Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Producción de bosones de Higgs neutros y cargados en colisionadores *pp* (LHC y futuros colisionadores)

TESIS

presentada al Posgrado de Física Aplicada
para obtener el grado de:

Doctor en Ciencias (Física Aplicada)

presentada por:

Víctor Manuel López Guerrero

asesorado por:

Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz [FCFM-BUAP]

Dr. Alfonso Rosado Sánchez [IFUAP-BUAP]

Puebla, Pue.
Noviembre 2025

Índice general

Agradecimientos xi

Resumen xiii

Introducción xv

1. El Modelo Estandar 1
- 1.1. Teorías Gauge . . . 2
  - 1.1.1. Invariancia gauge local $U(1)$ . . . 2
  - 1.1.2. Invariancia gauge local $SU(2)$ . . . 3
  - 1.1.3. Mecanismo de Higgs . . . 3
- 1.2. Lagrangiana del Modelo Estándar . . . 5
  - 1.2.1. Sector de Higgs . . . 5
  - 1.2.2. Sector de Yang-Mills . . . 7
  - 1.2.3. Sector de Yukawa . . . 8
  - 1.2.4. Sector de corrientes . . . 10
  - 1.2.5. Sector fuerte . . . 11
- 1.3. Dispersión Inelástica Profunda . . . 11
- 1.4. Sección eficaz . . . 12
  - 1.4.1. Funciones de Distribución Partónica . . . 13
- 1.5. Problemas del Modelo Estándar . . . 14

2. Modelo de Dos Dobletes de Higgs Tipo III 15
- 2.1. Potencial de Higgs en el 2HDM . . . 15
- 2.2. Lagrangiana de Yukawa para el 2HDM-III . . . 17
- 2.3. Acoplamientos . . . 19

3. Producción de bosones de Higgs neutros y cargados 23
- 3.1. Procesos con bosones de Higgs cargados y neutros en colisiones ep . . . 23
- 3.2. Producción de bosones de Higgs cargados y neutros en colisiones ee . . . 24
- 3.3. Producción de bosones de Higgs cargados y neutros en colisiones pp . . . 25
  - 3.3.1. Producción directa . . . 25
  - 3.3.2. Sección eficaz hadrónica para la producción directa . . . 27
  - 3.3.3. Fusión de gluones en la producción de bosones de Higgs . . . 28

4. Resultados 31
- 4.1. Producción directa de bosones de Higgs . . . 31
  - 4.1.1. Sección eficaz para la producción directa del bosón h^0 . . . 31
- 4.2. Espacio de parámetros . . . 32
  - 4.2.1. Sección eficaz para la producción directa del bosón H^+ . . . 34

4.3. Sección eficaz para la producción directa del bosón H^0 35
4.4. Sección eficaz para la producción directa del bosón A^0 36
4.5. Producción asociada del bosón de Higgs con un quark top 36

A. Base de Higgs **45**

B. Restricciones sobre las matrices de cambio de sabor **49**

Conclusiones **51**

Bibliografía **53**

Lista de figuras

1.1. Partículas del Modelo Estándar 1
1.2. El potencial $V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4$ para a) $\mu^2 > 0$ y b) $\mu^2 < 0$. 4
1.3. 12
1.4. Gráficas de las PDFs de MSTW 2008 con $Q^2 = 10\,\mathrm{GeV}^2$ y $Q^2 = 10^4\,\mathrm{GeV}^2$ [47]. 14

3.1. Diagrama de Feynman para un Higgs radiado por un quark en el subproceso $eq \to l^-\phi^0 q$. 24
3.2. Diagrama de Feynman para la fusión vectorial en el subproceso $eq \to l^-\phi^0 q$. 24
3.3. Diagrama de Feynman para el subproceso $q + q \to H^+$. 25
3.4. Diagrama de Feynman para el subproceso $q + q \to \phi^0$. 26
3.5. Diagrama de Feynman para la fusión de gluones. 28

4.1. Resultados de la sección eficaz total $\sigma(pp \to h^0 + X)$ con $\sqrt{s} = 14$ TeV. 32
4.2. Valores permitidos para los parámetros $\cos(\alpha - \beta)$ y $\tan\beta$. 33
4.3. Valores permitidos para los parámetros χ_{tt} y $\cos(\alpha - \beta)$. 33
4.4. Puntos permitidos en el plano $\chi_{tt} - \tan\beta$ (a) Valores $\mathcal{R}_{b,\gamma,\tau}$ y (b)Valores $\mathcal{R}_{W,Z}$. 34
4.5. Gráfica de $\sigma(p + p \to H^+ + X)$, con $\sqrt{s} = 14$ TeV. 35
4.6. Resultados de la sección eficaz total $\sigma(p + p \to H^0 + X)$ con $\sqrt{s} = 14$ TeV. 35
4.7. Resultados de la sección eficaz total $\sigma(p + p \to A^0 + X)$ con $\sqrt{s} = 14$ TeV. 36
4.8. Diagramas de Feynman para el proceso $gc \to th^0$, (a) canal-s y (b) canal-t. 37
4.9. Gráficas de la sección eficaz como función de χ_{tc} con $\cos(\beta - \alpha) = 0.05$ y $\sqrt{s} = 14$TeV. . 37
4.10. Gráficas de la sección eficaz como función de χ_{tc} con $\cos(\beta - \alpha) = 0.10$ y $\sqrt{s} = 14$TeV. . 37
4.11. Valores permitidos por el límite superior de $\mathcal{BR}(t \to ch^0)$ en el plano χ_{tc}-$\tan\beta$. 38
4.12. Valores permitidos por el límite superior de $\mathcal{BR}(t \to ch^0)$ en el plano χ_{tc}-$\cos(\alpha - \beta)$. . . 38
4.13. Valores permitidos para los parámetros $\cos(\alpha - \beta)$ y $\tan\beta$. 39
4.14. Gráficas de distribuciones del background y la señal: (a) Masa invariante de los fotónes, (b) Masa invariante de b_1 y ℓ_1, (c) p_T del fotón-1, (d) p_T del fotón-2. 40
4.15. *Significancia* (*signal significance* en inglés) como función de la luminosidad integrada: (a) Escenario $S1$, (b) Escenario $S2$. Hemos considerado una incertidumbre sistemática de $\kappa = 5\,\%$ (lineas punteadas), en las lineas solidas no se considera. Los puntos rojos en (a) corresponden a la significancia para $\chi_{tc} = 5$, calculada a través de cortes sobre las variables cinemáticas. 41

Índice de tablas

2.1. Clasificación de los 2HDM de acuerdo con los acoplamientos de los dobletes de Higgs en el sector de Yukawa. 17
2.2. Valores de X e Y para el 2HDM-III. Donde $s_\alpha = \operatorname{sen}\alpha$, $c_\alpha = \cos\alpha$, $s_\beta = \operatorname{sen}\beta$ y $c_\beta = \cos\beta$. 19

4.1. Sección eficaz (σ) para los escenarios $S1$, $S2$. 39
4.2. Secciones eficaces de los backgrounds dominantes. 39

B.1. Valores para las diagonales de las matrices $\tilde{\chi}_2^q$. 51

A mi madre Reina Guerrero Polo

Agradecimientos

Agradezco a mis padres Reina Guerrero Polo y Bernardino López García por el esfuerzo que hicieron al apoyarme para que pudiera continuar con mis estudios.

A la Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán por todo el apoyo que me brindó en el aspecto académico por medio de la organización de cursos y talleres relacionadas con mi área de estudio. También agradezco su apoyo para obtener las becas asignadas a los congresos y talleres que asistí.

A los doctores J. Lorenzo Díaz Cruz y Alfonso Rosado Sánchez por haberme confiado el tema de tesis y por orientarme en la realización de la misma.

A los miembros del jurado los doctores: Gilberto Tavares Velasco, Olga Guadalupe Félix Beltrán, María Isabel Pedraza Morales, Moisés Zeleny Mora, Tomás Antonio Valencia Pérez y Marco Antonio Arroyo Ureña por las sugerencias y observaciones hechas acerca del trabajo de tesis.

Al Dr. Marco Antonio Arroyo Ureña por su apoyo respecto a los programas utilizados y por las discusiones relacionadas con mi tema de tesis.

A la SECIHTI (Secretaría de Ciencia Humanidades Tecnología e Innovación) por la beca que me otorgó durante los años que estudié el doctorado.

A la VIEP por haberme apoyado con una beca, la beca fue solicitada por la Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán como parte del Proyecto VIEP-BUAP 198 20023.

A la FCFM-BUAP por apoyarme académicamente través de los cursos impartidos, por otorgarme las becas para los eventos a los que asistí. Agradezco a los profesores de la facultad por el esfuerzo realizado al impartir los cursos a los que asistí. Agradezco el apoyo recibido por parte de los miembros del comité de Posgrado en Física Aplicada y al personal administrativo por su ayuda respecto a los tramites realizados.

Al Centro Internacional de Física Fundamental (CIFFU) por permitirme participar en los eventos organizados.

En general agradezco la BUAP por el apoyo otorgado a través de sus dependencias académicas y administrativas.

Resumen

En este trabajo se estudia la producción de bosones de Higgs neutros y cargados en el LHC (Large Hadron Collider) y colisionadores futuros. El modelo utilizado para realizar los cálculos es el 2HDM (Two Higgs Doublet Model) del tipo-III, que es una extensión del Modelo Estándar. Específicamente, en este trabajo se analizan procesos de producción directa: $p + p \to \phi + X$, $e + e \to \phi + X$, donde $\phi = A^0, H^0, h^0, H^\pm$. También, se estudian procesos con violación de sabor; característica importante del 2HDM-III ya que permite acoplamientos con cambio de sabor a nivel árbol entre bosones de Higgs y fermiones. Primero se revisa la construcción del modelo, para su implementación utilizando el programa `FeynRules`. Con `FeynRules` se generan los archivos qe utilizan los programas `CalcHEP` y `MadGraph` para calcular las secciones eficaces de los procesos de producción de bosones de Higgs. Finalmente se hará la simulación de eventos para el proceso $pp \to h^0 t + X$.

PALABRAS CLAVE

Bosones de Higgs
Violación de sabor
LHC

Introducción

El Modelo Estándar (ME) está basado en resultados obtenidos de Teoría Cuántica del Campo y resultados de Teorías Gauge. Las interacciones fuertes son descritas por el grupo de norma $SU(3)_C$, mientras que $SU(2)_L \times U(1)_Y$ representa a las interacciones electrodébiles [1,2]. Este modelo ha pasado exitosamente pruebas experimentales muy precisas [3, 4] explicando una gran cantidad de resultados obtenidos en física de partículas. El contenido de partículas del ME se divide en dos grupos, fermiones y bosones. En los fermiones se incluyen leptones y quarks, ambos se organizan en tres generaciones o familias. Los bosones son los mediadores de las interacciones entre las partículas; los bosones $W^{\pm}$ y Z^0 son asociados a la interacción electrodébil, los gluones g son asociados a la interacción fuerte y los fotones γ son asociados a la interacción electromagnética. El Mecanismo de Higgs provee masa a los bosones $W^{\pm}$ y Z^0, dejando una partícula remanente llamada bosón de Higgs, este bosón debe ser un escalar eléctricamente neutro y su masa debe ser del orden de la escala electrodébil [5,6]. El 4 de julio de 2012 los experimentos ATLAS y CMS del CERN anunciaron el descubrimiento de una partícula escalar con una masa alrededor de 125 GeV, identificada como el bosón de Higgs h^0 del ME [7, 8].

En física de partículas existen resultados que no pueden ser explicados por medio del ME, como la materia oscura [9] y la masa de los neutrinos [10], estos fenómenos indican la existencia de física mas allá del ME. Para explicar estos resultados se han construido nuevos modelos y teorías que hasta la fecha no han sido confirmados. Entre las teorías más desarrolladas se encuentran Supersimetría [11], Teoría de Cuerdas [12], Teorías de Gran Unificación [13, 14] y extensiones del ME [15]. Es posible extender el ME de dos maneras: agregando más campos de Higgs o añadiendo otra simetría. Una extensión compatible con la invarianza de norma del ME es el Modelo de Dos Dobletes de Higgs (2HDM); que consiste en agregar un segundo doblete de Higgs con los mismos números cuánticos que el primero [16]. Entre las carácteristicas importantes del 2HDM se encuentra que además del bosón de higgs h^0 (asociado con el bosón de Higgs del ME), aparecen tres bosones de Higgs adicionales, dos neutros (H^0,A^0) y dos cargados ($H^{\pm}$). Dependiendo de la forma de las interacciones en el sector de Yukawa se pueden definir varios tipos de 2HDM, como son el tipo-I, tipo-II, tipo-III, flipped y lepton specific [17]. En el 2HDM-III se tienen acoplamientos con cambio de sabor a nivel árbol, lo que implica la aparición de procesos que no existen en el ME. Se han desarrollado trabajos donde se estudian las propiedades del 2HDM-III [18–20], respecto a la parte fenomenológica se han realizado trabajos con el fin de confirmar la existencia de los nuevos bosones de Higgs [21, 22] y la detección de procesos con cambio de sabor [23, 24].

En este trabajo estudiaremos la producción de bosones de Higgs neutros y cargados en el marco del 2HDM-III. Después de revisar detalladamente al modelo, este se implementará con el programa `FeynRules` [25]. A partir de `FeynRules` se podrán generar los archivos que utilizan los programas `CalcHEP` [26] y `MadGraph` [27], con estos programas podremos calcular las secciones eficaces para todos los procesos permitidos dentro del 2HDM-III. Una vez obtenidas las secciones eficaces, se podrán identificar a los procesos de producción de bosones de Higgs más relevantes. Entre los procesos más relevantes se mostrará que $pp \to th^0$ puede ser detectado el experimento HL-LHC [28], confirmando la validez del 2HDM-III.

El trabajo realizado se estructura de la siguiente forma: en el capítulo1 se hará una revisión del ME, en el capítulo 2 se desarrollará la construcción del 2HDM-III, en el capítulo 3 se estudiarán los procesos de producción de bosones de Higgs, finalmente en el capítulo 4 se calcularán los procesos de producción directa más relevantes teniendo en cuenta las cotas experimentales para el LHC, también en el capítulo 4 se calculará el proceso de producción $pp \to th^0$, proponiendo una señal para su posible detección en el experimento HL-LHC.

Capítulo 1

El Modelo Estandar

El Modelo Estándar describe a las interacciones fundamentales como el intercambio de partículas llamadas bosónes. El fotón γ es el mediador de la interacción electromagnética, el gluón g de la interacción fuerte, los bosónes $W^{\pm}$ y Z^0 de la interacción débil. La teoría electrodébil inició como un modelo propuesto por Glashow, que combinaba a las interacciones débil y electromagnética en una simetría $SU(2)$ x $U(1)$ [1]. Steven Weinberg y Abdus Salam implementaron el mecanismo de Higgs para generar la masa de los bosones y de los fermiones, utilizando una teoría gauge. Finalmente Gerard 't Hooft demostró que la teoría electrodébil es renormalizable [29].

La Cromodinámica Cuántica (QCD, por sus siglas en inglés) fue aceptada como teoría cuando David Gross, David Politzer y Frank Wilckzek lograron explicar el fenómeno conocido como libertad asintótica [30–32]. El Modelo Estándar es la unión de la teoría electrodébil con la QCD, dos implicaciones importantes del Modelo Estándar son:

1. La materia está formada de leptones y quarks.

2. Las interacciones son descritas matemáticamente por teorías gauge.

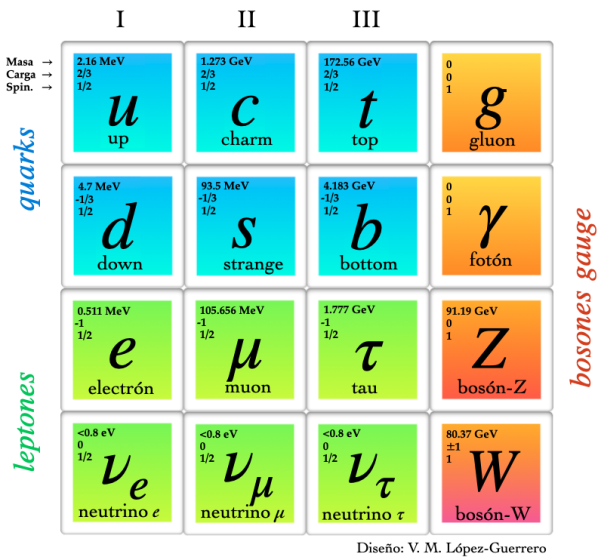


Figura 1.1: Partículas del Modelo Estándar

Los fermiones forman la materia conocida, se dividen en leptones y quarks. En la Fig. 1.1 vemos que los quarks existen en 6 sabores agrupados en tres generaciones y que existen 6 leptones agrupados en tres generaciones.

1.1. Teorías Gauge

Las Teorías Gauge están basadas en la invariancia de la lagrangiana ante transformaciones locales de los campos, llamadas "transformaciones gauge". Para que la lagrangiana sea invariante bajo transformaciones gauge es necesario cambiar las derivadas normales por derivadas covariantes.

1.1.1. Invariancia gauge local $U(1)$

La ecuación de movimiento para una partícula fermiónica de espín 1/2 de masa m tiene la forma [33]:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0, \tag{1.1}$$

la cual puede obtenerse de la lagrangiana [33]:

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi, \tag{1.2}$$

sin embargo, esta lagrangiana no es invariante ante transformaciones locales del tipo

$$\psi(x) \to e^{i\alpha(x)}\psi(x). \tag{1.3}$$

La derivada de ψ no cumple con (1.2), más bien toma la forma

$$\partial_\mu \psi \to e^{i\alpha(x)}\partial_\mu \psi(x) + ie^{i\alpha(x)}\psi(x)\partial_\mu \alpha, \tag{1.4}$$

y el término $\partial_\mu \alpha$ rompe la invariancia de $\mathcal{L}$. Para que la lagrangiana tenga una invariancia bajo transformaciones locales, se propone una derivada D_μ que se transforme covariantemente, de igual forma que ψ:

$$D_\mu \psi(x) \to e^{i\alpha(x)} D_\mu \psi(x). \tag{1.5}$$

Para formar la derivada covariante, se introduce un campo vectorial A_μ con las propiedades de transformación tales que compense el término no deseado en la Ec. (1.2). Esto se obtiene con la siguiente definición:

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu, \tag{1.6}$$

donde A_μ se transforma como

$$A_\mu \to A_\mu + \frac{\partial_\mu \alpha}{e}. \tag{1.7}$$

Por lo tanto, la invariancia de la lagrangiana es obtenida reemplazando ∂_μ por D_μ:

$$\begin{aligned} L &= i\overline{\psi}\gamma_\mu D^\mu - m\overline{\psi}\psi \\ &= \overline{\psi}(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi + e\overline{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu. \end{aligned} \tag{1.8}$$

De ahí que para demandar una invariancia gauge local, se ha introducido un campo vectorial A_μ, llamado campo gauge, que se acopla a una partícula de Dirac de carga $-e$, en la misma forma como el campo de un fotón. Además, el nuevo término de interacción en (1.8) puede ser escrito como $-j^\mu A_\mu$, donde j^μ es la densidad de corriente. Puesto que estamos observando a este nuevo campo como el campo de un fotón físico, entonces debemos agregar a la lagrangiana un término correspondiente a la energía cinética, análogo a $\frac{1}{2}(\partial_\mu \psi)^2$ en (1.8). Dado que el término cinético debe ser invariante bajo (1.7), este puede contener solamente a un tensor de campo invariante gauge:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \tag{1.9}$$

obteniendose la lagrangiana de la Electrodinámica Cuántica (QED, por sus siglas en inglés):

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi + e\overline{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu - \frac{F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}{4}. \tag{1.10}$$

La inclusión de un término de masa $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$ está prohibido por la invariancia de gauge y por lo tanto la partícula gauge (el fotón) no tiene masa. De esta manera vemos que el requerimiento de invariancia gauge local sobre una lagrangiana de fermión libre, sorprendentemente restaurada por el campo del fotón A_μ ha conducido a la teoría de campo interactuante de QED.

1.1.2. Invariancia gauge local $SU(2)$

Las transformaciones gauge del grupo SU(2), se definen como [33]:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1^{'} \\ \psi_2^{'} \end{pmatrix} = e^{i\vec{\epsilon}.\vec{\tau}/2} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}, \tag{1.11}$$

donde τ_i son las matrices de Pauli y los ϵ_i se refiere a los términos de rotación. Las transformaciones cumplen las relaciones de conmutación

$$[\tau_i, \tau_j] = 2i\epsilon_{ijk}\tau_k, \tag{1.12}$$

estas transformaciones que no conmutan entre si son llamadas transformaciones no abelianas.
Por analogía al caso de invariancia gauge local $U(1)$, visto en la sección anterior se propone la siguiente derivada

$$D^\mu = \partial^\mu - ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2}.\vec{W}^\mu. \tag{1.13}$$

Para tener una idea de cómo se transforma el campo $\vec{W}$ basta resolver la ecuación de covarianza de la derivada compuesta

$$D^{'\mu}\psi^{'} = e^{i\vec{\epsilon}.\vec{\tau}/2} D^\mu \psi. \tag{1.14}$$

Tomando en cuenta el término de la expansión exponencial a segundo orden $e^{i\vec{\epsilon}.\vec{\tau}/2} \sim 1 + \frac{i\vec{\epsilon}.\vec{\tau}}{2}$ y $\vec{W}^{'\mu} = \vec{W}^\mu + \delta\vec{W}^\mu$, se obtiene

$$\vec{W}^\mu \longrightarrow \vec{W}^\mu + \frac{\partial^\mu \vec{\epsilon}}{g_2} - \vec{\epsilon} \times \vec{W}^\mu. \tag{1.15}$$

Agregando el término de energía cinética a la derivada de la Ec. (1.16) obtenemos:

$$\mathcal{L} = \psi(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu}. \tag{1.16}$$

En las secciones siguientes estudiaremos las consecuencias de exigir invariancia de una lagrangiana ante transformaciones gauge del grupo SU(2).

