, que espero dure por muchos años más.

# Dedicatoria

*A mi madre*



# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>v</b>
<b>Dedicatoria</b>	<b>vii</b>
<b>Resumen</b>	<b>xv</b>
<b>Introducción</b>	<b>xvii</b>
<b>1. Modelo Estándar</b>	<b>1</b>
1.1. Campos . . . . .	1
1.1.1. El formalismo canónico de la Mecánica Cuántica . . . . .	1
1.1.2. Teoría Yukawa . . . . .	3
1.1.3. El formalismo de Helicidad . . . . .	4
1.2. El Modelo Estándar . . . . .	5
1.3. Lagrangiano del Modelo Estándar . . . . .	6
1.3.1. Sector de Higgs . . . . .	7
1.3.2. Sector de Yukawa . . . . .	8
1.3.3. El sector de Yukawa en el formalismo de Helicidad . . . . .	10
<b>2. Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III</b>	<b>11</b>
2.1. Generalidades . . . . .	12
2.2. Lagrangiano de 2HDM-III . . . . .	13
2.3. Sector de Higgs en 2HDMs . . . . .	13
2.3.1. Término cinético de Higgs en 2HDMs . . . . .	13
2.3.2. Potencial de Higgs en 2HDMs . . . . .	14
2.3.3. El vacío en 2HDMs . . . . .	15
2.4. Sector de Yukawa en 2HDM-III . . . . .	16
2.4.1. Lagrangiano de Yukawa en 2HDM-III . . . . .	16
2.4.2. Sector Neutro . . . . .	19
2.4.3. Sector Cargado . . . . .	22
<b>3. Predicciones del bosón de Higgs en decaimiento a los quarks bottom y strange</b>	<b>23</b>
3.1. Objetivo . . . . .	23
3.2. Señales LFV/Higgs . . . . .	24
3.2.1. Definición Branching Ratio . . . . .	24
3.2.2. Ancho de decaimiento de una partícula escalar (pseudoescalar) a un par de fermiones . . . . .	24
3.3. Señales BSM Physics . . . . .	26
3.3.1. Procesos de Violación de Sabor Leptónico . . . . .	27
3.3.2. Física del Higgs ( $m_h = 125\text{GeV}$ ) . . . . .	29
3.3.3. Decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . . . . .	30

3.4. Número de eventos . . . . .	31
3.5. Luminosidad en un acelerador de partículas . . . . .	32
3.6. Significancia estadística . . . . .	32
<b>4. Análisis de la Señal vs Ruido</b>	<b>33</b>
4.1. Aceleradores . . . . .	33
4.1.1. CEPC . . . . .	33
4.1.2. FCC-ee . . . . .	34
4.2. Background . . . . .	34
4.3. Resultados: Espacio de parámetros 2HDMs . . . . .	36
4.4. Resultados: Espacio de parámetros Cheng-Sher Ansatz . . . . .	40
4.5. Sección eficaz background . . . . .	41
4.6. Sección eficaz señal . . . . .	41
4.7. Escenarios de exploración . . . . .	43
4.8. Resultados: Análisis de la Señal vs Ruido . . . . .	47
4.8.1. Resultados CEPC . . . . .	47
4.8.2. Resultados FCC-ee . . . . .	47
4.9. Actualización del momento magnético anómalo del muón . . . . .	48
4.9.1. Datos experimentales y contexto histórico . . . . .	48
4.9.2. Nueva medición de precisión (2025) . . . . .	48
4.9.3. Implicaciones para el 2HDM-III . . . . .	48
<b>A. Desarrollo del lagrangiano de Yukawa</b>	<b>51</b>
A.1. Modelo Estándar . . . . .	51
A.2. Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III . . . . .	51
<b>B. Amplitud de probabilidad</b>	<b>55</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>57</b>

# Índice de figuras

3.1. Acoplamiento $hb\bar{s}$ ( $m_b = M, m_s = m$ ). . . . .	23
3.2. Acoplamiento escalar-fermión-antifermión. . . . .	25
3.3. Acoplamiento Pseudoescalar-fermión-antifermión. . . . .	25
3.4. Contribuciones al momento magnético anómalo del Muón a un loop. . . . .	27
3.5. Contribución al momento magnético anómalo del muón con violación de sabor. . . . .	28
3.6. Decaimiento $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ . . . . .	29
3.7. Decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en 2HDM-III. . . . .	31
4.1. Background irreducible en el Modelo Estándar. . . . .	35
4.2. Proceso Señal. . . . .	36
4.3. Procesos que restringen $\alpha, \beta$ (Rintersection). . . . .	36
4.4. Decaimientos de Bosones escalares a Leptones Cargados. . . . .	37
4.5. Generación del ancho de decaimiento $\Gamma(\phi \rightarrow f\bar{f})$ . . . . .	37
4.6. Espacio de parámetros restringido por procesos del bosón de Higgs. . . . .	38
4.7. Espacio de parámetros restringido por procesos LFV. . . . .	39
4.8. Espacio de parámetros restringido por física del Higgs y LFV. . . . .	40
4.9. Espacio de parámetros $\chi_{bs} \times \chi_{sb}$ restringido por física de mesones $B_s^0$ . . . . .	41
4.10. $\sigma^{2HDM-III}$ [pb] vs $\sqrt{s}$ [GeV]; 10000 eventos; escenario M. . . . .	42
4.11. Delta R, escenario E. . . . .	43
4.12. Variables cinemáticas 1 $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-)$ . . . . .	44
4.13. Variables cinemáticas 2 $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-)$ . . . . .	45



# Índice de tablas

1.1. Fermiones del Modelo Estándar [24]. . . . .	5
1.2. Bosones del Modelo Estándar [24]. . . . .	6
2.1. Modelos con Dos Dobletes de Higgs [26]. . . . .	12
4.1. Plan de operación Circular Electron Positron Collider: energías del centro de masa, luminosidad integrada y número de eventos esperados por modo de colisión [13]. . . . .	33
4.2. Plan de operación electron positron Future Circular Collider: energías del centro de masa, luminosidad integrada y número de eventos esperados por modo de colisión [14, 48]. . . . .	34
4.3. Escenarios de exploración $h \rightarrow bs$ vía Higgs-Strahlung (producción asociada). . . . .	43
4.4. Exploración $h \rightarrow bs$ por producción asociada en CEPC. . . . .	47
4.5. Exploración $h \rightarrow bs$ por producción asociada en FCC-ee. . . . .	47



# Resumen

En este trabajo se realiza un estudio detallado y cuantitativo de la teoría y fenomenología del Modelo De Dos Dobletes de Higgs tipo III (2HDM-III), enfocándose particularmente en el análisis del decaimiento raro del Higgs ligero  $h \rightarrow \bar{b}s + \text{h.c.}$ , el cual está prohibido a nivel árbol en el Modelo Estándar (ME) pero permitido a nivel árbol en 2HDM-III. Para controlar la magnitud de estos acoplamientos y asegurar la compatibilidad con observaciones experimentales, se adopta el ansatz de Cheng & Sher.

El trabajo se centra en el estudio del proceso  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow \bar{b}s), (Z \rightarrow l^+l^-)$ , analizado en el contexto de futuros colisionadores circulares de leptones tipo fábrica de bosones de Higgs como CEPC y FCC-ee. Para ello, se construye el lagrangiano del sector neutro del 2HDM-III, incluyendo las contribuciones de los escalares  $h, H$  y el pseudoescalar  $A^0$ . Se calculan el ancho de decaimiento  $\Gamma(h \rightarrow \bar{b}s)$ , su correspondiente fracción de ramificación y la sección eficaz total del proceso, bajo dos escenarios de luminosidad integrada.

El espacio de parámetros viable del modelo se determina imponiendo restricciones experimentales provenientes de procesos con violación de sabor leptónico (LFV), como  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ , así como de señales de intensidad del bosón de Higgs medidas en el LHC.

El análisis numérico se lleva a cabo mediante el software `SpaceMath2.0`, explorando un amplio rango de parámetros:  $\tan\beta \in [0, 50]$ ,  $\cos(\alpha - \beta) \in [-1, 1]$  y  $\chi_{ij} \in [-1, 1]$ , con especial atención a los canales relevantes. Se identifican regiones del plano  $\tan\beta \times \cos(\alpha - \beta)$  que satisfacen simultáneamente las restricciones experimentales de física del Higgs, procesos LFV y observables en mesones  $B$ , en particular el decaimiento  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , que impone fuertes límites al parámetro  $\chi_{bs}$ .

Para la presente investigación se utiliza el software de simulación MonteCarlo `MadGraph5` para generar archivos que contengan la información de un proceso que se desea estudiar y procesos que producen firmas cinemáticas similares a este. En términos físicos, la significancia estadística es una medida de la certeza estadística que se tiene al analizar un conjunto de datos, indicando una significancia alrededor de 3 desviaciones estándar una señal fuerte de que el proceso que se busca sea distinguible, una significancia estadística alrededor de 5 desviaciones estándar se interpreta con un error menor a 0,001 % en la confirmación de la búsqueda de un proceso físico.

Para el conjunto de parámetros  $\tan\beta = 20$ ,  $\cos(\alpha - \beta) = -0,1$  y  $\chi_{bs}, \chi_{sb} = 10$ , se alcanza una significancia estadística de 4.8080 desviaciones estándar en CEPC con una luminosidad integrada de  $5600 \text{ fb}^{-1}$ , y de 5.3750 desviaciones estándar en FCC-ee con  $7000 \text{ fb}^{-1}$ , considerando la producción de  $1 \times 10^6$  y  $1,5 \times 10^6$  bosones de Higgs, respectivamente. Por el contrario, en un escenario más conservador con  $\chi_{bs}, \chi_{sb} \leq 10$ ,  $\cos(\alpha - \beta) \leq 0,025$  y  $\tan\beta \leq 20$ , la significancia del análisis estadístico que diferencia el proceso señal de los procesos de fondo o *background* cae por debajo de 0,33 desviaciones estándar, haciéndolo prácticamente indetectable. Estos resultados, implican que un escenario tipo Modelo Estándar (conservador) no exhiben una firma clara que motive a la búsqueda del modelo 2HDM-III en estos aceleradores. Escenarios lejos del *alignment* (tipo ME) del Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III exhiben una mayor motivación para la exploración del mismo en los colisionadores mencionados.

Se concluye que 2HDM-III representa un marco teórico viable y fenomenológicamente rico; en el que el sector neutro de Yukawa, combinado con la textura propuesta por Cheng y Sher y las restricciones experimentales actuales, permite definir un espacio de parámetros restringido pero aún compatible con la existencia de señales observables.

**Palabras clave:** *Doblete, campo cuántico, Yukawa, sector, sabor, leptón, bosón, fermión, detección, barn, significancia, desviación estándar, sección eficaz, eV, luminosidad, ruido, señal.*

# Introducción

El trabajo presente analiza un modelo de extensión al Modelo Estándar, el cual es la herramienta con mayor validéz experimental que se utiliza describir a la fecha la física a un nivel fundamental.

El Modelo Estándar de las partículas elementales (SM, por sus siglas en inglés) es una teoría cuántica de campos (QFT), posiblemente efectiva, invariante de gauge (norma, magnitud) ante el grupo de simetría  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$  [1]. Su alcance contempla 3 de las 4 interacciones fundamentales:

- Electromagnética: descrita por la Electrodinámica Cuántica (QED, por sus siglas en inglés), invariante de gauge ante el grupo de simetría  $U_Q(1)$ ; permite estudiar las interacciones mediadas por el bosón de norma  $A_\mu$ , asociado al fotón (único generador del grupo  $U_Q(1)$ ).
- Nuclear fuerte: descrita por la Cromodinámica Cuántica (QCD, por sus siglas en inglés), invariante de gauge ante el grupo de simetría  $SU_C(3)$ ; permite estudiar las interacciones mediadas por los 8 bosones de norma  $g$ , asociados a los gluones y matrices de Gell-Mann  $\lambda^a$  (generadores de  $SU_C(3)$ ).
- Nuclear débil: descrita por la Teoría Electrodébil (EW, por sus siglas en inglés), invariante de gauge ante el grupo de simetría  $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ; permite estudiar las interacciones mediadas por los bosones de norma  $W_\mu^\pm$  y  $Z_\mu^0$  (asociados a los generadores del grupo  $SU_L(2)$ ; llamados bosones vectoriales W y Z respectivamente).

Como remanente, existe un bosón escalar neutro ( $h$ ), que surge del rompimiento espontáneo de la simetría  $SU_L(2) \times U_Y(1) \rightarrow U_Q(1)$  [2]. Desde la perspectiva de  $SU(3)$ , este se construye al elegir un doblete escalar no nulo e invariante ante transformaciones del tipo  $\Phi \rightarrow \Phi' = U\Phi$ , con  $U = \exp(-i\frac{\lambda^{\bar{a}}}{2}\alpha^{\bar{a}}) \in SU(3)$  y  $\bar{a} = 1, 2, 3$ . Su norma se obtiene de exigir que el valor esperado de su campo (el campo de Higgs) en el vacío, sea distinto de cero

$$|\Phi_0|^2 = \frac{v^2}{2} \quad \Longrightarrow \quad \Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}.$$

El campo de Higgs *dota* de masa a los bosones  $W_\mu^\pm$  y  $Z_\mu^0$ , al perturbar sutilmente el estado de mínima energía introduciendo excitaciones del tipo  $\Phi'_0 \rightarrow \Phi_0 + \Phi'$  (donde  $\Phi' = (\Phi^\pm, \frac{h+i\chi}{\sqrt{2}})^T$ ), y analizar la parte cinética del lagrangiano mínimo renormalizable

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (1)$$

correspondiente al primer término [9]. Por otra parte, partículas de espín semientero (fermiones) también adquieren masa a través de su interacción con el campo de Higgs  $\Phi$ ; sólo que éstas lo hacen a través de los llamados acoplamientos de Yukawa

$$\mathcal{L}_Y = \bar{F}'_L \Phi Y^f f'_R + h.c., \quad (2)$$

en torno del estado de mínima energía, este lagrangiano es equivalente a

$$\mathcal{L}_Y^{SM} = \bar{f} \bar{M}^f f + \frac{h}{v} \bar{f} \bar{M}^f f, \quad (3)$$

$\bar{M}^f$  denota las matriz de masa diagonal para cada generación de fermiones (leptones cargados, quarks tipo Up, quarks tipo Down), ordenados de izquierda a derecha de acuerdo a la jerarquía de masa para cada familia,  $f$  el campo de espín 1/2 y  $v$  el valor de expectación del vacío [26].

Evidentemente, el sector de Yukawa del Modelo Estándar no contempla interacciones entre fermiones de diferente especie (sabor —denotado con el superíndice  $f$ , de flavor—) provenientes de corrientes neutras (bosones  $Z^0$  o  $h$ , por ejemplo). Sin embargo, fenómenos como oscilación de neutrinos son una fuerte motivación para explorar procesos con violación de sabor (FV, por sus siglas en inglés) [4, 8, 21], una forma de estudiar estas interacciones es precisamente a través de un sector neutro de Yukawa que permita intercambio de sabor; por lo anterior mencionado, dicha exploración se debe realizar a través de modelos de extensión al Modelo Estándar [7]. Existen muchos modelos que predicen cambio de sabor a nivel árbol, en esta investigación nos enfocaremos en uno de estos modelos que se puede explorar a través de procesos del bosón de Higgs del SM.

El Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III (2HDM-III, por sus siglas en inglés), es un modelo de extensión al Modelo Estándar, en el cual las interacciones en corrientes neutras que cambian de sabor (Flavor Changing Neutral Currents, *FCNC*) [18], están permitidas dentro del sector de Yukawa a nivel árbol. Además, es sorprendentemente útil para encontrar nuevas fuentes a la asimetría bariónica del universo (BAU, por sus siglas en inglés); es decir, contiene nuevas fuentes a la violación en la conjugación de carga y paridad (CP-violation), en su sector de Higgs y Yukawa (con fases en provenientes del valor de expectación del vacío) [30].

El presente trabajo estudia el Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III (2HDM-III), desde un enfoque analítico-cuantitativo, en el que se toma una muestra probabilística que permita cotejar cantidades medibles experimentalmente, particularmente en los futuros colisionadores CEPC/FCC-ee (Circular Electron Positron Collider/Future Circular Collider ee) que operarán en China/Geneve y estudiarán física del bosón de Higgs con energías de producción alrededor de 240GeV en el centro de masa, y una luminosidad integrada de hasta 5600/7000 fb<sup>-1</sup> [13, 14].

Partiendo del sector de Yukawa en 2HDM-III, se describen los acoplamientos a nivel árbol entre fermiones con bosones escalares y de norma, resultantes de la propia construcción del modelo y cuya existencia, a excepción del bosón de Higgs, aún se desconoce (bosón de Higgs  $H$  pesado y bosones de Higgs cargados  $H^\pm$ , junto al pseudoescalar  $A$ ; respectivamente).

Particularmente se estudiará la interacción entre el bosón de Higgs ( $h$ ) con dos fermiones de la misma familia y de diferente especie (sabor), pertenecientes a los quarks tipo Down; específicamente los quarks bottom ( $b$ ) y strange ( $s$ ). Pictográficamente, el decaimiento

$$h \rightarrow b\bar{s} + h.c. \quad (4)$$

es analizado como piedra angular del presente trabajo; debido a la jerarquía de masa que poseen los quarks involucrados, los modos de producción de este proceso se espera provean una fuerte evidencia a Física Más Allá del Modelo Estándar (Beyond Standard Model physics, BSM). Específicamente se producirá a través del canal  $e^+e^- \rightarrow Zh$ , conocido como Higgs-strahlung o producción asociada [32, 44].

Se reportan las condiciones experimentales necesarias para que su detección ronde 5 desviaciones estándar de significancia estadística. Asimismo, se encuentran valores específicos para parámetros libres de la teoría que cumplan con las cotas experimentales reportadas en señales de intensidad para procesos de violación de sabor leptónico, física del Higgs y el decaimiento  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  (entre otros), a través del software especializado de acceso libre SpaceMath2.0, desarrollado por el co-director del presente escrito el Dr. Marco A. Arroyo-Ureña en colaboración con el Dr. Tomás Valencia Pérez [40].

**Palabras clave:** Teoría Cuántica de Campos, Sector de Yukawa, Sector de Higgs, invarianza de norma (gauge), decaimiento, mesón, fermión, simetría, señal de intensidad, quark, sabor, significancia estadística.

# Capítulo 1

## Modelo Estándar

### 1.1. Campos

En Física, un campo clásico  $\phi(\mathbf{x}, t) \in \mathbb{C}$  es una función definida en todo punto  $\mathbf{x}$  del espacio, tiene un número infinito (no numerable) de grados de libertad y puede ser de carácter escalar, pseudoescalar, vectorial, pseudovectorial, tensorial, espinorial, espín tensorial, etc [2]. Las teorías cuánticas de campos (QFTs) extienden esta idea mediante la aplicación de los principios de la mecánica cuántica a la teoría de campos clásica en límites ultrarrelativistas (High Energy Limits). Las partículas, son manifestaciones de un estado perturbado del campo cuántico con espín correspondiente, ejemplo de ello el electrón y el campo de Dirac (espinorial de espín 1/2) [22].

Como objeto de la presente investigación, se busca esclarecer el concepto de campo cuántico para las partículas del Modelo Estándar. Se aplica este concepto a los mecanismos que dan masa a las partículas, se extiende al Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III pues las soluciones son generales.

#### 1.1.1. El formalismo canónico de la Mecánica Cuántica

La cuantización de la relación energía-momento de Einstein, en la métrica de Minkowski y unidades naturales [6], conlleva a la ecuación de Klein-Gordon si se aplica a un campo escalar de espín cero

$$\begin{aligned} E &\rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} & \mathbf{p} &\rightarrow -i\hbar \nabla \\ \Rightarrow p^\mu p_\mu &= \frac{E^2}{c^2} - |\mathbf{p}|^2 \rightarrow -\frac{\hbar^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \hbar^2 \nabla^2 = m^2 c^2 \\ (\square + m^2)\phi(\mathbf{x}, t) &= 0. \end{aligned} \tag{1.1}$$

La ecuación que describe este campo es exactamente la misma que se obtiene al aplicar las ecuaciones de Euler-Lagrange a la función de densidad Lagrangiana correspondiente a un campo escalar

$$\mathcal{L}_{KG} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2}m^2 \phi^2. \tag{1.2}$$

Pero  $m^2$  se identifica como la masa de la partícula en su propio sistema de referencia y que es un invariante de Lorentz bajo toda transformación del grupo  $SO(1, 3)$ , por lo que la ecuación (1.2) describe a una partícula de masa  $m$  con espín 0, esta relación es importante pues ayuda a identificar la masa del boson de Higgs en el Modelo Estándar [9].

En el formalismo canónico, las partículas de espín semientero están descritas por la ecuación de Dirac:

$$(i\cancel{\partial}_\mu - m)\psi(\mathbf{x}, t) = 0, \quad (1.3)$$

en donde  $\cancel{\partial}_\mu \equiv \gamma^\mu \partial_\mu$  para  $\gamma^i$  las matrices de Dirac, la solución más general a esta ecuación es una superposición de ondas planas

$$\psi(\mathbf{x}) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}}}} \sum_s [C_s u_s(\mathbf{p}) e^{-ip \cdot x} + D_s^\dagger v_s(\mathbf{p}) e^{ip \cdot x}] \quad (1.4)$$

donde  $E_{\mathbf{p}} = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$  es la energía del fermión (partícula de espín 1/2, en este contexto),  $u_s(\mathbf{p})$  y  $v_s(\mathbf{p})$  son los espinores de Dirac (soluciones a la ecuación de Dirac) de partícula y antipartícula de espín  $s$  y las constantes  $C_s$  y  $D_s^\dagger$  son los operadores de aniquilación y creación de partículas y antipartículas, respectivamente.

Análogamente, la ecuación de movimiento para el campo antifermiónico es:

$$(i\cancel{\partial}_\mu + m)\bar{\psi}(\mathbf{y}, t) = 0, \quad (1.5)$$

y su solución es:

$$\bar{\psi}(\mathbf{y}) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{q}}}} \sum_r [C_r^\dagger \bar{u}_r(\mathbf{q}) e^{iq \cdot y} + D_r \bar{v}_r(\mathbf{q}) e^{-iq \cdot y}] \quad (1.6)$$

donde  $\bar{u}_r(\mathbf{q}) \equiv u_r^\dagger(\mathbf{q})\gamma^0$  y  $\bar{v}_r(\mathbf{q}) \equiv v_r^\dagger(\mathbf{q})\gamma^0$  son los espinores de Dirac conjugados de partícula y antipartícula con espín  $r$ , respectivamente [9].

Los bosones o partículas de espín entero,  $W^\pm$ ,  $Z^0$  y el fotón  $A_\mu$ , obedecen ecuaciones de movimiento dadas por teorías abelianas. Para el caso electromagnético, se define un 2-tensor (curvatura)  $F^{\mu\nu}$  que contiene toda la información del potencial  $A_\mu = (\phi, \vec{A})$  y reproduce las ecuaciones de Maxwell en forma covariante

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu. \quad (1.7)$$

Si se fija la norma del fotón a través de su ortogonalidad al momento mediante la condición  $p_\mu \hat{A}^\mu = 0$  (identidad de Ward), donde la notación sobre  $A^\mu$  indica que se trabaja en el espacio de momentos (y se define la función de Green de su propagador como  $g^\nu = \partial_\mu F^{\mu\nu}$ ); entonces, se puede demostrar que en formalismo canónico la función de Green de dos puntos en el espacio de posiciones es

$$G(x, x')_{\alpha\beta} = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} e^{-ip \cdot (x-x')} \left[ -\frac{g_{\alpha\beta}}{p^2} \right]. \quad (1.8)$$

El resultado es trivial si se aplica una transformada de Fourier a la función de Green correspondiente, obtenida de la identidad de Ward y el tensor mencionado

$$\hat{A}^{\rho\alpha} = -\frac{g_{\rho\mu}}{p^2} \delta_\alpha^\mu.$$

Finalmente, se encuentran las partículas mediadoras de procesos de interacción nuclear débil o de corto alcance (bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$ ), masivos, debido a que obedecen el modelo de Glashow-Weinberg-Salam de las interacciones electrodébiles [37]. Como se verá a continuación, estos adquieren masa a través de su interacción con el campo de Higgs, un campo que llena todo el espacio y lo dota de una energía no nula e igual a 246GeV (para modelos de extensión al Modelo Estándar con múltiples dobletes escalares en su sector de Higgs, el vacío posee siempre la misma energía, a esta cantidad se le denota como valor de expectación del vacío  $\langle 0|\Phi|0\rangle \rightarrow v$ ) [36].

En el espacio de momentos para el formalismo canónico, los propagadores correspondientes a los bosones  $W^\pm$ ,  $Z^0$  se expresan de la siguiente manera:

$$\langle W^{\mu+}(p)W^{\nu-}(-p) \rangle = \frac{-ig^{\mu\nu}}{p^2 - m_W^2}, \quad \langle Z^\mu(p)Z^\nu(-p) \rangle = \frac{-ig^{\mu\nu}}{p^2 - m_Z^2}. \quad (1.9)$$

### 1.1.2. Teoría Yukawa

Las interacciones de Yukawa en el Modelo Estándar vienen de considerar las funciones de correlación de dos puntos [1], para ser más específicos, se considera el proceso de dispersión

$$fermion(p) + fermion(k) \rightarrow fermion(p') + fermion(k') \quad (1.10)$$

bajo la posibilidad de que sea mediado por una partícula escalar, se toma el Hamiltoniano

$$H = H_{Dirac} + H_{Klein-Gordon} + \int d^3x g \bar{\psi} \psi \phi,$$

la amplitud de probabilidad de este proceso es mayormente beneficiada por el término  $H_I^2$  de la matriz S (operador de evolución temporal  $e^{-iHt}$  para  $t \rightarrow \infty$ ):

$${}_0\langle \mathbf{p}', \mathbf{k}' | T \left( \frac{1}{2!} (-ig) \int d^4x \bar{\psi}_I \psi_I \phi_I (-ig) \int d^4y \bar{\psi}_I \psi_I \phi_I \right) | \mathbf{p}, \mathbf{k} \rangle_0. \quad (1.11)$$

Con T la operación de ordenamiento temporal; para  $x^0 > y^0$ , esta expresión se reduce al producto interior

$$\langle \mathbf{p}', \mathbf{k}' | (2!)^{-1} (-ig) \int d^4x \bar{\psi} \psi \phi (-ig) \int d^4y \bar{\psi} \psi \phi | \mathbf{p}, \mathbf{k} \rangle, \quad (1.12)$$

para evaluar esta cantidad, se toma el ordenamiento temporal de dos escalares

$$\langle 0 | T \{ \phi(x) \phi(y) \} | 0 \rangle = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{ie^{-ip \cdot (x-y)}}{p^2 - m^2 + i\epsilon}. \quad (1.13)$$

Conocido como el propagador libre de Feynman  $D_F(x-y)$ . Además, se expresa la acción del campo fermiónico  $\psi$  en el cuadro de interacción (I—imagen—) de Heisenberg, sobre el estado con cuadrimento  $p$  y espín  $s$  como

$$\psi_I(x) | \mathbf{p}, s \rangle = \int \frac{d^3p'}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{\mathbf{p}'}}} \sum_{s'} a_{\mathbf{p}'}^{s'} u^{s'} e^{-ip' \cdot x} \sqrt{2E_{\mathbf{p}}} a_{\mathbf{p}}^s | 0 \rangle = e^{-ip \cdot x} u^s(p) | 0 \rangle. \quad (1.14)$$

Note como se ha utilizado la definición del propagador fermiónico (1.4) y el operador de creación  $a_{\mathbf{p}}^{s \dagger}$  para representar el estado inicial de un fermión de cuadrimento  $\mathbf{p}$ , espín  $s$  y energía  $E_{\mathbf{p}}$  [9].

Aplicando el teorema de Wick, las interacciones (1.12) se pueden calcular mediante la multiplicación directa de las contracciones de los campos con estados iniciales y finales

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{p}', \mathbf{k}' | (-ig) \int d^4x \bar{\psi} \psi \phi (-ig) \int d^4y \bar{\psi} \psi \phi | \mathbf{p}, \mathbf{k} \rangle \\ &= (-ig)^2 \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{i}{q^2 - m_\phi^2} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p' - p + q) (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k' - k - q) \bar{u}(p') u(p) \bar{u}(k') u(k), \end{aligned}$$

en donde los operadores delta de Dirac provienen de la contracción de los estados iniciales y finales (1.10) una vez aplicadas las ecuaciones (1.13), (1.14). Note además que se ha tomado el factor simétrico proveniente del intercambio  $x \leftrightarrow y$  en el ordenamiento temporal.

