



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Decaimientos del bosón de Higgs con violación de sabor
en un modelo Froggatt-Nielsen

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Aldo Alan Matias Marroquín

asesorado por

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)

Dr. Félix Francisco González Canales (FCE-BUAP)

Puebla Pue.
Noviembre 2020



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Decaimientos del bosón de Higgs con violación de sabor
en un modelo Froggatt-Nielsen

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Aldo Alan Matias Marroquín

asesorado por

Dr. José Enrique Barradas Guevara (FCFM-BUAP)

Dr. Félix Francisco González Canales (FCE-BUAP)

Puebla Pue.
Noviembre 2020

Título: Decaimientos del bosón de Higgs con violación de sabor
en un modelo Froggatt-Nielsen

Estudiante: ALDO ALAN MATIAS MARROQUÍN

COMITÉ

Dra. Ana Aurelia Avilez López
Presidente

Dra. Olga Guadalupe Félix Beltrán
Secretario

Dr. Carlos Gerardo Honorato Méndez
Vocal

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

Dr. Félix Francisco González Canales (FCE-BUAP)
Asesor

Índice general

Agradecimientos	V
Resumen	VII
Introducción	IX
1. Marco teórico	1
1.1. Modelo Estándar	1
1.1.1. Teorías de norma	2
1.1.2. Mecanismo de Higgs	4
1.1.3. Fotones y bosones	6
2. Modelo de Froggat-Nielsen	9
2.1. Modelo y formalismo	10
3. Fenomenología del sector de Higgs	15
3.1. Producción y posibles decaimientos de bosones de Higgs neutros	15
3.2. Decaimientos de Higgs neutros en el SM y SM-FN	17
3.2.1. Anchos de decaimiento	17
3.2.2. Razones de decaimiento.	18
3.3. Restricciones	19
4. Anchos de decaimiento	23
4.1. Masas de los bosones de Higgs neutros	23
5. Análisis de Resultados	29
5.1. Resultados	29
5.2. <i>SARAH</i>	29
5.2.1. SM, SSM, SMDM	30
5.3. <i>SPheno</i>	31
5.4. <i>HDECAY</i> y <i>SHDECAY</i>	32
6. Conclusiones	33

Agradecimientos

A mis padres.
Por el cariño y apoyo que siempre me han brindado.

A mis abuelos.
A mis hermanos.

A la Dra. Olga Félix Beltrán.
A los Doctores Félix F. González y J. Enrique Barradas.
Por su apoyo, consejos y su ayuda.
A mis amigos.
Por su apoyo y amistad.
A la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas y a la Universidad, por la formación que me han dado.
Es gracias a ustedes que es posible el presente trabajo. En verdad, gracias.
Aldo.

Resumen

El estudio de los decaimientos del bosón de Higgs en procesos con violación de sabor leptónico (LFV, por sus siglas en inglés), $h \rightarrow \ell_i \ell_j$, se ha convertido en un tema de investigación actual. Tales decaimientos son muy excluidos dentro del Modelo Estándar (SM, por sus siglas en inglés). Debido a su simplicidad relativa para reconstruir la señal en futuros aceleradores de partículas, es una herramienta importante para sondear las extensiones SM, donde se podría alcanzar niveles de detección favorables. Aquí, identificamos un mecanismo que permite inducir interacciones de Higgs con LFV grandes. Nos enfocamos en el modelo más simple de este tipo para estudiar su fenomenología, cuyo sector escalar consiste en un doblete de Higgs y un singlete (complejo) de Froggatt-Nielsen (FN)

Introducción

El Modelo Estándar (SM) de las interacciones electrodébiles y fuertes es una teoría de norma que proporciona un marco teórico consistente y bien definido en el cual se unifican las interacciones electromagnética, débil y fuerte. Esta está basada en los 2 grandes pilares de la física: la Relatividad Especial y la Mecánica Cuántica. La teoría es invariante de norma bajo el grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde el grupo $SU(3)_C$ describe la interacción fuerte y el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ describe las interacciones electrodébiles con bosones de norma G_i^μ ($i = 1, \dots, 8$), W_i^μ ($i = 1, 2, 3$) y B_i^μ para los grupos $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente [1],[2],[3],[4],[5],[6].

Como se sabe, la mayoría de los parámetros libres del SM residen en el sector de sabor. El conteo de parámetros del SM, sin incluir la masa de neutrinos, es de 19 parámetros en el SM [7],[8],[9], [10]. Cinco de estos son de sabor universal: los tres acoplamientos de norma (g_1, g_2, g_3) , un acoplamiento cuártico de Higgs λ , y un parámetro de masa del Higgs μ^2 , mientras que los catorce restantes son parámetros asociados con el sector del sabor. Seis masas de quark, tres masas de leptones cargados, cuatro ángulos de mezcla de quark (incluida una fase de violación de CP débil) conforman trece, mientras que el parámetro de violación de CP fuerte $\bar{\theta}$, que está íntimamente relacionado con las masas de quark, es el decimocuarto parámetro de sabor. Si incluimos pequeñas masas de neutrinos y mezclamos ángulos en el SM, según sea necesario para explicar los datos de oscilación de neutrinos de una variedad de experimentos, se deberán introducir nueve parámetros adicionales (tres masas de neutrinos, tres ángulos de mezcla de neutrinos y tres fases de violación de CP, en el caso de los neutrinos Majorana). En total veintitrés de los veintiocho parámetros describen la física del sabor en el SM [11].

Si bien hay abundante información sobre los valores numéricos que toman estos parámetros, actualmente se carece de una comprensión fundamental del origen de estos parámetros. ¿Por qué hay tres familias de quarks y leptones en primer lugar? ¿Son todos los parámetros de sabor arbitrarios, o están interconectados? ¿Por qué las masas de fermiones cargados exhiben una fuerte jerarquía estructura que abarca unos seis órdenes de magnitud? ¿Por qué los ángulos de mezcla en el sector quark jerárquico? ¿Los parámetros de mezcla están relacionados con las relaciones de masa? ¿Por qué es $\bar{\theta} < 10^{-9}$? ¿Por qué las masas de neutrinos son mucho más pequeñas que las masas de fermiones cargados? ¿Qué causa (en al menos dos de) los ángulos de mezcla de neutrinos deben ser mucho más grandes que la mezcla de quark correspondiente a los ángulos? ¿Cuál es el origen de la violación de CP o más generalmente la estructura de sabor observada en las interacciones de partículas elementales? La falta de una comprensión fundamental de tales problemas a menudo se conocen como el rompecabezas del sabor-[12].

Se han propuesto varias soluciones a este rompecabezas, que inevitablemente llevan a la física más allá del modelo estándar, ya que dentro del SM estos parámetros solo se pueden acomodar, y no explicar [13]. Los próximos experimentos, especialmente en el LHC, tienen el potencial de confirmar o refutar algunos, pero no todos, de estos escenarios no estándar propuestos [14]. Si la nueva dinámica del sabor ocurre cerca de la escala de TeV, es potencialmente accesible para el LHC, pero si ocurre a una mayor escala, entonces no será directamente accesible. Debe mencionarse desde el principio que no hay una razón convincente para que la dinámica del sabor ocurra cerca de la escala TeV, la mayoría de los problemas anteriormente mencionados podrían explicarse incluso cuando la dinámica tiene lugar cerca de la escala de Planck. Esto es porque los pequeños parámetros del sector del sabor son bastante estables bajo correcciones radiativas, debido a simetrías quirales. Si la pequeñez de cierto parámetro tiene una explicación de física a escala de Planck, es una explicación igualmente buena en la escala de baja energía. Pruebas a tan alta escala las teorías serían más difíciles en general. En algunos casos, por ejemplo, con supersimetría de baja energía, la información de la dinámica del sabor a gran escala será transportada por

partículas que sobreviven a la escala TeV (las partículas SUSY), en cuyo caso la física del sabor puede ser probada en colisionadores. Procesos con violación de sabor en la desintegración $\mu \rightarrow e\gamma$ y la transición $b \rightarrow s\gamma$ parecen ser configuraciones prometedoras para probar tales escenarios [15].

Este trabajo tiene por objetivo calcular las razones de ramificación de los bosones de Higgs neutros en un modelo con un doblete de Higgs y un singlete (complejo) de Froggatt-Nielsen (FN)[16] [17]. Los decaimientos con violación de sabor leptónico, así como identificar las regiones de parámetros permitidas con un bosón de Higgs cuya masa es de 125 GeV[18].

El modelo estándar ha hecho un gran trabajo describiendo la mayoría de los resultados experimentales. Pero aun hay problemas que no se explican del todo. Mientras que los neutrinos se creían sin masa, experimentos actuales han demostrado que tienen masas muy pequeñas, siendo estas mucho más pequeñas que la masa del electrón [19]. Otro problema que tiene el Modelo Estándar es en explicar la Materia Oscura. Alrededor del 23% de la materia en el Universo es Materia Oscura. Y su nombre se debe a que no emite ninguna radiación electromagnética. Y por último se encuentra la jerarquía de masas, este problema se refiere al hecho que cuando se calcula las correcciones cuánticas para la masa del bosón de Higgs, terminamos con una divergencia cuadrática [20].

En el presente trabajo se ahondara en el problema de la jerarquía de masas y tratar de resolverlos proponiendo una extensión al modelos estándar.

Leptón	Masa
Electrón e	$0.5109989461 \pm 0.000000011$ MeV
Muón μ	$105.6583745 \pm 0.0000024$ MeV
Tau τ	1776.86 ± 0.12 MeV

Tabla 1: Masa de los leptones [18].

La extensión en la que se va a trabajar aquí es el mecanismo de Froggatt-Nielsen. Aquí es donde hay algunas de las interacciones mas complicadas involucrando muchas partículas en una escala alta que podemos probar con corriente físicas. Esas altas interacciones se reducen a una teoría efectiva de baja energía del Modelo Estándar. Se usará este mecanismo además de la introducción de un singlete de Higgs en orden para generar las masas y mezclas de los fermiones de la matriz CKM (Matriz Cabibbo-Kobayashi-Mashawa [21]).

Se tiene un objetivo principal: analizar el mecanismo de Froggatt-Nielsen, el modelo con un singlete escalar adicional, que si bien explica la jerarquía de las masas de las partículas elementales, permite explorar nuevos escenarios, donde se puede incluir la materia oscura.

Este trabajo está dividido en 5 capítulos. En el primer capítulo se presenta el marco teórico, en este capítulo se da una breve introducción del Modelo Estándar, incluyendo el sector de Yukawa de la teoría Electrodébil y el funcionamiento del mecanismo de Higgs. El siguiente capítulo contiene una descripción del modelo Froggatt-Nielsen, en este se detallará la estructura del modelo, donde nuevamente se hará énfasis en el sector de Yukawa para los leptones. El capítulo que sigue, el tres, cálculo de los acoplamientos. En este se explica cómo se hizo el cálculo de los acoplamientos y los programas usados, además de también para calcular los decaimientos.

Capítulo 1

Marco teórico

1.1. Modelo Estándar

El Modelo Estándar (ME) es una teoría de norma basada en el grupo de simetrías locales [22]

$$G_{ME} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (1.1)$$

que describe las interacciones fuerte, débil y electromagnética (aun no describe la de gravedad) hasta las escalas que han sido exploradas, mediante el intercambio de los correspondientes campos de espín 1 (bosones de norma): 8 gluones sin masa ($g_i, i = 1, \dots, 8$) y 1 fotón (γ) sin masa para las interacciones fuertes y electromagnéticas, respectivamente y 3 bosones masivos (W^\pm y Z^0) para la interacción débil. El ME contiene 19 parámetros libres:

- Las constantes de acoplamiento de los grupos de norma, g_1, g_2, g_3
- Las masas de los bosones, m_W, m_H, m_Z
- Las masas de los leptones, m_e, m_μ, m_τ
- Los parámetros de la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Masakawa

Toda la materia está formada por dos tipos de partículas fundamentales, los bosones y los fermiones. Los fermiones son las partículas de la materia y estas se dividen a su vez en dos, los leptones y los quarks. Los leptones son partículas elementales que sólo interactúan electrodébilmente mientras que los quarks interactúan fuerte y electrodébilmente.

Los leptones se dividen en 3 familias, siendo 6 partículas, 3 cargadas y 3 neutras. Las cargadas son el electrón e , el muón μ y el tau τ , todos estos tienen el mismo espín $\frac{1}{2}$, sus cargas eléctricas corresponden a -1 veces la carga del protón (e) y no tienen carga de color. Las tres partículas neutras son llamadas neutrinos, habiendo así otros 3, neutrino del electrón ν_e , neutrino muónico ν_μ y neutrino tauónico ν_τ , estos tampoco cuentan con carga de color y su espín es de $\frac{1}{2}$.

Existen 6 quarks divididos en 3 familias, que son, up u , down d , charm c , strange s , top t y bottom b todas estas con carga eléctrica fraccionaria ($+\frac{1}{3}e$ y $-\frac{1}{3}e$) y espín $\frac{1}{2}$ y cuentan con carga de color. Estas partículas no existen como partículas aisladas, sino que siempre se encuentran juntas formando los hadrones, de tal forma que la suma algebraica de las cargas de los quarks que constituyen un determinado hadrón es siempre un múltiplo entero de e , aquellos hadrones que se forman de 3 quarks son los bariones y lo que se forman de 2 quarks son los mesones. Los quarks y los gluones son los únicos que tienen carga de color.

Los bosones son las partículas mediadoras de las fuerzas, estos tienen espín al igual que los fermiones, pero en su caso, el valor del espín es 1. Consecuentemente no siguen el principio de exclusión de Pauli. Los diversos tipos de partículas mediadoras son:

- 8 gluones g ; que son los bosones de norma del grupo de color $SU(3)_C$ de la fuerza fuerte, estos no tienen masa, son eléctricamente neutros, pero tienen carga de color. Como consecuencia de esto los gluones no sólo interactúan con los quarks sino también consigo mismos.
- 4 bosones de norma W^\pm , Z y γ que son las partículas portadoras de las interacciones electrodébiles $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Todas estas de espín 1 y con masas de $W^\pm = 80.399 \pm 0.023$ GeV, $Z = 91.187 \pm 0.0021$ GeV y el fotón no cuenta con masa. El bosón Z es eléctricamente neutro, mientras que los bosones W^\pm tienen carga eléctrica de ± 1 , y el fotón es eléctricamente neutro [?].

Al final, los bosones y fermiones se pueden agrupar de la siguiente forma

	Fermiones			Bosones
Quarks	u	c	t	γ
	d	s	b	g
Leptones	e	μ	τ	W^\pm
	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z^0

Tabla 1.1: Fermiones y bosones

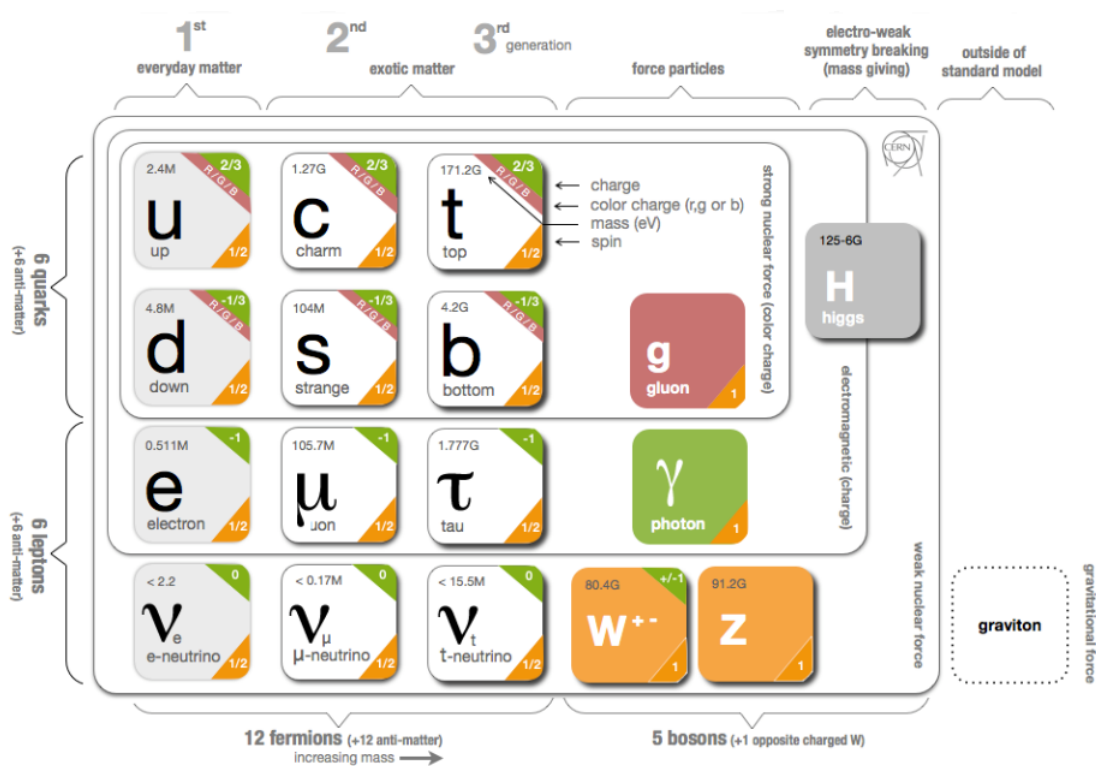


Figura 1.1: Partículas del Modelo Estándar

Cada una de estas acompañada por su respectiva antipartícula.