1.1.3. Mecanismo de Higgs

Rompimiento Espontáneo de la simetría

El procedimiento por el cual se genera la masa de las partículas del SM se conoce como el Mecanismo de Higgs. Este mecanismo da origen a una nueva partícula escalar neutra; el bosón de Higgs. La forma de generar la masa de una partícula por rompimiento espontáneo de la simetría se puede ver considerando un modelo simple compuesto únicamente por partículas escalares descritas mediante la lagrangiana

$$\mathcal{L} = T - V = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - (\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4), \tag{1.17}$$

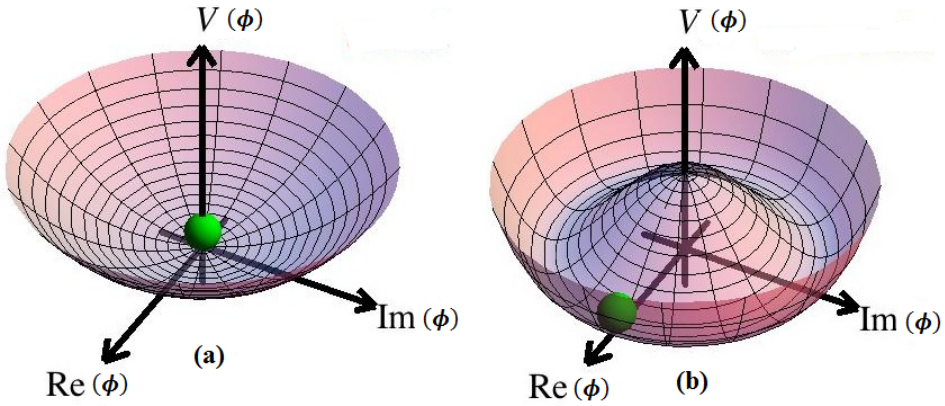


Figura 1.2: El potencial $V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4$ *para a)* $\mu^2 > 0$ *y b)* $\mu^2 < 0$.

con $\lambda > 0$. Imponemos la condición de que $\mathcal{L}$ sea invariante bajo la operación de simetría $\phi \to -\phi$, bajo esta condición podemos tener dos potenciales diferentes: las dos posibles formas del potencial se muestran en la Fig. 1.2. El caso para $\mu^2 > 0$ describe un campo escalar con masa μ con un estado base (vacío) correspondiente a $< \phi >=< 0|\phi|0 >= 0$. Este potencial obedece la simetría de reflexión de la lagrangiana. Sin embargo el caso donde $\mu^2 < 0$, la lagrangiana tiene un término de masa con el signo incorrecto para el campo ϕ puesto que el signo relativo del término ϕ^2 y la energía cinética T es positivo. A diferencia del primer caso, el potencial tiene dos mínimos. Estos mínimos satisfacen

$$\left.\frac{\partial V}{\partial \phi}\right|_{min} = \phi(\mu^2 + \lambda\phi^2) = 0, \tag{1.18}$$

y por lo tanto, se encuentran en

$$\phi = \pm v \quad \text{con} \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}.$$

El extremo $< \phi >= 0$ no corresponde al mínimo de energía, por lo que los cálculos perturbativos deberían involucrar expansiones alrededor del mínimo clásico $< \phi >= \pm v$, ver Fig. 1.2. Por lo tanto escribimos:

$$\phi(x) = v + \eta(x), \tag{1.19}$$

donde $\eta(x)$ representa las fluctuaciones cuánticas alrededor de este mínimo. Se ha elegido trasladar el campo a $\phi \longrightarrow \phi + v$, pero esto no implica pérdida de generalidad puesto que $\phi = -v$ puede ser obtenido por la simetría de reflexión. Sustituyendo la Ec. (1.19) en la lagrangiana Ec. (1.17) obtenemos:

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{2}(\partial_\mu v)^2 - \lambda v^2\eta^2 - \lambda v\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda\eta^4 + cte. \tag{1.20}$$

El campo η tiene el término de masa con el signo correcto; el signo relativo del término η^2 y el de la energía cinética es negativo. Identificando los dos primeros términos de $\mathcal{L}'$ obtenemos que

$$m = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}. \tag{1.21}$$

Los términos de mayor orden en η representan a las autointeracciones del campo η. Las lagrangianas $\mathcal{L}$ y $\mathcal{L}'$ son completamente equivalentes. Utiliozando $\mathcal{L}$ descubrimos que la serie de perturbación no converge debido a que se está tratando de expandir alrededor de un punto inestable $\phi = 0$. La manera correcta de proceder es usar $\mathcal{L}'$ y expandir η alrededor de un vacío estable $\phi = v$. En teoría de perturbaciónes $\mathcal{L}'$ da una imagen correcta de la física mientras que $\mathcal{L}$ no. La partícula escalar (descrita por las lagrangianas

en principio equivalentes) tiene masa, la manera en que esta masa fue generada por el rompimiento espontáneo de la simetría. En la versión de la lagrangiana $\mathcal{L}^{'}$ de esta teoría, la simetría de reflexión de la lagrangiana se ha roto aparentemente por la elección del estado base $<\phi>= v$ alrededor del cual se efectuaron los cálculos perturbativos.

1.2. Lagrangiana del Modelo Estándar

El grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ define las interacciones electrodébiles. El conjunto de campos gauge del grupo $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ se divide en tres conjuntos: ocho asociados a $SU_C(3)$, tres para $SU_L(2)$ y finalmente uno para $U_Y(1)$. La interacción fuerte es mediada por los gluones, los cuales sólo se acoplan a los quarks. La interacción débil resulta del intercambio de los bosones gauge masivos $W^{\pm}$ y Z, mientras que la interacción electromagnética es mediada por el fotón. Los quarks y leptones son agrupados en dobletes izquierdos de $SU_L(2)$ de acuerdo a la notación:

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad L_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L , \tag{1.22}$$

donde $u_i = u, c, t$; $d_i = d, s, b$ son quarks de tipo up y down respectivamente. Por otra parte, $l_i = e, \mu, \tau$ son los leptones cargados y $\nu_i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ sus respectivos neutrinos. El subíndice i representa índice de sabor. Por otra parte, los estados de helicidad derecha son introducidos como singletes de $SU_L(2)$ como l_{iR}, u_{iR}, d_{iR}. El grupo electrodébil debe ser covariante bajo transformaciones gauge locales, la invariancia se consigue al introducir la siguiente derivada covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\tau_i}{2} W^i_\mu, \tag{1.23}$$

donde B_μ y $Y/2$ representan al campo gauge y al generador asociado con el grupo abeliano $U_Y(1)$, respectivamente. Similarmente W^i_μ y $\tau_i/2$ son los campos gauge y generadores en la representación de dobletes, asociados a $SU_L(2)$. Los campos gauge $(W^1_\mu, W^2_\mu, W^3_\mu, B_\mu)$ definen mediante combinaciones lineales a los campos de masa $(W^{\pm}_\mu, Z_\mu, A_\mu)$. Es sabido que los bosones gauge de la interacción débil son masivos, y que no es posible introducir los términos de masa directamente sin romper explícitamente la invariancia gauge de la teoría. El método utilizado es el rompimiento espontáneo de la simetría.

1.2.1. Sector de Higgs

En este sector es donde se implementa el mecanismo de Higgs que nos permite dar masa a los bosones gauge débiles $W^{\pm}, Z$ y también al boson de Higgs. Este sector también determina las interacciones entre estas partículas. Se introduce una lagrangiana electrodébil invariante gauge bajo $SU(2) \times U(1)$, con la siguiente forma [34]:

$$\mathcal{L}^{\mathcal{H}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi^\dagger, \phi), \tag{1.24}$$

donde D_μ es la derivada covariante en la representación de dobletes dada en la Ec. (1.23), el cual debe tener multipletes (las suficientes componentes para tener un corrimiento sobre μ) para conservar la invariancia. La opción más sencilla es tomar cuatro campos escalares en un doblete de hipercarga $Y = 1$ (hecha por Weinberg en 1967):

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \tag{1.25}$$

donde

$$\phi^+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}\, y \quad \phi^0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}}. \tag{1.26}$$

Para generar la masa de los bosones utilizamos el potencial:

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \tag{1.27}$$

con $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$. Escogemos el valor esperado del vacío:

$$\phi_0 = \sqrt{\tfrac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \tag{1.28}$$

esto es: $\phi_3 = v$, $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$, esta elección nos permitirá dejar al fotón sin masa. Si ϕ_0 es invariante bajo un subgrupo de transformaciones gauge, el bosón gauge asociado a este subgrupo permanecerá sin masa. La elección de ϕ_0 con $T = \frac{1}{2}$, $T^3 = -\frac{1}{2}$ y $Y = 1$, rompe $SU(2)$ y $U(1)_Y$. Debido a que ϕ_0 es neutral, la simetría de $U(1)_{em}$ con generador [35],

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2} \tag{1.29}$$

permanece sin romperse, es decir,

$$Q\phi_0 = 0. \tag{1.30}$$

Así que

$$\phi_0 \to \phi_0^{'} = e^{i\alpha(x)Q}\phi_0 = \phi_0, \tag{1.31}$$

para algún valor de $\alpha(x)$. Por lo tanto, el vacío es invariante bajo transformaciones $U(1)_{em}$ y el fotón permanece sin masa. Se deduce que debido a la conservación de la carga eléctrica solamente se permiten escalares neutros para adquirir valores de expectación del vacío. Demostraremos que el doblete de Higgs es esencial para la generación de masa de los fermiones.

La teoría debe ser considerada en el entorno de su mínimo de energía, así que se introduce el desplazamiento:

$$\phi \longrightarrow \phi_0 + \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_W^+ \\ (H + iG_z)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \tag{1.32}$$

donde G_W^+ y G_Z son los bosones de Goldstone asociados a los bosones gauge débiles $W^\pm$ y Z^0, respectivamente, en tanto que H representa al escalar de Higgs. En términos de la expresión anterior el potencial de Higgs toma la forma:

$$\begin{aligned} V(\phi^\dagger, \phi) &= \mu^2(\phi_0 + \phi)^\dagger(\phi_0 + \phi) + \lambda[(\phi_0 + \phi)^\dagger(\phi_0 + \phi)]^2 \\ &= \frac{\lambda v^4}{4} - \frac{m_H^2}{2}H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 - 2\lambda v H(G_Z^2 + 2G_W^+G_W^-) \\ &\quad -\frac{\lambda}{2}G_Z^2H^2 - \lambda(H^2 + G_Z^2)G_W^+G_W^- - \frac{\lambda}{4}G_Z^4 - \lambda(G_W^+G_W^-)^2. \end{aligned} \tag{1.33}$$

Notamos que solo el campo de Higgs H tiene masa distinta de cero, $m_H^2 = 2\lambda v^2$. En esta parte se dan los autoacoplamientos del bosón de Higgs. En cuanto a la parte cinética del sector de Higgs, esta la reescribimos de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} [D^\mu(\phi_0 + \phi)]^\dagger[D^\mu\phi + \phi_0] &= (D_\mu\phi_0)^\dagger(D^\mu\phi_0) + (D_\mu\phi_0)^\dagger(D^\mu\phi) \\ &\quad +(D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi_0) + (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi). \end{aligned} \tag{1.34}$$

El término que da masa a los bosones débiles es:

$$\begin{aligned} (D_\mu\phi_0)^\dagger(D^\mu\phi_0) &= \frac{1}{8}\left| \begin{pmatrix} g_2W_\mu^3 + g_1B_\mu & g_2(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g_2(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -g_2W_\mu^3 + g_1B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{8}v^2g_2^2[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^1)^2] + \frac{1}{8}v^2(g_1B_\mu - g_2W_\mu^3)(g_1B^\mu - g_2W^{3\mu}) \\ &= (\frac{1}{2}vg_2)^2W_\mu^+W^{-v} + \frac{1}{8}v^2(W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_2g_1 \\ -g_2g_1 & g_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{1.35}$$

Aquí se ha tomado $W_\mu^\pm = 1/\sqrt{2}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$. Además notando que $m_W = g_2 v/2$:

$$M = \frac{1}{2} m_W^2 \begin{pmatrix} 1 & -g_1/g_2 \\ -g_1/g_2 & g_1^2/g_2^2 \end{pmatrix}, \tag{1.36}$$

que es la matriz asociada a los campos W_μ^3 y B_μ, la cual debe diagonalizarse. Resolviendo el problema de eigenvalores y definiendo $c_W = \cos\theta_W = g_2/\sqrt{g_1^2+g_2^2}$ y $s_W = \text{sen}\theta_W = g_1/\sqrt{g_1^2+g_2^2}$ se encuentra:

$$S^\dagger M S = \frac{m_W^2}{2} \begin{pmatrix} 1+g_1^2/g_2^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \tag{1.37}$$

donde

$$S = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix}, \tag{1.38}$$

diagonaliza a M con:

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \tag{1.39}$$

Equivalentemente, los campos físicos quedan de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} A_\mu &= B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^3 \text{sen}\theta_W, \\ Z_\mu &= -B_\mu \text{sen}\theta_W + W_\mu^3 \cos\theta_W. \end{aligned} \tag{1.40}$$

Sustituyendo en la Ec. (1.35):

$$(D_\mu\phi_0)^\dagger (D^\mu \phi_0) = m_W^2 W_\mu^- W_\mu^+ + \frac{m_Z^2}{2} Z_\mu Z^\mu, \tag{1.41}$$

de la cual se llega a las siguientes masas para los bosones $W^\pm, Z$

$$M_W = \tfrac{1}{2} v g_2, \quad M_A = 0, \quad M_Z = \tfrac{1}{2} v\sqrt{g_2^2+g_1^2}. \tag{1.42}$$

Se observa que

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_w. \tag{1.43}$$

La desigualdad $M_Z \neq M_W$ es debido al ángulo de mezcla entre W_μ^3 y B_μ. El modelo de Weinberg-Salam con un doblete nos fija el parámetro ρ:

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_W} = 1, \tag{1.44}$$

resultado que es corroborado experimentalmente [35].

1.2.2. Sector de Yang-Mills

El sector de Yang-Mills o sector bosónico no puede ser construido con los campos gauge directamente, sino por medio de estructuras covariantes dadas por el tensor de campo $W_{\mu\nu} = T^i W_{\mu\nu}^i$ (asociado con el grupo no abeliano $SU_L(2)$) y el correspondiente tensor $B_{\mu\nu}$ (asociado al grupo abeliano $U_Y(1)$), los cuales tienen la siguiente forma:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \end{aligned} \tag{1.45}$$

Con estos se construye la lagrangiana dada por la siguiente expresión [34]:

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{2}Tr[W^i_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_i] - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \tag{1.46}$$

Utilizando la normalización $Tr[T^iT^j] = \delta^{ij}/2$ para los generadores de $SU_L(2)$, la lagrangiana adquiere la forma:

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{4}W^i_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_i - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \tag{1.47}$$

Además, utilizando los campos de masa $W^{\pm}_{\mu}, Z_{\mu}$ y A_{μ}, e introduciendo los siguientes tensores:

$$\begin{array}{c} \hat{W}^{\pm}_{\mu\nu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1_{\mu\nu} \mp iW^2_{\mu\nu}), \\ Z_{\mu\nu} = \partial_{\mu}Z_{\nu} - \partial_{\nu}Z_{\mu}, \\ F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu}, \end{array} \tag{1.48}$$

La lagrangiana de Yang-Mills está dada como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{YM} &= -\frac{1}{2}\hat{W}^-_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu}_+ - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \\ &\quad -ig_2(s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu})W^{-\mu}W^{+\nu} \\ &\quad +g_2^2(W^-_{\mu}W^+_{\nu} - W^+_{\mu}W^-_{\nu})(W^{-\mu}W^{+\nu} - W^{+\mu}W^{-\nu}). \end{aligned} \tag{1.49}$$

Esta lagrangiana contiene las partes cinéticas de los cuatro bosones gauge, así como sus autointeracciones.

1.2.3. Sector de Yukawa

Este sector tiene el objetivo de generar las masas de los fermiones vía el rompimiento espontáneo de la simetría. Como los neutrinos no tienen helicidad derecha, no tienen representación física en el sector. Se incluye otro objeto que se transforme covariantemente bajo $SU_L(2)$, definido como:

$$\phi_C = i\tau_2\phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \tag{1.50}$$

donde τ_2 es la segunda matriz de Pauli; ϕ_C tiene hipercarga $Y = 1$. De manera que la lagrangiana de Yukawa para los quarks es definido de la siguiente manera:

$$\mathcal{L}^Y_q = -Y^u_{ij}\overline{Q}^{'}_{iL}\phi_C u^{'}_{jR} - Y^d_{ij}\overline{Q}^{'}_{iL}\phi d^{'}_{jR} + h.c, \tag{1.51}$$

donde Y^u_{ij}, Y^d_{ij} son constantes arbitrarias, llamadas constantes de Yukawa; $i, j = 1, ..., 3$ son los índices de familia; y las primas denotan estados gauge. En términos de los vectores de espacio tenemos:

$$U^{'} = \begin{pmatrix} u^{'} \\ c^{'} \\ t^{'} \end{pmatrix} \quad D^{'} = \begin{pmatrix} d^{'} \\ s^{'} \\ b^{'} \end{pmatrix}, \tag{1.52}$$

y las matrices de masa tienen las expresiones.

$$M^u_{ij} = \frac{v}{\sqrt{2}}Y^u_{ij} \quad M^d_{ij} = \frac{v}{\sqrt{2}}Y^d_{ij}, \tag{1.53}$$

la lagrangiana de Yukawa para los quarks puede escribirse como:

$$\mathcal{L}^Y_q = -(1 + \frac{H}{\nu})(\overline{U}^{'}_L M^u U^{'}_R + \overline{D}^{'}_L M^d D^{'}_R)$$

$$-\frac{i}{\nu}G_Z(\overline{U}^{'}_L M^u U^{'}_R - \overline{D}^{'}_L M^d D^{'}_R)$$
$$-\frac{\sqrt{2}}{\nu}G^-_W \overline{D}^{'}_L M^u U^{'}_R + \frac{\sqrt{2}}{\nu}G^+_W \overline{U}^{'}_L M^d D^{'}_R + \text{h.c.}. \tag{1.54}$$

Las masas de los quarks se definen diagonalizando la parte cuadrática de esta lagrangiana. Para esto se definen los campos de masa mediante las siguientes transformaciones:

$$U_{L,R} = V^u_{L,R} U^{'}_{L,R}, \quad D_{L,R} = V^d_{L,R} D^{'}_{L,R}, \tag{1.55}$$

las matrices $V^{u,d}_{L,R}$ deben de ser unitarias con el fin de que las matrices $V^{u,d}_L M^{u,d} V^{u,d\dagger}_R$ sean reales y diagonales, ya que estas representan a la masa de los quarks. En términos de los campos de masa (U y D), la lagrangiana del sector de Yukawa para los quarks es:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^Y_q &= -(1+\frac{H}{\nu})(\overline{U}\,\overline{M}^u U + \overline{D}\,\overline{M}^d D) \\ &\quad +\frac{i\gamma^5}{\nu}G_Z(\overline{U}\,\overline{M}^u U - \overline{D}\,\overline{M}^d D) \\ &\quad -\frac{\sqrt{2}}{\nu}G^-_W \overline{D}(K^\dagger \overline{M}^u P_R - \overline{M}^d K^\dagger P_L)U \\ &\quad +\frac{\sqrt{2}}{\nu}G^+_W \overline{U}(K^\dagger \overline{M}^d P_R - \overline{M}^u K^\dagger P_L)D,\end{aligned} \tag{1.56}$$

donde

$$K = V^u_L V^{d\dagger}_L, \tag{1.57}$$

es la matriz V_{CKM} y $\overline{M}$ son las matrices de masa dadas por las siguientes expresiones:

$$\overline{M}^u = V^u_L M^u V^{u\dagger}_R = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \tag{1.58}$$

$$\overline{M}^d = V^d_L M^d V^{d\dagger}_R = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \tag{1.59}$$

De esta manera, en término de los campos de masa, el sector de Yukawa de los quarks conserva el sabor, es decir el bosón de Higgs se acopla a pares del mismo tipo de quarks.
Para los leptones, tomando en cuenta que no hay neutrinos derechos, podemos escribir la siguiente lagrangiana:

$$\mathcal{L}^Y_l = -Y^l_{ij}\overline{L}^{'}_{iL}\phi l^{'}_{jR} + h.c, \tag{1.60}$$

donde Y^l_{ij} son constantes de Yukawa, las primas denotan estados gauge, en términos de los vectores de espacio:

$$E^{'} = \begin{pmatrix} e^{'} \\ \mu^{'} \\ \tau^{'} \end{pmatrix}, \quad \nu^{'} = \begin{pmatrix} \nu^{'}_e \\ \nu^{'}_\mu \\ \nu^{'}_\tau \end{pmatrix}, \tag{1.61}$$

y de las matrices de masa

$$M^l_{ij} = \frac{v}{\sqrt{2}}Y^l_{ij}. \tag{1.62}$$

La lagrangiana de Yukawa para los leptones puede escribirse como:

$$\mathcal{L}^Y_l = -(1+\frac{H}{\nu})(\overline{E}^{'}_L M^l E^{'}_R) - \frac{i}{\nu}G_Z(\overline{E}^{'}_L M^l E^{'}_R)$$

$$-\frac{\sqrt{2}}{\nu}G_W^+\overline{\nu}^{'}M^l E_R^{'}+h.c. \tag{1.63}$$

Tomando los campos de masa mediante las siguientes transformaciones:

$$E_{L,R}=V_{L,R}^l E_{L,R}^{'} \quad \nu_L=V_L^l\nu_L^{'}. \tag{1.64}$$

Así, en términos de los campos de masa,

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_l^Y &= -(1+\frac{H}{\nu})(\overline{E}\,\overline{M}^l E)-\frac{i\gamma^5}{\nu}G_Z(\overline{E}\,\overline{M}^l E)\\ &\quad -\frac{\sqrt{2}}{\nu}G_W^-\overline{E M}^l P_L\nu-\frac{\sqrt{2}}{\nu}G_W^+\overline{\nu}\overline{M}^l P_R E,\end{aligned} \tag{1.65}$$

la matriz de masa está dada como:

$$\overline{M}^l=V_L^l M^l V_R^{l\dagger}=\begin{pmatrix} m_e & 0 & 0\\ 0 & m_\mu & 0\\ 0 & 0 & m_\tau\end{pmatrix}. \tag{1.66}$$

El bosón de Higgs solo se acopla al mismo tipo de leptón cargado (donde $P_{L,R}$ son los operadores de helicidad).

1.2.4. Sector de corrientes

El sector de corrientes nos permite obtener acoplamientos de los fermiones con los campos gauge. A los acoplamientos de los pares de fermiones con el bosón $W^\pm$ se les conoce como corrientes cargadas, mientras que a los acoplamientos con los bosones Z y A como corrientes neutras. Para los quarks la lagrangiana de corrientes está dada por:

$$L_q^C=i\overline{Q}_{iL}^{'}\gamma^\mu D_\mu Q_{iL}^{'}+i\overline{u}_{iR}^{'}\gamma^\mu D_\mu u_{iR}^{'}+i\overline{d}_{iR}^{'}\gamma^\mu D_\mu d_{iR}^{'}, \tag{1.67}$$

que expresada en términos de los campos de masa toma la siguiente forma:

$$L_q^C=i\overline{U}\gamma^\mu\partial_\mu U+i\overline{D}\gamma_\mu\partial_\mu D+\frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+J^{-\mu}+J_\mu^+W^{-\mu})+\frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu+eA_\mu J_A^\mu; \tag{1.68}$$

donde se han definido las siguientes corrientes:

$$J^{-\mu} = \overline{U}_L\gamma^\mu K D_L. \tag{1.69}$$

$$J_Z^\mu = \overline{U}\gamma^\mu(g_V^\mu+g_A^\mu\gamma^5)U+\overline{D}\gamma^\mu(g_V^d+g_A^d\gamma^5)D. \tag{1.70}$$

$$J_A^\mu = \overline{U}\gamma^\mu U+\overline{D}\gamma^\mu D. \tag{1.71}$$

En estas igualdades K es la matriz de mezcla de Kobayashi-Maskawa dada en la Ec. (1.57) mientras que los $g_V^{u_i}, g_A^{u_i}$ $(u_i=u,d)$ son constantes de acoplamiento que dependen de la carga del quark. En este caso las corrientes neutras conservan sabor, mientras que las cargadas no. Para los leptones se propone la siguiente lagrangiana:

$$L_l^C=i\overline{L}_{iL}^{'}\gamma^\mu D_\mu L_{iL}^{'}+i\overline{l}_{iR}^{'}\gamma^\mu D_\mu l_{iR}^{'}, \tag{1.72}$$

que expresada en términos de los campos de masa toma la siguiente forma:

$$L_q^C=i\overline{E}_i\gamma^\mu\partial_\mu E_i+i\overline{\nu}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L+\frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+J^{-\mu}+J_\mu^+W^{-\mu})+\frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu+eA_\mu J_A^\mu, \tag{1.73}$$

donde se han definido las siguientes corrientes:

$$J^{-\mu} = \overline{\nu}_L\gamma^\mu E_L, \tag{1.74}$$

$$J_Z^\mu = \overline{\nu}\gamma^\mu(g_V^\mu+g_A^\mu\gamma^5)\nu+\overline{E}\gamma^\mu(g_V^E+g_A^E\gamma^5)E, \tag{1.75}$$

$$J_A^\mu = \overline{\nu}\gamma^\mu\nu+\overline{E}\gamma^\mu E. \tag{1.76}$$

En este caso las corrientes neutras y cargadas conservan sabor a todo orden de perturbación.

