



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

Producción de leptones neutros en modelo 331.

César Daniel Rondón Duarte

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de ciencias, Departamento de Física
Bogotá, Colombia
2015

Producción de leptones neutros en modelo 331.

César Daniel Rondón Duarte

Tesis presentada como requisito parcial para optar al título de:
Magíster en Ciencias-Física

Director:

Ph.D. Roberto Enrique Martínez Martínez

Línea de investigación:

Física de partículas

Grupo de investigación:

Grupo de Física de altas energías.

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de ciencias, Departamento de Física
Bogotá, Colombia
2015

Dedicatoria

A mi querida madre, Cecilia y a Magreth.

Resumen

Implementamos los modelos 331 con simetría discreta del grupo global T_7 para generar un ansatz de masas para el sector leptónico que explique la oscilación de neutrinos activos. Los neutrinos estériles del modelo son candidatos a nueva física y podrán ser buscados en un colisionador de hadrones como LHC. Presentamos los modelos y los diferentes sectores tanto fermiónico como escalar para generar las reglas de Feynman necesarias que produzcan leptones neutros pesados a la escala de los TeV. Implementando el paquete CalcHEP se monta la colisión protón protón con las funciones de estructura del protón a la escala del colisionador. Usando la cinemática apropiada se estima la producción de leptones neutros que son autoestados de masa del ansatz generado por T_7 .

Palabras clave: Modelo 331, Simulación, leptones neutros.

Abstract

331 Models with discrete symmetry of the global group T_7 are implemented to generate a mass ansatz for the lepton sector that explain the oscillation of active neutrinos. The sterile neutrinos of the model are candidates for new physics and could be searched in Hadron colliders like LHC. We present different models and both the fermionic and scalar sector to generate the Feynman rules necessary to produce heavy neutral leptons at the TeV scale. Proton proton collisions are implemented with the CalcHEP package with the structure functions of the proton at the collider scale. Using the appropriate kinematic, the production of neutral leptons that are mass eigenstates of the ansatz generated by T_7 are estimated.

Keywords: 331 Models , Simulation, neutral leptons.

Índice general

Resumen	IV
Introducción	1
1. Modelo estándar	3
1.1. Aspectos generales	3
1.2. Contenido de partículas	3
1.3. El lagrangiano del Modelo Estándar	4
1.4. Rompimiento de simetría y generación de masa	5
1.5. Bosones W y Z	7
2. Modelo 331	10
2.1. Criterios característicos	11
2.2. Espectro de partículas	12
2.3. Lagrangiano de Dirac	12
2.4. Lagrangiano de Higgs	14
2.5. Lagrangiano de interacción de campos escalares con campos de gauge	16
2.6. Lagrangiano de Yang-Mills	20
2.7. Lagrangiano de Yukawa	22
2.8. Simetría $T_7 \otimes Z_3 \otimes Z_{14}$	24
3. Cantidades experimentales y criterios de simulación	30
3.1. Sección eficaz y ancho de decaimiento	30
3.2. Matriz S	32
3.3. Pseudorrapidez	33
3.4. Criterios de simulación	34
3.5. CalcHEP	35
4. Procesos con Leptones neutros	38
4.1. Neutrinos exóticos como estado final	38
4.2. W^\pm en el estado final	41
5. Conclusiones	44

Introducción

El modelo estándar de la Física de partículas ha sido reformulado en varias ocasiones a lo largo del siglo pasado, debido a los hallazgos experimentales que se generaron con la nueva detección de partículas o decaimientos que involucraban en el mismo, la presencia de nuevas partículas fundamentales como los bosones de gauge y los quarks.

Recientemente en el gran colisionador de Hadrones, (LHC por sus siglas en inglés) se ha descubierto experimentalmente mediante colisiones de altas energías y con evidencias como un spin cero, no paridad negativa, canales de decaimientos y acoples a masas, la existencia del campo escalar de Higgs, propuesto por Peter Higgs y Gerald Guralnik en el año 1964 [1]. Este campo escalar es pieza clave para entender y validar la generación de masas de todas las partículas y los procesos de rompimiento de simetría, presentes en el modelo estándar.

A pesar de su gran éxito, existen problemas de fondo en el modelo estándar que aún siguen sin solucionarse como lo son la existencia de tres generaciones de partículas (aquellas que interactúan de manera similar, pero difieren de un número cuántico llamado sabor y masa) y la medición de la masa de los neutrinos. Debido a esto, se crean modelos más allá del modelo estándar para explicar estos fenómenos, uno de ellos es el modelo 331.

La aplicación del modelo 331 implica la existencia fenomenológica de nuevas partículas que aún no han sido descubiertas, generalmente conocidas en la literatura como partículas exóticas. Despierta nuestro interés entonces la investigación de los acoples de las partículas del nuevo modelo con las ya conocidas del modelo estándar y sus posibles interacciones en diferentes procesos como lo son las colisiones a altas energías.

Actualmente el LHC está generando procesos con una energía de centro de masa de 13 TeV, mayor que las empleadas hasta la fecha, lo que permitirá explorar la existencia de partículas que por ser muy pesadas, no han podido ser producidas en experimentos anteriores. En particular es de nuestro interés investigar la producción de dichas partículas con carga neutra [2], [3] como producto final de colisiones de altas energías y comparar con los resultados del colisionador. [4], [5]

El presente trabajo se centra en la simulación de colisiones de altas energías para el modelo 331 con un valor del parámetro $\beta = -\frac{1}{\sqrt{3}}$ y una simetría T7. El contenido del modelo se presentará en detalle en los capítulos siguientes. El estudio se enfoca en las características similares que se observan en los diferentes procesos de decaimiento.

El trabajo se organiza de la siguiente manera: En el primer capítulo, hacemos un resumen de los aspectos generales del modelo estándar, que son base para nuestro modelo implementado. En el segundo capítulo, hacemos una revisión del modelo 331 con simetría T7 y su contenido de partículas que serán objeto de estudio para los procesos de colisión. Luego, en el capítulo tres hablamos de la metodología usada para hacer la simulación, considerando las tareas que el paquete informático realiza. En el cuarto capítulo analizamos la producción de Leptones neutros en diferentes procesos, mirando características que tienen en común los diferentes canales de decaimiento. Finalmente, en el capítulo cinco se exponen algunas conclusiones del trabajo realizado.

Capítulo 1

Modelo estándar

De una manera resumida, a continuación presentamos las propiedades más características del modelo estándar (ME) de la Física de partículas y unas predicciones del modelo que permiten validarlo al compararlo con observables de los experimentos.

1.1. Aspectos generales

El ME es una teoría de gauge que unifica las interacciones débiles, fuertes y electromagnéticas usando teoría cuántica de campos relativista. La exigencia de la parte relativista viene del concepto que cualquier ley de la naturaleza debe mantenerse con la misma forma en cualquier sistema de referencia inercial.

El grupo de simetría en el cual está basado el ME es $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [6], en donde los subíndices, C y Y, representan los números cuánticos de color e hipercarga respectivamente. El subíndice L, hace referencia a “left”, en inglés izquierdo, indicando que en las interacciones débiles, la paridad es violada y solo los fermiones izquierdos pertenecen a la representación fundamental del grupo $SU(2)_L$. De esta manera, un Lagrangiano con términos de masa para los fermiones y los campos de gauge está prohibido.

La masa de los fermiones y bosones aparece bajo un rompimiento espontáneo de simetría, conocido como el mecanismo de Higgs, en donde queda un reducto, el Bosón de Higgs. Sin embargo, no es claro el espectro de las masas de partículas observadas experimentalmente, ya que si bien se conoce que para el quark top hay una masa del orden 174 GeV, este valor para el quark bottom es de 5 GeV, de 0.5 MeV para el electrón y del orden de cero para los neutrinos.

1.2. Contenido de partículas

En el ME tenemos 12 tipos de fermiones, 6 quarks y 6 leptones. Los componentes izquierdos los representamos mediante dobletes y los componentes derechos como singletes de $SU(2)_L$. Es de aclarar que en el ME, los neutrinos no tienen

componente derecho al asumir no masa en ellos, o por lo menos para el resumen que realizamos. El contenido de partículas y sus números cuánticos se presentan en la tabla 2.1.

	T_{3L}	Y	$Q = T_{3L} + \frac{1}{2}Y$
$\ell_{iL} = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	-1 -1	0 -1
$Q_{iL}^\alpha = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$ $\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
u_{iR}^α	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
d_{iR}^α	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
e_{iR}	0	-2	-1
$\phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	1 1	1 0

Tabla 2.1: Contenido fermiónico del ME.

En la tabla 2.1 se presentan los números cuánticos de color propios de los Quarks en el índice $\alpha = 1, 2, 3$, el número de la familia está identificado con $i = 1, 2, 3$. T_{3L} hace referencia al isospin débil, Y a la hipercarga y Q a la carga eléctrica definida $Q = T_{3L} + Y$. ϕ es un campo escalar.

Los campos de gauge asociados al grupo son 12 y se presentan en la tabla 2.2.

Bosón	Cantidad	Asociación
B_μ	1	$U(1)_Y$
G_μ	8	$SU(3)_C$
W_μ	3	$SU(2)_L$

Tabla 2.2: Bosones de gauge del ME.

1.3. El lagrangiano del Modelo Estándar

La derivada covariante que deja invariante la teoría antes transformaciones locales del grupo $SU(2)_2 \otimes U(1)_Y$ debe tener la forma

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\vec{A}_\mu \cdot \vec{T} + i\frac{g'}{2}YB_\mu \quad (1.1)$$

donde A_μ^α , $\alpha = 1, 2, 3$, son los campos de gauge asociados a los generadores $T^i = \frac{\tau^i}{2}$ de $SU(2)_L$ con τ^i las matrices de Pauli y B_μ es el campo de gauge asociado

al generador Y de $U(1)_Y$. Las respectivas constantes de acoplamiento son g y g' . Con la derivada covariante para el grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ podemos construir el Lagrangiano para los campos de la forma [6]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \bar{\ell}_L i \not{D} \ell_L + \bar{e}_R i \not{D} e_R \\
& + \bar{Q}'_L i \not{D} Q'_L + \bar{U}'_R i \not{D} U'_R + \bar{D}'_R i \not{D} D'_R \\
& + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \\
& - \bar{Q}'_L h_d \phi d'_R - \bar{Q}'_L h_u \tilde{\phi} u'_R - \bar{\ell}_L h_e \phi_R \\
& - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}
\end{aligned} \tag{1.2}$$

Del anterior Lagrangiano podemos mencionar varias generalidades: Está compuesto por varios términos, conocidos en la literatura como Lagrangiano fermiónico, Lagrangiano cinético de los campos escalares, Lagrangiano del potencial de Higgs, Lagrangiano de Yukawa y Lagrangiano cinético de los campos de gauge en su orden de aparición. No se encuentran términos de orden superior a ϕ^4 con el fin de que la teoría sea renormalizable. El signo de las constantes de acoplamiento del potencial de Higgs, μ y λ , están determinadas por el rompimiento de simetría que se mencionará más adelante. Las constantes h_d , h_u y h_e son matrices 3x3 que relacionan las masas y mezclas de fermiones en el lagrangiano de Yukawa. Finalmente, que no aparecen términos de masa.

1.4. Rompimiento de simetría y generación de masa

Los potenciales usados en los lagrangianos tienen un estado base de mínima energía del sistema. De acuerdo con la forma del potencial, puede haber más de un estado base con la misma energía

En teoría cuántica de campos se exige que el estado base sea único, pero tal escogencia de un estado base de mínima energía puede romper la simetría del sistema y de acuerdo con el teorema de Goldstone, el rompimiento espontáneo de la simetría debido a un generador ROTO que cambia el valor esperado del vacío del potencial, genera nuevas partículas no masivas sin spin, sin embargo los generadores anteriormente mencionados son de gauge y absorben en su fase los bosones de Goldstone que se generarían dando origen a los bosones de gauge masivos que dan las interacciones de las fuerzas elementales como los gluones, el W^+ , W^- y el Z^0 [7]. Este proceso es conocido como el mecanismo de Higgs.