1.1.1. Teorías de norma

Las partículas fundamentales de la naturaleza se describen a través del Modelo Estándar, que es una teoría de norma.

Una teoría la cual tiene un campo $A^\mu(x)$ introducido para producir una invariancia con respecto a las transformaciones locales es conocida como una teoría de norma. El campo $A^\mu(x)$ es conocido como un campo de norma. Las teorías de norma son aquellas invariantes ante el tipo de transformaciones a las que se le agregan un $e^{i\alpha}$. Es decir cuando se hace una transformación $\psi(x) \rightarrow \psi(x)e^{i\alpha}$. Una transformación global cambia el campo $\psi(x)$ por la misma cantidad en cualquier punto del espacio tiempo, esto se debe a que α no depende del espacio.

Si ahora se introduce una transformación local, es decir que α ahora si depende del espacio ($\alpha(x)$) es decir se hace una transformación de la forma $\psi(x) \rightarrow \psi(x)e^{i\alpha(x)}$. Los términos $\psi^\dagger\psi$ no cambian con una transformación local, Pero las derivadas ($\partial_\mu\psi(x)$) de dichos campos si presentan cambios. Para restaurar la simetría local en este caso, se agrega un nuevo campo $A^\mu(x)$. Este se introduce dentro de un nuevo objeto D_μ

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu(x) \quad (1.2)$$

Este objeto D_μ se le llama derivada covariante. Esto arreglara la simetría local $U(1)$ si hacemos que el nuevo campo A_μ se transforme de acuerdo con $A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{q}\partial_\mu\alpha(x)$.

En el caso del Modelo Estándar el grupo de simetría es $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde el grupo $SU(3)_C$ describe la interacción fuerte y el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ describe las interacciones electro débiles. La teoría se encuentra descrita por el formalismo de Lagrange, esto es, se construye una lagrangiana que describe la dinámica de las partículas involucradas. El hecho de que el Modelo Estándar sea una teoría de norma se refleja en que cada término del lagrangiano es invariante ante las transformaciones del grupo de simetría $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, que comprende respectivamente las interacciones fuerte (con el subíndice de color c , de isospín débil (subíndice L para los fermiones izquierdos), y de hipercarga (subíndice Y para el operador de hipercarga). La dinámica de los bosones de norma es determinada en términos de los tensores de intensidad del campo.

La ruptura espontánea de simetría ocurre cuando una teoría simétrica colapsa a un estado asimétrico particular. Antes del rompimiento de simetría de norma, las partículas fundamentales son partículas sin masa.

Los electrones es posible encontrarlos en formas de quiralidad izquierda y derecha, pero los neutrinos solo existen izquierdos.

Las simetrías que se tienen son:

$U(1)$: Hipercarga Y

$SU(2)$: Isospín I

Estas cargas están relacionadas con la carga electromagnética Q por la relación Gell-Mann-Nishijima

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.3)$$

Iniciamos escribiendo los campos como componentes de un vector columna:

$$\Psi(x) = \begin{pmatrix} \nu_e(x) \\ e_L(x) \\ e_R(x) \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Esta teoría tiene una simetría local $U(1)$. Las transformaciones $U(1)$ provocan que el campo capte un factor $e^{i\beta(x)}$. Para asegurar la invariancia se introduce un campo de norma $B_\mu(x)$ el cual se transforma como $B_\mu(x) \rightarrow B_\mu(x) + \frac{1}{Yg}\partial_\mu\beta(x)$, donde Y es la carga de la teoría y el parámetro g' dice que tan fuerte se acoplan las partículas a la hipercarga.

También hay una simetría local $SU(2)$. Una transformación $SU(2)$ resulta en que las componentes del campo adquieren fases cuyos valores dependen de la carga conservada I , conocida como el isospín débil. Para las transformaciones $SU(2)$ el campo necesario para garantizar invariancia local es $W_\mu(x)$ el cual se transforma de acuerdo a $\tau \cdot W_\mu \rightarrow +\frac{1}{g}\tau \cdot W_\mu + \frac{1}{g}\tau \cdot (\partial_\mu\alpha) - \tau \cdot (\alpha \times W_\mu)$, donde g es el acoplamiento al isospín débil.

Para hacer estas simetrías del lagrangiano se necesita reemplazar las derivadas ∂_μ con las derivadas covariante en el lagrangiano, obteniendo

$$\begin{aligned} U(1) : D_\mu\Psi &= \partial_\mu\Psi - \frac{i}{2}g'YB_\mu(x)\Psi \\ SU(2) : D_\mu\Psi &= \partial_\mu\Psi - igI\tau \cdot W_\mu(x)\Psi \end{aligned} \quad (1.5)$$

Como el vector Ψ , sus primeros dos componentes tienen la misma carga Y e I , y el tercero es distinto podemos reescribirlo como:

$$\Psi = \begin{pmatrix} L \\ R \end{pmatrix}, \quad \text{donde} \quad L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix}, \quad R = e_R \quad (1.6)$$

donde L es un isodoublet y R es un singlete. Y en términos de estos nuevos campos la derivada covariante se escribe:

$$D_\mu L = \partial_\mu L - \frac{i}{2} g \tau \cdot W_\mu L + \frac{i}{2} g' B_\mu L \quad (1.7)$$

$$D_\mu R = \partial_\mu R + i g' B_\mu R \quad (1.8)$$

El lagrangiano, localmente simétrico es dado por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{R} i \gamma^\mu (\partial_\mu + i g' B_\mu) R + \bar{L} i \gamma^\mu \left(\partial_\mu L - \frac{i}{2} g \tau \cdot W_\mu L + \frac{i}{2} g' B_\mu L \right) \\ & - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^{(W)} \cdot G^{(W)\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{(B)} F^{(B)\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.9)$$

donde $G_{\mu\nu}^{(W)} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu + g W_\mu \times W_\nu$ y $F_{\mu\nu}^{(B)} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$, los cuales son los respectivos campos de norma para las teorías $SU(2)$ y $U(1)$.

1.1.2. Mecanismo de Higgs

En el sector electrodébil del Modelo Estándar se tiene que los bosones intermediarios de las fuerzas son partículas masivas, lo cual tiene como consecuencia inmediata que el estado de vacío no sea invariante bajo el grupo de norma electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$, es decir, el hecho de que los bosones W^\pm y Z^0 adquieran masa induce un rompimiento de la simetría de norma electrodébil, y así la teoría deja de ser renormalizable. Este problema se soluciona al introducir el sector de Higgs en el Modelo Estándar. La lagrangiana correspondiente al sector de Higgs induce un rompimiento espontáneo de la simetría de norma electrodébil [23], [24], [25], [26], [27].

Se introduce un campo, un doblete escalar complejo $SU(2)_L$ llamado el campo de Higgs descrito por un potencial $V(\phi)$. La interacción de este campo con e_L y e_R hará que los electrones sean partículas masivas. El campo de Higgs tiene cuatro componentes el cual es convertido convenientemente en un vector de dos componentes como se muestra

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

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

donde $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ son campos escalares reales correctamente normalizados. Tiene Hipercarga débil $Y=+1$ e isospín débil $I=1/2$, aparte de ser un singlete de color. La derivada covariante del campo de Higgs tiene la forma.

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - \frac{i}{2} g \tau \cdot W_\mu \phi - \frac{i}{2} g' B_\mu \phi \quad (1.11)$$

El lagrangiano del Higgs está dado por:

$$\mathcal{L}_\phi = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) + \frac{m_h}{2} \phi^\dagger \phi - \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.12)$$

La interacción de Yukawa, esta es la que se realiza entre el campo de Higgs y el campo de los electrones y neutrinos:

$$\bar{\psi} \phi \psi = \mathcal{L}_I = -G_e (\bar{L} \phi R + \bar{R} \phi^\dagger L) \quad (1.13)$$

donde G_e es el acoplamiento de Yukawa. Y poniendo todo junto el Lagrangiano queda expresado como

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{L}i\gamma^\mu D_\mu L + \bar{R}i\gamma^\mu D_\mu R + (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) \\ & + \frac{m_h}{2} \phi^\dagger \phi - \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2 - G_e (\bar{L}\phi R + \bar{R}\phi^\dagger L) \\ & - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^{(W)} \cdot G^{(W)\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{(B)} F^{(B)\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.14)$$

Cuando el campo ϕ adquiere un valor esperado en el estado de mínima energía del potencial, diferente de cero, de las interacciones de los bosones de norma W^\pm, Z^0 con este campo escalar se generan términos que se interpretan como las masas de dichos bosones. Se ve que el mínimo del potencial del campo de Higgs descrito en la ecuación (1.10) se encuentra en

$$\langle \phi \rangle = (\phi^\dagger \phi)_0 = v = \left(\frac{m_h}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.15)$$

Y obteniendo así el estado base:

$$(\phi)_0 = \begin{pmatrix} \phi^\dagger \\ \phi^0 \end{pmatrix}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Se examina dónde se espera encontrar fermiones con masa en la teoría del lagrangiano escrito en términos de campos de izquierdos y derechos. Y se inicia primero con el lagrangiano de Dirac

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi}(\not{p} - m)\psi \quad ; \psi = \psi_L + \psi_R \\ = & (\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R)(\not{p} - m)(\psi_L + \psi_R) \\ = & \bar{\psi}_L \not{p} \psi_L + \bar{\psi}_L \not{p} \psi_R + \bar{\psi}_R \not{p} \psi_L + \bar{\psi}_R \not{p} \psi_R \\ & - \bar{\psi}_L m \psi_L - \bar{\psi}_L m \psi_R - \bar{\psi}_R m \psi_L - \bar{\psi}_R m \psi_R \end{aligned} \quad (1.18)$$

Al final quedándonos con:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_L \not{p} \psi_L + \bar{\psi}_R \not{p} \psi_R - m(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \quad (1.19)$$

De aquí se observa donde buscar la masa de los electrones en el lagrangiano de Weinberg-Salam, se busca un término que contenga la combinación $\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L$ y el cual esperamos sea multiplicado por una cantidad escalar, la que será la masa del electrón que estamos buscando. Estos términos se encontrarán en la interacción de Yukawa:

$$\mathcal{L}_I = -G_e (\bar{L}\phi R + \bar{R}\phi^\dagger L) \quad (1.20)$$

Y se inserta el estado excitado de simetría en esta ecuación y nos queda:

$$\bar{L}\phi R = \bar{e}_L \left(v + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right) e_R \quad (1.21)$$

Y el segundo término queda:

$$\bar{R}\phi^\dagger L = \bar{e}_R \left(v + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right) e_L \quad (1.22)$$

Se puede ver que el campo del neutrino se ha eliminado y esto implica que el neutrino quedara sin masa. Y poniendo ambos términos juntos, se obtiene:

$$\mathcal{L}_{int} = -G_e (\bar{e}_L v e_R + \bar{e}_R v e_L) - G_e \left(\bar{e}_L \frac{h(x)}{\sqrt{2}} e_R + \bar{e}_R \frac{h(x)}{\sqrt{2}} e_L \right) \quad (1.23)$$

El primer término es lo que se esperaba, un escalar multiplicado por $\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L$. Esto predice la masa del electrón $m_e = G_e v$. Y el segundo termino es el acoplamiento entre el bosón de Higgs y los electrones.

El valor de expectación del vacío de Higgs le ha proporcionado la masa al electrón. Usando el valor conocido de v como se determina a partir de la masa del bosón W , se deduce el valor de G_e y, por lo tanto la regla de Feynman $h e^+ e^-$, que es:

$$h\bar{e}e : -iG_e = \frac{-im_e}{v} \quad (1.24)$$

Así, el acoplamiento $h\bar{e}e$ es predicho por el ME una vez que la masa del electrón y v son conocidos. El acoplamiento Higgs-electrón es relativamente pequeño

$$G_e = \frac{m_e}{v} = \frac{511 \text{ keV}}{246 \text{ GeV}} \simeq 2.1 \times 10^{-6} \quad (1.25)$$

Se pueden escribir acoplamientos similares y términos de masa para los leptones muón y tau. El acoplamiento de Yukawa del tau es mayor, aunque aun pequeño:

$$G_\tau = \frac{m_\tau}{v} = \frac{1.78 \text{ GeV}}{246 \text{ GeV}} \simeq 7.2 \times 10^{-3} \quad (1.26)$$

El ME no proporciona ni explica estos números o sus tamaños; son parámetros que se miden. Se espera que una teoría más completa de una explicación del espectro de masa de los fermiones.

1.1.3. Fotones y bosones

Ahora se demostrará que esta teoría predice un fotón sin masa. Esto se hará observando en el lagrangiano donde los campos de norma interactúan con el campo de Higgs. Los acoplamientos mínimos indican que este término involucra la derivada covariante del campo de Higgs: $(D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi)$.

Insertando la version de la ruptura de simetría en el campo de Higgs, la derivada covariante que se obtiene es:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \partial_\mu h(x) \end{pmatrix} = \left[\frac{ig}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} + \frac{ig'}{2} B_\mu \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

Efectuando la multiplicación se obtiene:

$$D_\mu \phi = -\frac{ig}{2} \begin{pmatrix} gv(W_\mu^1 - iW_\mu^2) + \frac{gh(x)}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ i\sqrt{2}\partial_\mu h(x) + v(-gW_\mu^3 + g'B_\mu) + \frac{h(x)}{\sqrt{2}}(-gW_\mu^3 + g'B_\mu) \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

Finalmente si se multiplica por el adjunto se obtiene

$$\begin{aligned} (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) &= \frac{1}{2} [\partial_\mu h(x)]^2 + \frac{g^2 v^2}{4} (W_\mu^1)^2 + \frac{g^2 v^2}{4} (W_\mu^2)^2 \\ &+ \frac{v^2}{4} [(gW_\mu^3 - g'B_\mu)^2] + (\text{Términos}) \end{aligned} \quad (1.29)$$

Usualmente, las masas de los bosones ingresan siempre dentro del lagrangianos en la forma $\frac{1}{2}(masa)^2 \times (campo)^2$, se observa que durante el rompimiento de la simetría del campo del Higgs se entregan partículas vectoriales masivas W_μ^1 y W_μ^2 , con masas de $M_W^2 = g^2 v^2 / 4$. El valor de expectación del vacío del Higgs (v) le ha dado una masa al bosón W , debido a que M_W y g se han medido directamente se puede determinar $v \simeq 246 \text{ GeV}$

La combinación lineal de los campos de norma $(gW_\mu^3 - g'B_\mu)$ también se han vuelto masivos, pero este componente tiene una masa que depende de los tamaños relativos de los acoplamientos constantes g y g' . Las excitaciones de estos 3 campos se convertirán en los bosones vectoriales W^+, W^- y Z_0 .

Para encontrar al fotón sin masa, se nota la ausencia de la combinación lineal ortogonal $(g'W_\mu^3 + gB_\mu)$ y se propone que la combinación de estos campos es proporcional a $A_\mu(x)$, el campo de fotones del electromagnetismo.

Como nuestras partículas dependen de la razón de g y g' , se pueden simplificar las cosas dibujando el triángulo rectángulo con las constantes de acoplamiento g y g' como las longitudes de los lados ortogonales y se define el ángulo de Weinberg $\tan \theta_W = g'/g$ entonces se definen dos nuevos campos Z_μ y A_μ por

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

En término de estos nuevos campos, la ecuación original se convierte:

$$\begin{aligned} (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) &= \frac{1}{2} [\partial_\mu h(x)]^2 + \frac{g^2 v^2}{4} (W_\mu^1)^2 + \frac{g^2 v^2}{4} (W_\mu^2)^2 \\ &+ \frac{g^2 v^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\mu^2 + (\text{Términos}) \end{aligned} \quad (1.31)$$

Y de esta ecuación se puede notar que la masa de la partícula Z^0 es $M_W / \cos \theta_W$.

Capítulo 2

Modelo de Froggat-Nielsen

El Modelo Estándar (SM, por sus siglas al inglés) es uno de los modelos más exitosos en explicar los resultados de los experimentos precisos recientes. Como se ha mencionado hay muchos parámetros libres, en especial en los acoplamientos de Yukawa en el SM. Hay algunas ambigüedades en la realización de las jerarquías de masa de los quarks y leptones y los ángulos de mezcla. Entonces muchos autores han estudiado análisis de textura o modelos de simetría de sabor para dilucidar el origen de la estructura de sabor en una dirección orientada al SM. Froggat y Nielsen propusieron el Mecanismo “Froggatt Nielsen” (FN) el cual introduce una simetría de sabor $U(1)_F$. Tomando asignaciones de cargas $U(1)_F$ relevantes a las diferentes generaciones, la jerarquía de masas quark y la matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) se reproducen naturalmente en el sector de quarks.

Explicar la jerarquía de masas y el patrón de mezcla es un desafío excepcional de la física de partículas. Las masas de los fermiones son parametrizadas por las interacciones de Yukawa del SM de fermiones quirales con un solo doblete de Higgs. Es natural para las dimensiones de los acoplamientos de Yukawa el tomar valores pequeños, dado que las simetrías de sabor quirales se restauran (a nivel árbol) en el límite que estos acoplamientos desaparecen, pero es un total misterio porque estos valores se extienden a más de cinco ordenes de magnitud en un sugerente patrón de jerarquía intergeneracional e intrageneracional.