La evaluación de esta última expresión conduce a la amplitud de probabilidad

$$i\mathcal{M} = \frac{-ig^2}{q^2 - m_\phi^2} \bar{u}(p')u(p)\bar{u}(k')u(k), \quad (1.15)$$

con conservación de momento  $p - p' = k' - k = q$  para  $q$  el cuadrimomento del escalar.

### 1.1.3. El formalismo de Helicidad

En el formalismo de helicidad, los campos fermiónicos  $\psi(x)$  tienen la representación de Weyl:

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi^1 \\ \psi^2 \\ \psi^3 \\ \psi^4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi^1 \\ \psi^2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_R + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \psi^1 \\ \psi^2 \end{pmatrix}_L \equiv \begin{pmatrix} \tilde{\psi}_R \\ \tilde{\psi}_L \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \zeta \\ \chi \end{pmatrix}. \quad (1.16)$$

La representación del campo fermiónico  $\psi(x) = (\zeta, \chi)^T$  es la de más baja dimensión;  $\zeta, \chi$  son dobletes bajo la perspectiva del grupo unitario en dos dimensiones  $SU(2)$ , con helicidades bien definidas para  $m_\psi \rightarrow 0$ . El formalismo de helicidad es analíticamente más eficiente para construir amplitudes de probabilidad en comparación al formalismo canónico tradicional [49, 50]. Sin pérdida de generalidad, sus aplicaciones se extienden al caso  $m_\psi \neq 0$  en el marco teórico del Modelo Estándar y Más Allá del Modelo Estándar (BSM, por sus siglas en inglés) [52, 53].

En esta representación, las matrices de Dirac se expresan como

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

por lo que

$$\bar{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma^0 = \bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R, \quad (1.18)$$

$$\bar{\psi}_L = \psi_L^\dagger \gamma^0 = (0, \tilde{\psi}_L^\dagger) \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix} = (\tilde{\psi}_L^\dagger, 0) = (\chi^\dagger, 0), \quad (1.19)$$

$$\bar{\psi}_R = \psi_R^\dagger \gamma^0 = (\tilde{\psi}_R^\dagger, 0) \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix} = (0, \tilde{\psi}_R^\dagger) = (0, \zeta^\dagger). \quad (1.20)$$

Los operadores de proyección

$$p_L \equiv \frac{\mathbf{I} - \gamma^5}{2} = \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} \mathbf{I} & 0 \\ 0 & \mathbf{I} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \mathbf{I} & 0 \\ 0 & -\mathbf{I} \end{pmatrix} \right] = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{I} \end{pmatrix}, \quad (1.21)$$

$$p_R \equiv \frac{\mathbf{I} + \gamma^5}{2} = \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} \mathbf{I} & 0 \\ 0 & \mathbf{I} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{I} & 0 \\ 0 & -\mathbf{I} \end{pmatrix} \right] = \begin{pmatrix} \mathbf{I} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.22)$$

Claramente la matriz identidad es cuadrada de dimensión dos,  $\psi(x)$  es el campo fermiónico representado por el 4-vector  $(\psi^0, \vec{\psi})$  que se transforma bajo el grupo de Lorentz por la aplicación usual de Boosts y Rotaciones de Tomas-Weigner [47]. El cuadvectores es solución a la ecuación de Dirac, los operadores de proyección son unitarios e idempotentes ( $p_L = p_L^\dagger = p_L^2$ ,  $p_R = p_R^\dagger = p_R^2$ ).

Los espinores de Weyl se obtienen por:

$$p_L \psi = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{I} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \zeta \\ \chi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi \end{pmatrix} \equiv \psi_L, \quad (1.23)$$

$$p_R \psi = \begin{pmatrix} \mathbf{I} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \zeta \\ \chi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \zeta \\ 0 \end{pmatrix} \equiv \psi_R, \quad (1.24)$$

$$\bar{\psi}_L \equiv \psi_L^\dagger \gamma^0 = (p_L \psi)^\dagger \gamma^0 = \psi^\dagger p_L^\dagger \gamma^0 = \psi^\dagger \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{I} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix} = \psi^\dagger \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

$$\bar{\psi}_R \equiv \psi_R^\dagger \gamma^0 = (p_R \psi)^\dagger \gamma^0 = \psi^\dagger p_R^\dagger \gamma^0 = \psi^\dagger \begin{pmatrix} \mathbf{I} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix} = \psi^\dagger \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

Más adelante, se dará una descripción del sector de Yukawa mediante ambos formalismos.

## 1.2. El Modelo Estándar

En el marco teórico del SM, existen 3 familias de partículas elementales (fermiones), clasificadas según la jerarquía de masa a la que corresponden [1].

Fermiones del Modelo Estándar			
1ra familia	2da familia	3ra familia	Tipo
up ( $m_u \approx 2.2\text{MeV}$ )	charm ( $m_c \approx 1.28\text{GeV}$ )	top ( $m_t \approx 173.1\text{GeV}$ )	Quark Up
down ( $m_d \approx 4.7\text{MeV}$ )	strange ( $m_s \approx 96\text{MeV}$ )	bottom ( $m_b \approx 4.18\text{GeV}$ )	Quark Down
electrón ( $m_e \approx 0.511\text{MeV}$ )	muón ( $m_\mu \approx 105.66\text{MeV}$ )	tau ( $m_\tau \approx 1.77\text{GeV}$ )	Leptón cargado
neutrino del electrón $\nu_e$	neutrino del muón $\nu_\mu$	neutrino del tau $\nu_\tau$	Leptón neutro

Tabla 1.1: Fermiones del Modelo Estándar [24].

La carga eléctrica de estas partículas es  $Q_u = \frac{2}{3}e$ ,  $Q_d = -\frac{1}{3}e$ ,  $Q_l = -1e$ ,  $Q_\nu = 0e$  en unidades de la carga  $e$  del electrón. Aunque teóricamente los neutrinos carecen de masa en el SM ( $m_{\nu_i} = 0$ ), experimentalmente se han encontrado cotas para las masas de estos fermiones ( $m_{\nu_e} < 2.2\text{eV}$ ), ( $m_{\nu_\mu} < 18.2\text{MeV}$ ), ( $m_{\nu_\tau} < 0.17\text{MeV}$ ) [3]. En la base  $SU_L(2)$ , los campos correspondientes son representados por dobletes y singletes con proyecciones izquierda y derecha

$$Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad q_R = u_R, d_R \quad L_L = \begin{pmatrix} \nu \\ l \end{pmatrix}_L \quad l_R = l_R \quad (1.27)$$

En el Modelo Estándar, los neutrinos carecen de proyección derecha, convirtiéndolos en no masivos además de eléctricamente neutros; mecanismos que consideran masas distintas de cero para estas partículas se exploran habitualmente en mecanismos de extensión al SM (como el mecanismo de SeeSaw o el Modelo Espejo Izquierdo Derecho —LRMM—, entre otros) [51, 45, 21]. Cabe mencionar que el Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III no contempla esta posibilidad, sin embargo, sí aborda otros procesos con violación de sabor en su sector neutro de Yukawa [21].

El Modelo Estándar contempla la existencia de 13 partículas mediadoras de las interacciones Nuclear Fuerte, Nuclear Débil, Electromagnética y de Yukawa —correspondientes a 8 gluones, 3 bosones vectoriales masivos, 1 bosón vectorial no masivo y 1 bosón escalar masivo— descritas por las teorías de Yang-Mills, el modelo de Glashow-Weinberg-Salam, la formulación de Feynman y el mecanismo de Brout-Englert-Higgs, respectivamente [2].

Todos los bosones del SM poseen espín entero, a excepción del bosón de Higgs que es de espín cero y tiene ecuaciones de movimiento regidas por el Lagrangiano de Klein-Gordon; los bosones  $W^\pm$ ,  $Z^0$  tienen

ecuaciones de movimiento regidas por el Lagrangiano de Proca, el fotón por el Lagrangiano de Maxwell y los gluones por el Lagrangiano de Yang-Mills, el formalismo Faddeev–Popov-Ghost y la simetría BRST [9].

Estos se clasifican de la siguiente manera

Bosones del Modelo Estándar			
Teoría QED	Teoría EW	Teoría QCD	Teoría Yukawa
Fotón ( $m_A = 0$ )	$Z^0$ ( $m_Z \approx 91,2\text{GeV}$ ) $W^\pm$ ( $m_W \approx 80.4\text{MeV}$ )	Gluón ( $m_g = 0$ )	(Higgs $m_h \approx 126\text{GeV}$ )

Tabla 1.2: Bosones del Modelo Estándar [24].

Desde la perspectiva del Modelo Estándar, las partículas surgen espontáneamente como excitaciones de los campos correspondientes, estudiados habitualmente en el formalismo canónico o de helicidad de una Teoría Cuántica de Campos que se demanda sea invariante de norma y ante las transformaciones de Lorentz; por simplicidad, se adopta esta convención para la presente investigación [24].

### 1.3. Lagrangiano del Modelo Estándar

La función de densidad Lagrangiana del Modelo Estándar de la física de partículas elementales tiene simetría de norma  $G_{SM} = SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ , que se rompe espontáneamente a

$$G_{SM} = SU_C(3) \times U_Q(1). \quad (1.28)$$

El mínimo lagrangiano renormalizable más general del Modelo Estándar, se puede descomponer en la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{SM} &= \mathcal{L}_{QED}^{SM} + \mathcal{L}_{EW}^{SM} + \mathcal{L}_{QCD}^{SM} + \mathcal{L}_Y^{SM} + \mathcal{L}_\Phi^{SM} \\ &= -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + i\bar{\psi}\not{D}\psi + \bar{\psi}_i y_{ij} \psi_j \Phi + |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi^\dagger, \Phi) + h.c., \end{aligned} \quad (1.29)$$

donde el término cinético

$$\mathcal{L}_K = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + i\bar{\psi}\not{D}\psi = -\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{a\mu\nu} - \frac{1}{4}W_a^{\mu\nu}W_{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} + i\bar{\psi}\not{D}\psi, \quad (1.30)$$

corresponde a las auto-interacciones de bosones gauge e interacciones de bosones gauge con fermiones a través de la derivada covariante, definida para cada sector en particular [9].

El segundo término del sector cinético del Modelo Estándar se puede descomponer en interacciones electromagnéticas, fuertes y electrodébiles, mediadas por el fotón, gluón y bosones  $W^\pm$ ,  $Z^0$  respectivamente

$$\mathcal{L}_\psi = \mathcal{L}_{QED,\psi} + \mathcal{L}_{EW,\psi} + \mathcal{L}_{QCD,\psi}. \quad (1.31)$$

Estas se pueden encontrar en la teoría QED, QCD, EW; siendo en particular el sector cargado de la teoría electrodébil —interacción de los bosones vectoriales  $W^\pm$  con los fermiones  $\psi_i$ — donde se halla violación para la operación de conjugación de carga y paridad (CP-violation), a través de la matriz de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa [28].

Para propósito de la presente investigación, se precisa de la comprensión del rompimiento espontáneo de una simetría, el Sector de Higgs y el Sector de Yukawa; por lo que únicamente se abordan en detalle estos tres aspectos. Para un estudio más detallado de la Teoría Electromagnética (QED), Electrodébil (EW) y Nuclear Fuerte (QCD), se recomienda consultar la bibliografía [9, 1, 2].

### 1.3.1. Sector de Higgs

El Sector de Higgs del Modelo Estándar está descrito por el Lagrangiano de Higgs:

$$\mathcal{L}_\Phi = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi). \quad (1.32)$$

Tal que el campo de Higgs propuesto por Weinberg en términos de componentes escalares

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_3^+ + i\phi_4^+ \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

hace que  $\mathcal{L}_\Phi$  sea invariante bajo transformaciones globales del grupo  $U(1)$  [9].

El potencial de Higgs, definido como el mínimo potencial renormalizable, se acota inferiormente para que exista un estado de energía mínima (vacío), para ello, se elige una dirección preferencial en la simetría  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  al hacer cero a las componentes cargadas  $\phi_3^+, \phi_4^+$  [11, 31].

El lagrangiano resultante es invariante de norma bajo transformaciones globales del grupo  $U(1)$  :  $\Phi^0 \rightarrow \Phi^{0'} = \Phi^0 e^{i\theta}$ . El potencial escalar:

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu^2 \Phi^{0\dagger} \Phi^0 + \lambda (\Phi^{0\dagger} \Phi^0)^2. \quad (1.34)$$

Al minimizar el potencial en el punto  $\phi_2 = 0$ , se obtiene la ecuación

$$0 = \phi_1(\mu^2 + \lambda\phi_1^2). \quad (1.35)$$

Experimentalmente, el estado de mínima energía es distinto de 0 (e igual a 246 GeV), por lo que se elige la solución  $\mu^2 < 0$ . Se define el estado de energía mínima como el estado con valor de expectación  $\langle \phi_0 \rangle = v/\sqrt{2} = (\sqrt{-\mu^2/\lambda}/\sqrt{2})$  [5].

Utilizado el mismo procedimiento en el punto  $\phi_1 = 0$ , se obtiene  $\phi_{2,min} = \phi_{1,min} = v$  (para  $\phi_1 = 0$ ,  $\phi_2 = 0$  respectivamente), o bien

$$V_{min} = \mu^2 \frac{v^2}{2} + \lambda \frac{v^4}{4} = -\lambda \frac{v^4}{4} < 0. \quad (1.36)$$

El estado de mínima energía es degenerado en el plano  $v^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2$ , en efecto, al ser invariante de gauge bajo transformaciones globales del grupo  $U(1)$ , todos los puntos debajo la circunferencia  $v^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2$  tienen valor de expectación  $\langle \phi_0 \rangle = v \approx 246 \text{ GeV}$ .

La excitación del campo de Higgs en el estado de energía mínima se realiza al introducir perturbaciones del tipo  $\phi_0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h(x) + i\pi(x))$ . Así, el lagrangiano adopta la forma

$$\mathcal{L}_{\Phi,exc} = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)(\partial^\mu h) - \lambda v^2 h^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \pi)(\partial^\mu \pi) - \lambda v h^3 - \lambda v h \pi^2 - \frac{\lambda}{4}(\pi^2 + h^2)^2 + \frac{v^4 \lambda}{4}, \quad (1.37)$$

comparando con el lagrangiano de Klein-Gordon, se observa que  $h, \pi$  son dos campos de espín cero o entero, con masas  $v\sqrt{2\lambda}$  y 0, respectivamente. Los términos restantes se identifican como interacciones entre ambos campos y consigo mismos [11].

Los bosones  $W^\pm, Z^0$  adquieren masa a través de su interacción con el campo de Higgs cuando se introduce la ruptura espontánea de simetría  $SU_L(2) \times U_Y(1) \rightarrow U_Q(1)$ . En efecto, escribiendo el término cinético del sector de Higgs como

$$\mathcal{L}_{\Phi,kin} = |D_\mu \Phi|^2 \equiv (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi).$$

Para la derivada covariante (resultado de exigir invarianza local de gauge)

$$D_\mu \equiv \left[ \partial_\mu - \frac{i}{2} (g\sigma^a W_\mu^a - g' B_\mu Y_{EW}) \right] = \partial_\mu - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} g' B_\mu + g W_\mu^3 & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & g' B_\mu - g W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad (1.38)$$

se toma el estado de mínima energía  $\Phi_0 = (0, v/\sqrt{2})^T$ , obteniendo los términos de masa

$$|D_\mu \Phi|^2 = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} W_\mu^1 + iW_\mu^2 \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} v g, \frac{g' B_\mu - g W_\mu^3}{\sqrt{2}} v \begin{pmatrix} \frac{W_\mu^1 - iW_\mu^2}{\sqrt{2}} v g \\ g' B_\mu - g W_\mu^3 \end{pmatrix}. \quad (1.39)$$

Se definen los campos bosónicos

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \pm iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad Z_\mu = \frac{g' B_\mu - g W_\mu^3}{\sqrt{g'^2 + g^2}}, \quad A_\mu = \frac{g B_\mu + g' W_\mu^3}{\sqrt{g'^2 + g^2}}. \quad (1.40)$$

A través de los cuales se identifican las masas para los bosones Z y W

$$|D_\mu \Phi|^2 = \frac{1}{4} \left( g^2 v^2 W^{\mu+} W_\mu^- + \frac{v^2}{2} (g^2 + g'^2) Z^\mu Z_\mu \right) \equiv m_W^2 W^{\mu+} W_\mu^- + \frac{1}{2} m_Z^2 Z^\mu Z_\mu, \quad (1.41)$$

que cumplen con la relación experimental electrodébil [5],  $\rho_{EW} \equiv m_W^2 / (m_Z^2 \cos^2 \theta_W) \cong 1$ .

### 1.3.2. Sector de Yukawa

En el Modelo Estándar de la física de partículas, los fermiones interactúan con el campo de Higgs a través de una interacción de tipo Yukawa, en la que se acoplan mediante la excitación del campo de Higgs [1, 9]. El lagrangiano correspondiente al sector de Yukawa, es de la forma

$$\mathcal{L}_Y = \sum_{f=u,d,l} \bar{f}_L Y^f \Phi f_R + h.c., \quad (1.42)$$

donde  $f$  representa a una partícula fermiónica,  $Y^f$  es la matriz de Yukawa que determina la “fuerza” del acoplamiento del fermión  $f$ ;  $f_L, f_R$  son las proyecciones izquierda y derecha de los singletes de la partícula  $f$ , respectivamente, que se definen a través de los operadores de proyección izquierda y derecha, y  $\Phi$  es el campo de Higgs [9]. Aquí, el término  $h.c.$  representa el conjugado hermítico del término anterior, por lo que, contiene la información de como adquieren masa las antipartículas.

Cuando el campo de Higgs adquiere un valor de expectación no nulo ( $\langle \phi \rangle = v/\sqrt{2}$ , con  $v \approx 246$  GeV), este término de interacción de Yukawa genera la masa de las partículas fermiónicas, de acuerdo con el mecanismo de Brout-Englert-Higgs (BEH) [26].

En efecto

$$\mathcal{L}_Y = \bar{Q}_L \tilde{\Phi} Y^u u_R + \bar{Q}_L \Phi Y^d d_R + \bar{L}_L \Phi Y^l l_R + h.c., \quad (1.43)$$

usando el doblete adjunto  $\tilde{\Phi} \equiv i\sigma_2 \Phi^* = (\Phi^{0*}, -\Phi^-)^T$ , se tiene

$$\mathcal{L}_Y = (\bar{u}_L, \bar{d}_L) \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^- \end{pmatrix} Y^u u_R + (\bar{u}_L, \bar{d}_L) \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} Y^d d_R + (\bar{\nu}_L, \bar{l}_L) \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} Y^l l_R + h.c.$$

al introducir la ruptura espontánea de la simetría, en la dirección preferencial  $\Phi' = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, v + h)^T$  el lagrangiano de Yukawa del SM adopta la forma

$$\mathcal{L}_Y = \frac{v + h}{\sqrt{2}} \sum_f \left( \bar{f} Y^f f \right) \left( \frac{1 + \gamma^5}{2} + \frac{1 - \gamma^5}{2} \right) = \frac{v + h}{\sqrt{2}} (\bar{u} Y^u u + \bar{d} Y^d d + \bar{l} Y^l l).$$

De donde se obtienen las masas de los fermiones, y su interacción con el bosón de Higgs

$$\mathcal{L}_{mass} = \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{u} Y^u u + \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{d} Y^d d + \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l} Y^l l, \quad (1.44)$$

$$\mathcal{L}_{\psi, h} = \frac{h}{\sqrt{2}} \bar{u} Y^u u + \frac{h}{\sqrt{2}} \bar{d} Y^d d + \frac{h}{\sqrt{2}} \bar{l} Y^l l. \quad (1.45)$$

Las funciones de densidad Lagrangiana (1.44), (1.45) están en términos de eigenestados de sabor, por lo que se introduce una rotación a eigenestados de masa. Esta rotación debe diagonalizar a las matrices de Yukawa, pues al descomprimir los tripletes fermiónicos u, d, l; se tiene

$$\mathcal{L}_Y = \frac{v + h}{\sqrt{2}} \left[ (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \begin{pmatrix} y_{uu}^u & y_{uc}^u & y_{ut}^u \\ y_{cu}^u & y_{cc}^u & y_{ct}^u \\ y_{tu}^u & y_{tc}^u & y_{tt}^u \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} + (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}) \begin{pmatrix} y_{dd}^d & y_{ds}^d & y_{db}^d \\ y_{sd}^d & y_{ss}^d & y_{sb}^d \\ y_{bd}^d & y_{bs}^d & y_{bb}^d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} + leptons \right] \quad (1.46)$$

la ecuación (1.46) contiene al lagrangiano de masa fermiónico, que debe tener matrices diagonales para que se generen las masas ( $m_u, m_c, m_t$ ), etc [31]; por lo que la transformación de eigenestados de sabor a eigenestados de masa, bajo matrices unitarias del grupo  $SU_L(2)$

$$\bar{f}'_L = \bar{f}_L V_L^{f\dagger}, \quad (1.47)$$

$$f'_R = V_R^f f_R; \quad (1.48)$$

son tales que al introducirse en el lagrangiano de Yukawa, diagonalizan a las matrices de Masa y de Yukawa simultaneamente, que son proporcionales.

$$\mathcal{L}_Y = \frac{v + h}{\sqrt{2}} \left[ (\bar{u}', \bar{c}', \bar{t}') \begin{pmatrix} y'_{uu} & 0 & 0 \\ 0 & y'_{cc} & 0 \\ 0 & 0 & y'_{tt} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} + (\bar{d}', \bar{s}', \bar{b}') \begin{pmatrix} y'_{dd} & 0 & 0 \\ 0 & y'_{ss} & 0 \\ 0 & 0 & y'_{bb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} + leptons \right] \quad (1.49)$$

$$\mathcal{L}_Y \equiv \sum_f \bar{f}' M^f f + \sum_f \frac{h}{\sqrt{2}} \bar{f}' Y^f f,$$

en donde se ha definido a las matrices de masa diagonales  $\bar{M}^f \equiv v \bar{Y}^f / \sqrt{2}$  y se ha adoptado la notación no primada para los eigenestados de masa.

En este punto, se puede identificar que un bosón de Higgs no puede tener una interacción de tipo Yukawa con dos quarks de distinto sabor, por lo que el decaimiento

$$h \rightarrow b\bar{s} + \bar{b}s \quad (1.50)$$

está excluido en el Modelo Estándar a nivel árbol.

También en este punto se identifica que es el campo de Higgs el responsable de dotar de masa a todas las partículas del Modelo Estándar, incluyendo al propio bosón de Higgs que surge de la auto-interacción del campo [26].

### 1.3.3. El sector de Yukawa en el formalismo de Helicidad

En el formalismo de Helicidad [10], el espinor de Dirac toma la forma

$$\psi = \begin{pmatrix} \zeta \\ \chi \end{pmatrix} \quad (1.51)$$

el operador de helicidad  $h = \vec{\sigma} \cdot \hat{p}$ , actúa sobre los eigenestados  $\zeta$  y  $\chi$  de helicidad, con eigenvalores  $\pm 1$ , respectivamente. Operadores de proyección izquierda y derecha aplicados sobre  $\psi$ , devuelven los espinores de Weyl de helicidad izquierda (-1) y derecha (+1). Por convención, al tomar

$$\tilde{\psi}_L \rightarrow \chi, \quad \tilde{\psi}_R \rightarrow \zeta. \quad (1.52)$$

El término (invariante) de masa, se expresa como  $\mathcal{L}_m = m\bar{\psi}\psi$ . Usando

$$\bar{\psi}p_R = \psi^\dagger \gamma^0 p_R = \psi^\dagger \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{I} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = \psi^\dagger \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix} = \bar{\psi}_L, \quad (1.53)$$

$$\bar{\psi}p_L = \psi^\dagger \gamma^0 p_L = \psi^\dagger \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{I} \end{pmatrix} = \psi^\dagger \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = \bar{\psi}_R, \quad (1.54)$$

en eigenestados de masa, se construye la función de densidad lagrangiana del sector de Yukawa en el marco teórico del SM

$$\mathcal{L}_Y^{SM} \equiv \sum \bar{F}_L \Phi f_R + h.c. \quad F_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad f_R \quad (1.55)$$

con  $F_L, f_R \in SU_L(2)$ . Para quarks tipo Up

$$\mathcal{L}_Y^{SM} = (\bar{u}_L, \bar{d}_L) \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^- \end{pmatrix} Y^u u_R + h.c. = (\bar{u}_L \Phi^{0*} - \bar{d}_L \Phi^-) Y^u u_R + h.c., \quad (1.56)$$

al romper espontáneamente la simetría mediante el mecanismo de Higgs;  $\Phi^0 \rightarrow \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}}$ ,  $\Phi^- \rightarrow 0$ , se obtiene

$$\mathcal{L}_Y^{SM} = \bar{u}_L \left( \frac{v+h}{\sqrt{2}} \right) Y^u u_R + \bar{u}_R \left( \frac{v+h}{\sqrt{2}} \right) Y^u u_L = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^u (\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L) (1 + h/v). \quad (1.57)$$

Recuerde que el operador  $\gamma^0$  intercambia las componentes  $1 \leftrightarrow 2$ :

$$\bar{u}u = (\bar{u}_L + \bar{u}_R)(u_L + u_R) = (u_L^\dagger \gamma^0 + u_R^\dagger \gamma^0)(u_L + u_R), \quad (1.58)$$

$$\bar{u}u = [(u_L^1, u_L^2, 0, 0) + (0, 0, u_R^1, u_R^2)] \left[ \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ u_L^1 \\ u_L^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u_R^1 \\ u_R^2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right] = (\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L) \quad (1.59)$$

considerando  $M_u \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} Y^u$  (donde se sobreentiende que  $\bar{M}_f$  es diagonal);

$$\mathcal{L}_{Y,U}^{SM} = (1 + h/v) \bar{u} \bar{M}_u u \equiv \mathcal{L}_{mass} + \frac{h}{v} \bar{u} \bar{M}_u u. \quad (1.60)$$

Las interacciones entre el campo de Higgs con fermiones para un estado excitado del vacío dentro del SM se producen sólo para leptones y quarks del mismo sabor, debido a la generación diagonal de la matriz de masa. Evidentemente, leptones no masivos (neutrinos), no se acoplan al bosón de Higgs dentro de este marco teórico [10].

## Capítulo 2

# Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III

Una de las formas más simples de extender el SM es extender el Sector de Higgs a través de la introducción de más dobletes escalares [30]. La función de densidad lagrangiana correspondiente al Sector de Higgs (1.32) describe la representación mínima de un potencial renormalizable para una teoría  $\Phi^4$ ; el estado de mínima energía (vacío) se obtiene a partir de esta representación al considerar el mecanismo BEH [26]. Una representación de mayor orden puede ser considerada como candidato adicional sin entrar en conflicto con la confirmación del bosón de Higgs ni el valor de expectación del vacío, pues como se verá a continuación, este último puede ser atribuido a más de un doblete escalar [28].

Asimismo, se pueden atribuir los mecanismos que generan las masas de los fermiones (y bosones gauge  $W^\pm$ ,  $Z^0$ ) a más de un doblete escalar; respetando la relación electrodébil  $\rho_{EW} \cong 1$  y las constricciones fenomenológicas sobre las tasas de ramificación (Branching Ratios, BR) de procesos de decaimiento; resolviendo su discrepancia con las predicciones teóricas del Modelo Estándar [7].

Los Modelos con Dos Dobletes de Higgs (2HDMs) se introdujeron por primera vez en la década de 1970, como nuevas fuentes a la violación CP (no conservación de las propiedades de un proceso bajo su conjugación de carga e inversión espacial —paridad—) [30]. Estos explicarían así la asimetría bariónica del universo (BAU), no satisfecha por el mecanismo de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) del Modelo Estándar [28]. Los modelos 2HDMs se construyen al considerar dos dobletes escalares que comparten todos sus números cuánticos, y dan origen a los bosones tipo Higgs ( $h$ ,  $H$ ), Higgses cargados ( $H^\pm$ ), y el pseudoescalar  $A^0$  (en adición de los bosones del SM restantes):

$$\Phi_1 \equiv \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix} \qquad \Phi_2 \equiv \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix}, \qquad (2.1)$$

como se verá a continuación, esto extiende enormemente la fenomenología, tanto con nuevos vértices del sector de Yukawa como con otras fuentes a la violación CP en las distintas representaciones del vacío y el potencial [34].