Veamos el caso del potencial de Higgs,

$$V = \lambda \left(\phi^\dagger \phi + \frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^2, \tag{1.3}$$

en donde $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$ tal que el potencial tenga una cota inferior y un estado fundamental. Su variación infinitesimal es de la forma

$$\begin{aligned}\delta V &= 2\lambda \left[\phi^\dagger \phi + \frac{\mu^2}{2\lambda} \right] \phi^\dagger \delta\phi \\ &+ 2\lambda \left[\phi^\dagger \phi + \frac{\mu^2}{2\lambda} \right] \delta\phi^\dagger \phi \\ &= 0\end{aligned}\tag{1.4}$$

ya que se exige la invariancia de gauge. De esta ecuación se obtiene

$$\begin{aligned}\langle 0 | \hat{\phi}^\dagger \hat{\phi} | 0 \rangle &= \langle \phi^\dagger \phi \rangle \\ &= \langle \varphi^+ \varphi^- \rangle_0 + \frac{1}{2} (\langle H^2 \rangle_0 + \langle \eta^2 \rangle_0) \\ &= -\frac{\mu^2}{2\lambda}\end{aligned}\tag{1.5}$$

estableciendo $\varphi^0 = \frac{H+i\eta}{\sqrt{2}}$. Se puede observar que el estado base es degenerado ya que existen muchos estados posibles con la misma energía. Escoger un estado base rompe la simetría, y se dice que se da espontáneamente. La simetría que permanece después del rompimiento, depende del estado fundamental. En el caso del ME, la simetría remanente o no rota corresponde al grupo de gauge de la electrodinámica y su generador corresponde a la carga eléctrica,

$$\langle \phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\tag{1.6}$$

con $v^2 \equiv -\frac{\mu^2}{2\lambda}$. Fácilmente podemos ver de este estado base que los generadores de los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, T^a y Y respectivamente, no dejan invariante el vacío, por lo que son generadores rotos. Sin embargo el operador $Q = T_{3L} + Y$ del grupo de gauge $U(1)_Q$ sí lo hace, lo podemos expresar como

$$T^a \langle \phi \rangle_0 \neq 0, \quad Y \langle \phi \rangle_0 \neq 0\tag{1.7}$$

$$Q \langle \phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} Q \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = 0.\tag{1.8}$$

Entonces el esquema del rompimiento de simetría es de la forma

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q.\tag{1.9}$$

Si redefinimos ϕ como

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ (v+H)/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)\chi\tag{1.10}$$

con $\chi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, entonces vemos que el potencial de Higgs al ser evaluado toma la forma

$$\begin{aligned} V(\phi'^{\dagger}\phi') &= -\frac{\mu^2}{2}(v+H)^2\chi^{\dagger}\chi + \frac{\lambda}{4}(v+H)^4(\chi^{\dagger}\chi)^2 \\ &= -\frac{\mu^2 v^2}{4} + \frac{1}{2}(2\mu^2)H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4}H^4. \end{aligned} \quad (1.11)$$

De (2.11) vemos que el término de masa del boson de higgs es $M_H = \sqrt{2\mu^2}$.

1.5. Bosones W y Z

Interesados en la masa de los bosones vectoriales, analizaremos el Lagrangiano cinético de los campos escalares, esto es

$$\mathcal{L}_{escalar} = (D^{\mu}\phi)^{\dagger}(D_{\mu}\phi),$$

pero la derivada covariante definida en (1.1) aplicada en el campo escalar ϕ definido en (1.6) es

$$\begin{aligned} (D_{\mu}\phi) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[ig\frac{1}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}_{\mu} + ig'\cdot\frac{1}{2}YB_{\mu}\right]\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{i}{\sqrt{8}}\left[g(\tau_1 W_1 + \tau_2 W_2 + \tau_3 W_3) + g' Y B_{\mu}\right]\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{i}{\sqrt{8}}\left[g\begin{pmatrix} 0 & W_1 \\ W_1 & 0 \end{pmatrix} + g\begin{pmatrix} 0 & -iW_2 \\ iW_2 & 0 \end{pmatrix} + g\begin{pmatrix} W_3 & 0 \\ 0 & -W_3 \end{pmatrix} + g'\begin{pmatrix} Y_{\phi 0}B_{\mu} & 0 \\ 0 & Y_{\phi 0}B_{\mu} \end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{i}{\sqrt{8}}\begin{pmatrix} gW_3 + g'Y_{\phi 0}B_{\mu} & g(W_1 - iW_2) \\ g(W_1 + iW_2) & -gW_3 + g'Y_{\phi 0}B_{\mu} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{iv}{\sqrt{8}}\begin{pmatrix} g(W_1 - iW_2) \\ -gW_3 + g'Y_{\phi 0}B_{\mu} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.12)$$

de donde fácilmente podemos computar $(D^{\mu}\phi)^{\dagger} : (D^{\mu}\phi)^{\dagger} = -\frac{iv}{\sqrt{8}}(g(W_1 + iW_2), (-gW_3 + g'Y_{\phi 0}B_{\mu}))$. De aquí sigue que

$$(D^{\mu}\phi)^{\dagger}(D_{\mu}\phi) = \frac{1}{8}v^2\left[g^2(W_1^2 + W_2^2) + (-gW_3 + g'Y_{\phi 0}B_{\mu})^2\right] \quad (1.13)$$

Podemos reescribir W_1 y W_2 como W^+ y W^- usando $W^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1 \mp iW_2)$. Lo que nos permite ver

$$g^2(W_1^2 + W_2^2) = 2g^2W^+W^-. \quad (1.14)$$

Por otra parte, podemos reescribir el término que queda de (1.13) como

$$(-gW_3 + g'Y_{\phi 0}B_\mu)^2 = (W_3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg'Y_{\phi 0} \\ -gg'Y_{\phi 0} & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

cuya matriz de mezcla tiene determinante igual a cero cuando tomamos el valor para la hipercarga de +1. Los autovalores y autovectores son los siguientes:

<i>Autovalor</i>	<i>Autovector</i>	
$\lambda = 0$	$\frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}} \begin{pmatrix} g' \\ g \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(g'W_3 + gB_\mu) = A_\mu$ <i>Fotón</i>
$\lambda = (g^2 + g'^2)$	$\frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}} \begin{pmatrix} g \\ -g' \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(gW_3 - g'B_\mu) = Z_\mu$ <i>Z - Bosón</i>

entonces (1.13) puede ser reescrito en función de W^+ , W^- , A y Z ,

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = \frac{1}{8} \nu^2 [g^2(W^+)^2 + g^2(W^-)^2 + (g^2 + g'^2)Z_\mu^2 + 0 \cdot A_\mu^2] \quad (1.16)$$

de (1.16) podemos inferir los términos de masa

$$\begin{aligned} M_{W^+} = M_{W^-} &= \frac{1}{2} \nu g \\ M_Z &= \frac{1}{2} \nu \sqrt{(g^2 + g'^2)} \\ M_A &= 0 \end{aligned}$$

podemos ver la relación de W_3 y B_0 con los bosones Z y A mediante la transformación ortogonal

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

en donde θ_w es conocido como el ángulo de mezcla débil o ángulo de Weinberg. Una diagonalización, conduce a

$$\sin \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.18)$$

que es similar a

$$\tan \theta_w = \frac{g'}{g}. \quad (1.19)$$

La masa del bosón Z está relacionada con la masa de los bosones W^\pm como

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_w}. \quad (1.20)$$

A bajas energías, la constante de acople g está relacionada con la constante de Fermi y la masa del boson W , que media el decaimiento muonico el cual en su tiempo fue el origen de la constante de Fermi, de la siguiente manera,

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W}. \quad (1.21)$$

La constante de Fermi tiene un valor aproximado de $1,16637 \times 10^{-5} GeV^{-2}$ lo que nos lleva a determinar la escala de rompimiento espontáneo de la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, v , como

$$v = \frac{2M_W}{g} = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{2}G_F}} \approx 246 GeV. \quad (1.22)$$

El valor de $\sin \theta_w^2$ ha sido determinado experimentalmente con un valor alrededor de 0.23, lo que permite poder calcular las masas de los bosones M_W y M_Z

$$M_W = \frac{1}{2}g v = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{\sqrt{2}G_F} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin \theta_w} \approx 80 GeV$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_w} \approx 90 GeV. \quad (1.23)$$

En 1983, en una serie de experimentos realizados por la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN por sus siglas en francés), los bosones W^+ , W^- y Z^0 fueron descubiertos con una medición satisfactoria de sus masas dando un gran respaldo a la teoría.

Capítulo 2

Modelo 331

El modelo gauge 331 está basado en el grupo local $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ [8]. Como punto de partida se debe asegurar que el modelo describa la interacción electromagnética, lo cual se logra al exigir que el sector electrodébil $SU(3)_c \otimes U(1)_X$ contenga el subgrupo $U(1)_Q$, por lo que el generador de carga eléctrica Q se define como una combinación lineal de los generadores diagonales del sector $SU(3)_c \otimes U(1)_X$ [8]

$$Q = T_3 - \frac{1}{\sqrt{3}}T_8 + XI \quad (2.1)$$

con T_3 y T_8 definidos por las matrices de Gell-mann, donde T_3 coincide con el isospín $SU(2)_L$ del ME, y X el número cuántico asociado a $U(1)_X$ cuyo valor estará ligado al parámetro libre β . El campo de gauge de los gluones (partículas que permiten la interacción fuerte) se asocia al generador \hat{T}_i , donde los índices enumeran los elementos de la representación 8 dimensional del color (Matrices de Gell-mann) para el grupo $SU(3)$.

Explícitamente, se representan fundamentalmente como

$$\begin{aligned} T_1 &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}; T_2 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}; T_3 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}; \\ T_4 &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}; T_5 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{bmatrix}; T_6 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}; \\ T_7 &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{bmatrix}; T_8 = \frac{1}{2\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

2.1. Criterios característicos

Cada uno de los siguientes criterios aporta restricciones que permiten seleccionar y clasificar modelos físicamente posibles. Restricciones adicionales aparecen considerando estudios fenomenológicos.

- Debe contener al ME como subgrupo, lo cual exige que el espectro de partículas contenga al menos las partículas fenomenológicas
- Para aumentar la capacidad predictiva del modelo a partir de primeros principios es necesario tener un mínimo de parámetros libres los que se representan con la introducción de nuevas partículas, restringiéndolo a solo un multiplete de fermiones por cada familia.
- Debe cumplir con el criterio de cancelación de anomalías quirales lo cual debe exigirse para preservar la propiedad renormalizable de la teoría en las correcciones cuánticas de la teoría clásica.
- Debe existir dentro del espectro fermiónico, un campo conjugado asociado y así tener completo todos los grados de libertad necesarios para construir espinores de Dirac.
- Puesto que el modelo debe contener al ME, se debe respetar el Rompimiento Espontáneo de la Simetría según el esquema $331 \rightarrow 321 \rightarrow 31$.
- Se debe asegurar un sector escalar que genere masas pesadas a las partículas extras asociadas a nueva física y masas más livianas a la escala electrodébil del espectro fenomenológico observado a bajas energías descrito por el ME.

