



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Producción de bosones de Higgs cargados en la colisión inelástica profunda pp (LHC)

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestro en Ciencias (Física Aplicada)

por el estudiante

Víctor Manuel López Guerrero

asesorado por

Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz [FCFM-BUAP]

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán [FCE-BUAP]

Puebla Pue.
Julio 2018

Título: Producción de bosones de Higgs cargados en la colisión inelástica profunda pp (LHC)

Estudiante: VÍCTOR MANUEL LÓPEZ GUERRRERO

COMITÉ

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Presidente

Dr. Oscar Mario Martínez Bravo
Secretario

Dra. Mercedes Paulina Velázquez Quesada
Vocal

Dr. José Enrique Barradas Guevara
Suplente

Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz [FCFM-BUAP]
Asesor

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán [FCE-BUAP]
Asesora

Índice general

Dedicatoria	IX
Agradecimientos	XI
Resumen	XIII
Introducción	XV
1. El Modelo Estándar	1
1.1. Introducción	1
1.2. Invariancia de norma	2
1.2.1. Invariancia de norma local $U(1)$	2
1.2.2. Invariancia de norma local $SU(2)$	3
1.3. Lagrangiana del Modelo Estándar	4
1.3.1. Mecanismo de Higgs	5
1.3.2. Sector de Higgs	6
1.3.3. Sector de Yang-Mills	9
1.3.4. Sector de Yukawa	9
1.3.5. Sector de corrientes	11
1.4. Problemas del Modelo Estándar	12
2. El Modelo de Partones	15
2.1. QCD	15
2.2. Dispersión Inelástica Profunda	16
2.3. Sección eficaz hadrónica	17
2.4. Funciones de Distribución Partónica	18
3. Modelo de Dos Dobletes de Higgs Tipo III	21
3.1. Potencial de Higgs en el 2HDM	22
3.2. Lagrangiana de Yukawa para el 2HDM-III	25
3.3. Acoplamientos	26
4. Producción de bosones de Higgs cargados en colisiones protón-protón	29
4.1. Procesos con bosones H^+ en su estado final	29
4.1.1. Producción directa	30

4.2. Producción asociada	31
4.2.1. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + W^-$	31
4.2.2. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + H^-$	33
4.2.3. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + Z^0$	34
4.2.4. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + \varphi^0$	35
4.2.5. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + \gamma$	36
4.2.6. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + g$	37
4.2.7. Sección eficaz para el subproceso $q + g \rightarrow H^+ + q$	38
5. Resultados	41
5.1. Cambio de sabor y las matrices $\tilde{\chi}$	41
5.2. Sección eficaz total para el proceso $p + p \rightarrow H^+ + X$	42
5.3. Las Funciones de Distribución Partónica CT14	43
5.4. Integración numérica	45
5.5. Resultados	45
5.5.1. Comparación con MadGraph	49
5.6. Sección eficaz para el bosón W^+	50
5.7. El proceso con cambio de sabor $c + b \rightarrow H^+$	51
6. Conclusiones	55
Bibliografía	57

Índice de figuras

1.1.	Partículas y fuerzas fundamentales del ME.	2
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) $\mu^2 < 0$	5
2.1.	17
2.2.	Parametrización de las PDFs propuesta por MSTW.	18
2.3.	Gráficas de las PDFs de MSTW 2008 con $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ y $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ [42].	19
4.1.	Diagrama de Feynman para la producción directa, $q + q \rightarrow H^+$	30
4.2.	Diagrama de Feynman para $q + \bar{q} \rightarrow H^+ + W^-$, en el canal- s	31
4.3.	Diagramas de Feynman para $q + \bar{q} \rightarrow H^+ + W^-$, en el canal- t	32
4.4.	Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + H^-$, en el canal- s	33
4.5.	Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + H^-$, en el canal- t	34
4.6.	Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + H^-$, en el canal- s	34
4.7.	Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + H^-$, en el canal- t	35
4.8.	Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + \varphi^0$, en el canal- s	35
4.9.	Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + \varphi^0$, en el canal- t	36
4.10.	Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + \gamma$, en el canal- s	37
4.11.	Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + \gamma$, en los canales s y t	37
4.12.	Diagramas de Feynman para $q + g \rightarrow H^+ + \gamma$, en el canal- t	38
4.13.	Diagramas de Feynman para el proceso $u + g \rightarrow H^+ + d$	38
4.14.	Diagramas de Feynman para el proceso $\bar{d} + g \rightarrow H^+ + \bar{q}$	39
5.1.	Set de Funciones de Distribución Partónica CT14 [41] en código FORTRAN.	44
5.2.	Resultados de la sección eficaz hadrónica total para $\tan \beta = 2$	46
5.3.	Gráfica de $\sigma(p + p \rightarrow H^+ + X)$, con $\tan \beta = 2$, en el 2HDM-III.	47
5.4.	Gráfica de $\sigma(p + p \rightarrow H^+ + X)$, para los 4 valores de $\tan \beta = 2, 6, 15, 30$ en el 2HDM-III. Los valores más altos se obtienen cuando $\tan \beta = 30$	48
5.5.	Comparación de la gráfica obtenida con MadGraph y la que se obtiene para charm y strange con $\tan \beta = 2$	49
5.6.	Gráfica de $\sigma(p + p \rightarrow H^+)$, para los 4 valores de $\tan \beta = 2, 6, 15, 30$ en el 2HDM-III.	50
5.7.	Gráficas de $\sigma(q_i + q_j \rightarrow H^+ + X)$, con $\tan \beta = 2$, en el 2HDM-III.	51
5.8.	Gráficas de $\sigma(q_i + q_j \rightarrow H^+)$, con $\tan \beta = 6$, en el 2HDM-III.	52
5.9.	Gráficas de $\sigma(q_i + q_j \rightarrow H^+)$, con $\tan \beta = 15$, en el 2HDM-III.	52
5.10.	Gráficas de $\sigma(q_i + q_j \rightarrow H^+)$, con $\tan \beta = 30$, en el 2HDM-III.	53

Índice de tablas

3.1. Clasificación de los 2HDM de acuerdo a los acoplamientos de los dobletes de Higgs en el sector de Yukawa.	25
3.2. Valores de X e Y para el 2HDM-III [45].	28
5.1. Valores para las diagonales de las matrices $\tilde{\chi}_2^q$ [48].	42

Dedicatoria

A mi familia.

Agradecimientos

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

A los doctores J. Lorenzo Díaz Cruz y Olga G. Félix Beltrán por haberme confiado el tema de tesis y por apoyarme en la realización de la misma.

A los miembros del jurado los doctores Mercedes Paulina Velázquez Quesada, Gilberto Tavares Velasco, Oscar Martínez Bravo y José Enrique Barradas Guevara, por las sugerencias y observaciones hechas acerca del trabajo de tesis.

Al grupo de trabajo que pertenezco, conformado por mis asesores, los doctores José Enrique Barradas Guevara, Félix González Canales, Alfonso Rosado Sánchez junto con mis compañeros Moises y Concho, a los doctores por los cursos que impartieron y a mis compañeros por la discusión de temas relevantes relacionados con mi trabajo.

Agradezco al CONACYT por la beca que me otorgó durante estos dos años de maestría.

También quiero agradecer a la VIEP-BUAP por haberme apoyado, a través del proyecto VIEP con clave 100392444-VIEP2018.

A la FCFM de la BUAP por apoyarme académicamente y por otorgarme becas para los eventos a los cuales asistí.

Al Centro Internacional de Física Fundamental (CIFFU) de la BUAP por las becas que me otorgó.

Además, agradezco al Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México, por los recursos computacionales, el apoyo y la asistencia técnica a través del proyecto número 201801077C.

Resumen

En este trabajo estamos interesados en calcular la producción de bosones de Higgs cargados en la dispersión inelástica profunda protón-protón (pp) en el contexto del Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo-III a energías del LHC (14 TeV), esto es, $p + p \rightarrow H^\pm + X$, utilizando el Modelo de Partones. Específicamente, calculamos las secciones eficaces diferenciales de los procesos involucrados, $q_i + q_j \rightarrow H^\pm x + X$ con $x = W^\pm, Z^0, H^\pm, \gamma, g, q, \varphi^0$, así como la sección eficaz diferencial del proceso $q_i + q_j \rightarrow H^\pm$. Además, calculamos la sección eficaz hadrónica total de la producción directa $p + p \rightarrow H^\pm + X$, tanto analítica como numéricamente, comparando los resultados con la sección eficaz de la producción directa del bosón W^+ . Se presenta el cálculo analítico y numérico de estas, considerando diferentes regiones del espacio de parámetros ($m_{H^\pm}, \tan \beta, \tilde{\chi}^{u,d}$). Finalmente, se estudian los procesos con cambio de sabor que aparecen en la producción directa del bosón H^+ .

Introducción

La teoría de las interacciones fuerte, débil y electromagnética, conocida como el Modelo Estándar (SM, por sus siglas en inglés), es una teoría cuántica del campo basada en el grupo de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [1, 2]. Este provee una estructura teórica elegante y ha pasado exitosamente pruebas experimentales muy precisas [3, 4]. El contenido de partículas de materia en el modelo puede dividirse en los sectores *fermiónico* y *bosónico*.

El sector fermiónico incluye a los quarks y leptones, los cuales se organizan en tres generaciones o familias con propiedades idénticas, excepto en la masa. En esta teoría 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, recibiendo por ello el nombre de grupo electrodébil. Dicho grupo es roto espontáneamente a la escala de Fermi ($v = 246 \text{ GeV}$) al grupo electromagnético $U_{em}(1)$, conocido como el rompimiento espontáneo de la simetría (SSB, por sus siglas en inglés). Cuando el SSB se realiza, tres de los cuatro bosones de norma asociados con este grupo adquieren masa, en tanto que el restante, que permanece sin masa, se identifica con el campo electromagnético.

Por otra parte, el sector bosónico incluye a los *bosones de norma*, identificados como W^\pm y Z^0 asociados a la simetría electrodébil; g , los gluones asociados a la simetría fuerte; y γ asociado a la simetría electromagnética. El hecho de que los bosones de norma débiles sean partículas masivas indica que $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ no es una buena simetría del vacío; en contraste, el que el fotón no tenga masa indica que $U(1)_{em}$ sí es una buena simetría del vacío. Entonces, el SSB en el SM debe ser: $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{em}$. En este contexto, el sabor y la generación de masas son dos conceptos que se encuentran fuertemente entrelazados. Para conocer la dinámica del sabor en modelos más allá del SM necesitamos entender muy bien cómo surgen las masas de las partículas fermiónicas y la matriz de mezcla de sabor en la teoría estándar. En esta teoría, las matrices de Yukawa son de gran interés, ya que sus valores propios definen las masas de los fermiones. Por otra parte, las corrientes que cambian sabor surgen de la no diagonalización simultánea de las matrices de Yukawa y los acoplamientos del bosón de Higgs. En particular, nosotros estudiaremos la dinámica del sabor a través de las matrices de Yukawa en el Modelo de Dos Dobletes de Higgs tipo III (2HDM-III) [5].

Este patrón se implementa en el SM en términos del llamado Mecanismo de Higgs, el cual provee masa a los bosones de norma W^\pm y Z^0 , así como a los fermiones, dejando como consecuencia la predicción de una nueva partícula remanente: el bosón de Higgs. Este bosón debe ser un escalar, eléctricamente neutro y su masa debe ser del orden de la escala electrodébil [6, 7]. El 04 de julio de 2012 los experimentos ATLAS y CMS del CERN anunciaron el descubrimiento de una partícula escalar en la región de masa alrededor de 125 GeV que es identificada como el bosón de Higgs del SM [8, 9]. Para lograr una prueba convincente de la

validez de los modelos más allá del SM se necesita encontrar el espectro completo de escalares, específicamente los bosones de Higgs cargados, H^\pm , que surgen en extensiones del Modelo Estándar. Además, incluimos a los bosones más pesados H^0 o A^0 (en el caso del modelo con dos dobletes), ya que el bosón ligero h^0 sería parecido al bosón de Higgs del SM [10]. El bosón de Higgs cargado es un ingrediente extra de modelos con dos dobletes (2HDMs), por lo tanto su detección sería una señal de nueva física [11–14].

No hay razón fundamental para suponer que dicho sector de Higgs sea mínimo, como el del SM (un solo doblete). Además, el SM presenta el problema de jerarquías, es decir, el SM está caracterizado por una escala de energías de 100 GeV, mucho menor que la escala de Planck ($M_{Pl} = 10^{19}$ GeV), por lo que deberíamos tener una teoría más general en la que el SM esté incluido. En general, es posible extender el SM de dos maneras: añadiendo campos de Higgs o añadiendo otra simetría. La extensión más sencilla compatible con la invariancia de norma del SM es el 2HDM, que consiste en agregar un segundo doblete de Higgs con los mismos números cuánticos que el primero [15]. Nosotros estamos interesados en el caso en que el 2HDM presenta cambios de sabor, esto es, el 2HDM-III. Además, la matriz de Yukawa se considera con cuatro ceros de textura, que ha sido probado en trabajos anteriores que es viable de acuerdo a las cotas experimentales y restricciones teóricas impuestas en el modelo. La fenomenología de interés en esta investigación es el proceso hadrónico $p + p \rightarrow H^\pm + X$, para ver si es posible la producción del bosón de Higgs cargado en las colisiones que se llevan a cabo en el LHC (Large Hadron Collider, por sus siglas en inglés).

Primeramente vamos a calcular las secciones eficaces diferenciales de los procesos involucrados, $q_i + q_j \rightarrow H^\pm x + X$ con $x = W^\pm, Z^0, H^\pm, \gamma, g, q, \varphi^0$, así como la sección eficaz diferencial del proceso $q_i + q_j \rightarrow H^\pm$. Para realizar los cálculos utilizamos técnicas que provienen del Modelo de Partones, para calcular las trazas utilizamos el paquete FeynCalc 9.0 [16] del programa Mathematica 11 [17], calculamos la sección eficaz hadrónica total de la producción directa $p+p \rightarrow H^\pm + X$, utilizando un código escrito en el lenguaje de programación FORTRAN [18]. Comparamos los resultados con la sección eficaz de la producción directa del bosón W^+ y finalmente analizamos los procesos con cambio de sabor involucrados en la producción directa del bosón H^+ .

Este trabajo se organiza de la siguiente manera: en el capítulo 1 se da un panorama general del Modelo Estándar de la Física de Partículas. En el capítulo 2 se exponen resultados importantes que se obtienen a partir del Modelo de Partones. El Modelo de Dos Dobletes de Higgs, concentrándonos en particular en el tipo-III, se describe en el capítulo 3. Los cálculos analíticos de la producción directa y asociada del bosón de Higgs cargado se da en el capítulo 4 y los resultados numéricos derivados del capítulo 4 se muestran en el capítulo 5. Finalmente, las conclusiones se dan en el capítulo 6.

Capítulo 1

El Modelo Estándar

El Modelo Estándar de Física de Partículas está basado en la teoría cuántica de campos, propone la tabla periódica de las partículas elementales de la naturaleza, así como la descripción de todas las fuerzas conocidas de importancia a escala atómica: la electromagnética, la débil y las interacciones fuertes. A la fecha, los éxitos experimentales de las predicciones de este modelo lo colocan como el modelo más exitoso de la física de partículas.

1.1. Introducción

El SM describe notablemente la estructura fundamental de la materia [19,20]. Actualmente, como teoría física, esta se usa para explicar y predecir con gran exactitud un gran número de fenómenos de física de partículas, cuyos experimentos de alta precisión han confirmado repetidamente efectos muy sutiles predichos previamente. El modelo requiere 12 partículas elementales fermiónicas y 13 partículas bosónicas, mediadoras de las cuatro tipos de fuerzas, para explicar todo lo que sabemos sobre los constituyentes más fundamentales de la materia y sus interacciones. La teoría electrodébil inició como un modelo propuesto por Glashow, que combinaba a las interacciones débil y electromagnética en una simetría $SU(2) \times U(1)$ [1, pag. 3]. Steven Weinberg y Abdus Salam implementaron el mecanismo de Higgs para generar la masa de los bosones y de los fermiones, utilizando una teoría de norma. Finalmente Gerard 't Hooft demostró que la teoría electrodébil es renormalizable [21].

La Cromodinámica Cuántica (QCD, por sus siglas en inglés) fue aceptada como teoría cuando David Gross, David Politzer y Frank Wilczek lograron explicar el fenómeno conocido como libertad asintótica [22–24]. 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 (Figura 1.1).
2. Las interacciones son descritas matemáticamente por teorías de norma.

En la Figura 1.1 se muestra a las partículas fundamentales y a las partículas mediadoras de las tres interacciones,.

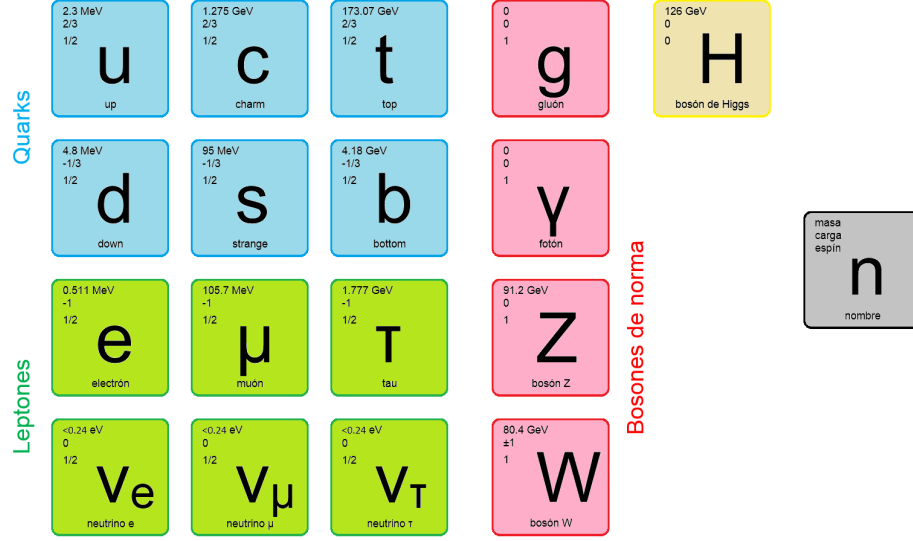


Figura 1.1: Partículas y fuerzas fundamentales del ME.

1.2. Invariancia de norma

1.2.1. Invariancia de norma local $U(1)$

La ecuación de movimiento para una partícula fermiónica de espín 1/2 de masa m tiene la forma [25, pag.31]:

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

la cual puede obtenerse de la lagrangiana [25, pag 31]:

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

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

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x). \quad (1.3)$$

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

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

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

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

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 (1.2). Esto se obtiene con la siguiente definición:

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu, \quad (1.6)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

1.2. INVARIANCIA DE NORMA

donde A_μ se transforma como

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{\partial_\mu \alpha}{e}. \quad (1.7)$$

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

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

De ahí que para demandar una invariancia de norma local, se ha introducido un campo vectorial A_μ , llamado campo de norma, el cual se acopla a una partícula de Dirac de carga $-e$, exactamente 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). Como el término cinético debe ser invariante bajo (1.7), este puede solamente contener un tensor de campo invariante de norma:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad (1.9)$$

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

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

Debemos destacar que la inclusión de un término de masa $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$ está prohibido por la invariancia de norma y por lo tanto la partícula de norma (el fotón) no tiene masa. De esta manera vemos que imponiendo un requerimiento de invariancia de norma 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.