La característica principal del Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III (2HDM-III) es que el sector de Yukawa admite procesos en corrientes neutras que cambian de sabor (Flavor Changing Neutral Currents, FCNC) a nivel árbol; esto se logra a través de la mezcla de ambos campos (dobletes escalares), que al excitarse simultáneamente generan bosones de norma tipo Higgs, Higgses cargados y partículas pseudoescalares, así como bosones no masivos o de Goldstone [35].

2HDM-III es, además, el modelo más general de los 2HDMs; contiene tanto al Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo I como al tipo II, *lepton specific* (X) y *flipped* (Y) en algún límite, por lo que su

exploración debe respetar las cotas experimentales predictivas para ellos [44].

## 2.1. Generalidades

En los 2HDMs, se extienden únicamente los sectores del SM que interactúan con el campo de Higgs, correspondientes a los sectores de Higgs y de Yukawa en específico, por lo que todos los demás permanecen invariantes [30].

Para describir correctamente los sectores extendidos, considere los dobletes

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1^+ + i\phi_2^+ \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_5^+ + i\phi_6^+ \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

estos son objetos de dos componentes que se transforman bajo el grupo  $SU_L(2)$  comparten todos sus números cuánticos y se mezclan para dar lugar a la interacción que da masa a las partículas [18].

Los fermiones de 2HDMs no sufren modificaciones con respecto al SM, por lo que nuevamente se consideran como partículas que, en la base de  $SU_L(2)$ , tienen la representación

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad u_R, d_R \quad \begin{pmatrix} \nu \\ l \end{pmatrix}_L \quad l_R. \quad (2.3)$$

La clasificación de los Modelos con Dos Dobletes de Higgs es de acuerdo a sus acoplamientos en el sector de Yukawa, la siguiente tabla indica los dobletes a los que se acoplan los fermiones conocidos (del Modelo Estándar) y que son los mismos para los Modelos con Dos Dobletes de Higgs.

Modelos con Dos Dobletes de Higgs			
Modelo	Quarks Up	Quarks Down	Leptones cargados
2HDM-I	$\Phi_1$	$\Phi_1$	$\Phi_1$
2HDM-II	$\Phi_2$	$\Phi_1$	$\Phi_1$
2HDM-X	$\Phi_2$	$\Phi_2$	$\Phi_1$
2HDM-Y	$\Phi_2$	$\Phi_1$	$\Phi_2$
2HDM-III	$\Phi_1, \Phi_2$	$\Phi_1, \Phi_2$	$\Phi_1, \Phi_2$

Tabla 2.1: Modelos con Dos Dobletes de Higgs [26].

Como se indica, el modelo 2HDM-III es el único en el cual todos los fermiones se acoplan a ambos dobletes; convirtiéndose así en el más general. Más adelante se demostrará que esta es precisamente la razón por la cual el sector de Yukawa admite procesos con cambio de sabor (Flavor Change —FC—) a nivel árbol en este modelo [34].

En cuanto a los modelos 2HDM-I, -II, -X, -Y; se puede mencionar que el segundo es comúnmente utilizado para explorar materia oscura a través de mecanismos diferentes de ruptura de la simetría electrodébil, el modelo de especificidad leptónica (X) permite el estudio de interacciones específicas de los leptones con un solo doblete (y por ende, con el bosón de Higgs únicamente; así como el modelo “volteado” —Y— con los quarks tipo Down), mientras que el primero y más simple permite explorar aspectos fundamentales de violación CP sin abordar demasiadas posibilidades en el sector de Yukawa [7].

Las propiedades del sector de Higgs son generales para todos los modelos, diferenciándose entre ellos únicamente a través de sus acoplamientos en el sector de Yukawa. Por lo que, para propósito de especificidad, se mencionarán de manera general estas características y se hará énfasis en 2HDM-III a través de su sector de Yukawa. Se encontrará que 2HDM-III posee 4 parámetros libres, correspondientes

a las masas de las partículas introducidas por esta teoría, más 2 que se relacionan con los ángulos que mezclan los campos, 6 que vienen de cada matriz de Yukawa del sector neutro y 9 por cada matriz de Yukawa del sector cargado [34, 7, 18].

## 2.2. Lagrangiano de 2HDM-III

La función de densidad Lagrangiana más general en el Modelo 2HDM-III se expresa como

$$\mathcal{L}^{2HDM-III} = \mathcal{L}_{\Phi}^{2HDM} + \mathcal{L}_Y^{2HDM-III} + \mathcal{L}^{SM}, \quad (2.4)$$

en donde las interacciones entre fermiones y bosones distintos al Higgs están contempladas en  $\mathcal{L}^{SM}$ , mientras que los sectores de Yukawa y de Higgs se ven modificados por la introducción de un segundo doblete escalar. Ya que como se mencionó, la introducción de un segundo doblete modificará únicamente las interacciones incluyentes del campo de Higgs del SM.

## 2.3. Sector de Higgs en 2HDMs

El sector de Higgs en 2HDMs está compuesto por

$$\mathcal{L}_{\Phi} = \sum_{i=1,2} (D_{\mu}\Phi_i)^{\dagger}(D^{\mu}\Phi_i) - V(\Phi_1, \Phi_2) \quad (2.5)$$

nuevamente, los bosones de norma del sector electrodébil adquieren masa a través de su interacción con el campo de Higgs y la ruptura espontánea de la simetría electrodébil; el campo de Higgs ahora está compuesto por una superposición de los campos  $\Phi_1, \Phi_2$  [34].

### 2.3.1. Término cinético de Higgs en 2HDMs

El término cinético del sector de Higgs en 2HDMs

$$\mathcal{L}_{\Phi,kin}^{2HDM} = \sum_{i=1,2} (D_{\mu}\Phi_i)^{\dagger}(D^{\mu}\Phi_i) \quad (2.6)$$

es tal que la derivada covariante  $D_{\mu}$ , permanece sin cambio con respecto al Modelo Estándar

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - igW_{\mu}^a T^a - i\frac{g'}{2}B_{\mu}Y \quad (2.7)$$

donde  $T^a$  y  $Y$  son los generadores de las transformaciones débiles de iso-espín e hipercarga. La exploración del mecanismo de Higgs en Modelos con Dos Dobletes de Higgs ha sido ampliamente estudiada, por lo que solamente se mencionan los principales resultados [34].

La relación  $m_W^2 = m_Z^2 \cos^2 \theta_W$  se viola al considerar los valores de expectación del vacío distintos de cero para ambos campos, la constante electrodébil debe preservar su valor experimental  $\rho_{EW} \cong 1$ . Por ello, a nivel árbol en 2HDMs se expresa como

$$\rho_{EW} = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{\sum_{i=1}^n [I_i(I_i + 1) - \frac{1}{4}Y_i^2]v_i}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2}Y_i^2 v_i}, \quad (2.8)$$

en donde  $I_i$  es el isoespín débil,  $Y_i$  la hipercarga débil y  $v_i$  el valor de expectación de cada doblete escalar (VEV). De acuerdo a (2.8), el valor de la unidad para la constante electrodébil se satisface si se toman singletes de  $SU_L(2)$  de hipercarga nula, o dobletes de hipercarga  $Y = \pm 1$  [34]. En efecto, utilizando la relación  $Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$ , estos cumplen

$$I(I + 1) = \frac{3}{4}Y^2 \quad (2.9)$$

### 2.3.2. Potencial de Higgs en 2HDMs

El potencial de Higgs en 2HDMs está definido como

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.10)$$

en donde los términos cuadráticos proporcionales a  $\mu^2$  se obtienen de combinaciones lineales de los dobletes  $\Phi_1, \Phi_2$

$$\mu^2 \Phi^\dagger \Phi = [\mu_1 \Phi_1^\dagger + \mu_2 \Phi_2^\dagger] [\mu_1 \Phi_1 + \mu_2 \Phi_2] = \mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \mu_1 \mu_2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \mu_2 \mu_1 \Phi_2^\dagger \Phi_1.$$

Los términos de orden cuatro, correspondientes al segundo término del potencial, pueden ser obtenidos a través de permutaciones de los índices i,j,k,l [27, 38]. Observe que hay 4 índices para cada término del tipo  $\Phi_i^\dagger \Phi_j \Phi_k^\dagger \Phi_l$ , los cuales toman los valores 1,2. Se obtienen 16 términos, de los cuales únicamente 10 son independientes

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & \mu_{11} \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_{22} \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \mu_{12} \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c. + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \\ & + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \left[ \frac{\lambda_5}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + [\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)] (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c. \right], \end{aligned} \quad (2.11)$$

los términos del potencial se pueden elegir reales o imaginarios, simétricos o anti-simétricos en el caso de que se desee estudiar conservación o violación de CP, que para campos escalares, esta operación corresponde singularmente a la conjugación de carga

$$\Phi_{1,2} \xrightarrow{CP} \Phi_{1,2}^* \quad (2.12)$$

ya que la paridad es una cantidad conservada.

El potencial (2.11) viola CP para la elección de coeficientes  $\mu_{11}, \mu_{22}, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4 \in \mathbb{R}$  y  $\mu_{12}, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7 \in \mathbb{C}$ ; a esta forma se le conoce como el Potencial General de 2HDM con violación-CP [27]. La estructura del Potencial General con violación-CP es notable ya que el potencial de Higgs en el Modelo Estándar en general no viola CP; el mecanismo resultante contempla nuevas fuentes a la asimetría bariónica del universo (BAU). Mecanismos adicionales de 2HDMs que dan lugar a esta asimetría se pueden obtener de las representaciones del vacío para dos dobletes, previo a describirlas, se menciona la expresión más representativa del potencial dado [27].

Finalmente, una forma de constituir un potencial escalar que sea invariante ante CP (conjugación de carga e inversión espacial), consiste en disponer de todos los coeficientes de la ecuación (2.11) reales.

#### 2.3.2.1 Potencial escalar general de 2HDM: Simetrías y transformaciones de base

Para explorar simetrías y transformaciones de la base del potencial (2.11), se utiliza la forma

$$V = \sum_{a,b=1}^2 Y_{ab} \Phi_a^\dagger \Phi_b + \frac{1}{2} \sum_{a,b,c,d=1}^2 Z_{ab,cd} (\Phi_a^\dagger \Phi_b) (\Phi_c^\dagger \Phi_d) \quad (2.13)$$

con  $Y$  hermítico y  $Z$  simétrico bajo el intercambio de pares de índice [34].

### 2.3.3. El vacío en 2HDMs

La estructura general del vacío en 2HDMs es de la forma

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \alpha \\ v_1 \end{pmatrix} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta} \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

es posible que el potencial pueda alcanzar más de un vacío en 2HDMs y satisfacer el valor del potencial mínimo con más de un conjunto de valores de expectación de este [27, 34]. Como se mencionó, se pueden encontrar fuentes de conservación y violación CP en el vacío mismo.

#### 2.3.3.1 Vacío que rompe carga

La estructura mínima del vacío que mantiene una fase después de aplicar el operador de carga del grupo  $U(1)$  definido por la fórmula de Gell-Mann-Nishijima, es

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \alpha \\ v_1 \end{pmatrix} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

donde  $v_1, v_2, \alpha \in \mathbb{R}$  [27, 34].

#### 2.3.3.2 Vacío que viola CP

La estructura mínima del vacío en Modelos con Dos Dobletes de Higgs que no es invariante bajo la conjugación de carga y aplicación del operador paridad, es

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta} \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

para  $\theta$  un parámetro real.

#### 2.3.3.3 Mínimo normal

La estructura del vacío más simple en 2HDMs es aquella que no viola CP ni rompe carga eléctrica

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

Por simplicidad, se elegirá este vacío para construir el sector de Yukawa en la presente investigación, por lo que todas las interacciones se considera que vienen de los valores de expectación del estado de mínima energía en su representación normal [27, 34].

Los valores de expectación  $v_1, v_2$  se mezclan para dar lugar a la energía del estado base  $v \approx 246\text{GeV}$ ; de la siguiente forma

$$v_1 = v c_\beta \quad v_2 = v s_\beta, \quad (2.18)$$

definiendo entre ellos el primer parámetro libre de los Modelos con Dos Dobletes de Higgs

$$t_\beta \equiv \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.19)$$

## 2.4. Sector de Yukawa en 2HDM-III

En este punto de la teoría, se revisan los conceptos necesarios que permiten el proceso con violación de sabor  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-)$ , se encontrará que su exploración requiere de la determinación de 3 parámetros libres, correspondientes a los ángulos de mezcla de las componentes neutras de los campos escalares y sus valores de expectación en el vacío:  $\alpha, \beta$ ; respectivamente.

El tercer parámetro es la cantidad  $\chi_{bs}$  que determina la magnitud —fuerza— del acoplamiento y se encuentra a través de la exploración del Ansatz de Cheng & Sher [54], propuesto empíricamente en la década de 1980 por estos autores y deducido de forma analítica en [33] a través de la consideración de una anatomía texturizada de las matrices de Yukawa. Recordando que las partículas surgen de la excitación de los campos, se procede entonces al desarrollo y explicación del sector de Yukawa en este modelo.

### 2.4.1. Lagrangiano de Yukawa en 2HDM-III

Así como el campo de Higgs da lugar al surgimiento de masa de cada partícula masiva del Modelo Estándar mediante la interacción de su campo con los campos fermiónicos y bosónicos; los campos  $\Phi_1, \Phi_2$  componen el mecanismo que origina la masa de las partículas en los 2HDMs [33]. En estas teorías, los fermiones pueden acoplarse a uno o dos dobletes, siendo 2HDM-III la única teoría en la que todos los fermiones se acoplan a ambos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^{2HDM-III} = & \bar{Q}'_L \tilde{\Phi}_1 Y_1^u u'_R + \bar{Q}'_L \tilde{\Phi}_2 Y_2^u u'_R + \bar{Q}'_L \Phi_1 Y_1^d d'_R \\ & + \bar{Q}'_L \Phi_2 Y_2^d d'_R + \bar{L}'_L \Phi_1 Y_1^l l'_R + \bar{L}'_L \Phi_2 Y_2^l l'_R + h.c. \end{aligned} \quad (2.20)$$

los campos escalares, en general, poseen componentes neutros y cargados

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix} \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

el estado de mínima energía (2.17) se perturba al introducir excitaciones a los campos escalares, tanto en sus componentes neutras como cargadas

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{v_1 + \eta_1 + i\chi_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{v_2 + \eta_2 + i\chi_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

por medio de excitaciones a los campos revisitados se originan las partículas propias de su mezcla, la interacción de estos con los campos fermiónicos *dotan* de masa a los fermiones [33].

Los valores de expectación del vacío (VEVs) de los dobletes escalares (2.22) más generales introducidos en el sector de Yukawa del modelo de extensión 2HDM-III se relacionan a través del ángulo de mezcla  $\beta = \tan^{-1}(v_2/v_1)$  y componen un valor de expectación conjunto igual al del Modelo Estándar:  $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \approx 246\text{GeV}$ .

El doblete adjunto  $\tilde{\Phi}_i = i\sigma_2 \Phi_i^* = (\Phi_i^{0*}, \Phi_i^-)^T$  con  $\phi_i^- \equiv \phi_i^{+*}$  se utiliza para dar masa a los quarks tipo Up al acoplar la parte neutra de los dobletes escalares a las proyecciones quirales izquierdas de los singletes fermiónicos  $u$

$$\tilde{\Phi}_{1,2} = \begin{pmatrix} \phi_{1,2}^{0*} \\ -\phi_{1,2}^- \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

$v_1, v_2, \eta_1, \eta_2, \chi_1, \chi_2 \in \mathbb{R}; \phi_1^+, \phi_2^+ \in \mathbb{C}$ .

Utilizando la representación de fermiones en la base del grupo  $SU_L(2)$

$$Q'_L = \begin{pmatrix} u'_L \\ d'_L \end{pmatrix} \quad \bar{Q}'_L = (\bar{u}'_L, \bar{d}'_L) \quad u'_R, d'_R \quad (2.24)$$

$$L'_L = \begin{pmatrix} \nu'_L \\ l'_L \end{pmatrix} \quad \bar{L}'_L = (\bar{\nu}'_L, \bar{l}'_L) \quad \nu'_R, l'_R \quad (2.25)$$

se tiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^{2HDM-III} &= (\bar{u}'_L, \bar{d}'_L) \begin{pmatrix} \phi_1^{0*} \\ -\phi_1^- \end{pmatrix} Y_1^u u'_R + (\bar{u}'_L, \bar{d}'_L) \begin{pmatrix} \phi_2^{0*} \\ -\phi_2^- \end{pmatrix} Y_2^u u'_R + (\bar{u}'_L, \bar{d}'_L) \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} Y_1^d d'_R \\ &+ (\bar{u}'_L, \bar{d}'_L) \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} Y_2^d d'_R + (\bar{\nu}'_L, \bar{l}'_L) \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} Y_1^l l'_R + (\bar{\nu}'_L, \bar{l}'_L) \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} Y_2^l l'_R + h.c. \end{aligned}$$

El lagrangiano resultante

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^{2HDM-III} &= \left[ \bar{u}'_L \left( \frac{v_1 + \eta_1 - i\chi_1}{\sqrt{2}} \right) - \bar{d}'_L \phi_1^- \right] Y_1^u u'_R + \left[ \bar{u}'_L \left( \frac{v_2 + \eta_2 - i\chi_2}{\sqrt{2}} \right) - \bar{d}'_L \phi_2^- \right] Y_2^u u'_R \\ &+ \left[ \bar{u}'_L \phi_1^+ + \bar{d}'_L \left( \frac{v_1 + \eta_1 + i\chi_1}{\sqrt{2}} \right) \right] Y_1^d d'_R + \left[ \bar{u}'_L \phi_2^+ + \bar{d}'_L \left( \frac{v_2 + \eta_2 + i\chi_2}{\sqrt{2}} \right) \right] Y_2^d d'_R \\ &+ \left[ \bar{\nu}'_L \phi_1^+ + \bar{l}'_L \left( \frac{v_1 + \eta_1 + i\chi_1}{\sqrt{2}} \right) \right] Y_1^l l'_R + \left[ \bar{\nu}'_L \phi_2^+ + \bar{l}'_L \left( \frac{v_2 + \eta_2 + i\chi_2}{\sqrt{2}} \right) \right] Y_2^l l'_R + h.c. \end{aligned}$$

se encuentra expresado en términos de las componentes reales e imaginarias de los campos escalares, para obtener los campos físicos, se induce una rotación de sus componentes [33].

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Re}\Phi_1 \\ \text{Re}\Phi_2 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

$$\begin{pmatrix} G \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Im}\Phi_1 \\ \text{Im}\Phi_2 \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ A^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1^\pm \\ \Phi_2^\pm \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

La función de densidad lagrangiana se separa como

$$\mathcal{L}_Y^{2HDM-III} = \mathcal{L}_{mass}^{2HDM-III} + \mathcal{L}_{Y,0}^{2HDM-III} + \mathcal{L}_{Y,charged}^{2HDM-III} \quad (2.29)$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Y,0}^{2HDM-III} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}'_L H (Y_1^u c_\alpha + Y_2^u s_\alpha) u'_R + \bar{u}'_L h (-Y_1^u s_\alpha + Y_2^u c_\alpha) u'_R - i \bar{u}'_L G (Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) u'_R \right. \\ &- i \bar{u}'_L A (-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) u'_R + \bar{d}'_L H (Y_1^d c_\alpha + Y_2^d s_\alpha) d'_R + \bar{d}'_L h (-Y_1^d s_\alpha + Y_2^d c_\alpha) d'_R \\ &+ i \bar{d}'_L G (Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) d'_R + i \bar{d}'_L A (-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) d'_R + \bar{l}'_L H (Y_1^l c_\alpha + Y_2^l s_\alpha) l'_R \\ &\left. + \bar{l}'_L h (-Y_1^l s_\alpha + Y_2^l c_\alpha) l'_R + i \bar{l}'_L G (Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) l'_R + i \bar{l}'_L A (-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) l'_R \right\} + h.c. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Y_{charged}}^{2HDM-III} = & \bar{u}'_L G^+ (Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) d'_R + \bar{u}'_L H^+ (-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) d'_R - \bar{d}'_L G^- (Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) u'_R \\ & - \bar{d}'_L H^- (-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) u'_R + \bar{\nu}'_L G^+ (Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) l'_R + \bar{\nu}'_L H^+ (-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) l'_R + h.c. \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{mass}^{2HDM-III} = \bar{u}'_L \left( \frac{Y_1^u v_1 + Y_2^u v_2}{\sqrt{2}} \right) u'_R + \bar{d}'_L \left( \frac{Y_1^d v_1 + Y_2^d v_2}{\sqrt{2}} \right) d'_R + \bar{l}'_L \left( \frac{Y_1^l v_1 + Y_2^l v_2}{\sqrt{2}} \right) l'_R + h.c. \quad (2.30)$$

Para pasar a los campos físicos, se debe realizar una rotación de los campos como eigenestados de sabor en eigenestados de masa, estos transforman como

$$\bar{f}_L = \bar{f}'_L V_L^{f\dagger} \quad f_R = V_R^f f'_R \quad (2.31)$$

Para quarks tipo Up

$$\bar{u}_L = \bar{u}'_L V_L^{u\dagger} \equiv (\bar{u}_L, \bar{c}_L, \bar{t}_L) \quad u_R = V_R^u u'_R \equiv \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

El lagrangiano se mantiene invariante si se introducen matrices identidad, de manera que cuando se rotan los campos fermiónicos a la base de eigenestados de masa, se debe multiplicar por las matrices inversas también. Las matrices de rotación son unitarias debido a la conservación de la norma en las transformaciones de sabor. Al definir las matrices de masa para cada tipo de fermión (quarks Up/Down, leptones cargados) en eigenestados de sabor como

$$M_f = \frac{Y_1^f v_1 + Y_2^f v_2}{\sqrt{2}} \quad (2.33)$$

se implica de manera automática que las matrices de masa diagonales tienen la forma

$$\bar{M}_f = V_L^f M_f V_R^{f\dagger} = \frac{\tilde{Y}_1^f v_1 + \tilde{Y}_2^f v_2}{\sqrt{2}} \quad (2.34)$$

por ejemplo

$$\bar{M}_u = \frac{\tilde{Y}_1^u v_1 + \tilde{Y}_2^u v_2}{\sqrt{2}} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

en donde  $\tilde{Y}_i^f = V_L^f Y_i^f V_R^{f\dagger}$  es la  $i$ -ésima matriz de Yukawa en la base de eigenestados de masa, note que la transformación que diagonaliza a la matriz de masa no diagonaliza (en general) a las matrices de Yukawa individualmente, en efecto,  $Y_1$  y  $Y_2$  se pueden combinar de distintas formas para dar lugar a una matriz diagonal [33].

En este paso, se obtienen los campos físicos, como

$$\mathcal{L}_{mass}^{2HDM-III} = \bar{u}'_L V_L^{u\dagger} V_L^u (M_u) V_R^{u\dagger} V_R^u u'_R + \bar{d}'_L V_L^{d\dagger} V_L^d (M_d) V_R^{d\dagger} V_R^d d'_R + \bar{l}'_L V_L^{l\dagger} V_L^l (M_l) V_R^{l\dagger} V_R^l l'_R + h.c.$$

$$\begin{aligned}
 &= (\bar{u}_L, \bar{c}_L, \bar{t}_L) \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix} + (\bar{d}_L, \bar{s}_L, \bar{b}_L) \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix} \\
 &\quad + (\bar{e}_L, \bar{\mu}_L, \bar{\tau}_L) \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix} + h.c.
 \end{aligned}$$

Los campos físicos se obtienen de forma trivial

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{mass}^{2HDM-III} &= \bar{u}_L \bar{M}_u u_R + \bar{d}_L \bar{M}_d d_R + \bar{l}_L \bar{M}_l l_R + \bar{u}_R \bar{M}_u u_L + \bar{d}_R \bar{M}_d d_L + \bar{l}_R \bar{M}_l l_L \\
 &= \bar{u}_R \bar{M}_u p_R u + \bar{d}_R \bar{M}_d p_R d + \bar{l}_R \bar{M}_l p_R l + \bar{u}_L \bar{M}_u p_L u + \bar{d}_L \bar{M}_d p_L d + \bar{l}_L \bar{M}_l p_L l \\
 &= \left[ \bar{u} \bar{M}_u u + \bar{d} \bar{M}_d d + \bar{l} \bar{M}_l l \right] (p_R)^2 + \left[ \bar{u} \bar{M}_u u + \bar{d} \bar{M}_d d + \bar{l} \bar{M}_l l \right] (p_L)^2 \\
 &= \left[ \bar{u} \bar{M}_u u + \bar{d} \bar{M}_d d + \bar{l} \bar{M}_l l \right] (p_L + p_R) \equiv \bar{u} \bar{M}_u u + \bar{d} \bar{M}_d d + \bar{l} \bar{M}_l l
 \end{aligned}$$

El desarrollo explícito de los sectores cargados y neutros del lagrangiano de Yukawa en 2HDM-III se realiza en el Apéndice.

### 2.4.2. Sector Neutro

Al introducir las transformaciones unitarias (2.31) en el lagrangiano  $\mathcal{L}_{Y,0}^{2HDM-III}$  del conjunto de ecuaciones (2.30), se expresa el sector neutro del Lagrangiano de Yukawa en 2HDM-III como

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{Y,0,U}^{2HDM-III} &= \left[ \bar{u} H \frac{\tilde{Y}_1^u c_\alpha + \tilde{Y}_2^u s_\alpha}{\sqrt{2}} u + \bar{u} h \frac{-\tilde{Y}_1^u s_\alpha + \tilde{Y}_2^u c_\alpha}{\sqrt{2}} u \right] \\
 &\quad - i \left[ \bar{u} G^0 \frac{\tilde{Y}_1^u c_\beta + \tilde{Y}_2^u s_\beta}{\sqrt{2}} u + \bar{u} A^0 \frac{-\tilde{Y}_1^u s_\beta + \tilde{Y}_2^u c_\beta}{\sqrt{2}} u \right] \gamma^5
 \end{aligned} \tag{2.36}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{Y,0,D}^{2HDM-III} &= \left[ \bar{d} H \frac{\tilde{Y}_1^d c_\alpha + \tilde{Y}_2^d s_\alpha}{\sqrt{2}} d + \bar{d} h \frac{-\tilde{Y}_1^d s_\alpha + \tilde{Y}_2^d c_\alpha}{\sqrt{2}} d \right] \\
 &\quad + i \left[ \bar{d} G^0 \frac{\tilde{Y}_1^d c_\beta + \tilde{Y}_2^d s_\beta}{\sqrt{2}} d + \bar{d} A^0 \frac{-\tilde{Y}_1^d s_\beta + \tilde{Y}_2^d c_\beta}{\sqrt{2}} d \right] \gamma^5
 \end{aligned} \tag{2.37}$$

donde  $\mathcal{L}_{Y,0,L}^{2HDM-III} \equiv \mathcal{L}_{Y,0,D}^{2HDM-III}$  bajo  $d \rightarrow l$ .