En lo referente al rompimiento espontáneo de la simetría para el modelo 331, aparecen adicionalmente dos bosones cargados K^\pm , dos bosones neutros K^0, \bar{K}^0 y un campo neutro Z' debido a la cadena de rompimiento $SU(3)_L \otimes U(1)_X \rightarrow SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. El rompimiento de la simetría implica un campo escalar Φ_1 . El valor esperado en el vacío (VEV) de Φ_1 debe causar el primer rompimiento al modelo estándar que contiene 4 generadores. Así en la primera transición se deben romper los 5 generadores restantes correspondientes a $G_{4,5,6,7}$ y a una combinación ortogonal a la hipercarga definida por $\hat{Y} = \hat{Q} - \hat{T}_3 = -\frac{1}{3}\hat{T}_8 + \hat{X}$. Formalmente se tiene entonces que para el rompimiento al ME, existen las siguientes relaciones

$$\begin{aligned} [T_{1,2,3}, \langle \Phi_1 \rangle_0] &= 0, & [T_{4,5,6,7}, \langle \Phi_1 \rangle_0] &\neq 0 \\ [\beta\hat{T}_8 + X\hat{I}, \langle \Phi_1 \rangle_0] &= 0, & [\beta\hat{T}_8 - X\hat{I}, \langle \Phi_1 \rangle_0] &\neq 0. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Respecto al lagrangiano del modelo, lo podemos descomponer en diferentes términos, los cuales entraremos en detalle más adelante,

$$\mathcal{L}_{331} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yang-Mills} + \mathcal{L}_{Yukawa}.$$

2.2. Espectro de partículas

El esquema del modelo 331 debe contener como subgrupo, el contenido de partículas del modelo estándar. Se exige la existencia de un solo triplete para $SU(3)_L$ por familia fermiónica, y un singlete derecho para cada una de las componentes izquierdas con el fin de minimizar la cantidad de nuevos parámetros libres. Así, el espectro fermiónico con el valor de $\beta = -\frac{1}{\sqrt{3}}$ a considerar se presenta en la tabla 3.1.

Quarks	Q_ψ	X_ψ
$q_L^{(3)} = \begin{pmatrix} U^{(3)} \\ D^{(3)} \\ J^{(3)} \end{pmatrix}_L : 3$ $U_R^{(3)}, D_R^{(3)}, J_R^{(3)} : 1$	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \\ 2/3 \end{pmatrix}$	$X_{q^{(3)}}^L = 1/3$ $X_{U^{(3)}D^{(3)}J^{(3)}}^R = Q_{U^{(3)}D^{(3)}J^{(3)}}$
$q_L^{(m^*)} = \begin{pmatrix} D^{(m^*)} \\ -U^{(m^*)} \\ J^{(m^*)} \end{pmatrix}_L : 3^*$ $D_R^{(m^*)}, U_R^{(m^*)}, J_R^{(m^*)} : 1$	$\begin{pmatrix} -1/3 \\ 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$	$X_{q^{(1)}}^L = 0$ $X_{D^{(m^*)}U^{(m^*)}J^{(m^*)}}^R = Q_{D^{(m^*)}U^{(m^*)}J^{(m^*)}}$
Leptones	Q_ψ	X_ψ
$\ell_L^{(n)} = \begin{pmatrix} \nu^{(n)} \\ e^{(n)} \\ E^{(n)} \end{pmatrix}_L : 3^*$ $\nu_R^{(n)}, e_R^{(n)}, E_R^{(n)} : 1$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$X_{\ell^{(n)}}^L = -1/3$ $X_{\nu^{(n)}e^{(n)}E^{(n)}}^R = Q_{\nu^{(n)}e^{(n)}E^{(n)}}$

Tabla 3.1: Estructura fermiónica para 3 familias, con $m^* = 1, 2$ y $n = 1, 2, 3$.

Las partículas denotadas con J y E reciben comúnmente el nombre de partículas exóticas en Modelos, más allá del modelo estándar.

2.3. Lagrangiano de Dirac

Usando la forma genérica $i\bar{\psi}\not{D}\psi = i\bar{\psi}(\not{\partial} - ig\mathbf{A}T)\psi$ para un grupo de generadores T^α y bosones de gauge A_α , se escribe el lagrangiano para cada helicidad L y R como [8]

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_D^q &= i\overline{Q_L^{(3)}}(\gamma^\mu\partial_\mu - ig_L\gamma^\mu A_\mu - ig_X X_{Q^{(3)}}^L \gamma^\mu B_\mu)Q_L^{(3)} + \sum_{sing} \overline{Q_R^{(3)}}(\gamma^\mu\partial_\mu - ig_X X_{Q^{(3)}}^R \gamma^\mu B_\mu)Q_R^{(3)} \\
&+ i\overline{Q_L^{(1,2)}}(\gamma^\mu\partial_\mu + ig_L(\gamma^{mu} A_\mu)^T - ig_X X_{Q^{(1,2)}}^L \gamma^\mu B_\mu)Q_L^{(1,2)} \\
&+ \sum_{sing} \overline{Q_R^{(1,2)}}(\gamma^\mu\partial_\mu - ig_X X_{Q^{(1,2)}}^R \gamma^\mu B_\mu)Q_R^{(1,2)}.
\end{aligned} \tag{2.3}$$

donde g_L y g_X son las constantes de acoplamiento relacionadas con $SU(3)_L$ y $U(1)_X$ respectivamente. La parte leptónica es similar, es decir, se suma sobre todas las familias. Los términos vectoriales W_μ y B_μ se obtienen de

$$\mathbf{W}_\mu = W_\mu^\alpha T_\alpha = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}W_\mu^8 & \sqrt{2}W_\mu^+ & \sqrt{2}K_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}W_\mu^8 & \sqrt{2}K_\mu^0 \\ \sqrt{2}K_\mu^- & (\sqrt{2})K_\mu^0 & -\frac{2}{\sqrt{3}}W_\mu^8 \end{pmatrix},$$

Y

$$\mathbf{B}_\mu = \mathbf{I}_{3 \times 3} B_\mu.$$

El espectro escalar que produce el rompimiento espontáneo de la simetría $31 \rightarrow 21 \rightarrow 1$ viene dado por [8]

	Q_Φ	X_Φ
$\chi = \begin{pmatrix} \chi_1^0 \\ \chi_2^\mp \\ \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(\xi_\chi + \nu_\chi \pm i\zeta_\chi)\right) \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{3}$
$\rho = \begin{pmatrix} \rho_1^\pm \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma_\rho + \nu_\rho \pm i\zeta_\rho) \\ \rho_3^\pm \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \pm 1 \\ 0 \\ \mp 1 \end{pmatrix}$	$\frac{2}{3}$
$\eta = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma_\eta + \nu_\eta \pm i\zeta_\eta) \\ \eta_2^\mp \\ \eta_3^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ \mp 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{3}$

Tabla 3.2: Espectro escalar del modelo que produce el RES.

Con el espectro definido por \mathbf{W}_μ y \mathbf{B}_μ y la Tabla 3.2, se encuentran las matrices de masa segun las definiciones:

$$\begin{aligned}
M_{W^\pm\Phi_i}^2 &= \frac{\partial^2 \mathcal{L}_H}{\partial W^\pm \partial \Phi_i} \Big|_{\Phi=0}; & M_{K^0\hat{\Phi}_i}^2 &= \frac{\partial^2 \mathcal{L}_H}{\partial K^\pm \partial \Phi_i} \Big|_{\Phi=0}; & M_{K^\mp\Phi_i}^2 &= \frac{\partial^2 \mathcal{L}_H}{\partial K^\pm \partial \Phi_i} \Big|_{\Phi=0}; \\
M_{W_3\Phi_i}^2 &= \frac{\partial^2 \mathcal{L}_H}{\partial W_3 \partial \Phi_i} \Big|_{\Phi=0}; & M_{W_8\Phi_i}^2 &= \frac{\partial^2 \mathcal{L}_H}{\partial W_8 \partial \Phi_i} \Big|_{\Phi=0}; & M_{B\Phi_i}^2 &= \frac{\partial^2 \mathcal{L}_H}{\partial B \partial \Phi_i} \Big|_{\Phi=0}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

las cuales son los terminos cuadráticos de los campos de gauge que soon evaluados en el valor esperado del vacio del sector cinético escalar, en donde Φ_i denota cada componente del triplete de escalares χ, ρ y η . Las masas para los campos físicos cargados W^\pm, K^0, K^\mp son las siguientes

$$M_{W^\pm}^2 = \frac{g_L^2}{4}(\nu_\rho^2 + \nu_\eta^2), \quad M_{K^0}^2 = \frac{g_L^2}{4}(\nu_\chi^2 + \nu_\eta^2), \quad M_{K^\mp}^2 = \frac{g_L^2}{4}(\nu_\chi^2 + \nu_\rho^2) \quad (2.5)$$

lo que nos da masas pesadas del orden de ν_χ en la primera transición para K^0, K^\pm , y a la escala electrodébil $\nu = \sqrt{\nu_\rho^2 + \nu_\eta^2}$ para W^\pm en la segunda transición. Respecto al sector neutro, los valores propios son diagonalizados como

$$\begin{aligned} A_\mu &= S_W W_\mu^3 + C_W \left(\frac{-1}{\sqrt{3}} T_W W_\mu^8 + \sqrt{1 + \frac{1}{3} T_W^2} B_\mu \right) \\ Z_\mu &= C_W W_\mu^3 - S_W \left(\frac{-1}{\sqrt{3}} T_W W_\mu^8 + \sqrt{1 + \frac{1}{3} T_W^2} B_\mu \right) \\ Z'_\mu &= -\sqrt{1 + \frac{1}{3} T_W^2} W_\mu^8 - \frac{1}{\sqrt{3}} T_W B_\mu \end{aligned} \quad (2.6)$$

lo que da rotaciones exactas para Z_μ y A_μ , pero aproximada para Z' donde se asume que $\nu_{\eta,\rho}^2 \approx 0$. Los correspondientes auto valores son

$$M_{A_\mu}^2 = 0, \quad M_{Z_\mu}^2 \simeq \frac{g_L^2}{4C_W^2}(\nu_\rho^2 + \nu_\eta^2), \quad M_{Z'}^2 \simeq \frac{g_X^2}{3T_W^2} \nu_\chi^2, \quad (2.7)$$

donde el ángulo de Weinberg se ha definido como

$$S_W \equiv \sin\theta_W = \frac{g_X}{\sqrt{g_L^2 + (1 + \frac{1}{3})g_X^2}}. \quad (2.8)$$

2.4. Lagrangiano de Higgs

Este lagrangiano viene dado por

$$(D^\mu(\phi))^\dagger D_\mu(\phi) + V,$$

de donde $D^\mu = \partial^\mu - ig_L A^\mu - ig_X X_\Phi B^\mu$. Usando la notación tensorial, el potencial de Higgs, V , se escribe como [9]:

$$\begin{aligned} V_H &= \mu_1^2 \chi^i \chi_i + \mu_2^2 \rho^i \rho_i + \mu_3^2 \eta^i \eta_i + f(\chi_i \rho_j \eta_k \varepsilon^{ijk} + h.c) + \lambda_1 (\chi^i \chi_i)^2 + \lambda_2 (\rho^i \rho_i)^2 + \lambda_3 (\eta^i \eta_i)^2 \\ &+ \lambda_4 \chi^i \chi_i \rho^j \rho_j + \lambda_5 \chi^i \chi_i \eta^j \eta_j + \lambda_6 \rho^i \rho_i \eta^j \eta_j + \lambda_7 \chi^i \eta_i \eta^j \chi_j + \lambda_8 \chi^i \rho_i \rho^j \chi_j + \lambda_9 \eta^i \rho_i \rho^j \eta_j \end{aligned} \quad (2.9)$$

con λ_i y f como constantes de acoplamiento. Para hallar los valores de los términos de masa μ_i^2 , se hace uso de la condición del mínimo $\partial \langle V_H \rangle / v_i = 0$ para cada valor esperado del vacío obteniendo

$$\begin{aligned}\mu_1^2 &= -\lambda_1 v_\chi^2 - \frac{1}{2} \lambda_4 v_\rho^2 - \frac{1}{2} \lambda_5 v_\eta^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} f \frac{v_\eta v_\rho}{v_\chi} \\ \mu_2^2 &= -\lambda_2 v_\rho^2 - \frac{1}{2} \lambda_4 v_\chi^2 - \frac{1}{2} \lambda_6 v_\eta^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} f \frac{v_\eta v_\chi}{v_\rho} \\ \mu_3^2 &= -\lambda_3 v_\eta^2 - \frac{1}{2} \lambda_5 v_\chi^2 - \frac{1}{2} \lambda_6 v_\rho^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} f \frac{v_\rho v_\chi}{v_\eta},\end{aligned}\quad (2.10)$$