Además el sector de norma del SM está bien establecido, poco se sabe del sector de Higgs. La física del Higgs puede ser mucho más rica que la formulación mínima del SM, presentando nuevas dinámicas a una escala de TeV tal que pueda ser accesible a experimentos del LHC. Una razón es que los modelos que intentan generar los patrones del rompimiento del SM de Yukawa de la nueva escala dinámica TeV está fuertemente restringidos por búsquedas experimentales de cambio de sabor de corrientes neutras (FCNCs) y la violación de sabor del leptón cargado (CLFV).

El acoplamiento del quark top de Yukawa tiene un valor cercano a uno, sugiriendo que el acoplamiento de Yukawa al SM es la correcta explicación para la masa del top. La pequeñez de los otros Yukawas sugieren que otro o todos los otros quarks y los leptones cargados no se acoplan directamente al rompimiento de simetría electrodébil, el cual en el SM está representado por el valor de expectación del vacío (vev) del escalar de Higgs. Este es un buen punto inicial para construir teorías de sabor para especificar un campo o mecanismo que actúe como mensajero del rompimiento de simetría electrodébil para los otros quarks y leptones.

Una elección simple para un mensajero es un escalar de masa electrodébil que se transforma como un singlete del SM y extiende el sector de Higgs del SM. Se explora la idea de un sector de Higgs extendido relacionado a la generación de la jerarquía de masa fermiónica. Se presenta un marco de trabajo donde el doblete de Higgs H se acopla directamente a un escalar complejo S que es un singlete SM y está cargado bajo una nueva simetría local $U(1)_S$ llevada por un bosón vectorial Z' . Todos los fermiones del SM son singletes bajo esta nueva $U(1)_S$ (además de pequeños efectos de mezcla $Z - Z'$), la cual se rompe espontáneamente en una escala electrodébil por el valor de expectación del vacío de S .

La idea principal del mecanismo FN es que los fermiones del SM lleven diferentes cargas bajo una nueva simetría de sabor, la cual se rompe espontáneamente bajo el valor de expectación del vacío (VEV) de un nuevo

campo escalar $\langle S \rangle$ el también llamado campo de sabor. Junto con el flavon se introduce un número relativamente grande de quarks vectoriales para comunicar la ruptura de la simetría de sabor. El campo de sabor así como todos los nuevos quarks poseen una carga Froggatt-Nielsen. Los acoplamientos de Yukawa de los quarks del SM son generados por diagramas a nivel árbol en cadena, en el que la diferencia de carga FN de los quarks del SM está saturada por una serie de inserciones del campo de flavon. Una vez que el flavon obtiene un VEV, los acoplamientos de Yukawa del SM son generados y son de orden $(Y\langle S \rangle/M)^n$ donde n es la diferencia en la carga FN, Y es un acoplamiento de orden uno entre los nuevos quarks y el flavon y M es la masa de un quarks vectorial. Se define la escala de la nueva física como $\Lambda_S = M/Y$.

La jerarquía en los acoplamientos de Yukawa del SM es entonces dada por la diferencia de potencias de la razón $\langle S \rangle/\Lambda_S$. Se implementa el mecanismo con una simetría global $U(1)_{FN}$ y un escalar S que se elige que tenga carga $Q_{FN}(S) = -1$ bajo la simetría FN.

En nuestro marco de trabajo el singlete escalar S es el mensajero de los fermiones del SM de ambos rompimientos de sabor y rompimiento de simetría electrodébil. Todos los fermiones del SM excepto los dobles de los quarks de la tercera generación Q_{3L} y el top derecho u_{3R} se asume que tienen una carga distinta de cero bajo una simetría de sabor quiral de norma olvidando los acoplamientos de 4 dimensión del SM excepto para el quark top. Se asume que la simetría de sabor se rompe espontáneamente a una escala mayor a 1TeV por el valor de expectación del vacío de uno o más campos escalares complejos “flavones” F_i . Las cargas de sabor de los fermiones del SM ignoran los acoplamientos de 4 dimensiones a otros F_i o al campo de Higgs H .

Introducimos nuevos fermiones que son vectoriales bajo las simetrías de norma y $U(1)_S$; esos fermiones naturalmente adquieren masa >1 TeV que genéricamente se denota como M , y teniendo acoplamientos de 4 dimensiones a ambos F_i y a H . Integrando esos fermiones pesados da altas dimensiones para acoplamientos efectivos de fermiones del SM a H para reemplazar el rol de los acoplamiento de Yukawa en el SM. Esos acoplamientos contienen ruptura de sabor explícito en la forma de $\langle F_i \rangle/M$, el cual tomamos que estará en el orden de 1, o bien ha sido suprimido por potencias de $S^\dagger S/M^2$, cuyos vev que tomamos son del orden de $1/50$.

En nuestro marco de trabajo todas las jerarquías de masa fermiónica SM observadas son generadas por potencias de $\langle S \rangle/M \sim 1/7$, la cual es básicamente la razón de la escala electrodébil a la escala TeV, también llamada “pequeña jerarquía”.

El modelo en nuestro marco de trabajo tiene, además del contenido de partículas del SM, un escalar ligero s que se mezcla con el bosón de Higgs h . Intercambios de s entre fermiones del SM son nueva fuente de FCNC. Hay un extra Z' en la escala EW, pero aparte de pequeñas mezclas $Z - Z'$ no se acoplan a los fermiones del SM. Podría haber otros Z' s y uno o más flavones escalares en la escala TeV; estos también son una nueva fuente de efectos FCNC y CLFV. Se muestra que los patrones de carga de sabor que reproducen las observadas masas fermiónicas del SM y mezclas, también suministra suficiente supresión adicional de los efectos FCNC y CLFV para satisfacer los límites experimentales actuales.

En adición de explicar la jerarquía de masa de los fermiones y su mezcla, los modelos en nuestro marco de trabajo tienen muchas interesantes implicaciones fenomenológicas. Mezcla de un singlete s con el bosón de Higgs H puede causar grandes desviaciones de las predicciones del SM para los decaimientos del Higgs, potencialmente observables en el Tevatron o LHC. La partícula s por sí misma puede ser producida en el LHC, y podría ser confundida con H si resulta ser el eigenestado masivo más ligero.

2.1. Modelo y formalismo

Extendemos la simetría de norma del SM con una simetría local $U(1)_S$ y agregamos un flavon simétrico local el cual en el caso más simple será un $U(1)_F$. Todos los fermiones del SM son neutros con respecto a $U(1)_S$, mientras todos los fermiones del SM excepto los quarks dobles de la tercera generación q_{3L} y el top derecho u_{3R} están cargados bajo el quiral $U(1)_F$. Introducimos un campo escalar S , el cual tiene una carga 1 bajo $U(1)_S$, es neutro bajo la simetría de sabor, y es un singlete del SM. También introducimos uno o más campos escalares complejos F_i , los escalares “flavon”. En el caso más simple habrá solo un flavon escalar F que tendrá carga 1 bajo $U(1)_F$, es neutro bajo $U(1)_S$, y es un singlete del SM. El campo de Higgs H es tomado como neutro bajo $U(1)_S \times U(1)_F$. Asumimos que la carga de flavon de los fermiones del SM son tales que sólo el quark top está permitido

en las interacciones de Yukawa de dimensión 4.

El campo S se asume que entrega un vev que rompe espontáneamente la simetría $U(1)_S$. En el marco de trabajo donde la pequeña jerarquía entre la escala electrodébil y la escala TeV es generada, esto podría ocurrir naturalmente por extender el sector de Higgs para incluir S , con un potencial mezclado. El componente pseudoescalar de S es entonces “comido” para dar masa al bosón de norma Z' de $U(1)_S$. Nótese que el vev de S no rompe por sí mismo alguna simetría de sabor global del SM sin Yukawa; S es sólo el mensajero del rompimiento de sabor, también es sólo un mensajero del rompimiento electrodébil. Esta es una distinción fundamental que permite a S existir en una escala electrodébil sin inducir grandes efectos de violación de sabor inaceptables.

Se supone que los flavones escalares F_i entregan vev's que rompen espontáneamente la simetría local flavon en una escala de TeV, con los componentes pseudoescalares de F_i comidos para dar masa a los bosones de norma flavones. Para preservar la pequeña jerarquía, se asume que la mezcla directa entre los F_i y el sector extendido de Higgs es despreciable.

En este marco de trabajo las interacciones de Yukawa para los quarks y leptones ligeros son reemplazados por operadores de dimensiones superiores que acoplan esos fermiones a H , S , y los F_i . Estos pueden generarse como acoplamientos efectivos integrando nuevos fermiones en la escala TeV. Esos acoplamientos efectivos deberían respetar todas las simetrías de norma del SM, como las $U(1)_S$ y las simetrías flavon. En particular, el $U(1)_S$ campo cargado S puede aparecer solo como potencias de $S^\dagger S/M^2$, donde M denota un parámetro genérico de escala TeV. Potencias de F_i/M y F_i^\dagger/M pueden también aparecer, pero la forma exacta depende de las asignaciones de la carga de flavon de los fermiones del SM. Donde asumimos los vev's de los F_i son del orden de M , se puede absorber la dependencia F_i/M dentro de los acoplamientos complejos dimensionales h_{ij} , donde i, j son etiquetas generacionales; todos esos acoplamientos se considerarán de orden 1.

La jerarquía de masa fermiónica SM es generada de las siguientes interacciones de baja energía efectiva.

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{Yukawa} &= y_{ij}^d \left(\frac{S}{\Lambda}\right)^{n_{ij}^d} \bar{Q}_i H d_{Rj} + y_{ij}^u \left(\frac{S}{\Lambda}\right)^{n_{ij}^u} \bar{Q}_i \tilde{H} u_{Rj} \\ &= y_{ij}^{\mathcal{Q}} \left(\frac{S}{\Lambda}\right)^{n_{ij}^{\mathcal{Q}}} \bar{L}_i H l_{Rj} + y_{ij}^{\mathcal{L}} \left(\frac{S}{\Lambda}\right)^{n_{ij}^{\mathcal{L}}} \bar{L}_i \tilde{H} \nu_{Rj} + h.c. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Los índices $i, j = 1, 2, 3$ vinculan los acoplamientos fundamentales de Yukawa y_{ij} con las correspondientes potencias de S/Λ . El último término asume la presencia de los neutrinos derechos. El campo S entrega un vev a través del potencial.

$$-\mathcal{L}_{potencial} = -\mu_{s1}^2 \chi^* \chi + \lambda_s (\chi^* \chi)^2 + \mu_{s2} (\chi^2 + \chi^{*2}) + \lambda_{HS} (\chi^* \chi) (H^\dagger H) + V(H) \quad (2.2)$$

Por ahora ignoramos las interacciones del portal, λ_{HS} . En esta presencia, la mezcla del Higgs-Flavon y desviaciones de los acoplamientos del Higgs se convierten en una estrategia alternativa para buscar al flavon. Bajo el supuesto $\lambda_{HS} = 0$ el campo físico del flavon está definido por las excitaciones alrededor del vev.

$$\chi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (w e^{i\epsilon} + \chi_1(x) + i\chi_2(x)) \quad (2.3)$$

Las masas de los componentes del escalar y pseudoescalar están dadas por

$$m_{\chi_1} = \mu_{s1} = \sqrt{\lambda_s} w e^{i\epsilon} \quad \text{y} \quad m_{\chi_2} = \sqrt{2\mu_{s2}}$$

Esto significa que la masa del pseudoescalar pion del rompimiento de la simetría queda como un parámetro libre. Si se queda bajo la escala del flavor podemos asumir la jerarquía de la masa

$$m_{\chi_2} < m_{\chi_1} \approx w e^{i\epsilon} < \Lambda \quad (2.4)$$

Para el análisis numérico se asume que ϵ es identificado con el ángulo de Cabibbo

$$\epsilon = (V_{CKM})_{12} \approx 0.23 \quad (2.5)$$

Se supone que las matrices fundamentales de Yukawa son anárquicas y de orden 1

$$|y^{\mu,d,l}| \approx \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Siguiendo el lagrangiano dado en 2.1 los números de inserciones n_{ij} generan los acoplamientos efectivos de Yukawa

$$-\mathcal{L}_{Yukawa} = Y_{ij}^d \bar{Q}_i H d_{R_i} + Y_{ij}^u \bar{Q}_i \tilde{H} u_{R_i} + Y_{ij}^l \bar{L}_i H l_{R_i} + Y_{ij}^v \bar{L}_i \tilde{H} \nu_{R_i} + h.c \quad (2.7)$$

con $Y_{ij} = y_{ij} \epsilon^{n_{ij}}$

Los exponentes n_{ij} de la razón S/Λ pueden ser expresados en términos de las cargas de sabor de los fermiones y bosones de Higgs. Para los quarks se leen

$$\begin{aligned} n_{ij}^d &= a_{Q_i} - a_{d_j} - a_H \\ n_{ij}^u &= a_{Q_i} - a_{u_j} + a_H \end{aligned} \quad (2.8)$$

donde $a_{u_j} = a_{u,c,t}$ y $a_{d_j} = a_{d,s,b}$ denotan las cargas de sabor de las tres generaciones de los singletes del quark, a_{Q_i} son las cargas de sabor de las tres generaciones de los dobletes de quarks, y a_H es la carga de sabor de el Higgs. Para obtener las masas correctas de los quarks en nuestro escenario de referencia establecemos $a_s = +1$, $a_H = 0$, y

$$\begin{pmatrix} a_{Q_1} & a_{Q_2} & a_{Q_3} \\ a_u & a_c & a_t \\ a_d & a_s & a_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3 & 2 & 0 \\ -5 & -2 & 0 \\ -4 & -3 & -3 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Combinado con el acoplamiento de Yukawa de orden uno, da las masas de los quarks

$$m_t \approx \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \frac{m_b}{m_t} \approx \epsilon^3 \quad \frac{m_c}{m_t} \approx \epsilon^4 \quad \frac{m_s}{m_t} \approx \epsilon^5 \quad \frac{m_d}{m_t} \approx \epsilon^7 \quad \frac{m_u}{m_t} \approx \epsilon^8 \quad (2.10)$$

Y las matrices CKM se convierte

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & \epsilon & \epsilon^3 \\ \epsilon & 1 & \epsilon^2 \\ \epsilon^3 & \epsilon^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Los acoplamientos de los fermiones en la base de las masas está ligada a los acoplamientos de Yukawa

$$g_{af_i l_j R}^u \equiv g_{aij}^u = \frac{1}{f} \begin{pmatrix} 8m_u & \epsilon m_c & \epsilon^3 m_t \\ \epsilon^3 m_c & 4m_c & \epsilon^2 m_t \\ \epsilon^5 m_t & \epsilon^2 m_t & 0 \end{pmatrix} \quad g_{aij}^d = \frac{1}{f} \begin{pmatrix} 7m_d & \epsilon m_s & \epsilon^3 m_b \\ \epsilon m_s & 5m_s & \epsilon^2 m_b \\ \epsilon m_b & \epsilon^2 m_b & 3m_b \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

donde los términos fuera de la diagonal omitimos los factores de orden uno. El hecho de que el flavon no se acople al quark top refleja nuestra suposición de que el término correspondiente del lagrangiano comienza en ϵ^0 , es decir sin una supresión f/Λ

En el sector leptónico los exponentes análogos a la ecuación (2.1) está dada por

$$\begin{aligned} n_{ij}^l &= a_{L_i} - a_{l_j} - a_H \\ n_{ij}^v &= a_{L_i} - a_{\nu_j} + a_H \end{aligned} \quad (2.13)$$

en términos de las 10 cargas de sabor. Como en el sector de quarks, escogemos las cargas para reproducir las masas de los leptones y los patrones de mezcla.

$$\begin{pmatrix} a_{L1} & a_{L2} & a_{L3} \\ a_{\nu_e} & a_{\nu_\mu} & a_{\nu_\tau} \\ a_{\nu_e} & a_{\nu_\mu} & a_{\nu_\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -24 & -21 & -20 \\ -8 & -5 & -3 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Las cargas de los neutrinos puede ser pequeña si los términos de masa de Majorana existen. Una forma atractiva de implementar esto es asumir la carga de sabor de $\nu_R = 1/2$, tal que

$$\mathcal{L}_{Majorana} = M_\nu \nu_R \nu_R, \quad (2.15)$$

con $M_\nu = f$. Esto nos da las razones de los leptones.

$$\frac{m_\tau}{m_t} \approx \epsilon^3 \quad \frac{m_\mu}{m_t} \approx \epsilon^5 \quad \frac{m_e}{m_t} \approx \epsilon^9 \quad \frac{m_{\nu_1}}{m_t} \approx \epsilon^{25} \quad \frac{m_{\nu_2}}{m_t} \approx \epsilon^{21} \quad \frac{m_{\nu_3}}{m_t} \approx \epsilon^{20} \quad (2.16)$$

Y la matriz de mezcla leptónica:

$$U_{PMNS} \approx \begin{pmatrix} 1 & \epsilon & \epsilon \\ \epsilon & 1 & 1 \\ \epsilon & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

De nuevo los acoplamientos del flavon están relacionados a los acoplamientos de Yukawa. El módulo de las correcciones de orden uno en los términos fuera de la diagonal de

$$g_{af_i L f_j R}^l \equiv g_{aij}^l = \frac{1}{f} \begin{pmatrix} 9m_e & \epsilon m_\mu & \epsilon m_\tau \\ \epsilon^3 m_\mu^3 & 5\epsilon m_\mu & \epsilon^2 m_\tau \\ \epsilon^5 m_\tau & \epsilon^2 m_\tau & 3m_\tau \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

En todos los casos, los acoplamientos escalares correspondientes a los fermiones, excepto para el top de Yukawa, puede ser leído de la ecuación (2.12) y la ecuación (2.18). Siguiendo la definición del campo en la ecuación (2.3) usamos la notación

$$g_{ij} \equiv g_{s f_i L f_j R} = i g_{a f_i L f_j R} \quad (2.19)$$

Los campos escalares se escriben de la manera siguiente:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h + i\sigma) \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

$$\chi = -\frac{1}{\sqrt{2}}(w e^{i\xi} + \chi_1 + i\chi_2) \quad (2.21)$$

donde los G_i son los bosones de Goldstone, v y u son los valores de expectación del vacío (vev) del doblete SM y del singlete FN, respectivamente y s y p son los componentes reales e imaginarios del campo del flavon S .