Se pueden analizar estos acoplamientos en términos de una sola matriz Yukawa utilizando la relación

$$\bar{M}^f = \frac{\tilde{Y}_1^f v_1 + \tilde{Y}_2^f v_2}{\sqrt{2}} \quad \tilde{Y}_1^f = \frac{\sqrt{2}}{v_1} \bar{M}^f - \frac{v_2}{v_1} \tilde{Y}_2^f = \frac{\sqrt{2}}{v c_\beta} \bar{M}^f - t_\beta \tilde{Y}_2^f \tag{2.38}$$

sustituyendo en (2.36), (2.37) se expresa el lagrangiano de interacción como

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Y,0}^{2HDM-III} = & \frac{g}{2} \left( \frac{m_d}{m_W} \right) \bar{d} \left[ \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \delta_{dd'} + \frac{\sqrt{2} \sin(\alpha - \beta)}{g \cos \beta} \left( \frac{m_W}{m_d} \right) (\tilde{Y}_2^d)_{dd'} \right] d' H^0 \\
& + \frac{g}{2} \left( \frac{m_d}{m_W} \right) \bar{d} \left[ -\frac{\sin \alpha}{\cos \beta} \delta_{dd'} + \frac{\sqrt{2} \cos(\alpha - \beta)}{g \cos \beta} \left( \frac{m_W}{m_d} \right) (\tilde{Y}_2^d)_{dd'} \right] d' h^0 \\
& + \frac{ig}{2} \left( \frac{m_d}{m_W} \right) \bar{d} \left[ -\tan \beta \delta_{dd'} + \frac{\sqrt{2}}{g \cos \beta} \left( \frac{m_W}{m_d} \right) (\tilde{Y}_2^d)_{dd'} \right] \gamma^5 d' A^0 \\
& + \frac{g}{2} \left( \frac{m_u}{m_W} \right) \bar{u} \left[ \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \delta_{uu'} + \frac{\sqrt{2} \sin(\alpha - \beta)}{g \sin \beta} \left( \frac{m_W}{m_u} \right) (\tilde{Y}_2^u)_{uu'} \right] u' H^0 \\
& + \frac{g}{2} \left( \frac{m_u}{m_W} \right) \bar{u} \left[ -\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \delta_{uu'} + \frac{\sqrt{2} \cos(\alpha - \beta)}{g \sin \beta} \left( \frac{m_W}{m_u} \right) (\tilde{Y}_2^u)_{uu'} \right] u' h^0 \\
& + \frac{ig}{2} \left( \frac{m_u}{m_W} \right) \bar{u} \left[ -\cot \beta \delta_{uu'} + \frac{\sqrt{2}}{g \sin \beta} \left( \frac{m_W}{m_u} \right) (\tilde{Y}_2^u)_{uu'} \right] \gamma^5 u' A^0 \tag{2.39}
\end{aligned}$$

donde los acoplamientos de los leptones se obtienen bajo la sustitución  $d \rightarrow l$ ,  $m_d \rightarrow m_l$ . Note que el sector neutro introduce 2 parámetros libres correspondientes a las masas de los bosones  $A^0$ ,  $H^0$ ; este último se conoce como bosón de Higgs pesado y comparte las mismas características con el bosón de Higgs  $h$  del Modelo Estándar, generado en 2HDM-III a través de la mezcla de dos campos escalares [33].

La fenomenología del sector de Yukawa se puede explorar a través de los llamados modelos texturizados 2HDM-Tx (texturized) [35]. En estos, las matrices de Yukawa se eligen con una anatomía conveniente (se introducen ceros en algunas de sus entradas), genéricamente en los formatos paralelo, semiparalelo y complementario:

- Paralela: Las matrices de Yukawa poseen la misma anatomía, es decir, contienen ceros en las mismas entradas y términos distintos de cero en las otras.
- Semi-paralela: Las matrices poseen la anatomía paralela, en adición de que una de ellas contiene un término distinto de cero en otra entrada.
- Complementaria: Una matriz de Yukawa contiene algún término distinto de cero en la entrada que es igual a cero en la otra Matriz.

Como ejemplo, las texturas paralelas contienen matrices de la forma

$$\tilde{Y}_2 = \begin{pmatrix} 0 & K & 0 \\ K^* & N & P \\ 0 & P^* & S \end{pmatrix} \qquad \tilde{Y}_1 = \begin{pmatrix} 0 & E & 0 \\ E^* & F & G \\ 0 & G^* & H \end{pmatrix}$$

Se puede demostrar que si las matrices de Yukawa se eligen proporcionales, los procesos con cambio de sabor quedan excluidos, por ende, las matrices de Yukawa que se elegirán poseeran anatomía no proporcional; a este tipo especial de textura se le conoce como modelo Alineado [39].

En la década de 1980, cuando los elementos de la matriz CKM no estaban aún bien determinados experimentalmente, los modelos propuestos por Fritzsche atrajeron considerable atención [35]. Estos modelos postulaban una estructura particular para las matrices de masa de los quarks:

$$M_q = \begin{pmatrix} 0 & A \\ A & B \end{pmatrix}, \tag{2.40}$$

donde los elementos matriciales seguían la jerarquía  $A \ll B$ . Esta estructura simple lleva a predicciones interesantes cuando se analizan sus autovalores:

$$m_1 \approx \frac{A^2}{B}, \quad m_2 \approx B \quad (2.41)$$

revelando que el elemento no diagonal  $A$  corresponde a la media geométrica de los autovalores ( $A \approx \sqrt{m_1 m_2}$ ) [35]. Cuando se aplica esta estructura a la matriz de masas de los quarks down, surge una relación notable entre las masas de los quarks y el ángulo de mezcla de Cabibbo:

$$\sin \theta_c \approx \sqrt{\frac{m_d}{m_s}}, \quad (2.42)$$

predicción que mostraba una concordancia razonable con los valores experimentales conocidos en esa época. Este resultado sugirió que los acoplamientos efectivos en procesos con cambio de sabor podrían expresarse como combinaciones geométricas de los acoplamientos de Yukawa individuales.

En 1986, Sher y Cheng realizaron una contribución significativa al estudio de las matrices de masas tipo Fritzsch [54]. Su trabajo demostró que al extender estas matrices al caso  $3 \times 3$ , emergía un patrón consistente donde los acoplamientos de corrientes neutras que cambian sabor (FCNC) obedecían la relación:

$$y_{ij} = \kappa_{ij} \sqrt{y_i y_j}, \quad (2.43)$$

con  $\kappa_{ij} \sim \mathcal{O}(1)$ . Este resultado condujo al ansatz fundamental:

$$y_{ij} = \chi_{ij} \frac{\sqrt{m_i m_j}}{v/\sqrt{2}}, \quad (2.44)$$

donde  $\lambda_{ij}$  son parámetros adimensionales de orden unidad,  $m_i$  y  $m_j$  las masas fermiónicas;  $v \approx 246$  GeV el valor de expectación del vacío. El modelo explicaba simultáneamente las jerarquías de masa observadas, los órdenes de magnitud de los ángulos de mezcla, y la supresión de procesos FCNC no observados experimentalmente. La importancia de este trabajo radica en que la estructura geométrica emerge naturalmente al evitar cancelaciones finas en la diagonalización, sin requerir supuestos específicos sobre la forma matricial inicial. Además, el esquema predice correctamente las relaciones entre masas y ángulos de mezcla, proporcionando un marco teórico robusto para entender la física de sabores.

La obtención analítica del Ansatz de Cheng & Sher para los acoplamientos de Yukawa en un modelo 2HDM-III texturizado (2HDM-Tx), se revisa en la bibliografía [33], mencionando aquí solo sus principales resultados. En específico, se elige una anatomía paralela de las matrices de Yukawa en la base de sabor  $Y_1, Y_2$  para construir una matriz de masa en esta base de la forma

$$M_f = \begin{pmatrix} 0 & D & 0 \\ D^* & C & B \\ 0 & B^* & A \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

la cual se diagonaliza a través de la transformación bi-unitaria  $\bar{M}_f = \mathcal{O}_f M_f \mathcal{O}_f^\dagger$ , en donde

$$\mathcal{O}_f = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{m_2 m_3 (A - m_1)}{A(m_2 - m_1)(m_3 - m_1)}} & \sqrt{\frac{m_1 m_3 (m_2 - A)}{A(m_2 - m_1)(m_3 - m_2)}} & \sqrt{\frac{m_1 m_2 (A - m_3)}{A(m_3 - m_1)(m_3 - m_2)}} \\ -\sqrt{\frac{m_1 (m_1 - A)}{(m_2 - m_1)(m_3 - m_1)}} & \sqrt{\frac{m_2 (A - m_2)}{(m_2 - m_1)(m_3 - m_2)}} & \sqrt{\frac{m_3 (m_3 - A)}{(m_3 - m_1)(m_3 - m_2)}} \\ \sqrt{\frac{m_1 (A - m_2)(A - m_3)}{A(m_2 - m_1)(m_3 - m_1)}} & -\sqrt{\frac{m_2 (A - m_1)(m_3 - A)}{A(m_2 - m_1)(m_3 - m_2)}} & \sqrt{\frac{m_3 (A - m_1)(A - m_2)}{A(m_3 - m_1)(m_3 - m_2)}} \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

bajo las condiciones  $\det(M_f) = -D^2 A = m_1 m_2 m_3$ ,  $m_1 < m_2 < A < m_3$  con  $A - m_3, m_1 < 0$ . En esta elección, los coeficientes de la matriz de masa en la base de sabor se eligen como

$$\begin{aligned}
 A &= m_3(1 - r_2\gamma_f) & B &= m_3\sqrt{\frac{r_2\gamma_f(r_2\gamma_f + r_1 - 1)(r_2\gamma_f + r_2 - 1)}{1 - r_2\gamma_f}} \\
 C &= m_3(r_2\gamma_f + r_1 + r_2) & D &= \sqrt{-\frac{m_1m_2}{1 - r_2\gamma_f}}
 \end{aligned}$$

se fija  $r_i = \frac{m_i}{m_3}$  y el parámetro  $0 < \gamma_f < 1$ . La diagonalización de la matriz de masa a través de la transformación (2.46) conlleva al ansatz de Cheng & Sher para el elemento que acopla el quark anti-strange con el quark bottom y el bosón de Higgs:

$$(\tilde{Y}_2^f)_{23} = \frac{\sqrt{m_2m_3}}{v}\chi_{23} \quad (2.47)$$

se elegirá el caso de conservación CP, por lo que el elemento de matriz transpuesto es simétrico al conservar la norma. Note que se toma (2.47) para el caso  $f \rightarrow d$ ,  $m_1 = m_h$ ,  $m_2 = m_s$ ,  $m_3 = m_b$ .

### 2.4.3. Sector Cargado

La implementación de la transformaciones (2.31) a los campos espinoriales fermiónicos en la base de sabor conducen a los campos físicos correspondientes a eigenestados de masa, sin embargo, en el sector cargado del lagrangiano de Yukawa en 2HDM-III, las matrices difieren de la rotación usual, por lo que en general no son las mismas que  $\tilde{Y}_i^f \equiv V_L^f Y_i^f V_R^{f\dagger}$ .

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{Y_{charged}}^{2HDM-III} &= \left\{ \bar{u}G^+ V_L^u (Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) V_R^{d\dagger} d + \bar{u}H^+ V_L^u (-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) V_R^{d\dagger} d \right. \\
 &\quad - \bar{d}G^- V_L^d (Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) V_R^{u\dagger} u - \bar{d}H^- V_L^d (-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) V_R^{u\dagger} u \\
 &\quad \left. + \bar{\nu}G^+ V_L^\nu (Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) V_R^{l\dagger} l + \bar{\nu}H^+ V_L^\nu (-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) V_R^{l\dagger} l \right\}
 \end{aligned}$$

En general, se puede expresar el lagrangiano anterior en múltiples formas que permitan la exploración de los acoplamientos de bosones de Higgs y Goldstone cargados con quarks y leptones [38]. Tales expresiones se excluyen del presente escrito tanto por su extensión como por su variedad.

El objetivo de la presente investigación, la exploración del canal

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-) \quad (2.48)$$

se da a nivel árbol en el sector de Yukawa neutro de este modelo, motivo por el cual el sector de Yukawa cargado no se aborda con especificidad. Sin embargo, el lector podrá comprobar que este sector ha sido estudiado exhaustivamente, en sus múltiples acoplamientos; por ejemplo, la producción de bosones de Higgs cargados  $H^\pm$  a través de los canales

- $\gamma\gamma \rightarrow A^0 \rightarrow W^\pm H^\mp \rightarrow l\nu q_i \bar{q}_j$
- $gg \rightarrow t\bar{b}H^- + h.c.$

se puede consultar de manera detallada en la referencia [55].

Note que el sector cargado introduce 2 parámetros libres correspondientes a las masas de los bosones  $H^\pm$ , además de 9 parámetros libres por cada matriz de Yukawa cuando se expresa el lagrangiano de este sector en sus distintas representaciones cuando se hace el cambio de eigenestados de sabor a eigenestados de masa [56].

## Capítulo 3

# Predicciones del bosón de Higgs en decaimiento a los quarks bottom y strange

### 3.1. Objetivo

La caracterización del escenario experimental favorable para la detección de la dispersión

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-) \quad (3.1)$$

permitida a nivel árbol a través del marco teórico del Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III, por el lagrangiano de interacción (2.39) y determinado por la regla de Feynman

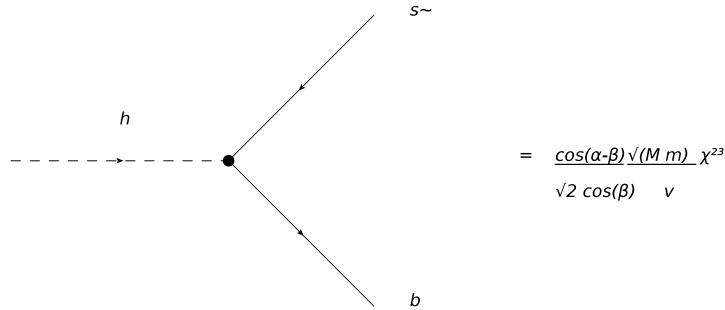


Figura 3.1: Acoplamiento  $hb\bar{s}$  ( $m_b = M, m_s = m$ ).

depende de cantidades experimentales tales como la luminosidad integrada, sección eficaz y tasa de ramificación [29].

El presente capítulo describe las cantidades experimentales que se pueden obtener de forma analítica a través de las interacciones establecidas por la teoría del Modelo Estándar y modelos de extensión. En particular, se reporta el resultado analítico de la amplitud de probabilidad del decaimiento  $h \rightarrow b\bar{s}$ , el ancho de decaimiento  $\Gamma(h \rightarrow b\bar{s})$  y la tasa de ramificación  $BR(h \rightarrow b\bar{s})$  en el Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III.

Se revisan además, las cotas experimentales de procesos con violación de sabor leptónico, decaimientos del bosón de Higgs y decaimientos del mesón  $B_s^0$ , así como sus expresiones analíticas en el 2HDM-III;

se describe cómo estos valores sirven para acotar los parámetros libres de 2HDM-III.

## 3.2. Señales LFV/Higgs

En esta sección, se analizan procesos con Violación del Sabor Leptónico y física del bosón de Higgs cuyas señales de intensidad y razones de ramificación se puedan ajustar a través de modelos en Física Más Allá del Modelo Estándar, específicamente 2HDM-III.

### 3.2.1. Definición Branching Ratio

Para describir correctamente decaimientos y dispersiones, se recurre a anchos de decaimiento  $\Gamma$  y secciones eficaces  $\sigma$ , los primeros corresponden a procesos en los que una partícula madre decae o se desintegra en productos finales, mientras que los segundos a procesos en los que se hacen colisionar dos o más partículas en un estado inicial, obteniendo productos (partículas) en general diferentes en el estado final [24]. El ancho de decaimiento, se define como la probabilidad por unidad de tiempo de que una partícula (madre) decaiga (o se desintegre) en productos finales diferentes, siendo el ancho total la suma de los anchos de decaimiento individuales

$$\Gamma_{Total} = \sum_i \Gamma_i = \sum_i \frac{P(X_1 \rightarrow X_2, X_3, \dots, X_{n-1})}{dt} \quad (3.2)$$

y el tiempo de vida de la partícula madre  $\tau = 1/\Gamma_{Total}$  [26]. A la proporción  $\Gamma_i/\Gamma_{Total}$  se le llama Branching Ratio o *Tasa de ramificación*; y se interpreta como la probabilidad de que ocurra el decaimiento de la partícula  $X_1$  con cuadrimomento  $p_1$  en  $n - 1$  partículas  $X_i$  de cuadrimomentos  $p_2, p_3, \dots, p_{n-1}$

$$0 \leq BR(X_1 \rightarrow X_2, X_3, \dots, X_{n-1}) = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{Total}} \leq 1 \quad (3.3)$$

En un proceso de decaimiento, la partícula  $X_1$  es creada mediante algún mecanismo natural o controlado (fusión nuclear solar/emisión termoiónica), debido a la tendencia natural de buscar el mínimo estado de energía, va a transmutar al estado final  $X_2, X_3, \dots, X_{n-1}$  [24]. En particular, para dos partículas en el estado final

$$\Gamma = \frac{S|\vec{p}_1|}{32\hbar m_1^2 \pi^2 c} \int |\bar{M}|^2 d\Omega = \frac{|\vec{p}_1|}{8m_1^2 \pi} |\bar{M}|^2 \quad (3.4)$$

$\Omega$  representa el ángulo sólido subtendido entre el blanco donde impactan los productos finales y el detector, en la ecuación (3.4) se trabaja en unidades naturales y bajo el esquema  $S = 1$  [24]. El tri-momento de la partícula madre se define a través de la función lambda de tres componentes

$$\vec{p}_1 = \frac{\sqrt{\lambda(m_1^2, m_2^2, m_3^2)}}{2m_1} \quad \lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + yz + zx) \quad (3.5)$$

### 3.2.2. Ancho de decaimiento de una partícula escalar (pseudoescalar) a un par de fermiones

#### 3.2.2.1 Ancho de decaimiento $\phi \rightarrow f\bar{f}$

La probabilidad de que una partícula escalar decaiga o se desintegre en un par fermión anti-fermión está determinada por las ecuaciones (3.3), (3.4). La regla de Feynman asociada a esta interacción

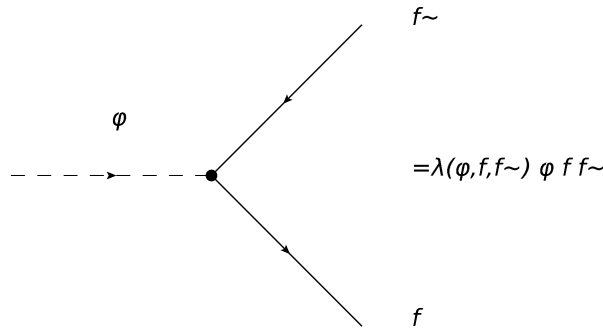


Figura 3.2: Acoplamiento escalar-fermión-antifermión.

permite el cómputo del ancho de decaimiento genérico como

$$\Gamma(\phi \rightarrow f_2 \bar{f}_3) = \frac{\lambda_{\phi \bar{f}_2 f_3}^2 m_\phi N_c}{8\pi} \left\{ 1 + (\alpha_2 - \alpha_3)^2 - 2(\alpha_2 + \alpha_3) \right\}^{1/2} \left\{ 1 - \left( \frac{m_2}{m_\phi} + \frac{m_3}{m_\phi} \right)^2 \right\} \quad (3.6)$$

con  $\alpha_i = \frac{m_i^2}{m_\phi^2}$ ; cuando el bosón escalar decae en el mismo fermión anti-fermión

$$\Gamma(\phi \rightarrow f_2 \bar{f}_3) = \frac{\lambda_{\phi \bar{f}_2 f_3}^2 m_\phi N_c}{8\pi} \left\{ 1 - 4 \frac{m_f^2}{m_\phi^2} \right\}^{3/2} \quad (3.7)$$

el cálculo completo se encuentra en el Apéndice B [33].

### 3.2.2.2 Ancho de decaimiento $A \rightarrow f \bar{f}$

El acoplamiento entre una partícula pseudoescalar con dos fermiones de igual o distinto sabor mediados por la regla de Feynman

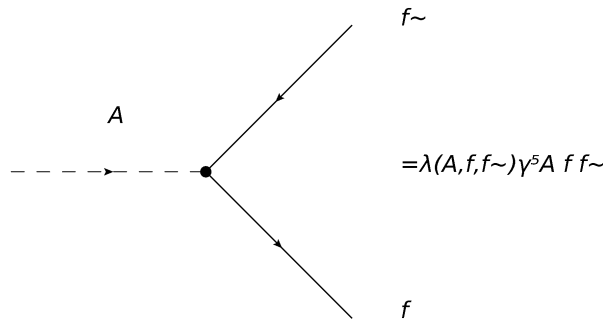


Figura 3.3: Acoplamiento Pseudoescalar-fermión-antifermión.

Permite el cómputo del ancho de decaimiento correspondiente

$$\Gamma(A \rightarrow f_2 \bar{f}_3) = \frac{\lambda_{A \bar{f}_2 f_3}^2 m_A N_c}{8\pi} \left\{ 1 + (\alpha_2 - \alpha_3)^2 - 2(\alpha_2 + \alpha_3) \right\}^{1/2} \left\{ 1 - \left( \frac{m_2}{m_A} - \frac{m_3}{m_A} \right)^2 \right\} \quad (3.8)$$

con  $\alpha_i = \frac{m_i^2}{m_A^2}$ . Y la amplitud de probabilidad dada por

$$\mathcal{M} = i\lambda_{A\bar{f}_2 f_3} \bar{u}_3 \gamma^5 \nu_2 \quad \mathcal{M}^\dagger = i\lambda_{A\bar{f}_2 f_3} \bar{\nu}_2 \gamma^5 u_3 \quad (3.9)$$

### 3.2.2.3 Tasa de ramificación $h \rightarrow b\bar{s}$

La ecuación (3.6) permite determinar la tasa de ramificación del proceso a analizar en la presente investigación, reemplazando la notación correspondiente y utilizando el Ansatz de Cheng & Sher para la constante de acoplamiento  $\lambda_{\phi\bar{f}f}$  dada por las ecuaciones (2.47), (2.39); se obtiene

$$\lambda_{h\bar{b}s} = \frac{c_{\alpha-\beta}}{\sqrt{2}c_\beta} (\tilde{Y}_2^d)_{bs} \equiv \frac{c_{\alpha\beta}}{\sqrt{2}c_\beta} \frac{\sqrt{m_b m_s}}{v} \chi_{bs} \quad (3.10)$$

Tomando  $m_b \gg m_s$ ,  $m_s/m_h \rightarrow 0$

$$\Gamma(h \rightarrow \bar{b}s) = \frac{c_{\alpha\beta}^2 m_h}{16\pi c_\beta^2} \sqrt{1 - 2(m_b^2/m_h^2) + (m_b^2/m_h^2)^2} \left\{ 1 - \left( \frac{m_b}{m_h} \right)^2 \right\} (\tilde{Y}_2^d)_{bs} \quad (3.11)$$

$$= \frac{c_{\alpha\beta}^2 m_h}{16\pi c_\beta^2} \left( 1 - \frac{m_b^2}{m_h^2} \right) \left\{ 1 - \left( \frac{m_b}{m_h} \right)^2 \right\} (\tilde{Y}_2^d)_{bs} = \frac{c_{\alpha\beta}^2 m_h}{16\pi c_\beta^2} \left( 1 - \frac{m_b^2}{m_h^2} \right)^2 (\tilde{Y}_2^d)_{bs} \quad (3.12)$$

luego

$$\Gamma(h \rightarrow \bar{b}s + b\bar{s}) = \frac{c_{\alpha\beta}^2 m_h}{16\pi c_\beta^2} \left( 1 - \frac{m_b^2}{m_h^2} \right)^2 \{ |\tilde{Y}_2^d|_{23}^2 + |\tilde{Y}_2^d|_{32}^2 \} \quad (3.13)$$

Así

$$BR(h \rightarrow bs) = \frac{c_{\alpha\beta}^2 m_h}{16\pi c_\beta^2} \left( 1 - \frac{m_b^2}{m_h^2} \right)^2 \left( \frac{m_b m_s}{v^2} \chi_{bs}^2 \right) / \Gamma_{Total} \quad (3.14)$$

## 3.3. Señales BSM Physics

Una de las principales razones para explorar modelos BSM es la discrepancia experimental-teórica entre diversas cantidades medidas y calculadas a través del Modelo Estándar, como ejemplo, el momento magnético anómalo de Pauli, definido a través de

$$\mu = (1 + a_\mu) \frac{q\hbar}{2m} \quad a_\mu = \frac{g_\mu - 2}{2}$$

presenta desviaciones  $\Delta a_\mu = a_\mu^{exp} - a_\mu^{SM}$  de orden  $(2,87 \pm 0,63 \pm 0,49) \times 10^{-9}$ , en donde a “ $a_\mu$ ” se le conoce como la anomalía y  $g_\mu$  como el factor de Landé definido a través del momento magnético de Dirac

$$\vec{\mu} = g_\mu \left( \frac{q}{2m} \right) \vec{s}$$

La diferencia  $\Delta a_\mu$  sugiere considerar efectos de nueva física en modelos de extensión al SM [15, 63]. A continuación, se describen aquellos procesos que se consideran en la presente investigación para acotar parámetros libres de 2HDM-III y sus discrepancias con respecto al SM.

<sup>1</sup>El 3 junio de 2025, la colaboración Muon  $g-2$  de Fermilab publicó su resultado final con una precisión de 127 ppb:  $a_\mu^{exp} = 116592070,5(12,7) \times 10^{-11}$ , lo cual reduce significativamente la discrepancia con el valor teórico del Modelo Estándar [64] D. P. Aguillard *et al.* [Muon  $g-2$ ], [arXiv:2506.03069 [hep-ex]].

<sup>2</sup>Para la investigación se tomaron los valores inmediatos previos al momento magnético anómalo [63] B. Abi *et al.* [Muon  $g-2$ ], Phys. Rev. Lett. **126** (2021) no.14, 141801 doi:10.1103/PhysRevLett.126.141801 [arXiv:2104.03281 [hep-ex]].

### 3.3.1. Procesos de Violación de Sabor Leptónico

El mayor indicio de nueva física viene de considerar procesos con Violación de Sabor Leptónico, los procesos considerados para la presente investigación más restrictivos comprenden los decaimientos  $\mu^- \rightarrow e^- \gamma$  y  $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ , entre otros.

Para analizar procesos de baja energía se utiliza el formalismo de Hamiltoniano efectivo, en este esquema, se expresa la función Hamiltoniana como la expansión

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM}^i C_i(\mu) Q_i \quad (3.15)$$

en donde  $Q_i$  son los operadores que determinan el decaimiento,  $C_i(\mu)$  los coeficientes de Wilson,  $\mu$  el índice que separa las contribuciones de escala de energía alta y baja [15].

A través de un cálculo exacto en el marco del Modelo de Dos Dobleces de Higgs texturizado (2HDM-Tx) en la 4-textura que se transforma bajo (2.46), las contribuciones de primer orden para el momento magnético anómalo del muón vienen del intercambio de un fotón entre dos fermiones a nivel de un loop [33]; estas se expresan como

$$a_\mu^{2\text{HDM-Tx}} = \sum_{l^-} \frac{|\lambda_{Sl\mu}|^2 m_\mu}{\sqrt{8}\pi^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy F_k(x, y) \quad (3.16)$$

donde  $\lambda_{Sl\mu}$  son los acoplamientos entre los leptones  $l^- = e^-, \mu^-, \tau^-$ , con el muón y los bosones  $S = H, A^0, h$ ;  $F_k(x, y)$  es la función asociada al k-ésimo diagrama que contribuye al momento magnético anómalo del muón

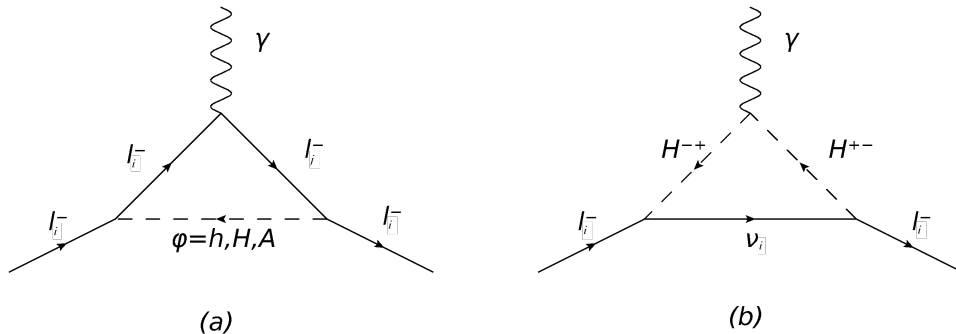


Figura 3.4: Contribuciones al momento magnético anómalo del Muón a un loop.

Para el diagrama (a), esta función tiene la forma

$$F_a(x, y) = (x + y)(m_{l_j} - m_\mu(x + y - 1))/M_a^2 \quad (3.17)$$

donde  $M_a^2 = -m_S^2(x + y - 1) + (x + y)(m_{l_j}^2 + m_\mu^2(x + y - 1))$ .

Para el diagrama (b), la constante de acoplamiento es 1,  $F_b(x) = 2m_\mu x/M_c^2$ ,  $M_c^2 = (m_\mu^2 x - m_{H^\pm}^2)$ . La contribución de segundo orden del momento magnético anómalo del muón viene del intercambio de un fotón entre dos fermiones a dos loops; para mayor información, este diagrama es conocido como *Barr-Zee diagram* [15].

En particular, SpaceMath2.0 utiliza la contribución reportada en la ecuación (21) de la referencia [57].