Los cuales han de ser reemplazados nuevamente en el potencial con el fin de encontrar el espectro de masas de acuerdo con los términos de los valores esperados del vacío y las constantes de acople λ_i y f . Mediante el mismo tipo de procedimiento usado para (2.4) del sector vectorial, se encuentran las matrices de masas de las partes imaginarias $M_{\zeta\zeta}^2$, reales $M_{\xi\xi}^2$ y cargadas M_ϕ^2 descritas respectivamente como:

$$M_{\zeta\zeta}^2 = -\sqrt{2}f \begin{bmatrix} \frac{v_\eta v_\rho}{v_\chi} & v_\eta & v_\rho \\ v_\eta & \frac{v_\eta v_\chi}{v_\rho} & v_\chi \\ v_\rho & v_\chi & \frac{v_\chi v_\rho}{v_\eta} \end{bmatrix}, \quad (2.11)$$

Con base $(\zeta_\chi, \zeta_\rho, \zeta_\eta)$ y determinante igual a cero. Con base $(\xi_\chi, \xi_\rho, \xi_\eta)$ y determinante distinto de cero,

$$M_{\xi\xi}^2 = \begin{bmatrix} 4\lambda_1 v_\chi^2 - \sqrt{2}f \frac{v_\eta v_\rho}{v_\chi} & 2\lambda_4 v_\chi v_\rho + \sqrt{2}f v_\eta & 2\lambda_5 v_\chi v_\eta + \sqrt{2}f v_\rho \\ 2\lambda_4 v_\chi v_\rho + \sqrt{2}f v_\eta & 4\lambda_2 v_\rho^2 - \sqrt{2}f \frac{v_\eta v_\chi}{v_\rho} & 2\lambda_6 v_\eta v_\rho + \sqrt{2}f v_\chi \\ 2\lambda_5 v_\chi v_\eta + \sqrt{2}f v_\rho & 2\lambda_6 v_\eta v_\rho + \sqrt{2}f v_\chi & 4\lambda_3 v_\eta^2 - \sqrt{2}f \frac{v_\chi v_\rho}{v_\eta} \end{bmatrix}, \quad (2.12)$$

y las matrices

$$M_{\phi^0}^2 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \lambda_7 v_\eta^2 - \sqrt{2}f \frac{v_\eta v_\rho}{v_\chi} & \lambda_7 v_\chi v_\eta - \sqrt{2}f v_\rho \\ \lambda_7 v_\chi v_\eta - \sqrt{2}f v_\rho & \lambda_7 v_\chi^2 - \sqrt{2}f \frac{v_\chi v_\rho}{v_\eta} \end{bmatrix}, \quad (2.13)$$

$$M_{\phi^\pm}^2 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \lambda_8 v_\rho^2 - \sqrt{2}f \frac{v_\eta v_\rho}{v_\chi} & \lambda_8 v_\chi v_\rho - \sqrt{2}f v_\eta \\ \lambda_8 v_\chi v_\rho - \sqrt{2}f v_\eta & \lambda_8 v_\chi^2 - \sqrt{2}f \frac{v_\chi v_\eta}{v_\rho} \end{bmatrix}, \quad (2.14)$$

$$M_{\phi^\pm}^2 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \lambda_9 v_\eta^2 - \sqrt{2}f \frac{v_\chi v_\eta}{v_\rho} & \lambda_9 v_\eta v_\rho - \sqrt{2}f v_\chi \\ \lambda_9 v_\eta v_\rho - \sqrt{2}f v_\chi & \lambda_9 v_\rho^2 - \sqrt{2}f \frac{v_\rho v_\chi}{v_\eta} \end{bmatrix}, \quad (2.15)$$

en las bases (χ_1^0, η_3^0) , (χ_2^\pm, ρ_3^\pm) y (ρ_1^\pm, η_2^\pm) respectivamente, todas ellas con determinantes nulos para dar con un total de seis bosones de Goldstone. Con el fin de obtener los auto valores y autovectores de forma analítica, se debe de suponer una

fuerte jerarquía entre las dos escalas de rompimiento, por lo que se ha de asumir de forma natural que

$$\langle \chi \rangle_0 \gg \langle \rho \rangle_0, \langle \eta \rangle_0 \rightarrow |\nu_\chi| \gg |\nu_\rho|, |\nu_\eta|. \quad (2.16)$$

Por otra parte, ya que algunas masas después de la primera transición resultan proporcionales a $f\nu_\chi$ en donde f es la constante de término trilineal, se asume que

$$|f| \approx |\nu_\chi|, \quad (2.17)$$

de tal manera que se evita la introducción no natural de una tercera escala de energía considerando que se definiera otra escala de masas diferentes a las dos escalas del rompimiento. El espectro escalar físico resumido tiene dos naturalezas; los goldstone de los campos de gauge que son

$$G_3^0 \simeq -\frac{1}{\sqrt{2}}\zeta_\chi, \quad G^0 \simeq S_{\beta H}\zeta_\rho - C_{\beta H}\zeta_\eta, \quad G^\pm = S_{\beta H}\rho_1^\pm - C_{\beta H}\eta_2^\pm$$

$$G_1^{\pm 0} \simeq -\chi_1^0, \quad G_2^\mp \simeq -\chi_2^\mp$$

y los campos escalares físicos que son

$$A^0 \simeq C_{\beta H}\zeta_\rho + S_{\beta H}\zeta_\eta, \quad h^0 = C_{\alpha H}\xi_\rho - S_{\alpha H}\xi_\eta, \quad H^0 = S_{\alpha H}\xi_\rho + C_{\alpha H}\xi_\eta$$

$$H_3^0 \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\xi_\chi, \quad H_1^{\pm 0} \simeq \eta_3^0, \quad H^\pm = C_{\beta H}\rho_1^\pm + S_{\beta H}\eta_2^\pm, \quad H_2^\mp = \rho_3^\mp$$

donde los ángulos de rotación β_H y α_H se definen como

$$t_{\beta_H} = \tan\beta_H = \frac{\nu_\rho}{\nu_\eta}, \quad t_{2\alpha_H} = \tan 2\alpha_H = \frac{2\mathcal{M}_{12}}{\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}}, \quad (2.18)$$

y donde \mathcal{M}_{ij} marca los elementos matriciales de la submatriz real $M_{\xi_\rho \xi_\chi}$.

Entonces tenemos un total de 8 bosones de Goldstone asociados al grado de libertad longitudinal de cada bosón de gauge que adquiere masa. Los demás bosones adquieren masas, nueve de ellos son masas pesadas del orden de la primera transición y uno liviano h^0 con masa del orden electrodébil, que asociamos al Higgs del ME. Los bosones neutros K^0, \bar{K}^0 adquieren masa a través de los bosones de Goldstone $G_1^\pm = (G_1^0, \bar{G}_1^0)$ y quedando en el espectro físico los bosones de Higgs neutros pesados $H_1^{\pm 0} = (H_1^0, \bar{H}_1^0)$.

2.5. Lagrangiano de interacción de campos escalares con campos de gauge

Tenemos el lagrangiano de interacción fermiónica con los campos de gauge y en particular para los campos neutros de la interacción débil Z y Z' tiene la forma [8]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_I = & \bar{i}\bar{f}\partial\bar{f} + eQ_f\bar{f}Af + \frac{g_L}{2C_W} \left[f\gamma_\mu (g_v^f - g_a^f\gamma_5) fZ^\mu + \bar{f}\gamma_\mu (\tilde{g}_v^f - \tilde{g}_a^f\gamma_5) fZ'^\mu \right] \\
& + \frac{g_L}{\sqrt{2}} (\overline{U}_L, \overline{N}_L) \begin{pmatrix} V_{CKM} & 0 \\ 0 & V_{MNS} \end{pmatrix} W^+ \begin{pmatrix} D_L \\ L_L \end{pmatrix} + h.c \\
& + \frac{g_L}{\sqrt{2}} \overline{U}_L V_{UJ} \mathbf{K}_{UJ}^+ J_L + h.c + \frac{g_L}{\sqrt{2}} \overline{D}_L V_{DJ} \mathbf{K}_{DJ}^+ J_L + h.c \\
& + \frac{g_L}{\sqrt{2}} \overline{N}_L V_{NE} \mathbf{K}^0 E_L + h.c + \frac{g_L}{\sqrt{2}} \overline{L}_L V_{LE} \mathbf{K}^- E_L + h.c
\end{aligned} \tag{2.19}$$

En donde se define la matriz Cabbibo-Kobayashi-Maskawa $V_{CKM} = V_L^{U\dagger} V_L^D$, la matriz Maki-Nakagawa-Sakata $V_{MNS} = V_L^{N\dagger} V_L^L$ y las matrices de mezcla con exóticos $V_{UJ} = V_L^{U\dagger} V_L^J$, $V_{DJ} = V_L^{D\dagger} V_L^J$, $V_{NE} = V_L^{N\dagger} V_L^E$, $V_{LE} = V_L^{L\dagger} V_L^E$. También se define $\mathbf{K}_{UJ}^\pm = \text{diag}(\mathbf{K}^0, \mathbf{K}^\pm, \mathbf{K}^\pm)$, $\mathbf{K}_{DJ}^\pm = \text{diag}(\mathbf{K}^\mp, -\mathbf{K}^0, -\mathbf{K}^0)$.

Los acoples g_v y g_a para Z y \tilde{g}_v y \tilde{g}_a para Z' se presentan en la tabla 3.3. [10]

Fermion	g_v^{f0}	g_a^{f0}	\tilde{g}_v^{f0}	\tilde{g}_a^{f0}
ν_j	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{-1+(2)S_W^2}{2\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$	$\frac{-1+(2)S_W^2}{2\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$
e_j	$-\frac{1}{2} + 2S_W^2$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{-1+(4)S_W^2}{2\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$	$\frac{-1}{2\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$
E_j	0	0	$\frac{1-S_W^2}{\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$	$\frac{1-S_W^2}{\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$
d_{m^*}	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}S_W^2$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{3-(2)S_W^2}{6\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$	$\frac{1-(2)S_W^2}{2\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$
u_{m^*}	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}S_W^2$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3+(8)S_W^2}{6\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$	$\frac{1}{2\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$
J_1	0	0	$\frac{-1+S_W^2}{\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$	$\frac{-1+S_W^2}{\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$
J_2	$2S_W^2$	0	$\frac{-1+3S_W^2}{\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$	$\frac{-1+S_W^2}{\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$
u_3	$\frac{1}{2} - \frac{4}{3}S_W^2$	$\frac{1}{2}$	$\frac{-3-2S_W^2}{6\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$	$\frac{-1+(2)S_W^2}{2\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$
d_3	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}S_W^2$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{-3+4S_W^2}{6\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$	$-\frac{1}{2\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$
J_3	$2S_W^2$	0	$\frac{1-S_W^2}{\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$	$\frac{1-S_W^2}{\sqrt{3}\sqrt{1-\frac{4}{3}S_W^2}}$

Tabla 3.3. Acoplamiento vector y axial de fermiones con bosones neutros Z y Z' . $m^* = 1, 2$.