1.2.5. Sector fuerte

En este sector aparecen los acoplamientos entre quarks y gluones. La interacción fuerte es descrita por una teoría de Yang-Mills ($SU_C(3)$), llamada cromodinámica-cuántica. La lagrangiana se escribe como [36]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{2}Tr[G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}] + \bar{q}_i(i\gamma^\mu D_\mu - m)q_i. \tag{1.77}$$

En esta expresión existe una suma sobre el índice de sabor i ($q_i = u, d, s, c, b, t$), la derivada covariante está dada por:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_S G_\mu. \tag{1.78}$$

El tensor $G_{\mu\nu}$ está dado como:

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu - ig_S[G_\mu, G_\nu], \tag{1.79}$$

el campo gauge es $G_\mu = G^a_\mu \lambda^a/2$, donde λ^a ($a = 1, ...8$) son las matrices de Gell-Mann (los generadores del grupo $SU_C(3)$), las cuales satisfacen la relación de conmutación

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc}\lambda^c \tag{1.80}$$

y la condición normalización

$$Tr[\lambda^a \lambda^b] = 2\delta^{ab}. \tag{1.81}$$

Los campos gauge de la interacción fuerte G_μ son llamados gluones y acorde con la simetría gauge $SU_C(3)$ están presentes 8 gluones. Incluso, como se trata de una teoría no abeliana, como en el caso de la débil, los gluones interactúan entre sí formando vértices trilineares y cuárticos. La lagrangiana total del SM toma la forma:

$$\mathcal{L}_{ME} = \mathcal{L}^{\mathcal{H}} + \mathcal{L}^{\mathcal{YM}} + \mathcal{L}^{\mathcal{Y}} + \mathcal{L}^{\mathcal{C}} + \mathcal{L}^{\mathcal{QCD}}, \tag{1.82}$$

donde $\mathcal{L}^{\mathcal{H}}$ es la lagrangiana de sector de Higgs, $\mathcal{L}^{\mathcal{YM}}$ es la lagrangiana correspondiente al sector de Yang-Mills, $\mathcal{L}^{\mathcal{Y}}$ es la llamada lagrangiana de Yukawa, $\mathcal{L}^{\mathcal{C}}$ es la lagrangiana de corrientes y $\mathcal{L}^{\mathcal{QCD}}$ es la lagrangiana de QCD.

1.3. Dispersión Inelástica Profunda

El Modelo de Partones tiene su base en la Teoría Cuántica de Campos, este modelo fue concebido por R. P. Feynman en 1968 [37], como una explicación del escalamiento de Bjorken [38] observado en los experimentos de dispersión inelástica llevados a cabo en el acelerador SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) de la Universidad de Stanford EUA. Feynman postuló que los hadrones como el protón están formados por partículas elementales puntuales llamadas partones, que a energías muy altas se comportan como partículas libres que no interactúan entre sí. Aunque más adelante se demostró que los protones están formados por quarks y gluones, se siguieron utilizando resultados del Modelo de Partones para realizar cálculos relacionados con procesos de dispersión. Si un protón tiene un momento P los partones que lo conforman tendrán momento

$$x_i P,$$

con $0 \leqslant x_i \leqslant 1$ y

$$\sum_i x_i = 1.$$

Basándonos en este marco, la colisiones entre protones a altas energías permite la interacción entre los partones que los forman, como producto de estas interacciones podemos tener nuevas partículas en el estado final. Estos procesos de colisiones entre partículas también se conocen como procesos de dispersión; hay dos tipos de dispersión:

- Dispersión elástica. Las partículas entrantes y las partículas salientes son las mismas ($e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$).

- Dispersión inelástica. Es cuando las partículas del estado inicial no coinciden con las partículas del estado final ($e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$).

En 1969 Bjorken dedujo de que las secciones eficaces para procesos de dispersión inelástica dependen de manera importante de la energía y del momento transferido. Los primeros experimentos de dispersión inelástica profunda se hacían con electrones y nucleones. En los aceleradores de partículas como el LHC se realizan colisiones entre dos haces de protones a velocidades relativistas, de acuerdo con el Modelo de Partones, los constituyentes de un protón A pueden interactuar los constituyentes de un protón B, dando lugar a procesos de dispersión inelástica con nuevas partículas en el estado final. Si nos fijamos en un proceso en particular podemos predecir el número de estos eventos que se generarán cuando se realicen las colisiones entre los dos haces de protones. Una colisión se dice que es inelástica profunda cuando el proyectil lanzado al blanco es lo suficientemente energético para que la longitud de onda del proyectil sea mucho menor que la del blanco, de esta forma el proyectil entra en el blanco, mientras más energético sea el proyectil más profundo entrará en el blanco.

1.4. Sección eficaz

Una cantidad relevante en física de partículas es la sección eficaz σ, ya que al multiplicarla por la luminosidad instantanea $\mathcal{L}_{ins}$ se obtiene el número de eventos por segundo N_{seg} [39]:

$$N_{seg} = \sigma \mathcal{L}_{ins}. \tag{1.83}$$

La sección eficaz en Teoría Cuántica de Campos está relacionada con la matriz-S, la cual nos describe la evolución de un sistema de partículas en un estado inicial a su estado final. La sección eficaz se calcula utilizando las reglas de Feynman de la teoría. Una nueva teoría puede predecir la existencia de nuevas partículas que pueden ser detectadas en el LHC. Una forma de visualizar procesos con dos protones en el estado inicial y dos partículas en el estado final es la de la Fig. 1.3.

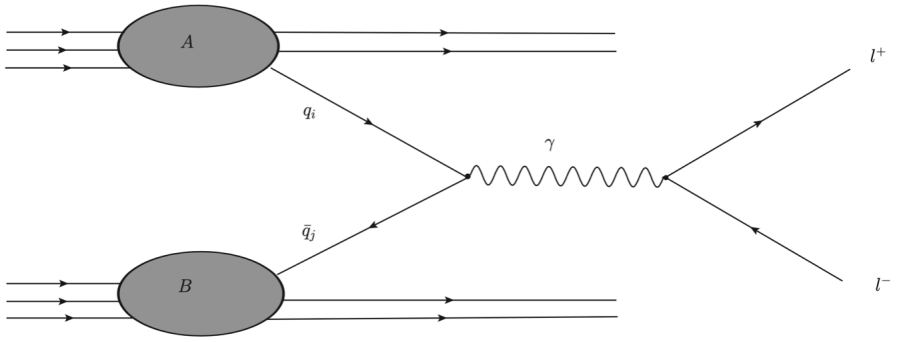


Figura 1.3: Proceso de Drell-Yan en una colisión de protones.

En esta figura q_i, $\bar{q}_j$ son los quarks provenientes de los protones A, B respectivamente y $l^+, \bar{l}$ son dos leptones cargados. Este proceso es conocido como proceso de Drell-Yan [40]. La sección eficaz es la

integral de la sección eficaz partónica multiplicada por las funciones de distribución partónica (PDFs) correspondientes:

$$\sigma(p+p\to l^+ + l^-) = \sum_{a,b}\int dx_a dx_b f_a(x_a) f_b(x_b)\hat{\sigma}(a+b\to l^+ + l^-). \tag{1.84}$$

Para poder realizar la integral es conveniente hacer un cambio de variables, ya que normalmente la sección eficaz partónica se escribe en función de las variables de Mandelstam. Las nuevas variables también son invariantes de Lorentz. Denotamos a la masa invariante de los partones como

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{\hat{s}\tau}, \tag{1.85}$$

el momento longitudinal lo definimos

$$p = x\frac{\sqrt{s}}{2}, \tag{1.86}$$

donde s es una de las variables de Mandelstam hadrónicas. Se definen a las variables cinemáticas x_a y x_b como

$$x_a = \frac{1}{2}[(x^2+4\tau)^{\frac{1}{2}} + x], \tag{1.87}$$

$$x_b = \frac{1}{2}[(x^2+4\tau)^{\frac{1}{2}} - x], \tag{1.88}$$

estas variables satisfacen las igualdades

$$x_a x_b = \tau, \tag{1.89}$$

$$x_a - x_b = x. \tag{1.90}$$

La definición de las variables x y τ nos permiten hacer cambios de variables que simplifican las integrales de varios procesos.

1.4.1. Funciones de Distribución Partónica

Las funciones de distribución partónica nos dan la probabilidad de encontrar un partón de tipo a proveniente de un hadrón A con un momento x_A [41]. En la red existen varios grupos de investigación que trabajan en la obtención de las funciones de distribución partónica [42–47]. Para obtener estas funciones se hace un análisis global de datos obtenidos de experimentos de dispersión inelástica. Los resultados de estos grupos de investigación no difieren significativamente entre ellos. Este tipo de análisis es muy complicado y las funciones obtenidas dependen de varios parámetros. Por ejemplo el grupo MSTW 2008 utiliza una parametrización con 30 parámetros libres incluyendo a la α_s [47]. A continuación en la Fig. 1.4 se muestran dos gráficas que se obtienen a partir de esta parametrización.

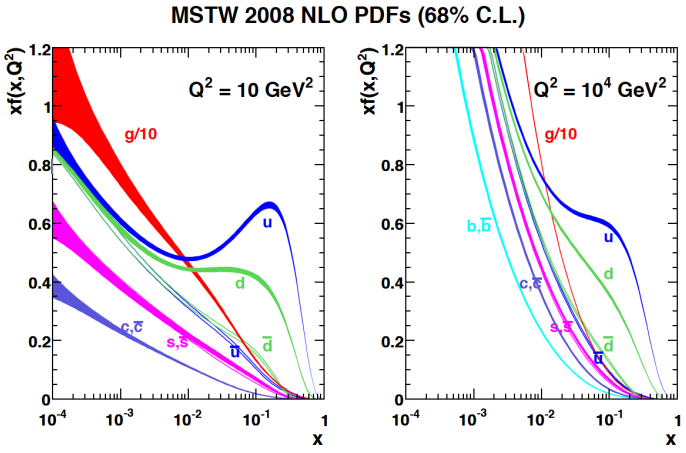


Figura 1.4: Gráficas de las PDFs de MSTW 2008 con $Q^2 = 10\,GeV^2$ y $Q^2 = 10^4\,GeV^2$ [47].

Vemos que al aumentar el valor de la Q^2 también aumenta el valor de las PDF del mar de quarks. El valor de la PDF para gluones domina en ambos casos y se divide entre diez para visualizar a todas las PDFs.

1.5. Problemas del Modelo Estándar

Aunque el Modelo Estándar ha explicado muchos fenómenos en física de partículas, presenta algunos problemas [48]:

- El problema de jerarquía [49].
- La existencia de neutrinos masivos [10].
- La asimetría de materia y antimateria en el universo [50].
- No explica qué es la materia oscura [9].

Existen varias teorías que tratan de explicar estos fenómenos pero hasta la fecha no se han confirmado.

En este capítulo se estudió al Modelo Estándar de la Física de Partículas. Se ha visto que el modelo explica adecuadamente la mayoría de los fenómenos relacionados con la Física de Partículas, unificando a las fuerzas electromagnética, débil y fuerte de manera consistente. Una forma de explicar a los fenómenos que no están dentro del Modelo Estándar es proponiendo modelos de extensión que contengan al Modelo Estándar, uno de estos modelos se obtiene agregando un doblete extra en el sector de Higgs conocido como Modelo de Dos Dobletes de Higgs (2HDM), en el siguiente capítulo se estudiará de forma detallada al 2HDM

Capítulo 2

Modelo de Dos Dobletes de Higgs Tipo III

A pesar de que el Modelo Estándar ha tenido mucho éxito describiendo la fenomenología de partículas elementales no hay razón fundamental para asumir que el sector de Higgs debe de ser mínimo teniendo un solo doblete de Higgs. El Modelo de Dos Dobletes de Higgs (2HDM) consiste en agregar un segundo doblete de Higgs, con los mismos números cuánticos que el primero.
Consecuencias derivadas del 2HDM:

- Permite inducir violación implícita de conjugación de carga y paridad.
- Aparecen nuevas partículas.
- Tenemos acoplamientos con violación de sabor a nivel árbol.

2.1. Potencial de Higgs en el 2HDM

Introduciendo un nuevo doblete de Higgs que es la réplica del primero, el sector de Higgs incluye dos dobletes de Higgs con los mismos números cuánticos,

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}, \qquad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}. \tag{2.1}$$

Después del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, ambos dobletes pueden adquirir un Valor Esperado en el Vacío (VEV):

$$\langle \phi_1 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}}, \qquad \langle \phi_2 \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}} e^{i\theta}. \tag{2.2}$$

El potencial de Higgs más general se puede escribir como:

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) \;=\; & m_{11}^2 \left(\phi_1^\dagger \phi_1\right) + m_{22}^2 \left(\phi_2^\dagger \phi_2\right) - \left[m_{12}^2 \left(\phi_1^\dagger \phi_2\right) + h.c.\right] \\ & + \frac{\lambda_1}{2}\left(\phi_1^\dagger \phi_1\right)^2 + \frac{\lambda_2}{2}\left(\phi_2^\dagger \phi_2\right)^2 + \lambda_3 \left(\phi_1^\dagger \phi_1\right)\left(\phi_2^\dagger \phi_2\right) + \lambda_4 \left(\phi_1^\dagger \phi_2\right)\left(\phi_2^\dagger \phi_1\right) \\ & + \left\{ \frac{\lambda_5}{2}\left(\phi_1^\dagger \phi_2\right)^2 + \left[\lambda_6 \left(\phi_1^\dagger \phi_1\right) + \lambda_7 \left(\phi_2^\dagger \phi_2\right)\right]\left(\phi_1^\dagger \phi_2\right) + h.c. \right\}, \end{aligned} \tag{2.3}$$

donde *h.c.* significa el hermítico conjugado. Los parámetros $m_{11}^2, m_{22}^2, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ son reales. En general $m_{12}^2, (m_{12}^2)^*, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$, son complejos. El potencial de Higgs de la Ec. (2.3) depende de 6 parámetros reales y 4 parámetros complejos, es decir, un total de 14 grados de libertad. Sin embargo, la libertad para redefinir la base significa que en realidad sólo once grados de libertad son físicos [16].

Este potencial de Higgs tiene las siguientes propiedades:

1. Es renormalizable.
2. Es hermítico $V^\dagger = V$.
3. Conserva CP explícitamente, cuando $m_{12}, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ son reales.
4. Si $\lambda_6 = \lambda_7 = m_{12}^2 = 0$, entonces V es invariante ante transformaciones $\phi_1 \to \phi_1, \phi_2 \to -\phi_2$ o $\phi_2 \to \phi_2,\ \phi_1 \to -\phi_1$, esto es V es simétrico bajo el grupo Z_2 [51].

Cuando imponemos la simetría Z_2 y la conservación de CP, el potencial adquiere la forma

$$\begin{aligned} V(\phi_1,\phi_2) &= m_{11}^2\left(\phi_1^\dagger\phi_1\right) + m_{22}^2\left(\phi_2^\dagger\phi_2\right) + \frac{\lambda_1}{2}\left(\phi_1^\dagger\phi_1\right)^2 + \frac{\lambda_2}{2}\left(\phi_2^\dagger\phi_2\right)^2 \\ &\quad +\lambda_3\left(\phi_1^\dagger\phi_1\right)\left(\phi_2^\dagger\phi_2\right) + \lambda_4\left(\phi_1^\dagger\phi_2\right)\left(\phi_2^\dagger\phi_1\right) + \left[\frac{\lambda_5}{2}\left(\phi_1^\dagger\phi_2\right)^2 + \text{h.c.}\right]. \end{aligned} \tag{2.4}$$

Para el potencial, las masas y eigenestados de Higgs están definidos en términos de los parámetros μ_i y λ_i,. Como consecuencia de agregar otro doblete de Higgs obtendremos dos escalares de CP-par $(H^0,\ h^0)$, un escalar con CP-impar (A^0), dos bosones de Higgs cargados $(H^+,\ H^-$ y los bosones de Goldstone (G^+, G^-, G^0) correspondientes a $(W^+,\ W^-,\ Z^0)$, respectivamente; el H^+ puede contribuir a la violación de CP [52]. Los eigenestados de masa h^0 y H^0 son obtenidos de la siguiente transformacion:

$$\begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \operatorname{sen}\alpha \\ -\operatorname{sen}\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Re}(\phi_1^0) \\ \text{Re}(\phi_2^0) \end{pmatrix}, \tag{2.5}$$

donde

$$\tan 2\alpha = \frac{2m_{12}}{m_{11} - m_{22}}. \tag{2.6}$$

Utilizando el ángulo β se rotan los campos $\Phi_a^\pm$ a los eigenestados de masa $G_W^\pm$ y $H^\pm$:

$$\begin{pmatrix} G_W^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \operatorname{sen}\beta \\ -\operatorname{sen}\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^\pm \\ \phi_2^\pm \end{pmatrix}. \tag{2.7}$$

Para obtener los eigenestados de masa G_Z^0 y A^0 realizamos la siguiente rotación:

$$\begin{pmatrix} G_{Z^0} \\ A^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \operatorname{sen}\beta \\ -\operatorname{sen}\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Im}(\phi_1^0) \\ \text{Im}(\phi_2^0) \end{pmatrix}. \tag{2.8}$$

Las masas de los bosones de Higgs están dadas por las siguientes ecuaciones

$$m_{H^0,h^0}^2 = \frac{1}{2}\Big(m_{11} + m_{22} \pm \sqrt{(m_{11} - m_{22})^2 + 4m_{12}^2}\Big), \tag{2.9}$$

$$m_{H^\pm}^2 = \frac{\mu_{12}^2}{\operatorname{sen}\beta\cos\beta} - \frac{1}{2}v^2\Big(\lambda_4 + \lambda_5\Big), \tag{2.10}$$

$$m_{A^0}^2 = M_{H^\pm}^2 + \frac{1}{2}v^2(\lambda_4 - \lambda_5). \tag{2.11}$$

2.2. Lagrangiana de Yukawa para el 2HDM-III

Se pueden definir varios tipos de 2HDM de acuerdo con los acoplamientos de los dobletes de Higgs con los fermiones en el sector de Yukawa. En la Tabla 2.1 se encuentran las definiciones de los 2HDM.

Modelo	u_R^i	d_R^i	l_R^i
Conservación de sabor			
I	Φ_2	Φ_2	Φ_2
II	Φ_2	Φ_1	Φ_1
Lepton-specific	Φ_2	Φ_2	Φ_1
Flipped	Φ_2	Φ_1	Φ_2
Violación de sabor			
III	Φ_1,Φ_2	Φ_1,Φ_2	Φ_1,Φ_2

Tabla 2.1: Clasificación de los 2HDM de acuerdo con los acoplamientos de los dobletes de Higgs en el sector de Yukawa.