El potencial escalar del modelo se escribe como

$$V = V_\phi + V_S + V_{\phi S} \quad (2.22)$$

donde V_ϕ incluye los términos cuadráticos y cuárticos del doblete,

$$V_\phi = \mu_D \Phi^\dagger \Phi + \lambda_D (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (2.23)$$

Para el singlete,

$$V_S = \mu_{s1} \chi^* \chi + \mu_{s2} (\chi^{*2} + \chi^2)^2 + \lambda_{s1} (\chi^* \chi)^2 + \lambda_{s2} (\chi^* \chi) (\chi^{*2} + \chi^2) + \lambda_{s3} (\chi^{*4} + \chi^4) + \kappa_1 (\chi^* + \chi) + \kappa_2 (\chi^{*3} + \chi^3) + \kappa_3 (\chi (\chi^* \chi) + \chi^* (\chi^* \chi)). \quad (2.24)$$

Los términos de acoplamiento ente doblete-singlete son:

$$V_{\phi S} = \Lambda_1 (\Phi^\dagger \Phi) (\chi^* \chi) + \Lambda_3 (\Phi^\dagger \Phi) (\chi^{*2} + \chi^2) + \kappa_4 (\Phi^\dagger \Phi) (\chi^* + \chi). \quad (2.25)$$

Capítulo 3

Fenomenología del sector de Higgs

Una de las herramientas empleadas para la fenomenología de la física de partículas es la introducida en 1949 por el físico Richard Feynman, los conocidos diagramas de Feynman, los cuales describen posibles procesos de decaimientos, fases intermedias en una colisión, etc. [28]

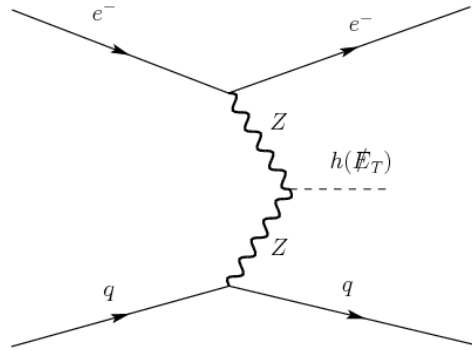


Figura 3.1: Diagrama de Feynman de producción con Corriente Neutra de un Higgs.

Al leer el diagrama de la Figura (3.1) se emplean las reglas de Feynman para cada línea en él, para así poder tener las amplitudes y los anchos de decaimiento [29], y con ellos poder medir los anchos de decaimientos de las partículas, así como también las razones de decaimiento que son probabilidades; en este trabajo se muestran las razones de decaimiento para los bosones de Higgs a nivel árbol.

3.1. Producción y posibles decaimientos de bosones de Higgs neutros

Los bosones de Higgs neutros pueden ser producidos en los siguientes procesos:

1. **Fusión de gluones**, este proceso¹ el que se empleo en la búsqueda del bosón de Higgs, dicho proceso es tal que $gg \rightarrow S_i S_j$ donde $S_{i,j} = h^0, H^0$.
2. **Fusiones de bosones vectoriales** ($VV \rightarrow h^0, H^0$), este es el segundo en donde se consideró la búsqueda del bosón Higgs en el LHC y sólo está permitido para Higgs CP pares (h^0, H^0).

¹El cual se calcula a nivel de un loop.

CAPÍTULO 3. FENOMENOLOGÍA DEL SECTOR DE HIGGS

3.1. PRODUCCIÓN Y POSIBLES DECAIMIENTOS DE BOSONES DE HIGGS NEUTROS

3. **Colisiones electrón positrón** (e^+e^-), donde podemos encontrar bosones de Higgs neutros como estados finales, estos son $e^+e^- \rightarrow A^0H^0, e^+e^- \rightarrow Z^0H^0$.
4. **Colisiones protón protón** (pp), donde este proceso es dado como $p + p \rightarrow h^0 + X$ donde X es cualquier partícula que cumpla con los principios de conservación.
5. **Dispersión de retroceso de haz láser (Backscattered laser beam)**, donde dos fotones dan origen a un Higgs ($\gamma\gamma \rightarrow Higgs$).

El la Figura 3.2 se muestran los diagramas de Feynman para los procesos de producción.

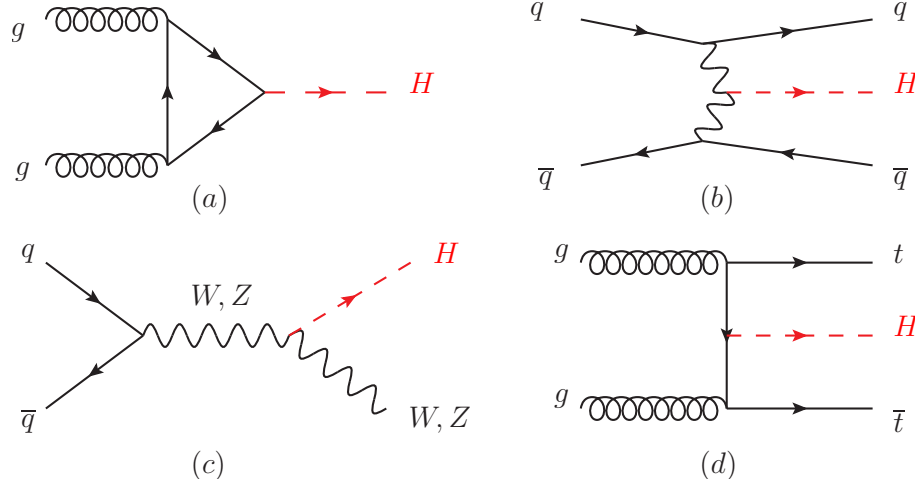


Figura 3.2: Diagrama de Feynman de producción de Higgs: a) por fusión de gluones, b) fusión de bosones débiles, c) colisiones partícula-antipartícula, d) producción asociada a quarks top.

Aquí estudiaremos los posibles decaimientos de bosones de Higgs neutros, que pueden decaer² a un número de partículas ya sea a dos o tres cuerpos³, los cuales pueden ocurrir a nivel árbol o a nivel de un loop. Los decaimientos que se presentan en esta tesis son a dos cuerpos.

Dentro de los posibles decaimientos a dos cuerpos tenemos:

1. **A dos fermiones**, ($\phi^0 \rightarrow \bar{f}f$) (ME).
2. **A dos bosones**, ($\phi^0 \rightarrow \bar{V}_iV_j$) con $V_i = Z^0, W^\pm, \gamma, g$ (ME), pueden haber a nivel de un loop (como $\phi^0 \rightarrow Z\gamma, \phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$).
3. **A dos bosones**, donde uno es virtual ($\phi^0 \rightarrow V^*V$) (a nivel de un loop), estos decaimientos son buenos para búsquedas con alta luminosidad.
4. **A dos bosones de Higgs**, pares de neutros, pares de cargados, pares de Goldstone, o combinación de Goldstone y cargados.
5. **A dos hadrones**, ($\phi^0 \rightarrow \Pi^+\Pi^-, \phi^0 \rightarrow K\bar{K}$).

²Note que también puede existir procesos de colisiones mediados por bosones de Higgs neutros.

³Por ejemplo: $H^0 \rightarrow t\bar{b}W^-, t\bar{t}h^0, b\bar{b}h^0, h^0h^0h^0; A^0 \rightarrow t\bar{b}W^-, h^0h^0Z$, este tipo de decaimientos no están presentes en el ME.

3.2. Decaimientos de Higgs neutros en el SM y SM-FN

Los decaimientos de bosones de Higgs neutros dependen del modelo teórico que se emplee, ya que los acoplamientos de los vértices ⁴ son dados en el mismo contexto. En el SM-FN se consideran decaimientos a fermiones y a bosones, donde los decaimientos a bosones pueden presentar FCNC, debido a los acoplamientos Higgs-fermión del modelo, los bosones pueden ser bosones de norma, bosones virtuales o bosones de Higgs. Los decaimientos que se analizarán son [29]:

1. **A dos fermiones:** $\phi^0 \rightarrow \bar{f}_i f_j$, donde $\phi^0 = h^0, H^0, A^0$ y $f_i = l_i, q_i$.
2. **A dos bosones:** $\phi^0 \rightarrow \bar{V}_i V_j$, donde $\phi^0 = H^0, h^0, V_i = Z^0, W^\pm$. Notemos que no hay decaimientos del pseudoescalar A^0 dado que no hay acoplamientos a nivel árbol de pares de vectores bosónicos.
3. **A dos bosones donde uno es virtual:** $H^0, h^0 \rightarrow V^* V$ (estos decaimientos son a nivel árbol en 2HDM-III) donde el decaimiento $h^0 \rightarrow V^* V$ es permitido para $m_V < m_h < 2m_V$.
4. **A dos bosones de Higgs:** $H^0 \rightarrow h^0 h^0, H^0 \rightarrow A^0 A^0$.
5. **A un bosón de norma y a un bosón de Higgs:** Sólo es permitido el decaimiento $A^0 \rightarrow Zh^0$.
6. **A gluones:** $\phi^0 \rightarrow gg$, donde $\phi^0 = h^0, H^0, A^0$.

3.2.1. Anchos de decaimiento

Bosones de Higgs decayendo a dos fermiones

Definimos el ancho de decaimiento para los 18 posibles decaimientos⁵ fermiónicos de cada bosón de Higgs neutro en el SM-FN como sigue:

$$\Gamma_{f_i \bar{f}_j}(m_i, m_j, m\phi^0, Nc, n, \xi_{ij}) = \left(\frac{Nc}{8\pi(m\phi^0)^3} \right) \left(\frac{g}{2m_W} \right)^2 \xi_{ij}^2 \left((m\phi^0)^2 - (m_i + m_j(-1)^n)^2 \right) \cdot \left((m_i^2 - m_j^2 - (m\phi^0)^2)^2 - 4m_j^2(m\phi^0)^2 \right)^{1/2}, \quad (3.1)$$

donde $Nc = 1(3)$ para leptones (quarks), n es par para h^0, H^0 ; e impar para A^0 ; y $\phi^0 = h^0, H^0, A^0$. El parámetro ξ_{ij} toma diferentes valores que se listan en la Tabla (3.1):

Bosón de Higgs decayendo a dos bosones

En el SM tenemos 11 decaimientos a bosones de norma⁶. Para decaimientos de bosones de Higgs a dos bosones de norma, las razones de decaimientos están dadas [30] por:

$$\Gamma(h^0 \rightarrow VV) = \frac{g^2 m_{h^0}^3}{k_V 64 \pi m_W^2} \sin^2(\beta - \alpha) \sqrt{1 - 4 \frac{m_V^2}{m_h^2}} \times \left(1 - 4 \frac{m_V^2}{m_h^2} + \frac{3}{4} \left(4 \frac{m_V^2}{m_h^2} \right)^2 \right) \quad (3.2)$$

donde $k_V = 1$ para $V = W$, $k_V = 2$ para $V = Z$, $\tau_q = \frac{4m_q^2}{m_{\phi^0}^2}$.

Para estos decaimientos debemos tener en cuenta que se debe cumplir $m_{higgs} > 2m_{V,g}$ para que sean cinemáticamente permitidos.

⁴Los cuales brindan la información para las razones de decaimiento.

⁵9 sin cambio de sabor (6 a pares de quarks y 3 a pares de leptones) y 9 con cambio de sabor (6 a pares de quarks y 3 a pares de leptones).

⁶4 para h^0 , 6 para H^0 , 1 para A^0 .

CAPÍTULO 3. FENOMENOLOGÍA DEL SECTOR DE HIGGS
3.2. DECAIMIENTOS DE HIGGS NEUTROS EN EL SM Y SM-FN

Proceso	SM-FN	ME
$\chi_1 \rightarrow e_i \bar{e}_j$	$-6i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) a \mathcal{E}^5$	$m_{e_i} \delta_{ij}$
$\chi_1 \rightarrow \mu_i \bar{\mu}_j$	$-2i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) b \mathcal{E}$	$m_{\mu_i} \delta_{ij}$
$\chi_1 \rightarrow \mu_i \bar{e}_j$	$-4i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) c \mathcal{E}^5$	
$\chi_1 \rightarrow \tau_i \bar{e}_j$	$-6i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) e \mathcal{E}^5$	
$\chi_1 \rightarrow e_i \bar{\mu}_j$	$-4i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) c \mathcal{E}^5$	
$\chi_1 \rightarrow e_i \bar{\tau}_j$	$-6i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) e \mathcal{E}^5$	
$\chi_2 \rightarrow e_i \bar{e}_j$	$6i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) a \mathcal{E}^5$	$m_{e_i} \delta_{ij}$
$\chi_2 \rightarrow \mu_i \bar{\mu}_j$	$2i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) b \mathcal{E}$	$m_{\mu_i} \delta_{ij}$
$\chi_2 \rightarrow \mu_i \bar{e}_j$	$4i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) c \mathcal{E}^5$	
$\chi_2 \rightarrow \tau_i \bar{e}_j$	$6i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) e \mathcal{E}^5$	
$\chi_2 \rightarrow e_i \bar{\mu}_j$	$4i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) c \mathcal{E}^5$	
$\chi_2 \rightarrow e_i \bar{\tau}_j$	$6i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) e \mathcal{E}^5$	

Tabla 3.1: Valores de ξ_{ij} de acuerdo al tipo de decaimiento y modelo empleado.

Decaimiento $S^0 \rightarrow Z^0 h^0$

La única posibilidad de que un bosón de Higgs neutro pseudo-escalar (A^0) decaiga en dos bosones, es mediante un decaimiento a un Z^0 y un h^0 , donde la razón de decaimiento es dada [30] por:

$$\Gamma(A^0 \rightarrow Z^0 h^0) = \frac{g^2 \lambda^{1/2} \cos^2(\beta - \alpha)}{64\pi m_{A^0}^3 \cos^2 \theta_W} \left(m_Z^2 - 2(m_{A^0}^2 + 2m_{h^0}^2) + \frac{(m_{A^0}^2 - m_{h^0}^2)^2}{m_Z^2} \right). \quad (3.3)$$

Con $\lambda^{1/2} = \left((m_{Z^0}^2 + m_{h^0}^2 - m_{A^0}^2)^2 - 4m_{Z^0}^2 m_{h^0}^2 \right)^{1/2}$.

Notemos que no hay acoplamientos a nivel árbol de A^0 a pares de bosones vectoriales, como una consecuencia de asumir conservación de CP en el sector de Higgs. Note también que $H^0 \rightarrow Z^0 h^0$ y $H^0 \rightarrow Z^0 A^0$ no están permitidos ya que no hay acoplamientos.

3.2.2. Razones de decaimiento.

Para calcular las razones de decaimiento de bosones de Higgs neutros, esto es; la probabilidad de que un bosón de Higgs neutro pueda decaer en un par de partículas como las mencionadas, debemos de calcular el ancho total de decaimiento dada por la suma de todos los anchos de decaimiento como se muestra.

$$\Gamma_{Tot} = \sum_{X,Y} \Gamma(\phi \rightarrow XY). \quad (3.4)$$

Así entonces la razón de decaimiento para el proceso $\phi \rightarrow ab$ está dado por:

$$BR(\phi \rightarrow ab) = \frac{\Gamma(\phi \rightarrow ab)}{\Gamma_{Tot}}. \quad (3.5)$$

3.3. Restricciones

Las constricciones son dadas por:

1. **SIMETRÍA CUSTODIAL $SU(2)_c$.** En modelos extendidos con uno o más multipletes, más allá de dobletes hay la posibilidad de tener $\rho \neq 1$ a nivel árbol. Se sabe que $\rho = 1$ a nivel árbol en un sector de Higgs que contiene sólo singletes y dobletes. En un sector de Higgs en general el parámetro ρ es dado por:

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{\sum_k 2(T_k(T_k + 1) - Y_k^2/4)v_k^2 + \sum_i 2T_i(T_i + 1)v_i^2}{\sum_k v_k^2 Y_k^2}, \quad (3.6)$$

donde k corre sobre todos los multipletes complejos, i corre sobre todos los multipletes reales en el sector de Higgs. Los valores de expectación del bosón de Higgs v_k y v_i para cada multiplete son definidos como:

$$\begin{aligned} \langle \phi_k^0 \rangle &= \frac{v_k}{\sqrt{2}}, \\ \langle \eta_i^0 \rangle &= v_i \end{aligned} \quad (3.7)$$

Para representaciones complejas y reales respectivamente, experimentalmente ρ se ha visto que es muy cercano a uno; en particular $\Delta\rho \equiv \rho - 1 = (3.9 \pm 1.2) \times 10^{-3}$. Ciertos multipletes satisfacen automáticamente $\rho = 1$. Estos son multipletes para los cuales:

$$(2T + 1)^2 - 3Y = 1. \quad (3.8)$$

Esta ecuación es satisfecha por el singlete $(T, Y) = (0, 0)$, el doblete familiar $(1/2, 1)$ y una serie de complicados multipletes $(3, 4)$, $(25/2, 15)$, etc. Los sectores de Higgs que contienen sólo multipletes de este tipo conducen $\rho = 1$ sin ningún ajuste de los parámetros del potencial de Higgs.