1.2.2. Invariancia de norma local $SU(2)$

Existe una segunda invariancia interna, bajo un conjunto de transformaciones de norma de grupo $SU(2)$. Se define la transformación como [25, pag 61]:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi'_1 \\ \psi'_2 \end{pmatrix} = e^{i\vec{\epsilon}\cdot\vec{\tau}/2} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

donde τ_i son las matrices de Pauli y los ϵ_i se refiere a los términos de rotación. En este caso el orden de las transformaciones sucesivas importa, ya que estas no conmutan; expresadas por el conmutador $[\tau_i, \tau_j] = 2i\epsilon_{ijk}\tau_k$, son llamadas transformaciones no abelianas.

Lo que se busca es obtener invariancia de norma ante la transformación de fase local (1.11) de la lagrangiana

$$\mathcal{L} = \psi(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi. \quad (1.12)$$

Por analogía al caso de invariancia de norma local $U(1)$, visto en la sección anterior se propone la siguiente derivada

$$D^\mu = \partial^\mu - ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}^\mu. \quad (1.13)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.3. LAGRANGIANA DEL MODELO ESTÁNDAR

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

$$D'^{\mu}\psi' = e^{i\vec{e}\cdot\vec{\tau}/2}D^{\mu}\psi. \quad (1.14)$$

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

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

Agregando el término de energía cinética a la derivada de la ecuación concluimos que:

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

1.3. Lagrangiana del Modelo Estándar

El grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ define las interacciones electrodébiles. El conjunto de campos de norma 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 de norma 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:

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad L_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L, \quad (1.17)$$

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 de norma locales, la invariancia se consigue al introducir la siguiente derivada covariante:

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - ig_1 \frac{Y}{2} B_{\mu} - ig_2 \frac{\tau_i}{2} W_{\mu}^i, \quad (1.18)$$

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

1.3.1. Mecanismo de Higgs

Rompimiento Espontáneo de la simetría

El hecho de introducir términos de masa de la forma $M_W^2 W_\mu W^\mu$, $M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$ rompe la simetría de la lagrangiana además de introducir divergencias (no renormalizables) las cuales producen una teoría carente de sentido. Sin embargo es posible introducir las masas sin romper la invariancia de norma. 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 consistente únicamente por partículas escalares descritas por la lagrangiana [25, pag 98]

$$\mathcal{L} = T - V = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \left(\frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4}\lambda \phi^4\right), \quad (1.19)$$

con $\lambda > 0$. Hasta aquí sólo hemos requerido que \mathcal{L} sea invariante bajo la operación de simetría $\phi \rightarrow -\phi$. Las dos posibles formas del potencial se muestran en la Figura 1.2. El caso para

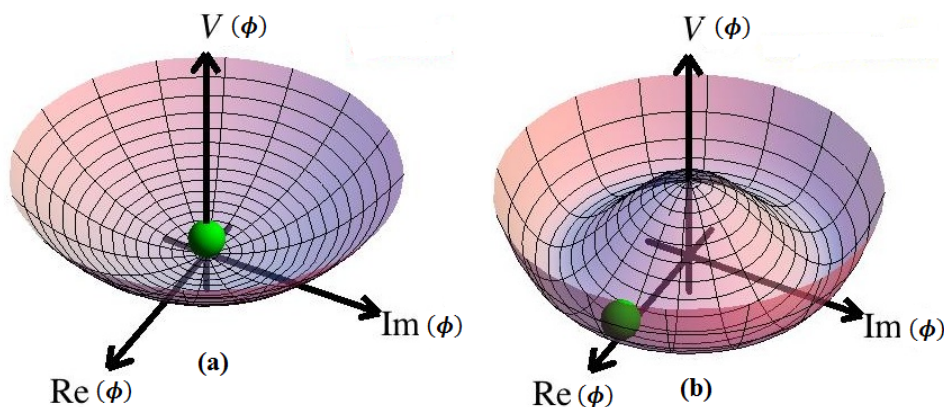


Figura 1.2: El potencial $V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4}\lambda \phi^4$ para a) $\mu^2 > 0$ y b) $\mu^2 < 0$.

$\mu^2 > 0$ describe un campo escalar con masa μ . El estado base (vacío) corresponde a $\langle \phi \rangle = \langle 0 | \phi | 0 \rangle = 0$. Esto último 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

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \phi} \right|_{min} = \phi(\mu^2 + \lambda \phi^2) = 0, \quad (1.20)$$

y se encuentran, por lo tanto, en

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

El extremo $\langle \phi \rangle = 0$ no corresponde al mínimo de energía, entonces los cálculos perturbativos deberían involucrar expansiones alrededor del mínimo clásico $\langle \phi \rangle = \pm v$, ver Figura 1.2. Por

lo tanto escribimos:

$$\phi(x) = v + \eta(x), \quad (1.21)$$

donde $\eta(x)$ representa las fluctuaciones cuánticas alrededor de este mínimo. Se ha elegido trasladar el campo a $\phi \rightarrow \phi + \nu$, pero esto no implica la pérdida de generalidad puesto que $\phi = -\nu$ puede ser obtenido por la simetría de reflexión. Sustituyendo (1.21) en la lagrangiana ecuación (1.19) obtenemos:

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{2}(\partial_\mu v)^2 - \lambda v^2 \eta^2 - \lambda v \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + cte. \quad (1.22)$$

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

$$m_v = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}. \quad (1.23)$$

Los términos de mayor orden en η representan la interacción de campo η con sí mismo. Las lagrangianas \mathcal{L} y \mathcal{L}' son completamente equivalentes. Usando \mathcal{L} descubriremos 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 en η alrededor de un vacío estable $\phi = \nu$. En teoría de perturbaciones \mathcal{L}' da una imagen correcta de la física mientras que \mathcal{L} no. La partícula escalar (descrita por las lagrangianas en principio equivalentes) por lo tanto, tiene masa. Nos referimos a 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 $\langle \phi \rangle = v$ alrededor del cual se efectuaron los cálculos perturbativos.

1.3.2. Sector de Higgs

En este sector es donde se implementa el mecanismo de Higgs que nos permite dar masa a los bosones de norma 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 de norma bajo $SU(2) \times U(1)$, con la siguiente forma [26]:

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

donde D_μ es la derivada covariante en la representación de dobletes dada en la ecuación (1.18), 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):

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

donde

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

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.3. LAGRANGIANA DEL MODELO ESTÁNDAR

Para generar la masa de los bosones utilizamos el potencial:

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2. \quad (1.27)$$

Con $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$ y escogemos el valor esperado del vacío. La elección apropiada es:

$$\phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.28)$$

esto es: $\phi_3 = v$, $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$, que nos permitirá dejar al fotón sin masa. Si ϕ_0 es dejado invariante bajo un subgrupo de transformaciones de norma, el bosón de norma 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 $U(1)_Y$. Pero ya que ϕ_0 es neutral, la simetría de $U(1)_{em}$ con generador [27, pag 335],

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2} \quad (1.29)$$

permanece sin romperse, es decir,

$$Q\phi_0 = 0. \quad (1.30)$$

Así que

$$\phi_0 \rightarrow \phi'_0 = e^{i\alpha(x)Q}\phi_0 = \phi_0, \quad (1.31)$$

para algún valor de $\alpha(x)$. El vacío es, por lo tanto, invariante bajo transformaciones $U(1)_{em}$ y el fotón permanece sin masa. De esta manera, debido a la conservación de la carga eléctrica, podemos solamente permitir escalares neutros para adquirir valores de expectación del vacío, de ahí la elección del vacío realizada anteriormente. El mismo doblete de isospín 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:

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

donde G_W^+ y G_Z son los bosones de Goldstone asociados a los bosones de norma 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:

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

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:

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

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.3. LAGRANGIANA DEL MODELO ESTÁNDAR

El término que da masa a los bosones débiles es:

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

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 $s_W = \sin \theta_W = g_1/\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$ 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:

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

Sustituyendo en la ecuación (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

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

Note 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 [27].

1.3.3. Sector de Yang-Mills

El sector de Yang-Mills, sector bosónico, no puede ser construido con los campos de norma directamente, sino por medio de las 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 $B_{\mu\nu}$ del grupo abeliano $U_Y(1)$, los cuales tienen la siguiente forma:

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

Con estos se construye la lagrangiana dada por la siguiente expresión [26]:

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{2} \text{Tr}[W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu}] - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (1.46)$$

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

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (1.47)$$

Además, utilizando los campos de masa W_μ^\pm, Z_μ y A_μ , e introduciendo los siguientes tensores:

$$\begin{aligned} \hat{W}_{\mu\nu}^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu\nu}^1 \mp i W_{\mu\nu}^2), \\ Z_{\mu\nu} &= \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \\ F_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \end{aligned} \quad (1.48)$$

La lagrangiana de Yang-Mills está dada como:

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

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

1.3.4. 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:

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

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:

$$\mathcal{L}_q^Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}'_{iL} \phi_C u'_{jR} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_{iL} \phi_C d'_{jR} + h.c., \quad (1.51)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.3. LAGRANGIANA DEL MODELO ESTÁNDAR

donde Y_{ij}^u, Y_{ij}^d son constantes arbitrarias, llamadas constantes de Yukawa; $i, j = 1, \dots, 3$ son los índices de familia; y las primas denotan estados de norma. En términos de los vectores de espacio tenemos:

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

y las matrices de masa tienen las expresiones.

$$M_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u \quad M_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d, \quad (1.53)$$

la lagrangiana de Yukawa para los quarks puede escribirse como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^Y &= -(1 + \frac{H}{\nu})(\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R) \\ &\quad - \frac{i}{\nu} G_Z (\bar{U}'_L M^u U'_R - \bar{D}'_L M^d D'_R) \\ &\quad - \frac{\sqrt{2}}{\nu} G_W^- \bar{D}'_L M^u U'_R + \frac{\sqrt{2}}{\nu} G_W^+ \bar{U}'_L M^d D'_R + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (1.54)$$

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:

$$U_{L,R} = V_{L,R}^u U'_{L,R}, \quad D_{L,R} = V_{L,R}^d D'_{L,R}, \quad (1.55)$$

las matrices $V_{L,R}^{u,d}$ deben de ser unitarias con el fin de que las matrices $V_L^{u,d} M^{u,d} V_R^{u,d\dagger}$ 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:

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

donde

$$K = V_L^u V_L^{d\dagger} \quad (1.57)$$

es la matriz V_{CKM} y \bar{M} son las matrices de masa dadas por:

$$\bar{M}^u = V_L^u M^u V_R^{u\dagger} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad \bar{M}^d = V_L^d M^d V_R^{d\dagger} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

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.

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.3. LAGRANGIANA DEL MODELO ESTÁNDAR

Para los leptones, tomando en cuenta que no hay neutrinos derechos, podemos escribir la siguiente lagrangiana:

$$\mathcal{L}_l^Y = -Y_{ij}^l \bar{L}_{iL}^l \phi_{jR}^l + h.c. \quad (1.59)$$

donde Y_{ij}^l son constantes de Yukawa, las primas denotan estados de norma, en términos de los vectores de espacio:

$$E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}, \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

y de las matrices de masa;

$$M_{ij}^l = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^l, \quad (1.61)$$

la lagrangiana de Yukawa para los leptones puede escribirse como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^Y &= -(1 + \frac{H}{\nu})(\bar{E}'_L M^l E'_R) - \frac{i}{\nu} G_Z (\bar{E}'_L M^l E'_R) \\ &\quad - \frac{\sqrt{2}}{\nu} G_W^+ \bar{\nu}' M^l E'_R + h.c. \end{aligned} \quad (1.62)$$

Tomando los campos de masa mediante las siguientes transformaciones:

$$E_{L,R} = V_{L,R}^l E'_{L,R} \quad \nu_L = V_L^l \nu'_L. \quad (1.63)$$

Así, en términos de los campos de masa,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^Y &= -(1 + \frac{H}{\nu})(\bar{E} \bar{M}^l E) - \frac{i\gamma^5}{\nu} G_Z (\bar{E} \bar{M}^l E) \\ &\quad - \frac{\sqrt{2}}{\nu} G_W^- \bar{E} \bar{M}^l P_L \nu - \frac{\sqrt{2}}{\nu} G_W^+ \bar{\nu} \bar{M}^l P_R E, \end{aligned} \quad (1.64)$$

la matriz de masa está dada como:

$$\bar{M}^l = V_L^l M^l V_R^{l\dagger} = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}. \quad (1.65)$$

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

1.3.5. Sector de corrientes

El sector de corrientes nos permite obtener acoplamientos de los fermiones con los campos de norma. 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:

$$L_q^C = i\bar{Q}'_{iL} \gamma^\mu D_\mu Q'_{iL} + i\bar{u}'_{iR} \gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR} \gamma^\mu D_\mu d'_{iR}, \quad (1.66)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

1.4. PROBLEMAS DEL MODELO ESTÁNDAR

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

$$L_q^C = i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma_\mu\partial_\mu D + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu; \quad (1.67)$$

donde se han definido las siguientes corrientes:

$$J^{-\mu} = \bar{U}_L\gamma^\mu K D_L \quad (1.68)$$

$$J_Z^\mu = \bar{U}\gamma^\mu(g_V^\mu + g_A^\mu\gamma^5)U + \bar{D}\gamma^\mu(g_V^d + g_A^d\gamma^5)D \quad (1.69)$$

$$J_A^\mu = \bar{U}\gamma^\mu U + \bar{D}\gamma^\mu D. \quad (1.70)$$

K es la matriz de mezcla de Kobayashi-Maskawa dada en la ecuación (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:

$$L_l^C = i\bar{l}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu l'_{iL} + i\bar{l}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu l'_{iR}, \quad (1.71)$$

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

$$L_q^C = i\bar{E}_i\gamma^\mu\partial_\mu E_i + i\bar{\nu}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (1.72)$$

donde se han definido las siguientes corrientes:

$$J^{-\mu} = \bar{\nu}_L\gamma^\mu E_L, \quad (1.73)$$

$$J_Z^\mu = \bar{\nu}\gamma^\mu(g_V^\mu + g_A^\mu\gamma^5)\nu + \bar{E}\gamma^\mu(g_V^E + g_A^E\gamma^5)E, \quad (1.74)$$

$$J_A^\mu = \bar{\nu}\gamma^\mu\nu + \bar{E}\gamma^\mu E. \quad (1.75)$$

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

1.4. Problemas del Modelo Estándar

Aunque el Modelo Estándar ha explicado muchos fenómenos en física de partículas, presenta algunos problemas [28]:

- El problema de jerarquía [29].
- La existencia de neutrinos masivos [30].
- La asimetría de materia y antimateria en el universo [31].
- No explica qué es la materia oscura [32].

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

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR

1.4. PROBLEMAS DEL MODELO ESTÁNDAR

En este capítulo presentamos al Modelo Estándar de la Física de partículas. Hemos visto que 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, de estas extensiones la más sencilla, es la que se obtiene al extender el sector de Higgs agregando un doblete extra (conocida como Modelo de Dos Dobletes de Higgs), esta extensión y algunas de sus consecuencias se estudiarán en los capítulos siguientes.

Capítulo 2

El Modelo de Partones

El Modelo de Partones tiene su base en la Teoría Cuántica de Campos, este modelo fue concebido por R. P. Feynman en 1968 [33], como una explicación del escalamiento de Bjorken [34] 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.

2.1. QCD

La interacción fuerte es descrita por una teoría de Yang-Mills ($SU_C(3)$). Esto, junto con el requerimiento de que la teoría sea renormalizable, fija completamente la forma de la lagrangiana. La teoría es llamada Cromodinámica Cuántica y la lagrangiana usualmente se escribe como [35, pag 277]:

$$\mathcal{L}^{QCD} = -\frac{1}{2}Tr[G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}] + \bar{q}_i(i\gamma^\mu D_\mu - m)q_i. \quad (2.1)$$

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:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_S G_\mu. \quad (2.2)$$

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

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu - ig_S [G_\mu, G_\nu] \quad (2.3)$$

y el campo de norma es $G_\mu = G_\mu^a \lambda^a / 2$, donde las λ^a s ($a = 1, \dots, 8$) son las matrices de Gell-Mann (los generadores del grupo $SU_C(3)$), las cuales satisfacen la siguiente relación de conmutación:

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc}\lambda^c, \quad (2.4)$$

cuya condición de normalización es:

$$Tr[\lambda^a \lambda^b] = 2\delta^{ab}. \quad (2.5)$$

Los campos de norma de la interacción fuerte G_μ son llamados gluones y acorde con la simetría de norma $SU_C(3)$ 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, por lo tanto, surgen vértices trilineales y cuárticos gluónicos. Además, en analogía con la parte electrodébil de la teoría, de la lagrangiana de interacción entre fermiones y bosones de norma, aparecen los acoplamientos entre quarks y gluones. La lagrangiana total del SM toma la forma:

$$\mathcal{L}_{ME} = \mathcal{L}^{\mathcal{H}} + \mathcal{L}^{\mathcal{Y}\mathcal{M}} + \mathcal{L}^{\mathcal{Y}} + \mathcal{L}^{\mathcal{C}} + \mathcal{L}^{\mathcal{QCD}}, \quad (2.6)$$

donde $\mathcal{L}^{\mathcal{H}}$ es la lagrangiana de sector de Higgs, $\mathcal{L}^{\mathcal{Y}\mathcal{M}}$ 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.

2.2. Dispersión Inelástica Profunda

Si un protón tiene un momento P los partones que lo conforman tendrán momento

$$x_i P,$$

con $0 \leq x_i \leq 1$ 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, cabe señalar que en este tipo de experimentos son mejor controlados ya que el electrón es considerado como una partícula sin estructura y que además no tiene interacciones de color.

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.