Los lagrangianos de interacción explícitos en auto estados de masa escalar y gauge son [8]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{HHV} = & -e [H^+ H^- - H_2^- H_2^+] (p - q)^\mu A_\mu - \frac{igL}{2C_W} [C_{\beta_H - \alpha_H} h^0 A^0 - S_{\beta_H - \alpha_H} H^0 A^0 \\
& - iC_{2W} H^+ H^- + 2iS_W^2 H_2^- H_2^+] (p - q)^\mu Z_\mu - i \frac{gX}{2\sqrt{3}T_W} [(C_{\beta_H + \alpha_H} + T_W^2 C_{\beta_H - \alpha_H}) h^0 A^0 \\
& + (S_{\beta_H + \alpha_H} - T_W^2 S_{\beta_H - \alpha_H}) H^0 A^0 + i(C_{2\beta_H} + T_W^2) H^+ H^- \\
& + 2iH_1^0 H_1^0 + 2i(1 - T_W^2) H_2^- H_2^+] (p - q)^\mu Z'_\mu \\
& - \frac{igL}{2} [\mp iC_{\beta_H - \alpha_H} h^0 H^\mp \pm iS_{\beta_H - \alpha_H} H^0 H^\mp + A^0 H^\mp] (p - q)^\mu W_\mu^\pm \\
& - \frac{igL}{2} [\mp iS_{\alpha_H} h^0 H_1^0 \pm iC_{\alpha_H} H^0 H_1^0 + S_{\beta_H} A^0 H_1^0 \pm i\sqrt{2}C_{\beta_H} H^- H_2^\pm] (p - q)^\mu K_\mu^0 \\
& - \frac{igL}{2} [\pm iC_{\alpha_H} h^0 H_2^\pm \pm iS_{\alpha_H} H^0 H_2^\pm + C_{\beta_H} A^0 H_2^\pm \pm i\sqrt{2}S_{\beta_H} H^+ H_1^0] (p - q)^\mu K_\mu^\mp
\end{aligned} \tag{2.20}$$

donde a cada campo le corresponde un c-momento en el mismo orden de posición, esto es respetando la forma genérica $(p - k)^\mu H(p)H(k)$ con los momentos entrando al vértice, y donde solo se escriben los acoplamientos con Higgs Físicos. Además se usa la notación $S_{\beta_H - \alpha_H}, C_{\beta_H - \alpha_H} = \sin(\beta_H - \alpha_H), \cos(\beta_H - \alpha_H)$ y $C_{2W} = \cos(2\theta_W)$ con β_H y α_H los ángulos de mezcla. Surgen términos cúbicos de interacción Higgs-Vector-Vector [8],

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{HVV} = & \frac{g_L M_Z}{2C_W} [S_{\beta_H - \alpha_H} h^0 + C_{\beta_H - \alpha_H} H^0] Z^\mu Z_\mu \\
& + \frac{g_X M_Z}{\sqrt{3} T_W} [(S_{\beta_H + \alpha_H} + T_W^2 S_{\beta_H - \alpha_H}) h^0 - (C_{\beta_H + \alpha_H} - T_W^2 C_{\beta_H - \alpha_H}) H^0] Z^\mu Z'_\mu \\
& + \frac{g_X M_Z}{\sqrt{3} T_W} \frac{g_X C_W}{2 \sqrt{3} g_L T_W} \frac{M_Z}{M_{Z'}} ((1 + T_W^4) S_{\beta_H - \alpha_H} + 2 T_W^2 S_{\beta_H + \alpha_H}) h^0 \\
& + \frac{g_X C_W}{2 \sqrt{3} g_L T_W} \frac{M_Z}{M_{Z'}} ((1 + T_W^4) S_{\beta_H - \alpha_H} - 2 T_W^2 C_{\beta_H + \alpha_H}) H^0 + H_3^0] Z^{\mu'} Z'_\mu \\
& - g_L [M_W C_{\beta_H} S_{\alpha_H} h^0 - M_W C_{\beta_H} C_{\alpha_H} H^0 - H_3^0] K^{\mu 0} K_\mu^0 \\
& + g_L [M_W S_{\beta_H} C_{\alpha_H} h^0 + M_W S_{\beta_H} S_{\alpha_H} H^0 + H_3^0] K^{\mu \mp} K_\mu^\pm \\
& + g_L M_W [S_{\beta_H - \alpha_H} h^0 + C_{\beta_H - \alpha_H} H^0] W^{\mu \pm} W_\mu^\mp \\
& + \frac{g_L M_Z}{2} C_{\beta_H} H_1^0 K_\mu^0 Z^\mu - \frac{g_L M_Z}{2} S_{\beta_H} (1 + 2 S_W^2) H_2^\pm K_\mu^\mp Z^\mu \\
& + \frac{g_X C_W M_Z}{2 \sqrt{3} T_W} C_{\beta_H} (1 + T_W^2) H_1^0 K_\mu^0 Z^{\mu'} + \frac{g_X C_W M_Z}{2 \sqrt{3} T_W} S_{\beta_H} (1 - 3 T_W^2) H_2^\pm K_\mu^\mp Z^{\mu'} \\
& - \frac{g_X M_W}{\sqrt{3} T_W} S_{2\beta_H} H^\mp W_\mu^\pm Z^{\mu'} + \frac{g_L M_W}{\sqrt{2}} S_{\beta_H} H_2^\mp W^{\mu \pm} K_\mu^0 \\
& + \frac{g_L M_W}{\sqrt{2}} C_{\beta_H} H_1^0 W^{\mu \pm} K_\mu^\mp + \frac{g_L M_W}{\sqrt{2}} S_{2\beta_H} H^\mp K^{\mu 0} K_\mu^\pm + e M_W S_{\beta_H} H_2^\pm K_\mu^\mp A^\mu.
\end{aligned} \tag{2.21}$$

además se tienen los siguientes términos cuárticos Higgs-Higgs-Vector-Vector [8]

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{HHVV} = & \frac{g_L}{2} W^{\mu\pm} [eA_\mu - \frac{g_L S_W^2}{C_W} Z_\mu] [C_{\beta_H - \alpha_H} H^\mp h^0 - S_{\beta_H - \alpha_H} H^\mp H^0] + [eA_\mu + \frac{g_L C_{2W}}{2C_W} Z_\mu]^2 H^+ H^- \\
& + \frac{g_L^2}{8C_W^2} Z_\mu Z^\mu [(h^0)^2 + (H^0)^2] + \frac{g_L^2}{4} W^{\mu+} W_\mu^- [(h^0)^2 + (H^0)^2 + 2H^+ H^-] \\
& + \frac{g_L g_X}{2\sqrt{3}T_W} W^{\mu\pm} Z'_\mu [(-C_{\beta_H + \alpha_H} - T_W^2 C_{\beta_H - \alpha_H}) H^\mp h^0 - (S_{\beta_H + \alpha_H} - T_W^2 S_{\beta_H - \alpha_H}) H^\mp H^0] \\
& + \frac{g_L}{2} K^{\mu 0} [-\frac{g_L}{2C_W} Z_\mu - \frac{g_X}{2\sqrt{3}T_W} (1 + T_W^2) Z'_\mu] [H_1^0 (S_{\alpha_H} h^0 - C_{\alpha_H} H^0)] \\
& + \frac{g_L}{2} K^{\mu\mp} [eA_\mu - \frac{g_L}{2C_W} (1 + 2S_W^2) Z_\mu + \frac{g_X}{2\sqrt{3}T_W} (1 - 3T_W^2) Z'_\mu] [H_2^\pm (C_{\alpha_H} h^0 + S_{\alpha_H} H^0)] \\
& + \frac{g_L}{\sqrt{2}} K^{\mu\pm} [-eA_\mu + \frac{g_L}{2C_W} (1 + 2S_W^2) Z_\mu + \frac{g_X}{2\sqrt{3}T_W} (1 + T_W^2) Z'_\mu] [H_1^0 H^\mp S_{\beta_H}] \\
& + \frac{g_L}{\sqrt{2}} K^{\mu 0} [2eA_\mu + \frac{g_L}{2C_W} (1 - 4S_W^2) Z_\mu + \frac{g_X}{2\sqrt{3}T_W} (1 - 3T_W^2) Z'_\mu] [H_2^\pm H^\mp C_{\beta_H}] \\
& + \frac{g_X}{\sqrt{3}T_W} Z^{\mu\nu} [eA_\mu + \frac{g_L C_{2W}}{2C_W} Z_\mu] [-C_{2\beta_H} - T_W^2] H^+ H^- \\
& + \frac{g_X^2}{24T_W^2} Z^\mu Z'_\mu [4(H_3^0)^2 + 4T_W^2 S_{2\alpha_H} h^0 H^0 + (1 + T_W^4 - 2T_W^2 C_{2\alpha_H})(H^0)^2 \\
& + (1 + T_W^4 + 2T_W^2 C_{2\alpha_H})(h^0)^2 + 2(1 + T_W^4 - 2T_W^2 C_{2\beta_H}) H^+ H^-] \\
& + \frac{g_L g_X}{4\sqrt{3}S_W} Z^\mu Z'_\mu [(C_{2\alpha_H} + T_W^2)(h^0)^2 + 2S_{2\alpha_H} H^0 h^0 - (C_{2\alpha_H} - T_W^2)(H^0)^2] \\
& - [\frac{g_X}{\sqrt{3}T_W} Z'_\mu]^2 H_1^0 H_1^0 + [-eA_\mu + \frac{g_L}{C_W} S_W^2 Z_\mu - \frac{g_X}{\sqrt{3}T_W} (1 + T_W^2) Z'_\mu]^2 H_2^- H_2^+ \\
& + \frac{g_L^2}{2} W^{\mu\mp} K_\mu^0 [H_1^0 H^\pm S_{\beta_H} + \frac{1}{\sqrt{2}} H_2^\pm (h^0 C_{\alpha_H} + H^0 S_{\alpha_H})] \\
& + \frac{g_L^2}{2} W^{\mu\mp} K_\mu^\pm [H_2^\mp H^\pm C_{\beta_H} - \frac{1}{\sqrt{2}} H_1^0 (h^0 S_{\alpha_H} - H^0 C_{\alpha_H})] \\
& + \frac{g_L^2}{4} K^{\mu 0} K_\mu^0 [(H_3^0)^2 + (h^0)^2 S_{\alpha_H}^2 + (H^0)^2 C_{\alpha_H}^2 - S_{2\alpha_H} h^0 H^0 + 2H_1^0 H_1^0 + 2H_2^- H_2^+ + 2C_{\beta_H}^2 H^+ H^-] \\
& + \frac{g_L^2}{2\sqrt{2}} K^{\mu 0} K_\mu^\pm [C_{\beta_H + \alpha_H} h^0 H^\mp + S_{\beta_H + \alpha_H} H^0 H^\mp] \\
& + \frac{g_L^2}{4} K^{\mu-} K_\mu^+ [(H_3^0)^2 + (h^0)^2 C_{\alpha_H}^2 + (H^0)^2 S_{\alpha_H}^2 + S_{2\alpha_H} h^0 H^0 + 2S_{\beta_H}^2 H^+ H^- + 2H_1^0 H_1^0 + 2H_2^- H_2^+].
\end{aligned} \tag{2.22}$$

2.6. Lagrangiano de Yang-Mills

Para el sector vectorial se tiene

$$\mathcal{L}_H = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^\alpha F_{\alpha}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu},$$

con $F_{\alpha}^{\mu\nu} = T_{\alpha}^{\mu\nu} - g_L f_{\alpha\beta\gamma} A^{\mu\beta} A^{\nu\gamma}$, donde $T_{\alpha}^{\mu\nu} = \partial^{\mu} A_{\alpha}^{\nu} - \partial^{\nu} A_{\alpha}^{\mu}$ y $B^{\mu\nu} = \partial^{\mu} B^{\nu} - \partial^{\nu} B^{\mu}$, en donde A_{α}^{μ} corresponde a los 8 campos de gauge de $SU(3)_L$, B^{μ} el campo de gauge de $U(1)_X$ y $f_{\alpha\beta\gamma}$ las constantes de estructura del álgebra de Lie del grupo $SU(3)$. Para los campos de gauge el lagrangiano de interacción de 3 campos en autoestado de masa es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{VVV} = & e\{[r-p]^{\mu} g^{\alpha\nu} + [p-q]^{\nu} g^{\alpha\mu} + [q-r]^{\alpha} g^{\nu\mu}\} A_{\nu} W_{\alpha}^{+} W_{\mu}^{-} \\ & - e\{[r-p]^{\mu} g^{\alpha\nu} + [p-q]^{\nu} g^{\alpha\mu} + [q-r]^{\alpha} g^{\nu\mu}\} A_{\nu} K_{\alpha}^{-} K_{\mu}^{+} \\ & + gC_W\{[p-q]^{\mu} g^{\alpha\nu} + [q-r]^{\alpha} g^{\nu\mu} + [r-p]^{\nu} g^{\alpha\mu}\} Z_{\mu} W_{\alpha}^{+} W_{\nu}^{-} \\ & + \left[\frac{gC_W}{2} - \frac{eT_W}{2}\right]\{[p-q]^{\mu} g^{\alpha\nu} + [q-r]^{\alpha} g^{\nu\mu} + [r-p]^{\nu} g^{\alpha\mu}\} Z_{\mu} K_{\alpha}^0 K_{\nu}^0 \\ & + \left[\frac{-gC_W}{2} - \frac{eT_W}{2}\right]\{[p-q]^{\mu} g^{\alpha\nu} + [q-r]^{\alpha} g^{\nu\mu} + [r-p]^{\nu} g^{\alpha\mu}\} Z_{\mu} K_{\alpha}^{-} K_{\nu}^{+} \\ & + \frac{\sqrt{3}g}{2} \sqrt{1 - \frac{T_W^2}{3}} \{[q-p]^{\mu} g^{\alpha\nu} + [r-q]^{\alpha} g^{\nu\mu} + [p-r]^{\nu} g^{\alpha\mu}\} Z'_{\mu} K_{\alpha}^0 K_{\nu}^0 \\ & + \frac{\sqrt{3}g}{2} \sqrt{1 - \frac{T_W^2}{3}} \{[q-p]^{\mu} g^{\alpha\nu} + [r-q]^{\alpha} g^{\nu\mu} + [p-r]^{\nu} g^{\alpha\mu}\} Z'_{\mu} K_{\alpha}^{-} K_{\nu}^{+} \end{aligned} \quad (2.23)$$

donde se asigna p_{μ} para los campos de subíndice α , q_{μ} para los correspondientes campos negativos, y r_{μ} para los campos neutros A_{ν} , Z_{μ} y Z'_{μ} . En cuanto a los términos cuárticos se obtiene [8]