2. **CONSTRICCIONES DE TRIVIALIDAD.** La masa del bosón de Higgs del ME, depende del valor de la constante de acoplamiento λ y el valor de expectación de la energía del vacío v , la constricción de que λ sea distinto de cero y finito hasta una escala determinada Λ se conoce como constricción de trivialidad. El que λ sea finita es necesario para las observables físicas, de otra forma las interacciones tendrían intensidad infinita por lo que λ no diverge, en aproximaciones a dos lazos λ alcanza un valor asintótico de 24 independientemente del valor inicial. Otros autores usan la condición de trivialidad dada por:

$$\frac{M_h^2}{v^2} < \frac{8\pi^2}{3}, \quad (3.9)$$

donde obtienen una cota superior a la masa del Higgs dada por $M_h < 816 \text{ GeV}$.

3. **CONSTRICCIONES DE ESTABILIDAD DEL VACÍO.** Esta constricción consiste en, que el potencial de Higgs

$$\begin{aligned} V(\phi) &= \frac{m^2}{2} |\phi|^2 + \frac{\lambda}{4} (|\phi|^2)^2 \\ &= -\frac{\mu^2}{2} |\phi|^2 + \frac{\lambda}{4} (|\phi|^2)^2, \end{aligned}$$

sea estable (esto es que sea acotado inferiormente), se requiere que $\lambda > 0$ (de lo contrario habría inestabilidad), esto implica una cota inferior ($m_h \gtrsim 130 \text{ GeV}$) para la masa del bosón de Higgs construida del acoplamiento de Yukawa del quark top, pero el vacío debe tener una vida suficientemente larga, es decir debe ser meta-estable por lo que se obtiene una cota inferior dada por $m_h \gtrsim 115 \text{ GeV}$

CAPÍTULO 3. FENOMENOLOGÍA DEL SECTOR DE HIGGS

3.3. RESTRICCIONES

En la siguiente tabla se muestran algunas de las restricciones que se han encontrado a la masa del bosón de Higgs del ME.

Año	Lugar	Autor	Método	Límites de m_h
			Si $\lambda < 1$, de $m_h = (2\lambda)^{1/2}v$.	$m_h < 350$ GeV.
1976		Linde-Weinberg	Cota de Linde-Weinberg para λ muy pequeñas.	$m_h > 7.9$ GeV.
1979		Coleman-Weinberg	Conjetura de Coleman-Weinberg para $\mu^2 = 0$ por correcciones radiactivas.	$m_h \simeq 11$ GeV.
1995	Escocia y Dinamarca	Froggatt-Nielsen	Imponiendo la constricción de el potencial de Higgs con 2 mínimos .	$m_h = 135 \pm 9$ GeV.
2001	Escocia y Dinamarca	Froggatt-Nielsen-Takanishi	Imponiendo la metaestabilidad del vacío .	$m_h = 121.8 \pm 11$ GeV.
2007	NY University	E.L. Schüicking	Usando solo un ME de leptones .	$m_h = 115.3$ GeV.
2009	Rusia y Polonia	Arbuzov et all	Analizando el CMB .	$m_h = 118$ GeV.
2009	Tokyo	Kitasawa	Fórmula de Kitasawa .	$m_h = 120.61$ GeV.
2009		L. Popa	Ajustes de función de Hubble y potencial de Higgs a 5 años de datos de WMAP.	exc. $143.7 < m_h < 167$ GeVs.
2010	Tevatron	Julien Baglio y Abdelhak Djoadi	En procesos de producción de gluones.	exc. $158 < m_h < 175$ GeV 95% CL.
2010	UNAM	Jens Erler	Con precisión electrodébil con datos del Tevatron .	$115 < m_h < 148$ GeV 90% CL.
2011 EPS Grenoble	ATLAS y CMS col.	W. Bill Murray	Búsquedas $H \rightarrow \tau\tau$.	exc. $155 - 206$ GeV y $295 - 450$ GeV.
2011 EPS Grenoble	Tevatron	Eric James	Búsquedas en $gg \rightarrow h^0$ en términos de un modelo de 4 ^{ta} generación.	exc. obs. $124 < m_h < 286$ GeV .
2011 EPS Grenoble	CDF		$h \rightarrow \gamma\gamma+h \rightarrow WW$.	$m_h > 114.8$ GeV
nov. 2011	HCS, Carleton Un.	Fabien Tarrade	Combinación de datos de ATLAS .	exc. esperada 131-450 GeV.
nov. 2011	HCS, Carleton Un.	Fabien Tarrade	Incluyendo 4ta generación.	exc. observada 119-593 GeV.

Tabla 3.2: Algunas cotas de la masa del bosón de Higgs impuestas con el paso del tiempo.

Como se puede apreciar los límites de la masa del bosón de Higgs fueron cambiando con tal de dar un valor aproximado de la masa del bosón de Higgs Todo este esfuerzo en conjunto con CERN, dio como fruto el descubrimiento del bosón de Higgs en los experimentos ATLAS y CMS en LHC,

en las Figuras (3.3),(3.4) se muestran los análisis pertinentes a los datos capturados por el experimento.

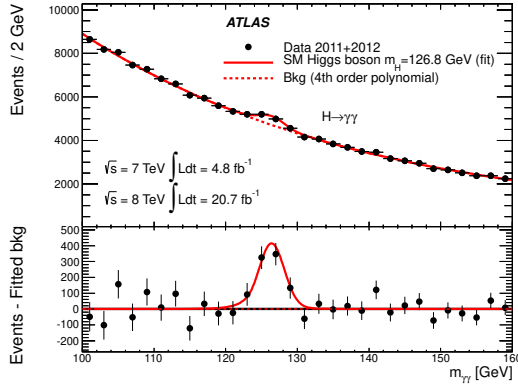


Figura 3.3: Distribución de masa en el canal $\gamma\gamma$; pico observado por ATLAS.

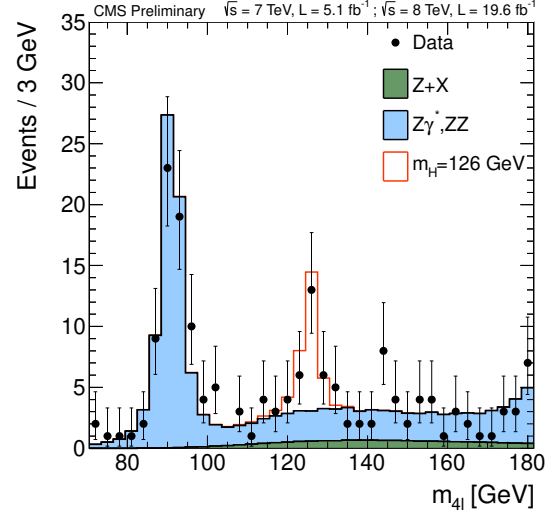


Figura 3.4: Distribución de masa m_{4l} combinada, observada por CMS.

LHC dio a conocer la noticia del descubrimiento del bosón de Higgs, en el proceso $h \rightarrow \gamma\gamma$ donde para una masa del Higgs de 125 GeV se tiene una razón de decaimiento $BR(h \rightarrow \gamma\gamma) = 2.27 \times 10^{-3}$, mientras que en el proceso $h \rightarrow b\bar{b}$ (que es el más probable a ocurrir), con un $BR(h \rightarrow b\bar{b}) = 5.84 \times 10^{-1}$ la observación no tuvo lugar, esto debido a que la incertidumbre relativa en el proceso $h \rightarrow \gamma\gamma$ es mayor que en el proceso $h \rightarrow b\bar{b}$.

Para una masa de Higgs dada, la sensibilidad del canal de búsqueda depende de la sección transversal de producción del bosón de Higgs, de su fracción de ramificación de decaimiento, así como también la resolución de masa reconstruida, la eficiencia de selección y el nivel de fondo en el estado final.

Para la masa de Higgs en el rango de $m_h \in [110, 150]$ MeV, se listan los procesos con importancia para el experimento LHC [18], en donde l indica algún leptón. Los BR^7 se calculan a partir de los anchos de decaimiento,

Canal de Decaimiento	Resolución de Masa
$h \rightarrow \gamma\gamma$	1-2 %
$h \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$	1-2 %
$h \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_l l'^-\bar{\nu}_{l'}$	20 %
$h \rightarrow b\bar{b}$	10 %
$h \rightarrow \tau^+\tau^-$	15 %

Tabla 3.3: Canales principales de decaimiento para $m_h = 125$ GeV.

que vienen a su vez de los diagramas de Feynman, que sirven de herramienta en los cálculos de procesos como los vistos hasta ahora; antes de todo lo anterior es necesario conocer la dinámica de las partículas fundamentales de SM, y como también se mencionó, la función encargada de explicar la dinámica es la bien conocida lagrangiana en donde se identifican términos de masa y de interacción; veamos entonces en el siguiente capítulo acoplamientos de partículas en el contexto del 2HDM.

En el SM los principales mecanismos de producción de un bosón de Higgs en un colisionador de hadrones, se originan a partir de los acoplamientos dominantes del bosón de Higgs a las partículas pesadas, esto es, a los bosones vectoriales masivos W y Z , al quark top y en menor medida al quark bottom.

En el SM una vez que la masa del Higgs se fija, el perfil de esta partícula se determina de manera única.

⁷Razones de Decaimiento.

Los acoplamientos del bosón de Higgs a los bosones de norma y los fermiones tenderá a decaer al conjunto de partículas con la mayor masa cinemática permitida. Dado que las masas de los bosones de norma y fermiones son conocidas (las masas de los electrones y de los quarks ligeros son muy pequeñas para ser relevantes) todas las anchuras parciales de los decaimientos a nivel árbol del bosón de Higgs se pueden predecir.

$$\mathcal{L}_Y = \sum_{m,n=1}^3 \alpha_{mn} \left(\frac{S}{\Lambda} \right)^{h_m + \alpha_n} \bar{L}'_{Lm} \Phi_1 \ell'_{Rn} + h.c.. \quad (3.10)$$

donde h_m y α_n son las cargas bajo la simetría de sabor $U(1)$ de los leptones, Λ es el parámetro de la escala de la nueva física, se considera del orden de $10^3 - 10^4$ GeV. Los acoplamientos de los campos escalares χ_1 y χ_2 a dos leptones generan procesos con cambio de sabor entre el electrón, muón y el tau a nivel de árbol. Los vértices correspondientes para los acoplamientos $\bar{\tau}e\chi_1$, $\bar{e}e\chi_1$, $\bar{\tau}e\chi_2$, $\bar{e}e\chi_2$, $\bar{\tau}e\chi_1$, $\bar{\mu}\mu\chi_1$ y $\bar{e}\mu\chi_2$.

$$\begin{aligned} g_{e\bar{e}}^{\chi_1} &= -6i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) a \mathcal{E}^5, & \gamma^5 g_{e\bar{e}}^{\chi_2} &= 6\gamma^5 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) a \mathcal{E}^5 \\ g_{\mu\bar{\mu}}^{\chi_1} &= -2i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) b \mathcal{E}, & \gamma^5 g_{\mu\bar{\mu}}^{\chi_2} &= 2\gamma^5 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) b \mathcal{E} \\ g_{\mu\bar{e}}^{\chi_1} &= -4i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) c \mathcal{E}^5, & \gamma^5 g_{\mu\bar{e}}^{\chi_2} &= 4\gamma^5 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) c \mathcal{E}^5 \\ g_{\tau\bar{e}}^{\chi_1} &= -6i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) e \mathcal{E}^5, & \gamma^5 g_{\tau\bar{e}}^{\chi_2} &= 6\gamma^5 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) e \mathcal{E}^5 \\ g_{e\bar{\mu}}^{\chi_1} &= -4i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) c \mathcal{E}^5, & \gamma^5 g_{e\bar{\mu}}^{\chi_2} &= 4\gamma^5 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) c \mathcal{E}^5 \\ g_{e\bar{\tau}}^{\chi_1} &= -6i \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) e \mathcal{E}^5, & \gamma^5 g_{e\bar{\tau}}^{\chi_2} &= 6\gamma^5 \left(\frac{m_\tau}{\Lambda} \right) e \mathcal{E}^5 \end{aligned} \quad (3.11)$$

Capítulo 4

Anchos de decaimiento

En este capítulo presentamos los resultados obtenidos del cálculo $BR(h \rightarrow XY)$, en el modelo SM-FN. Para un análisis general del espectro de masas del modelo no se fija la masa del bosón de Higgs tipo SM, sino que se deja variar su masa como función de la fase ξ (ver Figura ??), así como las masas correspondientes al resto del espectro escalar.

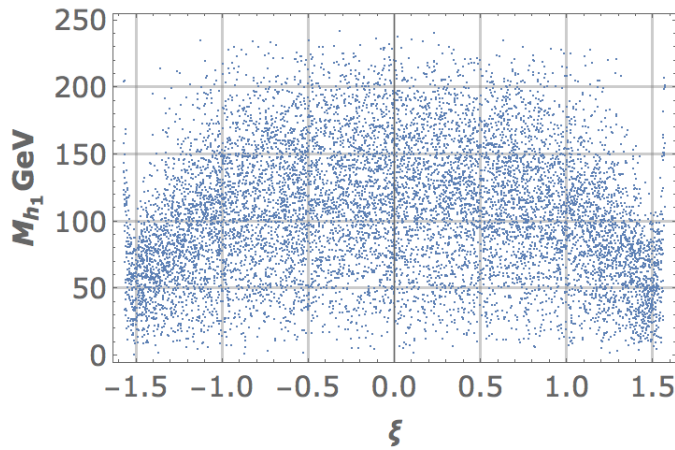


Figura 4.1: Masa del Higgs neutro, h_1 , siendo este el referente al Higgs del Modelo Estándar.

4.1. Masas de los bosones de Higgs neutros

Se muestran los diferentes valores de masa M_{h_1} , M_{h_2} y M_{h_3} como función del parámetro de fase CPV ξ en el intervalo permitido $-\pi/2 < \xi < \pi/2$ rad, Figuras 4.1-4.3. El estado de masa más ligero es el asignado equivalente al estado SM de Higgs $M_{h_1} \sim M_{h_{SM}}$. Por otro lado la relación entre los otros dos estados de masa neutra, M_{h_2}/M_{h_3} , en función del mismo parámetro de fase CPV, Figura 4.4.

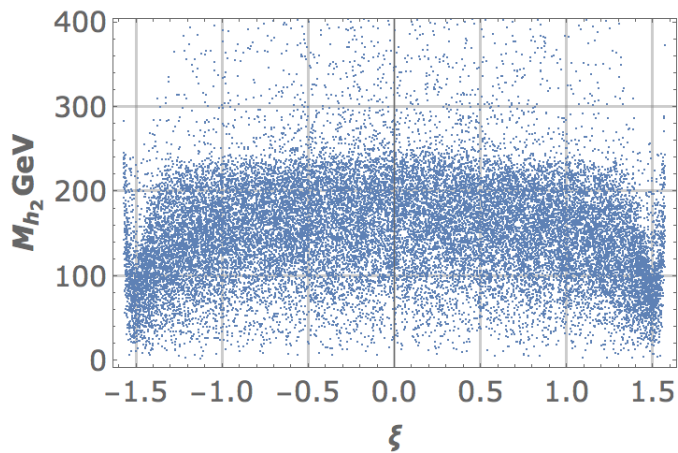


Figura 4.2: Masa del Higgs Neutro h_2 , el Flavon.

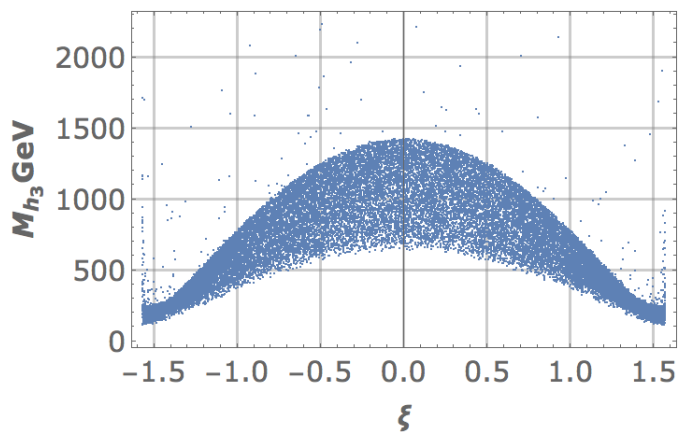


Figura 4.3: Masa del Higgs Neutro h_3 , el pseudoescalar.

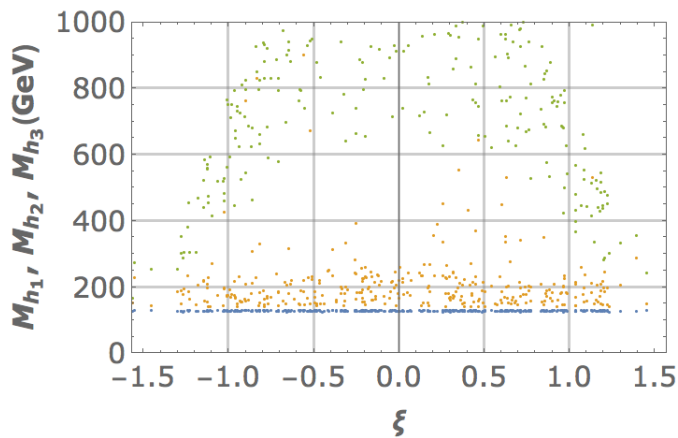


Figura 4.5: Las 3 masas de Higgs comparadas, como función del parámetro de fase CPV en el intervalo permitido $-\pi/2 < \xi < \pi/2$ rad.