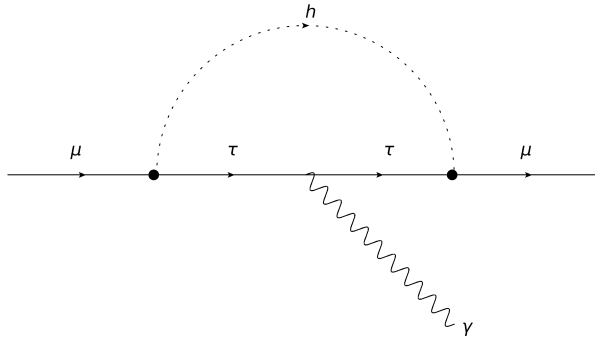


Figura 3.5: Contribución al momento magnético anómalo del muón con violación de sabor.

En el formalismo lagrangiano, las contribuciones al momento magnético anómalo del muón a un loop se expresan como

$$\begin{aligned}
 a_\mu = & \frac{m_\mu}{16\pi^2} \left[ \frac{m_\mu}{m_h^2} \lambda_{h\mu\mu}^2 \left( 2\ln \frac{m_h^2}{m_\mu^2} - 3 \right) + \frac{m_\tau}{m_h^2} \lambda_{h\tau\mu}^2 \left( 2\ln \frac{m_h^2}{m_\tau^2} - 3 \right) + \frac{m_\mu}{m_H^2} \lambda_{H\mu\mu}^2 \left( 2\ln \frac{m_H^2}{m_\mu^2} - 3 \right) \right. \\
 & \left. + \frac{m_\tau}{m_H^2} \lambda_{H\tau\mu}^2 \left( 2\ln \frac{m_H^2}{m_\tau^2} - 3 \right) + \frac{m_\mu}{m_A^2} \lambda_{A\mu\mu}^2 \left( 2\ln \frac{m_A^2}{m_\mu^2} - 3 \right) + \frac{m_\tau}{m_A^2} \lambda_{A\tau\mu}^2 \left( 2\ln \frac{m_A^2}{m_\tau^2} - 3 \right) \right]. \quad (3.18)
 \end{aligned}$$

Los decaimientos leptónicos que violan sabor ( $\mu \rightarrow e\gamma, \tau \rightarrow e\gamma, \tau \rightarrow \mu\gamma$ ) se dan a nivel de un loop en 2HDM-Tx, en el formalismo hamiltoniano, la tasa de ramificación correspondiente para la contribución de cada bosón ( $h, H, A^0$ ) circulando en el loop —figura (3.6)— está dado por

$$BR(l_i \rightarrow l_j \gamma) = \frac{m_{l_i}^5}{4\pi\Gamma_{l_i}} \left( |C_R^{l_j l_i}|^2 + |C_L^{l_j l_i}|^2 \right) \quad (3.19)$$

donde  $\Gamma_{l_i}$  es el ancho de decaimiento total del  $i$ -ésimo leptón, para este caso (y tomando  $S = h, H, A$ ), los coeficientes de Wilson se expresan como

$$C_R^{l_j l_i} = \sum_S \frac{-e}{192\pi^2 M_S^2} \left[ \lambda_{l_i l_j S}^{LR} * \lambda_{l_i l_j S}^{LR} + \lambda_{l_j l_i S}^{LR} * \lambda_{l_j l_i S}^{LR} - \frac{m_{l_i}}{m_{l_j}} \lambda_{l_i l_j S}^{LR} * \lambda_{l_i l_j S}^{LR} \left( 9 + 6\ln \left( \frac{m_{l_j}^2}{m_S^2} \right) \right) \right]. \quad (3.20)$$

Los coeficientes de Wilson izquierdos se obtienen bajo el intercambio de L y R [33].

SpaceMath2.0 considera las contribuciones a nivel de un lazo para el ancho de decaimiento (con violación de sabor) de un leptón tau al par muón-fotón

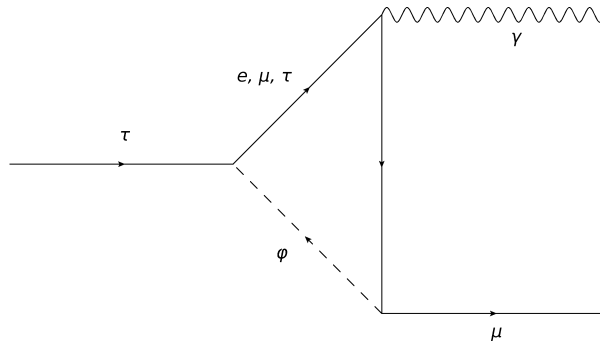


Figura 3.6: Decaimiento  $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$ .

para el proceso considerado en la figura (3.6), el ancho de decaimiento correspondiente es

$$\Gamma(\tau \rightarrow \mu\gamma) = \frac{\alpha m_\tau^5}{64\pi^4} (|C_S|^2 + |C_P|^2) \quad (3.21)$$

donde los coeficientes  $C_S$  y  $C_P$  corresponden a las contribuciones de bosones escalares y pseudoescalares, respectivamente [15, 57]. A través de la jerarquía  $\lambda_{\phi\tau\tau} \gg \lambda_{\phi\mu\mu} \gg \lambda_{\phi ee}$ , con  $\phi = h, H, A$  y  $m_\tau \gg m_\mu \gg m_e$ ; se encuentra que

$$C_S = C_P \cong \sum_{\phi=h,H,A} \frac{\lambda_{\phi\tau\tau}\lambda_{\phi\mu\tau}}{12m_\phi^2} \left( 3\ln \frac{m_\phi^2}{m_\tau^2} - 4 \right). \quad (3.22)$$

La cota para la tasa de ramificación de este proceso es  $BR(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4,4 \times 10^{-08}$  [57].

### 3.3.2. Física del Higgs ( $m_h = 125\text{GeV}$ )

Los procesos de física de mesones  $B_s$  y LFV se realizan en los rangos de energía correspondientes a sus masas, para acotar los parámetros de 2HDM-III a través de procesos de altas energías se hace uso de las señales del bosón de Higgs para diversos canales de producción [58].

El software utilizado para la determinación de los parámetros involucrados en la amplitud de probabilidad del proceso a analizar en la presente investigación considera también la restricción de estos a través de señales de intensidad de procesos del bosón de Higgs. En física de partículas, se definen las señales de intensidad como la proporción experimental-teórico entre los productos de la sección eficaz de producción de una partícula madre con la tasa de ramificación de la partícula decayendo a estados finales [26].

$$R_{X_1 \rightarrow X_2 \dots X_{n-1}} \equiv \frac{\sigma(X_{beam-1} X_{beam-2} \rightarrow X_1)^{\text{exp}} BR(X_1 \rightarrow X_2 \dots X_{n-1})^{\text{exp}}}{\sigma(X_{beam-1} X_{beam-2} \rightarrow X_1)^{\text{teoria}} BR(X_1 \rightarrow X_2 \dots X_{n-1})^{\text{teoria}}}. \quad (3.23)$$

En una buena aproximación teórica, las señales de intensidad tienen valores cercanos a la unidad. Para la presente investigación se abordará la producción de bosones de Higgs por fusión de gluones en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC), la diferencia

$$R_{XX} = \frac{\sigma(gg \rightarrow h)^{\text{LHC}} BR(h \rightarrow XX)^{\text{LHC}}}{\sigma(gg \rightarrow h)^{\text{SM}} BR(h \rightarrow XX)^{\text{SM}}} \quad (3.24)$$

de la unidad, da indicios de aproximar esta cantidad a 1 a través de Modelos de Extensión como 2HDM-III.

Los mejores ajustes a la fecha de señales de intensidad en el SM para un bosón escalar con una masa de 125GeV, producido por fusión de gluones en LHC, con dos partículas en el estado final  $X =$

$b, \tau, W, Z, \gamma, \mu$  corresponden a los valores de  $2,51_{-2,01}^{+2,43}$ ,  $1,05_{-0,47}^{+0,53}$ ,  $1,35_{-0,19}^{+0,21}$ ,  $1,22_{-0,21}^{+0,23}$ ,  $1,16_{-0,18}^{+0,21}$ ,  $0,31_{-1,79}^{+1,80}$  respectivamente [58].

Para objeto de la presente investigación, se comparan analíticamente las señales de intensidad en el modelo 2HDM-III mediante la expresión

$$R_{XX} = \frac{\sigma(gg \rightarrow h)^{\text{LHC}}}{\sigma(gg \rightarrow)^{2\text{HDM-III}}} \frac{BR(h \rightarrow XX)^{\text{LHC}}}{BR(h \rightarrow XX)^{2\text{HDM-III}}} \cong 1 \quad (3.25)$$

con las reglas de Feynman dadas por el Ansatz de Cheng & Sher y el lagrangiano (2.39).

A nivel árbol, el ancho de decaimiento de los bosones escalares  $h, H$  a un par de fermiones de igual o distinto tipo está dado por

$$\Gamma(\phi \rightarrow \bar{f}_i f_j) = \frac{\lambda_{\phi f_i f_j}^2 N_c m_\phi}{128\pi} (4 - (\sqrt{\tau_{f_i}} + \sqrt{\tau_{f_j}})^2)^{3/2} \sqrt{4 - (\sqrt{\tau_{f_i}} - \sqrt{\tau_{f_j}})^2} \quad (3.26)$$

con  $\tau_i = 4m_i^2/m_\phi^2$  y  $N_c$  el número de color. Similarmente, la expresión utilizada para el ancho de decaimiento de un bosón pseudoescalar a un par fermión antifermión, es

$$\Gamma(A \rightarrow \bar{f}_i f_j) = \frac{\lambda_{A f_i f_j}^2 N_c m_A}{128\pi} (4 - (\sqrt{\eta_{f_i}} - \sqrt{\eta_{f_j}})^2)^{3/2} \sqrt{4 - (\sqrt{\eta_{f_i}} + \sqrt{\eta_{f_j}})^2} \quad (3.27)$$

con  $\eta_i = 4m_i^2/m_A^2$  [58].

Las expresiones reportadas en esta sección se pueden obtener mediante un procedimiento similar al de la ecuación anterior, se extraen de la referencia [59], pues es la convención utilizada por el software empleado.

El ancho de decaimiento de los bosones  $h, H$  a un par de bosones de norma electromagnéticos  $W^\pm, Z^0$  es

$$\Gamma(\phi \rightarrow VV) = \frac{\lambda_{\phi VV}^2 m_\phi^3}{64n_V \pi m_V^4} \sqrt{1 - \tau_V} (1 - \tau_V + \frac{3}{4}\tau_V^2) \quad (3.28)$$

con  $n_V = 1$  (2) para  $V = W$  ( $Z$ ).

Para objeto de la presente investigación, se excluye la contribución del decaimiento del bosón de Higgs a un par de fotones en la constricción del espacio de parámetros que aproximan las señales de intensidad correspondientes a valores cercanos a la unidad [59].

### 3.3.3. Decaimiento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

La física de mesones  $B$  es especialmente útil para restringir los acoplamientos de Yukawa en 2HDM-III, en el formalismo (3.15) y el modelo 2HDM-Tx en una 4-textura paralela [20], la tasa de ramificación del mesón  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  se define a través de

$$BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{G_F^2 \alpha_{em}^2}{16\pi^3} M_B \tau_B |V_{ts} V_{tb}^*|^2 \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{M_B^2}} \left[ |F_{RH}|^2 \left(1 - \frac{4m_\mu^2}{M_B^2}\right) + |F_{RA^0}|^2 \right] \quad (3.29)$$

con factores de forma

$$F_{RH, RA^0} = -\frac{i}{2} M_B^2 f_{B_b} \frac{m_b}{(m_b + m_s) m_\mu} C_{RH, RA^0}$$

y coeficientes de Wilson

$$C_{RH} = \frac{2\pi m_\mu^2}{V_{ts}^* V_{tb} \alpha_{em}} \left[ \frac{1}{4m_H^2} \sum_{\phi=H,h} \lambda_{\phi s\bar{b}} \lambda_{\phi\mu\mu} \right]$$

$$C_{RA^0} = \frac{2\pi m_\mu^2}{V_{ts}^* V_{tb} \alpha_{em}} \left[ \frac{1}{4m_{A^0}^2} \lambda_{A^0 s\bar{b}} \lambda_{A^0\mu\mu} \right].$$

Donde  $V_{ij}$  denotan los elementos de la matriz CKM,  $m_H$  la masa del bosón de Higgs pesado,  $m_A^0$  la masa del pseudoescalar,  $G_F$  la constante de Fermi,  $M_{B-\tau_B}$  la masa del mesón y su tiempo de vida,  $\lambda_{abc}$  las constantes de acoplamiento de 3 puntos, y  $\alpha_{EM}$  la constante electromagnética  $1/137$  [20, 33].

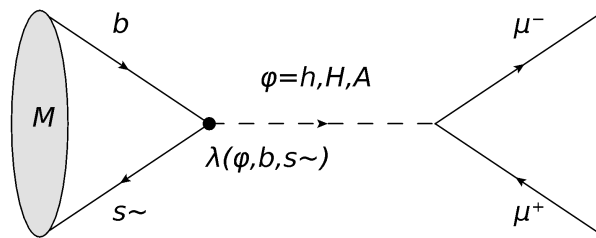


Figura 3.7: Decaimiento  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  en 2HDM-III.

Las mediciones experimentales sobre la tasa de ramificación empleadas para la constricción del espacio de parámetros por este proceso son  $BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 4,02_{-0,76}^{+0,86} \times 10^{-09}$ , se emplea una masa  $m_{B_s} = 5,36692\text{GeV}$  [40].

### 3.4. Número de eventos

El número de partículas que se generan en un proceso mediante algún mecanismo natural o controlado no es el mismo que el número de eventos destinados a un proceso señal subsecuente [24]. Para ilustrar este propósito consideramos la tasa de ramificación, es decir, la probabilidad de que la partícula madre  $X_1$  con cuadrimomento  $p_1$  decaiga en  $n - 1$  partículas con cuadrimomentos  $p_2, \dots, p_{n-1}$ .

Para el proceso a estudiar, consideremos la producción de  $N_h$  bosones de Higgs del SM decayendo a un par de leptones  $l^+ l^-$  y el conjunto  $b\bar{s} + s\bar{b}$ ; el número de eventos en el estado final para este proceso, ilustrado en la figura (4.2), es

$$N_{SGL} = N_h \times BR(h \rightarrow bs). \quad (3.30)$$

Con  $BR(h \rightarrow bs) = BR(h \rightarrow s\bar{b}) + BR(h \rightarrow b\bar{s})$ . La tasa de ramificación del bosón de Higgs del SM en el par  $bs$  está determinada por la constante de acoplamiento  $\lambda_{h\bar{b}s}(\alpha, \beta, \chi_{bs})$  en 2HDM-III, por lo que varía en función del valor que se le asignen a estos parámetros; para la presente investigación, se exploran casos específicos de estos valores cuando se restringen a través de las señales de intensidad y tasas de ramificación de procesos del bosón de Higgs y LFV mencionados, entre otros.

El número de eventos considerado para los procesos background constituye la mayor parte de aquellos generados en esta dispersión.

$$N_{BKG} = N_h \times BR(h \rightarrow j\bar{j}) \times BR(Z \rightarrow l^+ l^-) \quad (3.31)$$

con  $j = u, d, b, c, s, g + h.c..$

Dadas las mediciones más recientes [3], se tiene

$$BR(Z \rightarrow l^+l^-) = 0,101 \tag{3.32}$$

para  $l = e, \mu, \tau$ .

Tanto (3.30) como (3.31) dependen de el número de bosones de Higgs generados a través del canal *Higgs strahlung* o *producción asociada*. Para la presente investigación este valor se fija según el acelerador que se recrea en las simulaciones de MonteCarlo. Para el Colisionador Circular Electrón-Positrón (CEPC), se espera la producción de  $1 \times 10^6$  bosones de Higgs del SM a través de este medio, mientras que en el Futuro Colisionador Circular electrón-electrón (FCC-ee) este número asciende a  $1,5 \times 10^6$  [13, 14].

En el capítulo siguiente, se define el *Background* o *Ruido de fondo* y se describe la razón de que se tome este background para la dispersión analizada.

### 3.5. Luminosidad en un acelerador de partículas

La luminosidad ( $\mathcal{L}$ ) es una cantidad fundamental en física de partículas, que describe la tasa de colisiones potenciales en un acelerador. Se define como:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma$$

donde:

- $\frac{dN}{dt}$  es la tasa de eventos,
- $\mathcal{L}$  es la luminosidad instantánea, en unidades de  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,
- $\sigma$  es la sección eficaz del proceso, en unidades de área (por ejemplo, barnes).

La luminosidad integrada se define como la integral de la luminosidad instantánea en el tiempo:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \int \mathcal{L}(t) dt$$

y se expresa comúnmente en unidades como  $\text{fb}^{-1}$  (femtobarn inverso). Esta cantidad representa la densidad total de colisiones acumuladas a lo largo de un periodo de operación del acelerador. Una mayor luminosidad implica una mayor probabilidad de observar procesos raros.

Esta magnitud es crítica en aceleradores como el LHC, donde se busca maximizar la luminosidad para descubrir procesos de muy baja probabilidad, como la producción de nuevas partículas [60]. También es un parámetro esencial en los diseños de colisionadores futuros, como el International Linear Collider [61]. Para un tratamiento más general sobre detección de partículas y consideraciones experimentales, véase [62].

### 3.6. Significancia estadística

La significancia estadística del proceso se define como

$$\frac{\mathcal{N}_S}{\sqrt{\mathcal{N}_S + \mathcal{N}_B}}, \tag{3.33}$$

donde  $\mathcal{N}_S$  representa el número de eventos de señal y  $\mathcal{N}_B$  el número de eventos de fondo, ambos contabilizados después de aplicar los cortes cinemáticos [12]. Esta métrica permite cuantificar la probabilidad de distinguir la señal por encima del fondo esperado, siendo un indicador clave para evaluar la sensibilidad del análisis.

# Capítulo 4

## Análisis de la Señal vs Ruido

El presente capítulo reporta los parámetros de la teoría y cortes cinemáticos favorables para que la exploración del decaimiento ( $h \rightarrow \bar{b}s + h.c.$ ) a través del canal de producción Higgs-Strahlung ( $e^+e^- \rightarrow Zh$ ) se detecte dentro de una significancia estadística (certeza) de 5 desviaciones estándar, para una luminosidad integrada alcanzable en los aceleradores CEPC (FCC-ee) a operar en China (Geneve) en la siguiente década. Haciendo uso de la paquetería (de Mathematica) Spacemath2.0, se encuentra el espacio de parámetros  $\tan\beta \times \cos(\alpha - \beta)$  del Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III; restringidos por procesos de violación de sabor leptónico, decaimientos del bosón de Higgs, y decaimientos del mesón  $B_s^0$ , entre otros.

### 4.1. Aceleradores

#### 4.1.1. CEPC

El Colisionador Circular Electrón-Positron (Circular Electron Positron Collider) será un acelerador circular de 100 km de circunferencia que operará en China dentro de los próximos 12-15 años, cuyos objetivos principales comprenden mediciones precisas de las propiedades del bosón de Higgs del SM y búsqueda de Física Más Allá del SM (BSM physics). La precisión del CEPC se espera sea suficiente para la prueba de soluciones del problema de naturalidad, jerarquía, escenarios de supersimetría y composición del Higgs a un nivel sin precedentes, entre otros.

El CEPC se compone por un doble anillo de colisión  $e^+e^-$  con 100 km de circunferencia y dos puntos de interacción (Interaction Points, IP), este operará en tres modos diferentes para la exploración de física BSM y demás procesos, correspondientes a tres energías distintas del centro de masa.

CEPC: Plan de operación para diferentes energías del centro de masa ( $\sqrt{s}$ )					
Modo de operación	$\sqrt{s}$ (GeV)	L/IP ( $10^{34}/cm^2s$ )	Años	$\int L$ ( $ab^{-1}$ , 2IPs)	No. de eventos
$H$	240	3	7	5.6	$1 \times 10^6$
$Z$	91.2	32(*)	2	16	$7 \times 10^{11}$
$W^+W^-$	158-172	10	1	2.6	$2 \times 10^7$ (†)

Tabla 4.1: Plan de operación Circular Electron Positron Collider: energías del centro de masa, luminosidad integrada y número de eventos esperados por modo de colisión [13].

La quinta columna de la tabla (4.1) corresponde a la luminosidad integrada —cantidad acumulada de luminosidad instantánea a lo largo del tiempo, medida total del número potencial de interacciones por

unidad de sección eficaz que han ocurrido en el punto de interacción durante un periodo determinado— [44], alcanzada en el tiempo de operación indicado en la cuarta columna.

### 4.1.2. FCC-ee

El Futuro Colisionador Circular de Leptones (Future Circular Lepton Collider, FCC-ee) constituirá una sección circular de 91.2 km de circunferencia a operar en 2030 cerca de las instalaciones de la Organización Europea de Investigaciones Nucleares (Central European Research Network, CERN). La producción abundante de hadrones provenientes de quarks charm y bottom brindarán oportunidades de exploración de física del sabor BSM; para la primera etapa del FCC-ee, se exploran cuatro escenarios para la energía de colisión electrón-positrón en el centro de masa

FCC-ee: Plan de operación para diferentes energías del centro de masa ( $\sqrt{s}$ )					
Modo de operación	$\sqrt{s}$ (GeV)	L/IP ( $10^{34}/cm^2s$ )	Años	$\int L$ ( $ab^{-1}$ , 2IPs)	No. de eventos
$Z$	91.2	230	4	180	$6 \times 10^{12}$
$W^+W^-$	160	28	2	12	$2,4 \times 10^8$
$ZH$	240	8.5	3	7	$1,5 \times 10^6$
$t\bar{t}$	350-365	1.8-1.55	5	2.5	$2 \times 10^6$

Tabla 4.2: Plan de operación electron positron Future Circular Collider: energías del centro de masa, luminosidad integrada y número de eventos esperados por modo de colisión [14, 48].

La quinta columna de la tabla (4.2) corresponde a la luminosidad integrada, alcanzada en el tiempo de operación indicado en la cuarta columna. La precisión alcanzada por este acelerador proveerá oportunidades sin precedentes para una vasta exploración de física del SM y BSM, incluyendo medidas de la escala electrodébil, precisión del sector Cromodinámico, y física del sabor, entre otros. Para la presente investigación, se consideran ambos aceleradores en el simulador de MonteCarlo.

## 4.2. Background

El *background* o ruido de fondo son todos aquellos procesos generados naturalmente por el mismo canal de producción de algún proceso buscado, que imitan o confunden las señales deseadas en la detección. Este se clasifica como reducible o irreducible, el primero es aquel que se puede reducir por selección directa, mientras que el segundo solo puede reducirse por análisis estadístico.

La *selección directa* se refiere a comparar ambas señales en un rango establecido para la masa de los jets en los que hadronizan estas partículas, y que se miden en los detectores. Los *cortes*, se efectúan para más de una variable cinemática, siendo la masa invariante, la pseudorapidez y el momento transverso las más comunes.

Por confinamiento de color, se sabe que los productos finales que alcanzan los detectores son hadrones (mesones y bariones), formados a través de la combinación de los quarks y gluones generados en la dispersión analizada por el modo de producción correspondiente. Estos hadrones se agrupan en conjuntos cascada colimados (jets), que viajan en alguna dirección preferente concorde al momento de las partículas por las cuales se formaron.

Para un proceso del Modelo Estándar, el mismo modo de producción que genera el canal deseado, genera el background; dicho de otra forma, los jets provenientes de la hadronización de productos finales diferentes al canal a analizar asemejan la señal de los jets provenientes de la hadronización de los productos finales del canal a analizar.

Para explorar correctamente modelos de extensión, se simula el canal deseado generando los archivos que emulan los procesos de hadronización y detección; para la presente investigación esto se hace a través

de MadGraph5, Pythia8, y Delphes, respectivamente. Las reglas de Feynman empleadas en este caso corresponden al acoplamiento  $hb\bar{s}$  dado por las ecuaciones (2.47), (2.39) y la figura (3.1).

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-) \quad (4.1)$$

Para el proceso analizado, el ruido de fondo proviene principalmente de aquellos mecanismos que se generan naturalmente en el Modelo Estándar en el mismo rango energético, estos representan la mayor parte debido a que las secciones eficaces correspondientes a canales admitidos en Modelos de Extensión (como FCNCs) son suprimidas fuertemente.

El background irreducible para la dispersión analizada o *señal del Modelo Estándar*, el cual produce exactamente los mismos productos finales, constituye el decaimiento  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$  con  $q = b, s$  a través de un loop en el Modelo Estándar

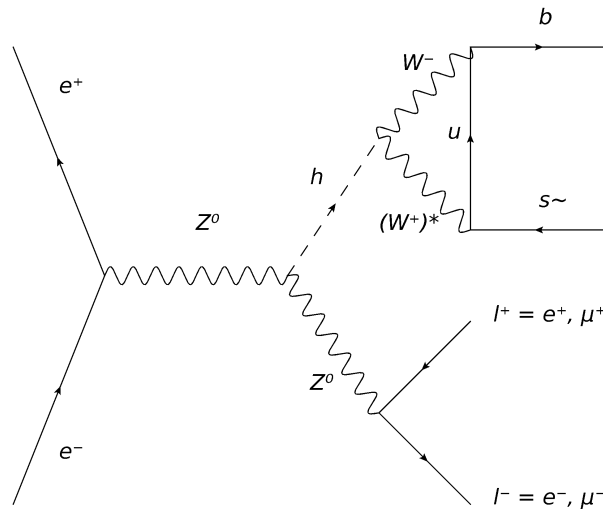


Figura 4.1: Background irreducible en el Modelo Estándar.

La contribución debida a este proceso es fuertemente suprimida, por lo que se excluye [28].

En la dispersión analizada, el ruido de fondo correspondiente es de tipo reducible (los productos finales no son idénticos), y presenta secciones eficaces mucho mayores a la sección eficaz del proceso señal. Por ejemplo, del SM se conoce que el principal decaimiento del bosón de Higgs es a un par de quarks bottom,  $BR(h \rightarrow \bar{b}b) \approx 0,58$ ; seguido de la producción de bosones  $W$ , leptones  $\tau$  y gluones. De estos 4, únicamente el primero y último reproducen una firma similar a la de los productos finales del proceso señal.

El decaimiento  $Z \rightarrow l^+l^-$  proporciona una firma limpia y fácilmente identificable en un detector; en el caso a analizar, el background proviene principalmente de los jets formados por los quarks y gluones  $u, b, c, s, g + h.c.$ ; para el presente estudio se incluyen a los jets  $d$ , aunque en la práctica cada vez se les puede distinguir más de otros jets por las siguientes razones:

- Es muy poco probable que los jets  $d$  se confundan con los  $b$  debido a las diferencias en los vértices secundarios y otros observables. Mesones B tienen vida media relativamente más larga que los piones  $(u\bar{d})$ ,  $(d\bar{u})$ ,  $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ , por lo que generan vértices de desintegración secundarios en ubicaciones desplazadas a una mayor distancia del punto de interacción de la dispersión.
- Existe cierta posibilidad de confusión en los jets provenientes de quarks  $d$  y  $s$ , pero las diferencias estadísticas como la presencia de kaones en los jets  $s$  ayudan a identificarlos. Como en el caso anterior, los mesones B poseen vida media relativamente mayor a los kaones.

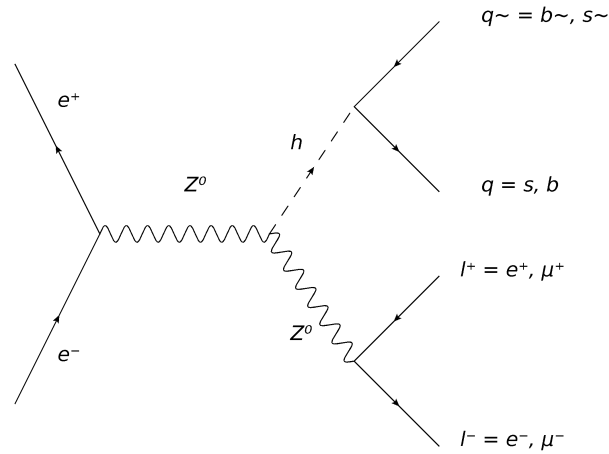


Figura 4.2: Proceso Señal.