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{VVVV} = & g^2 W_\alpha^- W_\beta^+ \{ -g_1^{\alpha\delta\gamma\beta} [W_\gamma^+ W_\delta^- + K_\gamma^+ K_\delta^-] \\
& + g_2^{\alpha\beta\gamma\delta} [S_W^2 A_\gamma A_\delta + C_W^2 Z_\gamma Z_\delta + S_W C_W A_\gamma Z_\delta] - \frac{1}{2} g_3^{\beta\delta\alpha\gamma} K_\gamma^0 K_\delta^0 \} \\
& + g^2 K_\alpha^0 K_\beta^0 \{ -g_1^{\alpha\delta\gamma\beta} K_\gamma^0 K_\delta^0 + g_2^{\alpha\beta\gamma\delta} \left[\frac{C_W^2}{4} (1 + T_W^2)^2 Z_\gamma Z_\delta \right. \\
& + \frac{3}{4} \left(1 - \frac{1}{3} T_W^2 \right)^2 Z'_\gamma Z'_\delta - \frac{\sqrt{3} C_W}{4} \sqrt{1 - \frac{1}{3} T_W^2} (1 + T_W^2) Z_\gamma Z'_\delta \left. \right\} \\
& + g^2 K_\alpha^+ K_\beta^- \{ -g_1^{\alpha\delta\gamma\beta} K_\gamma^- K_\delta^+ + g_2^{\alpha\beta\gamma\delta} \left[-S_W^2 A_\gamma A_\delta + \frac{C_W^2}{4} (1 - T_W^2)^2 Z_\gamma Z_\delta \right. \\
& + \frac{S_W C_W}{2} (1 - T_W^2) A_\gamma Z_\delta + \frac{\sqrt{3} S_W}{2} \sqrt{1 - \frac{1}{3} T_W^2} A_\gamma Z'_\delta \\
& + \frac{\sqrt{3} C_W}{4} \sqrt{1 - \frac{1}{3} T_W^2} (1 - T_W^2) Z_\gamma Z'_\delta + \frac{3}{4} \left(1 - \frac{1}{3} T_W^2 \right) Z'_\gamma Z'_\delta \left. \right] - \frac{1}{2} g_3^{\beta\delta\alpha\gamma} K_\gamma^+ K_\delta^- \} \\
& - \frac{\sqrt{3} g^2}{2\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{1}{3} T_W^2} g_2^{\alpha\beta\gamma\delta} K_\alpha^- K_\beta^0 W_\gamma^+ Z'_\delta + h.c \\
& + \frac{g^2 S_W}{2\sqrt{2}} \left[-g_2^{\alpha\beta\gamma\delta} + g_3^{\beta\delta\alpha\gamma} - g_1^{\alpha\delta\gamma\beta} \right] K_\alpha^- K_\beta^0 W_\gamma^+ A_\delta + h.c \\
& - \frac{g^2 C_W}{\sqrt{2}} \left[\frac{(1 - T_W^2)}{2} g_2^{\alpha\beta\gamma\delta} + g_1^{\alpha\delta\gamma\beta} \right] K_\alpha^- K_\beta^0 W_\gamma^+ Z_\delta + h.c
\end{aligned} \tag{2.24}$$

donde $g_1^{\alpha\delta\gamma\beta} = -2g^{\alpha\delta} g^{\gamma\beta} + g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} + g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta}$, $g_2^{\alpha\beta\gamma\delta} = -2g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} + g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta} + g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma}$
y $g_3^{\beta\delta\alpha\gamma} = -2g^{\beta\delta} g^{\alpha\gamma} + g^{\alpha\beta} g^{\gamma\delta} + g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma}$.

2.7. Lagrangiano de Yukawa

La interacción de Yukawa son términos bilineales que relacionan campos escalares con campos de Dirac. Para nuestro modelo 331 tenemos el lagrangiano de Yukawa como

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Yukawa} = & -\frac{g}{2M_W C_{\beta_H}} \bar{d} m_d d (H^0 C_{\alpha_H} + h^0 S_{\alpha_H}) \\
& - \frac{ig}{2M_W} \frac{S_{\beta_H}}{C_{\beta_H}} \bar{d} m_d \gamma_5 d A^0 + \frac{g}{2M_W S_{\beta_H}} \bar{u} m_u u (H^0 S_{\alpha_H} - h^0 C_{\alpha_H}) \\
& - \frac{ig}{2M_W} \frac{C_{\beta_H}}{S_{\beta_H}} \bar{u} m_u \gamma_5 u A^0 - \frac{g}{\sqrt{2} M_W} (H^+ \bar{u} \left[\frac{C_{\beta_H}}{S_{\beta_H}} m_u (1 - \gamma_5) + \frac{S_{\beta_H}}{C_{\beta_H}} m_d (1 + \gamma_5) \right] d \\
& + H^- \bar{d} \left[\frac{C_{\beta_H}}{S_{\beta_H}} m_u (1 + \gamma_5) + \frac{S_{\beta_H}}{C_{\beta_H}} m_d (1 - \gamma_5) \right] u)
\end{aligned} \tag{2.25}$$

En donde los quarks tipo u y d recorren las tres generaciones de partículas, es decir, $u = u, c, t$ y $d = d, s, b$. Para leptones se tiene $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}$ y respecto a las masas $\begin{pmatrix} m_u \\ m_d \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} m_\nu \\ m_e \end{pmatrix}$, sin embargo en el modelo se consideran cero las masas de los quarks up y down, la masa de los neutrinos y la masa del electrón. Es de aclarar que todo el espectro construido y los lagrangianos escritos están en la base electrodébil $SU(3)_L \otimes U(1)_X$ que no son las partículas físicas que se observan experimentalmente.

Específicamente, se obtienen para el sector de quarks los siguientes términos $U(1)_X$ [8]

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Y^q = & \sum_{m^*=2}^3 \overline{q_L^{(1)}} \left(h_{U_R^{(1)}}^{1\eta} U_R^{(1)} \eta + h_{D_R^{(1)}}^{1\rho} D_R^{(1)} \rho + h_{J_R^{(1)}}^{1\chi} J_R^{(1)} \chi + h_{U_R^{(m^*)}}^{1\eta} U_R^{(m^*)} \eta + h_{D_R^{(m^*)}}^{1\rho} D_R^{(m^*)} \rho \right) \\
& + \sum_{m^*, m'^*=2}^3 \overline{q_L^{(m^*)}} \left(h_{U_R^{(1)}}^{m^*\rho} U_R^{(1)} \rho + h_{D_R^{(1)}}^{m^*\eta} D_R^{(1)} \eta + h_{U_R^{(m'^*)}}^{m^*\rho} U_R^{(m'^*)} \rho + h_{D_R^{(m'^*)}}^{m^*\eta} D_R^{(m'^*)} \eta + h_{J_R^{(m'^*)}}^{m^*\chi} J_R^{(m'^*)} \chi \right) \\
& + \sum_{m^*=2}^3 \overline{q_L^{(1)}} \left(h_{U_R^{(1)}}^{1\chi} U_R^{(1)} \chi + h_{J_R^{(1)}}^{1\eta} J_R^{(1)} \eta + h_{U_R^{(m^*)}}^{1\chi} U_R^{(m^*)} \chi + h_{J_R^{(m^*)}}^{1\rho} J_R^{(m^*)} \rho \right) \\
& + \sum_{m^*, m'^*=2}^3 \overline{q_L^{(m^*)}} \left(h_{D_R^{(1)}}^{m^*\chi} D_R^{(1)} \chi + h_{J_R^{(1)}}^{m^*\rho} J_R^{(1)} \rho + h_{D_R^{(m'^*)}}^{m^*\chi} D_R^{(m'^*)} \chi + h_{J_R^{(m'^*)}}^{m^*\eta} J_R^{(m'^*)} \eta \right) + h.c.
\end{aligned} \tag{2.26}$$

y para los leptones se tiene [8]

$$\mathcal{L}_Y^\ell = \sum_{n, n'=1}^3 \overline{\ell_L^{(n)}} \left(h_{\nu_R^{(n')}}^{\eta\eta} \nu_R^{(n')} \eta + h_{e_R^{(n')}}^{\eta\rho} e_R^{(n')} \rho + h_{E_R^{(n')}}^{\eta\chi} E_R^{(n')} \chi \right) + h.c. \tag{2.27}$$

Las matrices de masa fermiónicas son en general complejas y se diagonalizan por una transformación biunitaria, pero las matrices de rotación unitarias relacionadas con las constantes de acoplos de Yukawa y valores esperados del vacío terminan siendo parámetros libres de ajuste fenomenológico. Sin embargo, es posible considerar ciertas construcciones de modelos basados en principios de simetrías en la forma de las matrices de masa fermiónicas (texturas de masa) que dejan abierta la posibilidad de reducir el número de variables libres y obtener modelos más predecibles para estudiar nueva física desde un punto de vista más fundamental. Permitirían obtener formas analíticas para las matrices de rotación. Es motivación de esto introducir una simetría discreta a continuación.

2.8. Simetría $T_7 \otimes Z_3 \otimes Z_{14}$

La falta de predictibilidad del sector de Yukawa del ME motiva a considerar extensiones del ME enfocadas en resolver su rompecabezas de sabor. Simetrías discretas de sabor son importantes porque generan texturas fermiónicas útiles para explicar la estructura de sabor generacional. Esas simetrías de sabor discretas proveen un marco de trabajo útil en extensiones del ME. Las simetrías de sabor discretas pueden surgir de teoría subyacente.

Por otra parte, los experimentos de oscilación de neutrinos muestran que a lo más, existe un neutrino activo sin masa y que los neutrinos de diferente sabor se mezclan. Estos experimentos no determinan ni el valor absoluto de las masas de los neutrinos ni su característica de Majorana o de Dirac. Sin embargo, ligaduras para las masas de neutrinos pueden ser obtenidas de decaimiento beta del tritio, decaimiento beta doble y cosmología.

Los ajustes globales de los datos accesibles de experimentos, limitan los doblamientos de masas cuadradas de neutrinos y los parámetros de mezcla. La información actual sugiere una violación a la simetría tribimaximal descrita por la matriz de mezcla tribimaximal (TBM), cuyos ángulos de mezcla predictivos satisfacen $(\sin^2\theta_{12})_{TBM} = \frac{1}{3}$, $(\sin^2\theta_{23})_{TBM} = \frac{1}{2}$, y $(\sin^2\theta_{13})_{TBM} = 0$. Para generar ángulos de mezcla leptónicos tribimaximales consistentes con los datos experimentales, grupos de simetría discretos son implementados en el ME. Otro acercamiento a resolver el rompecabezas de sabor consiste en postular texturas de masa fermiónicas.