2.3. Sección eficaz hadrónica

Una cantidad relevante en física de partículas es la sección eficaz σ , ya que al multiplicarla por la luminosidad \mathcal{L} , obtiene el número de eventos por segundo N_{seg}

$$N_{seg} = \sigma \mathcal{L}. \quad (2.7)$$

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 Figura 2.1:

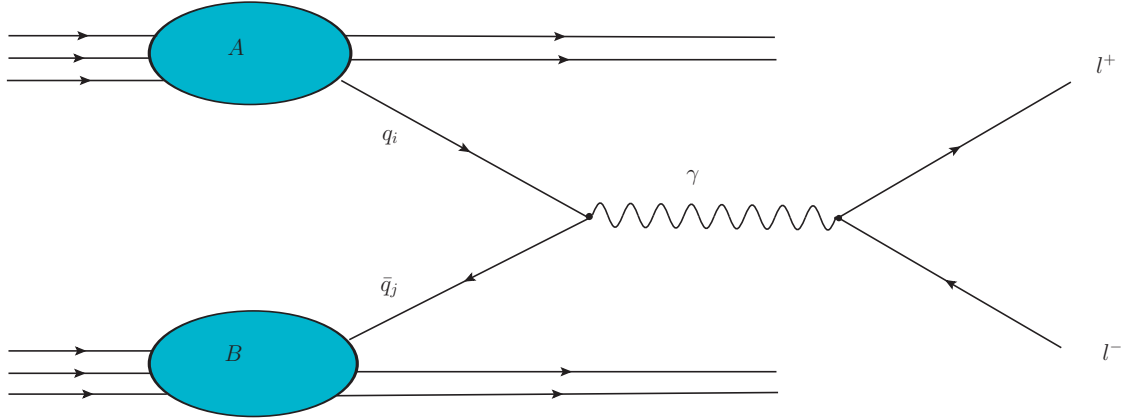


Figura 2.1: Colisión de dos protones.

En esta figura q_i , \bar{q}_j son los quarks provenientes de los protones A , B respectivamente y l^+ , l^- son dos leptones cargados. Este proceso es conocido como proceso de Drell-Yan [36].

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

$$\sigma(p + p \rightarrow l^+ + l^-) = \sum_{q_i, \bar{q}_j} \int dx_i dx_j F_{q_i}(x) F_{\bar{q}_j}(\bar{x}) \hat{\sigma}(q_i + \bar{q}_j \rightarrow l^+ + l^-). \quad (2.8)$$

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

CAPÍTULO 2. EL MODELO DE PARTONES
2.4. FUNCIONES DE DISTRIBUCIÓN PARTÓNICA

variables también son invariantes de Lorentz. Denotamos a la masa invariante de los partones como

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{\hat{s}\tau} \quad (2.9)$$

el momento longitudinal lo definimos

$$p = x \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \quad (2.10)$$

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

$$x_a = \frac{1}{2}[(x^2 + 4\tau)^{\frac{1}{2}} + x] \quad (2.11)$$

$$x_b = \frac{1}{2}[(x^2 + 4\tau)^{\frac{1}{2}} - x] \quad (2.12)$$

estas variables satisfacen las igualdades

$$x_a x_b = \tau, \quad (2.13)$$

$$x_a - x_b = x. \quad (2.14)$$

2.4. Funciones de Distribución Partónica

En la red existen varios grupos de investigación que trabajan en la obtención de las funciones de distribución partónica [37–42]. 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 [42] utiliza la parametrización que se muestra en la Figura 2.2.

$$\begin{aligned} x u_v(x, Q_0^2) &= A_u x^{\eta_u} (1-x)^{\eta_2} (1 + \epsilon_u \sqrt{x} + \gamma_u x), \\ x d_v(x, Q_0^2) &= A_d x^{\eta_3} (1-x)^{\eta_4} (1 + \epsilon_d \sqrt{x} + \gamma_d x), \\ x S(x, Q_0^2) &= A_S x^{\delta_S} (1-x)^{\eta_S} (1 + \epsilon_S \sqrt{x} + \gamma_S x), \\ x \Delta(x, Q_0^2) &= A_\Delta x^{\eta_\Delta} (1-x)^{\eta_{S+2}} (1 + \gamma_\Delta x + \delta_\Delta x^2), \\ x g(x, Q_0^2) &= A_g x^{\delta_g} (1-x)^{\eta_g} (1 + \epsilon_g \sqrt{x} + \gamma_g x) + A_{g'} x^{\delta_{g'}} (1-x)^{\eta_{g'}}, \\ x(s + \bar{s})(x, Q_0^2) &= A_+ x^{\delta_S} (1-x)^{\eta_+} (1 + \epsilon_S \sqrt{x} + \gamma_S x), \\ x(s - \bar{s})(x, Q_0^2) &= A_- x^{\delta_-} (1-x)^{\eta_-} (1 - x/x_0), \end{aligned}$$

Figura 2.2: Parametrización de las PDFs propuesta por MSTW.

En este caso tenemos 30 parámetros libres incluyendo a la α_s . A continuación en la Figura 2.3 se muestran dos gráficas que se obtienen a partir de esta parametrización.

Vemos que al aumentar el valor de la Q^2 también aumenta el valor de las PDFs 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.

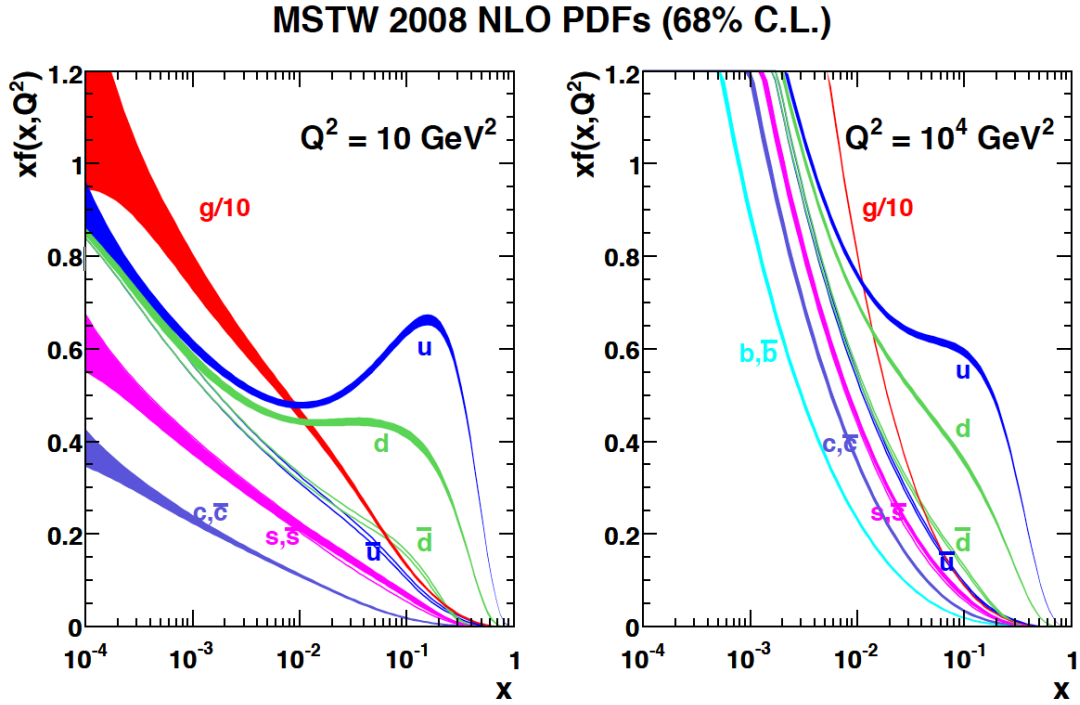


Figura 2.3: Gráficas de las PDFs de MSTW 2008 con $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ y $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ [42].

Con la exposición de este capítulo hemos completado al conjunto de técnicas que se utilizan para el cálculo de secciones eficaces y decaimientos de partículas dentro Modelo Estándar. Como el Modelo Estándar no puede explicar algunos fenómenos que se dan en la naturaleza se propone una extensión de este modelo, añadiendo un doblete extra en el sector de Higgs. En el siguiente capítulo se muestra la forma de extender al Modelo Estándar y las consecuencias de proponer esta extensión, entre las que se encuentra la aparición de un bosón de Higgs cargado.

Capítulo 3

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). Consideremos la siguiente extensión más simple compatible con la invariancia de norma que es el Modelo de Dos Dobletes de Higgs (2HDM), que consiste en adicionar un segundo doblete de Higgs, con los mismos números cuánticos que el primero.

Consecuencias de la introducción de un segundo doblete de Higgs:

- Permite inducir violación implícita de conjugación de carga y paridad (ECPV, por sus siglas en inglés).
- Aparece nueva fenomenología: bosones de Higgs cargados, FCNC.
- Dos dobletes de Higgs son necesarios en un modelo supersimétrico y el llamado 2HDM tipo II, tiene el mismo acoplamiento de Yukawa con el modelo mínimo estándar supersimétrico.
- El modelo supersimétrico, SUSY, con dos dobletes de Higgs puede proveer soluciones para algunos problemas del Modelo Estándar, como la masa de Higgs a muy altas escalas; la jerarquía de la escala de Planck y la electrodébil; la jerarquía de la masa en la familia fermiónica, la existencia de masa de neutrinos y oscilación de neutrinos.

El modelo de un doblete de Higgs consiste de un campo ϕ asignado a un doblete de $SU(2)_L$, con hipercarga asociada $Y = 1$ de la forma:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

donde $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ son campos escalares reales. Así, el potencial de Higgs es invariante bajo la transformación de norma

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\frac{\alpha \cdot \vec{\tau}}{2}} \phi(x), \quad (3.2)$$

CAPÍTULO 3. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS TIPO III

3.1. POTENCIAL DE HIGGS EN EL 2HDM

donde $\vec{\tau}$ está formado por las matrices de Pauli y $\vec{\alpha}$ es una función espacio-temporal. El mínimo del potencial de Higgs, $V(\phi)$ para $-\mu^2$, es:

$$\langle 0 | \phi^\dagger \phi | 0 \rangle = \langle \phi^\dagger \phi \rangle_0 = \frac{v^2}{\sqrt{2}}, \quad \text{con } v \equiv \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}. \quad (3.3)$$

En función de los campos reales el término $\phi^\dagger \phi$ tiene la forma:

$$\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = \frac{v^2}{\sqrt{2}}. \quad (3.4)$$

Existe un número infinito de estados posibles de vacío, los cuales corresponden al número infinito de valores para los campos reales que satisfacen la relación dada en la ecuación (3.3). Al elegir una dirección particular en el espacio de isospín, $\phi_3 = v$, $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$, el valor de expectación en el vacío de ϕ toma la forma:

$$\langle \phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

El potencial de Higgs del 2HDM consiste en una generalización del modelo del potencial de Higgs con un doblete, aquí se introducen dos dobletes ϕ_1, ϕ_2 de $SU(2)_Y$, con hipercarga $Y = \pm 1$.

3.1. 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,

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

con hipercarga $Y = 1$. Después del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, ambos dobletes pueden adquirir un Valor Esperado en el Vacío (VEV) de [15]

$$\langle \phi_1 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}}, \quad \langle \phi_2 \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}} e^{i\theta}, \quad (3.7)$$

donde v_1 y v_2 son reales; es más conveniente parametrizar el doblete de la siguiente forma

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{v_1 + \phi_1 + i\chi_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{v_2 e^{i\xi} + \phi_2 + i\chi_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

Con los 2 dobletes escritos como

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{\phi_{1R}^0 + i\phi_{1I}^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{\phi_{2R}^0 + i\phi_{2I}^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (3.9)$$

$\phi_{1R}^0, \phi_{1I}^0, \phi_{2R}^0, \phi_{2I}^0$ son los campos escalares reales de los campos escalares neutros ϕ_1^0 y ϕ_2^0 . Los campos escalares complejos cargados son:

$$\phi_1^+ = \phi_{1R}^+ + i\phi_{1I}^+, \quad \phi_2^+ = \phi_{2R}^+ + i\phi_{2I}^+, \quad (3.10)$$

CAPÍTULO 3. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS TIPO III

3.1. POTENCIAL DE HIGGS EN EL 2HDM

en el cual $\phi_{1R}^+, \phi_{1I}^+, \phi_{2R}^+, \phi_{2I}^+$ son sus componentes siendo campos escalares reales. En este caso $\phi^+ = \phi_1 + i\phi_2$, $\phi^- = \phi_1 - i\phi_2$, donde ϕ_1 y ϕ_2 son campos escalares reales, por lo que $(\phi^+)^* = \phi^-$. Así entonces sus correspondientes adjuntos son:

$$\phi_1^\dagger = \left(\phi_1^-, \frac{\phi_{1R}^0 - i\phi_{1I}^0}{\sqrt{2}} \right), \quad \phi_2^\dagger = \left(\phi_2^-, \frac{\phi_{2R}^0 - i\phi_{2I}^0}{\sqrt{2}} \right). \quad (3.11)$$

Por lo tanto

$$\phi_1^\dagger \phi_1 = \phi_1^- \phi_1^+ + \frac{1}{2} ((\phi_{1R}^0)^2 + (\phi_{1I}^0)^2), \quad (3.12)$$

$$\phi_2^\dagger \phi_2 = \phi_2^- \phi_2^+ + \frac{1}{2} ((\phi_{2R}^0)^2 + (\phi_{2I}^0)^2), \quad (3.13)$$

$$\phi_1^\dagger \phi_2 = \phi_1^- \phi_2^+ + \frac{1}{2} [(\phi_{1R}^0 \phi_{2R}^0 + \phi_{1I}^0 \phi_{2I}^0) + i(\phi_{1R}^0 \phi_{2I}^0 - \phi_{1I}^0 \phi_{2R}^0)], \quad (3.14)$$

$$\phi_2^\dagger \phi_1 = \phi_2^- \phi_1^+ + \frac{1}{2} [(\phi_{1R}^0 \phi_{2R}^0 + \phi_{1I}^0 \phi_{2I}^0) - i(\phi_{1R}^0 \phi_{2I}^0 - \phi_{1I}^0 \phi_{2R}^0)]. \quad (3.15)$$

Ahora, examinaremos la parte del potencial que se acopla al doblete de Higgs. Antes de escribir la forma más general del potencial de Higgs renormalizado compatible con la invariancia de norma, consideremos los siguientes operadores invariantes de norma y escribamos todos los posibles hermíticos bilineales e interacciones cuárticas compatibles con la invarianza de norma: El potencial de Higgs renormalizable para el modelo de dos dobletes complejos compatible con invarianza de norma, es escrito introduciendo una base de operadores invariantes de norma hermitianos dados por:

$$\hat{A} = \phi_1^\dagger \phi_1, \quad (3.16)$$

$$\hat{B} = \phi_2^\dagger \phi_2, \quad (3.17)$$

$$\hat{C} = \frac{1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2 + \phi_2^\dagger \phi_1) = \text{Re}(\phi_1^\dagger \phi_2), \quad (3.18)$$

$$\hat{D} = -\frac{i}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2 - \phi_2^\dagger \phi_1) = \text{Im}(\phi_1^\dagger \phi_2). \quad (3.19)$$

El potencial de Higgs más general renormalizable, *i.e.* cuártico, se puede escribir como:

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) = & m_{11}^2 (\phi_1^\dagger \phi_1) + m_{22}^2 (\phi_2^\dagger \phi_2) - [m_{12}^2 (\phi_1^\dagger \phi_2) + h.c.] \\ & + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) \\ & + \left\{ \frac{\lambda_5}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + [\lambda_6 (\phi_1^\dagger \phi_1) + \lambda_7 (\phi_2^\dagger \phi_2)] (\phi_1^\dagger \phi_2) + h.c. \right\}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

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 $m_{12}^2, (m_{12}^2)^*, \lambda_5, \lambda_5^*, \lambda_6, \lambda_6^*, \lambda_7, \lambda_7^*$ son complejos. Entonces el potencial de Higgs en la ecuación (3.20) 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 [15].

Este potencial de Higgs tiene las siguientes propiedades:

CAPÍTULO 3. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS TIPO III

3.1. POTENCIAL DE HIGGS EN EL 2HDM

1. Es renormalizable.
2. Es hermítico $V^\dagger = V$.
3. Permite violación explícita de CP y sólo conserva CP explícitamente, cuando $m_{12}, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ son reales, esto es $\mu_4, \lambda'_8, \lambda'_9, \lambda'_{10} = 0$.
4. Si $\lambda_6 = \lambda_7 = m_{12}^2 = 0$, entonces V es invariante ante transformaciones $\phi_1 \rightarrow \phi_1, \phi_2 \rightarrow -\phi_2$ o $\phi_2 \rightarrow \phi_2, \phi_1 \rightarrow -\phi_1$, esto es V es simétrico bajo el grupo Z_2 [43].

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

$$\begin{aligned}
 V(\phi_1, \phi_2) = & m_{11}^2 (\phi_1^\dagger \phi_1) + m_{22}^2 (\phi_2^\dagger \phi_2) + \frac{\lambda_1}{2} (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 \\
 & + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) + \left[\frac{\lambda_5}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + \text{h.c.} \right]. \quad (3.21)
 \end{aligned}$$

Para el potencial, las masas y eigenestados de Higgs están definidos en términos de los parámetros μ_i y λ_i , consecuentemente dependen de la elección del potencial. Ahora, considerando el caso de conservación de CP para el VEV, en el caso del sector 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. Los eigenestados de masa son obtenidos de la definición de los eigenestados de norma en (3.8), de las siguientes transformaciones:

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}, \quad (3.22)$$

$$\begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1^+ \\ h_2^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad (3.23)$$

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_1^+ \\ g_2^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}, \quad (3.24)$$

donde

$$\begin{aligned}
 (\phi_{1R}, \phi_{1I})^T & \rightarrow \phi_{1R} + i\phi_{1I} \equiv \phi_1^+, & (\phi_{2R}, \phi_{2I})^T & \equiv \phi_2^+, & \sin \beta & = \frac{v_2}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}, \\
 (G_1, G_2)^T & \rightarrow G_1 + iG_2 \equiv G^+, & (H_1, H_2)^T & \equiv H^+, & \cos \beta & = \frac{v_1}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}.
 \end{aligned}$$

Las masas de los bosones de Higgs y el ángulo de mezcla α son:

$$M_{H^+}^2 = \mu_{22}^2 + \frac{1}{2} \lambda_3 v_1^2, \quad (3.25)$$

$$\tan 2\alpha = \frac{\lambda_6 v_1^2}{(2\lambda_1 - \lambda_+) v_1^2 + \mu_2^2}, \quad \lambda_+ \equiv \frac{1}{2} (\lambda_3 + \lambda_5), \quad (3.26)$$

CAPÍTULO 3. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS TIPO III

3.2. LAGRANGIANA DE YUKAWA PARA EL 2HDM-III

$$m_{H^0, h^0}^2 = \left(\lambda_1 + \frac{1}{2}\lambda_+ \right) v_1^2 - \frac{1}{2}\mu_2^2 \pm \sqrt{\left[\left(\lambda_1 - \frac{1}{2}\lambda_+ \right) v_1^2 + \frac{1}{2}\mu_2^2 \right]^2 + \left(\frac{1}{2}\lambda_6 v_1^2 \right)^2}. \quad (3.27)$$

El primer valor corresponde a un bosón tipo Goldstone neutro y el segundo está asociado con el bosón de Higgs neutro pseudoescalar,

$$M_{G^0} = 0, \quad m_{A^0} = -\mu_{22}^2 + \frac{1}{2}(\lambda_4 + \lambda_4) v_1^2. \quad (3.28)$$

3.2. Lagrangiana de Yukawa para el 2HDM-III

La lagrangiana de Yukawa contiene a los acoplamientos y vértices de los fermiones con los bosones de Higgs, dependiendo del modelo del potencial de Higgs se obtendrá diferente fenomenología.