En resumen, los eventos que se generan en el mismo rango energético que el proceso señal por mecanismos naturales del Modelo Estándar (no dan señales de nueva física) y cuyas contribuciones no son despreciables, constituyen aquellos del tipo

$$e^+e^- \rightarrow l^+l^- + j\bar{j} \quad (4.2)$$

con  $j = u, d, b, c, s, g + h.c.$

### 4.3. Resultados: Espacio de parámetros 2HDMs

Haciendo uso del software especializado SpaceMath2.0, se accede al archivo *LHChbd\_Rintersection\_Expert\_Mode.nb*, a través del directorio HiggsBosonData. El entorno del cuaderno contiene los acoplamientos del bosón de Higgs ( $h$ ) con los quarks  $t\bar{t}, b\bar{b}$ , bosones  $W^+(W^-)^*, ZZ^*$ , leptones cargados  $\tau^+\tau^-$ , y Higgses cargados  $H^\pm$  en 2HDM-III.

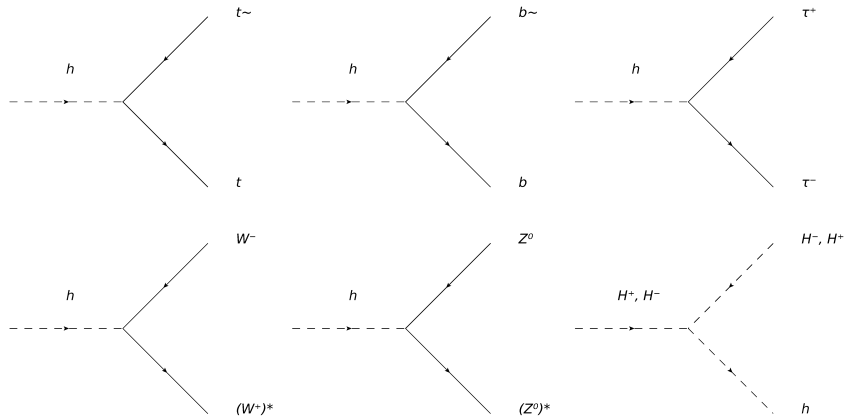


Figura 4.3: Procesos que restringen  $\alpha, \beta$  (Rintersection).

los acoplamientos se extraen del lagrangiano (2.39), por ejemplo, los decaimientos

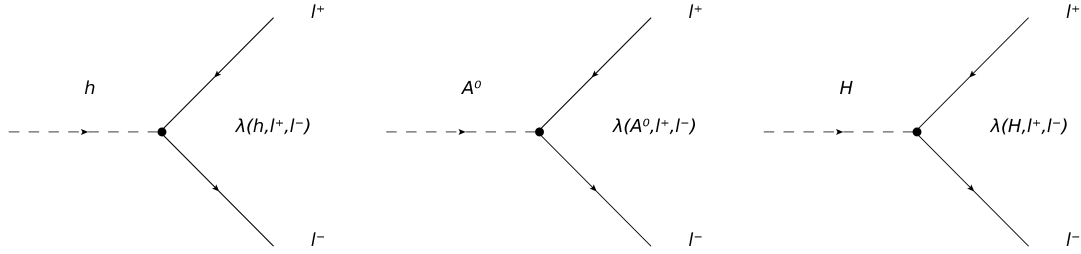


Figura 4.4: Decaimientos de Bosones escalares a Leptones Cargados.

Poseen constantes de acoplamiento dadas por los tres primeros renglones de la ecuación (2.39), para  $\lambda_{Hl\bar{l}}$ ,  $\lambda_{h\bar{l}l}$ , y  $\lambda_{A^0\bar{l}l}$ , respectivamente.

El comando *Rintersection* realiza un barrido sobre los parámetros de los que dependen los acoplamientos y que determinan la tasa de ramificación para cada proceso en particular. En especial ancho de decaimiento de un bosón escalar a un par fermión anti-fermión se genera a través de la instrucción *WidthHff* programada dentro del archivo *RXX.wl*, que se puede encontrar en la carpeta *SignalStrength-Modifiers* del directorio *HiggsBosonData*.

```

87 Rbotbot::usage = "Signal strengths: Rbotbot";
88 Rtata::usage = "Signal strengths: Rtata";
89 RbW::usage = "Signal strengths: RbW";
90 RZZ::usage = "Signal strengths: RZZ";
91 Rgaga::usage = "Signal strengths: Rgaga";
92 Rgg::usage = "Signal strengths: Rgg";

+ Definitions
93 Begin["Private *"]

+ Scalar boson decays into fermion pair
106 :ff[mf_,mS_]:=2 mf/mS^2
107 :fj[mj_,mS_]:=2 mj/mS^2

+ Decay width of the Scalar boson into fermion pair
114 WidthHff[ghff, Hc_, mf_, mj_, mS_]:=
115 (((ghff)^2) Rb mS)/(128 pi)*(4-(Sqrt[:ff[mf,mS]]-Sqrt[:fj[mj,mS]])^2)^(3/2)*(Sqrt[(4-(Sqrt[:ff[mf,mS]]-Sqrt[:fj[mj,mS]])^2)])

+ Scalar boson decay into gluon pair at one-loop level
122 Fc[mS_]:=-(1/4) (Log[1-Sqrt[1-(4*mt^2)/(mS^2)])/(1-Sqrt[1-(4*mt^2)/(mS^2)])-1)^2;
123 Fb[mS_]:=-(1/4) (Log[1-Sqrt[1-(4*mb^2)/(mS^2)])/(1-Sqrt[1-(4*mb^2)/(mS^2)])-1)^2;
124 Gt[mS_]:=ArcSin[1/Sqrt[4*mt^2/(mS^2)]]^2;
125 Gb[mS_]:=ArcSin[1/Sqrt[4*mb^2/(mS^2)]]^2;
126 At[mS_]:=If[(4*mt^2)/mS^2>1,Gt[mS],Fc[mS]];
127 Ab[mS_]:=If[(4*mb^2)/mS^2>1,Gb[mS],Fb[mS]];
128 Ft[mS_]:=2*(4*mt^2/(mS^2))*(1-(1-(4*mt^2/(mS^2)))*At[mS]);
129 Fb[mS_]:=2*(4*mb^2/(mS^2))*(1-(1-(4*mb^2/(mS^2)))*Ab[mS]);
130 (*We consider the contribution of bottom and top quarks inside the loop.)

```

Figura 4.5: Generación del ancho de decaimiento  $\Gamma(\phi \rightarrow f\bar{f})$ .

la tasa de ramificación obtenida para cada proceso se compara entonces con su valor experimental, lo cual a nivel computacional se traduce en que SpaceMath2.0 graficará aquellos puntos de los parámetros libres que generen los acoplamientos tales que sus tasas de ramificación correspondientes tengan valores dentro de las cotas experimentales.

Por ejemplo, el decaimiento  $h \rightarrow b\bar{b}$  se genera en 2HDM-III a nivel árbol con acoplamientos dados por el lagrangiano (2.39), su tasa de ramificación experimental

$$BR(h \rightarrow b\bar{b}) \approx 0,53 \quad (4.3)$$

se compara con aquella generada a través de las reglas de Feynman del Modelo de Dos Dobleces de Higgs tipo III, utilizando las señales de intensidad contempladas en el archivo *Values.wl* del directorio *Kernel*, dadas según las cotas reportadas en [3]. Es entonces cuando el comando *Rintersection* considera aquellos parámetros que cumplen con señales de intensidad iguales a la unidad, este mecanismo se repite para los procesos del bosón de Higgs indicados en la figura (4.3).

Para la obtención del espacio de parámetros reportado, restringido a través de los decaimientos del bosón de Higgs mencionados, se permitió que las variables del comando *Rintersection* varíen en los siguientes rangos

- $\cos(\alpha - \beta) \in [-1, 1]$
- $\tan \beta \in [0, 50]$
- $\chi_{t\bar{t}} \in [-850, 850]$
- $\chi_{b\bar{b}}, \chi_{\tau\tau}, \in [-1, 1]$
- $m_{H^+} \in [100, 1000]$

El espacio de parámetros  $\tan \beta \times \cos(\alpha - \beta)$ , restringido a través de los procesos del bosón de Higgs mencionados modificados por el lagrangiano (2.39) en la teoría de 2HDM-III para 1 000 000 000 de eventos se muestra a continuación

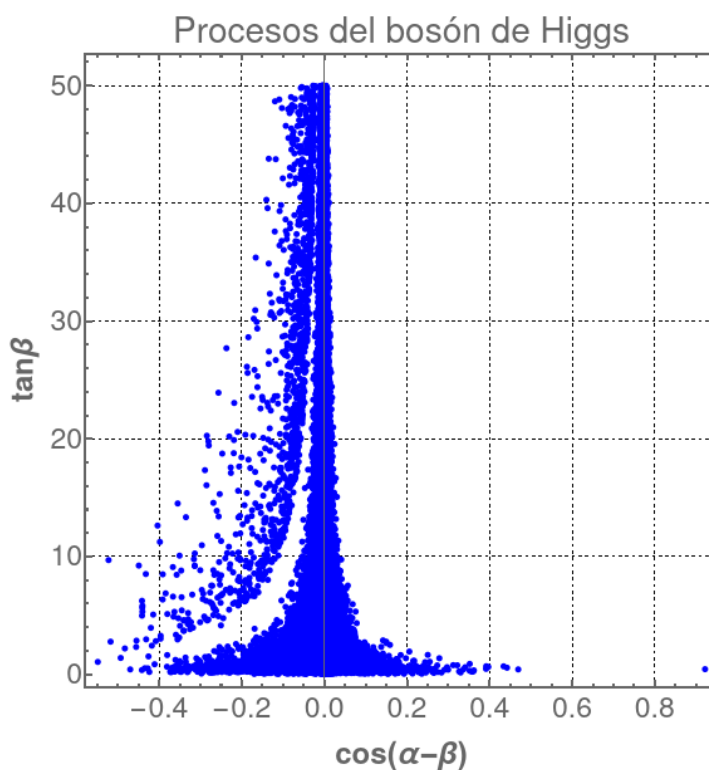


Figura 4.6: Espacio de parámetros restringido por procesos del bosón de Higgs.

Mediante un procedimiento similar, el archivo *LFV\_intersection\_Expert\_Mode.nb* del directorio *LFVprocesses* encuentra la intersección de los espacios de parámetros permitidos para los procesos que involucran Violación de Sabor Leptónico (LFV), tales como el decaimiento del mesón  $B_s$  y los decaimientos de  $H, A^0, h$  a los leptones  $\mu^+e^-, \mu^+\tau^-, \mu^-e^+, \mu^-\tau^+$ , entre otros.

Las variables del modelo se tomaron en los siguientes rangos para la obtención del espacio de parámetros restringido por procesos con violación de sabor leptónico.

- $\cos(\alpha - \beta) \in [-1, 1]$

- $\tan \beta \in [0, 50]$
- $\chi_{t\bar{t}} \in [-850, 850]$
- $\chi_{\tau\mu}, \chi_{\tau e}, \chi_{\tau\tau}, \chi_{\mu\mu}, \in [-1, 1]$
- $m_H \in [300, 1000]$
- $m_A \in [300, 1000]$
- $m_{H^+} \in [100, 1000]$

Se fijaron los valores  $\chi_{\mu e}, \chi_{ee}, \chi_{bb} \equiv 1$ . De igual forma que los procesos del bosón de Higgs, se generaron un millón de eventos para la determinación de las variables que cumplen con las cotas experimentales en LFV.

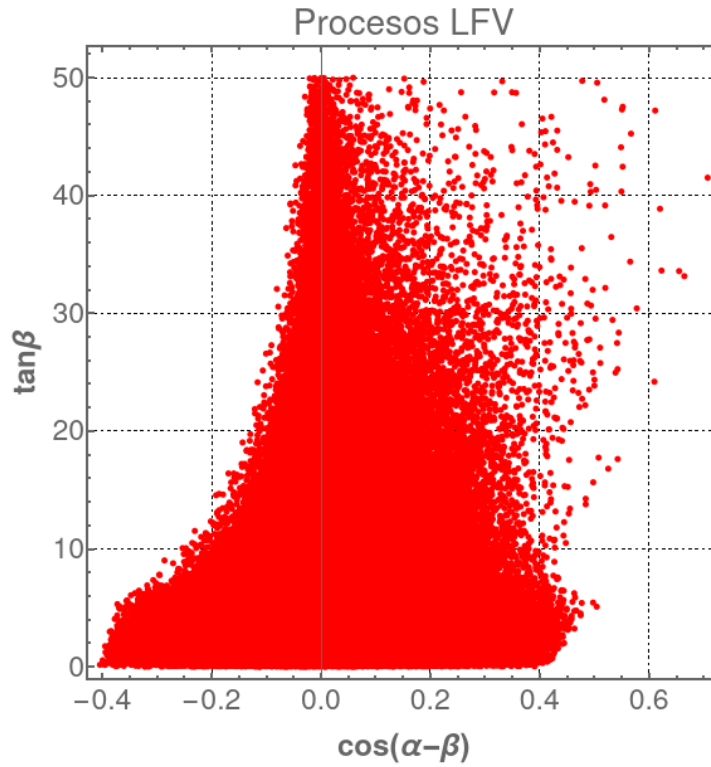


Figura 4.7: Espacio de parámetros restringido por procesos LFV.

El espacio de parámetros restringido a través de ambos procesos se compone por la intersección de los gráficos (4.6), (4.7); con un comportamiento asimétrico con respecto del eje  $\cos(\alpha - \beta)$ . Considerando los resultados para el análisis de un comportamiento similar en el espacio de parámetros del Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo I-II en la referencia [17], se puede anticipar que estos escenarios aislados con valores aproximados  $(x, y)$  de  $(\cos(\alpha - \beta), \tan \beta) \approx (-0, 2, 6), (-0, 15, 8), (-0, 1, 10), (-0, 1, 20)$  serán descartados por un ángulo de apertura similar al ángulo  $(\Psi_k)$  definido en la ecuación (5) de la referencia mencionada.

A día de hoy, el análisis similar para un ángulo de apertura equivalente al ángulo  $(\Psi_k)$  en el Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III no se ha realizado de manera explícita, motivo por el cuál se incluye la exploración del escenario correspondiente a los parámetros  $\tan \beta = 20, \cos(\alpha - \beta) = -0, 1$ . En adelante se

demuestra que este es la única elección de parámetros que permite una significancia estadística mayor a 5 desviaciones estándar, sin embargo, el análisis riguroso se debe efectuar bajo la definición y exploración de un ángulo de apertura equivalente en este modelo.

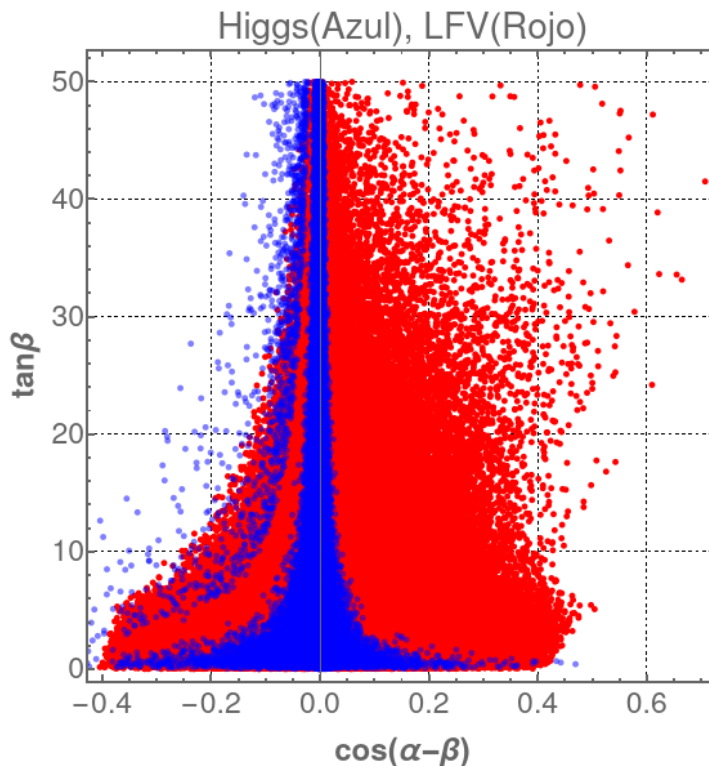


Figura 4.8: Espacio de parámetros restringido por física del Higgs y LFV.

#### 4.4. Resultados: Espacio de parámetros Cheng-Sher Ansatz

Los parámetros libres del Ansatz de Cheng & Sher, correspondientes a las variables  $\chi_{bs}, \chi_{sb}$  que determinan la magnitud del acoplamiento del bosón de Higgs con los quarks indicados; se encuentran específicamente a partir de la constricción de los modos de decaimiento del mesón  $B_s^0$ .

Experimentalmente, el decaimiento del mesón  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  brinda una amplia posibilidad de acotar parámetros en física más allá del Modelo Estándar [43]. Para el SM este proceso únicamente es mediado por el bosón de Higgs pero en 2HDM-III se tienen 3 partículas en el propagador bosónico; correspondientes a los escalares  $H, h$  y el pseudoescalar  $A^0$ .

Se requiere que

$$M_{B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-}^{2HDM-III} = \frac{BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)^{LHC}}{BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)^{2HDM-III}} \approx 1 \quad (4.4)$$

Para

$$BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)^{LHC} = 2,8_{-0,6}^{+0,7} \times 10^{-09} \quad (4.5)$$

El computo teórico de la tasa de ramificación de este mesón en 2HDM-III está determinado por la ecuación (3.29).

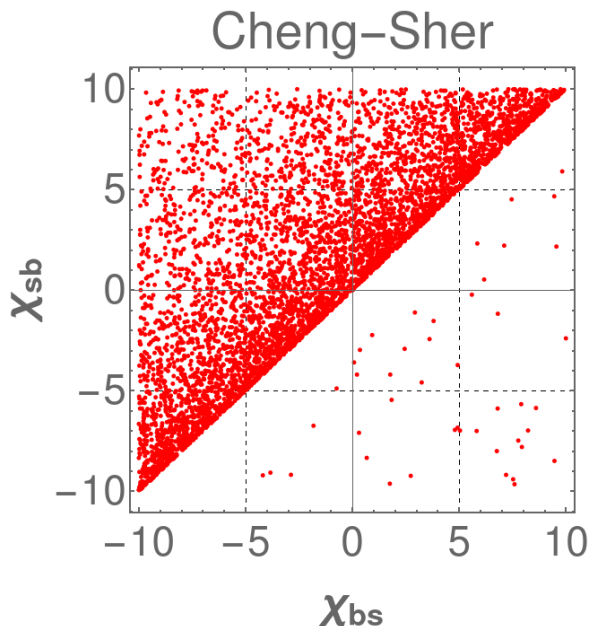


Figura 4.9: Espacio de parámetros  $\chi_{bs} \times \chi_{sb}$  restringido por física de mesones  $B_s^0$ .

## 4.5. Sección eficaz background

Para una primera estimación del número de eventos que se deben generar, se recurre a la condición:

$$\frac{N_{exp}}{N_{Simulation}} \equiv \frac{\sigma \times (\int L)_{Total}}{N_{Simulation}} \leq 1 \quad (4.6)$$

Para 10000 eventos y  $E_{CM} = 240\text{GeV}$ , la primera estimación de la sección eficaz del conjunto de los procesos background es con  $\sigma_{BKG} = 0,1547\text{pb}$ ; al estimar el mínimo de eventos que se deben considerar en el análisis con simulador MonteCarlo, determinados por la ecuación (4.6), se encuentra

- $N_{Simulation,CEPC} \geq 866320$
- $N_{Simulation,FCC-ee} \geq 1082900$

Para los valores de luminosidad integrada total de  $5.6 (7) \text{ab}^{-1}$  correspondientes a los aceleradores CEPC (FCC-ee), reportados en las tablas (4.1) (4.2). Para la generación del mínimo de eventos consideramos 1 millón para ambos casos, esto debido a que el simulador empleado (MadGraph) tiene esta limitante en su propia construcción.

Utilizando 1 millón de eventos, la sección eficaz del conjunto de procesos que reproducen firmas similares en los detectores es de

$$\sigma_{BKG} = 0,16423 \pm 0,00109(\text{pb}) \quad (4.7)$$

## 4.6. Sección eficaz señal

Para la estimación del número de eventos necesario para encontrar escenarios de exploración relevantes del modelo 2HDM-III, se hace una primera estimación con 10000 eventos. Valores de  $\tan \beta \leq 10$ ,  $\cos(\alpha - \beta) \leq 0,025$  no conducen a firmas deseadas.

En efecto, la elección de parámetros  $\tan \beta = 5$ ,  $\cos(\alpha - \beta) = -0,025$ ,  $\chi_{bs} = \chi_{sb} = 5$  para distintas energías de producción en el centro de masa, conducen a la figura (4.10). Los resultados indican que la exploración de este proceso se favorece para los aceleradores FCC-ee, CEPC; pues la sección eficaz correspondiente presenta su máximo absoluto ( $1,786 \times 10^{-06}\text{fb}$ ) a una energía del centro de masa de  $246\text{GeV}$ .

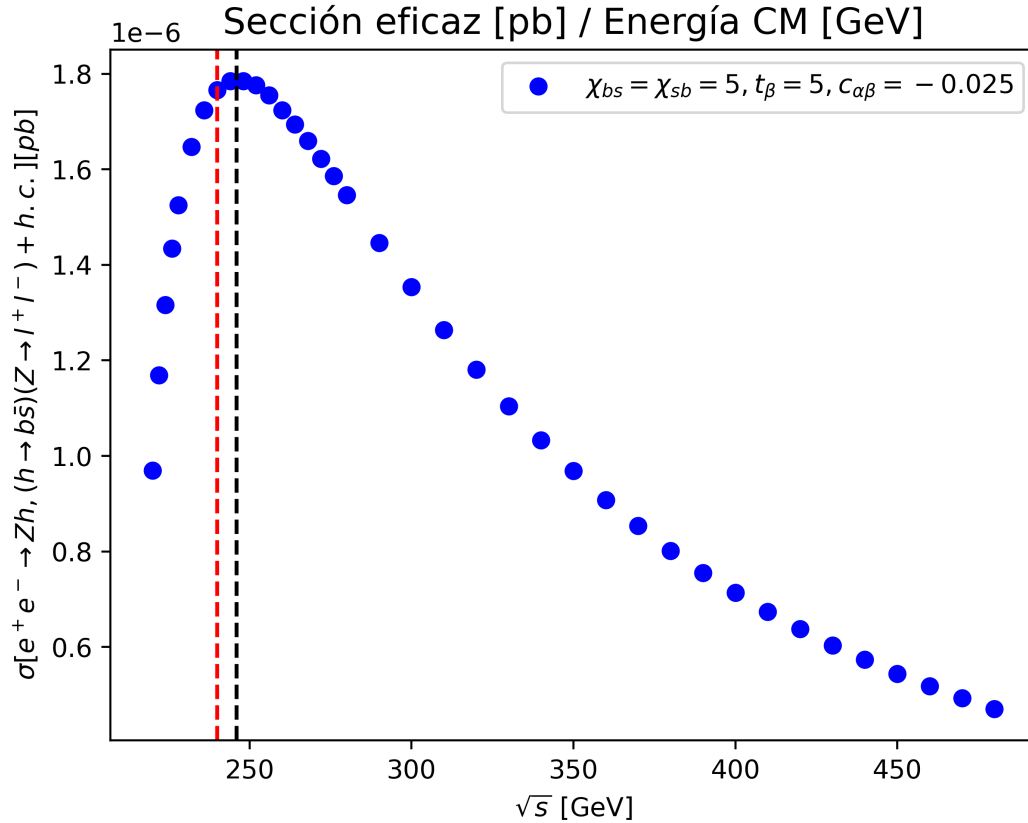


Figura 4.10:  $\sigma^{2HDM-III}[\text{pb}]$  vs  $\sqrt{s}[\text{GeV}]$ ; 10000 eventos; escenario M.

El acoplamiento correspondiente tiene constante directamente proporcional a  $\tan \beta$

$$\lambda_{hbs} \sim \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\cos \beta} = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} + \sin \alpha \cdot \tan \beta \quad (4.8)$$

motivo por el cual firmas significantes se exploran en escenarios con valores de  $\tan \beta \geq 10$ , aún para estos escenarios, la significancia estadística encontrada es mucho menor que incluso la unidad. Para que esta se aproxime al valor deseado, se incluye un escenario adicional que pertenece a la parte antisimétrica del espacio de parámetros que están constrañidos por física del bosón de Higgs. En principio, estos deben acotarse por segunda ocasión ahora a través de un ángulo de apertura del tipo  $(\Psi_k)$ , debido a la carencia de dicho estudio a la fecha, se pueden incluir dichos escenarios, ya que también están permitidos por la constricción de procesos LFV.

Para determinar el número de eventos que se deben considerar en el análisis MonteCarlo, hacemos uso de la condición (4.6) para el escenario con sección eficaz máxima, correspondiente a la elección de

parámetros con el máximo valor de  $\tan\beta$ ,  $\cos(\alpha - \beta)$ ,  $\chi_{bs}$ . Se consideran todos los escenarios representativos.

## 4.7. Escenarios de exploración

Utilizando 10000 eventos de generación MonteCarlo, se encuentran las secciones eficaces correspondientes a cada escenario representativo.

El mínimo número de eventos para el escenario con máxima sección eficaz corresponde a la elección de parámetros  $I$  cuando se simula su detección para una luminosidad integrada de  $7\text{ab}^{-1}$ , reportada en los valores esperados del Futuro Acelerador Circular FCC-ee (tabla 4.2).

Escenarios de simulación MonteCarlo				
Escenario	$\chi_{bs}, \chi_{sb}$	$\cos(\alpha - \beta)$	$\tan\beta$	Sección eficaz (pb)
A	5	-0.05	10	$1.095\text{e-}05 \pm 1.0\text{e-}08$
B		-0.025	10	$2.743\text{e-}06 \pm 2.3\text{e-}09$
C		-0.025	15	$6.145\text{e-}06 \pm 5.2\text{e-}09$
D		-0.025	20	$1.088\text{e-}05 \pm 9.2\text{e-}09$
E	10	-0.05	10	$4.386\text{e-}05 \pm 4.1\text{e-}08$
F		-0.025	10	$1.098\text{e-}05 \pm 1.1\text{e-}08$
G		-0.025	15	$2.459\text{e-}05 \pm 2.1\text{e-}08$
H		-0.025	20	$4.358\text{e-}05 \pm 3.6\text{e-}08$
I	10	-0.1	20	$0.0006908 \pm 6.4\text{e-}07$

Tabla 4.3: Escenarios de exploración  $h \rightarrow bs$  vía Higgs-Strahlung (producción asociada).

Esto es

$$N_{Simulation} \geq 0,0006908(\text{pb}) \times 7000000(\text{pb}^{-1}) = 4840 \quad (4.9)$$

bajo este resultado, 10000 eventos MonteCarlo son suficientes para analizar correctamente el proceso señal.

Se analizan todas las variables cinemáticas en todos los escenarios, para determinar los cortes cinemáticos que beneficien la significancia estadística. Para el proceso a analizar, una variable representativa es la separación angular entre dos partículas (o jets) en el espacio de fase (medida de la cercanía de las partículas en el detector).

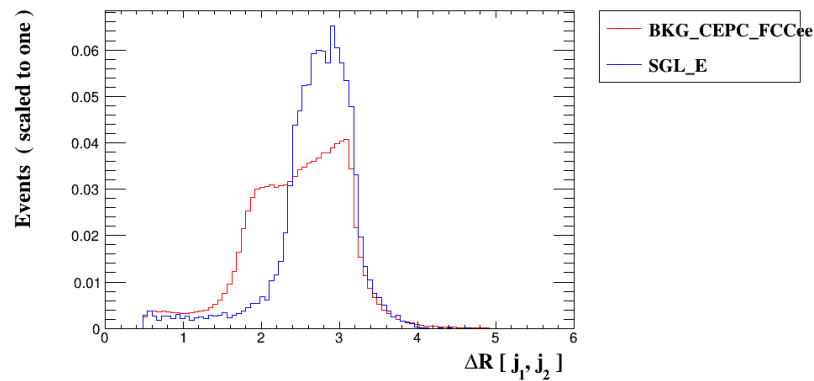


Figura 4.11: Delta R, escenario E.