En este subcapítulo se presenta la formulación de la extensión del modelo 331 mínimo con el grupo discreto adicional $T_7 \otimes Z_3 \otimes Z_{14}$ y en donde campos escalares muy pesados adicionales son añadidos con el objetivo de generar texturas viables y predictivas del sector leptónico. El modelo a bajas energías se reduce al modelo mínimo 331 con $\beta = -\frac{1}{\sqrt{3}}$. Mayor información de las características del grupo T_7 pueden ser vistas en el Anexo 1.

Adicionamos una simetría, tal que el modelo queda $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \otimes T_7 \otimes Z_3 \otimes Z_{14}$ [11]. La simetría total \mathcal{G} experimenta el siguiente esquema de RES en tres pasos:

$$\begin{aligned} \mathcal{G} &= SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \otimes T_7 \otimes Z_3 \otimes Z_{14} \xrightarrow{\Lambda_{int}} \\ &SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \xrightarrow{v_\chi} SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{v_\eta v_\rho} \\ &SU(3)_C \otimes U(1)_Q \end{aligned} \quad (2.28)$$

en donde se cumple la jerarquía $v_\eta, v_\rho \ll v_\chi \ll \Lambda_{int}$ entre las escalas de rompimiento de simetría.

Debido a la nueva simetría, dos familias de quarks son acomodadas en representaciones irreducibles 3^* para cumplir con la cancelación de anomalías de $SU(3)_L$. Además hay seis representaciones irreducibles 3^* originadas de los colores de los quark. La otra familia de quarks está agrupada en una representación irreducible 3. Por otra parte, tenemos seis representaciones irreducibles 3 que toman en cuenta las tres familias de leptones. Entonces, el requerimiento de cancelación de anomalías implica que los quarks están unificados en las representaciones izquierdas y derechas de $(SU(3)_C, SU(3)_L, U(1)_X)$:

$$Q_L^{1,2} = \begin{pmatrix} D^{1,2} \\ -U^{1,2} \\ J^{1,2} \end{pmatrix}_L : (3, 3^*, 0), \quad Q_L^3 = \begin{pmatrix} U^3 \\ D^3 \\ T \end{pmatrix}_L : (3, 3, 1/3), \quad (2.29)$$

$$\begin{aligned} D_R^{1,2,3} &: (3^*, 1, -1/3) & U_R^{1,2,3} &: (3^*, 1, 2/3) \\ J_R^{1,2} &: (3^*, 1, -1/3), & T_R &: (3^*, 1, 2/3). \end{aligned} \quad (2.30)$$

U_L^i y D_L^i con $i = 1, 2, 3$ son en la base de sabor, los quarks izquierdos arriba y abajo respectivamente. Los quarks derechos del MS (U_R^i y D_R^i , con $i = 1, 2, 3$) y los quarks exóticos derechos T_R y $J_R^{1,2}$ se asignan en representaciones de singletes de $SU(3)_L$, de tal manera que los números cuánticos de $U(1)_X$ son equivalentes a sus cargas eléctricas.

En la parte de los leptones, la cancelación de anomalías nos conduce a la siguientes representaciones izquierda y derecha $(SU(3)_C, SU(3)_L, U(1)_X)$:

$$L_L^{1,2,3} = \begin{pmatrix} \nu^{1,2,3} \\ e^{1,2,3} \\ (\nu^{1,2,3})^c \end{pmatrix}_L : (1, 3, -1/3), \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} e_R &: (1, 1, -1), & \mu_R &: (1, 1, -1) & \tau_R &: (1, 1, -1), \\ N_R^1 &: (1, 1, 0), & N_R^2 &: (1, 1, 0) & N_R^3 &: (1, 1, 0). \end{aligned} \quad (2.32)$$

en donde ν_L^i y e_L^i con $i = 1, 2, 3$ son las familias de leptones neutras y cargadas, respectivamente. En el modelo tenemos además, tres leptones neutros izquierdos $(\nu_L^{1,2,3})^c$ y tres leptones derechos $N_R^{1,2,3}$.

El modelo 331 es extendido añadiendo los siguientes diez muy pesados singletes escalares de $SU(3)_L$:

$$\sigma \sim (1, 0), \quad \xi_j \sim (1, 0), \quad \zeta_j \sim (1, 0), \quad S_j \sim (1, 0), \quad j = 1, 2, 3. \quad (2.33)$$

asignamos los escalares en las representaciones triplete y singlete de T_7 . Los campos escalares asignados a la simetría adicional son:

$$\begin{aligned}
\eta &\sim (\mathbf{1}_0, e^{\frac{2\pi i}{3}}, 1), & \rho &\sim (\mathbf{1}_0, e^{-\frac{2\pi i}{3}}, 1), & \chi &\sim (\mathbf{1}_0, 1, 1), \\
\xi &\sim (\mathbf{3}, e^{\frac{2\pi i}{3}}, 1) & \zeta &\sim (\bar{\mathbf{3}}, 1, 1), & S &\sim (\mathbf{3}, e^{-\frac{2\pi i}{3}}, 1), & \sigma &\sim (\mathbf{1}_0, 1, e^{-\frac{i\pi}{7}})
\end{aligned} \tag{2.34}$$

La parte leptónica asignada de $T_7 \otimes Z_3 \otimes Z_{14}$ es:

$$\begin{aligned}
L_L &\sim (\mathbf{3}, e^{\frac{2\pi i}{3}}, 1), & e_R &\sim (\mathbf{1}_0, e^{\frac{2\pi i}{3}}, -1), & \mu_R &\sim (\mathbf{1}_1, e^{\frac{2\pi i}{3}}, e^{\frac{4i\pi}{7}}), \\
\tau_R &\sim (\mathbf{1}_2, e^{\frac{2i\pi}{3}}, e^{\frac{2i\pi}{7}}), & N_R &\sim (\mathbf{3}, e^{\frac{2\pi i}{3}}, 1).
\end{aligned} \tag{2.35}$$

Mientras que las asignaciones al sector de quarks del $T_7 \otimes Z_3 \otimes Z_{14}$ son:

$$\begin{aligned}
Q_L^1 &\sim (\mathbf{1}_0, 1, e^{\frac{2\pi i}{7}}), & Q_L^2 &\sim (\mathbf{1}_0, 1, e^{\frac{\pi i}{7}}), & Q_L^3 &\sim (\mathbf{1}_0, 1, 1), \\
U_R^1 &\sim (\mathbf{1}_0, e^{-\frac{2i\pi}{3}}, e^{\frac{2i\pi}{7}}), & U_R^2 &\sim (\mathbf{1}_0, e^{-\frac{2\pi i}{3}}, e^{\frac{\pi i}{7}}), & U_R^3 &\sim (\mathbf{1}_0, e^{-\frac{2\pi i}{3}}, 1), \\
D_R^1 &\sim (\mathbf{1}_0, e^{\frac{2i\pi}{3}}, e^{\frac{2i\pi}{7}}), & D_R^2 &\sim (\mathbf{1}_0, e^{\frac{2\pi i}{3}}, e^{\frac{\pi i}{7}}), & D_R^3 &\sim (\mathbf{1}_0, e^{\frac{2\pi i}{3}}, 1), \\
T_R &\sim (\mathbf{1}_0, 1, 1), & J_R^1 &\sim (\mathbf{1}_0, 1, e^{\frac{2\pi i}{7}}), & J_R^2 &\sim (\mathbf{1}_0, 1, e^{\frac{\pi i}{7}}).
\end{aligned} \tag{2.36}$$

Las dimensiones de las representaciones irreducibles de T_7 son especificadas por los números en negrita. Con el mencionado contenido de campos del modelo, los términos invariantes de Yukawa de los leptones bajo el grupo \mathcal{G} , toman la forma:

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y^{(\ell)} &= h_{\rho e}^{(L)} (\bar{L}_L \rho \xi)_{\mathbf{1}_0} e_R \frac{\sigma^7}{\Lambda^8} + h_{\rho \mu}^{(L)} (\bar{L}_L \rho \xi)_{\mathbf{1}_2} \mu_R \frac{\sigma^4}{\Lambda^5} + h_{\rho \tau}^{(L)} (\bar{L}_L \rho \xi)_{\mathbf{1}_1} \tau_R \frac{\sigma^2}{\Lambda^3} \\
&+ h_\chi^{(L)} (\bar{L}_L \chi N_R)_{\mathbf{1}_0} + \frac{1}{2} h_{1N} (\bar{N}_R N_R^C)_{\mathbf{3}} \xi^{*} + h_{2N} (\bar{N}_R N_R^C)_{\bar{\mathbf{3}}} S \\
&+ h_\rho \varepsilon_{abc} (\bar{L}_L^a (L_L^C)^b)_{\mathbf{3}} \rho^c \frac{\zeta}{\Lambda} + H.C,
\end{aligned} \tag{2.37}$$

en donde $h_{\rho e}^{(L)}$, $h_{\rho \mu}^{(L)}$, $h_{\rho \tau}^{(L)}$, $h_\chi^{(L)}$, h_{1N} , h_{2N} y h_ρ son acoples adimensionales $\mathcal{O}(1)$.

El desarrollo de (2.37) es el siguiente:

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y^{(\ell)} &= h_{\rho e}^{(L)} \frac{\langle \sigma^7 \rangle}{\Lambda^8} (\bar{L} \rho \xi)_{\mathbf{1}_0} e_R + h_{\rho \mu}^{(L)} \frac{\langle \sigma^4 \rangle}{\Lambda^5} (\bar{L} \rho \xi)_{\mathbf{1}_2} \mu_R + h_{\rho \tau}^{(L)} \frac{\langle \sigma^2 \rangle}{\Lambda^3} (\bar{L} \rho \xi)_{\mathbf{1}_1} \tau_R \\
&+ h_\chi^{(L)} (\bar{L}_L \chi N_R)_{\mathbf{1}_0} + \frac{1}{2} h_{1N} (\bar{N}_R N_R^C)_{\mathbf{3}} \xi^{*} + h_{2N} (\bar{N}_R N_R^C)_{\bar{\mathbf{3}}} S \\
&+ h_\rho \varepsilon_{abc} (\bar{L}_L^a (L_L^C)^b)_{\mathbf{3}} \rho^c \frac{\zeta}{\Lambda} + H.C,
\end{aligned} \tag{2.38}$$

pero considerando

$$\begin{aligned}
(\bar{L}_L \rho \langle \xi \rangle)_{\mathbf{1}_0} &\rightarrow (\bar{L}_1 + \bar{L}_2 + \bar{L}_3) \frac{\langle \xi \rangle}{\sqrt{3}} \\
(\bar{L}_L \rho \langle \xi \rangle)_{\mathbf{1}_2} &\rightarrow (\bar{L}_1 + \omega^2 \bar{L}_2 + \omega \bar{L}_3) \frac{\langle \xi \rangle}{\sqrt{3}} \\
(\bar{L}_L \rho \langle \xi \rangle)_{\mathbf{1}_1} &\rightarrow (\bar{L}_1 + \omega \bar{L}_2 + \omega^2 \bar{L}_3) \frac{\langle \xi \rangle}{\sqrt{3}},
\end{aligned} \tag{2.39}$$

tendremos para la parte cargada

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y^C &= h_{\rho e}^{(L)} \frac{\langle \sigma^7 \rangle}{\Lambda^8} \frac{v_\xi}{\sqrt{3}} (\bar{L}_1 + \bar{L}_2 + \bar{L}_3) \rho e_R \\
&+ h_{\rho \mu}^{(L)} \frac{\langle \sigma^4 \rangle}{\Lambda^5} \frac{v_\xi}{\sqrt{3}} (\bar{L}_1 + \omega^2 \bar{L}_2 + \omega \bar{L}_3) \rho \mu_R \\
&+ h_{\rho \tau}^{(L)} \frac{\langle \sigma^2 \rangle}{\Lambda^3} \frac{v_\xi}{\sqrt{3}} (\bar{L}_1 + \omega \bar{L}_2 + \omega^2 \bar{L}_3) \rho \tau_R.
\end{aligned} \tag{2.40}$$