Se tienen 4 modelos que conservan sabor, el 2HDM-lepton-specific también es nombrado como 2HDM-X y el 2HDM-flipped como 2HDM-Y. El único modelo que permite interacciones con cambio de sabor a nivel árbol es el 2HDM-III. Experimentalmente los procesos con cambio de sabor están muy suprimidos pero, en el sector de Yukawa es posible obtener procesos con cambio de sabor compatibles con las cotas experimentales obtenidas en los aceleradores de partículas.Siguiendo la definición del

2HDM-III dada en la Tabla 2.1, escribimos la Lagrangiana de Yukawa en la siguiente forma

$$\mathcal{L}_Y = -\Big(Y^u_{1,2}\bar{Q}_L\tilde{\Phi}_{1,2}u_R + Y^d_{1,2}\bar{Q}_L\Phi_{1,2}d_R + Y^l_{1,2}\bar{L_L}\Phi_{1,2}l_R\Big), \tag{2.12}$$

donde $\Phi_{1,2} = (\phi^+_{1,2}, \phi^0_{1,2})^T$ son los dobletes de Higgs, $\tilde{\Phi}_{1,2} = i\sigma_2\Phi^*_{1,2}$, Q_L denota a los dobletes izquierdos, u_R , d_R y l_R son los singletes derechos, $Y^{u,d,l}_{1,2}$ denota a las matrices de Yukawa. Después del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, es posible calcular las matrices de masa dadas por la expresión

$$M_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1Y^f_1 + v_2Y^f_2), \qquad f = u, d, l. \tag{2.13}$$

Partiendo de la Ec. (2.13) y considerando que las matrices de Yukawa tienen una estructura de 4-ceros, escribimos a la matriz de masa con la forma siguiente

$$M_f = \begin{pmatrix} 0 & D_f & 0 \\ D_f & C_f & B_f \\ 0 & B_f & A_f \end{pmatrix}, \tag{2.14}$$

los elementos de la Ec. (2.14) se relacionan con las masas de los fermiones m_{f_i} ($i = 1, 2, 3$) a traves de los invariantes principales

$$\begin{aligned} \mathrm{Tr}\,(M_f) &= C_f + A_f = m_{f_1} + m_{f_2} + m_{f_3}, \\ \lambda\,(M_f) &= C_fA_f - D_f^2 - B_f \\ &= m_{f_1}m_{f_2} + m_{f_1}m_{f_3} + m_{f_2}m_{f_3}, \\ \det\,(M_f) &= -D_f^2A_f = m_{f_1}m_{f_2}m_{f_3}. \end{aligned} \tag{2.15}$$

De las relaciones de la Ec. (2.15) encontramos las expresiones para las entradas de la matriz de masa Ec. (2.14):

$$A_f = m_{f_3} - m_{f_2},$$

$$\begin{aligned} B_f &= m_{f_3}\sqrt{\frac{r_2(r_2+r_1-1)(r_2+r_2-1)}{1-r_2}}, \\ C_f &= m_{f_3}(r_2+r_1+r_2), \\ D_f &= \sqrt{\frac{m_{f_1}m_{f_2}}{1-r_2}}, \end{aligned} \tag{2.16}$$

donde $r_i = m_{f_i}/m_{f_3}$. Para diagonalizar a la matriza de masa M_f de la Ec.2.13, realizamos una transformación bi-unitaria. Si suponemos que M_f es hermitiana, entonces $V_{fL} = V_{fR} \equiv V_f$. En este caso, $V_f = \mathcal{O}_f P_f$, con $P_f = \text{diag}\{e^{i\alpha_f}, e^{i\beta_f}, 1\}$, la expresión para la matriz $\mathcal{O}_f$ es

$$\mathcal{O}_f = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{m_{f_2}m_{f_3}(A-m_{f_1})}{A(m_{f_2}-m_{f_1})(m_{f_3}-m_{f_1})}} & \sqrt{\frac{m_{f_1}m_{f_3}(m_{f_2}-A)}{A(m_{f_2}-m_{f_1})(m_{f_3}-m_{f_2})}} & \sqrt{\frac{m_{f_1}m_{f_3}(A-m_{f_3})}{A(m_{f_3}-m_{f_1})(m_{f_3}-m_{f_2})}} \\ -\sqrt{\frac{m_{f_1}(m_{f_1}-A)}{(m_{f_2}-m_{f_1})(m_{f_3}-m_{f_1})}} & \sqrt{\frac{m_{f_2}(A-m_{f_2})}{(m_{f_2}-m_{f_1})(m_{f_3}-m_{f_2})}} & \sqrt{\frac{m_{f_3}(m_{f_2}-A)}{(m_{f_2}-m_{f_1})(m_{f_3}-m_{f_2})}} \\ \sqrt{\frac{m_{f_1}(A-m_{f_2})(A-m_{f_3})}{A(m_{f_2}-m_{f_1})(m_{f_3}-m_{f_1})}} & -\sqrt{\frac{m_{f_2}(A-m_{f_1})(m_{f_3}-A)}{A(m_{f_2}-m_{f_1})(m_{f_3}-m_{f_2})}} & \sqrt{\frac{m_{f_3}(A-m_{f_1})(A-m_{f_2})}{A(m_{f_3}-m_{f_1})(m_{f_3}-m_{f_2})}} \end{pmatrix}. \tag{2.17}$$

Un hecho importante es que $V_{u,d}$ deben reproducir a la matriz V_{CKM}, en la forma $V_{\text{CKM}} = V_u^\dagger V_d$ [19]. Al diagonalizar a M_f, reescribimos a la Ec. (2.13) como

$$\bar{M}_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1\tilde{Y}_1^f + v_2\tilde{Y}_2^f), \tag{2.18}$$

donde $\tilde{Y}_i^f = V_{fL}^\dagger Y_i^f V_{fR}$ y $\bar{M}_f = V_{fL}^\dagger M_f V_{fR}$. El hecho de que M_f sea hermitiana, implica directamente que $V_{fL} = V_{fR}$ y que los eigenestados de masa para los fermiones están dados por

$$u = V_u^\dagger u', \qquad d = V_d^\dagger d', \qquad l = V_l^\dagger l'. \tag{2.19}$$

Siguiendo el análisis hecho en [53] podemos dar una aproximación para el producto $V_q Y_n^q V_q^\dagger$, expresando a la matriz $\tilde{Y}_n^q$, en la forma

$$\left[\tilde{Y}_n^q\right]_{ij} = \frac{\sqrt{m_{q_i}m_{q_j}}}{v}\,\left[\tilde{\chi}_n^q\right]_{ij}, \tag{2.20}$$

donde las χ's son parámetros adimensionales del modelo que provienen de la elección de una textura específica. Con esta parametrización [54] obtenemos una la lagrangiana de Yukawa para bosones de Higgs cargados Ec. 2.21 y otra para bosones de Higgs neutros Ec. 2.22:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{q_i q_j H^+} &= -\frac{g}{2\sqrt{2}m_W}\sum_{l=1}^{3}\bar{u}_i\left[V_{il}\left(Xm_{d_l}\delta_{lj} - \frac{f(X)\tilde{\chi}_{lj}^d\sqrt{m_{d_l}m_{d_j}}}{\sqrt{2}}\right)(1+\gamma^5)\right. \\ &\quad \left. + \left(Ym_{u_i}\delta_{il} - \frac{f(Y)\tilde{\chi}_{il}^u\sqrt{m_{u_i}m_{u_l}}}{\sqrt{2}}\right)V_{lj}(1-\gamma^5)\right]d_j H^+, \end{aligned} \tag{2.21}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{q_i q_j \phi^0} &= -\frac{g}{2m_W}\left[\bar{d}_i\left(\left[m_{d_i}\xi_H^d\delta_{ij} - \frac{\left(\xi_h^d + X\xi_H^d\right)}{f(X)}\frac{\sqrt{m_{d_i}m_{d_j}}}{\sqrt{2}}\tilde{\chi}_{ij}^d\right]H^0\right.\right. \\ &\quad \left.\left. + \left[m_{d_i}\xi_h^d\delta_{ij} + \frac{\left(\xi_H^d - X\xi_h^d\right)}{f(X)}\frac{\sqrt{m_{d_i}m_{d_j}}}{\sqrt{2}}\tilde{\chi}_{ij}\right]h^0\right. \end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
&+i\left[-m_{d_i}X\delta_{ij}+f(X)\frac{\sqrt{m_{d_i}m_{d_j}}}{\sqrt{2}}\tilde{\chi}^d_{ij}\right]\gamma^5 A^0\Bigg)d_j\\
&+u_i\Bigg(\left[m_{u_i}\xi^u_H\delta_{ij}+\frac{(\xi^u_h-Y\xi^u_H)}{f(Y)}\frac{\sqrt{m_{u_i}m_{u_j}}}{\sqrt{2}}\tilde{\chi}^u_{ij}\right]H^0\\
&+\left[m_{u_i}\xi^u_h\delta_{ij}-\frac{(\xi^u_H+Y\xi^u_h)}{f(Y)}\left(\frac{\sqrt{m_{u_i}m_{u_j}}}{\sqrt{2}}\right)\tilde{\chi}^u_{ij}\right]h^0\\
&+i\left[-m_{u_i}Y\delta_{ij}+f(Y)\frac{\sqrt{m_{u_i}m_{u_j}}}{\sqrt{2}}\tilde{\chi}^u_{ij}\right]\gamma^5 A^0\Bigg)u_j\Bigg],
\end{aligned}
\tag{2.22}
$$

donde V_{ij} son las entradas de la matriz V_{CKM} y $\tilde{\chi}^{u,d}$ son las matrices 3×3 relacionadas con el cambio de sabor. La función $f(x)$ se define como

$$
f(x)=\sqrt{1+x^2}, \qquad x=X,Y,Z, \tag{2.23}
$$

los valores de X e Y están dados en la Tabla siguiente [54].

2HDM-III	X	Y	Z	ξ^u_h	ξ^d_h	ξ^d_l	ξ^u_H	ξ^d_H	ξ^l_H
2HDM-I-like	$-\cot\beta$	$\cot\beta$	$-\cot\beta$	c_α/s_β	c_α/s_β	c_α/s_β	s_α/s_β	s_α/s_β	s_α/s_β
2HDM-II-like	$\tan\beta$	$\cot\beta$	$\tan\beta$	c_α/s_β	$-s_\alpha/c_\beta$	$-s_\alpha/c_\beta$	s_α/s_β	c_α/c_β	c_α/c_β
2HDM-X-like	$-\cot\beta$	$\cot\beta$	$\tan\beta$	c_α/s_β	c_α/s_β	$-s_\alpha/c_\beta$	s_α/s_β	s_α/s_β	c_α/c_β
2HDM-Y-like	$\tan\beta$	$\cot\beta$	$-\cot\beta$	c_α/s_β	$-s_\alpha/c_\beta$	c_α/s_β	s_α/s_β	c_α/c_β	s_α/s_β

Tabla 2.2: Valores de X e Y para el 2HDM-III. Donde $s_\alpha=\operatorname{sen}\alpha$, $c_\alpha=\cos\alpha$, $s_\beta=\operatorname{sen}\beta$ y $c_\beta=\cos\beta$.

En la Tabla 2.2 vemos que las variables X e Y son las mismas para los modelos 2HDM-I-like y 2HDM-X-like, de forma silmilar X e Y son iguales para los modelos 2HDM-II-like y 2HDM-Y-like.

2.3. Acoplamientos

En la sección anterior se obtuvo la Lagrangiana que contiene los acoplamientos entre los quarks y el bosón de Higgs cargado:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}^{q_iq_jH^+} &= -\frac{g}{2\sqrt{2}m_W}\sum_{l=1}^{3}\bar{u}_i\Bigg[V_{il}\left(Xm_{d_l}\delta_{lj}-\frac{f(X)\tilde{\chi}^d_{lj}\sqrt{m_{d_l}m_{d_j}}}{\sqrt{2}}\right)(1+\gamma^5)\\
&\quad+\left(Ym_{u_i}\delta_{il}-\frac{f(Y)\tilde{\chi}^u_{il}\sqrt{m_{u_i}m_{u_l}}}{\sqrt{2}}\right)V_{lj}(1-\gamma^5)\Bigg]d_jH^+.
\end{aligned}
\tag{2.24}
$$

De esta lagrangiana podemos obtener de manera explícita la forma de los acoplamientos entre el bosón de Higgs y los quarks. Expresaremos a los acoplamientos de manera compacta, para eso definiremos a los escalares a_{ij} y b_{ij}, donde la i etiqueta a quarks tipo-up y la j etiqueta a quarks tipo- down. A continuación mostraremos la expresión de los escalares a_{23} y b_{23} para el acoplamiento g_{cbH^+} del bosón

de Higgs cargado con los quarks charm y bottom:

$$\begin{aligned} g_{cbH^+} &= -\tfrac{g_e}{2\sqrt{2}m_w}\Bigg[V_{21}\left(\frac{f(X)\tilde{\chi}^d_{13}\sqrt{m_{d_1}m_{d_3}}}{\sqrt{2}}\right)(1+\gamma^5) \\ &\quad -V_{22}\left(\frac{f(X)\tilde{\chi}^d_{23}\sqrt{m_{d_2}m_{d_3}}}{\sqrt{2}}\right)(1+\gamma^5)+V_{23}\left(Xm_{d_3}-\frac{f(X)\tilde{\chi}^d_{33}\sqrt{m^2_{d_3}}}{\sqrt{2}}\right)(1+\gamma^5) \\ &\quad +V_{13}\left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}^u_{21}\sqrt{m_{u_1}m_{u_2}}}{\sqrt{2}}\right)(1-\gamma^5)+V_{23}\left(Ym_{u_2}-\frac{f(Y)\tilde{\chi}^u 22\sqrt{m^2_{u_2}}}{\sqrt{2}}\right)(1-\gamma^5) \\ &\quad -V_{33}\left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}^u_{23}\sqrt{m_{u_2}m_{u_3}}}{\sqrt{2}}\right)(1-\gamma^5)\Bigg]. \end{aligned}$$

Factorizamos $1+\gamma^5$ en los primeros tres términos y $1-\gamma^5$ en los tres restantes, también sustituimos las masas de los quarks:

$$\begin{aligned} g_{cbH^+} &= -\frac{g_e}{2\sqrt{2}m_w}\Bigg[\Bigg[V_{21}\left(\frac{f(X)\tilde{\chi}^d_{13}\sqrt{m_d m_c}}{\sqrt{2}}\right) \\ &\quad -V_{22}\left(\frac{f(X)\tilde{\chi}^d_{23}\sqrt{m_s m_b}}{\sqrt{2}}\right)+V_{23}\left(Xm_b-\frac{f(X)\tilde{\chi}^d_{33}m_b}{\sqrt{2}}\right)\Bigg](1+\gamma^5) \\ &\quad +\Bigg[V_{13}\left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}^u_{21}\sqrt{m_u m_c}}{\sqrt{2}}\right)+V_{23}\left(Ym_c-\frac{f(Y)\tilde{\chi}^u_{22}m_c}{\sqrt{2}}\right) \\ &\quad -V_{33}\left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}^u_{23}\sqrt{m_c m_t}}{\sqrt{2}}\right)\Bigg](1-\gamma^5)\Bigg]. \end{aligned} \tag{2.25}$$

De la expresión anterior identificamos a los escalares a_{23} y b_{23}:

$$\begin{aligned} a_{23} &= V_{21}\left(\frac{f(X)\tilde{\chi}^d_{13}\sqrt{m_d m_b}}{\sqrt{2}}\right)-V_{22}\left(\frac{f(X)\tilde{\chi}^d_{23}\sqrt{m_s m_b}}{\sqrt{2}}\right)+V_{23}\left(Xm_b-\frac{f(X)\tilde{\chi}^d_{33}m_b}{\sqrt{2}}\right), \\ b_{23} &= V_{13}\left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}^u_{21}\sqrt{m_u m_c}}{\sqrt{2}}\right)+V_{23}\left(Ym_c-\frac{f(Y)\tilde{\chi}^u_{22}m_c}{\sqrt{2}}\right)-V_{33}\left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}^u_{23}\sqrt{m_c m_t}}{\sqrt{2}}\right), \end{aligned} \tag{2.26}$$

entonces

$$g_{ucH^+} = \frac{ig}{2\sqrt{2}m_W}[a_{23}(1+\gamma^5)+b_{23}(1-\gamma^5)], \tag{2.27}$$

por lo tanto los acoplamientos entre quarks y el bosón de Higgs cargado se pueden escribir como

$$g_{u_i d_j H^+} = \frac{ig}{2\sqrt{2}m_W}[a_{ij}(1+\gamma^5)+b_{ij}(1-\gamma^5)], \quad i,j=1,2,3 \tag{2.28}$$

También podemos escribir los acoplamientos de los quarks con los bosones de Higgs neutros de manera compacta, definiendo a los escalares $U^{\phi^0}_{ij}$ y D^{ϕ}_{ij}, relacionados con quarks tipo-up y tipo-down respectivamente. A partir de la Lagrangiana Ec. (2.22) los acoplamientos entre el bosón H^0 y quarks tipo-up pueden escribirse en la forma

$$g_{u_i u_j H^0} = -\frac{g}{2m_W}[U^H_{ij}], \tag{2.29}$$

donde

$$U^H_{ij} = m_{u_i}\xi^u_H\delta_{ij}+\frac{(\xi^u_h - Y\xi^u_H)}{f(Y)}\frac{\sqrt{m_{u_i}m_{u_j}}}{\sqrt{2}}\tilde{\chi}^u_{ij}, \tag{2.30}$$

de forma similar los acoplamientos entre el bosón H^0 y quarks tipo-down se escriben

$$g_{d_i d_j H^0} = -\frac{g}{2m_W}[D^H_{ij}], \tag{2.31}$$

con

$$D^H_{ij} = m_{d_i}\xi^d_H\delta_{ij} - \frac{(\xi^u_h + X\xi^u_H)}{f(X)}\frac{\sqrt{m_{u_i}m_{u_j}}}{\sqrt{2}}\tilde{\chi}^u_{ij}, \tag{2.32}$$

se pueden incluir ambos acoplamientos en una sola expresión:

$$g_{q_i q_j H^0} = -\frac{g}{2m_W}[Q^H_{ij}], \tag{2.33}$$

donde $Q^H = U^H$, D^H dependiendo de los quarks q_i, q_j que aparezcan en el estado inicial. Siguiendo este mismo procedimiento se obtienen las formas compactas para los acoplamientos de los otros dos bosones de Higgs neutros:

$$g_{q_i q_j h^0} = -\frac{g}{2m_W}[Q^h_{ij}], \tag{2.34}$$

$$g_{q_i q_j A^0} = -\frac{g}{2m_W}[Q^A_{ij}]. \tag{2.35}$$

Es importante conocer las expresiones de los acoplamientos entre bosones de Higgs y quarks, porque serán utilizadas para calcular secciones eficaces en los siguientes capítulos.

En este capítulo hemos estudiado al 2HDM-III y sus características, vimos que como consecuencia de agregar otro doblete de Higgs aparecen cuatro nuevas partículas; dos bosones de Higgs cargados $H^\pm$, un bosón de Higgs neutro H^0 escalar y un bosón de Higgs neutro pseudoescalar A^0. Se obtuvieron las expresiones analiticas para las masas de los bosones de Higgs y también se obtuvieron los acoplamientos de los bosones de Higgs con los quarks. Se observa que en este modelo los bosones de Higgs pueden acoplarse a nivel arbol con quarks que no son de la misma familia dando lugar a procesos con cambio de sabor. En las siguientes secciones estudiaremos los procesos de producción de bosones de Higgs mas relevantes.

Capítulo 3

Producción de bosones de Higgs neutros y cargados

El Modelo de Estándar establece que el protón está formado por quarks y gluones, que a energías muy altas se comportan como partículas libres. En el LHC (Large Hadron Collider) las colisiones protón-protón (pp) se dan a energías muy altas, siendo posible la interacción entre los constituyentes de los protones. También es posible generar colisiones electrón-protón (ep) y electrón-positrón (ee) a energías muy altas. En las primeras secciones de este este capítulo estudiaremos la producción de bosones de Higgs en los tres tipos de colisiones, en las ultimas secciones estudiaremos de forma más detallada la producción de bosones de Higgs en colisiones pp.

3.1. Procesos con bosones de Higgs cargados y neutros en colisiones ep

En colisiones ep no hay procesos de producción directa de bosones de Higgs, ya que estos procesos violan la conservación de número leptónico. La producción asociada de un bosón de Higgs con una sola partícula tampoco es posible. Los procesos donde es posible tener bosones de Higgs en el estado final son procesos radiativos y de fusión vectorial:

- $ep \to l^- \phi^0 q$,
- $ep \to \nu_l^- \phi^0 q$,
- $ep \to l^- \phi q$,

donde $\phi = h^0, H^0, A^0, H^+$, $\phi^0 = h^0, H^0, A^0$ y X es cualquier partícula del SM compatible con el proceso. Para producir bosones de Higgs de forma rediativa se debe cumplir que la suma de la masa del bosón de Higgs más la masa del quark en el estado final sea menor a la masa del quark que decae. En la Fig 3.1 mostramos los diagramas de Feynman para este tipo de procesos.

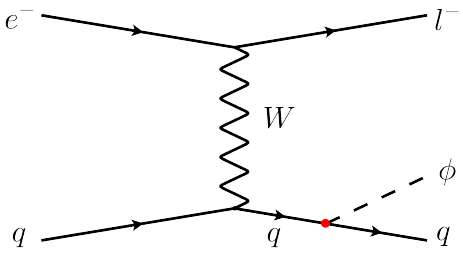


Figura 3.1: Diagrama de Feynman para un Higgs radiado por un quark en el subproceso $eq \to l^- \phi^0 q$.

Los diagramas de Feynman para la fusión vectorial se muestran en Fig 3.2

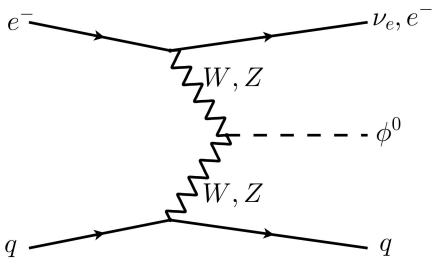


Figura 3.2: Diagrama de Feynman para la fusión vectorial en el subproceso $eq \to l^- \phi^0 q$.

Es importante estudiar este tipo de procesos ya que es probable que pueden detectarse en futuros experimentos como el LHeC (Large Hadron Electron Collider) [55]. El LHeC es una mejora del experimento LHC, con una fecha de construcción estipulada para el año 2028. La energía del centro de masa proyectada para este experimento es de 1.3 TeV.

3.2. Producción de bosones de Higgs cargados y neutros en colisiones ee

Las colisiones ee son menos energéticas, pero el número de procesos de background se reduce significativamente respecto a colisiones ep y pp. Los procesos de producción de bosones de Higgs son

- $ee \to \phi^0$,
- $ee \to \phi x$,
- $ee \to l^- \phi^0 q$,
- $ee \to \nu_l^- \phi^0 q$,
- $ee \to l^- \phi q$,

donde $\phi = h^0, H^0, A^0, H^+$, $\phi^0 = h^0, H^0, A^0$ y x es cualquier partícula compatible con el proceso. Observamos que hay una mayor cantidad de procesos que en las colisiones ep. Teóricamente es posible producir bosones de Higgs neutros por medio de la producción directa, pero experimentalmente es difícil alcanzar la energía suficiente para producirlos. Este tipo de procesos podrán generarse en futuros colisionadores como el FCC (Future Circular Collider) [55], el ILC (Internacional Linear Collider) [56] o el

CEPC (Circular Electron Positron Collider) [57]. En los tres aceleradores se planea alcanzar una energía de 240 GeV en el centro de masa, energía necesaria para la producción asociada $ee \to Zh^0$. Podemos ver que estos experimentos producirán una gran cantidad de bosones de Higgs, lo que permitirá mejorar los valores de parámetros relacionados con esta partícula.

3.3. Producción de bosones de Higgs cargados y neutros en colisiones *pp*

Este tipo de colisiones se generan en el experimento LHC , los subprocesos de producción directa de bosones de Higgs son

- $q + q \to \phi$,
- $g + g \to \phi^0$.

La producción asociada de un bosón Higgs con una partícula está dada por los siguientes procesos

- $pp \to \phi\phi + X$,
- $pp \to \phi W^- + X$,
- $pp \to \phi Z^0 + X$,
- $pp \to \phi\gamma + X$,
- $pp \to \phi g + X$,
- $pp \to \phi q + X$,

donde $\phi = h^0, H^0, A^0, H^+$ y $\phi^0 = h^0, H^0, A^0$.

Este tipo de colisiones genera una mayor cantidad de procesos respecto en comparación con *ep* y *ee*, pero también genera una mayor cantidad de procesos de background. Las futuras mejoras del LHC son: (a) el HL-LHC, donde se espera alcanzar una luminosidad de $\mathcal{L} = 3000\,\text{fb}^{-1}$ y (b) el FCC, donde se espera alcanzar una energía del centro de masa de 100 TeV. A continuación estudiaremos de forma más detallada los procesos de producción directa.

3.3.1. Producción directa

Uno de los subprocesos para producción directa de higgs, es cuando dos quarks se fusionan para producir a un bosón de Higgs en el estado final. Primero calcularemos la amplitud para la producción directa del bosón de Higgs cargado, en la Fig. 4.1 se muestra el diagrama de Feynman correspondiente.

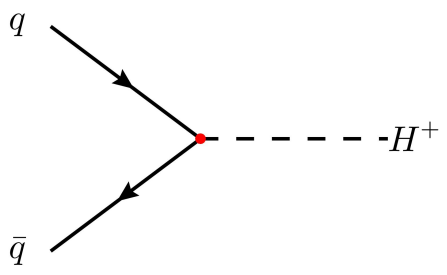


Figura 3.3: Diagrama de Feynman para el subproceso $q + q \to H^+$.