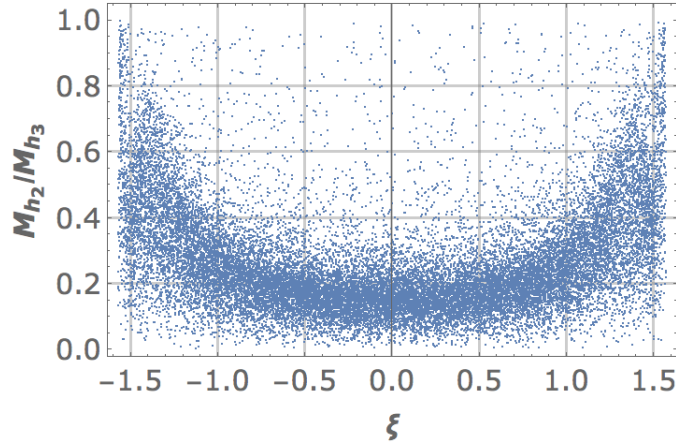


Figura 4.4: Relación entre el Flavon y el pseudoescalar.

Para hacer estos cálculos se utiliza el programa *Wolfram Mathematica*. Lo primero que se hace dentro de este es denotar como está definido el potencial del modelo, el cual para nuestra comodidad esta representado de la forma $V_{IDMS} = V_{SM} + V_S + V_{DS}$. Siendo el primer término de esta el potencial del Modelo Estándar, segundo el potencial del singlete y tercero el potencial de la mezcla entre el singlete y el doblete. Todos estos tienen la forma de:

$$\begin{aligned}
 V_{SM} &= \mu_D(\Phi^\dagger \Phi) + \lambda_D(\Phi^\dagger \Phi)^2 \\
 V_S &= \mu_{S1}\chi^* \chi + \mu_{S2}(\chi^{*2} + \chi^2) + \lambda_{S1}(\chi^* \chi)^2 + \lambda_{S2}\chi^* \chi(\chi^{*2} + \chi^2) + \lambda_{S3}(\chi^{*4} + \chi^4) \\
 &\quad + \kappa_1(\chi^* + \chi) + \kappa_2(\chi^{*3} + \chi^3) + \kappa_3(\chi(\chi^* \chi) + \chi^*(\chi^* \chi)) \\
 V_{DS} &= \Lambda_1(\Phi^\dagger \Phi)(\chi^* \chi) + \Lambda_3(\Phi^\dagger \Phi)(\chi^{*2} + \chi^2) + \kappa_4(\Phi^\dagger \Phi)(\chi^* + \chi)
 \end{aligned}$$

donde el doblete y singlete están representados, respectivamente:

$$\begin{aligned}
 \Phi &= \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h + i\sigma) \end{pmatrix} \\
 \chi &= \frac{1}{\sqrt{2}}(we^{i\xi} + i\chi_1 + i\chi_2)
 \end{aligned}$$

Después se define el potencial V y sus componentes, quedando el doblete y el singlete:

$$\begin{aligned}
 \Phi &= \begin{pmatrix} \phi_1 + \phi_2 \\ \phi_3 + \phi_4 \end{pmatrix} \\
 \chi &= (\phi_5 + i\phi_6)
 \end{aligned}$$

A continuación se expandieron las funciones complejas para sustituir estas en los potenciales. Se redefinieron cada uno de los términos considerando que todos los parámetros son reales. Luego se aplican las constricciones

$$\lambda_{S2} = \lambda_{S3} = \kappa_1 = \kappa_4 = \kappa_5 = \Lambda_2 = \Lambda_3 = \Lambda_4 = 0$$

De aquí, aplicando las simplificaciones correspondientes se obtienen el potencial invariante ante CP. Después rompemos la simetría y se eligen los vev's como:

$$\begin{aligned}
 \phi_3 &= v1 \\
 \phi_5 &= w \cos \xi
 \end{aligned}$$

CAPÍTULO 4. ANCHOS DE DECAIMIENTO
4.1. MASAS DE LOS BOSONES DE HIGGS NEUTROS

$$\phi_6 = w \text{sen } \xi$$

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$$

Finalmente, se calcula el mínimo al aplicar las derivadas obteniendo de aquí 6 ecuaciones, 3 de ellas siendo 0, las otras se resuelven para obtener a $\mu_D, \mu_{s1}, \mu_{s2}$ en términos de los otros parámetros.

A continuación se sustituyen estos 3 parámetros dentro del potencial escalar, y de aquí se calcula la masa, la cual se define como la segunda derivada del potencial con respecto a ϕ_i .

Se llega a obtener la matriz de masa de este modelo, importándonos de esta sólo los 9 términos que son diferentes de ceros. Para poder calcular las masas se diagonaliza la matriz de masas calculando los eigenvectores y los eigenvalores.

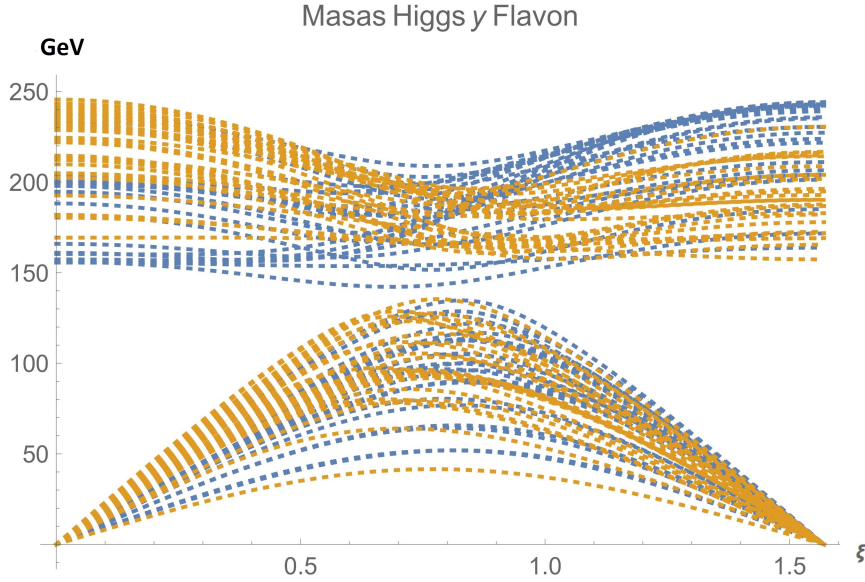


Figura 4.6: Masas del Higgs y el Flavon en los intervalos de $0.2 < \Lambda_1 < 0.5$, $0.2 < \lambda_{s1} < 0.5$, $0.2 < \lambda_D < 0.5$. Fijando los valores, $u_1 = 246 \cos \xi$, $u_2 = 246 \text{sen } \xi$ con $0 < \xi < \pi/2$.

De aquí, se grafican las masas Higgs-Flavon fijando el parámetro $\lambda_D = 0.25$, mientras que los otros se varían en los siguientes intervalos:

$$0.2 \leq \Lambda_1 \leq 0.5$$

$$0.2 \leq \lambda_D \leq 0.5$$

$$0.2 \leq \lambda_{s1} \leq 0.5$$

usando estos intervalos debido a las restricciones de los coeficientes, ya que si estas fueran más grandes llevaría a divergencias, obteniendo masas más grandes para los quarks, ver Figura 4.6.

CAPÍTULO 4. ANCHOS DE DECAIMIENTO
4.1. MASAS DE LOS BOSONES DE HIGGS NEUTROS

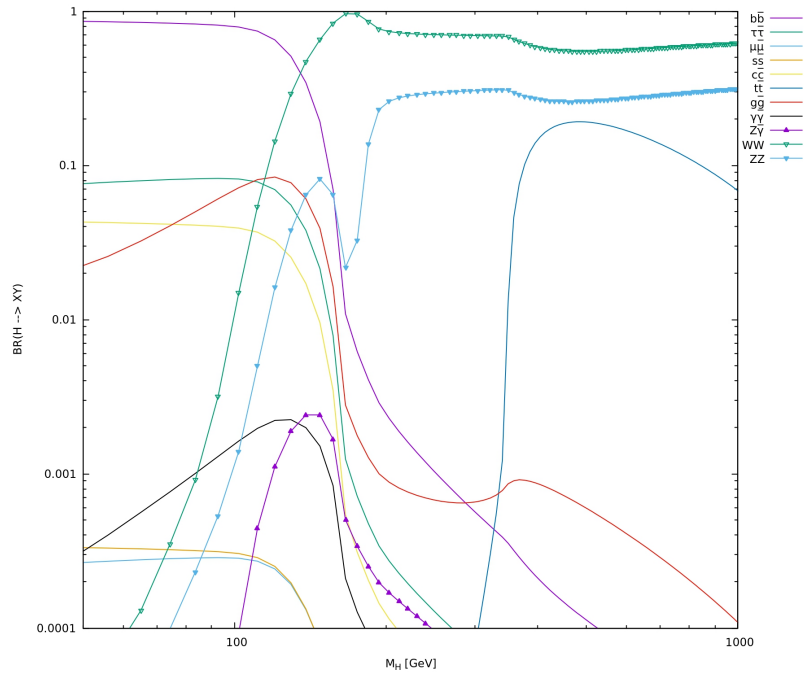


Figura 4.7: Razones de ramificación del Higgs en el Modelo Estándar.

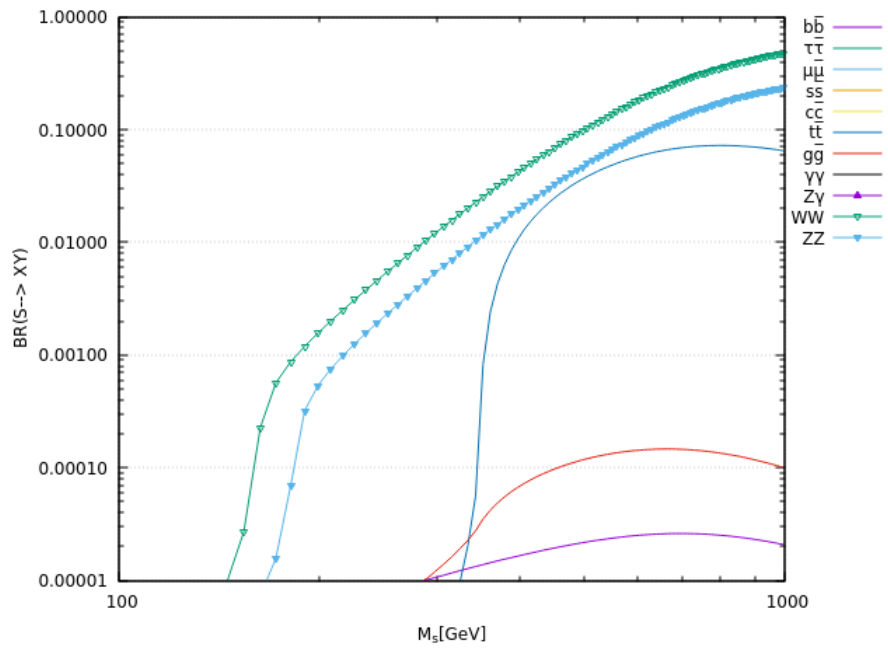


Figura 4.8: Razones de ramificación del Escalar en el Modelo Froggatt-Nielsen.

CAPÍTULO 4. ANCHOS DE DECAIMIENTO
4.1. MASAS DE LOS BOSONES DE HIGGS NEUTROS

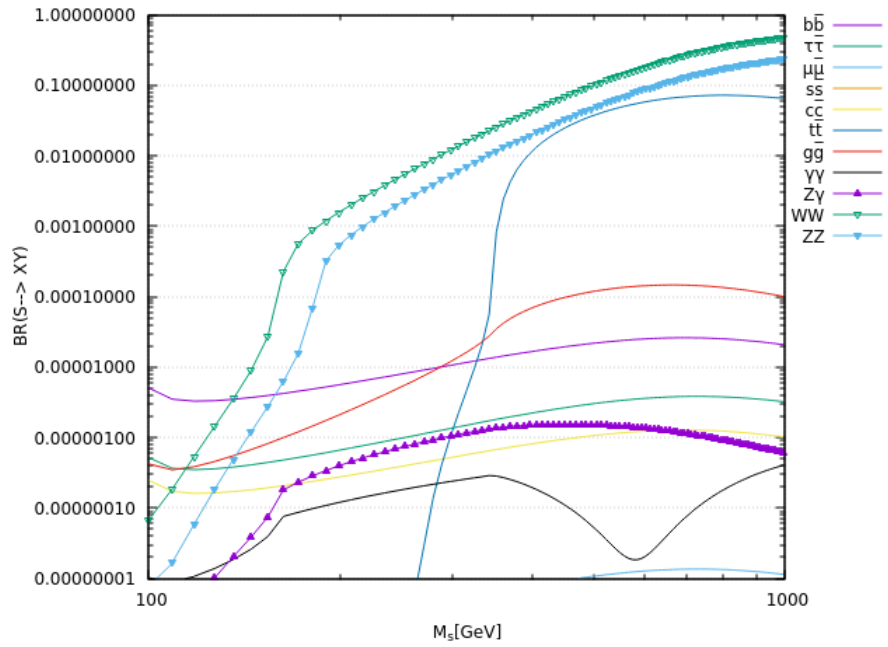


Figura 4.9: Razones de ramificación del Escalar en el Modelo Froggatt-Nielsen.

Para el cálculo de los decaimientos de trabajo en el programa SHDECAY, dentro de este programa se realizaron 2 gráficas, Figura 4.7, que son las razones de ramificación de Higgs en el Modelo Estándar, podemos ver de los quarks, leptones y bosones, notando que el dominante es $b\bar{b}$.

Finalmente se graficaron las razones de ramificación del escalar en el modelos Froggatt-Nielsen obteniendo las Figuras 4.8 y 4.9.

Capítulo 5

Análisis de Resultados

5.1. Resultados

Se exploraron numéricamente el Modelo Estándar y el de Froggat-Nielsen empleando los programas de *SARAH* [31], *HDECAY* [32] y *SHDECAY* [33].

SARAH es un paquete de *Mathematica* para construir y analizar modelos de física de partículas. Aunque originalmente *SARAH* fue diseñado para funcionar solo con modelos supersimétricos, después de la versión 3, también se pueden implementar los **no supersimétricos**. Una vez que se define un modelo en *SARAH*, el usuario puede obtener todo tipo de detalles sobre él: todos los vértices, matrices de masa, ecuaciones de renacuajos, correcciones de 1 bucle para renacuajos y energías propias, y ecuaciones de grupo de renormalización de 2 bucles (RGE). Toda esta información sobre el modelo es obtenida por *SARAH* analíticamente y el usuario puede simplemente manejarla en *Mathematica* y usarla para sus propios propósitos. Además, *SARAH* puede exportar estas expresiones analíticas a archivos LATEX que, después de la compilación habitual de LATEX, dan como resultado archivos pdf que contienen todos los detalles del modelo.

Al ser un paquete de *Mathematica*, *SARAH* no es adecuada para estudios numéricos pesados. Sin embargo, puede usarse para generar los archivos de entrada necesarios para otras herramientas informáticas populares, que luego pueden usarse para ese propósito. En este trabajo nos centraremos en *SPheno* [34]: para calcular el espectro de masas, las tasas de descomposición y los observables de sabor. *SPheno* tiene muchas rutinas numéricas independientes del modelo para realizar operaciones numéricas estándar, como la diagonalización de matrices o la resolución de ecuaciones diferenciales. Para poder estudiar nuestro propio modelo, sólo tenemos que proporcionar algunas rutinas adicionales con los detalles del modelo.

HDECAY es un programa que calcula los anchos de decaimiento y las razones de ramificación del bosón de Higgs en el SM. Incluye: todos los canales de desintegración que están permitidos cinemáticamente y que tienen razones de ramificación superiores a 10^{-4} , y comprende correcciones radiativas, decaimientos a tres cuerpos, los más importantes.

5.2. *SARAH*

Se analizaron los modelos SM, SSM, SMDM, THDM-III, NMSSM y Scotogenic. El primero es el Modelo Estándar y los dos siguientes contienen un singlete de Higgs adicional real y complejo, respectivamente. Los siguientes contienen dos dobletes de Higgs y el último además un singlete complejo. Si bien es cierto que nuestra intención era analizar el modelo de Froggat-Nielsen y como hasta el momento no fue posible su clara implementación, recurrimos a modelos que contarán con algún ingrediente FN y poder alcanzar resultados que nos permitieran entender el alcance del modelo propuesto. Por tanto, se presentan los resultados siguientes a partir de *SARAH* y *SPheno*.