Modelo	u_R^i	d_R^i	l_R^i
Modelos con conservación del 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
Modelo con violación de sabor			
III	Φ_1, Φ_2	Φ_1, Φ_2	Φ_1, Φ_2

Tabla 3.1: Clasificación de los 2HDM de acuerdo a los acoplamientos de los dobletes de Higgs en el sector de Yukawa.

Algunos modelos como el 2HDM-I o el 2HDM-II presentan conservación de sabor, mientras que el modelo que trabajaremos 2HDM-III permite la presencia de interacciones escalares con cambio de sabor. Experimentalmente los procesos con cambio de sabor están muy suprimidos, pero, con la implementación de texturas específicas en el sector de Yukawa es posible tener procesos con cambio de sabor compatibles con las cotas experimentales obtenidas en los aceleradores de partículas.

Para derivar de manera explícita las interacciones de los bosones de Higgs cargado, siguiendo la definición del 2HDM-III dada en la Tabla 3.1, escribimos la lagrangiana de Yukawa en la siguiente forma

$$\mathcal{L}_Y = - \left(Y_{1,2}^u \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_{1,2} u_R + Y_{1,2}^d \bar{Q}_L \Phi_{1,2} d_R + Y_{1,2}^l \bar{L}_L \Phi_{1,2} l_R \right), \quad (3.29)$$

donde $\Phi_{1,2} = (\phi_{1,2}^+, \phi_{1,2}^0)^T$ 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, $Y_{1,2}^{u,d,l}$ denota a las matrices de Yukawa. Después del rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil (SSB por sus siglas en inglés), es posible calcular las matrices de masa dadas por la expresión

$$M_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 Y_1^f + v_2 Y_2^f), \quad f = u, d, l. \quad (3.30)$$

Si suponemos que ambas matrices Y_1^f y Y_2^f son hermitianas y que además presentan una textura de cuatro ceros, podemos escribir a las matrices de masa fermiónicas en la forma

$$M_f = \begin{pmatrix} 0 & C_f & 0 \\ C_f^* & \tilde{B}_f & B_f \\ 0 & B_f^* & A_f \end{pmatrix}. \quad (3.31)$$

Para diagonalizar esta matriz y obtener la masa de los fermiones, utilizamos a las matrices unitarias $V_{L,R}$:

$$\bar{M}_f = V_{fL}^\dagger M_f V_{fR}. \quad (3.32)$$

El hecho de que M_f sea hermitiana, implica directamente que $V_{fL} = V_{fR}$ y los eigenestados de masa para los fermiones están dados por

$$u = V_u^\dagger u', \quad d = V_d^\dagger d', \quad l = V_l^\dagger l'. \quad (3.33)$$

Al diagonalizar a M_f , reescribimos a la ecuación (3.30) como

$$\bar{M}_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 \tilde{Y}_1^f + v_2 \tilde{Y}_2^f), \quad (3.34)$$

donde $\tilde{Y}_i^f = V_{fL}^\dagger Y_i^f V_{fR}$. Siguiendo el análisis hecho en [44] 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

$$\left[\tilde{Y}_n^q \right]_{ij} = \frac{\sqrt{m_{q_i} m_{q_j}}}{v} [\tilde{\chi}_n^q]_{ij}, \quad (3.35)$$

donde las χ 's son parámetros adimensionales del modelo que provienen de la elección de una textura específica. Con este tipo de parametrización, podemos obtener una expresión para la lagrangiana de Yukawa de los bosones de Higgs cargados [45]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{q_i q_j H^+} &= -\frac{g}{2\sqrt{2}m_W} \sum_{l=1}^3 \bar{u}_i \left[V_{il} \left(X m_{d_l} \delta_{lj} - \frac{f(X) \tilde{\chi}_{lj}^d \sqrt{m_{d_l} m_{d_j}}}{\sqrt{2}} \right) (1 + \gamma^5) \right. \\ &\quad \left. + \left(Y m_{u_i} \delta_{il} - \frac{f(Y) \tilde{\chi}_{il}^u \sqrt{m_{u_i} m_{u_l}}}{\sqrt{2}} \right) V_{lj} (1 - \gamma^5) \right] d_j H^+. \end{aligned} \quad (3.36)$$

3.3. Acoplamiento

En la sección anterior vimos que la lagrangiana que contiene los acoplamiento entre los quarks y el bosón de Higgs cargado es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{q_i q_j H^+} &= -\frac{g}{2\sqrt{2}m_W} \sum_{l=1}^3 \bar{u}_i \left[V_{il} \left(X m_{d_l} \delta_{lj} - \frac{f(X) \tilde{\chi}_{lj}^d \sqrt{m_{d_l} m_{d_j}}}{\sqrt{2}} \right) (1 + \gamma^5) \right. \\ &\quad \left. + \left(Y m_{u_i} \delta_{il} - \frac{f(Y) \tilde{\chi}_{il}^u \sqrt{m_{u_i} m_{u_l}}}{\sqrt{2}} \right) V_{lj} (1 - \gamma^5) \right] d_j H^+. \end{aligned} \quad (3.37)$$

CAPÍTULO 3. MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS TIPO III
3.3. ACOPLAMIENTOS

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 y b . A continuación mostraremos la expresión de los escalares a y b para el acoplamiento g_{cbH^+} del bosón de Higgs cargado con los quarks charm y bottom:

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

Factorizamos $1 + \gamma^5$ en los primeros tres términos y $1 - \gamma^5$ en los tres restantes:

$$\begin{aligned}
 g_{cbH^+} = & -\frac{g_e}{2\sqrt{2}m_w} \left[\left[V_{21} \left(\frac{f(X)\tilde{\chi}_{13}^d\sqrt{m_{d_1}m_{d_3}}}{\sqrt{2}} \right) \right. \right. \\
 & \left. -V_{22} \left(\frac{f(X)\tilde{\chi}_{23}^d\sqrt{m_{d_2}m_{d_3}}}{\sqrt{2}} \right) + V_{23} \left(X m_{d_3} - \frac{f(X)\tilde{\chi}_{33}^d\sqrt{m_{d_3}^2}}{\sqrt{2}} \right) \right] (1 + \gamma^5) \\
 & + \left[V_{13} \left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}_{21}^u\sqrt{m_{u_1}m_{u_2}}}{\sqrt{2}} \right) + V_{23} \left(Y m_{u_2} - \frac{f(Y)\tilde{\chi}_{22}^u\sqrt{m_{u_2}^2}}{\sqrt{2}} \right) \right. \\
 & \left. -V_{33} \left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}_{23}^u\sqrt{m_{u_2}m_{u_3}}}{\sqrt{2}} \right) \right] (1 - \gamma^5) \right]. \tag{3.38}
 \end{aligned}$$

De la expresión anterior identificamos a los escalares a y b :

$$a = V_{21} \left(\frac{f(X)\tilde{\chi}_{13}^d\sqrt{m_{d_1}m_{d_3}}}{\sqrt{2}} \right) - V_{22} \left(\frac{f(X)\tilde{\chi}_{23}^d\sqrt{m_{d_2}m_{d_3}}}{\sqrt{2}} \right) + V_{23} \left(X m_{d_3} - \frac{f(X)\tilde{\chi}_{33}^d\sqrt{m_{d_3}^2}}{\sqrt{2}} \right), \tag{3.39}$$

$$b = V_{13} \left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}_{21}^u\sqrt{m_{u_1}m_{u_2}}}{\sqrt{2}} \right) + V_{23} \left(Y m_{u_2} - \frac{f(Y)\tilde{\chi}_{22}^u\sqrt{m_{u_2}^2}}{\sqrt{2}} \right) - V_{33} \left(\frac{f(Y)\tilde{\chi}_{23}^u\sqrt{m_{u_2}m_{u_3}}}{\sqrt{2}} \right). \tag{3.40}$$

La función $f(x)$ se define como

$$f(x) = \sqrt{1 + x^2}, \quad x = X, Y, \tag{3.41}$$

V_{ij} son las entradas de la matriz V_{CKM} y $\tilde{\chi}^{u,d}$ son matrices de 3 x 3 relacionadas con el cambio de sabor cuyos valores explícitos se darán mas adelante. Los valores de X e Y están dados en la Tabla siguiente.

2HDM-III	X	Y	Z
del tipo 2HDM-I	$-\cot \beta$	$\cot \beta$	$-\cot \beta$
del tipo 2HDM-II	$\tan \beta$	$\cot \beta$	$\tan \beta$
del tipo 2HDM-X	$-\cot \beta$	$\cot \beta$	$\tan \beta$
del tipo 2HDM-Y	$\tan \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$

Tabla 3.2: Valores de X e Y para el 2HDM-III [45].

En la Tabla 3.2 vemos que las variables X e Y son las mismas para los modelos tipo-III del tipo Y y del tipo II, de igual forma X e Y son iguales para los modelos del tipo I y del tipo X.

En este capítulo hemos estudiado al 2HDM-III y sus características, vemos que como consecuencia de agregar otro doblete de Higgs aparecen nuevas partículas, una de ellas un bosón de Higgs cargado. El bosón de Higgs cargado H^+ puede acoplarse con quarks que no son de la misma familia dando lugar a procesos con cambio de sabor. En las siguientes secciones nos enfocaremos en los procesos de producción del bosón de Higgs cargado calculando las secciones eficaces de estos procesos.

Capítulo 4

Producción de bosones de Higgs cargados en colisiones protón-protón

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 entre protones se dan a energías muy altas, siendo posible la interacción entre los constituyentes de los protones. Como resultado de las interacciones entre quarks y gluones aparecen nuevas partículas en el estado final, estos procesos se conoce como producción de partículas. Nos concentraremos en procesos que contengan bosones de Higgs cargados en su estado final.

4.1. Procesos con bosones H^+ en su estado final

Los procesos a nivel árbol que contienen a un bosón de Higgs cargado en su estado final son los siguientes:

- $q + q \rightarrow H^+$
- $q + q \rightarrow H^+ + H^-$
- $q + q \rightarrow H^+ + W^-$
- $q + q \rightarrow H^+ + \varphi^0$
- $q + q \rightarrow H^+ + Z^0$
- $q + q \rightarrow H^+ + \gamma$
- $q + q \rightarrow H^+ + g$
- $q + g \rightarrow H^+ + q,$

$\varphi^0 = h^0, H^0, A^0$ y la g denota al gluón.

CAPÍTULO 4. PRODUCCIÓN DE BOSONES DE HIGGS CARGADOS EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN

4.1. PROCESOS CON BOSONES H^+ EN SU ESTADO FINAL

4.1.1. Producción directa

En la producción directa dos quarks se fusionan para producir a un solo bosón de Higgs cargado en el estado final ($q + q \rightarrow H^+$), en la Figura 4.1 se muestra el diagrama de Feynman correspondiente: Primero calcularemos la amplitud de este proceso, para esto necesitaremos el

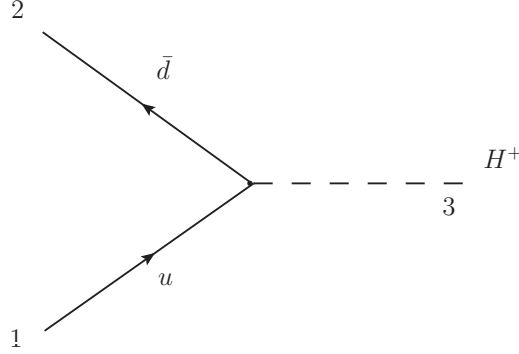


Figura 4.1: Diagrama de Feynman para la producción directa, $q + q \rightarrow H^+$.

acoplamiento de los quarks con el bosón H^+ en el marco del 2HDM-III:

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

donde $a_{ij}, b_{ij} \in \mathbf{R}$, dependen de las masas de los quarks y de los parámetros del modelo¹; $i, j = 1, 2, 3$. La expresión para la amplitud es

$$-i\mathcal{M} = \bar{v}_j(p_2) \left[\frac{ig}{2\sqrt{2}m_W} [a_{ij}(1 + \gamma^5) + b_{ij}(1 - \gamma^5)] \right] u_i(p_1). \quad (4.1)$$

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:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \left(\frac{g}{2\sqrt{6}m_W} \right)^2 2[(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)(p_1 \cdot p_2) - 2abm_{u_i}m_{d_j}]. \quad (4.2)$$

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 ecuación (4.2) y obtenemos

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \left(\frac{g}{2\sqrt{6}m_W} \right)^2 m_{H^+}^2 (a_{ij}^2 + b_{ij}^2) \left[1 - \frac{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)(m_{u_i}^2 + m_{d_j}^2) + 4abm_{u_i}m_{d_j}}{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)m_{H^+}^2} \right]. \quad (4.3)$$

¹Escribiremos la forma explícita de los números reales a y b en el capítulo siguiente.

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

$$\sigma(qq \rightarrow H^+) = \frac{\pi}{\hat{s}} |\overline{\mathcal{M}}|^2 \delta(\hat{s} - m_{H^+}^2), \quad (4.4)$$

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 y contraemos la delta de Dirac, para obtener

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}(q_i + q_j \rightarrow H^+) &= \left(\frac{g}{2\sqrt{6}m_W} \right)^2 \frac{m_{H^+}^2 \pi}{\hat{s}} (a_{ij}^2 + b_{ij}^2) \\ &\times \left[1 - \frac{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)(m_{u_i}^2 + m_{d_j}^2) + 4a_{ij}b_{ij}m_{u_i}m_{d_j}}{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)m_{H^+}^2} \right] \delta(\hat{s} - m_{H^+}^2). \end{aligned} \quad (4.5)$$

4.2. Producción asociada

Se analizarán los subprocesos de la forma $q + q \rightarrow H^+ x$. En este tipo de procesos el bosón de Higgs cargado aparece en el estado final acompañado de otra partícula, es importante estudiar este tipo de procesos para comparar las secciones eficaces con la sección eficaz de la producción directa. Además podemos tener una idea acerca de los procesos que son más fáciles de detectar en el LHC, dependiendo de la partícula que acompañe al bosón de Higgs cargado en el estado final. Algunos acoplamientos que se utilizarán son tipo Modelo Estándar, también tendremos acoplamientos del H^+ con otras partículas [46].

4.2.1. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + W^-$

Los diagramas para este proceso son

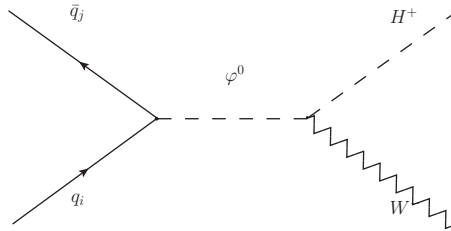


Figura 4.2: Diagrama de Feynman para $q + \bar{q} \rightarrow H^+ + W^-$, en el canal- s .

CAPÍTULO 4. PRODUCCIÓN DE BOSONES DE HIGGS CARGADOS EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN

4.2. PRODUCCIÓN ASOCIADA

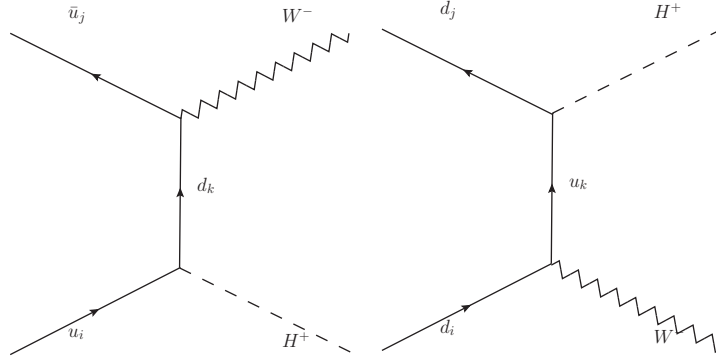


Figura 4.3: Diagramas de Feynman para $q + \bar{q} \rightarrow H^+ + W^-$, en el canal- t .

En este caso mostramos como calcular secciones eficaces para canales específicos, sin considerar la interferencia que estos canales pudieran tener. Primero calcularemos la sección eficaz del canal- s , para ambos tipos de quarks, correspondiente al diagrama de la Figura 4.2 . La amplitud la escribimos como

$$-i\mathcal{M} = \epsilon_\mu^*(p_4) \left(\frac{g_w}{2} \text{sen}(\alpha - \beta) (p_3 - q)^\mu \right) (1) \left[\frac{i}{q^2 - m_{H_0}^2} \right] \bar{v}(p_2) \left[\frac{-g}{2m_W} (c_{ij} - d_{ij}) \right] u(p_1). \quad (4.6)$$

Hemos etiquetado a p_1, p_2 como el momento de los quarks entrantes, p_3 es el momento del Higgs cargado y p_4 es el momento del W^- . Los quarks que entran deben de ser del mismo tipo, ambos tipo up o ambos tipo $down$, para que la carga eléctrica se conserve. Los escalares $c_{ij}, d_{ij} \in \mathbf{R}$ dependen de las masas de los quarks y de los parámetros del modelo. En el límite ultra-relativista $m_{u_i}^2 \rightarrow 0, m_{d_j}^2 \rightarrow 0$ y $m_{u_i} m_{d_j} \rightarrow 0$, escribimos la amplitud cuadrada en términos de las variables de Mandelstam,

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \left(\frac{g^2}{4m_W} (c_{ij} - d_{ij}) \right)^2 \left(\frac{\text{sen}(\alpha - \beta)}{\hat{s} - m_{H_0}^2} \right)^2 \left[\frac{(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} - m_{H^+}^2 - 3m_w^2)^2}{4m_w^2} - \frac{2m_{H^+}^2 - \hat{t} - \hat{u}}{2} \right] \frac{\hat{s}}{2}, \quad (4.7)$$

la relación $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = m_H^2 + m_w^2$ nos permite escribir

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \left(\frac{g^2}{4m_W} (c_{ij} - d_{ij}) \right)^2 \left(\frac{\text{sen}(\alpha - \beta)}{\hat{s} - m_{H_0}^2} \right)^2 \left(\frac{\hat{s}}{2} \right) [m_{H^+}^2]. \quad (4.8)$$

Para colisiones simétricas respecto al centro de masa, la ecuación de la sección eficaz adquiere la forma

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}} = \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{64\pi^2 \hat{s}}. \quad (4.9)$$

Sustituimos $|\overline{\mathcal{M}}|^2$ para obtener finalmente

$$\hat{\sigma}_{H_0}(qq \rightarrow H^+ W^-) = \left(\frac{g^2}{4m_W} (c_{ij} - d_{ij}) \right)^2 \left(\frac{1}{16\pi} \right) \left(\frac{\text{sen}(\alpha - \beta)}{\hat{s} - m_{H_0}^2} \right)^2 [m_{H^+}^2]. \quad (4.10)$$

CAPÍTULO 4. PRODUCCIÓN DE BOSONES DE HIGGS CARGADOS EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN

4.2. PRODUCCIÓN ASOCIADA

De forma análoga se calcula la sección eficaz considerando como propagadores a los bosones de Higgs h_0 y A_0 , obtenemos

$$\hat{\sigma}_{h_0}(qq \rightarrow H^+W^-) = \left(\frac{g^2}{4m_W} (e_{ij} - f_{ij}) \right)^2 \left(\frac{1}{16\pi} \right) \left(\frac{\cos(\alpha - \beta)}{\hat{s} - m_{h_0}^2} \right)^2 [m_{H^+}^2], \quad (4.11)$$

$$\hat{\sigma}_{A_0}(qq \rightarrow H^+W^-) = \left(\frac{g^2}{4m_W} (g_{ij} - h_{ij}) \right)^2 \left(\frac{1}{16\pi} \right) \left(\frac{1}{\hat{s} - m_{A_0}^2} \right)^2 [m_{H^+}^2]. \quad (4.12)$$

Ahora calcularemos la sección eficaz para el diagrama del canal- t de la Figura 4.3. Calculamos la amplitud y obtenemos

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \left(\frac{g^2 V_{ij}}{8m_W} \right)^2 \frac{4a_{ij}b_{ij}}{(\hat{t} - m_f^2)^2} \left[m_f^2 \left(2\hat{s} - m_{H^+}^2 + \frac{\hat{t}\hat{u}}{m_W^2} \right) + m_W^2 \left(\hat{s} - m_{H^+}^2 + \frac{2\hat{t}\hat{u}}{m_W^2} \right) \right], \quad (4.13)$$

entonces

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega_{CM}} = \left(\frac{g^2 V_{ij}}{8m_W} \right)^2 \frac{a_{ij}b_{ij}}{16\pi^2 \hat{s} (\hat{t} - m_f^2)^2} \left[m_f^2 \left(2\hat{s} - m_{H^+}^2 + \frac{\hat{t}\hat{u}}{m_W^2} \right) + m_W^2 \left(\hat{s} - m_{H^+}^2 + \frac{2\hat{t}\hat{u}}{m_W^2} \right) \right]. \quad (4.14)$$

4.2.2. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + H^-$

Este proceso también es una producción de pares, es un proceso muy interesante por la simetría que presenta. Este proceso ha sido estudiado de forma detallada en [47].