La producción directa del Higgs cargado solo puede darse mediante la fusión de quarks el acoplamiento de los quarks con el bosón H^+ lo obtenemos de la Ec. (2.24):

$$g_{u_i d_j H^+} = \frac{ig}{2\sqrt{2}m_W}[a_{ij}(1+\gamma^5) + b_{ij}(1-\gamma^5)], \quad i,j = 1,2,3 \tag{3.1}$$

donde a_{ij}, b_{ij}, dependen de las masas de los quarks y de los parámetros del modelo. La expresión para la amplitud es

$$-i\mathcal{M} = \bar{v_j}(p_2)\left[\frac{ig}{2\sqrt{2}m_W}[a_{ij}(1+\gamma^5) + b_{ij}(1-\gamma^5)]\right]u_i(p_1). \tag{3.2}$$

Con esta amplitud podemos calcular $|\overline{\mathcal{M}}|^2$, la amplitud cuadrada promedio, en este caso promediamos sobre el espín y sobre el número de color:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \left(\frac{g}{2\sqrt{6}m_W}\right)^2 2[(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)(p1\cdot p2) - 2a_{ij}b_{ij}m_{u_i}m_{d_j}]. \tag{3.3}$$

Debido a que el momento se conserva, se cumple la relación $(p_1+p_2)^2 = p_3^2 = m_{H^+}^2$, de la cual podemos obtener una expresión para el producto punto en términos de las masas

$$p_1 \cdot p_2 = \frac{m_{H^+}^2 - (m_{u_i}^2 + m_{d_j}^2)}{2}.$$

Sustituimos este resultado en la Ec. (3.3) y obtenemos

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \left(\frac{g}{2\sqrt{6}m_W}\right)^2 m_{H^+}^2(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)\left[1 - \frac{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)(m_{u_i}^2 + m_{d_j}^2) + 4a_{ij}b_{ij}m_{u_i}m_{d_j}}{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)m_{H^+}^2}\right]. \tag{3.4}$$

La ecuación de la sección eficaz para el subproceso que estamos estudiando es [39]

$$\hat{\sigma}(qq \to H^+) = \frac{\pi}{\hat{s}}|\overline{\mathcal{M}}|^2\delta(\hat{s} - m_{H^+}^2), \tag{3.5}$$

donde $\hat{s}$ es una de las variables de Mandelstam partónicas, el sombrero es para distinguirla de la variable de Mandelstam hadrónica s. Por último sustituimos la amplitud cuadrada para obtener

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}(q_i + q_j \to H^+) &= \left(\frac{g}{2\sqrt{6}m_W}\right)^2 \frac{m_{H^+}^2\pi}{\hat{s}}(a_{ij}^2 + b_{ij}^2) \\ &\times \left[1 - \frac{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)(m_{u_i}^2 + m_{d_j}^2) + 4a_{ij}b_{ij}m_{u_i}m_{d_j}}{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)m_{H^+}^2}\right]\delta(\hat{s} - m_{H^+}^2).\end{aligned} \tag{3.6}$$

De igual forma calculamos la sección eficaz partónica para la producción de bosones de Higgs neutros, en la Fig. 3.4 se muestra el diagrama de Feynman correspondiente

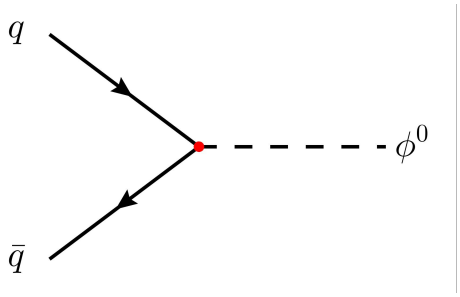


Figura 3.4: Diagrama de Feynman para el subproceso $q + q \to \phi^0$.

Al realizar los cálculos correspondientes obtenemos:

$$\hat{\sigma}(q_i + q_j \to H^0) = \frac{g^2}{8m_W^2}\frac{\pi}{\hat{s}}[Q_{ij}^H]^2(m_{H^0}^2 - (m_i + m_j)^2), \tag{3.7}$$

$$\hat{\sigma}(q_i + q_j \to h^0) = \frac{g^2}{8m_W^2}\frac{\pi}{\hat{s}}[Q_{ij}^h]^2(m_{h^0}^2 - (m_i + m_j)^2), \tag{3.8}$$

$$\hat{\sigma}(q_i + q_j \to A^0) = \frac{g^2}{8m_W^2}\frac{\pi}{\hat{s}}[Q_{ij}^A]^2(m_{A^0}^2 - (m_i + m_j)^2), \tag{3.9}$$

donde $Q_{ij}^{\phi} = U_{ij}^{\phi}$ o $Q_{ij}^{\phi} = D_{ij}^{\phi}$, dependiendo del tipo de quarks en el estado inicial.

3.3.2. Sección eficaz hadrónica para la producción directa

La expresión para la sección eficaz hadrónica total para el proceso $pp \to H^+ + X$ es

$$\sigma(pp \to H^+ + X) = \sum_{q_i,q_j}\int dx_a dx_b \left(F_{q_i}(x_a)F_{q_j}(x_b) + F_{q_i}(x_b)F_{q_j}(x_a)\right)\hat{\sigma}(q_i + q_j \to H^+) \tag{3.10}$$

donde $\hat{\sigma}$ es la sección eficaz partónica y $F_q(x)$ son las funciones de estructura de los partones que interactuan. En la sección anterior calculamos la sección eficaz para la producción directa:

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}(q_i + q_j \to H^+) &= \left(\frac{g}{2\sqrt{6}m_W}\right)^2 \frac{m_{H^+}^2\pi}{\hat{s}}(a_{ij}^2 + b_{ij}^2) \\ &\times \left[1 - \frac{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)(m_{u_i}^2 + m_{d_j}^2) + 4a_{ij}b_{ij}m_{u_i}m_{d_j}}{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)m_{H^+}^2}\right]\delta(\hat{s} - m_{H^+}^2).\end{aligned} \tag{3.11}$$

La cantidad entre corchetes es aproximadamente igual a uno ya que las masas de los quarks son muy pequeñas comparadas con la del bosón de Higgs cargado

$$\hat{\sigma}(q + q \to H^+) = \left(\frac{g}{2\sqrt{2}m_W}\right)^2 \frac{m_{H^+}^2\pi}{\hat{s}}(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)\delta(\hat{s} - m_{H^+}^2). \tag{3.12}$$

Las propiedades de la delta de Dirac nos sirven para realizar una de las integrales de forma rápida, también hacemos un cambio de variables, para obtener finalmente

$$\sigma_{H^+} = \sum_{q_i,q_j}\frac{\pi}{12s}\left(\frac{g}{2\sqrt{2}m_W}\right)^2(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)\int_{\tau}^{1}\frac{dx}{x}[f_{q_i}^a(x,Q^2)f_{\bar{q}_j}^b(x,Q^2) + f_{\bar{q}_i}^a(x,Q^2)f_{q_j}^b(x,Q^2)]. \tag{3.13}$$

Las secciones eficaces hadrónicas correspondientes a los bosones de Higgs neutros se calculan siguiendo el mismo procedimiento. La sección eficaz obtenida para el bosón de Higgs H^0 es

$$\sigma_H = \sum_{q_i,q_j}\frac{\pi}{12s}\frac{g^2}{8m_W^2}[Q_{ij}^H]^2\int_{\tau}^{1}\frac{dx}{x}[f_{q_i}^a(x,Q^2)f_{\bar{q}_j}^b(x,Q^2) + f_{\bar{q}_i}^a(x,Q^2)f_{q_j}^b(x,Q^2)]. \tag{3.14}$$

La sección eficaz para el bosón de higgs h^0 es

$$\sigma_h = \sum_{q_i,q_j}\frac{\pi}{12s}\frac{g^2}{8m_W^2}[Q_{ij}^h]^2\int_{\tau}^{1}\frac{dx}{x}[f_{q_i}^a(x,Q^2)f_{\bar{q}_j}^b(x,Q^2) + f_{\bar{q}_i}^a(x,Q^2)f_{q_j}^b(x,Q^2)], \tag{3.15}$$

esta sección eficaz difiere de la que se obtiene para el Modelo Estándar debido a que tenemos acoplamientos con cambio de sabor, cuando realicemos el cálculo numérico podremos saber que tan diferentes son. Por ultimo escribimos la sección eficaz obtenida para el bosón de Higgs pseudoescalar A^0.

$$\sigma_A = \sum_{q_i,q_j} \frac{\pi}{12s}\frac{g^2}{8m_W^2}[Q_{ij}^A]^2 \int_\tau^1 \frac{dx}{x}[f_{q_i}^a(x,Q^2)f_{\bar{q}_j}^b(x,Q^2) + f_{\bar{q}_i}^a(x,Q^2)f_{q_j}^b(x,Q^2)]. \tag{3.16}$$

3.3.3. Fusión de gluones en la producción de bosones de Higgs

Los procesos a un loop con gluones involucrados en la producción directa de bosones de Higgs, son los que tienen un loop triangular en su representación diagramática. Este proceso es el mas importante para la producción del bosón de Higgs del Modelo Estándar y es un modo de producción importante para la producción de los bosones de Higgs neutros del 2HDM-III. El diagrama para este proceso se muestra en la Fig 3.5 (los diagramas de este trabajo se hicieron con el programa `FeynGame` [58]).

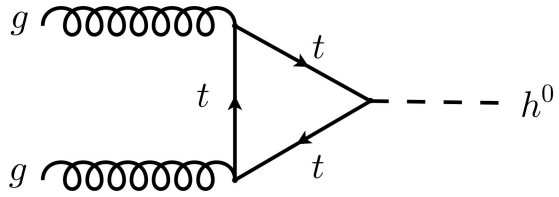


Figura 3.5: Diagrama de Feynman para la fusión de gluones.

El loop triangular también puede formarse con los quarks restantes pero sus secciones eficaces son muy pequeñas comparadas con la del loop del quark top, esto debido a que los acoplamientos de Yukawa dependen directamente de la masa de los fermiones involucrados. Simplificamos el resultado obtenido con el programa de Mathematica `Package-X [59]`:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \left(\frac{g_s g}{2m_W}\right)^2 \frac{1}{(4\pi)^2}\left[(4m_q^2 - m_h^2)\log^2\left(\sqrt{m_h^4 - 4m_q^2 m_h^2} + 2m_q^2 - m_h^2\right) + 4m_h^2\right]^2, \tag{3.17}$$

podemos hacer un cambio de variable en la Ec. (3.17)

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \left(\frac{g_s g}{2m_W}\right)^2 \frac{m_h^4}{(4\pi)^2}\Big[2\tau[1 + (1-\tau)f(\tau)]\Big]^2, \tag{3.18}$$

donde

$$\tau = \frac{4m_f^2}{m_h^2} \tag{3.19}$$

y

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2\dfrac{1}{\sqrt{\tau}} & \tau \geq 1 \\ \dfrac{1}{4}\left[\log\dfrac{1+\sqrt{1-\tau}}{1+\sqrt{1-\tau}}\right] & \tau < 1. \end{cases} \tag{3.20}$$

La sección eficaz partónica tiene la siguiente expresión

$$\hat{\sigma}\left(gg \to h^0\right) = \frac{\pi}{\hat{s}}|\overline{\mathcal{M}}|^2\delta\left(\hat{s} - m_{h^0}^2\right) \tag{3.21}$$

Sustituimos la amplitud cuadrada de la Ec. (3.18) en la Ec (3.21). Finalmente sustituimos la sección eficaz partónica en la Ec. (3.15), el resultados es

$$\sigma_{h^0} = \frac{1}{12\pi}\left(\frac{g_s g}{2m_W}\right)^2 [F_f]^2 [Q^h_{ii}]^2 \int_\tau^1 \frac{dx}{x} dx_a dx_b \left(F_{g_a}(x_a)F_{g_b}(x_b) + F_{g_b}(x_b)F_{g_a}(x_a)\right), \tag{3.22}$$

donde $F_f = 2\tau[1 + (1-\tau)f(\tau)$. Hemos ilustrado la forma de calcular la sección eficaz para el bosón de Higgs del Modelo Estándar, siguiendo un proceso similar calculamos la sección eficaz para los bosones de Higgs neutros restantes, obtenemos para H^0

$$\sigma_{H^0} = \frac{1}{12\pi}\left(\frac{g_s g}{2m_W}\right)^2 [F_f]^2 [Q^H_{ii}]^2 \int_\tau^1 \frac{dx}{x} dx_a dx_b \left(F_{g_a}(x_a)F_{g_b}(x_b) + F_{g_b}(x_b)F_{g_a}(x_a)\right), \tag{3.23}$$

para el bosón de Higgs pseudo-scalar obtenemos

$$\sigma_{A^0} = \frac{1}{12\pi}\left(\frac{g_s g}{2m_W}\right)^2 [F_f]^2 [Q^A_{ii}]^2 \int_\tau^1 \frac{dx}{x} dx_a dx_b \left(F_{g_a}(x_a)F_{g_b}(x_b) + F_{g_b}(x_b)F_{g_a}(x_a)\right). \tag{3.24}$$

En este capítulo se calcularon las secciones eficaces para la producción directa de bosones de Higgs cargados y neutros en el marco del 2HDM-III. En el siguiente capítulo realizaremos el análisis numérico de la producción directa de los bosón de Higgs utilizando un rango de parámetros permitido por la teoría y respetando las cotas experimentales que se han establecido.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo se estudiaran procesos de producción de bosones de Higgs encontrados en el capítulo anterior, tomando en cuenta las restricciones obtenidas en experimentos de física de partículas. Los cálculos de este capítulo se enfocan en el experimento LHC y futuros desarrollos de este experimento. Primero se calculará la producción directa del bosón h^0, para ver si los resultados del 2HDM-III son consistentes con los resultados experimentales. Después haremos un estudio del espacio de parámetros para poder seleccionar valores adecuados y así poder calcular los procesos de producción directa de los bosones de Higgs restantes. Por último analizaremos el proceso $pp \to th^0 + X$, este proceso es muy importante porque puede ser detectado en futuros experimentos de física de partículas.

4.1. Producción directa de bosones de Higgs

Para la producción directa de bosones de Higgs neutros el proceso dominante es la fusión de gluones, ya que las PDF de los gluones son un orden de magnitud más grandes que las de los quarks. El 2HDM se implementó con el programa `FeynRules`, los acoplamientos entre dos gluones y un bosón de Higgs se derivaron a partir de una Lagrangiana Efectiva [60]. Para calcular las secciones eficaces se utilizó el programa `CalcHep`. Los resultados obtenidos se graficaron con el programa Mathplotlib [61].

4.1.1. Sección eficaz para la producción directa del bosón h^0

Asociamos al bosón h^0 con el bosón de Higgs del Modelo Estándar. Para calcular la sección eficaz tomamos valores fijos de $\cos(\alpha - \beta)$ y de $\tan\beta$, dejando libre al parámetro χ_{tt}, con $\chi_{tt} = \tilde{\chi}_{23}$. Los cálculos se realizaron con el programa `CalcHEP`, se consideró una energía de 14 TeV en el centro de masa y las PDF utilizadas fueron las CTQ10. En la Fig. 4.1 mostramos los resultados obtenidos.

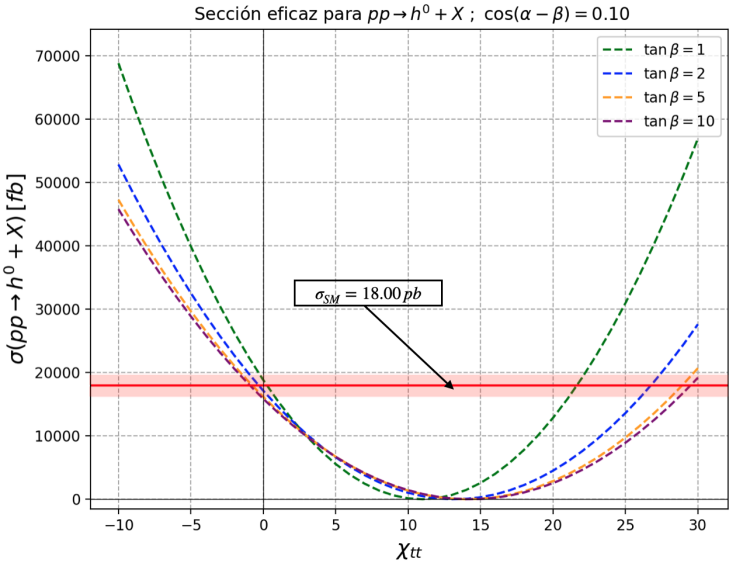


Figura 4.1: Resultados de la sección eficaz total $\sigma(pp \to h^0 + X)$ con $\sqrt{s} = 14$ TeV.

Podemos ver que la sección eficaz es muy sensible a valores grandes del parámetro χ_{tt} y que los valores mas altos de la sección eficaz se obtienen para $\tan\beta = 1$. Estos resultados serán tomados en cuenta al realizar cálculos posteriores para asegurar la consistencia del 2HDM-III con el ME.

4.2. Espacio de parámetros

Los parámetros del 2HDM-III deben respetar las cotas obtenidas en los experimentos de física de partículas. Los parámetros del modelo se acotan considerando las siguientes observables

- Datos de LHC sobre Física del bosón de Higgs.
- Resultados sobre Física de mesones neutros: $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$ y $B_d^0 \to \mu^+\mu^-$.
- Estudios de violación de sabor leptónico.
- Datos de LHC sobre decaimientos con violación de sabor

Para tomar en cuenta estas mediciones experimentales utilizamos el programa SpaceMath [62]. En la Fig 4.13 mostramos las restricciones obtenidas sobre los parámetros $\cos(\alpha - \beta)$ y $\tan\beta$.

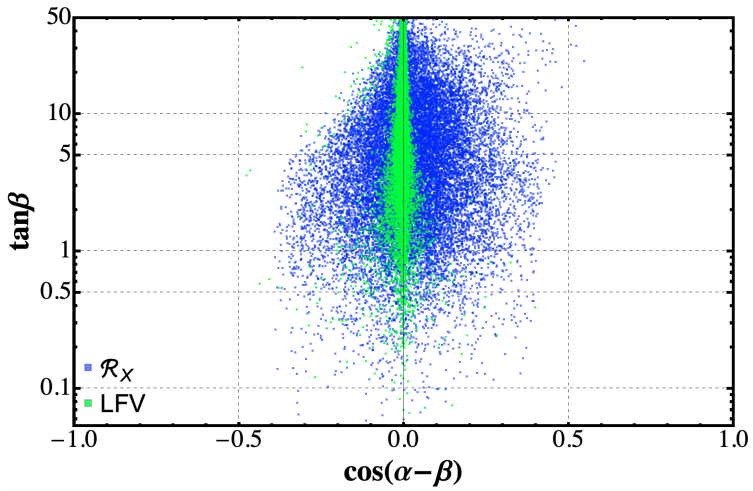


Figura 4.2: Valores permitidos para los parámetros $\cos(\alpha-\beta)$ *y* $\tan\beta$.

Los puntos azules son valores permitidos por los modificadores de la intensidad de señal $\mathcal{R}_X$ y los puntos verdes son valore permitidos por mediciones sobre procesos con violación de sabor leptónico (LFV, por sus siglas en ingles). Los modificadores R_X se definen como

$$\mathcal{R}_X = \frac{\sigma(pp \to h) \cdot \mathcal{BR}(h \to X)}{\sigma(pp \to h^{SM}) \cdot \mathcal{BR}(h^{SM} \to X)}, \tag{4.1}$$

donde $\sigma(pp \to h)$ es la sección eficaz para la producción de un bosón de Higgs proveniente del modelo de extensión, h^{SM} es el bosón de Higgs del Modelo Estándar y $X = b\bar{b}$, $\tau^-\tau^+$, $\mu^-\mu^+$, WW^*, ZZ^*, $\gamma\gamma$. Podemos ver que los valores permitidos para $\cos(\alpha-\beta)$ están en el intervalo $[-0.1, 0.1]$ y que el valor de $\tan\beta$ no está restringido para valores pequeños de $\cos(\alpha-\beta)$. Después de ver los valores permitidos para $\cos(\alpha-\beta)$ y $\tan\beta$ se acotará el parámetro χ_{tt}. En la Fig. 4.3 se muestran los valores de los parámetros χ_{tt} y $\cos(\alpha-\beta)$ permitidos por los modificadores R_X.

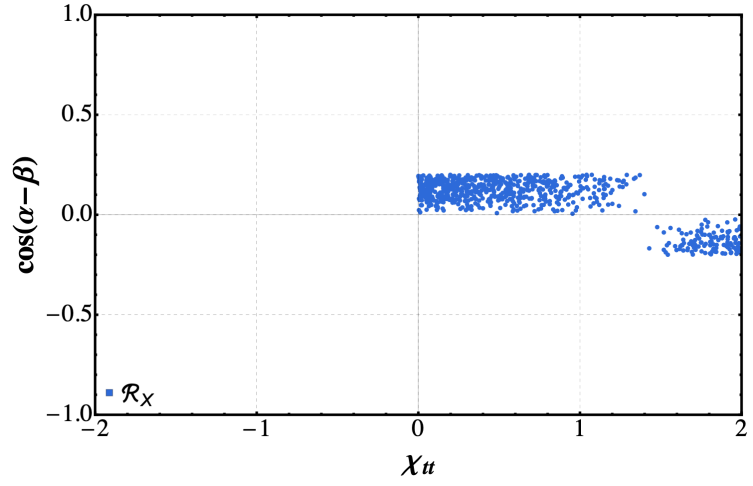
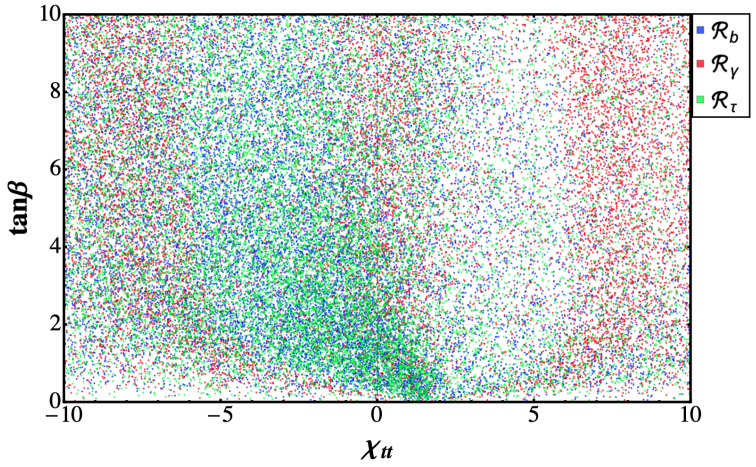
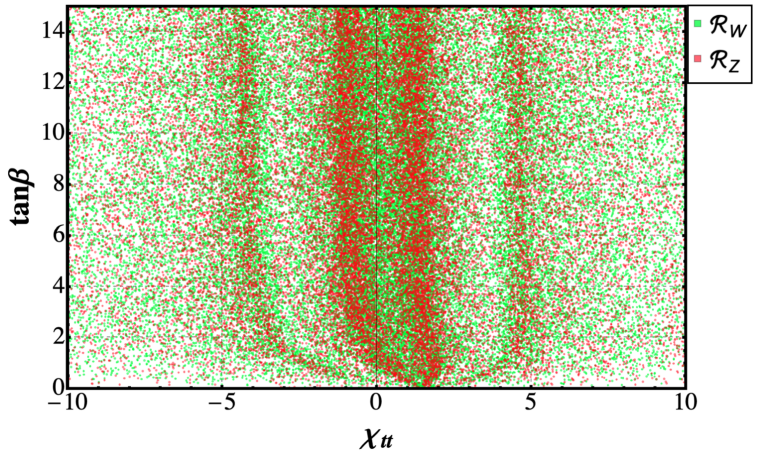


Figura 4.3: Valores permitidos para los parámetros χ_{tt} *y* $\cos(\alpha-\beta)$.