Para el reporte de la significancia estadística, se realiza el corte cinemático de esta variable entre 2 y 4 para cada escenario en particular. Analizando otras variables

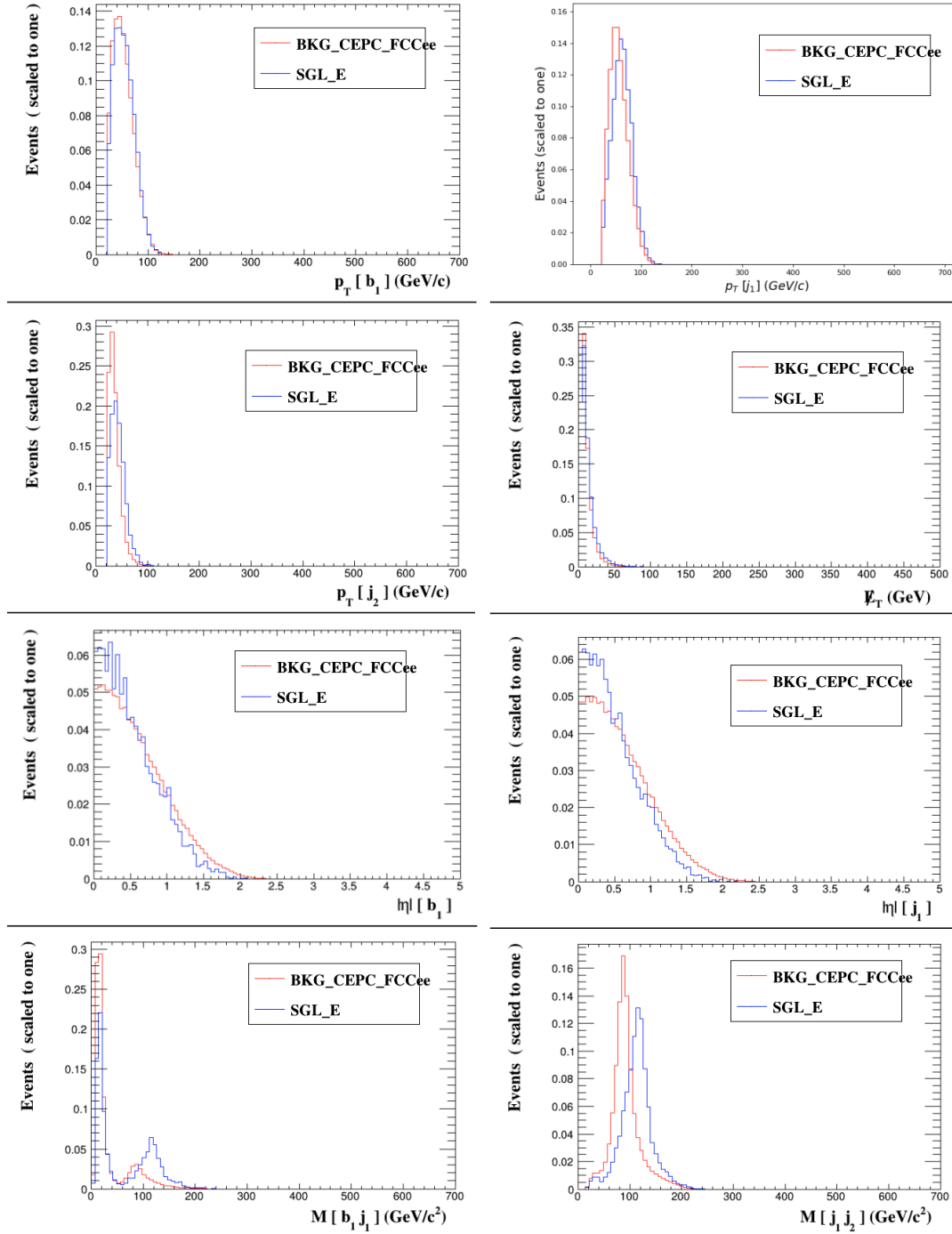


Figura 4.12: Variables cinemáticas 1  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-)$ .

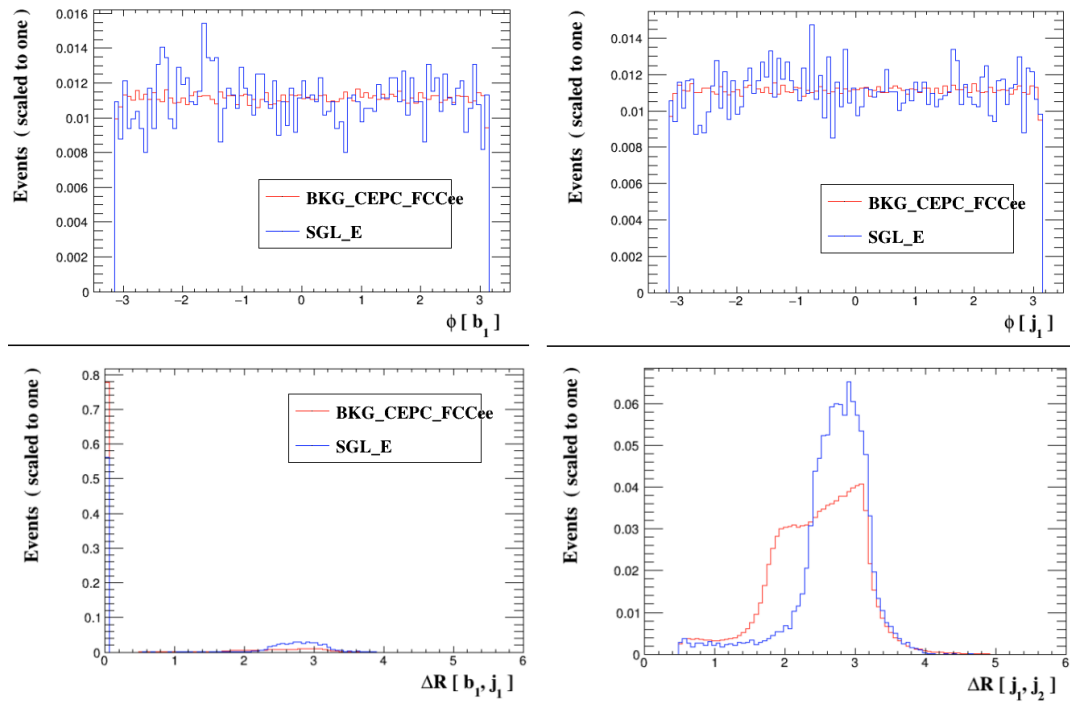


Figura 4.13: Variables cinemáticas  $2 e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-)$ .

Para la exploración del canal

$$e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-) \quad (4.10)$$

la significancia estadística se beneficia únicamente por los cortes cinemáticos

- $100 < M(b[1], j[1]) < 150$
- $2 < \text{DELTAR}(j[1], j[2]) < 4$

es decir, la reconstrucción de la masa invariante de los jets b provenientes de partículas con una masa de entre 100 y 150 GeV (masa del bosón de Higgs del Modelo Estándar)

$$M_{inv}^2 = (E_b + E_s)^2 - [(p_{b,x} + p_{s,x})^2 + (p_{b,y} + p_{s,y})^2 + (p_{b,z} + p_{s,z})^2] \quad (4.11)$$

y la separación angular

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (4.12)$$

con  $\eta$  la pseudorapidez de las partículas y  $\phi$  su ángulo azimutal. Para los procesos background, se consideraron también los jets  $s$ .

El corte cinemático para la reconstrucción de la masa invariante del segundo jet entre los valores (100, 150) no conduce al aumento de la significancia estadística, por lo que no se efectúa. Es decir, el segundo jet proveniente del proceso señal no se distingue de los jets provenientes de los procesos de fondo o *background* cuando se espera que este provenga del bosón de Higgs del Modelo Estándar.

Cabe destacar que en este análisis no se utilizó el método de Cadenas de Markov MonteCarlo (MCMC). La estimación de la significancia estadística se realizó mediante el enfoque tradicional cut-and-count implementado en MadAnalysis 5, considerando los eventos simulados tras la aplicación de los cortes cinemáticos óptimos.

El enfoque tradicional conocido como *cut-and-count* es uno de los métodos más utilizados en física de partículas para estimar la significancia estadística de un posible exceso de eventos sobre el fondo esperado. Consiste en aplicar una serie de cortes cinemáticos sobre las variables relevantes de los eventos (como la masa invariante, la separación angular o los ángulos azimutales), con el objetivo de optimizar la relación señal/fondo.

Tras estos cortes, se contabilizan los eventos simulados que sobreviven para los procesos de señal ( $S$ ) y para los de fondo ( $B$ ). La significancia estadística puede entonces estimarse mediante una expresión simplificada como:

$$\frac{\mathcal{N}_S}{\sqrt{\mathcal{N}_S + \mathcal{N}_B}}. \quad (4.13)$$

Este método se basa en simulaciones MonteCarlo y es implementado de manera eficiente en herramientas como MadAnalysis5 .

El enfoque *cut-and-count* se utiliza en este trabajo debido a su simplicidad, claridad interpretativa y robustez en condiciones donde la señal puede diferenciarse del fondo mediante cortes cinemáticos bien definidos. Aunque existen métodos más sofisticados (como el uso de clasificadores multivariantes o técnicas bayesianas como MCMC), el *cut-and-count* permite una estimación directa y transparente de la sensibilidad del experimento a nuevos procesos físicos, especialmente en etapas exploratorias.

En resumen, se generan un millón de eventos background para los procesos de fondo provenientes del Modelo Estándar con los jets  $j = u, d, c, s, b, g$  en el estado final; y diez mil eventos para los procesos señal del Modelo de Dos Dobleces de Higgs tipo III con los estados finales  $b\bar{s} + l^+l^-$ ,  $s\bar{b} + l^+l^-$ . Realizando el análisis cinemático en MadAnalysis5 a través de los archivos de extensión *.root*, con los cortes cinemáticos indicados sobre las variables  $M(b[1]j[1])$ ,  $\Delta R(j[1], j[2])$  se obtienen los siguientes resultados.

## 4.8. Resultados: Análisis de la Señal vs Ruido

Se reportan los principales resultados de la investigación

### 4.8.1. Resultados CEPC

CEPC: $\sqrt{s} = 240\text{GeV}$ , Total $\int L = 5.6\text{ab}^{-1}$				
Escenario	$\sigma_{SGL}^{2HDM-III}$ [pb]	$\sigma_{BKG}^{SM}$ [pb]	Significancia estadística	$N_{event, \sigma \times \int_T L}$
A	$1.095\text{e-}05 \pm 1.0\text{e-}08$		$0.0720 \pm 0.016$	62
B	$2.743\text{e-}06 \pm 2.3\text{e-}09$		$0.0180 \pm 0.008$	16
C	$6.145\text{e-}06 \pm 5.2\text{e-}09$		$0.0421 \pm 0.0122$	35
D	$1.088\text{e-}05 \pm 9.2\text{e-}09$		$0.0709 \pm 0.0159$	61
E	$4.386\text{e-}05 \pm 4.1\text{e-}08$	$0.16423 \pm 0.00109$	$0.2844 \pm 0.0318$	246
F	$1.098\text{e-}05 \pm 1.1\text{e-}08$		$0.0748 \pm 0.0162$	62
G	$2.459\text{e-}05 \pm 2.1\text{e-}08$		$0.1652 \pm 0.0242$	138
H	$4.358\text{e-}05 \pm 3.6\text{e-}08$		$0.2914 \pm 0.0321$	245
I	$0.0006908 \pm 6.4\text{e-}07$		$4.8080 \pm 0.1290$	3870

Tabla 4.4: Exploración  $h \rightarrow bs$  por producción asociada en CEPC.

### 4.8.2. Resultados FCC-ee

FCC-ee: $\sqrt{s} = 240\text{GeV}$ , Total $\int L = 7\text{ab}^{-1}$				
Escenario	$\sigma_{SGL}^{2HDM-III}$ [pb]	$\sigma_{BKG}^{SM}$ [pb]	Significancia estadística	$N_{event, \sigma \times \int_T L}$
A	$1.095\text{e-}05 \pm 1.0\text{e-}08$		$0.0800 \pm 0.016$	80
B	$2.743\text{e-}06 \pm 2.3\text{e-}09$		$0.0200 \pm 0.008$	20
C	$6.145\text{e-}06 \pm 5.2\text{e-}09$		$0.0471 \pm 0.0122$	44
D	$1.088\text{e-}05 \pm 9.2\text{e-}09$		$0.0793 \pm 0.0159$	77
E	$4.386\text{e-}05 \pm 4.1\text{e-}08$	$0.16423 \pm 0.00109$	$0.3180 \pm 0.0318$	308
F	$1.098\text{e-}05 \pm 1.1\text{e-}08$		$0.0836 \pm 0.0162$	77
G	$2.459\text{e-}05 \pm 2.1\text{e-}08$		$0.1847 \pm 0.0242$	173
H	$4.358\text{e-}05 \pm 3.6\text{e-}08$		$0.3258 \pm 0.0321$	306
I	$0.0006908 \pm 6.4\text{e-}07$		$5.3750 \pm 0.1290$	4840

Tabla 4.5: Exploración  $h \rightarrow bs$  por producción asociada en FCC-ee.

para la obtención de los resultados (4.4)-(4.5) se utilizaron los mismos eventos de simulación MonteCarlo para el análisis cinemático, diferenciando los resultados únicamente a través de la luminosidad integrada específica para cada acelerador circular.

Evidentemente, la única elección de parámetros que conduce a una firma representativa es el escenario *I*. Desafortunadamente, estos valores de  $\alpha, \beta$  corresponden a la parte asimétrica del espacio de parámetros (4.8); que aunque son permitidos por la restricción de procesos LFV y física del bosón de Higgs, tienen un comportamiento similar a la región asimétrica del espacio de parámetros de la bibliografía [17, 18], los cuales están fuertemente descartados a través del análisis por cotas experimentales en el trabajo de investigación [17].

## 4.9. Actualización del momento magnético anómalo del muón

El momento magnético anómalo del muón ( $a_\mu$ ) ha sido tradicionalmente una observable clave para explorar posibles efectos de nueva física. En el contexto de esta investigación, su valor se define como:

$$a_\mu = \frac{g_\mu - 2}{2}$$

donde  $g_\mu$  es el factor de Landé. Sin embargo, cabe destacar que en nuestro enfoque hemos adoptado una postura conservadora; más que afirmar que el modelo 2HDM-III explica definitivamente las discrepancias experimentales, utilizamos  $a_\mu$  principalmente como una cota para restringir el espacio de parámetros. En particular, requerimos que las predicciones del modelo no excedan las del Modelo Estándar en los escenarios analizados.

### 4.9.1. Datos experimentales y contexto histórico

Los datos inicialmente considerados en este trabajo corresponden a los reportados por la colaboración Muon  $g-2$  de Fermilab en 2021 [63], donde se observó una discrepancia de  $4,2\sigma$  con respecto a la predicción teórica. Esta diferencia motivó el estudio de procesos con violación de sabor leptónico (LFV) en 2HDM-III, especialmente en los vértices de Yukawa. No obstante, como se discute a continuación, el panorama experimental ha evolucionado significativamente.

### 4.9.2. Nueva medición de precisión (2025)

El 3 de junio de 2025, la colaboración Muon  $g-2$  publicó su resultado final con una precisión récord de 127 ppb [64], alcanzando su objetivo de reducir la incertidumbre por debajo de 140 ppb.

Esta actualización redujo sustancialmente la tensión entre teoría y experimento, lo que modifica el contexto interpretativo de los estudios previos.

### 4.9.3. Implicaciones para el 2HDM-III

A la luz de estos nuevos datos:

- La justificación fenomenológica para procesos LFV en el sector leptónico persiste, pero con menor peso relativo.
- Las restricciones más fuertes al espacio de parámetros  $\tan\beta \times \cos(\alpha - \beta)$  provienen de las *señales de intensidad* del bosón de Higgs, medidas con precisión en el LHC.
- Los escenarios viables del modelo deben priorizar la consistencia con los acoplamientos del Higgs a fermiones y bosones de norma.

En este contexto, si bien los procesos LFV siguen siendo una ventana interesante para explorar efectos de nueva física en modelos como 2HDM-III, los escenarios más restrictivos dentro del espacio de parámetros  $\tan\beta \times \cos(\alpha - \beta)$  no provienen del momento magnético anómalo del muón, sino de las *señales de intensidad* del bosón de Higgs.

En consecuencia, el análisis presentado en esta tesis mantiene su validez como exploración fenomenológica —especialmente para futuros colisionadores como el CEPC o FCC-ee—, su interpretación debe enfatizar el carácter conservador de las cotas derivadas de  $a_\mu$  y el papel secundario de esta observable frente a las restricciones del sector escalar.

# Conclusiones

Con la finalidad de explorar la posibilidad de detección de un proceso de dispersión electrón-positrón a subproductos con una corriente neutra que cambia de sabor en el estado intermedio, se encuentra al Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III como un excelente candidato cuando se le aborda de manera focalizada en el sector de Yukawa a través del proceso

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-). \quad (4.14)$$

Debido a la dependencia de los acoplamientos en el sector de Yukawa con la masa de las partículas involucradas, los decaimientos  $t \rightarrow hc$ ,  $h \rightarrow bs$  son los mejores prospectos para la exploración de Física Más Allá del Modelo Estándar en FCNC, que sólo se permiten a nivel árbol en 2HDM-III.

El presente estudio aborda de manera sintética el modelo 2HDM-III; este modelo, además de ser un buen candidato para explorar procesos con cambio de sabor y la asimetría bariónica del universo, provee una amplia apertura a la búsqueda de nuevos bosones escalares cargados y no cargados en el sector de Yukawa ( $H^\pm, H$ ). El Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III es, en otro aspecto, especialmente útil en el estudio del vacío en modelos generales incluyentes de dos dobletes de Higgs debido a que permite investigar invariancia —y violación— del potencial de Higgs bajo la operación de conjugación de carga e inversión espacial, en más de una representación. Fenomenológicamente, cuenta con un enorme margen de exploración/investigación en los futuros colisionadores circulares electrón-positrón: CEPC, FCC-ee [13], [14].

Los parámetros libres de 2HDM-III se pueden acotar a través del ajuste de Señales de Intensidad de procesos con Violación de Sabor Leptónico en los estados inicial-final, decaimientos del bosón de Higgs producidos por colisión de los hadrones protón-protón y física de mesones B. En particular, el decaimiento  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  provee una fuerte señal de física BSM, y permite restringir con bastante certeza la constante de proporcionalidad en el acoplamiento del bosón de Higgs con los quarks bottom y anti-*strange*.

Para el escenario de exploración del modelo 2HDM-III con parámetros libres

$$\begin{aligned} \chi_{bs}, \chi_{sb} &= 10 \\ \cos(\alpha - \beta) &= -0,1 \\ \tan \beta &= 20. \end{aligned}$$

El decaimiento  $h \rightarrow bs$  por producción asociada a nivel árbol en 2HDM-III se distingue de los procesos de fondo del Modelo Estándar con una significancia estadística de 4.8080 desviaciones estándar cuando se analiza la producción de  $1 \times 10^6$  bosones de Higgs del Modelo Estándar por colisiones electrón-positrón con una energía de 240GeV en el centro de masa, en un detector equiparado con una luminosidad integrada de  $5600\text{fb}^{-1}$  (CEPC). Estos resultados, proveen una fuerte motivación a la exploración de este canal mediante la producción de bosones de Higgs por colisiones electrón-positrón en este acelerador, debido a que se interpreta .

El decaimiento  $h \rightarrow bs$  por producción asociada a nivel árbol en 2HDM-III se distingue de los procesos de fondo del Modelo Estándar con una significancia estadística de 5.3750 desviaciones estándar

cuando se analiza la producción de  $1,5 \times 10^6$  bosones de Higgs del Modelo Estándar por colisiones electrón-positrón con una energía de 240GeV en el centro de masa, en un detector equiparado con una luminosidad integrada de  $7000\text{fb}^{-1}$  (FCC-ee).

Para el escenario de exploración del modelo 2HDM-III con parámetros libres

$$\begin{aligned}\chi_{bs}, \chi_{sb} &\leq 10 \\ \cos(\alpha - \beta) &\leq 0,025 \\ \tan \beta &\leq 20.\end{aligned}$$

El decaimiento  $h \rightarrow bs$  por producción asociada a nivel árbol en 2HDM-III se distingue de los procesos de fondo del Modelo Estándar con una significancia estadística menor a  $0,2914 \pm 0,0321$  desviaciones estándar cuando se analiza la producción de  $1 \times 10^6$  bosones de Higgs del Modelo Estándar por colisiones electrón-positrón con una energía de 240GeV en el centro de masa, en un detector equiparado con una luminosidad integrada de  $5600\text{fb}^{-1}$  (CEPC).

El decaimiento  $h \rightarrow bs$  por producción asociada a nivel árbol en 2HDM-III se distingue de los procesos de fondo del Modelo Estándar con una significancia estadística menor a  $0,3258 \pm 0,0321$  desviaciones estándar cuando se analiza la producción de  $1,5 \times 10^6$  bosones de Higgs del Modelo Estándar por colisiones electrón-positrón con una energía de 240GeV en el centro de masa, en un detector equiparado con una luminosidad integrada de  $7000\text{fb}^{-1}$  (FCC-ee).

La sección eficaz de la dispersión analizada  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-)$  presenta su máximo absoluto cuando se produce con una energía de 246GeV en el centro de masa. Este proceso es idóneo para la exploración de física BSM en los colisionadores FCC-ee, CEPC; pues estos van a operar con una energía de 240GeV en la producción de bosones de Higgs a través del canal Higgs-strahlung. La sección eficaz  $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow (h \rightarrow b\bar{s}), (Z \rightarrow l^+l^-))$  no aumenta con una energía en el centro de masa mayor a 246GeV, motivo segundo para su búsqueda en los colisionadores mencionados.

Para el conjunto de parámetros  $\tan \beta = 20$ ,  $\cos(\alpha - \beta) = -0,1$  y  $\chi_{bs}, \chi_{sb} = 10$ , se alcanza una significancia estadística de 4.8080 desviaciones estándar en CEPC con una luminosidad integrada de  $5600 \text{fb}^{-1}$ , y de 5.3750 desviaciones estándar en FCC-ee con  $7000 \text{fb}^{-1}$ , considerando la producción de  $1 \times 10^6$  y  $1,5 \times 10^6$  bosones de Higgs, respectivamente. Este escenario exhibe un panorama en donde se está fuertemente motivado a explorar el Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III en los aceleradores mencionados.

Por el contrario, en un escenario más conservador con  $\chi_{bs}, \chi_{sb} \leq 10$ ,  $\cos(\alpha - \beta) \leq 0,025$  y  $\tan \beta \leq 20$ , la significancia del análisis estadístico que diferencia el proceso señal de los procesos de fondo o *background* cae por debajo de  $0,33\sigma$ 's, haciéndolo prácticamente indetectable. Estos resultados, implican que un escenario tipo Modelo Estándar (conservador) no exhiben una firma clara que motive a la búsqueda del modelo 2HDM-III en estos aceleradores, el único proceso que distingue una firma positiva pertenece a un escenario que se asemeja menos al Modelo Estándar.

## Apéndice A

# Desarrollo del lagrangiano de Yukawa

### A.1. Modelo Estándar

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Y &= \bar{u}_L \Phi^0 Y^u u_R + \bar{d}_L \Phi^0 Y^d d_R + \bar{l}_L \Phi^0 Y^l l_R + h.c. = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \left( \bar{u}_L Y^u u_R + \bar{d}_L Y^d d_R + \bar{l}_L Y^l l_R \right) + h.c. \\
&= \frac{v+h}{\sqrt{2}} \left( \bar{p}_L \bar{u} Y^u p_R u + \bar{p}_L \bar{d} Y^d p_R d + \bar{p}_L \bar{l} Y^l p_R l \right) + h.c. = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \sum_{f=u,d,l} (p_L f)^\dagger \gamma^0 Y^f p_R f + h.c. \\
&= \frac{v+h}{\sqrt{2}} \sum_f \bar{f} Y^f f p_R + \frac{v+h}{\sqrt{2}} \sum_f p_R^\dagger f^\dagger Y^f f^\dagger \bar{f}^\dagger = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \sum_f \left( \bar{f} Y^f f p_R + p_R f^\dagger Y^f (f^\dagger \gamma^0)^\dagger \right) \\
&= \frac{v+h}{\sqrt{2}} \sum_f \left( \bar{f} Y^f f p_R + p_R f^\dagger Y^f \gamma^0 f^\dagger \right) = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \sum_f \left( \bar{f} Y^f f p_R + \bar{f} Y^f f p_L \right) \\
&= \frac{v+h}{\sqrt{2}} \sum_f \left( \bar{f} Y^f f \right) \left( \frac{1+\gamma^5}{2} + \frac{1-\gamma^5}{2} \right) = \frac{v+h}{\sqrt{2}} (\bar{u} Y^u u + \bar{d} Y^d d + \bar{l} Y^l l)
\end{aligned}$$

### A.2. Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III

Los términos del lagrangiano de Yukawa en 2HDM-III se desarrollan de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Y,0}^{2HDM-III} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}' H(Y_1^u c_\alpha + Y_2^u s_\alpha) u' + \bar{u}' h(-Y_1^u s_\alpha + Y_2^u c_\alpha) u' - i\bar{u}' G(Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) u' \right. \\
&\quad - i\bar{u}' A(-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) u' + \bar{d}' H(Y_1^d c_\alpha + Y_2^d s_\alpha) d' + \bar{d}' h(-Y_1^d s_\alpha + Y_2^d c_\alpha) d' \\
&\quad + i\bar{d}' G(Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) d' + i\bar{d}' A(-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) d' + \bar{l}' H(Y_1^l c_\alpha + Y_2^l s_\alpha) l' \\
&\quad \left. + \bar{l}' h(-Y_1^l s_\alpha + Y_2^l c_\alpha) l' + i\bar{l}' G(Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) l' + i\bar{l}' A(-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) l' \right\} p_R + h.c.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
h.c. &= \frac{p_R^\dagger}{\sqrt{2}} \left\{ u'^\dagger H(Y_1^u c_\alpha + Y_2^u s_\alpha) \bar{u}'^\dagger + u'^\dagger h(-Y_1^u s_\alpha + Y_2^u c_\alpha) \bar{u}'^\dagger + iu'^\dagger G(Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) \bar{u}'^\dagger \right. \\
&\quad + iu'^\dagger A(-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) \bar{u}'^\dagger + d'^\dagger H(Y_1^d c_\alpha + Y_2^d s_\alpha) \bar{d}'^\dagger + d'^\dagger h(-Y_1^d s_\alpha + Y_2^d c_\alpha) \bar{d}'^\dagger \\
&\quad - id'^\dagger G(Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) \bar{d}'^\dagger - id'^\dagger A(-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) \bar{d}'^\dagger + l'^\dagger H(Y_1^l c_\alpha + Y_2^l s_\alpha) \bar{l}'^\dagger \\
&\quad \left. + l'^\dagger h(-Y_1^l s_\alpha + Y_2^l c_\alpha) \bar{l}'^\dagger - il'^\dagger G(Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) \bar{l}'^\dagger - il'^\dagger A(-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) \bar{l}'^\dagger \right\} \\
&= \frac{p_R}{\sqrt{2}} \left\{ u'^\dagger H(Y_1^u c_\alpha + Y_2^u s_\alpha) \gamma^0 u' + u'^\dagger h(-Y_1^u s_\alpha + Y_2^u c_\alpha) \gamma^0 u' + iu'^\dagger G(Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) \gamma^0 u' \right. \\
&\quad + iu'^\dagger A(-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) \gamma^0 u' + d'^\dagger H(Y_1^d c_\alpha + Y_2^d s_\alpha) \gamma^0 d' + d'^\dagger h(-Y_1^d s_\alpha + Y_2^d c_\alpha) \gamma^0 d' \\
&\quad - id'^\dagger G(Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) \gamma^0 d' - id'^\dagger A(-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) \gamma^0 d' + l'^\dagger H(Y_1^l c_\alpha + Y_2^l s_\alpha) \gamma^0 l' \\
&\quad \left. + l'^\dagger h(-Y_1^l s_\alpha + Y_2^l c_\alpha) \gamma^0 l' - il'^\dagger G(Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) \gamma^0 l' - il'^\dagger A(-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) \gamma^0 l' \right\} \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}' H(Y_1^u c_\alpha + Y_2^u s_\alpha) u' + \bar{u}' h(-Y_1^u s_\alpha + Y_2^u c_\alpha) u' + i\bar{u}' G(Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) u' \right. \\
&\quad + i\bar{u}' A(-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) u' + \bar{d}' H(Y_1^d c_\alpha + Y_2^d s_\alpha) d' + \bar{d}' h(-Y_1^d s_\alpha + Y_2^d c_\alpha) d' \\
&\quad - i\bar{d}' G(Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) d' - i\bar{d}' A(-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) d' + \bar{l}' H(Y_1^l c_\alpha + Y_2^l s_\alpha) l' \\
&\quad \left. + \bar{l}' h(-Y_1^l s_\alpha + Y_2^l c_\alpha) l' - i\bar{l}' G(Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) l' - i\bar{l}' A(-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) l' \right\} p_L
\end{aligned}$$