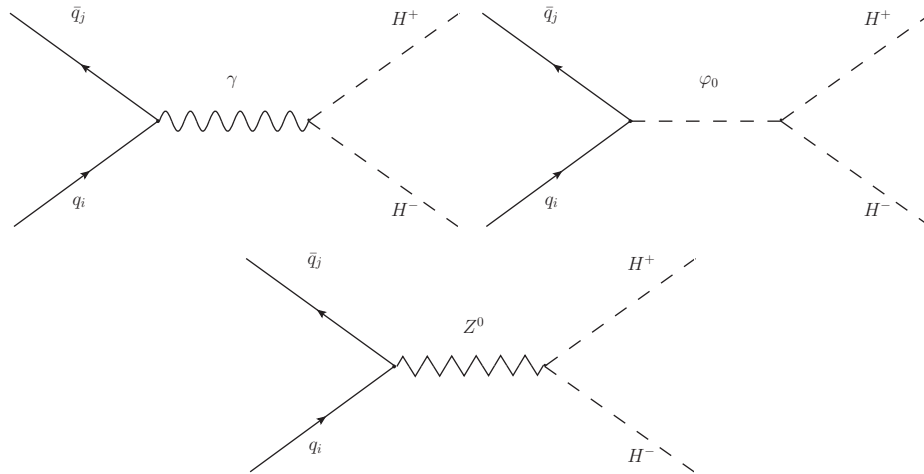


Figura 4.4: Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + H^-$, en el canal- s .

CAPÍTULO 4. PRODUCCIÓN DE BOSONES DE HIGGS CARGADOS EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN
4.2. PRODUCCIÓN ASOCIADA

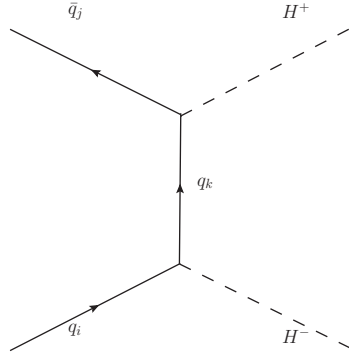


Figura 4.5: Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + H^-$, en el canal- t .

Podemos ver en la Figura 4.4 - 4.5, que son cinco los diagramas con un par de Higgs cargados en el estado final, esto hace que el cálculo de la amplitud sea muy tedioso. Calculamos la sección eficaz diferencial y obtenemos

$$\begin{aligned}
 \frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega_{CM}} &= \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 E_{CM}} \frac{1}{4} \\
 &\times \left[\frac{-32ab(m_H^4 - \hat{t}\hat{u})}{s_1 t_1} D_1 D_5 - \frac{16c_v(m_H^4 - \hat{t}\hat{u})}{s_1 s_2} D_1 D_2 + \frac{8abc_v(m_H^2 - 4m_Z^2 + \hat{t})(m_H^4 - \hat{t}\hat{u})}{m_Z^2 s_2 t_1} D_2 D_5 \right. \\
 &+ \frac{4\hat{s}}{s_3 s_4} D_3 D_4 + \frac{8m_f \hat{s}(a^2 + b^2)}{s_3 t_1} D_3 D_5 + \frac{8m_f \hat{s}(a^2 + b^2)}{s_4 t_1} D_4 D_5 - \frac{8(m_H^4 - \hat{t}\hat{u})}{s_1^2} D_1^2 \\
 &\left. - \frac{8(c_a^2 + c_v^2)(m_H^4 - \hat{t}\hat{u})}{s_2^2} D_2^2 \frac{2\hat{s}}{s_3^2} D_3^2 + \frac{2\hat{s}}{s_4^2} D_4^2 + \frac{16(a^4 m_f^2 \hat{s} - 2a^2 b^2(m_H^4 - \hat{t}\hat{u}) + b^4 m_f^2 \hat{s})}{t_1^2} D_5^2 \right] \quad (4.15)
 \end{aligned}$$

Para tener una expresión más reducida las constantes de cada una de las amplitudes se han hecho igual a D_i ($i=1,2,3,4,5$). El denominador de los propagadores se ha escrito sin sombrero para denotar el canal de producción involucrado y con un subíndice igual al de la correspondiente D_i , esto para identificar al diagrama de Feynman que se está calculando.

4.2.3. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + Z^0$

Los tres diagramas de Feynman para este proceso se muestran en las Figura 4.6 - 4.7:

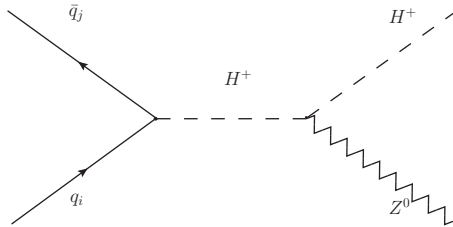


Figura 4.6: Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + H^-$, en el canal- s .

CAPÍTULO 4. PRODUCCIÓN DE BOSONES DE HIGGS CARGADOS EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN

4.2. PRODUCCIÓN ASOCIADA

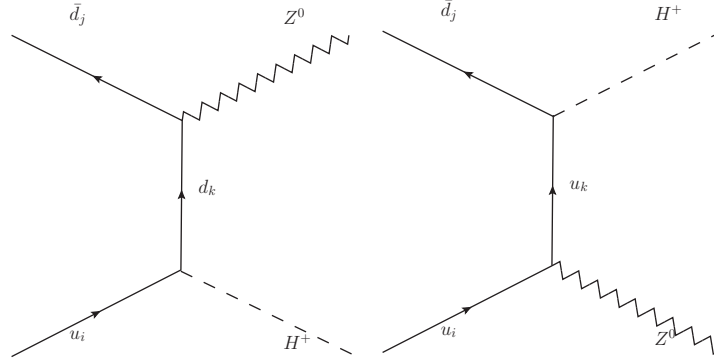


Figura 4.7: Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + H^-$, en el canal- t .

Los acoplamientos del bosón de Higgs cargado con bosones de norma sin masa son muy débiles, aunque el bosón Z^0 tiene masa solo existe un vértice involucrando al bosón de Higgs y al bosón Z^0 . Al calcular la sección eficaz diferencial obtenemos

$$\begin{aligned}
 \frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega_{CM}} &= \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 E_{CM}} \frac{1}{4} \left(\frac{gg_z}{2\sqrt{2}m_W} \right)^2 & (4.16) \\
 &\times \left[\frac{2(2m_H^4 m_Z^2 - m_H(2m_Z^2(\hat{t} + \hat{u}) + \hat{t}\hat{u}) + \hat{t}\hat{u}(m_Z^2 + \hat{t} + \hat{u}))(a^2(c_{a1} + c_{v1})(c_{a2} - c_{v2}))}{m_Z^2 \hat{t}\hat{u}} D_2 D_3 \right. \\
 &+ \frac{b^2(c_{a1} - c_{v1})(c_{a2} + c_{v2})}{m_Z^2 t_2 u_3 D_2^{-1} D_3^{-1}} - \frac{(a^2(c_{a1} + c_{v1})^2 + b^2(c_{a1} - c_{v1})^2)(m_H^2(2m_Z^4 - t^2) + \hat{t}(\hat{t}(\hat{t} + \hat{u}) - m_Z^2(\hat{t} + 2\hat{u})))}{m_Z^2 t_2^2 D_2^{-2}} \\
 &\left. - \frac{(a^2(c_{a2} - c_{v2})^2 + b^2(c_{a2} + c_{v2})^2)(m_H^2(2m_Z^4 - u^2) + \hat{u}(\hat{u}(\hat{t} + \hat{u}) - m_Z^2(\hat{u} + 2\hat{t})))}{m_Z^2 u_3^2} D_3^2 \right].
 \end{aligned}$$

Observamos que los denominadores contienen productos de la masa del Z^0 con alguna de las variables de Mandelstam, por lo que se espera que la sección diferencial sea pequeña.

4.2.4. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + \varphi^0$

En este proceso tendremos interacciones triples entre los nuevos bosones de Higgs, los diagramas de Feynman correspondientes a este proceso se muestran en las Figuras 4.8 - 4.9. Primero calcularemos la sección eficaz diferencial con el bosón H^0 en el estado final, las correspondientes para las partículas h^0 y A^0 serán similares debido a sus acoplamientos

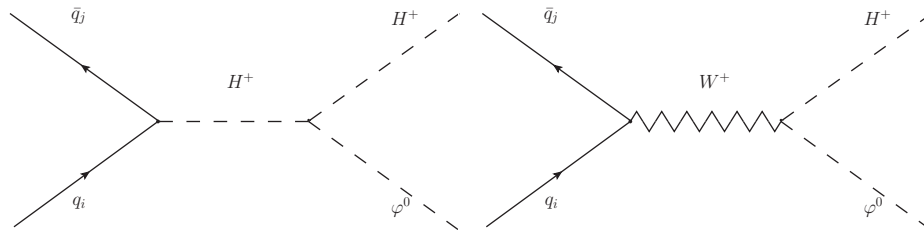


Figura 4.8: Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + \varphi^0$, en el canal- s .

CAPÍTULO 4. PRODUCCIÓN DE BOSONES DE HIGGS CARGADOS EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN
4.2. PRODUCCIÓN ASOCIADA

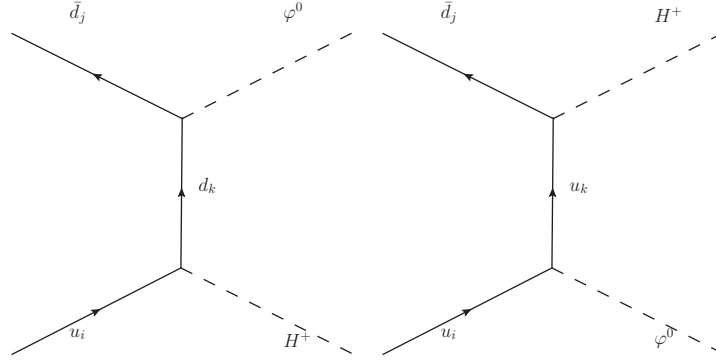


Figura 4.9: Diagramas de Feynman para $q + q \rightarrow H^+ + \varphi^0$, en el canal- t .

La sección eficaz diferencial con el bosón H^0 en el estado final es

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega_{CM}} &= \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 E_{CM}} \\ &\times \left[(\hat{t}\hat{u} - m_{H^0}^2 m_{H^+}^2) \left(\frac{4b}{s_2 t_3} D_2 D_3 + \frac{4a}{s_2 u_4} D_2 D_4 + \frac{4ab}{t_3 u_4} D_3 D_4 \right) \right. \\ &\left. + \frac{(a^2 + b^2)}{t_3^2} D_3^2 + \frac{(a^2 + b^2)}{u_4^2} D_4^2 + \frac{4}{s_2^2} D_2^2 + \frac{(a^2 + b^2)}{s_1^2} D_1^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.17)$$

La sección eficaz diferencial con el bosón h^0 en el estado final es

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega_{CM}} &= \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 E_{CM}} \\ &\times \left[(\hat{t}\hat{u} - m_{h^0}^2 m_{H^+}^2) \left(\frac{4b}{s_2 t_3} D_2 D_3 + \frac{4a}{s_2 u_4} D_2 D_4 + \frac{4ab}{t_3 u_4} D_3 D_4 \right) \right. \\ &\left. + \frac{(a^2 + b^2)}{t_3^2} D_3^2 + \frac{(a^2 + b^2)}{u_4^2} D_4^2 + \frac{4}{s_2^2} D_2^2 + \frac{(a^2 + b^2)}{s_1^2} D_1^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.18)$$

La sección eficaz diferencial con el bosón A^0 en el estado final es

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega_{CM}} &= \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 E_{CM}} \\ &\times \left[(\hat{t}\hat{u} - m_{A^0}^2 m_{H^+}^2) \left(\frac{4b}{s_2 t_3} D_2 D_3 + \frac{4a}{s_2 u_4} D_2 D_4 + \frac{4ab}{t_3 u_4} D_3 D_4 \right) \right. \\ &\left. + \frac{(a^2 + b^2)}{t_3^2} D_3^2 + \frac{(a^2 + b^2)}{u_4^2} D_4^2 + \frac{4}{s_2^2} D_2^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.19)$$

En las tres secciones eficaces aparecen las masas de los nuevos bosones de Higgs lo cuál disminuye la capacidad predictiva acerca de este tipo de procesos, ya que estas masas son parámetros libres de nuestro modelo

4.2.5. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + \gamma$

A diferencia del bosón de Higgs del modelo estándar h^0 , el bosón de Higgs cargado interactúa con el fotón a nivel árbol, pero la intensidad de esta interacción es muy débil ya que el

CAPÍTULO 4. PRODUCCIÓN DE BOSONES DE HIGGS CARGADOS EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN
4.2. PRODUCCIÓN ASOCIADA

fotón no tiene masa. El diagrama del canal-s (Figura 4.10) es despreciable, prácticamente solo contribuyen los diagramas (Figura 4.11) de los canales u y t ,

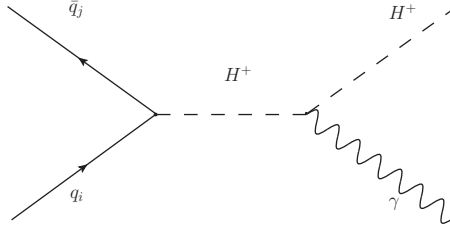


Figura 4.10: Diagramas de Feynman para $q + \bar{q} \rightarrow H^+ + \gamma$, en el canal-s.

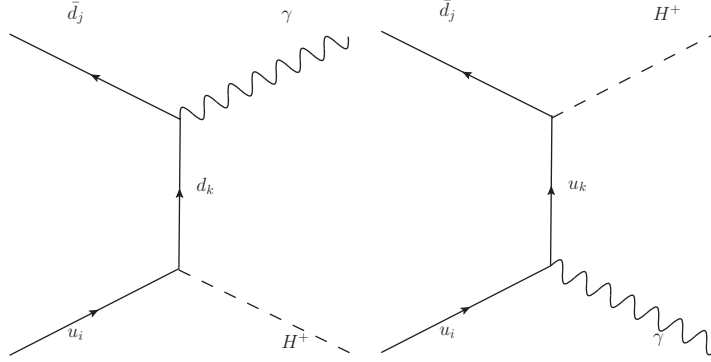


Figura 4.11: Diagramas de Feynman para $q + \bar{q} \rightarrow H^+ + \gamma$, en los canales s y t.

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega_{CM}} &= \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 E_{CM}} \frac{1}{2} \left(\frac{ge}{2\sqrt{2}m_W} \right)^2 (a^2 + b^2) \\ &\times \left[\frac{\hat{t}\hat{u}}{t_2^2} D_2^2 + \frac{\hat{t}\hat{u}}{u_3^2} D_3^2 \frac{\hat{s}\hat{u}}{s_1 u_3} D_1 D_2 - \frac{\hat{s}\hat{t}}{s_1 t_2} D_1 D_3 + \frac{2(m_H^2 - \hat{t})(m_H^2 - \hat{u})}{t_2 u_3} D_2 D_3 \right]. \end{aligned} \quad (4.20)$$

4.2.6. Sección eficaz para el subproceso $q + q \rightarrow H^+ + g$

Como se tienen energías muy altas la interacción fuerte adquiere mucha importancia, es de esperarse que este tipo de procesos sean los que contribuyan más a la sección eficaz, esto debido principalmente al incremento de los valores de las funciones de distribución partónica de los quarks masivos y de los gluones a escalas de energías muy altas, como las que estamos asumiendo. Es importante señalar que la constante de acoplamiento α_s , cambia su valor en función de la escala de energía asociada con la Q^2 .

CAPÍTULO 4. PRODUCCIÓN DE BOSONES DE HIGGS CARGADOS EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN
4.2. PRODUCCIÓN ASOCIADA

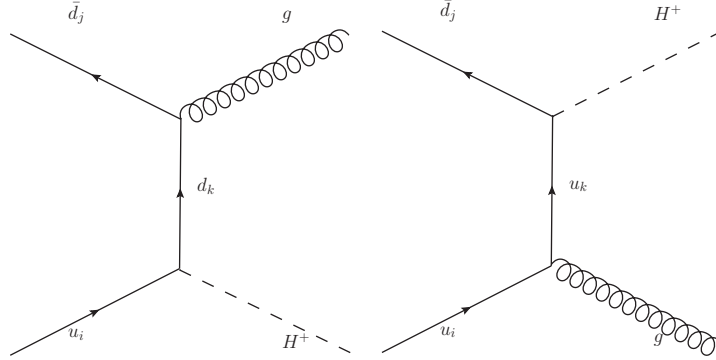


Figura 4.12: Diagramas de Feynman para $q + g \rightarrow H^+ + \gamma$, en el canal- t .