En la Fig. 4.4 se muestran los valores de los parámetros χ_{tt} y $\tan\beta$ permitidos por los modificadores R_X.



(a)



(b)

Figura 4.4: Puntos permitidos en el plano $\chi_{tt} - \tan\beta$ (a) Valores $\mathcal{R}_{b,\gamma,\tau}$ y (b)Valores $\mathcal{R}_{W,Z}$.

Se observa en las gráficas anteriores que los valores de χ_{tt} alrededor de $\chi_{tt} = 1$ están permitidos por las cotas experimentales, este resultado será utilizado para los cálculos a realizar en las siguientes secciones.

4.2.1. Sección eficaz para la producción directa del bosón H^+

Por medio de la fusión de quarks es posible producir bosones de Higgs cargados, de acuerdo con los acoplamientos las secciones eficaces más altas se obtienen para quarks pesados en el estado inicial. En este caso tenemos seis combinaciones de quarks que producen a un bosón de Higgs cargado debido a los acoplamientos con cambio de sabor; en nuestro modelo los quarks up y charm se acoplan con los tres quarks del tipo-down. Después de implementar el modelo con `FeynRules` se generan los archivos para `CalcHEP`, los valores de la sección eficaz se grafican utilizando el programa Matplotlib [61]. Se fijó el valor $\cos(\alpha - \beta) = 0.10$ para valores de $\tan\beta = 1, 2, 5, 10$, los parámetros restantes se tomaron igual que en el caso de bosón h^0, los resultados obtenidos se muestran en la Fig. 4.5.

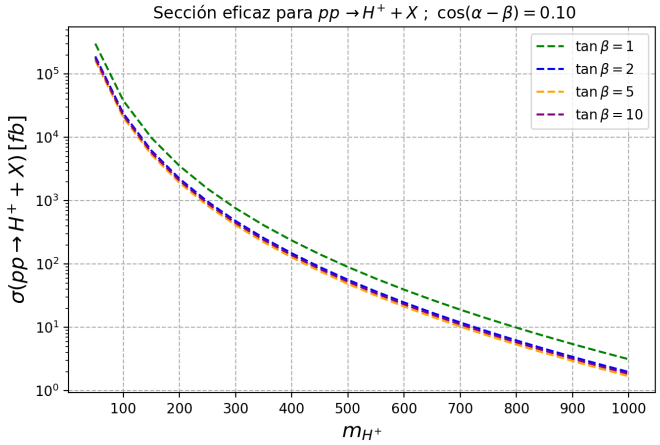


Figura 4.5: Gráfica de $\sigma(p + p \to H^+ + X)$, con $\sqrt{s} = 14$ TeV.

La sección eficaz más alta se obtiene para $\tan\beta = 1$. De acuerdo con los resultados obtenidos es difícil detectar bosones de Higgs cargados, ya que la producción directa de bosones W es dominante.

4.3. Sección eficaz para la producción directa del bosón H^0

En este caso se fijó el valor $\cos(\alpha - \beta) = 0.10$ para valores de $\tan\beta = 1, 2, 5$. Mostramos en la Fig. 4.6 las secciones eficaces en función de la masa m_{H^0}.

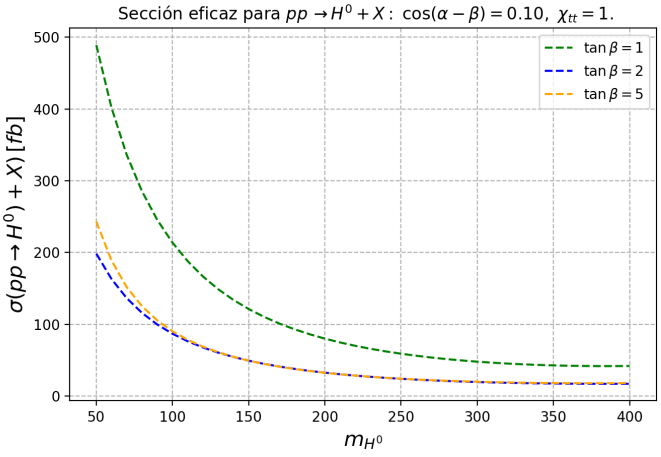


Figura 4.6: Resultados de la sección eficaz total $\sigma(p + p \to H^0 + X)$ con $\sqrt{s} = 14$ TeV.

Los valores más altos de la sección eficaz se obtienen para $\tan\beta = 1$. Con esta selección de parámetros no es posible detectar al bosón H^0, debido a que la producción del bosón h^0 es tres ordenes de magnitud mayor.

4.4. Sección eficaz para la producción directa del bosón A^0

Se fijó el valor $\cos(\alpha-\beta)=0.10$ para valores de $\tan\beta=1,2,5$. Para calcular la sección eficaz de la producción directa del bosón A^0 consideramos m_{A^0} en el intervalo $[50,200]$ GeV. Los resultados se muestran en la Fig. 4.6.

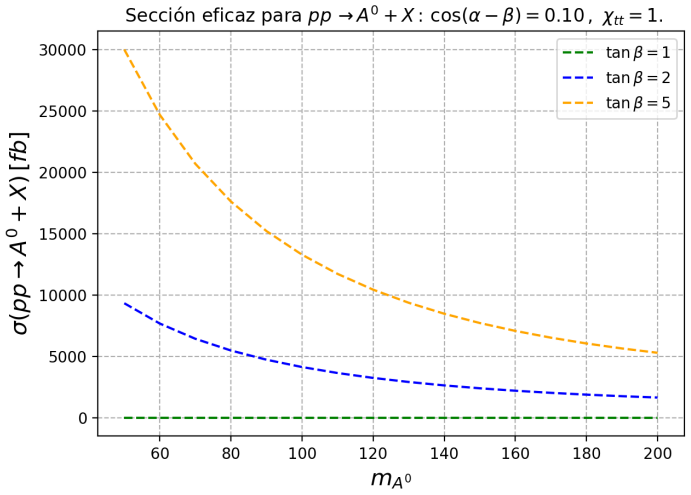


Figura 4.7: Resultados de la sección eficaz total $\sigma(p+p\to A^0+X)$ con $\sqrt{s}=14$ TeV.

A diferencia de los casos anteriores observamos en la Fig 4.7 que las secciones eficaces más altas se obtienen para $\tan\beta=5$. Además, observamos que se obtienen secciones eficaces altas considerando al bosón A^0 como una partícula ligera.

Después de calcular las secciones eficaces para la producción directa de los cuatro bosones de Higgs concluimos que las secciones eficaces más altas se obtienen para el bosón h^0, seguidas de las del bosón A^0 y las más bajas son las del bosón H^0, lo cuál dificulta la detección de los nuevos bosones de Higgs en procesos de producción directa.

4.5. Producción asociada del bosón de Higgs con un quark top

En esta sección estudiamos la producción de un bosón de Higgs asociado con un quark top en colisiones pp. Este proceso no aparece en el SM, por lo que su detección confirmaría la existencia de procesos con cambio de sabor fuera del ME, se propone la detección de este proceso en el experimento HL-LHC. Los diagramas de Feynman para este proceso se muestran en la Fig. 4.8. Para calcular la sección eficaz utilizamos el acoplamiento g_{htc}

$$g_{cth}=\frac{g}{2m_W}\left[\frac{\left(\xi^u_{H^0}+Y\xi^u_{h^0}\right)}{f(Y)}\frac{\sqrt{m_{u_2}m_{u_3}}}{\sqrt{2}}\tilde{\chi}^u_{23}\right], \tag{4.2}$$

de acuerdo con la expresión del acoplamiento la sección eficaz dependerá de 3 parámetros libres:

- El coseno de la diferencia de los ángulos de mezcla: $\cos(\alpha-\beta)$.
- La razón entre los valores de expectación: $\tan\beta$.
- El valor de la matriz de cambio de sabor correspondiente al acoplamiento h^0tc: χ_{tc} con $\chi_{tc}=\tilde{\chi}_{23}$.

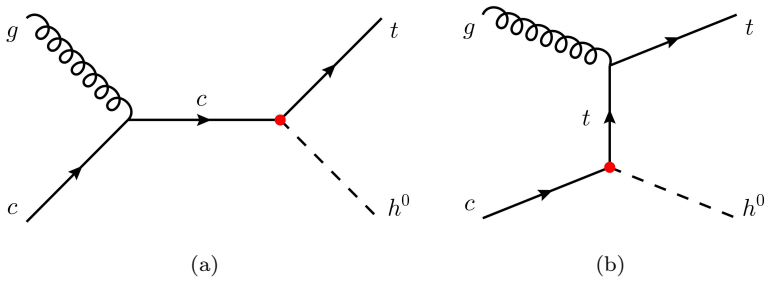


Figura 4.8: Diagramas de Feynman para el proceso $gc \to th^0$, (a) canal-s y (b) canal-t.

Para elegir el espacio de parámetros primero calculamos la sección eficaz $pp \to th^0 + X$ con los valores $\cos(\beta - \alpha) = 0.05, 0.10$, los resultados se muestran en Fig. 4.9 y Fig. 4.10 respectivamente.

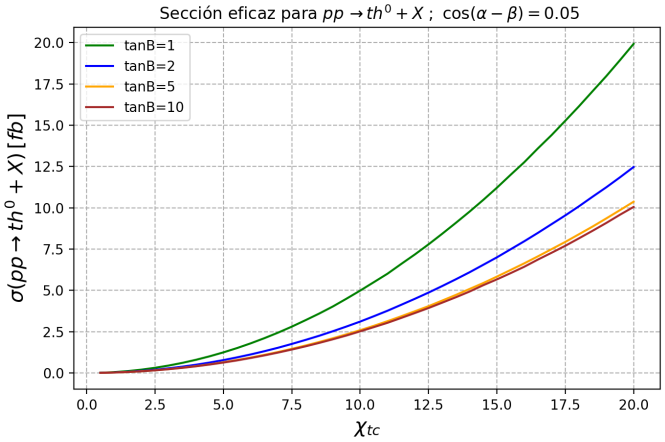


Figura 4.9: Gráficas de la sección eficaz como función de χ_{tc} con $\cos(\beta - \alpha) = 0.05$ y $\sqrt{s} = 14 TeV$.

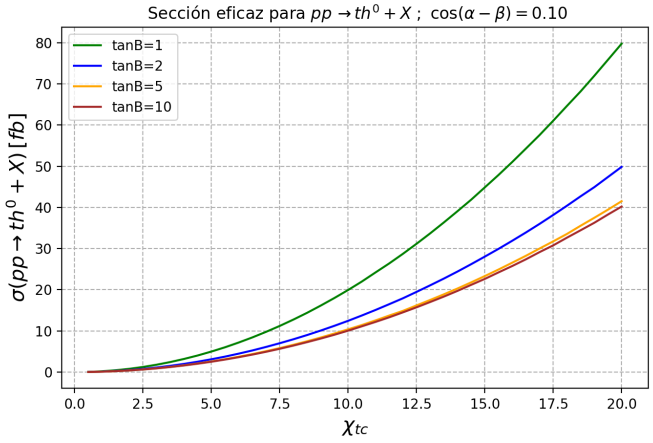


Figura 4.10: Gráficas de la sección eficaz como función de χ_{tc} con $\cos(\beta - \alpha) = 0.10$ y $\sqrt{s} = 14 TeV$.

Observamos en las figuras anteriore que la sección eficaz es mayor cuando se incrementan los valores de $\cos(\beta-\alpha)$ y χ_{tc}. Tambien podemos ver que se obtienen valores grandes para $\tan\beta = 1$. En la sección anterior vimos que para $\cos(\beta-\alpha) = 0.10$, $\tan\beta$ puede tomar todos los valores del intervalo $[1.0, 50]$.

Para acotar el parámetro χ_{tc} utilizaremos el límite superior de $\mathcal{BR}(t \to ch^0)$, primero calculamos el decaimiento parcial $t \to ch^0$, obtenemos

$$\Gamma(t \to ch^0) = \left[\frac{\cos(\alpha-\beta)}{\sqrt{2}\,\mathrm{sen}\,\beta}\left(\frac{\sqrt{m_c m_t}}{v}\right)\tilde{\chi}_{23}\right]^2 \frac{m_t}{16\pi}((x_c+1)^2 - x_h^2)\sqrt{(1-(x_h-x_c)^2)(1-(x_h+x_c)^2)}, \tag{4.3}$$

donde $x_c = m_c/m_t$ y $x_h = m_{h^0}/m_t$. Después de calcular el decaimiento parcial $\Gamma(t \to ch)$, calculamos $\mathcal{BR}(t \to ch^0)$, este debe cumplir

$$\mathcal{BR}(t \to ch^0) = \frac{\Gamma(t \to ch^0)}{\Gamma_{total} + \Gamma(t \to ch^0)} < 0.00046. \tag{4.4}$$

donde 0.00046 es el valor de la cota superior para $\mathcal{BR}(t \to ch^0)$ obtenido por CMS [63]. Los valores de los parámetros χ_{tc}, $\tan\beta$ y $\cos(\alpha-\beta)$ que cumplen la desigualdad Ec. (4.4) se muestran en la Fig. 4.11

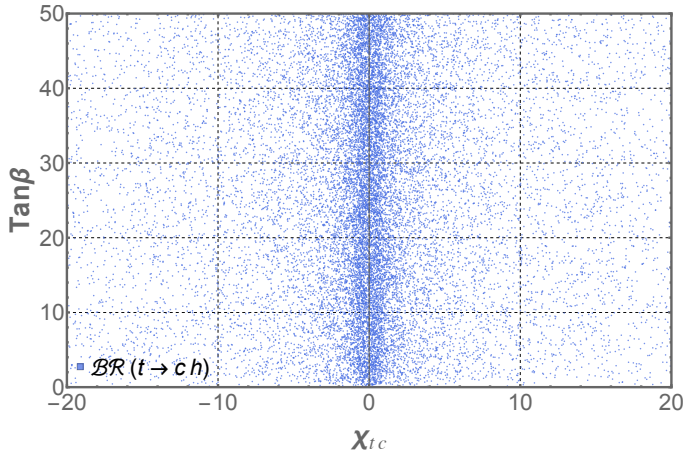


Figura 4.11: Valores permitidos por el límite superior de $\mathcal{BR}(t \to ch^0)$ en el plano χ_{tc}-$\tan\beta$.

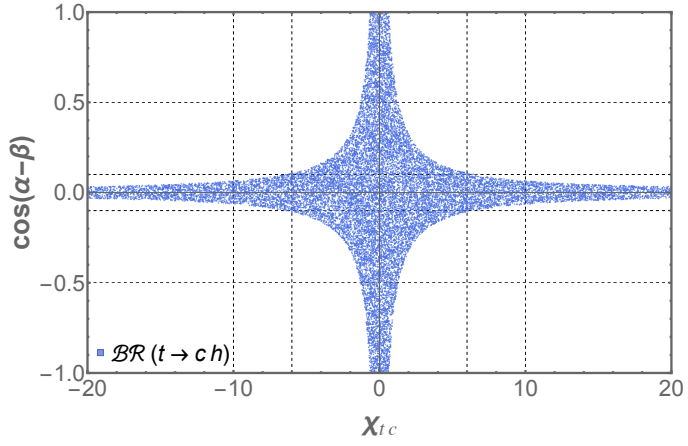


Figura 4.12: Valores permitidos por el límite superior de $\mathcal{BR}(t \to ch^0)$ en el plano χ_{tc}-$\cos(\alpha-\beta)$.

Adicionalmente los parámetros $\cos(\beta-\alpha)$ y $\tan\beta$, deben cumplir las cotas experimentales sobre $\mathcal{R}_X$ y LFV. En la Fig. 4.13 mostramos las constricciones experimentales sobre los parámetros $\cos(\alpha-\beta)$ y $\tan\beta$.

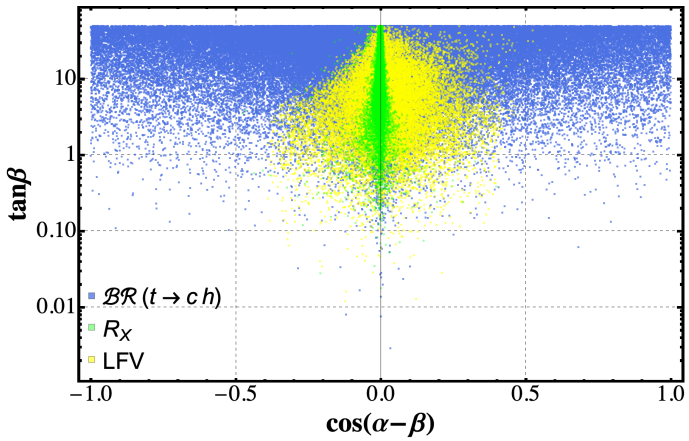


Figura 4.13: Valores permitidos para los parámetros $\cos(\alpha-\beta)$ *y* $\tan\beta$.

Considerando los resultados anteriores podemos definir dos escenarios $S1$ y $S2$ con los siguientes valores

- $S1$: $\tan\beta = 1$, $\chi_{tc} = 5$, 10, 15 and $\cos(\alpha-\beta) = 0.1$,
- $S2$: $\tan\beta = 5$, $\chi_{tc} = 5$, 10, 15 and $\cos(\alpha-\beta) = 0.1$.

Tomando en cuenta los decaimientos del quark top y del bosón de Higgs se propone la señal: $pp \to th(t \to \ell\nu_\ell b,\ h \to \gamma\gamma)$. Para calcular secciones eficaces utilizamos `MadGraph`, las cadenas de decaimientos se simulan con `Pythia` [64] y para simular la detección se utiliza `Delphes` [65]. Calculamos las secciones eficaces de la señal para los dos escenarios, los valores obtenidos se muestran en la tabla 4.1.

Tabla 4.1: Sección eficaz (σ) *para los escenarios* $S1$, $S2$.

Scenario	σ [fb] ($\chi_{tc}=1$)	σ [fb] ($\chi_{tc}=5$)	σ [fb] ($\chi_{tc}=10$)
$S1$	5.0	20.0	45.0
$S2$	4.0	13.0	28.0

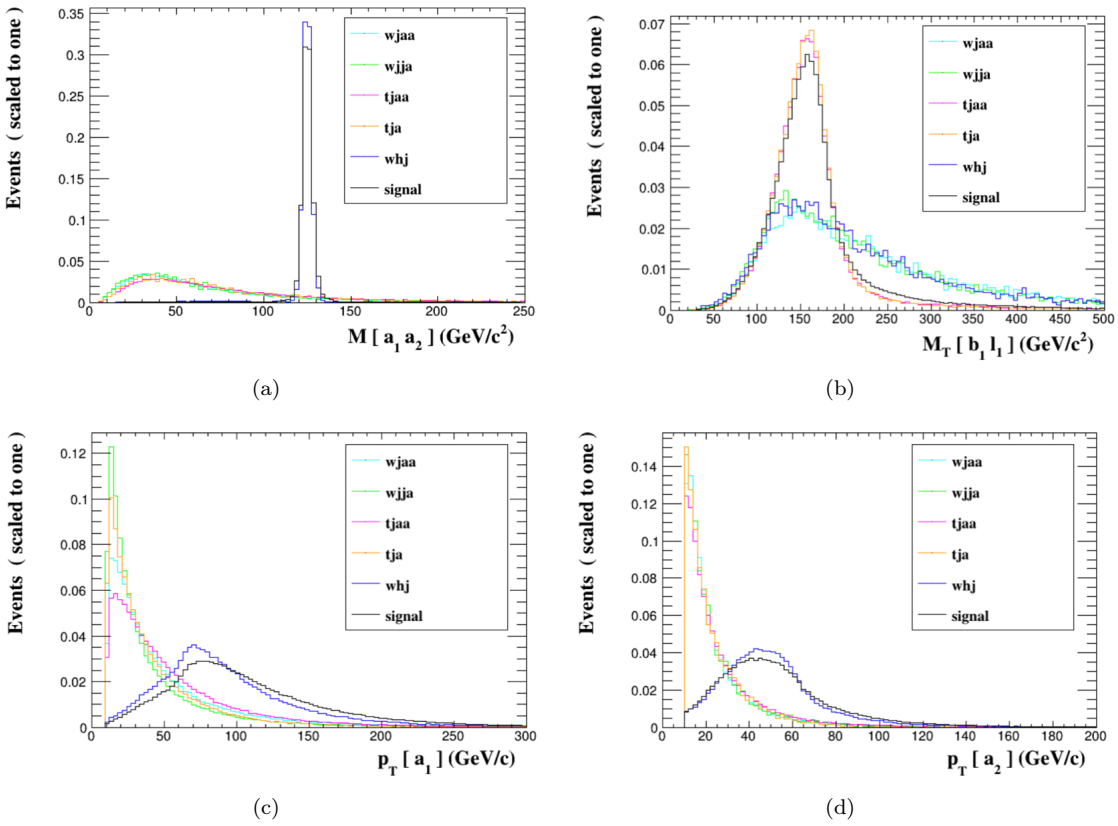
Adicionalmente calculamos las secciones eficaces de los procesos de background más relevantes, los resultados se muestran en la tabla 4.2.

Tabla 4.2: Secciones eficaces de los backgrounds dominantes.

SM backgrounds	sección eficaz [fb]
$pp \to Whj$	0.19
$pp \to Wj\gamma\gamma$	68.27
$pp \to tj\gamma\gamma$	0.019
$pp \to Wjj\gamma$	16590
$pp \to tj\gamma$	1.84

En la Fig. 4.14 mostramos las gráficas para la señal y los procesos de background, tomando en cuenta estos resultados realizamos los siguientes cortes cinemáticos:

- Masa invariante de los dos fotones $120 < M_{\text{inv}}(\gamma\gamma) < 130$ GeV.
- Masa transversa $120 < M_T < 190$ GeV, donde $M_T^2 = \left(\sqrt{(p_\ell + p_b)^2 + |\vec{p}_{T,\ell} + \vec{p}_{T,b}|^2} + |\vec{\mathbf{P}}_T|\right)^2 - |\vec{p}_{T,\ell} + \vec{p}_{T,b} + \vec{\mathbf{P}}_T|^2$, $\vec{\mathbf{P}}_T$ es el momento transverso perdido, dado por la suma negativa del momento visible en la dirección transversa.
- $P_T[\gamma_1(\text{leading})] > 50$ GeV and $P_T[\gamma_2(\text{subleading})] > 30$ GeV.