5.2.1. SM, SSM, SMDM

- Los campos de norma, los mismos para los tres:

Name	$SU(N)$	Coupling	Name
B	$U(1)$	g_1	hypercharge
W	$SU(2)$	g_2	left
g	$SU(3)$	g_3	color

- Los campos de materia:

Name	Spin	Generations	$(U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3))$
H_{SM}	0	1	$(\frac{1}{2}, \mathbf{2}, \mathbf{1})$
S_{SSDM}	0	1	$(0, \mathbf{1}, \mathbf{1})$
s_{SSM}	0	1	$(0, \mathbf{1}, \mathbf{1})$
q	$\frac{1}{2}$	3	$(\frac{1}{6}, \mathbf{2}, \mathbf{3})$
l	$\frac{1}{2}$	3	$(-\frac{1}{2}, \mathbf{2}, \mathbf{1})$
d	$\frac{1}{2}$	3	$(\frac{1}{3}, \mathbf{1}, \mathbf{3})$
u	$\frac{1}{2}$	3	$(-\frac{2}{3}, \mathbf{1}, \mathbf{3})$
e	$\frac{1}{2}$	3	$(1, \mathbf{1}, \mathbf{1})$

- Rotaciones en el sector de norma para los eigenestados EWSB, en los tres modelos tienen la forma:

$$\begin{pmatrix} B_\rho \\ W_{3\rho} \end{pmatrix} = Z^{\gamma Z} \begin{pmatrix} \gamma_\rho \\ Z_\rho \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

$$\begin{pmatrix} W_{1\rho} \\ W_{2\rho} \end{pmatrix} = Z^W \begin{pmatrix} W_\rho^+ \\ W_\rho^- \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

$$(5.3)$$

Las matrices de mezcla están parametrizadas por

$$Z^{\gamma Z} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_W & -\text{sen} \Theta_W \\ \text{sen} \Theta_W & \cos \Theta_W \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

$$Z^W = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ i\frac{1}{\sqrt{2}} & -i\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

$$(5.6)$$

- Las matrices para los campos escalares: para SM y SMDM no hay mezcla y para SSM se tiene en la base $(H, \phi_S), (H, \phi_S)$,

$$m_h^2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(2\kappa_1 v_S + 3v^2 \lambda + \kappa_2 v_S^2) + \mu & v(\kappa_2 v_S + \kappa_1) \\ v(\kappa_2 v_S + \kappa_1) & 2v_S(3\lambda_S v_S + \kappa) + \frac{1}{2}\kappa_2 v^2 + M_S \end{pmatrix}$$

Esta matriz se diagonaliza a través de

$$Z^H m_h^2 Z^{H\dagger} = m_{2,h}^{\text{diag}},$$

con

$$H = \sum_j Z_{j1}^H h_j, \quad \phi_S = \sum_j Z_{j2}^H h_j.$$

- Ecuaciones para el mínimo de potencial:

$$\frac{\partial V_{SM}}{\partial h} = \frac{1}{2}v^3\lambda + \mu v \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial V_{SMDM}}{\partial h} = \frac{1}{2}\lambda v^3 + \mu^2 v \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial V_{SSM}}{\partial H} = \frac{1}{2}v\left(2\left(\kappa_1 v S + \mu\right) + \kappa_2 v S^2 + v^2 \lambda\right) \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial V_{SSM}}{\partial \phi_S} = \frac{1}{2}\left(\kappa_1 v^2 + v S\left(2\left(v S\left(2\lambda_S v S + \kappa\right) + M_S\right) + \kappa_2 v^2\right)\right) \quad (5.10)$$

- Valores de espectación del vacío:

$$H_{SM}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}h + \frac{1}{\sqrt{2}}v + i\frac{1}{\sqrt{2}}A^0 \quad (5.11)$$

$$H_{SMDM}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}h + \frac{1}{\sqrt{2}}v + i\frac{1}{\sqrt{2}}A^0 \quad (5.12)$$

$$H_{SSM}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}H + \frac{1}{\sqrt{2}}v + i\frac{1}{\sqrt{2}}A^0 \quad (5.13)$$

$$\text{Sing} = \phi_S + v_S \quad (5.14)$$

- El contenido de partículas EWSB, en los tres casos para fermiones es igual. Sólo el sector escalar cambia en que SSM contiene tres escalares neutros, mientras que SM y SMDM solo uno.

Para los modelos THDM-III, NMSSM y Scotogenic se hicieron los mismos cálculos y se compararon los sectores arriba señalados, donde las diferencias fundamentales están en el sector escalar y en caso del Next Mínimo Supersimétrico NMSSM, obviamente el contenido de partículas. Pero una de las diferencias esenciales para nuestro trabajo se alcanzó al analizar estos modelos con *SPheno*, como se muestra a continuación.

5.3. *SPheno*

Al calcular los decaimientos leptónicos con violación de sabor utilizando el programa de *SPheno*, se encontró que estos decaimientos están muy suprimidos para los modelos: SM; SSM, SMDM, THDM-III y NMSSM. Donde esperábamos encontrar algunos indicios dado que cuentan con elementos del modelo FN, como las mezclas del sector escalar, el hecho de contar con un sector escalar extendido, y la posibilidad de contar con un mayor número de bosones de Higgs neutros. Sin embargo, el único modelo en el que se encontró decaimientos leptónicos con violación de sabor es el Scotogenic, con los resultados siguientes:

Block	FlavorKitLFV	#	lepton flavor violating observables
701	1.02085225E-10	#	BR(mu->e gamma)
702	5.90393403E-12	#	BR(tau->e gamma)
703	1.27558828E-09	#	BR(tau->mu gamma)
800	7.85228016E-12	#	CR(mu-e, Al)
801	1.41328014E-11	#	CR(mu-e, Ti)
802	1.91281276E-11	#	CR(mu-e, Sr)
803	2.15165534E-11	#	CR(mu-e, Sb)
804	1.15906433E-11	#	CR(mu-e, Au)
805	1.09025124E-11	#	CR(mu-e, Pb)
901	3.23034290E-11	#	BR(mu->3e)
902	3.98745195E-12	#	BR(tau->3e)
903	4.51276289E-12	#	BR(tau->3mu)
904	2.60904643E-11	#	BR(tau- ->e- mu+ mu-)
905	3.11335873E-11	#	BR(tau- ->mu- e+ e-)
906	2.91064149E-12	#	BR(tau- ->e+ mu- mu-)
907	1.23184468E-12	#	BR(tau- ->mu+ e- e-)
1001	3.07915741E-14	#	BR(Z->e mu)
1002	1.81145606E-14	#	BR(Z->e tau)
1003	1.89504674E-13	#	BR(Z->mu tau)
1101	1.52989650E-33	#	BR(h->e mu)
1102	9.01811412E-29	#	BR(h->e tau)
1103	8.23885820E-22	#	BR(h->mu tau)
2001	2.23901703E-37	#	BR(tau->e pi)
2002	3.31744817E-38	#	BR(tau->e eta)
2003	3.65903071E-38	#	BR(tau->e eta')
2004	1.59609237E-41	#	BR(tau->mu pi)
2005	2.38108214E-42	#	BR(tau->mu eta)
2006	2.67994594E-42	#	BR(tau->mu eta')

5.4. HDECAY y SHDECAY

Se utilizaron estos programas es código FORTRAN para calcular los anchos de decaimiento de los bosones de Higgs del Modelo Estándar y de la extensión que incluye un singlete escalar adicional encontrando concordancias en los resultados publicados en la literatura. Si bien es cierto, que estos programas se centran en modelos supersimétricos representan un recurso adecuado para analizar diferentes extensiones del SM en el sector escalar.

Capítulo 6

Conclusiones

El estudio de los decaimientos del bosón de Higgs en procesos con violación de sabor leptónico (LFV, por sus siglas en inglés), $h \rightarrow \ell_i \ell_j$, se ha convertido en un tema de investigación actual. Tales decaimientos son muy excluidos dentro del Modelo Estándar (SM, por sus siglas en inglés). Debido a su simplicidad relativa para reconstruir la señal en futuros aceleradores de partículas, es una herramienta importante para sondear las extensiones SM, donde se podría alcanzar niveles de detección favorables. Aquí se identificó un mecanismo que permite inducir interacciones de Higgs con LFV grandes. Nos enfocamos en el modelo más simple de este tipo para estudiar su fenomenología, cuyo sector escalar consiste en un doblete de Higgs y un singlete (complejo) de Froggatt-Nielsen (FN)s.

Se analizó el potencial con un doblete de Higgs SM y un singlete FN, y se tomaron los vevs, reales para el doble y complejos para el singlete. El flavon correspondiente se mezcla con el Higgs del Modelo Estándar, de modo que un bosón similar al Higgs resultante decae a $\mu\tau$ con la razón de ramificación en el nivel de porcentaje.

Bibliografía

- [1] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961).
- [2] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
- [3] H.M. Georgi, S.L. Glashow, M.E. Machacek, and D.V. Nanopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 692.
- [4] J. Goldstone, A. Salam y S. Weinberg, *Broken Symmetries*, *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962).
- [5] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields*, Cambridge University Press, 1996.
- [6] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964).
- [7] T. P. Cheng and L.F.Li, *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*, Oxford Univ. Press (1991).
- [8] I. J. R Aitchison y A. J. G. Hey, *Gauge Theories In Particle Physics*, (2da Edición, IOP Publishing Ltd, Bristol and Philadelphia, 1989).
- [9] D. Griffiths, *Introduction To Elementary Particles*, John Wiley and Sons, New York, 1987.
- [10] G. Kane, *Modern Elementary Particles Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1987), p.p. 109.
- [11] Canales, F. González and Mondragón, A. and Mondragón, M. and Saldaña Salazar, U.J. and Velasco-Sevilla, L., *Fermion mixing in an S_3 model with three Higgs doublets*, *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 447, 2013.
- [12] Y. Nir, *Flavour Physics and CP Violation*, arXiv:1605.00433v1 [hep-ph].
- [13] I. J. R. Aitchinson, *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction*, hep-ph/0505105.
- [14] Ryd, Anders and Skinnari, Louise, *Tracking Triggers for the HL-LHC*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 70, 2020, arXiv:2010.13557.
- [15] Saranya Samik Ghosh, Thomas Hebbeker, Arnd Meyer, and Tobias Pook, *General Model Independent Searches for Physics Beyond the Standard Model*, SpringerBriefs in Physics, (2020).
- [16] C. D. Froggatt y H. B. Nielsen, *Nucl. Phys. B*, **147**, 277 (1979)
- [17] Martin Bauer, Schell y Plehn, *Hunting the Flavon*, March 24 (2016)
- [18] P.A. Zyla et al. *Particle Data Group*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020**, 083C01 (2020).
- [19] R. D. Peccei, *Neutrino Physics*, **80**, (1999), hep-ph/9905609. AIP Conference Proceedings de la Octava Escuela Mexicana de Partículas y Campos, Oaxaca, México (1998), Ed. Juan Carlos D'Olivo, Gabriel López Castro y Myriam Mondragón.
- [20] Iason Baldes, T. Konstandina y G. Servant, *Flavor cosmology: dynamical yukawas in the Froggatt-Nielsen mechanism*, December 15, 2016.

- [21] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* 49, 652, (1973).
- [22] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*, Cambridge University Press, (2007).
- [23] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964).
- [24] P. W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, *Phys. Rev.* **145**, 1156 (1966).
- [25] S. Dawson, *Introduction to the Physics of the Higgs Boson*, hep-ph/9411325.
- [26] M. Carena, et al., *Higgs Physics*, hep-ph/9602250.
- [27] S. Dawson, *Introduction to Electroweak Symmetry breaking*, hep-ph/9901280.
- [28] Kresimir Kumericki, *Feynman Diagrams for Beginners*, arXiv:1602.04182v1.
- [29] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane y S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley, New York (1990).
- [30] Gomez-Bock, M. and Noriega-Papaqui, R., *Flavor violating decays of the Higgs bosons in the THDM-III*, *J. Phys. G*, 32 ps, 761–776, (2006), hep-ph/0509353
- [31] <https://sarah.hepforge.org>
- [32] A.Djouadi, J.Kalinowski, M.Spira, *HDECAY: a program for Higgs boson decays in the Standard Model and its supersymmetric extension*, *Computer Physics Communications*, Volume 108, Issue 1, January 1998, Pages 56-74.
- [33] R. Costa, M. Muhlleitner, M. Sampaio and R. Santos, *Singlet Extensions of the Standard Model at LHC Run 2: Benchmarks and Comparison with the NMSSM*, arXiv:1512.05355
- [34] W. Porod, *Comput. Phys. Commun.* 153 (2003) 275 [arXiv:hep-ph/0301101] and W. Porod and F. Staub, *Comput. Phys. Commun.* 183 (2012) 2458 [arXiv:1104.1573].

Apéndice A

Potencial

Potencial doblete

$$v\phi = -\left(m_1^2 2\Phi_1^\dagger \cdot \Phi_1\right)/2 + \lambda_1 \left(\Phi_1^\dagger \cdot \Phi_1\right)^2/2$$

Potencial singlete

$$\begin{aligned} v_s = & -\left(m_{s1}^2 2S_F^* S_F\right)/2 - \left(m_{s2}^2 2\left(S_F^{*2} + S_F^2\right)\right)/2 + \lambda_s \left(S_F^* S_F\right)^2 \\ & + \lambda_{s1} \left(S_F^* S_F\right) \left(S_F^{*2} + S_F^2\right) + \lambda_{s2} \left(S_F^{*4} + S_F^4\right) \\ & + w\tilde{\lambda}_{sa} \left(S_F^{*3} + S_F^3\right) + w\tilde{\lambda}_{sb} \left(S_F^* S_F\right) \left(S_F^* + S_F\right) \end{aligned}$$

Potencial de interacción doblete singlete

$$v\phi_s = \lambda_{11} \left(\Phi_1^\dagger \cdot \Phi_1\right) \left(S_F^* S_F\right) + \lambda_{12} \left(\Phi_1^\dagger \cdot \Phi_1\right) \left(S_F^{*2} + S_F^2\right) + w\tilde{\lambda}_{sc} \left(\Phi_1^\dagger \cdot \Phi_1\right) \left(S_F^* + S_F\right)$$

Potencial total

$$\mathbf{v}\mathbf{v} = \mathbf{v}\phi + \mathbf{v}s + \mathbf{v}\phi_s$$

Doblete de Higgs:

$$\Phi_1 \rightarrow \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_5 \end{pmatrix}.$$

Singlete:

$$S_F = \phi_4 + i\phi_6.$$

Se sustituyen en el potencial total:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}\mathbf{c} = & \text{FullSimplify} \left[\mathbf{v}\mathbf{v} /. \left\{ \right. \right. \\ & \Phi_1 \rightarrow \left\{ \phi_1 + I\phi_2, \phi_3 + I\phi_5 \right\}, \\ & \Phi_1^\dagger \rightarrow \left\{ \phi_1 - I\phi_2, \phi_3 - I\phi_5 \right\}, \\ & \left. \left. S_F \rightarrow \phi_4 + I\phi_6, S_F^* \rightarrow \phi_4 - I\phi_6 \right\} \right] \end{aligned}$$

Evaluación del mínimo Considerando

$$\langle \Phi_1 \rangle = \left(\begin{array}{c} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{array} \right),$$

$$\langle S_F \rangle = \frac{u_1 + iu_2}{\sqrt{2}}$$

```

For[i = 1, i < 7, i++,
{
m[i] = FullSimplify[D[vc, phi_i]/.
{
phi_1 -> 0,
phi_2 -> 0,
phi_3 -> v/Sqrt[2],
phi_4 -> u_1/Sqrt[2],
phi_5 -> 0,
phi_6 -> u_2/Sqrt[2]}]
Print["m[" , i, "=", m[i]]}

```

$$m[1]=0$$

$$m[2]=0$$

$$m[3]=\frac{1}{2}v \left(\sqrt{2}\lambda_1 v^2 - \sqrt{2}m_1^2 + \sqrt{2}u_2^2 (\lambda_{11} - 2\lambda_{12}) + \sqrt{2}u_1^2 (\lambda_{11} + 2\lambda_{12}) + 4wu_1 \tilde{\lambda}_{sc} \right)$$

$$m[4]=\sqrt{2}\lambda_s u_1^3 + 2\sqrt{2}\lambda_{s1} u_1^3 + 2\sqrt{2}\lambda_{s2} u_1^3 + 3w\tilde{\lambda}_{sa} u_1^2 + 3w\tilde{\lambda}_{sb} u_1^2 - \frac{m_{s1}^2 u_1}{\sqrt{2}} - \sqrt{2}m_{s2}^2 u_1 + \frac{v^2 \lambda_{11} u_1}{\sqrt{2}} + \sqrt{2}v^2 \lambda_{12} u_1 + \sqrt{2}u_2^2 \lambda_s u_1 - 6\sqrt{2}u_2^2 \lambda_{s2} u_1 - 3wu_2^2 \tilde{\lambda}_{sa} + wu_2^2 \tilde{\lambda}_{sb} + v^2 w \tilde{\lambda}_{sc}$$

$$m[5]=0$$

$$m[6]=\frac{1}{2}u_2 \left(\sqrt{2} (\lambda_{11} - 2\lambda_{12}) v^2 - \sqrt{2}m_{s1}^2 + 2\sqrt{2}m_{s2}^2 + 2\sqrt{2}u_1^2 (\lambda_s - 6\lambda_{s2}) + 2\sqrt{2}u_2^2 (\lambda_s - 2\lambda_{s1} + 2\lambda_{s2}) + 4wu_1 (\tilde{\lambda}_{sb} - 3\tilde{\lambda}_{sa}) \right)$$