Calculamos la sección eficaz del proceso $q + q \rightarrow H^+ + g$ (Figura 4.12) y obtuvimos:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega_{CM}} &= 2 \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 E_{CM}} \left(\frac{gg_s}{2\sqrt{2}m_W} \right)^2 \\ &\times \left[\frac{(a^2 + b^2)(m_d^2 \hat{s} + \hat{t} \hat{u})}{t_1^2} D_1^2 - \frac{4(a^2 + b^2)(m_H^2 - \hat{t})(m_H^2 - \hat{u}) - 2abm_d m_u \hat{s}}{t_1 u_2} D_1 D_2 \right. \\ &\left. + \frac{(a^2 + b^2)(m_u^2 \hat{s} + \hat{t} \hat{u})}{u_2^2} D_2^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.21)$$

4.2.7. Sección eficaz para el subproceso $q + g \rightarrow H^+ + q$

Este es el que domina sobre todos los anteriores ya que contiene a un gluón g en el estado inicial. Las PDFs de los gluones son mayores a las de los quarks a altas y a bajas energías. Para este proceso tendremos dos tipos de producción, uno con partículas en el estado inicial y otro con antipartículas en el estado inicial. Es conveniente calcular las dos amplitudes para compararlas

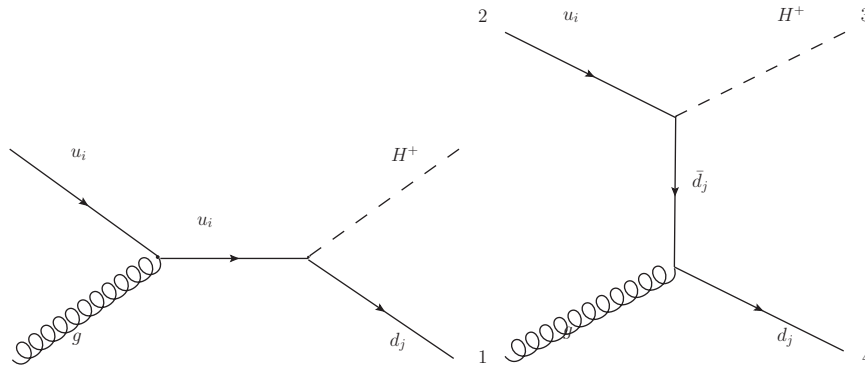


Figura 4.13: Diagramas de Feynman para el proceso $u + g \rightarrow H^+ + d$.

CAPÍTULO 4. PRODUCCIÓN DE BOSONES DE HIGGS CARGADOS EN COLISIONES PROTÓN-PROTÓN
4.2. PRODUCCIÓN ASOCIADA

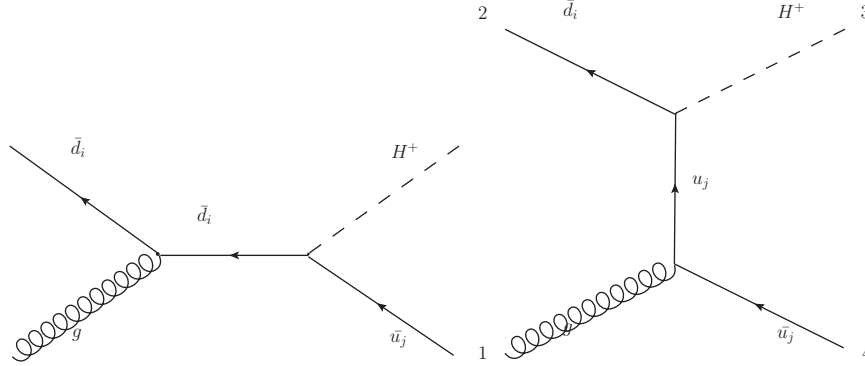


Figura 4.14: Diagramas de Feynman para el proceso $\bar{d} + g \rightarrow H^+ + \bar{q}$.

Sección eficaz diferencial para el proceso $u + g \rightarrow H^+ + d$ con los diagramas de Feynman que se muestran en la Figura 4.13:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega_{CM}} &= 2 \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 E_{CM}} \left(\frac{gg_s}{2\sqrt{2}m_W} \right)^2 \quad (4.22) \\ &\times \left[\frac{8(a^2 + b^2)(m_4 m_d \hat{s} + (m_H^2 - \hat{u})(\hat{t} + \hat{u})) - abm_u(2m_4(m_H^2 - \hat{u}) + m_d \hat{t})}{s_1 u_2} D_1 D_2 \right. \\ &\left. - \frac{4(a^2 + b^2)(m_u^2 \hat{t} + \hat{s} \hat{u}) - 2abm_4 m_u \hat{s}}{s_1^2 D_1^{-2}} - \frac{4(a^2 + b^2)(4m_4 m_d(m_H^2 - \hat{u}) + m_d^2 \hat{t} + \hat{s} \hat{u})}{u_2^2 D_2^{-2}} \right]. \end{aligned}$$

Sección eficaz diferencial para el proceso $\bar{d} + g \rightarrow H^+ + \bar{q}$ con los diagramas de Feynman que se muestran en la Figura 4.14:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega_{CM}} &= 2 \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 E_{CM}} \left(\frac{gg_s}{2\sqrt{2}m_W} \right)^2 \quad (4.23) \\ &\times \left[\frac{8(a^2 + b^2)(m_4 m_u \hat{s} - (m_H^2 - \hat{u})(\hat{t} + \hat{u})) + abm_d(2m_4(m_H^2 - \hat{u}) + m_u \hat{t})}{s_1 u_2} D_1 D_2 \right. \\ &\left. - \frac{4(a^2 + b^2)(m_d^2 \hat{t} + \hat{s} \hat{u}) + 2abm_4 m_d \hat{s}}{s_1^2 D_1^{-2}} - \frac{4(a^2 + b^2)(4m_4 m_u(\hat{u} - m_H^2) + m_u^2 \hat{t} + \hat{s} \hat{u})}{u_2^2 D_2^{-2}} \right]. \end{aligned}$$

Podemos ver que las diferencias son mínimas entre las dos expresiones. Estos procesos son muy relevantes, ya que tienen a un gluón en su estado inicial; también es interesante porque tendremos acoplamientos entre el H^+ y un quark *top*.

En este capítulo se calcularon las secciones diferenciales eficaces de la producción asociada de bosones de Higgs cargados y se calculó la sección eficaz para la producción directa, en el marco del 2HDM-III. A continuación realizaremos el análisis numérico de la producción directa del bosón de Higgs cargado utilizando un rango de parámetros permitido por la teoría y respetando las cotas experimentales que se han establecido.

Capítulo 5

Resultados

En el capítulo anterior se calculó la sección eficaz para la producción directa. En este capítulo calcularemos la sección eficaz total hadrónica y estudiaremos los procesos con cambio de sabor. El 2HDM tiene varios parámetros libres, por lo que fijaremos alguno parámetros, para poder obtener valores de la sección eficaz hadrónica total.

5.1. Cambio de sabor y las matrices $\tilde{\chi}$.

En el capítulo anterior vimos que al tener dos dobletes automáticamente se tienen también dos matrices de Yukawa. En el 2HDM-III las dos matrices no se pueden diagonalizar simultáneamente quedando con valores diferentes de cero fuera de su respectiva diagonal. De acuerdo a la forma de los acoplamientos estos valores fuera de la diagonal son los que permiten el cambio de sabor de los quarks a nivel árbol. Aunque la probabilidad para la realización de este tipo de procesos está muy restringida en el LHC, se espera que al mejorar los métodos de detección y al aumentar la potencia del LHC seamos capaces de detectar estos procesos con cambio de sabor.

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

$$\tilde{\chi}_{ij}^{u,d} \equiv \begin{pmatrix} \tilde{\chi}_{11}^{u,d} & \tilde{\chi}_{12}^{u,d} & \tilde{\chi}_{13}^{u,d} \\ \tilde{\chi}_{21}^{u,d} & \tilde{\chi}_{22}^{u,d} & \tilde{\chi}_{23}^{u,d} \\ \tilde{\chi}_{31}^{u,d} & \tilde{\chi}_{32}^{u,d} & \tilde{\chi}_{33}^{u,d} \end{pmatrix}. \quad (5.1)$$

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 [48]:

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

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 5.1.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.2. SECCIÓN EFICAZ TOTAL PARA EL PROCESO $P + P \rightarrow H^+ + X$

$90 < m_{H^+} < 500$	$\tan \beta = 2$	$\tan \beta = 6$	$\tan \beta = 15$	$\tan \beta = 30$
$(\tilde{\chi}_2^u)_{11}$	[-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 5.1: Valores para las diagonales de las matrices $\tilde{\chi}_2^q$ [48].

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

$$[\tilde{Y}_1^u]_{ij} = \frac{\sqrt{m_{q_i} m_{q_j}}}{v} [\tilde{\chi}_1^u]_{ij}, \quad (5.2)$$

$$[\tilde{Y}_2^u]_{ij} = \frac{\sqrt{m_{q_i} m_{q_j}}}{v} [\tilde{\chi}_2^u]_{ij} \quad (5.3)$$

en la ecuación

$$[\tilde{Y}_2^u] = \frac{\sqrt{2}}{v \sin \beta} \bar{M}_u - \cot \beta [\tilde{Y}_1^u]_{ij}. \quad (5.4)$$

Obtenemos

$$[\tilde{\chi}_1^u] = \sqrt{\frac{2}{m_i^u m_j^u} \frac{1}{\cos \beta}} \bar{M}_u - \tan \beta [\tilde{\chi}_2^u]_{ij}. \quad (5.5)$$

Nos interesamos en ver cómo cambia la sección eficaz al variar los valores de $\tan \beta$. Para esto utilizamos los valores de las $\tilde{\chi}_2^d$ que fueran comunes a los cuatro intervalos de $\tan \beta$. Tomamos los valores mínimos de la matriz $\tilde{\chi}_2^d$

$$\tilde{\chi}_2^d = \begin{pmatrix} 5.78 & -0.1 & -0.11 \\ -0.1 & 4.7 & -0.06 \\ -0.11 & -0.06 & 0.02 \end{pmatrix}, \quad (5.6)$$

entonces:

$$\tilde{\chi}_1^u = \begin{pmatrix} -2.05 & 0.1 & 0.1 \\ 0.1 & -1.03 & 0.33 \\ 0.1 & 0.33 & 0.9 \end{pmatrix}. \quad (5.7)$$

Estos son los valores que se utilizarán para calcular las secciones eficaces del 2HDM-III.

5.2. Sección eficaz total para el proceso $p + p \rightarrow H^+ + X$

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

$$\sigma(p + p \rightarrow H^+ + X) = \sum_{q_i, q_j} \int dx_i dx_j F_{q_i}(x) F_{q_j}(\bar{x}) \hat{\sigma}(q_i + q_j \rightarrow H^+) \quad (5.8)$$

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

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}(q_i + q_j \rightarrow H^+) &= \left(\frac{g}{2\sqrt{6}m_W} \right)^2 \frac{m_{H^+}^2 \pi}{\hat{s}} (a_{ij}^2 + b_{ij}^2) \\ &\times \left[1 - \frac{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)(m_{u_i}^2 + m_{d_j}^2) + 4a_{ij}b_{ij}m_{u_i}m_{d_j}}{(a_{ij}^2 + b_{ij}^2)m_{H^+}^2} \right] \delta(\hat{s} - m_{H^+}^2). \end{aligned} \quad (5.9)$$

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

$$\hat{\sigma}(qq \rightarrow H^+) = \left(\frac{g}{2\sqrt{2}m_W} \right)^2 \frac{m_{H^+}^2 \pi}{\hat{s}} (a_{ij}^2 + b_{ij}^2) \delta(\hat{s} - m_{H^+}^2). \quad (5.10)$$

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

$$\sigma = \sum_{q_i, q_j} \frac{\pi}{12s} (a_{ij}^2 + b_{ij}^2) \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} [f_{q_i}^a(x, Q^2) f_{\bar{q}_j}^b(x, Q^2) + f_{\bar{q}_i}^a(x, Q^2) f_{q_j}^b(x, Q^2)]. \quad (5.11)$$

5.3. Las Funciones de Distribución Partónica CT14

Para los cálculos realizados se utilizaron las PDFs dadas por CT14 [41]. El grupo de parametrizaciones CT14 es la actualización del grupo anterior CT10 [49], CT10 se basa en el análisis de una gran cantidad de datos obtenidos en experimentos realizados con blancos fijos llevados a cabo en los aceleradores HERA y TEVATRON. La actualización CT14 incluye datos de LHC Run I, así como datos de HERA y TEVATRON. En la Figura 5.1 podemos ver al set de PDF's incluidas en CT14.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS
5.3. LAS FUNCIONES DE DISTRIBUCIÓN PARTÓNICA CT14

```
C =====
C           CTEQ-TEA Parton Distribution Functions: version 2014
C           December 31, 2014
C
C When using these PDFs, please cite the references below
C
C
C This package provides a standard interface for CT10, CT12
C (unpublished), and CT14 parton distribution functions.
C
C The following sets of CTEQ PDF table files can be computed
C with this program:
C
C           PDF                               References
C (1) 1+50 sets of CT10 NNLO PDF's;           [1]
C (2' ) 1+52 sets of CT10 NLO PDF's;          [2]
C (2'' ) 1+52 sets of CT10W NLO PDF's;        [2]
C (3) 4 sets of CT10W NNLO and NLO PDF's      [2]
C with alternative alpha_s values;
C (4) 1+56 sets of CT14 NNLO PDF's;           [3]
C (5) 1+56 sets of CT14 NLO PDF's;           [3]
C (6) 2 sets of CT14 LO PDF's;                [3]
C (7) 11 CT14 NNLO sets and 11 CT14 NLO sets [3]
C with alternative alpha_s values
C (8) 3 CT14 NNLO and 3 CT14 NLO sets         [3]
C with up to 3, 4, and 6 active quark flavors
C (9) 4 CT14 NNLO sets with intrinsic charm  [X]
C
C References
C [1] J. Gao, M. Guzzi, J. Huston, H.-L. Lai, Z. Li, P. M. Nadolsky,
C J. Pumplin, D. Stump, C.-P. Yuan, arXiv:1302.6246 [hep-ph]
C [2] H.-L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P. M. Nadolsky,
C J. Pumplin, and C.-P. Yuan, arXiv: 1007.2241 [hep-ph]
C [3] S. Dulat, T.-J. Hou, J. Gao, M. Guzzi, J. Huston,
C P. M. Nadolsky, J. Pumplin, C. Schmidt, D. Stump, and
C C.-P. Yuan, arXiv:1506.XXXX
C =====
```

Figura 5.1: Set de Funciones de Distribución Partónica CT14 [41] en código FORTRAN.

5.4. Integración numérica

Para realizar la integral numérica de la convolución de las funciones de estructura con la sección eficaz, ecuación 5.11, es necesario utilizar algún programa de cómputo. El código utilizado para la integración numérica se escribió en el lenguaje de programación FORTRAN [18]. En la escritura del programa se actualizaron todos los parámetros del Modelo Estándar que se han medido hasta esta fecha, se tomaron los valores dados por el PDG-2017 [24]. Al realizar los cálculos se dejó como para parámetro libre a la masa del H^+ , para saber como varía la sección eficaz respecto a esta. Es importante señalar que la masa del bosón de Higgs cargado es un parámetro libre del modelo, pero debido a resultados fenomenológicos, se tiene que $m_{H^+} > 80 \text{ GeV}$ con un 95% N.C. [50]. La variación de la masa del Higgs se hizo de 80 GeV a 1000 GeV con un intervalo de variación de 20 GeV. Los valores de la integración se almacenaron en un archivo de datos, después estos valores se graficaron con el programa GnuPlot [51].

5.5. Resultados

Los programas realizados en FORTRAN calculan la sección eficaz hadrónica para un solo proceso, en este caso tenemos seis combinaciones de quarks que producen a un bosón de Higgs cargado, ya que se permite el cambio de sabor en nuestro modelo los quarks up y charm con los tres quarks del tipo down. El programa de FORTRAN genera datos con los que construimos la tabla de la Figura 5.2, variando la masa del H^+ con $\tan \beta = 2$. Obtenemos la sigma total sumando los valores de las columnas de los seis procesos; este procedimiento se repite para los valores de $\tan \beta = 6, 15, 30$.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS