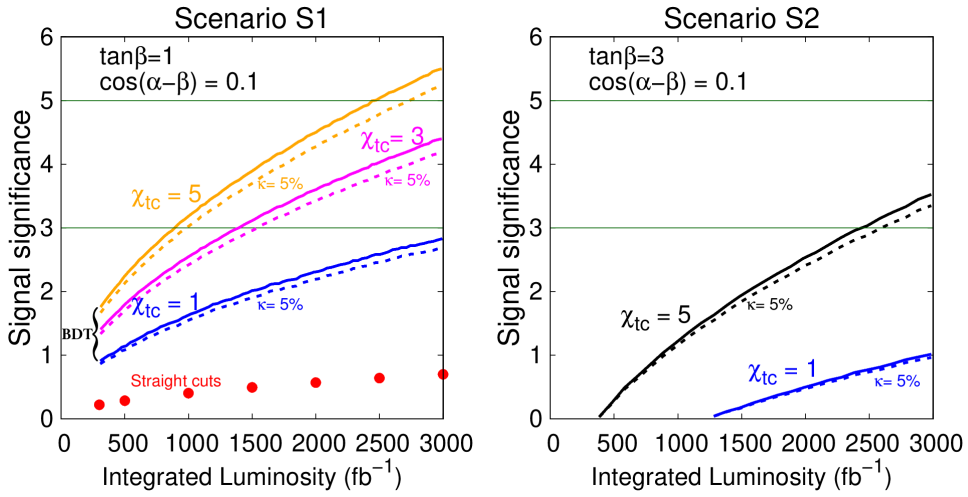
(a) (b)

(c) (d)

Figura 4.14: Gráficas de distribuciones del background y la señal: (a) Masa invariante de los fotónes, (b) Masa invariante de b_1 y ℓ_1, (c) p_T del fotón-1, (d) p_T del fotón-2.

Después de realizar los cortes cinemáticos anteriores, obtenemos un valor para la *significancia* de $S \approx 1$. Con el fin de aumentar el valor de la significancia y separar a la señal del background utilizamos tecnicas de Machine Learning, en este caso utilizamos un algoritmo de BDT (*Boosted Desicion Trees*, por sus siglas en inglés) [66, 67]. Podemos ver en la Fig. 4.15 que el uso de BDT aumentó el valor de la significancia. El escenario más favorable es $S1$: se predice una *significancia* $\sigma \geq 5$ para una luminosidad integrada $\mathcal{L} \geq 2500\,\text{fb}^{-1}$ y una *significancia* de $\sigma = 3$ para una luminosidad integrada de $\mathcal{L} \approx 900\,\text{fb}^{-1}$. Estos resultados indican que en el experimento HL-LHC se puede encontrar evidencia para el proceso $pp \to th^0 + X$.

Los resultados de esta sección fueron publicados por Lopez-Guerrero *et al.* [68].



(a) (b)

Figura 4.15: Significancia (signal significance en inglés) como función de la luminosidad integrada: (a) Escenario S1, (b) Escenario S2. Hemos considerado una incertidumbre sistemática de $\kappa = 5\,\%$ (lineas punteadas), en las lineas solidas no se considera. Los puntos rojos en (a) corresponden a la significancia para $\chi_{tc} = 5$, calculada a través de cortes sobre las variables cinemáticas.

Conclusiones

En este trabajo de tesis se realizó el estudio de procesos de producción de bosones de Higgs neutros y cargados utilizando al 2HDM-III como marco teórico. El estudio de los diferentes procesos de producción se hizo con el objetivo de hallar evidencia que confirme la validez del 2HDM-III.

Para estudiar procesos provenientes de modelos de extensión primero se aprendió a calcular procesos dentro del ME. Las técnicas utilizadas para realizar cálculos de amplitudes y secciones eficaces en el ME son similares para los modelos de extensión. De acuerdo con lo estudiado el Capítulo 1 las secciones eficaces calculadas para colisiones ep y pp dependen fuertemente de los partones en el estado inicial, por lo tanto al aumentar el valor de la energía del centro de masa se incrementa el valor de las secciones eficaces.

Al estudiar el 2HDM en el capítulo 2 se observó que el sector de Yukawa puede caracterizar diferentes tipos de 2HDM donde cada uno de estos modelos genera una fenomenología distinta. Se eligió al 2HDM-III porque este modelo tiene la propiedad de generar acoplamientos a nivel árbol con cambio de sabor entre fermiones y bosones de Higgs, una consecuencia de esta propiedad es que se obtienen secciones eficaces altas para procesos con este tipo de acoplamientos. En el capítulo 3 se estudiaron procesos de producción directa y producción asociada de bosones de Higgs, con la finalidad de identificar los procesos de producción más relevantes y su posible detección en el LHC y futuros experimentos de aceleradores de partículas.

Tomando en cuenta los resultados del capítulo 3, en el capítulo 4 se calcularon secciones eficaces de los procesos de producción de bosones de Higgs utilizando valores de parámetros compatibles con las cotas experimentales. Para automatizar los cálculos de las secciones eficaces se utilizó el programa `CalcHEP`, los archivos de `CalcHEP` fueron generados por el programa `FeynRules`. Respecto a la producción directa de bosones de Higgs neutros el proceso de producción más relevante que se obtuvo fue la fusión de gluones con una sección eficaz dos ordenes de magnitud mayor que la obtenida para fusión de quarks. La sección eficaz calculada para la producción directa de H^0 considerando $m_{H^0} \approx 100$ GeV fue $\sigma(pp \to H^0 + X) = \mathcal{O}(10^2)\,\text{fb}$ que es menor a la del h^0 ya que $\sigma(pp \to h^0 + X) = \mathcal{O}(10^1)\,\text{pb}$. Para la producción directa de A^0 se pueden obtener valores de la sección eficaz del mismo orden que la de h^0 cuando se consideran valores altos para $\tan\beta$. Para la producción directa de bosones de Higgs cargados se pueden obtener valores altos de la sección eficaz $\sigma(pp \to H^+ + X) = \mathcal{O}(10^4)\,\text{fb}$ cuando se considera como una partícula ligera masa $m_{H^+} \approx 100$ GeV, pero este valor es menor al de la producción directa de W^+ ya que $\sigma(pp \to W^+ + X) = \mathcal{O}(10^4)\,\text{pb}$. El proceso $pp \to th^0 + X$ se analizó teniendo en cuenta dos escenarios posibles, para la simulación de eventos de este proceso se utilizaron los programas `MadGraph`, `PHYTIA` y `Delphes`. Al utilizar cortes cinemáticos la señal propuesta $pp \to th^0(t \to \ell\nu_\ell b,\, h^0 \to \gamma\gamma)$ no arrojó un valor alto para la significancia. Con el propósito de obtener un mejor valor para la significancia se utilizó BDT, con este método se aumentó considerablemente el valor de la significancia, obteniendose para el escenario más favorable una significancia $\sigma \geq 5$ para una luminosidad integrada $\mathcal{L} \geq 2500\,\text{fb}^{-1}$. A partir de los resultados obtenidos concluimos que en experimentos futuros (como HL-LHC y FCC) se podrán verificar los resultados más importantes del 2HDM-III.

Apéndice A

Base de Higgs

La forma explicita del potencial de Higgs es la siguiente

$$\begin{aligned} V_H &= m_{11}^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + m_{12}^2\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \overline{m}_{12}^2\Phi_2^\dagger\Phi_1 + m_{22}^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 \\ &+ \frac{1}{2}\lambda_1\left(\Phi_1^\dagger\Phi_1\right)^2 + \frac{1}{2}\lambda_2\left(\Phi_2^\dagger\Phi_2\right)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \lambda_5\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2\right)^2 \\ &+ \overline{\lambda_5}\left(\Phi_2^\dagger\Phi_1\right)^2 + \lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1)^\dagger\Phi_2) + \overline{\lambda_6}(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \overline{\lambda_7}(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) \end{aligned} \tag{A.1}$$

A través de una transformación unitaria podemos rotar los campos de tal forma que solo uno de los dobletes de Higgs adquiera valor de expectación,

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \frac{1}{v}v_1H_1^\dagger \\ \frac{1}{v}v_2H_2^\dagger \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{v}v_2H_1^\dagger \\ -\frac{1}{v}v_1H_2^\dagger \end{pmatrix}, \tag{A.2}$$

sustituimos en la ec. (3.1) y obtenemos

$$\begin{aligned} V_H &= m_{11}^2\frac{1}{v^2}v_1^2H_1^\dagger H_1 + m_{11}^2\frac{1}{v^2}v_2^2H_2^\dagger H_2 + m_{22}^2\frac{1}{v^2}v_1^2H_2^\dagger H_2 + m_{22}^2\frac{1}{v^2}v_2^2H_1^\dagger H_1 \\ &- m_{12}^2\frac{1}{v^2}v_1v_2e^{i\alpha}H_2^\dagger H_2 + m_{12}^2\frac{1}{v^2}v_1v_2e^{i\alpha}H_1^\dagger H_1 \\ &- \frac{1}{v^2}v_1v_2e^{-i\alpha}\overline{m}_{12}^2H_2^\dagger H_2 + \frac{1}{v^2}v_1v_2e^{-i\alpha}\overline{m_{12}}^2H_1^\dagger H_1 \\ &+ \left(\frac{1}{2}\right)\lambda_1\left(\frac{1}{v^2}v_1^2H_1^\dagger H_1 + \frac{1}{v^2}v_2^2H_2^\dagger H_2\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\right)\lambda_2\left(\frac{1}{v^2}v_1^2H_2^\dagger H_2 + \frac{1}{v^2}v_2^2H_1^\dagger H_1\right)^2 \\ &+ \left(\lambda_3\frac{1}{v^4}v_1^4H_1^\dagger H_1H_2^\dagger H_2 + \lambda_3\frac{1}{v^4}v_1^2v_2^2H_2^\dagger H_2H_2^\dagger H_2\right) \\ &+ \left(\lambda_3\frac{1}{v^4}v_2^4H_2^\dagger H_2H_1^\dagger H_1 + \lambda_3\frac{1}{v^4}v_1^2v_2^2H_1^\dagger H_1H_1^\dagger H_1\right) \\ &+ \left(-\lambda_4\frac{1}{v^4}v_1^2v_2^2H_1^\dagger H_1H_2^\dagger H_2 + \lambda_4\frac{1}{v^4}v_1^2v_2^2H_2^\dagger H_2H_2^\dagger H_2\right) \\ &+ \left(-\lambda_4\frac{1}{v^4}v_1^2v_2^2H_2^\dagger H_2H_1^\dagger H_1 + \lambda_4\frac{1}{v^4}v_1^2v_2^2H_1^\dagger H_1H_1^\dagger H_1\right) \\ &+ \lambda_5\left(-\frac{1}{v^2}v_1v_2e^{i\alpha}H_2^\dagger H_2 + \frac{1}{v^2}v_1v_2e^{i\alpha}H_1^\dagger H_1\right)^2 \end{aligned} \tag{A.3}$$

$$
\begin{aligned}
&+ \quad \overline{\lambda_5}\left(-\frac{1}{v^2}v_1v_2e^{-i\alpha}H_2^\dagger H_2+\frac{1}{v^2}v_1v_2e^{-i\alpha}H_1^\dagger H_1\right)^2\\
&+ \quad \left(-\lambda_6\frac{1}{v^4}v_1v_2^3e^{i\alpha}H_2^\dagger H_2H_2^\dagger H_2-\lambda_6\frac{1}{v^4}v_1^3v_2e^{i\alpha}H_1^\dagger H_1H_2^\dagger H_2\right)\\
&+ \quad \left(\lambda_6\frac{1}{v^4}v_1v_2^3e^{i\alpha}H_2^\dagger H_2H_1^\dagger H_1+\lambda_6\frac{1}{v^4}v_1^3v_2e^{i\alpha}H_1^\dagger H_1H_1^\dagger H_1\right)\\
&+ \quad \left(-\lambda_7\frac{1}{v^4}v_1v_2^3e^{i\alpha}H_1^\dagger H_1H_2^\dagger H_2-\lambda_7\frac{1}{v^4}v_1^3v_2e^{i\alpha}H_2^\dagger H_2H_2^\dagger H_2\right)\\
&+ \quad \left(\lambda_7\frac{1}{v^4}v_1v_2^3e^{i\alpha}H_1^\dagger H_1H_1^\dagger H_1+\lambda_7\frac{1}{v^4}v_1^3v_2e^{i\alpha}H_2^\dagger H_2H_1^\dagger H_1\right)\\
&+ \quad \left(-\frac{1}{v^4}v_1v_2^3e^{-i\alpha}\overline{\lambda_6}H_2^\dagger H_2H_2^\dagger H_2-\frac{1}{v^4}v_1^3v_2e^{-i\alpha}\overline{\lambda_6}H_1^\dagger H_1H_2^\dagger H_2\right)\\
&+ \quad \left(\frac{1}{v^4}v_1v_2^3e^{-i\alpha}\overline{\lambda_6}H_2^\dagger H_2H_1^\dagger H_1+\frac{1}{v^4}v_1^3v_2e^{-i\alpha}\overline{\lambda_6}H_1^\dagger H_1H_1^\dagger H_1\right)\\
&+ \quad \left(-\frac{1}{v^4}v_1v_2^3e^{-i\alpha}\overline{\lambda_7}H_1^\dagger H_1H_2^\dagger H_2-\frac{1}{v^4}v_1^3v_2e^{-i\alpha}\overline{\lambda_7}H_2^\dagger H_2H_2^\dagger H_2\right)\\
&+ \quad \left(\frac{1}{v^4}v_1v_2^3e^{-i\alpha}\overline{\lambda_7}H_1^\dagger H_1H_1^\dagger H_1+\frac{1}{v^4}v_1^3v_2e^{-i\alpha}\overline{\lambda_7}H_2^\dagger H_2H_1^\dagger H_1\right)
\end{aligned}
$$

Agrupando terminos podemos escribir el potencial en la siguiente forma

$$
\begin{aligned}
V_H &= M_{11}^2H_1^\dagger H_1+M_{12}^2H_1^\dagger H_2+\overline{M}_{12}^2H_2^\dagger H_1+M_{22}^2H_2^\dagger H_2+\frac{1}{2}\Lambda_1(H_1^\dagger H_1)^2 \qquad (A.4)\\
&+ \frac{1}{2}\Lambda_2(H_2^\dagger H_2)^2\Lambda_3(H_1^\dagger H_1)(H_2^\dagger H_2)+\Lambda_4(H_1^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_1)\\
&+ \frac{1}{2}\Lambda_5\left(H_1^\dagger H_2\right)^2+\frac{1}{2}\overline{\Lambda_5}\left(H_2^\dagger H_1\right)^2+\Lambda_6(H_1^\dagger H_1)(H_1^\dagger H_2)\\
&+ \overline{\Lambda_6}(H_1^\dagger H_1)(H_2^\dagger H_1)+\Lambda_7(H_2^\dagger H_2)(H_1^\dagger H_2)+\overline{\Lambda_7}(H_2^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_1).
\end{aligned}
$$

La relación entre los parámetros de las bases se obtienen de las siguientes ecuaciones [18]

$$
\begin{aligned}
M_{11}^2 &= m_{11}^2c_\beta^2+m_{22}^2s_\beta^2-\mathrm{Re}\left(m_{12}^2\right)s_{2\beta}\\
M_{22}^2 &= m_{11}^2s_\beta^2+m_{22}^2c_\beta^2+\mathrm{Re}\left(m_{12}^2\right)s_{2\beta}\\
M_{12}^2 &= \frac{1}{2}\left(m_{11}^2-m_{22}^2\right)s_{2\beta}+\mathrm{Re}\left(m_{12}^2\right)c_{2\beta}+i\,\mathrm{Im}\left(m_{12}^2\right)\\
\Lambda_1 &= \lambda_1c_\beta^4+\lambda_2s_\beta^4+\frac{1}{2}\lambda_3+\lambda_4+\mathrm{Re}\,\lambda_5s_{2\beta}^2+2s_{2\beta}\left[c_\beta^2\,\mathrm{Re}\left(\lambda_6\right)+s_\beta^2\,\mathrm{Re}\left(\lambda_7\right)\right]\\
\Lambda_2 &= \lambda_1s_\beta^4+\lambda_2c_\beta^4+\frac{1}{2}\lambda_3+\lambda_4+\mathrm{Re}\,\lambda_5s_{2\beta}^2-2s_{2\beta}\left[s_\beta^2\,\mathrm{Re}\left(\lambda_6\right)+c_\beta^2\,\mathrm{Re}\left(\lambda_7\right)\right]\\
\Lambda_3 &= \frac{1}{4}s_{2\beta}^2\left[\lambda_1+\lambda_2-2\lambda_3+\lambda_4+\mathrm{Re}\,\lambda_5\right]+\lambda_3-s_{2\beta}c_{2\beta}\,\mathrm{Re}\left[(\lambda_6-\lambda_7)\right]\\
\Lambda_4 &= \frac{1}{4}s_{2\beta}^2\left[\lambda_1+\lambda_2-2\lambda_3+\lambda_4+\mathrm{Re}\,\lambda_5\right]+\lambda_4-s_{2\beta}c_{2\beta}\,\mathrm{Re}\left[(\lambda_6-\lambda_7)\right]\\
\Lambda_5 &= \frac{1}{4}s_{2\beta}^2\left[\lambda_1+\lambda_2-2\lambda_3+\lambda_4+\mathrm{Re}\,\lambda_5\right]+\mathrm{Re}\left(\lambda_5\right)+ic_{2\beta}\,\mathrm{Im}\left(\lambda_5\right)-s_{2\beta}c_{2\beta}\,\mathrm{Re}\left[(\lambda_6-\lambda_7)\right]\\
\Lambda_6 &= -\frac{1}{2}s_{2\beta}\left[\lambda_1c_\beta^2-\lambda_2s_\beta^2-\lambda_3+\lambda_4+\mathrm{Re}\,\lambda_5c_{2\beta}-i\,\mathrm{Im}\left(\lambda_5\right)\right]+c_\beta c_{3\beta}\,\mathrm{Re}\left(\lambda_6\right)+s_\beta s_{3\beta}\,\mathrm{Re}\left(\lambda_7\right)+ic_\beta^2\,\mathrm{Im}\left(\lambda_6\right)+is_\beta^2\,\mathrm{Im}\\
\Lambda_7 &= -\frac{1}{2}s_{2\beta}\left[\lambda_1s_\beta^2-\lambda_2c_\beta^2+\lambda_3+\lambda_4+\mathrm{Re}\,\lambda_5c_{2\beta}+i\,\mathrm{Im}\left(\lambda_5\right)\right]+s_\beta s_{3\beta}\,\mathrm{Re}\left(\lambda_6\right)+c_\beta c_{3\beta}\,\mathrm{Re}\left(\lambda_7\right)+is_\beta^2\,\mathrm{Im}\left(\lambda_6\right)+ic_\beta^2\,\mathrm{Im}
\end{aligned}
$$

Este potencial está escrito en la base del Higgs . En esta base la masa del bosón de higgs cargado es

$$m_{H^+} = M_{22}^2 + \Lambda_3 \frac{v^2}{2}. \tag{A.8}$$

La matriz de masa para es

$$\begin{bmatrix} M_{11}^2 + \frac{3\Lambda_1 v^2}{2} & \frac{M_{12}^2}{2} + \frac{3\Lambda_6 v^2}{4} + \frac{3v^2\overline{\Lambda_6}}{4} + \frac{\overline{M_{12}}^2}{2} & \frac{iM_{12}^2}{2} + \frac{3i\Lambda_6 v^2}{4} - \frac{3iv^2\overline{\Lambda_6}}{4} - \frac{i\overline{M_{12}}^2}{2} \\ \frac{M_{12}^2}{2} + \frac{3\Lambda_6 v^2}{4} + \frac{3v^2\overline{\Lambda_6}}{4} + \frac{\overline{M_{12}}^2}{2} & M_{22}^2 + \frac{\Lambda_3 v^2}{2} + \frac{\Lambda_4 v^2}{2} + \frac{\Lambda_5 v^2}{4} + \frac{v^2\overline{\Lambda_5}}{4} & \frac{i\Lambda_5 v^2}{4} - \frac{iv^2\overline{\Lambda_5}}{4} \\ \frac{iM_{12}^2}{2} + \frac{3i\Lambda_6 v^2}{4} - \frac{3iv^2\overline{\Lambda_6}}{4} - \frac{i\overline{M_{12}}^2}{2} & \frac{i\Lambda_5 v^2}{4} - \frac{iv^2\overline{\Lambda_5}}{4} & M_{22}^2 + \frac{\Lambda_3 v^2}{2} + \frac{\Lambda_4 v^2}{2} - \frac{\Lambda_5 v^2}{4} - \frac{v^2\overline{\Lambda_5}}{4} \end{bmatrix}. \tag{A.9}$$

Esta matriz puede diagonalizarse con una matriz ortogonal T, para obtener los valores de las masas de los bosones de Higgs neutros

Apéndice B

Restricciones sobre las matrices de cambio de sabor

Una forma de acotar los valores de las matrices de Yukawa es utilizando la matriz $V_{\rm CKM}$ [69]. La matriz de masa ec. (11) puede ser diagonalizada por una transformación biunitaria

$$\mathbf{U}_{qL}\mathbf{M}_q\mathbf{U}_{qR}^{\dagger} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(v_1\tilde{\mathbf{Y}}_1^q + v_2\tilde{\mathbf{Y}}_2^q\right) \tag{B.1}$$

donde

$$\tilde{\mathbf{Y}}_j^q = \mathbf{U}_{qL}\mathbf{Y}_j^q\mathbf{U}_{qR}^{\dagger}(j=1,2). \tag{B.2}$$

Suponemos que las matrices de Yukawa y la matriz de masa tienen la misma estructura, la estructura que utilizaremos es conocida como textura de 4-ceros:

$$\mathbf{M}_q = \begin{pmatrix} 0 & C_q & 0 \\ C_q^* & \tilde{B}_q & B_q \\ 0 & B_q^* & A_q \end{pmatrix} = \frac{v\cos\beta}{\sqrt{2}} \times \left[\begin{pmatrix} 0 & C_1^q & 0 \\ C_1^{q*} & \tilde{B}_1^q & B_1^q \\ 0 & B_1^{q*} & A_1^q \end{pmatrix} + \tan\beta \begin{pmatrix} 0 & C_2^q & 0 \\ C_2^{q*} & \tilde{B}_2^q & B_2^q \\ 0 & B_2^{q*} & A_2^q \end{pmatrix} \right] \tag{B.3}$$

Esta matriz puede escribirse en la forma

$$\mathbf{M}_q = \mathbf{P}_q^{\dagger}\overline{\mathbf{M}}_q\mathbf{P}_q, \tag{B.4}$$

con

$$\mathbf{P}_q = \mathrm{diag}\left[1, e^{i\phi_c^q}, e^{i\left(\phi_b^q+\phi_c^q\right)}\right]. \tag{B.5}$$