Así

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Y,0}^{2HDM-III} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}' H(Y_1^u c_\alpha + Y_2^u s_\alpha) u' + \bar{u}' h(-Y_1^u s_\alpha + Y_2^u c_\alpha) u' + \bar{d}' H(Y_1^d c_\alpha + Y_2^d s_\alpha) d' \right. \\
&\quad \left. + \bar{d}' h(-Y_1^d s_\alpha + Y_2^d c_\alpha) d' + \bar{l}' H(Y_1^l c_\alpha + Y_2^l s_\alpha) l' + \bar{l}' h(-Y_1^l s_\alpha + Y_2^l c_\alpha) l' \right\} [p_R + p_L] \\
&\quad + \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ -i\bar{u}' G(Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) u' - i\bar{u}' A(-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) u' + i\bar{d}' G(Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) d' \right. \\
&\quad \left. + i\bar{d}' A(-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) d' + i\bar{l}' G(Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) l' + i\bar{l}' A(-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) l' \right\} [p_R - p_L] \\
\mathcal{L}_{Y,0}^{2HDM-III} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}' H(Y_1^u c_\alpha + Y_2^u s_\alpha) u' + \bar{u}' h(-Y_1^u s_\alpha + Y_2^u c_\alpha) u' + \bar{d}' H(Y_1^d c_\alpha + Y_2^d s_\alpha) d' \right. \\
&\quad \left. + \bar{d}' h(-Y_1^d s_\alpha + Y_2^d c_\alpha) d' + \bar{l}' H(Y_1^l c_\alpha + Y_2^l s_\alpha) l' + \bar{l}' h(-Y_1^l s_\alpha + Y_2^l c_\alpha) l' \right\} \\
&\quad + \frac{i}{\sqrt{2}} \left\{ -\bar{u}' G(Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) u' - \bar{u}' A(-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) u' + \bar{d}' G(Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) d' \right. \\
&\quad \left. + \bar{d}' A(-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) d' + \bar{l}' G(Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) l' + \bar{l}' A(-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) l' \right\} \gamma^5 \tag{A.1}
\end{aligned}$$

donde se empleó la definición de los proyectores quirales  $p_{R,L} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2}$ . El Lagrangiano de Yukawa en el Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III contiene una sección correspondiente a acoplamientos escalar-fermión-fermión y pseudoescalar-fermión-fermión. Similarmente, el sector cargado del lagrangiano de Yukawa se compone por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Y,CHARGED}^{2HDM-III} &= \left\{ \bar{u}' G^+ (Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) d' + \bar{u}' H^+ (-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) d' - \bar{d}' G^- (Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) u' \right. \\ &\quad \left. - \bar{d}' H^- (-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) u' + \bar{\nu}' G^+ (Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) l' + \bar{\nu}' H^+ (-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) l' \right\} p_R + h.c. \\ \mathcal{L}_{Y,CHARGED}^{2HDM-III} &= \left\{ \bar{u}' G^+ (Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) d' + \bar{u}' H^+ (-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) d' - \bar{d}' G^- (Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) u' \right. \\ &\quad \left. - \bar{d}' H^- (-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) u' + \bar{\nu}' G^+ (Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) l' + \bar{\nu}' H^+ (-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) l' \right\} \end{aligned} \quad (A.2)$$

Y el término de generación de masas

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{mass}^{2HDM-III} &= \left\{ \bar{u}' \left( \frac{Y_1^u v_1 + Y_2^u v_2}{\sqrt{2}} \right) u' + \bar{d}' \left( \frac{Y_1^d v_1 + Y_2^d v_2}{\sqrt{2}} \right) d' + \bar{l}' \left( \frac{Y_1^l v_1 + Y_2^l v_2}{\sqrt{2}} \right) l' \right\} p_R + h.c. \\ \mathcal{L}_{mass}^{2HDM-III} &= \bar{u}' \left( \frac{Y_1^u v_1 + Y_2^u v_2}{\sqrt{2}} \right) u' + \bar{d}' \left( \frac{Y_1^d v_1 + Y_2^d v_2}{\sqrt{2}} \right) d' + \bar{l}' \left( \frac{Y_1^l v_1 + Y_2^l v_2}{\sqrt{2}} \right) l' \end{aligned} \quad (A.3)$$

Para pasar a los eigenestados de masa, se aplican las rotaciones

$$\bar{f}_L = \bar{f}'_L V_L^{f\dagger} \quad (A.4)$$

$$f_R = V_R^f f'_R \quad (A.5)$$

Así

$$\mathcal{L}_{mass}^{2HDM-III} = \bar{u}' \bar{M}_u u' + \bar{d}' \bar{M}_d d' + \bar{l}' \bar{M}_l l' \quad (A.6)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Y,0}^{2HDM-III} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}' V_L^{u\dagger} V_L^u H (Y_1^u c_\alpha + Y_2^u s_\alpha) V_R^{u\dagger} V_R^u u' + \bar{u}' V_L^{u\dagger} V_L^u h (-Y_1^u s_\alpha + Y_2^u c_\alpha) V_R^{u\dagger} V_R^u u' \right. \\ &\quad + \bar{d}' V_L^{d\dagger} V_L^d H (Y_1^d c_\alpha + Y_2^d s_\alpha) V_R^{d\dagger} V_R^d d' + \bar{d}' V_L^{d\dagger} V_L^d h (-Y_1^d s_\alpha + Y_2^d c_\alpha) V_R^{d\dagger} V_R^d d' \\ &\quad \left. + \bar{l}' V_L^{l\dagger} V_L^l H (Y_1^l c_\alpha + Y_2^l s_\alpha) V_R^{l\dagger} V_R^l l' + \bar{l}' V_L^{l\dagger} V_L^l h (-Y_1^l s_\alpha + Y_2^l c_\alpha) V_R^{l\dagger} V_R^l l' \right\} \\ &+ \frac{i}{\sqrt{2}} \left\{ -\bar{u}' V_L^{u\dagger} V_L^u G (Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta) V_R^{u\dagger} V_R^u u' - \bar{u}' V_L^{u\dagger} V_L^u A (-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta) V_R^{u\dagger} V_R^u u' \right. \\ &\quad + \bar{d}' V_L^{d\dagger} V_L^d G (Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta) V_R^{d\dagger} V_R^d d' + \bar{d}' V_L^{d\dagger} V_L^d A (-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta) V_R^{d\dagger} V_R^d d' \\ &\quad \left. + \bar{l}' V_L^{l\dagger} V_L^l G (Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta) V_R^{l\dagger} V_R^l l' + \bar{l}' V_L^{l\dagger} V_L^l A (-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta) V_R^{l\dagger} V_R^l l' \right\} \gamma^5 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Y,0}^{2HDM-III} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}H(\tilde{Y}_1^u c_\alpha + \tilde{Y}_2^u s_\alpha)u + \bar{u}h(-\tilde{Y}_1^u s_\alpha + \tilde{Y}_2^u c_\alpha)u + \bar{d}H(\tilde{Y}_1^d c_\alpha + \tilde{Y}_2^d s_\alpha)d \right. \\
&\quad \left. + \bar{d}h(-\tilde{Y}_1^d s_\alpha + \tilde{Y}_2^d c_\alpha)d + \bar{l}H(\tilde{Y}_1^l c_\alpha + \tilde{Y}_2^l s_\alpha)l + \bar{l}h(-\tilde{Y}_1^l s_\alpha + \tilde{Y}_2^l c_\alpha)l \right\} \\
&+ \frac{i}{\sqrt{2}} \left\{ -\bar{u}G(\tilde{Y}_1^u c_\beta + \tilde{Y}_2^u s_\beta)u - \bar{u}A(-\tilde{Y}_1^u s_\beta + \tilde{Y}_2^u c_\beta)u + \bar{d}G(\tilde{Y}_1^d c_\beta + \tilde{Y}_2^d s_\beta)d \right. \\
&\quad \left. + \bar{d}A(-\tilde{Y}_1^d s_\beta + \tilde{Y}_2^d c_\beta)d + \bar{l}G(\tilde{Y}_1^l c_\beta + \tilde{Y}_2^l s_\beta)l + \bar{l}A(-\tilde{Y}_1^l s_\beta + \tilde{Y}_2^l c_\beta)l \right\} \gamma^5 \\
\mathcal{L}_{Y,0,U}^{2HDM-III} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}H(\tilde{Y}_1^u c_\alpha + \tilde{Y}_2^u s_\alpha)u + \bar{u}h(-\tilde{Y}_1^u s_\alpha + \tilde{Y}_2^u c_\alpha)u \right\} \\
&- \frac{i}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{u}G(\tilde{Y}_1^u c_\beta + \tilde{Y}_2^u s_\beta)u + \bar{u}A(-\tilde{Y}_1^u s_\beta + \tilde{Y}_2^u c_\beta)u \right\} \gamma^5 \tag{A.7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Y,0,D}^{2HDM-III} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{d}H(\tilde{Y}_1^d c_\alpha + \tilde{Y}_2^d s_\alpha)d + \bar{d}h(-\tilde{Y}_1^d s_\alpha + \tilde{Y}_2^d c_\alpha)d \right\} \\
&+ \frac{i}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{d}G(\tilde{Y}_1^d c_\beta + \tilde{Y}_2^d s_\beta)d + \bar{d}A(-\tilde{Y}_1^d s_\beta + \tilde{Y}_2^d c_\beta)d \right\} \gamma^5 \tag{A.8}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Y,0,L}^{2HDM-III} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{l}H(\tilde{Y}_1^l c_\alpha + \tilde{Y}_2^l s_\alpha)l + \bar{l}h(-\tilde{Y}_1^l s_\alpha + \tilde{Y}_2^l c_\alpha)l \right\} \\
&+ \frac{i}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{l}G(\tilde{Y}_1^l c_\beta + \tilde{Y}_2^l s_\beta)l + \bar{l}A(-\tilde{Y}_1^l s_\beta + \tilde{Y}_2^l c_\beta)l \right\} \gamma^5 \tag{A.9}
\end{aligned}$$

Asimismo, las corrientes cargadas

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Y,CHARGED}^{2HDM-III} &= \left\{ \bar{u}'V_L^{u\dagger}V_L^u G^+(Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta)V_R^{d\dagger}V_R^d d' + \bar{u}'V_L^{u\dagger}V_L^u H^+(-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta)V_R^{d\dagger}V_R^d d' \right. \\
&\quad - \bar{d}'V_L^{d\dagger}V_L^d G^-(Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta)V_R^{u\dagger}V_R^u u' - \bar{d}'V_L^{d\dagger}V_L^d H^-(-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta)V_R^{u\dagger}V_R^u u' \\
&\quad \left. + \bar{\nu}'V_L^{\nu\dagger}V_L^\nu G^+(Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta)V_R^{l\dagger}V_R^l l' + \bar{\nu}'V_L^{\nu\dagger}V_L^\nu H^+(-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta)V_R^{l\dagger}V_R^l l' \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Y,CHARGED}^{2HDM-III} &= \left\{ \bar{u}G^+V_L^u(Y_1^d c_\beta + Y_2^d s_\beta)V_R^{d\dagger}d + \bar{u}H^+V_L^u(-Y_1^d s_\beta + Y_2^d c_\beta)V_R^{d\dagger}d \right. \\
&\quad - \bar{d}G^-V_L^d(Y_1^u c_\beta + Y_2^u s_\beta)V_R^{u\dagger}u - \bar{d}H^-V_L^d(-Y_1^u s_\beta + Y_2^u c_\beta)V_R^{u\dagger}u \\
&\quad \left. + \bar{\nu}G^+V_L^\nu(Y_1^l c_\beta + Y_2^l s_\beta)V_R^{l\dagger}l + \bar{\nu}H^+V_L^\nu(-Y_1^l s_\beta + Y_2^l c_\beta)V_R^{l\dagger}l \right\}
\end{aligned}$$

## Apéndice B

# Amplitud de probabilidad

La amplitud de probabilidad dada por el diagrama (3.2) permite el computo del ancho de decaimiento de un bosón escalar a dos fermiones en el estado final

$$\mathcal{M} = \lambda_{\phi\bar{f}_2f_3} \bar{u}_3 \nu_2 \quad \mathcal{M}^\dagger = \lambda_{\phi\bar{f}_2f_3}^* \bar{\nu}_2 u_3 \quad (\text{B.1})$$

$$\begin{aligned} |\bar{\mathcal{M}}|^2 &= \sum_{s_2, s_3} \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger = \lambda_{\phi\bar{f}_2f_3}^2 \sum_{s_2, s_3} (\bar{u}_3 \nu_2) (\bar{\nu}_2 u_3) = \sum_{s_3} (u_3)_d (\bar{u}_3)_a \sum_{s_2} (\nu_2)_b (\bar{\nu}_2)_c \\ &= \lambda_{\phi\bar{f}_2f_3}^2 (\not{p}_3 - m_3)_{da} \Gamma_{ab}^5 (\not{p}_2 + m_2)_{bc} \Gamma_{cd}^5 = \lambda_{\phi\bar{f}_2f_3}^2 \text{Tr}[(\not{p}_3 - m_3)(\not{p}_2 + m_2)] \\ &= \lambda_{\phi\bar{f}_2f_3}^2 \left( p_{3\mu} p_{2\nu} 4g^{\mu\nu} - m_2 m_3 4 \right) = 4 \lambda_{\phi\bar{f}_2f_3}^2 [p_2 \cdot p_3 - m_2 m_3] \end{aligned}$$

De las condiciones de capa de masa (on-shell)  $p_i^2 = m_i^2$ , se tiene que

$$m_\phi^2 = p_1^2 = (p_2 + p_3)^2 = m_2^2 + m_3^2 + 2p_2 \cdot p_3 \quad p_2 \cdot p_3 = \frac{m_\phi^2 - m_2^2 - m_3^2}{2}$$

por tanto

$$\begin{aligned} \Gamma(\phi \rightarrow f_2 \bar{f}_3) &= \frac{|\vec{p}_1|}{32m_\phi^2 \pi^2} \int |\bar{\mathcal{M}}|^2 d\Omega = \frac{|\vec{p}_1|}{32m_\phi^2 \pi^2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} |\bar{\mathcal{M}}|^2 d(\cos\theta) d\phi = \frac{|\vec{p}_1|}{8m_\phi^2 \pi} |\bar{\mathcal{M}}|^2 \\ &= \frac{\lambda_{\phi\bar{f}_2f_3}^2}{16m_\phi^3 \pi} \left\{ m_\phi^4 + m_2^4 + m_3^4 - 2(m_\phi^2 m_2^2 + m_\phi^2 m_3^2 + m_2^2 m_3^2) \right\}^{1/2} \left\{ 2(m_\phi^2 - m_2^2 - m_3^2 - 2m_2 m_3) \right\} \end{aligned}$$

Al definir la variable  $\alpha_i = \frac{m_i^2}{m_\phi^2}$

$$\begin{aligned} \Gamma(\phi \rightarrow f_2 \bar{f}_3) &= \frac{\lambda_{\phi\bar{f}_2f_3}^2 m_\phi}{16\pi} \left\{ 1 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 - 2(\alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_2 \alpha_3) \right\}^{1/2} \left\{ 2 \left( 1 - \frac{m_2^2}{m_\phi^2} - \frac{m_3^2}{m_\phi^2} - 2 \frac{m_2 m_3}{m_\phi^2} \right) \right\} \\ \Gamma(\phi \rightarrow f_2 \bar{f}_3) &= \frac{\lambda_{\phi\bar{f}_2f_3}^2 m_\phi N_c}{8\pi} \left\{ 1 + (\alpha_2 - \alpha_3)^2 - 2(\alpha_2 + \alpha_3) \right\}^{1/2} \left\{ 1 - \left( \frac{m_2}{m_\phi} + \frac{m_3}{m_\phi} \right)^2 \right\} \quad (\text{B.2}) \end{aligned}$$

El ancho de decaimiento de una partícula pseudoescalar a dos fermiones en el estado final se obtiene de manera análoga.



# Bibliografía

- [1] M. D. Schwartz, “Quantum Field Theory and the Standard Model,” Cambridge University Press, 2014. doi:10.1017/CBO9781139047569
- [2] L. H. Ryder, “Quantum Field Theory,” 2nd ed., Cambridge University Press, 1996. ISBN: 978-0-521-47814-4 doi:10.1017/CBO9781139172759
- [3] P. A. Zyla *et al.* [Particle Data Group], Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020). doi:10.1093/ptep/ptaa104
- [4] O. G. Miranda, M. Tórtola and J. W. F. Valle, [arXiv:1604.05690 [hep-ph]].
- [5] S. Navas, C. Amsler, T. Gutsche, C. Hanhart, J. J. Hernández-Rey, C. Lourenço, A. Masoni, M. Mikhasenko, R. E. Mitchell, J. Anderson, M. Kramer, P. Schaffner, and W. Zheng (Particle Data Group Collaboration), *Phys. Rev. D* **110**, 030001 (2024). doi:10.1103/PhysRevD.110.030001
- [6] M. Thomson, “Modern Particle Physics,” Cambridge University Press, 2013. ISBN: 978-1-107-03426-6 doi:10.1017/CBO9781139525364
- [7] R. A. Diaz, [arXiv:hep-ph/0212237 [hep-ph]].
- [8] S. Gonzalez, [arXiv:2003.02796 [hep-ex]].
- [9] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, “An Introduction to Quantum Field Theory,” Addison-Wesley, 1995. ISBN: 978-0-201-50397-5
- [10] H. Elvang and Y. t. Huang, “Scattering Amplitudes in Gauge Theory and Gravity,” Cambridge University Press, 2015. [arXiv:1308.1697 [hep-th]]
- [11] E. P. Escobar, “Mecanismos para generar masas en física de partículas,”. Available online: [https://fisica.usac.edu.gt/public/tesis\\_lic/mesala\\_p/generacion\\_de\\_masas.pdf](https://fisica.usac.edu.gt/public/tesis_lic/mesala_p/generacion_de_masas.pdf) [Accessed: 24 Jun 2024].
- [12] M. A. Arroyo-Ureña, J. L. Díaz-Cruz, O. Félix-Beltrán and M. Zeleny-Mora, Int. J. Mod. Phys. A **39** (2024) no.21, 2450079 doi:10.1142/S0217751X24500799 [arXiv:2308.01380 [hep-ph]].
- [13] [CEPC Study Group], “CEPC Conceptual Design Report: Volume 1 - Accelerator,” [arXiv:1809.00285 [physics.acc-ph]].
- [14] X. Zuo [FCC-ee flavor group], PoS **EPS-HEP2023** (2024), 331 doi:10.22323/1.449.0331
- [15] M. A. Arroyo Ureña, “Efectos de nueva física en procesos del lepton  $\tau$ ”.
- [16] B. Grinstein, C. W. Murphy and P. Uttayarat, JHEP **06** (2016), 070 doi:10.1007/JHEP06(2016)070 [arXiv:1512.04567 [hep-ph]].

- [17] M. A. Arroyo-Ureña and J. L. Diaz-Cruz, Phys. Lett. B **810** (2020), 135799 doi:10.1016/j.physletb.2020.135799 [arXiv:2005.01153 [hep-ph]].
- [18] J. L. Diaz-Cruz, A. Diaz-Furlong and J. H. Montes de Oca, [arXiv:1010.0950 [hep-ph]].
- [19] N. Darvishi and A. Pilaftsis, “Mixed CP Violation and Natural Alignment in 2HDMs,” [arXiv:2503.18588 [hep-ph]].
- [20] M. Arroyo and T. Valencia, [arXiv:2002.04120 [hep-ph]].
- [21] E. Barradas-Guevara, O. Felix-Beltran, F. Gonzalez-Canales and M. Zeleny-Mora, Phys. Rev. D **97** (2018) no.3, 035003 doi:10.1103/PhysRevD.97.035003 [arXiv:1704.03474 [hep-ph]].
- [22] W. Greiner and D. A. White, “Particle Physics,” Springer, 1st ed., 1996. ISBN: 978-3-540-59338-6 doi:10.1007/978-3-642-97682-7
- [23] P. A. Nogueira and T. Pichardo, Phys. Rev. D **80**, 091702(R) (2009). Available: <https://digital.csic.es/bitstream/10261/33004/1/e091702.pdf>
- [24] D. Griffiths, “Introduction to Elementary Particles,” 2nd ed., Wiley-VCH, 2008. ISBN: 978-3-527-40601-2
- [25] C. Téllez, Revista de Divulgación Científica Universciencia, Jan. 2021. Available: <http://revista.soyuo.mx/index.php/uc/article/view/157>
- [26] J. Lorenzo Díaz-Cruz, Rev. Mex. Fis. **65** (2019) no.5, 419-439 doi:10.31349/RevMexFis.65.419 [arXiv:1904.06878 [hep-ph]].
- [27] F. Rajec, “Two-Higgs-Doublet Models”
- [28] Y. Grossman, “Introduction to Flavour Physics,” doi:10.1007/978-3-319-05362-2\_2
- [29] S. P. Das, J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, A. Rosado and R. Xoxocotzi, Phys. Rev. D **94** (2016) no.5, 055003 doi:10.1103/PhysRevD.94.055003 [arXiv:1503.01464 [hep-ph]].
- [30] G. C. Branco, L. Lavoura and J. P. Silva, “CP Violation,” Oxford University Press, 1999. ISBN: 978-0-19-850399-6 doi:10.1093/acprof:oso/9780198503996.001.0001
- [31] R. A. García Gómez, “Fundamentos del Mecanismo de Higgs,” Disponible en: <https://repositorioinstitucional.buap.mx/server/api/core/bitstreams/a15e8526-762b-4764-aabe-db468c91d2b0/content>
- [32] A. Crivellin, J. Heeck and D. Müller, Phys. Rev. D **97** (2018) no.3, 035008 doi:10.1103/PhysRevD.97.035008 [arXiv:1710.04663 [hep-ph]].
- [33] M. A. Arroyo-Ureña, J. L. Diaz-Cruz, E. Díaz and J. A. Orduz-Ducucara, Chin. Phys. C **40**, no.12, 123103 (2016) doi:10.1088/1674-1137/40/12/123103 [arXiv:1306.2343 [hep-ph]].
- [34] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher and J. P. Silva, Phys. Rept. **516**, 1-102 (2012) doi:10.1016/j.physrep.2012.02.002 [arXiv:1106.0034 [hep-ph]].
- [35] M. Sher, Mod. Phys. Lett. A **37**, no.22, 2230011 (2022) doi:10.1142/S0217732322300117 [arXiv:2207.06771 [hep-ph]].
- [36] W. Rodejohann and U. Saldaña-Salazar, JHEP **07**, 036 (2019) doi:10.1007/JHEP07(2019)036 [arXiv:1903.00983 [hep-ph]].
- [37] A. Pich, “The Standard Model of Electroweak Interactions,” [arXiv:1201.0537 [hep-ph]].

- [38] J. Hernandez-Sanchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui and A. Rosado, *JHEP* **07**, 044 (2013) doi:10.1007/JHEP07(2013)044 [arXiv:1212.6818 [hep-ph]].
- [39] C. D. Froggatt and H. B. Nielsen, *Nucl. Phys. B* **147** (1979), 277-298 doi:10.1016/0550-3213(79)90316-X
- [40] M. A. Arroyo-Ureña, R. Gaitán and T. A. Valencia-Pérez, *Rev. Mex. Fis. E* **19**, no.2, 020206 (2022) doi:10.31349/RevMexFisE.19.020206 [arXiv:2008.00564 [hep-ph]].
- [41] J. F. Kamenik, A. Korajac, M. Szewc, M. Tamaro and J. Zupan, *Phys. Rev. D* **109** (2024) no.1, L011301 doi:10.1103/PhysRevD.109.L011301 [arXiv:2306.17520 [hep-ph]].
- [42] J. L. Diaz-Cruz, E. Díaz and J. A. Orduz-Ducuará, *J. Phys. Conf. Ser.* **651**, no.1, 012016 (2015) doi:10.1088/1742-6596/651/1/012016
- [43] M. Bauer, T. Schell and T. Plehn, *Phys. Rev. D* **94** (2016) no.5, 056003 doi:10.1103/PhysRevD.94.056003 [arXiv:1603.06950 [hep-ph]].
- [44] D. M. Islas Sánchez, “Decaimiento del bosón de Higgs con cambio de sabor leptónico en el 2HDM-III,” Tesis de Licenciatura, Benemérita Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo (UAEH), ICBI, México, 2019. Disponible en: <http://dgsa.uaeh.edu.mx:8080/bibliotecadigital/handle/231104/4391>
- [45] V. E. Ceron, U. Cotti, J. L. Diaz-Cruz and M. Maya, *Phys. Rev. D* **57** (1998), 1934-1939 doi:10.1103/PhysRevD.57.1934 [arXiv:hep-ph/9705478 [hep-ph]].
- [46] F. Arco, D. Domenech, M. J. Herrero and R. A. Morales, *Phys. Rev. D* **108** (2023) no.9, 095013 doi:10.1103/PhysRevD.108.095013 [arXiv:2307.15693 [hep-ph]].
- [47] S. Ramos-Sánchez, “*Relatividad para futuros físicos*”. CopIt ArXives (2018). <https://copitarxives.fisica.unam.mx/LT0001ES/LT0001ES.html>
- [48] A. Abada *et al.* [FCC], *Eur. Phys. J. ST* **228** (2019) no.2, 261-623 doi:10.1140/epjst/e2019-900045-4
- [49] J. L. Diaz-Cruz, B. L. Lopez, O. Meza-Aldama and J. R. Perez, *Rev. Mex. Fis. E* **61** (2015), 104 [arXiv:1511.07477 [physics.gen-ph]].
- [50] J. Reyes Pérez, *Rev. Mex. Fis. E* **22** (2025) no.1, 010203 doi:10.31349/RevMexFisE.22.010203
- [51] C. Miralles Vila, “Naturalness and the Hierarchy Problem in the Type I and Type II See-saw Models,”
- [52] D. Chakraborty, J. L. Díaz-Cruz, J. Reyes Pérez and P. O. Ruiz, *Int. J. Mod. Phys. A* **40** (2025) no.04, 2450177 doi:10.1142/S0217751X2450177X [arXiv:2406.11001 [hep-th]].
- [53] J. Reyes Pérez, “Métodos de amplitudes en QFT supersimétricas,”
- [54] T. P. Cheng and M. Sher, *Phys. Rev. D* **35** (1987), 3484 doi:10.1103/PhysRevD.35.3484
- [55] S. M. Sánchez Naranjo, “Producción de Higgs cargado en colisionadores de fotones para 2HDM-III,”
- [56] J. L. Diaz-Cruz, J. Hernandez-Sanchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui and A. Rosado, *Phys. Rev. D* **79** (2009), 095025 doi:10.1103/PhysRevD.79.095025 [arXiv:0902.4490 [hep-ph]].
- [57] R. Harnik, J. Kopp and J. Zupan, *JHEP* **03** (2013), 026 doi:10.1007/JHEP03(2013)026 [arXiv:1209.1397 [hep-ph]].

- [58] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS], Eur. Phys. J. C **79** (2019) no.5, 421 doi:10.1140/epjc/s10052-019-6909-y [arXiv:1809.10733 [hep-ex]].
- [59] M. A. Arroyo-Ureña, J. L. Díaz-Cruz, G. Tavares-Velasco, A. Bolaños and G. Hernández-Tomé, Phys. Rev. D **98** (2018) no.1, 015008 doi:10.1103/PhysRevD.98.015008 [arXiv:1801.00839 [hep-ph]].
- [60] L. Evans and P. Bryant, *JINST*, vol. 3, S08001, 2008. DOI: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>.
- [61] T. Behnke *et al.*, arXiv: <https://arxiv.org/abs/1306.6327> [physics.acc-ph], 2013.
- [62] D. Green, Cambridge University Press, 2005. ISBN: 978-0-521-85346-5.
- [63] B. Abi *et al.* [Muon g-2], Phys. Rev. Lett. **126** (2021) no.14, 141801 doi:10.1103/PhysRevLett.126.141801 [arXiv:2104.03281 [hep-ex]].
- [64] D. P. Aguillard *et al.* [Muon g-2], [arXiv:2506.03069 [hep-ex]].