5.5. RESULTADOS

masa H^+	charm-bottom	charm-strange	charm-down	up-bottom	up-strange	up-down	Sigma total
8E+01	9.086E+00	8.234E+00	2.252E-02	1.671E-01	2.931E-03	2.155E-06	1.751E+01
1E+02	4.526E+00	4.002E+00	5.813E-01	8.290E-02	1.535E-03	1.149E-06	9.194E+00
1.2E+02	3.362E+00	2.195E+00	3.414E-01	6.275E-01	1.228E-03	4.512E-04	6.528E+00
1.4E+02	2.01E+00	1.30E+00	2.15E-01	3.80E-01	7.72E-04	2.88E-04	3.903E+00
1.6E+02	1.273E+00	8.141E-01	1.434E-01	2.432E-01	5.133E-04	1.941E-04	2.474E+00
1.8E+02	8.434E-01	5.358E-01	9.952E-02	1.631E-01	3.563E-04	1.366E-04	1.642E+00
2E+02	5.795E-01	3.661E-01	7.142E-02	1.133E-01	2.560E-04	9.942E-05	1.131E+00
2.2E+02	4.104E-01	2.581E-01	5.269E-02	8.117E-02	1.892E-04	7.443E-05	8.026E-01
2.4E+02	2.979E-01	1.867E-01	3.977E-02	5.958E-02	1.432E-04	5.702E-05	5.842E-01
2.6E+02	2.21E-01	1.38E-01	3.06E-02	4.47E-02	1.11E-04	4.45E-05	4.345E-01
2.8E+02	1.67E-01	1.04E-01	2.40E-02	3.41E-02	8.67E-05	3.54E-05	3.293E-01
3E+02	1.282E-01	7.975E-02	1.903E-02	2.644E-02	6.906E-05	2.851E-05	2.535E-01
3.2E+02	9.985E-02	6.198E-02	1.530E-02	2.078E-02	5.571E-05	2.326E-05	1.980E-01
3.4E+02	7.873E-02	4.879E-02	1.245E-02	1.654E-02	4.546E-05	1.919E-05	1.566E-01
3.6E+02	6.279E-02	3.886E-02	1.023E-02	1.331E-02	3.747E-05	1.599E-05	1.252E-01
3.8E+02	5.059E-02	3.126E-02	8.480E-03	1.081E-02	3.117E-05	1.345E-05	1.012E-01
4E+02	4.11E-02	2.54E-02	7.09E-03	8.86E-03	2.61E-05	1.14E-05	8.245E-02
4.2E+02	3.369E-02	2.078E-02	5.968E-03	7.320E-03	2.208E-05	9.722E-06	6.779E-02
4.4E+02	2.781E-02	1.713E-02	5.058E-03	6.089E-03	1.877E-05	8.349E-06	5.611E-02
4.6E+02	2.312E-02	1.423E-02	4.314E-03	5.101E-03	1.606E-05	7.214E-06	4.679E-02
4.8E+02	1.935E-02	1.190E-02	3.702E-03	4.301E-03	1.382E-05	6.267E-06	3.927E-02
5E+02	1.629E-02	1.001E-02	3.192E-03	3.646E-03	1.196E-05	5.471E-06	3.316E-02
5.2E+02	1.378E-02	8.469E-03	2.765E-03	3.107E-03	1.039E-05	4.799E-06	2.814E-02
5.4E+02	1.173E-02	7.201E-03	2.407E-03	2.662E-03	9.070E-06	4.227E-06	2.401E-02
5.6E+02	1.002E-02	6.152E-03	2.104E-03	2.290E-03	7.950E-06	3.738E-06	2.058E-02
5.8E+02	8.603E-03	5.277E-03	1.846E-03	1.978E-03	6.995E-06	3.317E-06	1.771E-02
6E+02	7.414E-03	4.546E-03	1.625E-03	1.715E-03	6.176E-06	2.954E-06	1.531E-02
6.2E+02	6.415E-03	3.931E-03	1.436E-03	1.493E-03	5.472E-06	2.639E-06	1.328E-02
6.4E+02	5.57E-03	3.41E-03	1.27E-03	1.31E-03	4.86E-06	2.37E-06	1.157E-02
6.6E+02	4.853E-03	2.972E-03	1.132E-03	1.143E-03	4.335E-06	2.125E-06	1.011E-02
6.8E+02	4.242E-03	2.597E-03	1.009E-03	1.005E-03	3.875E-06	1.914E-06	8.859E-03
7E+02	3.719E-03	2.276E-03	9.024E-04	8.862E-04	3.473E-06	1.729E-06	7.789E-03
7.2E+02	3.27E-03	2.00E-03	8.09E-04	7.84E-04	3.12E-06	1.57E-06	6.867E-03
7.4E+02	2.883E-03	1.763E-03	7.267E-04	6.945E-04	2.809E-06	1.420E-06	6.071E-03
7.6E+02	2.549E-03	1.558E-03	6.544E-04	6.171E-04	2.536E-06	1.291E-06	5.382E-03
7.8E+02	2.259E-03	1.380E-03	5.906E-04	5.497E-04	2.293E-06	1.176E-06	4.783E-03
8E+02	2.006E-03	1.226E-03	5.341E-04	4.907E-04	2.078E-06	1.074E-06	4.260E-03
8.2E+02	1.786E-03	1.091E-03	4.839E-04	4.390E-04	1.887E-06	9.819E-07	3.803E-03
8.4E+02	1.593E-03	9.728E-04	4.393E-04	3.935E-04	1.716E-06	8.994E-07	3.401E-03
8.6E+02	1.424E-03	8.693E-04	3.995E-04	3.535E-04	1.564E-06	8.251E-07	3.049E-03
8.8E+02	1.276E-03	7.784E-04	3.640E-04	3.181E-04	1.427E-06	7.582E-07	2.739E-03
9E+02	1.145E-03	6.983E-04	3.321E-04	2.867E-04	1.305E-06	6.978E-07	2.464E-03
9.2E+02	1.029E-03	6.275E-04	3.035E-04	2.589E-04	1.195E-06	6.430E-07	2.221E-03
9.4E+02	9.267E-04	5.648E-04	2.778E-04	2.341E-04	1.095E-06	5.934E-07	2.005E-03
9.6E+02	8.358E-04	5.093E-04	2.546E-04	2.121E-04	1.006E-06	5.483E-07	1.813E-03
9.8E+02	7.551E-04	4.600E-04	2.337E-04	1.924E-04	9.244E-07	5.073E-07	1.643E-03
1E+03	6.831E-04	4.160E-04	2.148E-04	1.748E-04	8.509E-07	4.699E-07	1.490E-03

Figura 5.2: Resultados de la sección eficaz hadrónica total para $\tan \beta = 2$.

Una vez que obtuvimos los valores sección eficaz hadrónica total graficamos los datos utilizando el programa GnuPlot:

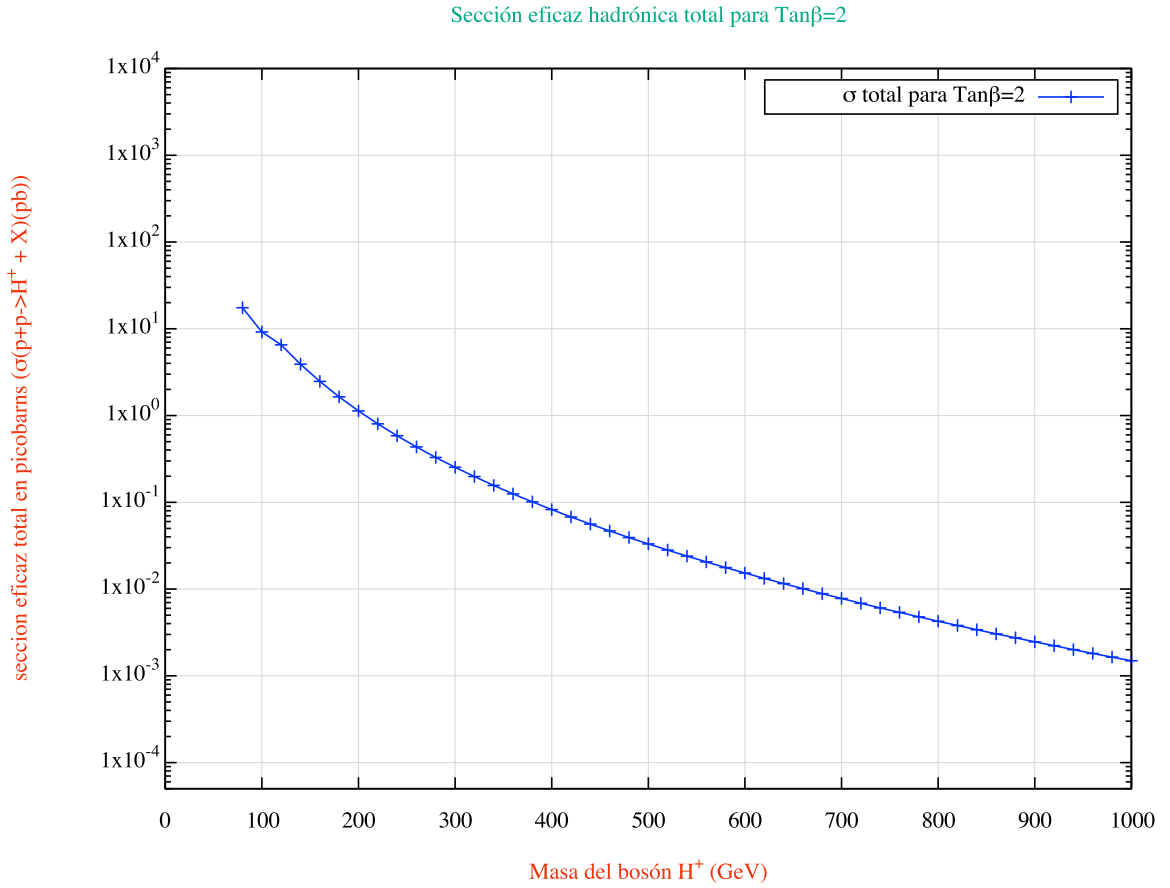


Figura 5.3: Gráfica de $\sigma(p + p \rightarrow H^+ + X)$, con $\tan \beta = 2$, en el 2HDM-III.

Vemos que el valor más alto se obtiene si consideramos al boson de Higgs cargado como una partícula ligera con masa cercana a la masa del boson W^+ . El valor más alto obtenido es: $\sigma(p + p \rightarrow H^+ + X) = 17.51 \text{ pb}$.

Repetimos el mismo procedimiento para los valores de $\tan \beta = 6, 15, 30$. En la Figura 5.4 graficamos las cuatro secciones eficaces para poder compararlas

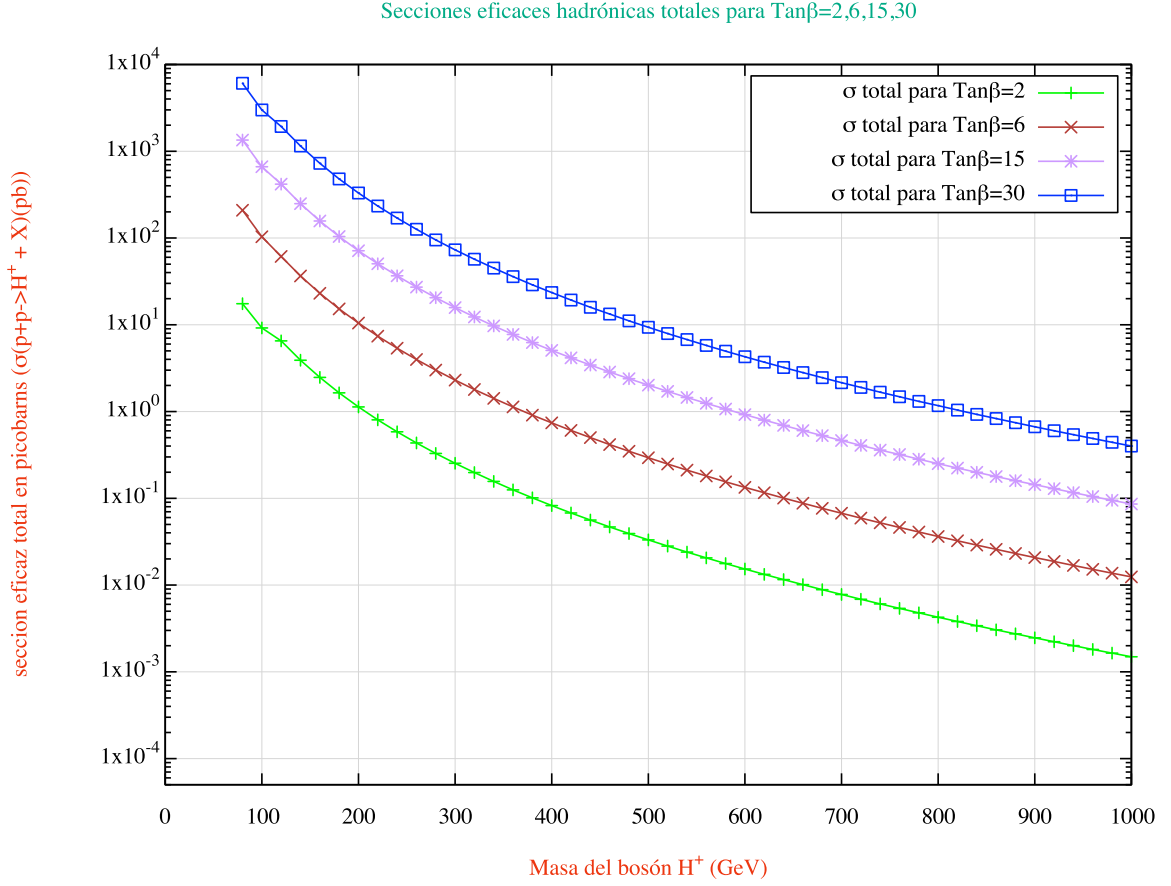


Figura 5.4: Gráfica de $\sigma(p + p \rightarrow H^+ + X)$, para los 4 valores de $\tan \beta = 2, 6, 15, 30$ en el 2HDM-III. Los valores más altos se obtienen cuando $\tan \beta = 30$.

A medida que aumentamos el valor de $\tan \beta$, también aumenta el valor de la sección eficaz. Adicionalmente vemos que al aumentar el valor de la masa del bosón de Higgs cargado disminuye el valor de la sección eficaz hadrónica total.

5.5.1. Comparación con MadGraph

En el programa MadGraph es posible calcular la producción directa del bosón de Higgs cargado en el 2HDM que trae implementado. MadGraph tiene valores fijos para todos los parámetros del modelo, por lo que el resultado final no depende de ningún parámetro libre, por ejemplo la masa del bosón de Higgs cargado tiene el valor de 300 GeV. A la hora de correr MadGraph es posible cambiar alguno valores que se tienen por default, en este caso variamos la masa del H^+ para ver como cambia la sección eficaz. Los valores que arroja MadGraph son menores a los que nosotros obtuvimos

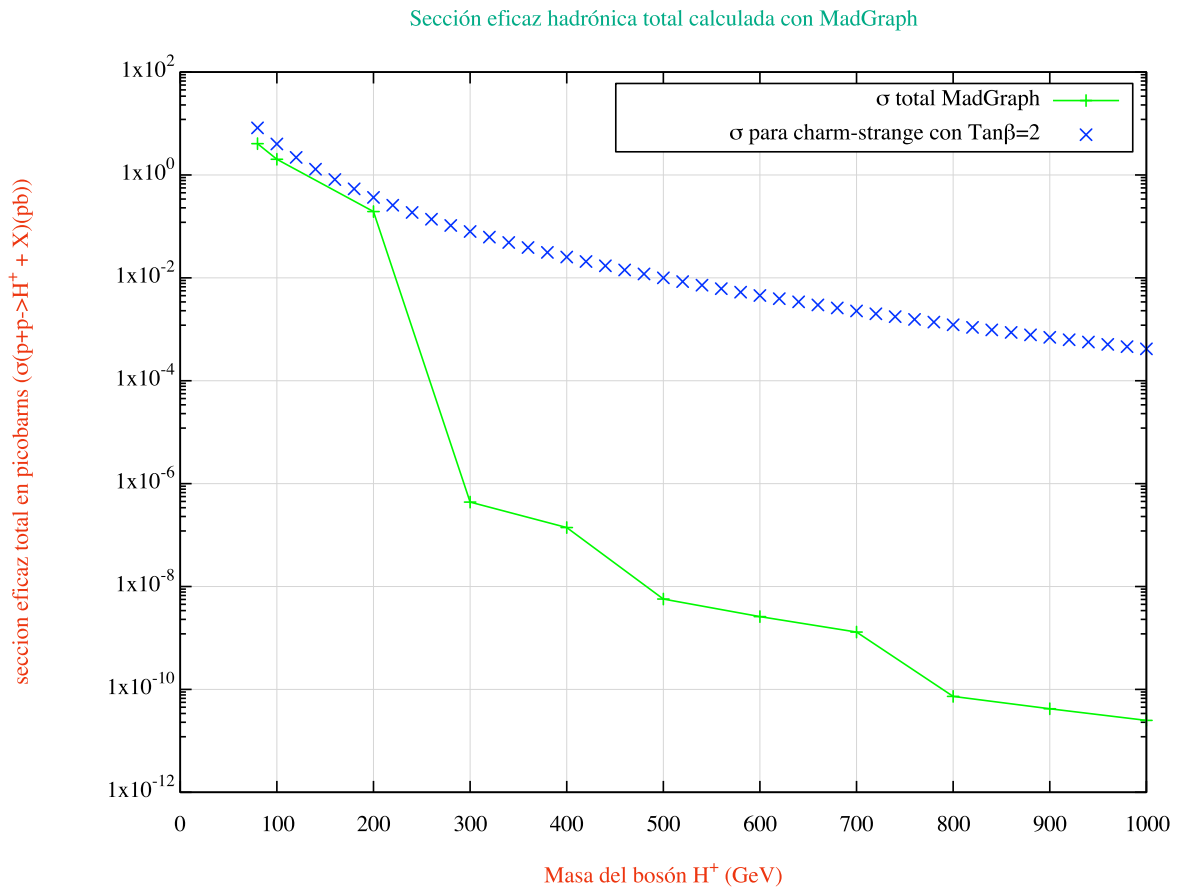


Figura 5.5: Comparación de las gráfica obtenida con MadGraph y la que se obtiene para charm y strange con $\tan\beta = 2$.

Los valores de ambas gráficas son similares para un rango de la masa del H^+ que va de 80 GeV a 200 GeV. Después de los 200 GeV los valores de la sección eficaz dados por el programa MadGraph son aproximadamente 6 ordenes de magnitud menores a los que nosotros obtenemos.

5.6. Sección eficaz para el bosón W^+

El bosón W^+ la partícula mediadora de la interacción débil ha sido estudiado ampliamente, conocemos su masa y también es posible calcular la sección eficaz para producción directa. Al igual que el bosón de Higgs cargado, tiene una carga eléctrica igual a +1, otra característica importante es que puede producirse por medio de la fusión de quarks. Calculamos la sección eficaz para $q_i + q_j \rightarrow W^+$ considerando las masas de los quarks y obtuvimos la siguiente expresión:

$$\sigma(u + d \rightarrow W^+) = \pi g^2 (V_{ij})^2 \left[1 - \frac{m_{u_i}(m_{u_i}^2 + m_W^2 - 2m_{d_j}^2) + m_{d_j}^2(m_W^2 - m_{d_j}^2)}{2m_W^2} \right] \delta(\hat{s} - m_{H^+}^2). \quad (5.12)$$

Como las masas de los quarks son menores a la masa del bosón W^+ , la ecuación 5.12 toma la forma

$$\sigma(u + d \rightarrow W^+) = \pi g^2 (V_{ij})^2 \delta(\hat{s} - m_{H^+}^2). \quad (5.13)$$

Para calcular la sección eficaz hadrónica utilizamos el programa MadGraph v. 6.2 [52], introduciendo los mismos parámetros que se utilizaron para calcular la sección eficaz del bosón H^+ . La siguiente gráfica muestra las secciones eficaces para el bosón W^+ y las secciones eficaces mas altas para el bosón H^+ .

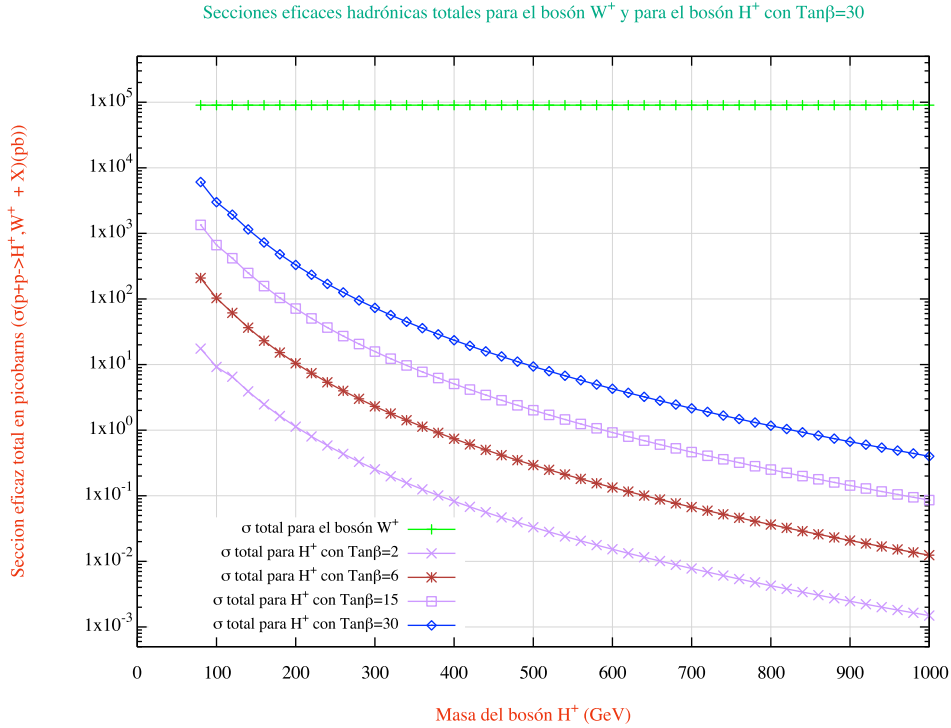


Figura 5.6: Gráfica de $\sigma(p + p \rightarrow H^+)$, para los 4 valores de $\tan \beta = 2, 6, 15, 30$ en el 2HDM-III.