De la ecuación $m[3] = 0$, se resuelve para m_1

$$m11 = \text{FullSimplify}[\text{Solve}[(m[3]) == 0, m_1]]$$

$$\left\{ \begin{array}{l} m_1 \rightarrow -\sqrt{2\sqrt{2}u_1 w \tilde{\lambda}_{sc} + (\lambda_{11} - 2\lambda_{12}) u_2^2 + (\lambda_{11} + 2\lambda_{12}) u_1^2 + \lambda_1 v^2} \\ m_1 \rightarrow \sqrt{2\sqrt{2}u_1 w \tilde{\lambda}_{sc} + (\lambda_{11} - 2\lambda_{12}) u_2^2 + (\lambda_{11} + 2\lambda_{12}) u_1^2 + \lambda_1 v^2} \end{array} \right\}$$

De la ecuación $m[4] = 0$ y $m[6] = 0$, se resuelve para m_{s1}, m_{s2}

Se definen m_4 y m_6

$$m_4 = \text{FullSimplify}[2m[4]/.m_s \rightarrow \text{Sqrt}[\mu_1^2 - 2m_4^2]]$$

$$m_6 = \text{FullSimplify}[2m[6]/.m_s \rightarrow \text{Sqrt}[\mu_2^2 + 2m_4^2]]$$

Se resuelve $m[4] = 0$, $m[6] = 0$, para m_{s1}, m_{s2}

$$mss = \text{FullSimplify}[\text{Solve}[\{m[4] == 0, m[6] == 0\}, \{m_{s1}, m_{s2}\}]]$$

Se definen $mss1$ y $mss2$

$$\text{mss1} = \text{FullSimplify}[\text{FullSimplify}[m_{s1}/\text{mss}[[4, 1]]]^2]$$

$$\frac{\sqrt{2}w(u_2^2(\tilde{\lambda}_{sb}-3\tilde{\lambda}_{sa})+v^2\tilde{\lambda}_{sc})+\sqrt{2}u_1^2w(5\tilde{\lambda}_{sb}-3\tilde{\lambda}_{sa})+4u_1^3(\lambda_s+\lambda_{s1}-2\lambda_{s2})+2u_1(2u_2^2(\lambda_s-\lambda_{s1}-2\lambda_{s2})+\lambda_{11}v^2)}{2u_1}$$

$$\text{mss2} = \text{FullSimplify}[\text{FullSimplify}[m_{s2}/\text{mss}[[4, 2]]]^2]$$

$$\frac{\sqrt{2}w(u_2^2(\tilde{\lambda}_{sb}-3\tilde{\lambda}_{sa})+v^2\tilde{\lambda}_{sc})+\sqrt{2}u_1^2w(9\tilde{\lambda}_{sa}+\tilde{\lambda}_{sb})+4u_1^3(\lambda_{s1}+4\lambda_{s2})+4u_1(u_2^2(\lambda_{s1}-4\lambda_{s2})+\lambda_{12}v^2)}{4u_1}$$

Se evalúa el potencial en el mínimo

$$\text{vm} = \text{vc}/\text{m11}[[1]]/\text{mss}[[1]];$$

Se calcula las masas de los escalares

```
For[i = 1, i < 7, i++,
  {For[j = 1, j < 7, j++,
    {mm[i, j] =
      FullSimplify [D[D[vm, phi], phi]/2/.{
        phi1 -> 0,
        phi2 -> 0,
        phi3 -> v/Sqrt[2],
        phi4 -> u1/Sqrt[2],
        phi5 -> 0,
        phi6 -> u2/Sqrt[2] }],
      Print["m[" , i , " , " , j , "]=", mm[i, j]]}]}
```

$$\text{MM} = \text{FullSimplify}[\text{FullSimplify}[\text{Array}[\text{mm}[\#\#]\&, \{6, 6\}]]]$$

La masa de los escalares están dada por

$$\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix}$$

$$m_{11} = v^2\lambda_1$$

$$m_{12} = v(u_1(\lambda_{11} + 2\lambda_{12}) + \sqrt{2}w\tilde{\lambda}_{sc})$$

$$m_{13} = vu_2(\lambda_{11} - 2\lambda_{12})$$

$$m_{21} = v(u_1(\lambda_{11} + 2\lambda_{12}) + \sqrt{2}w\tilde{\lambda}_{sc})$$

$$m_{22} = \frac{4(\lambda_s + 2(\lambda_{s1} + \lambda_{s2}))u_1^3 + 3\sqrt{2}w(\tilde{\lambda}_{sa} + \tilde{\lambda}_{sb})u_1^2 + \sqrt{2}w(u_2^2(3\tilde{\lambda}_{sa} - \tilde{\lambda}_{sb}) - v^2\tilde{\lambda}_{sc})}{2u_1}$$

$$m_{23} = u_2(2u_1(\lambda_s - 6\lambda_{s2}) + \sqrt{2}w(\tilde{\lambda}_{sb} - 3\tilde{\lambda}_{sa}))$$

$$m_{31} = vu_2(\lambda_{11} - 2\lambda_{12})$$

$$m_{32} = u_2(2u_1(\lambda_s - 6\lambda_{s2}) + \sqrt{2}w(\tilde{\lambda}_{sb} - 3\tilde{\lambda}_{sa}))$$

$$m_{33} = 2u_2^2(\lambda_s - 2\lambda_{s1} + 2\lambda_{s2})$$

Se diagonaliza para encontrar los valores de las masas

$$\{\text{val}, \text{vec}\} = \text{Eigensystem}[\text{ms2}]$$

Masas a través del espacio de parámetros

$$\begin{aligned}\lambda_1 &\rightarrow .25; \quad \lambda_s \rightarrow \text{RandomReal}[\{.1, .5\}, 1], \\ \lambda_{11} &\rightarrow \text{RandomReal}[\{.1, .5\}, 1]; \quad \lambda_{12} \rightarrow \text{RandomReal}[\{.1, .5\}, 1], \\ \lambda_{s1} &\rightarrow \text{RandomReal}[\{.1, .5\}, 1]; \quad \lambda_{s2} \rightarrow \text{RandomReal}[\{.1, .5\}, 1], \\ \tilde{\lambda}_{sa} &\rightarrow \text{RandomReal}[\{.45, .55\}, 1]; \quad \tilde{\lambda}_{sb} \rightarrow 1.5; \quad \tilde{\lambda}_{sc} \rightarrow 0.1.\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}v &\rightarrow 246; \quad w \rightarrow 500; \\ u_1 &\rightarrow w \text{Cos}[\xi]; \quad u_2 \rightarrow w \text{Sin}[\xi]; \\ \xi &\rightarrow (\text{RandomReal}[\{-\pi/2, \pi/2\}, 1]).\end{aligned}$$

Programa de graficado

```
val1 = val[[1]]; val2 = val[[2]]; val3 = val[[3]];
```

```
n = 5000;
Δx = .001;
masas =
Table[{ξ, Sqrt[val1], Sqrt[val3], Sqrt[val2], Sqrt[val2/val3], Sqrt[val2/val1], Sqrt[val1/val3]}/.
{λ1 → .25, λs → RandomReal[{.1, .5}, 1]/.List → Plus, λ11 → RandomReal[{.1, .5}, 1]/.List → Plus,
λ12 → RandomReal[{.1, .5}, 1]/.List → Plus, λs1 → RandomReal[{.1, .5}, 1]/.List → Plus,
λs2 → RandomReal[{.1, .5}, 1]/.List → Plus, λ̃sc → 0.1, λ̃sa → RandomReal[{.45, .55}, 1]/.List → Plus,
λ̃sb → 1.5, v → 246, w → 500, u1 → 500Cos[ξ], u2 → 500Sin[ξ] }]/.
ξ → (RandomReal[{-π/2, π/2}, 1]/.List → Plus),
{i, 1, n, 1}];
data = Table[{masas[[i, 1]], masas[[i, 5]]}, {i, 1, n, 1}];
ListPlot[data, PlotStyle → Thick, ImageSize → Medium, GridLines → Automatic, Frame → True,
BaseStyle → {FontFamily → "Verdana", 15},
data = Table[{masas[[i, 1]], masas[[i, 6]]}, {i, 1, n, 1}];
ListPlot[data, PlotStyle → Thick, ImageSize → Medium, GridLines → Automatic, Frame → True,
BaseStyle → {FontFamily → "Verdana", 15}, FrameLabel → {Style[ξ, Large, Bold], Style
data = Table[{masas[[i, 1]], masas[[i, 7]]}, {i, 1, n, 1}];
ListPlot[data, PlotStyle → Thick, ImageSize → Medium, GridLines → Automatic, Frame → True,
BaseStyle → {FontFamily → "Verdana", 15},
data = Table[{masas[[i, 1]], masas[[i, 4]]}, {i, 1, n, 1}];
ListPlot[data, PlotStyle → Thick, ImageSize → Medium, GridLines → Automatic, Frame → True,
BaseStyle → {FontFamily → "Verdana", 15},
data = Table[{masas[[i, 1]], masas[[i, 2]]}, {i, 1, n, 1}];
ListPlot[data, PlotStyle → Thick, ImageSize → Medium, GridLines → Automatic, Frame → True,
BaseStyle → {FontFamily → "Verdana", 15},
data = Table[{masas[[i, 1]], masas[[i, 3]]}, {i, 1, n, 1}];
ListPlot[data, PlotStyle → Thick, ImageSize → Medium, GridLines → Automatic, Frame → True,
BaseStyle → {FontFamily → "Verdana", 15},
```

Apéndice B

HDECAY.IN

SLHAIN = 0
SLHAOUT = 0
COUPVAR = 0
HIGGS = 5
OMIT ELW = 0
SM4 = 0
FERMPHOB = 0
2HDM = 1
MODEL = 01
TGBET = 30.D0
MABEG = 50.D0
MAEND = 1000.D0
NMA = 10

***** hMSSM (MODEL = 10) *****

MHL = 125.D0

ALS(MZ) = 0.118D0
MSBAR(2) = 0.095D0
MCBAR(3) = 0.986D0
MBBAR(MB)= 4.180D0
MT = 172.5D0
MTAU = 1.77682D0
MMUON = 0.1056583715D0
1/ALPHA = 137.0359997D0
GF = 1.1663787D-5
GAMW = 2.08430D0
GAMZ = 2.49427D0
MZ = 91.15348D0
MW = 80.35797D0
VTB = 0.9991D0
VTS = 0.0404D0
VTD = 0.00867D0
VCB = 0.0412D0
VCS = 0.97344D0
VCD = 0.22520D0
VUB = 0.00351D0
VUS = 0.22534D0
VUD = 0.97427D0

***** 4TH GENERATION *****

SCENARIO FOR ELW. CORRECTIONS TO H ->GG (EVERYTHING IN GEV): GG_ELW = 1: MTP = 500 MBP = 450 MNUP = 375 MEP = 450 GG_ELW = 2: MBP = MNUP = MEP = 600 MTP = MBP+50*(1+LOG(M_H/115)/5)

GG_ELW = 1
MTP = 500.D0
MBP = 450.D0
MNUP = 375.D0
MEP = 450.D0

***** 2 Higgs Doublet Model ***** TYPE: 1 (I), 2 (II), 3 (lepton-specific), 4 (flipped) PARAM: 1 (masses), 2 (lambda_i)

PARAM = 2
TYPE = 1

TGBET2HDM = 1.0D0
M_12^2 = 25600.D0

***** PARAM=1:

ALPHA_H = -0.14D0
MHL = 125.D0
MHH = 210.D0
MHA = 130.D0
MH+- = 130.D0

***** PARAM=2:

LAMBDA1 = 2.6885665050462264D0
LAMBDA2 = 0.000156876030254505681D0
LAMBDA3 = 0.46295674052962260D0
LAMBDA4 = 0.96605498373771792D0
LAMBDA5 = -0.88138084173680198D0

SUSYSCALE = 1000.D0
MU = 1000.D0
M2 = 1000.D0
MGLUINO = 1000.D0
MSL1 = 1000.D0
MER1 = 1000.D0
MQL1 = 1000.D0
MUR1 = 1000.D0
MDR1 = 1000.D0
MSL = 1000.D0
MER = 1000.D0
MSQ = 1000.D0
MUR = 1000.D0
MDR = 1000.D0
AL = 2450.D0
AU = 2450.D0
AD = 2450.D0
ON-SHELL = 0
ON-SH-WZ = 0
IPOLE = 0
OFF-SUSY = 0
INDIDEC = 0
NF-GG = 5
IGOLD = 0
MPLANCK = 2.4D18
MGOLD = 1.D-13

***** VARIATION OF HIGGS COUPLINGS *****

ELWK = 0
CW = 1.D0
CZ = 1.D0
Ctau = 1.D0
Cmu = 1.D0
Ct = 1.D0
Cb = 1.D0
Cc = 1.D0
Cs = 1.D0
Cgaga = 0.D0
Cgg = 0.D0
CZga = 0.D0

***** 4TH GENERATION *****

Ctp = 0.D0
Cbp = 0.D0
Cnup = 0.D0
Cep = 0.D0

Apéndice C

SHDECAY.IN

SLHAIN = 0
SLHAOUT = 0
COUPVAR = 0
HIGGS = 0
OMIT ELW = 1
SM4 = 0
FERMPHOB = 0
2HDM = 0
MODEL = 1
TGBET = 30.D0
MABEG = 125.3D0
MAEND = 1000.D0
NMA = 1

***** hMSSM (MODEL = 10) *****

MHL = 125.D0

ALS(MZ) = 0.118D0
MSBAR(2) = 0.095D0
MCBAR(3) = 0.986D0
MBBAR(MB)= 4.180D0
MT = 172.5D0
MTAU = 1.77682D0
MMUON = 0.1056583715D0
1/ALPHA = 137.0359997D0
GF = 1.1663787D-5
GAMW = 2.08430D0
GAMZ = 2.49427D0
MZ = 91.15348D0
MW = 80.35797D0
VTB = 0.9991D0
VTS = 0.0404D0
VTD = 0.00867D0
VCB = 0.0412D0
VCS = 0.97344D0
VCD = 0.22520D0
VUB = 0.00351D0
VUS = 0.22534D0
VUD = 0.97427D0

***** 4TH GENERATION *****

SCENARIO FOR ELW. CORRECTIONS TO H ->GG (EVERYTHING IN GEV): GG_ELW = 1: MTP = 500 MBP = 450 MNUP = 375 MEP = 450 GG_ELW = 2: MBP = MNUP = MEP = 600 MTP = MBP+50*(1+LOG(M_H/115)/5)

GG_ELW = 1
MTP = 500.D0
MBP = 450.D0
MNUP = 375.D0
MEP = 450.D0

***** 2 Higgs Doublet Model *****

TYPE: 1 (I), 2 (II), 3 (lepton-specific), 4 (flipped) PARAM: 1 (masses), 2 (lambda_i)

PARAM = 2
TYPE = 1

TGBET2HDM = 1.0D0
M_12^2 = 25600.D0

***** PARAM=1:

ALPHA_H = -0.14D0
MHL = 125.D0
MHH = 210.D0
MHA = 130.D0
MH+- = 130.D0

***** PARAM=2:

LAMBDA1 = 2.6885665050462264D0
LAMBDA2 = 0.000156876030254505681D0
LAMBDA3 = 0.46295674052962260D0
LAMBDA4 = 0.96605498373771792D0
LAMBDA5 = -0.88138084173680198D0

SUSYSCALE= 1000.D0
 MU = 1000.D0
 M2 = 1000.D0
 MGLUINO = 1000.D0
 MSL1 = 1000.D0
 MER1 = 1000.D0
 MQL1 = 1000.D0
 MUR1 = 1000.D0
 MDR1 = 1000.D0
 MSL = 1000.D0
 MER = 1000.D0
 MSQ = 1000.D0
 MUR = 1000.D0
 MDR = 1000.D0
 AL = 2450.D0
 AU = 2450.D0
 AD = 2450.D0
 NNLO (M) = 0
 ON-SHELL = 0
 ON-SH-WZ = 0
 IPOLE = 0
 OFF-SUSY = 0
 INDIDEC = 0
 NF-GG = 5
 IGOLD = 0
 MPLANCK = 2.4D18
 MGOLD = 1.D-13

***** VARIATION OF HIGGS COUPLINGS *****

ELWK = 0
 CW = 1.D0
 CZ = 1.D0
 Ctau = 1.D0
 Cmu = 1.D0
 Ct = 1.D0
 Cb = 1.D0
 Cc = 1.D0
 Cs = 1.D0
 Cgaga = 0.D0
 Cgg = 0.D0
 CZga = 0.D0

***** 4TH GENERATION *****

Ctp = 0.D0
 Cbp = 0.D0
 Cnup = 0.D0
 Cep = 0.D0

***** real or complex singlet Model *****

Singlet Extension: 1 - yes, 0 - no (based on SM w/o EW corrections) Model: 1 - real broken phase, 2 - real dark matter phase 3 - complex broken phase, 4 - complex dark matter phase

isinglet = 1
 icxSM = 2
 *** real singlet broken phase ***

alph1 = -0.118574
mH1 = 125.1D0
mH2 = 306.361D0
vs = 293.222D0
*** real singlet dark matter phase ***
mH1 = 125.1D0
mD = 48.0215D0
m2s = -463128.D0
lambdas = 3.56328D0
*** complex singlet broken phase ***
alph1 = 0.160424D0
alph2 = -0.362128D0
alph3 = -0.552533D0
m1 = 125.518D0
m3 = 500.705D0
vs = 510.922D0
*** complex singlet dark matter phase ***
alph1 = -0.317120D0
m1 = 125.3D0
m2 = 400.D0
m3 = 731.205D0
vs = 522.181D0
a1 = -3.12115D07