La matriz es real y simétrica, para tener más estabilidad en los valores a altas energías normalizamos a la matriz dividiendo entre la masa del quark más pesado, podemos parametrizar a la matriz de quarks normalizada como

$$\widehat{\mathbf{M}}_q = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{\frac{\widehat{m}_{q1}\widehat{m}_{q2}}{\delta_1}} & 0 \\ \sqrt{\frac{\widehat{m}_{q1}\widehat{m}_{q2}}{\delta_1}} & \widehat{m}_{q1} - \widehat{m}_{q2} + \delta_q & \sqrt{\frac{\delta_q}{\delta_1}f_{q1}f_{q2}} \\ 0 & \sqrt{\frac{\delta_q}{\delta_1}f_{q1}f_{q2}} & 1-\delta_q \end{pmatrix}, \tag{B.6}$$

bajo esta parametrización la matriz ortogonal que diagonaliza a la matriz de quarks es

$$\mathbf{O}_q = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\widehat{m}_{q2}f_{q1}}{D_{q1}}} & \sqrt{\frac{\widehat{m}_{q1}f_{q2}}{D_{q2}}} & \sqrt{\frac{\widehat{m}_{q1}\widehat{m}_{q2}\delta_q}{D_{q3}}} \\ \sqrt{\frac{\widehat{m}_{q1}f_{q1}\delta_1}{D_{q1}}} & \sqrt{\frac{\widehat{m}_{q2}f_{q2}\delta_1}{D_{q2}}} & \sqrt{\frac{\delta_1\delta_q}{D_{q3}}} \\ \sqrt{\frac{\widehat{m}_{q1}f_{q2}\delta_q}{D_{q1}}} & \sqrt{\frac{\widehat{m}_{q2}f_{q1}\delta_q}{D_{q2}}} & \sqrt{\frac{f_{q1}f_{q2}}{D_{q3}}} \end{pmatrix}. \tag{B.7}$$

Tomando en cuenta esta parametrización y el anzats de Cheng-Sher las matrices de Yukawa se pueden escribir:

$$\left(\widetilde{\mathbf{Y}}_j^q\right)_{kl} = \frac{\sqrt{m_{qk}m_{ql}}}{v}\left(\tilde{\chi}_j^q\right)_{kl}, \quad k,l = 1,2,3 \tag{B.8}$$

Las expresiones para las matrices de cambio de sabor son las siguientes

$$\left(\tilde{\chi}_j^q\right)_{11} = \frac{f_{q1}}{D_{q1}}\left(\frac{\widehat{m}_{q2}}{\widehat{m}_{q1}}\delta_1\right)^{\frac{1}{2}}\left(c_j^{q*}+c_j^q\right) + \frac{f_{q1}\delta_q}{D_{q1}}\tilde{b}_j^q - \frac{\left(\delta_q\delta_1 f_{q1}f_{q2}\right)^{\frac{1}{2}}}{D_{q1}}\left(b_j^{q*}+b_j^q\right) + \frac{\delta_q f_{q2}}{D_{q1}}a_j^q \tag{B.9}$$

$$\left(\tilde{\chi}_j^q\right)_{22} = -\frac{f_{q2}}{D_{q2}}\left(\frac{\widehat{m}_{q1}}{\widehat{m}_{q2}}\delta_1\right)^{\frac{1}{2}}\left(c_j^{q*}+c_j^q\right) + \frac{f_{q2}\delta_q}{D_{q2}}\tilde{b}_j^q - \frac{\left(\delta_q\delta_1 f_{q1}f_{q2}\right)^{\frac{1}{2}}}{D_{q2}}\left(b_j^{q*}+b_j^q\right) + \frac{\delta_q f_{q1}}{D_{q2}}a_j^q \tag{B.10}$$

$$\left(\tilde{\chi}_j^q\right)_{33} = \frac{\delta_q}{D_{q3}}\left(\widehat{m}_{q1}\widehat{m}_{q2}\delta_q\right)^{\frac{1}{2}}\left(c_j^{q*}+c_j^q\right) + \frac{\delta_q\delta_1}{D_{q3}}\tilde{b}_j^q - \frac{\left(\delta_q\delta_1 f_{q1}f_{q2}\right)^{\frac{1}{2}}}{D_{q3}}\left(b_j^{q*}+b_j^q\right) + \frac{f_{q1}f_{q2}}{D_{q3}}a_j^q \tag{B.11}$$

$$\begin{aligned}\left(\tilde{\chi}_j^q\right)_{12} = &-\left(\frac{\delta_1 f_{q1}f_{q2}}{D_{q1}D_{q2}}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\left(\frac{\widehat{m}_{q1}}{\widehat{m}_{q2}}\right)^{\frac{1}{2}}c_j^{q*} + \left(\frac{\widehat{m}_{q2}}{\widehat{m}_{q1}}\right)^{\frac{1}{2}}c_j^q\right) + \delta_1\left(\frac{f_{q1}f_{q2}}{D_{q1}D_{q2}}\right)^{\frac{1}{2}}\tilde{b}_j^q - \left(\frac{\delta_q\delta_1}{D_{q1}D_{q2}}\right)^{\frac{1}{2}} \\ &\times\left(f_{q2}b_j^{q*}+f_{q1}b_j^q\right) + \delta_q\left(\frac{f_{q1}f_{q2}}{D_{q1}D_{q2}}\right)^{\frac{1}{2}}a_j^q\end{aligned} \tag{B.12}$$

$$\begin{aligned}\left(\tilde{\chi}_j^q\right)_{13} = &\left(\frac{\widehat{m}_{q1}}{\widehat{m}_{q2}}\frac{\delta_q\delta_1 f_{q1}}{D_{q1}D_{q3}}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\widehat{m}_{q1}c_j^{q*}+c_j^q\right) + \delta_q\left(\frac{f_{q1}\delta_q}{D_{q1}D_{q3}}\right)^{\frac{1}{2}}\tilde{b}_j^q - \left(\frac{f_{q2}\delta_1}{D_{q1}D_{q3}}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\delta_q b_j^{q*}+f_{q1}b_j^q\right) \\ &- f_{q2}\left(\frac{f_{q1}\delta_q}{D_{q1}D_{q3}}\right)^{\frac{1}{2}}a_j^q\end{aligned} \tag{B.13}$$

$$\begin{aligned}\left(\tilde{\chi}_j^q\right)_{23} = &\left(\frac{\widehat{m}_{q2}}{\widehat{m}_{q1}}\frac{\delta_q\delta_1 f_{q2}}{D_{q2}D_{q3}}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\widehat{m}_{q2}c_j^{q*}+c_j^q\right) + \delta_q\left(\frac{f_{q2}\delta_q}{D_{q2}D_{q3}}\right)^{\frac{1}{2}}\tilde{b}_j^q - \left(\frac{f_{q1}\delta_1}{D_{q2}D_{q3}}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\delta_q b_j^{q*}+f_{q2}b_j^q\right) \\ &- f_{q1}\left(\frac{f_{q2}\delta_q}{D_{q2}D_{q3}}\right)^{\frac{1}{2}}a_j^q\end{aligned} \tag{B.14}$$

donde

$$a_j^q = \frac{v}{m_{q3}}A_j^q,\ b_j^q = \frac{v}{m_{q3}}|B_j^q|e^{-i\phi_{bj}^q},\ \tilde{b}_j^q = \frac{v}{m_{q3}}\tilde{B}_j^q \ \text{ y} c_j^q = \frac{v}{m_{q3}}|C_j^q|e^{-i\phi_{cj}^q}. \tag{B.15}$$

Las matrices $\tilde{\chi}^{u,d}$ tienen la siguiente forma

$$\tilde{\chi}_{ij}^{u,d} \equiv \begin{pmatrix} \tilde{\chi}_{11}^{u,d} & \tilde{\chi}_{12}^{u,d} & \tilde{\chi}_{13}^{u,d} \\ \tilde{\chi}_{21}^{u,d} & \tilde{\chi}_{22}^{u,d} & \tilde{\chi}_{23}^{u,d} \\ \tilde{\chi}_{31}^{u,d} & \tilde{\chi}_{32}^{u,d} & \tilde{\chi}_{33}^{u,d} \end{pmatrix}. \tag{B.16}$$

Los elementos fuera de las diagonales de las matrices $\tilde{\chi}_{1,2}^q$ están relacionados con el cambio de sabor, ya que aparecen en los acoplamientos entre los quarks de diferentes familias. Las cotas para los valores fuera de la diagonal se muestran a continuación [70]:

$$-0.06 \leq (\tilde{\chi}_n^d)_{23} \leq 0.3,\ -0.03 \leq (\tilde{\chi}_n^u)_{23} \leq 0.5,\ -0.1 \leq (\tilde{\chi}_n^q)_{23} \leq 0.1,$$

donde $n = 1, 2$. Notamos que los intervalos para los valores de la entrada $(\tilde{\chi}_n^q)_{23}$ son los mismos para las matrices $\tilde{\chi}_n^q$. Los intervalos para los valores de las entradas de la diagonal de la matriz $\tilde{\chi}_2^q$ están dados en la Tabla B.1.

$90 < m_{H^+} < 500$	$\tan\beta = 2$	$\tan\beta = 6$	$\tan\beta = 15$	$\tan\beta = 30$
$(\tilde{\chi}_2^u)_{11}$	[-3.92, 18]	[0.22, 18]	[1.58,18]	[3.76, 18]
$(\tilde{\chi}_2^u)_{22}$	[-4.42, 17.72]	[-1.50, 17.68]	[0.50, 17.46]	[2.84, 16.24]
$(\tilde{\chi}_2^u)_{33}$	[-0.84, 1.98]	[-0.04, 1.68]	[0.84, 1.46]	[1.06, 7.2]
$(\tilde{\chi}_2^d)_{11}$	[-2.74, 18]	[0.24, 18]	[3.6,18]	[5.78, 18]
$(\tilde{\chi}_2^d)_{22}$	[-2.66, 18.4]	[0.82, 18.32]	[2.3, 17]	[4.7, 15.72]
$(\tilde{\chi}_2^d)_{33}$	[-7.68, 4.22]	[-2.28, 2.44]	[-0.45, 1.38]	[0.02, 1.0]

Tabla B.1: Valores para las diagonales de las matrices $\tilde{\chi}_2^q$.

Para obtener los valores de la matriz $\tilde{\chi}_1^u$, sustituimos

$$\left[\tilde{Y}_1^u\right]_{ij} = \frac{\sqrt{m_{q_i} m_{q_j}}}{v}\ [\tilde{\chi}_1^u]_{ij}\,, \tag{B.17}$$

$$\left[\tilde{Y}_2^u\right]_{ij} = \frac{\sqrt{m_{q_i} m_{q_j}}}{v}\ [\tilde{\chi}_2^u]_{ij} \tag{B.18}$$

en la ecuación

$$[\tilde{Y}_2^u] = \frac{\sqrt{2}}{v\text{sen}\,\beta}\bar{M}_u - \cot\beta[\tilde{Y}_1^u]. \tag{B.19}$$

Obtenemos

$$[\tilde{\chi}_1^u] = \sqrt{\frac{2}{m_i^u m_j^u}}\frac{1}{\text{Cos}\,\beta}\bar{M}_u - \tan\,\beta[\tilde{\chi}_1^u]. \tag{B.20}$$

De esta forma se pueden calcular secciones eficaces utilizando valores de las matrices $\tilde{\chi}_{1,2}^{u,d}$ que sean compatibles con las cotas experimentales impuestas sobre la Matriz V_{CKM}.

Bibliografía

[1] Yorikiyo Nagashima. *Elementary particle physics: Foundations of the Standard Model, volume 2.* Wiley-VCH, Weinheim, 2010.

[2] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.

[3] Alex Pomarol and Francesco Riva. Towards the Ultimate SM Fit to Close in on Higgs Physics. *JHEP*, 01:151, 2014.

[4] Paul Langacker. Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics. In *Proceedings of Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics on The dawn of the LHC era (TASI 2008)*, pages 3–48, 2010.

[5] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, 1964.

[6] S. Dawson. Introduction to the physics of Higgs bosons. 1994.

[7] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716:1–29, 2012.

[8] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *JHEP*, 1306:081, 2013.

[9] G. Hinshaw, D. Larson, E. Komatsu, D. N. Spergel, C. L. Bennett, J. Dunkley, M. R. Nolta, M. Halpern, R. S. Hill, N. Odegard, L. Page, K. M. Smith, J. L. Weiland, B. Gold, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, G. S. Tucker, E. Wollack, and E. L. Wright. Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Cosmological parameter results. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 208(2):19, 2013.

[10] Thomas Schwetz, Mariam Tórtola, and J W F Valle. Where we are on Îž 13 : addendum to global neutrino data and recent reactor fluxes: status of three-flavor oscillation parameters. *New Journal of Physics*, 13(10):109401, 2011.

[11] Gordon Kane. The Dawn of physics beyond the standard model. *Sci. Am.*, pages 56–63, 2003.

[12] John Harnad. Review of: The trouble with physics: The rise of string theory, the fall of a science, and what comes next. *The Mathematical Intelligencer*, 30:66–69, 01 2008.

[13] Howard Georgi and S. L. Glashow. Unity of all elementary-particle forces. *Phys. Rev. Lett.*, 32:438–441, Feb 1974.

[14] Jogesh C. Pati and Abdus Salam. Lepton number as the fourth çolor". *Phys. Rev. D*, 10:275–289, Jul 1974.

[15] Fabio Zwirner. Extensions of the standard model. In *International Europhysics Conference on High-energy Physics (HEP 95)*, pages 943–958, 7 1995.

[16] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, Marc Sher, and Joao P. Silva. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys. Rept.*, 516:1–102, 2012.

[17] Rodolfo Diaz. Phenomenological analysis of the two higgs doublet model. 01 2003.

[18] Sacha Davidson and Howard E. Haber. Basis-independent methods for the two-Higgs-doublet model. *Phys. Rev. D*, 72:035004, 2005. [Erratum: Phys.Rev.D 72, 099902 (2005)].

[19] J. L. Diaz-Cruz, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Measuring the fermionic couplings of the Higgs boson at future colliders as a probe of a non-minimal flavor structure. *Phys. Rev. D*, 71:015014, 2005.

[20] O. Félix-Beltrán, F. González-Canales, J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Analysis of the quark sector in the 2hdm with a four-zero yukawa texture using the most recent data on the ckm matrix. *Physics Letters B*, 742:347–352, 2015.

[21] J. L. Díaz-Cruz, J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Yukawa textures and charged higgs boson phenomenology in the type-iii two-higgs-doublet model. *Phys. Rev. D*, 79:095025, May 2009.

[22] J. Hernandez-Sanchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Off-diagonal terms in Yukawa textures of the Type-III 2-Higgs doublet model and light charged Higgs boson phenomenology. *JHEP*, 07:044, 2013.

[23] M. A. Arroyo-Ureña, R. Gaitán, E. A. Herrera-Chacón, J. H. Montes de Oca Y., and T. A. Valencia-Pérez. Search for the $t \to ch$ decay at hadron colliders. *JHEP*, 07:041, 2019.

[24] R. A. Diaz, R. Martinez, Jairo Alexis Rodriguez, and E. Tuiran. Lepton flavor violation in the two Higgs doublet model using g-2 muon factor. *AIP Conf. Proc.*, 623(1):407–410, 2002.

[25] Adam Alloul, Neil D. Christensen, Céline Degrande, Claude Duhr, and Benjamin Fuks. FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology. *Comput. Phys. Commun.*, 185:2250–2300, 2014.

[26] Alexander Belyaev, Neil D. Christensen, and Alexander Pukhov. CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model. *Comput. Phys. Commun.*, 184:1729–1769, 2013.

[27] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics*, 2014(7), July 2014.

[28] The ATLAS Upgrade for the HL-LHC. Technical report, CERN, Geneva, 2025. All figures including auxiliary figures are available at https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-UPGRADE-PUB-2025-001.

[29] Gerard 't Hooft and M. J. G. Veltman. Regularization and Renormalization of Gauge Fields. *Nucl. Phys.*, B44:189–213, 1972.

[30] David J. Gross and Frank Wilczek. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30:1343–1346, Jun 1973.

[31] H. David Politzer. Reliable perturbative results for strong interactions? *Phys. Rev. Lett.*, 30:1346–1349, Jun 1973.

[32] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). The Review of Particle Physics 2020. 2020.

[33] Gordon Kane. *Modern Elementary Particle Physics*. Addison-Wesley, pub-AW:adr, 1988.

[34] Felipe de Jesús Tlachino Macuitl. Transiciones electromagnéticas y fuertes con cambio de sabor mediadas por el bosón de higgs en teorías efectivas. Master's thesis, FCFM BUAP, 2009.

[35] F. Halzen and Alan D. Martin. *QUARKS AND LEPTONS: An Introductory Course in Modern Particle Physics* . New York, Usa: Wiley (1984) 396p, 1984.

[36] Ho-Kim Quang and Xuan-Yem Pham. *Elementary particles and their interactions: concepts and phenomena*. 1998.

[37] Richard P. Feynman. Very high-energy collisions of hadrons. *Phys. Rev. Lett.*, 23:1415–1417, Dec 1969.

[38] Bjorken, J. D. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. *Physical Review*, 179:1547–1553, mar 1969.

[39] Michael E. Peskin and Daniel V. Schroeder. *An Introduction to quantum field theory*. Addison-Wesley, Reading, USA, 1995.

[40] Sidney D. Drell and Tung-Mow Yan. Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies. *Phys. Rev. Lett.*, 25:316–320, Aug 1970.

[41] Davison E. Soper. Parton distribution functions. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 53(1):69–80, 1997. Lattice 96.

[42] Andy Buckley, James Ferrando, Stephen Lloyd, Karl Nordström, Ben Page, Martin Rüfenacht, Marek Schönherr, and Graeme Watt. LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era. *Eur. Phys. J.*, C75:132, 2015.

[43] Richard D. Ball, Valerio Bertone, Stefano Carrazza, Christopher S. Deans, Luigi Del Debbio, Stefano Forte, Alberto Guffanti, Nathan P. Hartland, José I. Latorre, Juan Rojo, and Maria Ubiali. Parton distributions for the lhc run ii. *Journal of High Energy Physics*, 2015(4):40, Apr 2015.

[44] S. Alekhin, J. Blümlein, and S. Moch. The abm parton distributions tuned to lhc data. *Phys. Rev. D*, 89:054028, Mar 2014.

[45] P. Jimenez-Delgado and E. Reya. Delineating parton distributions and the strong coupling. *Phys. Rev. D*, 89:074049, Apr 2014.

[46] Tie-Jiun Hou, Sayipjamal Dulat, Jun Gao, Marco Guzzi, Joey Huston, Pavel Nadolsky, Jon Pumplin, Carl Schmidt, Daniel Stump, and C.-P. Yuan. Cteq-tea parton distribution functions and hera run i and ii combined data. *Phys. Rev. D*, 95:034003, Feb 2017.

[47] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the LHC. *Eur. Phys. J.*, C63:189–285, 2009.

[48] Audrey Degee. *Scalar and fermionic extensions of the Standard Model*. PhD thesis, Université de Liège, Liège, Belgique, 2013.

[49] Edward Witten. Short Distance Analysis of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, B122:109–143, 1977.

[50] A. D. Sakharov. Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 5:32–35, 1967. [Usp. Fiz. Nauk161,61(1991)].

[51] Maria Krawczyk. Testing Higgs sector of 2HDM. *PoS*, HEP2005:335, 2006.

[52] David Delepine, Gaber Faisel, and Carlos A. Ramirez. Charged Higgs contributions to CP violation in $\tau^- \to K^-\pi^0\nu_\tau$. 2018.

[53] J. L. Diaz-Cruz, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Measuring the fermionic couplings of the Higgs boson at future colliders as a probe of a non-minimal flavor structure. *Phys. Rev.*, D71:015014, 2005.

[54] J. Hernandez-Sanchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Off-diagonal terms in Yukawa textures of the Type-III 2-Higgs doublet model and light charged Higgs boson phenomenology. *JHEP*, 1307:044, 2013.

[55] M. Benedikt et al. Future Circular Collider Feasibility Study Report: Volume 2, Accelerators, Technical Infrastructure and Safety. 4 2025.

[56] Philip Bambade, Tim Barklow, Ties Behnke, Mikael Berggren, James Brau, Philip Burrows, Dmitri Denisov, Angeles Faus-Golfe, Brian Foster, Keisuke Fujii, Juan Fuster, Frank Gaede, Paul Grannis, Christophe Grojean, Andrew Hutton, Benno List, Jenny List, Shinichiro Michizono, Akiya Miyamoto, Olivier Napoly, Michael Peskin, Roman Poeschl, Frank Simon, Jan Strube, Junping Tian, Maksym Titov, Marcel Vos, Andrew White, Graham Wilson, Akira Yamamoto, Hitoshi Yamamoto, and Kaoru Yokoya. The international linear collider: A global project, 2019.

[57] The CEPC Study Group. Cepc technical design report – accelerator (v2), 2024.

[58] R.V. Harlander, S.Y. Klein, and M. Lipp. Feyngame. *Computer Physics Communications*, 256:107465, 2020.

[59] Hiren H. Patel. Package-x 2.0: A mathematica package for the analytic calculation of one-loop integrals. *Computer Physics Communications*, 218:66–70, 2017.

[60] The higgs effective theory. https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/feynrules/wiki/HiggsEffectiveTheory.

[61] Matplotlib: Visualization with python. https://matplotlib.org.

[62] Marco Antonio Arroyo-Ureña, R. Gaitán, and T. A. Valencia-Perez. Spacemath version 1.0 a mathematica package for beyond the standard model parameter space searches. *Revista Mexicana de Física E*, 19(2 Jul-Dec):020206 1–, Apr. 2022.

[63] Aram Hayrapetyan et al. Search for flavor-changing neutral current interactions of the top quark mediated by a Higgs boson in proton-proton collisions at 13 TeV. 7 2024.

[64] Christian Bierlich, Smita Chakraborty, Nishita Desai, Leif Gellersen, Ilkka Helenius, Philip Ilten, Leif Lönnblad, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christian T. Preuss, Torbjörn Sjöstrand, Peter Skands, Marius Utheim, and Rob Verheyen. Codebase release 8.3 for PYTHIA. *SciPost Phys. Codebases*, pages 8–r8.3, 2022.

[65] Michele Selvaggi. DELPHES 3: A modular framework for fast-simulation of generic collider experiments. *J. Phys. Conf. Ser.*, 523:012033, 2014.

[66] Yann Coadou. *Boosted Decision Trees*, chapter Chapter 2, pages 9–58.

[67] Trevor Hastie, Robert Tibshirani, Jerome Friedman, and James Franklin. The elements of statistical learning: data mining, inference and prediction. *The Mathematical Intelligencer*, 27(2):83–85, 2005.

[68] V.M. López-Guerrero, M.A. Arroyo-Ureña, J.L. Díaz-Cruz, O. Félix-Beltrán, and T.A. Valencia-Pérez. Single higgs boson production in association with a top quark through fcnsi. *Physics Letters B*, 866:139553, 2025.

[69] Olga Felix, F. Canales, J. Hernandez-Sanchez, Stefano Moretti, Roberto Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Analysis of the quark sector in the 2hdm-iii with a four-zero yukawa texture using the most recent data on the ckm matrix. *Physics Letters B*, 742:347, 02 2015.

[70] O. Félix-Beltrán, F. González-Canales, J. Hernández-Sánchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Analysis of the quark sector in the 2HDM with a four-zero Yukawa texture using the most recent data on the CKM matrix. *Phys. Lett.*, B742:347–352, 2015.