La sección eficaz para la producción del bosón W^+ es mayor que la del bosón H^+ . Es importante acotar el valor del parámetro $\tan\beta$ ya que si continuamos aumentando su valor podemos tener secciones eficaces para el H^+ que compitan con la del W^+ .

5.7. El proceso con cambio de sabor $c + b \rightarrow H^+$

En el Modelo Estándar las interacciones de los quarks con el bosón de Higgs se dan sólo entre quarks de la misma familia. El bosón de Higgs cargado tiene acoplamientos con quarks que no son de la misma familia, es decir, se pueden tener procesos con cambio de sabor a nivel árbol. Un resultado importante en este trabajo es que podemos tener un proceso con violación de sabor, que tiene una sección eficaz más alta que el proceso sin cambio de sabor. Por la forma de los acoplamientos en la mayoría de las gráficas el proceso con estado inicial charm-bottom, domina sobre los demás. Una de las causas de este resultado es que a energías muy altas los valores de las PDFs para los quarks charm y bottom son comparables a las PDFs de los quarks de valencia.

A continuación se muestran los resultados obtenidos para $\sigma(q_i + q_j \rightarrow H^+)$ con $\tan\beta = 2, 6, 15, 30$, en el rango $80 \text{ GeV} < m_{H^+} < 1000 \text{ GeV}$. Los valores que se tomaron para las matrices $\chi_{1,2}^{u,d}$, son comunes para $\tan\beta = 2, 6, 15, 30$ (ecuaciones 5.6 y 5.7). A continuación en las Figuras 5.7-5.10 se muestran los resultados para $\tan\beta = 2, 6, 15, 30$, respectivamente.

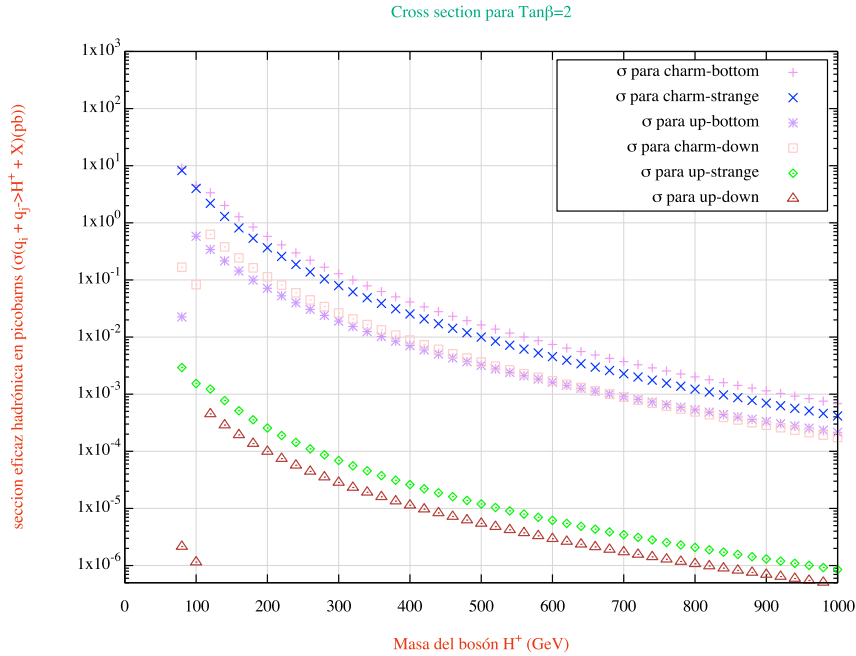


Figura 5.7: Gráficas de $\sigma(q_i + q_j \rightarrow H^+ + X)$, con $\tan\beta = 2$, en el 2HDM-III.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS
5.7. EL PROCESO CON CAMBIO DE SABOR $C + B \rightarrow H^+$

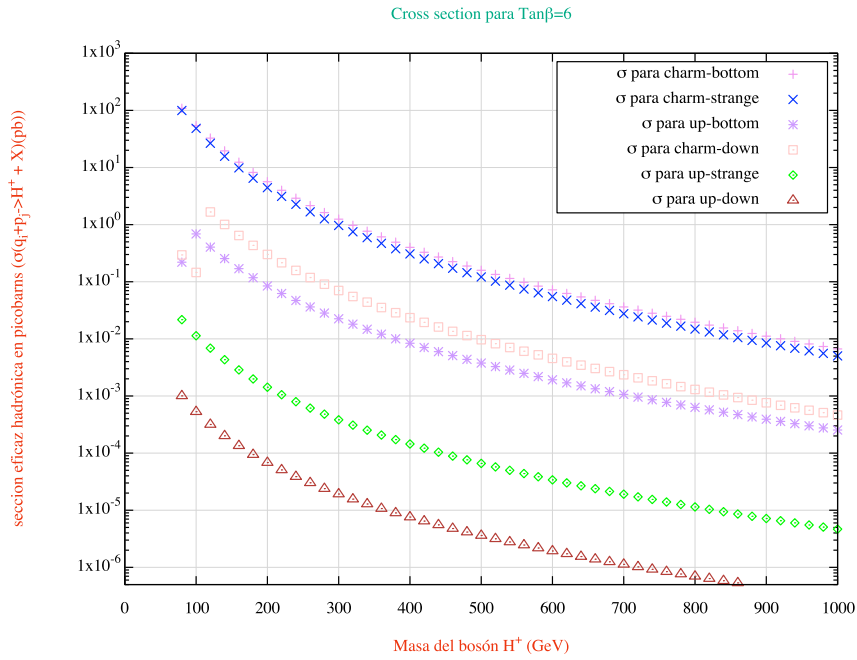


Figura 5.8: Gráficas de $\sigma(q_i + q_j \rightarrow H^+)$, con $\tan \beta = 6$, en el 2HDM-III.

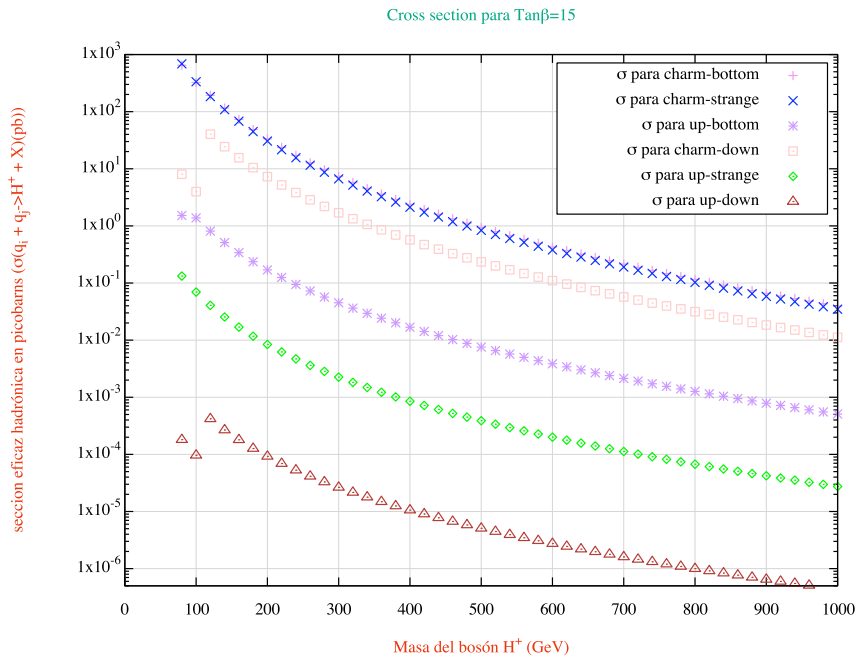


Figura 5.9: Gráficas de $\sigma(q_i + q_j \rightarrow H^+)$, con $\tan \beta = 15$, en el 2HDM-III.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS
5.7. EL PROCESO CON CAMBIO DE SABOR $C + B \rightarrow H^+$

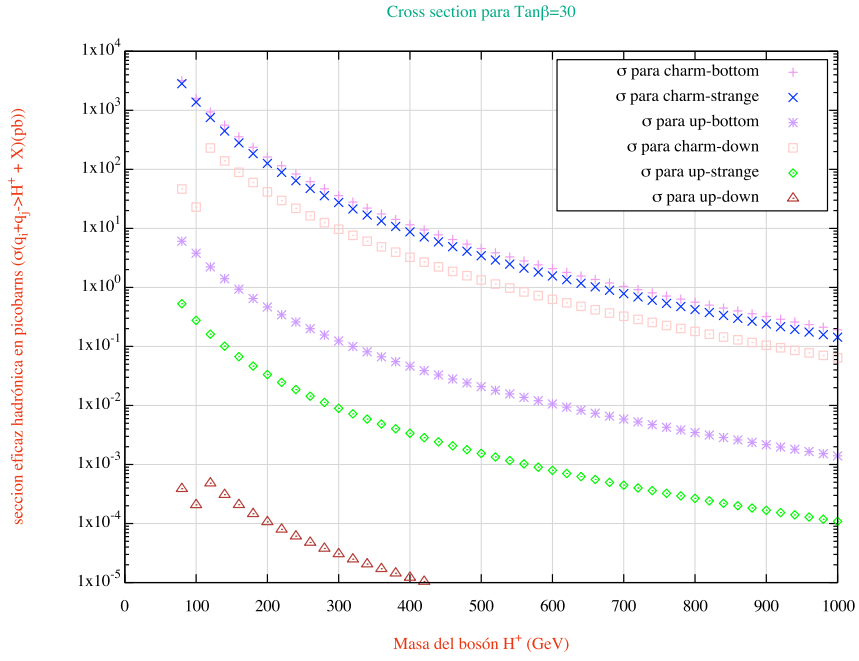


Figura 5.10: Gráficas de $\sigma(q_i + q_j \rightarrow H^+)$, con $\tan \beta = 30$, en el 2HDM-III.

En todos los casos, el proceso $c + \bar{b} \rightarrow H^+$ domina sobre los otros procesos. Con los parámetros que nosotros fijamos los procesos con cambio de sabor contribuyen aproximadamente en la misma proporción que lo hacen los procesos sin cambio de sabor, es decir, obtenemos una sección eficaz dos veces mayor a la que se obtendría en el 2HDM-I o en el 2HDM-II.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo presentamos el cálculo de las secciones eficaces diferenciales de los procesos $q + q \rightarrow H^+ x + X$ con $x = W^\pm, Z^0, H^-, \varphi, \gamma, g$, involucrados en la producción de bosones de Higgs cargados en dispersiones muy inelásticas pp (protón-protón) en el contexto del 2HDM-III a energías del LHC (14 TeV), utilizando técnicas basadas en el Modelo de Partones. Nosotros calculamos la sección eficaz de la producción directa $p + p \rightarrow H^+ + X$, tanto analítica como numéricamente y se presentaron los resultados obtenidos considerando diferentes regiones del espacio de parámetros ($m_{H^+}, \tan \beta, \tilde{\chi}^{u,d}, Q^2$). Con estos resultados se compararon la sección eficaz de la producción directa del bosón W^+ con la del bosón H^+ . Adicionalmente se estudiaron los procesos que involucran cambio de sabor, esto es, procesos de la forma $q_i + \bar{q}_j \rightarrow H^\pm$.

- Las secciones eficaces para la producción del bosón de Higgs dependen fuertemente de los partones en el estado inicial.
- Las secciones eficaces más altas se obtienen cuando consideramos al bosón de Higgs cargado como una partícula ligera, con una masa cercana a los 80 GeV.
- Los procesos con cambio de sabor son muy importantes en el 2HDM-III y nos dan secciones eficaces que compiten con procesos que no tienen cambio de sabor.
- La sección eficaz más alta para la producción directa del bosón de Higgs cargado es menor que la correspondiente para el bosón W^+ .
- Los valores obtenidos para la producción del H^+ indican que sería posible detectar a esta partícula en el LHC.

Hemos visto que es viable la producción del bosón H^+ con los valores que fueron elegidos. Es importante delimitar los valores de $\tan \beta$ y de las entradas de las matrices $\chi_{1,2}^{u,d}$, ya que estos parámetros aumentan o disminuyen considerablemente el valor de las secciones eficaces. Aunque la producción directa del H^+ es posible, su detección se dificulta porque la sección eficaz para la producción directa del bosón W^+ es mucho mayor a la de este.

CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES

Ya que la producción del H^+ es viable, debemos estudiar los decaimientos más probables en función de la masa del bosón de Higgs cargado para delimitar los canales de búsqueda en los aceleradores. También es importante estudiar procesos con gluones en el estado inicial y analizar la importancia de las correcciones radiativas a los procesos de producción del bosón de Higgs cargado. Y por último analizar el papel que juegan las nuevas partículas escalares en la violación del número barionico y del número leptónico.

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] J. L. Diaz-Cruz, J. Hernandez-Sanchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado. Yukawa Textures and Charged Higgs Boson Phenomenology in the 2HDM-III. *Phys. Rev.*, D79:095025, 2009.
- [6] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, 1964.
- [7] S. Dawson. Introduction to the physics of Higgs bosons. In *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics (TASI 94): CP Violation and the limits of the Standard Model Boulder, Colorado, May 29-June 24, 1994*, 1994.
- [8] 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.
- [9] 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*, 06:081, 2013.
- [10] Samoil Bilenyk. Introduction to the physics of massive and mixed neutrinos. *Lect. Notes Phys.*, 817:1–255, 2010.
- [11] Daniele S. M. Alves, Sonia El Hedri, Anna Maria Taki, and Neal Weiner. Charged Higgs Signals in $t\bar{t}H$ Searches. 2017.
- [12] M Krawczyk, S Moretti, P Osland, GM Pruna, and R Santos. Prospects for 2HDM charged Higgs searches. 2017.

- [13] Stefano Moretti. 2HDM Charged Higgs Boson Searches at the LHC: Status and Prospects. In *6th International Workshop on Prospects for Charged Higgs Discovery at Colliders (CHARGED 2016) Uppsala, Sweden, October 3-6, 2016*, 2016.
- [14] Hadar Cohen. A search for charged Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. Master's thesis, TTel Aviv U., 2016-10-05.
- [15] 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.
- [16] Vladyslav Shtabovenko. FeynCalc 9. *J. Phys. Conf. Ser.*, 762(1):012064, 2016.
- [17] Wolfram. Wolfram Mathematica 11. 2018. <http://www.wolfram.com/mathematica/>.
- [18] IBM. FORTRAN The Pioneering Programming Language. 2018. <http://www-03.ibm.com/ibm/history/ibm100/us/en/icons/fortran/>.
- [19] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys.Rev.Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [20] Sheldon L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4):579 – 588, 1961.
- [21] Gerard 't Hooft and M. J. G. Veltman. Regularization and Renormalization of Gauge Fields. *Nucl. Phys.*, B44:189–213, 1972.
- [22] David J. Gross and Frank Wilczek. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30:1343–1346, Jun 1973.
- [23] H. David Politzer. Reliable perturbative results for strong interactions? *Phys. Rev. Lett.*, 30:1346–1349, Jun 1973.
- [24] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). The Review of Particle Physics 2018.
- [25] Gordon Kane. *Modern Elementary Particle Physics*. Addison-Wesley, 1988.
- [26] 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.
- [27] F. Halzen and Alan D. Martin. *QUARKS AND LEPTONS: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. New York, Usa: Wiley (1984) 396p, 1984.
- [28] Audrey Degee. *Scalar and fermionic extensions of the Standard Model*. PhD thesis, Université de Liège, Liège, Belgique, 2013.
- [29] Edward Witten. Short Distance Analysis of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, B122:109–143, 1977.
- [30] Thomas Schwetz, Mariam Tórtola, and J W F Valle. Where we are on \hat{I}_3 : addendum to global neutrino data and recent reactor fluxes: status of three-flavor oscillation parameters. *New Journal of Physics*, 13(10):109401, 2011.

- [31] 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)].
- [32] 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.
- [33] Richard P. Feynman. Very high-energy collisions of hadrons. *Phys. Rev. Lett.*, 23:1415–1417, Dec 1969.
- [34] Bjorken, J. D. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. *Physical Review*, 179:1547–1553, mar 1969.
- [35] Ho-Kim Quang and Xuan-Yem Pham. *Elementary particles and their interactions: concepts and phenomena*. 1998.
- [36] 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.
- [37] 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.
- [38] 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.
- [39] S. Alekhin, J. Blümlein, and S. Moch. The abm parton distributions tuned to lhc data. *Phys. Rev. D*, 89:054028, Mar 2014.
- [40] P. Jimenez-Delgado and E. Reya. Delineating parton distributions and the strong coupling. *Phys. Rev. D*, 89:074049, Apr 2014.
- [41] 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.
- [42] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the LHC. *Eur. Phys. J.*, C63:189–285, 2009.
- [43] Maria Krawczyk. Testing Higgs sector of 2HDM. *PoS*, HEP2005:335, 2006.
- [44] 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.

- [45] 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.
- [46] John F. Gunion, Howard E. Haber, Gordon L. Kane, and Sally Dawson. The Higgs Hunter’s Guide. *Front. Phys.*, 80:1–448, 2000.
- [47] A. A. Barrientos Bendezu and Bernd A. Kniehl. H+ H- pair production at the Large Hadron Collider. *Nucl. Phys.*, B568:305–318, 2000.
- [48] 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.
- [49] Hung-Liang Lai, Marco Guzzi, Joey Huston, Zhao Li, Pavel M. Nadolsky, Jon Pumplin, and C. P. Yuan. New parton distributions for collider physics. *Phys. Rev.*, D82:074024, 2010.
- [50] G. Abbiendi et al. Search for Charged Higgs bosons: Combined Results Using LEP Data. *Eur. Phys. J.*, C73:2463, 2013.
- [51] Gnuplot homepage. 2018. <http://gnuplot.sourceforge.net/index.html>.
- [52] 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. *JHEP*, 07:079, 2014.