Ahora bien, si hacemos las siguientes definiciones para los términos de masa de los leptones cargados,

$$\begin{aligned}
M_e &\equiv h_{\rho e}^{(L)} \lambda^8 \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} \\
M_\mu &\equiv h_{\rho \mu}^{(L)} \lambda^5 \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} \\
M_\tau &\equiv h_{\rho \tau}^{(L)} \lambda^3 \frac{v_\rho}{\sqrt{2}},
\end{aligned} \tag{2.41}$$

podremos expresar la parte leptónica cargada como una transformación entre bases

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y^C &= \frac{\sqrt{2}}{v_\rho} M_e \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{L}_1 + \bar{L}_2 + \bar{L}_3) \rho e_R \\
&+ \frac{\sqrt{2}}{v_\rho} M_\mu \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{L}_1 + \omega^2 \bar{L}_2 + \omega \bar{L}_3) \rho \mu_R \\
&+ \frac{\sqrt{2}}{v_\rho} M_\tau \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{L}_1 + \omega \bar{L}_2 + \omega^2 \bar{L}_3) \rho \tau_R,
\end{aligned} \tag{2.42}$$

haciendo la observación de que $\langle \rho \rangle = \frac{v_\rho}{\sqrt{2}}$

$$-\mathcal{L}_Y^C = \begin{pmatrix} \bar{e}_L^0 & \bar{\mu}_L^0 & \bar{\tau}_L^0 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & \omega^2 & \omega \\ 1 & \omega & \omega^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_e & & \\ & M_\mu & \\ & & M_\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^0 \\ \mu^0 \\ \tau^0 \end{pmatrix}_R. \tag{2.43}$$

Ahora bien, en lo que refiere al sector de neutrinos, los siguientes términos de masa de neutrinos aparecen: [11]

$$-\mathcal{L}_{masa}^{(v)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L^C & \bar{\nu}_R & \bar{N}_R \end{pmatrix} M_\nu \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^C \\ N_R^C \end{pmatrix} + h.c., \tag{2.44}$$

donde el grupo de sabor discreto T_7 limita la matriz de masa de neutrinos para ser de la forma:

$$\begin{aligned}
M_\nu &= \begin{pmatrix} 0_{3 \times 3} & M_D & 0_{3 \times 3} \\ M_D^T & 0_{3 \times 3} & M_\chi \\ 0_{3 \times 3} & M_\chi^T & M_R \end{pmatrix}, M_D = \frac{h_\rho \nu_\rho \nu_\xi}{2\Lambda} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, M_\chi = h_\chi^{(L)} \frac{\nu_\chi}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \\
M_R &= h_{1N} \frac{\nu_\xi}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & -x & x \\ -x & 1 & x \\ x & x & 1 \end{pmatrix}, \quad x = \frac{h_{2N} \nu_S}{h_{1N} \nu_\xi}.
\end{aligned} \tag{2.45}$$

Ya que el singlete escalar de $SU(3)_L$ al tener interacciones de Yukawa con el neutrino de mano derecha adquiere un valor esperado del vacío a una escala muy alta, esos neutrinos neutros son súper pesados, por lo que los neutrinos activos adquieren masas pequeñas a través de un mecanismo Seesaw doble. La completa matriz de rotación, la cual diagonaliza la matriz de masa de neutrinos, toma la forma aproximada

$$U = \begin{pmatrix} V_\nu & B_2 U_\chi & 0 \\ -B_2^\dagger V_\nu & U_\chi & B_1 U_R \\ 0 & B_1^\dagger U_\chi & U_R \end{pmatrix}, \tag{2.46}$$

donde

$$B_1^\dagger = M_R^{-1} M_\chi^T, \quad B_2^\dagger = M_D (M_\chi^T)^{-1} M_R M_\chi^{-1}, \tag{2.47}$$

y las matrices de masas de neutrinos para los estados físicos son

$$M_\nu^{(1)} = M_D (M_\chi^T)^{-1} M_R M_\chi^{-1} M_D^T, \tag{2.48}$$

$$M_\nu^{(2)} = -M_\chi M_R^{-1} M_\chi^T, \tag{2.49}$$

$$M_\nu^{(3)} = M_R, \tag{2.50}$$

siendo $M_\nu^{(1)}$ la matriz de masa para los neutrinos activos livianos, mientras que $M_\nu^{(2)}$ y $M_\nu^{(3)}$ son las matrices de masa de los neutrinos estériles pesados y muy pesados, respectivamente. Consecuentemente, el mecanismo de doble Seesaw da aparición a neutrinos activos livianos como también a los neutrinos estériles pesados y muy pesados. Además, las matrices de masa de neutrinos $M_\nu^{(1)}$, $M_\nu^{(2)}$ y $M_\nu^{(3)}$ están diagonalizadas por las matrices de rotación V_ν , U_R y U_χ , respectivamente.

Usando (2.48), encontramos la siguiente matriz de masa para los neutrinos activos [11]:

$$M_\nu^{(1)} = \begin{pmatrix} A & 0 & A \\ 0 & B & 0 \\ A & 0 & A \end{pmatrix}, \tag{2.51}$$

donde

$$A = \frac{h_{1N} h_\rho^2 v_\rho^2 v_\zeta^2 v_\xi}{2 \sqrt{3} h_\chi^{(L)} v_\chi^2 \Lambda^2}, \quad B = \frac{h_\rho^2 v_\rho^2 v_\zeta^2}{\sqrt{3} h_\chi^{(L)} v_\chi^2 \Lambda^2} (h_{1N} v_\xi + h_{2N} v_S). \quad (2.52)$$

De (2.51) sigue la idea de que la matriz de masa de neutrinos activos ligeros depende únicamente en dos parámetros efectivos: A y B , los cuales determinan los desdoblamientos de masas cuadradas de neutrinos. Notese que A y B están suprimidos por sus escalamientos con potencias inversas del corte de alta energía Λ . Además, tenemos que la pequeñes de las masas de neutrinos activos aparece de su escalamiento con potencias invertidas del corte de alta energía Λ como también de sus dependencias cuadráticas en los muy pequeños valores esperados del vacío del campo escalar ζ con $Z_2 \otimes Z_3 \otimes Z_{14}$ neutral, $SU(3)_L$ singlete y T_7 anti triplete. Considerando que los ordenes de magnitud de las partículas del ME y la nueva física deja las ligaduras $v_\chi \gtrsim 1$ TeV y $v_\eta^2 + v_\rho^2 = v^2$ y en consideración de nuestra suposición de que los acoples leptónicos de Yukawa adimensionales son parámetros $O(1)$, de (2.51) y las relaciones $v_\xi = \lambda \Lambda$, $v_\rho \sim 100$ GeV, $v_\chi \sim 1$ TeV, conseguimos que la escala de masa para los neutrinos activos livianos satisface $m_\nu \sim 10^{-3} \frac{v_\xi^2}{\Lambda}$. Consecuentemente, colocando $v_\xi = 1$ GeV, encontramos que el corte para nuestro modelo estima

$$\Lambda \sim 10^5 TeV \quad (2.53)$$

Entonces, los neutrinos pesados y muy pesados van a tener masas en escalas de $\sim MeV$ y $\sim TeV$, respectivamente.

Capítulo 3

Cantidades experimentales y criterios de simulación

En la parte experimental de la Física de partículas, los observables principales suelen ser la sección eficaz diferencial σ y el ancho de decaimiento Γ . Estas cantidades aparecen en el modelo cuando introducimos la amplitud de dispersión como encargada de la transición de un estado inicial a un estado final .

3.1. Sección eficaz y ancho de decaimiento

En un proceso de colisión de dos partículas con estado final de varias partículas

$$ab \rightarrow cd\dots$$

se le llama partículas entrantes a las marcadas con a y b, y salientes a las marcadas con c, d , etc. Las primeras forman el estado inicial $|i\rangle$ y las segundas el estado final $|f\rangle$. Si un paquete de partículas a se hace pasar a través de un paquete de partículas b , tal que el área de solapamiento es A , y el número de partículas barridas en esa área es N_a y N_b respectivamente, entonces vamos a tener que el número de colisiones, N_S es proporsional al número de partículas barridas e inversamente proporcional al área de solapamiento, añadiendo una constante de proporcionalidad, llamada sección eficaz, σ [12]:

$$N_S = \sigma \frac{N_a N_b}{A}. \quad (3.1)$$

Por lo tanto, por análisis dimensional, la sección eficaz debe tener la misma dimensión que el área. En los experimentos contemporáneos generalmente es medida en unidades desde los nanobarn (nb) hasta los femtobarn (fb), en donde un barn es definido como

$$10^{-28} m^2 = 1b. \quad (3.2)$$

cuando consideramos decaimientos, nos interesa más varias secciones diferenciales eficaces, σ_i en vez de la sección eficaz total, σ_{total}

$$\sum_{i=1}^n \sigma_i = \sigma_{total} \quad (3.3)$$

ya que un canal de decaimiento es una pequeña fracción de la sección eficaz total del proceso de la colisión.

Otra cantidad de gran importancia es el tiempo de vida medio de una partícula. Depende de sus canales o modos de decaimiento, los cuales están sujetos a leyes de conservación de números cuánticos, de energía, entre otros parámetros. Para una partícula individual, el tiempo de vida medio no puede ser predicho, pero una distribución estadística puede ser especificada para una muestra lo suficientemente amplia. Equivalentemente, podemos expresar esta cantidad en términos de la tasa de decaimiento Γ , que está definida como la probabilidad por unidad de tiempo de una partícula de decaer.

Para un ensamble de partículas, el cambio en su número N después de un tiempo es

$$dN = -\Gamma N dt. \quad (3.4)$$

de tal manera, el número esperado de partículas sobrevivientes al decaimiento después de un tiempo t es

$$N(t) = N(0)e^{-\Gamma t}. \quad (3.5)$$

El ensamble de partículas originales disminuye su tamaño con el tiempo, debido a los decaimientos. El tiempo en el que se espera que haya disminuido su tamaño a $\frac{1}{e}$ de su tamaño original es llamado tiempo de vida

$$\tau = \frac{1}{\Gamma}. \quad (3.6)$$

Si hay varios modos o canales de decaimientos disponibles, como suele ser el caso generalmente, se suele asociar una tasa de decaimiento para cada modo, y la tasa total, sería una suma de todas las tasas de los modos individuales

$$\Gamma_{total} = \sum_{i=1}^n \Gamma_i \quad (3.7)$$

y en tal caso, el tiempo de vida de la partícula se da por

$$\tau = \frac{1}{\Gamma_{total}}. \quad (3.8)$$

Como anteriormente mencionamos, podemos estar interesados en las probabilidades individuales de decaimiento en cierto modo, conocidas como fracción de ramificación. Para el modo i , la fracción de ramificación es

$$B_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{total}}. \quad (3.9)$$

Ya que la dimension de Γ es el inverso del tiempo, en el sistema de unidades naturales, tiene la misma dimension de energía. Cuando la masa de una partícula elemental es medida, la taza total aparece como un “ancho” de la forma de la distribución, por lo cual el nombre de ancho de decaimiento.

3.2. Matriz S

Para calcular la sección eficaz, recurrimos a la representación de paquetes de onda que evolucionan su estado inicial hacia un estado final, y que superponemos con un estado final de partículas para encontrar la amplitud de probabilidad de producir dicho estado. Un paquete de onda representando un estado $|\phi\rangle$ puede ser expresado como [13]

$$|\phi\rangle = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_k}} \phi(K) |K\rangle, \quad (3.10)$$

en donde $\phi(K)$ es la transformada de Fourier de la función de onda espacial y $|K\rangle$ es un estado de momento K de una sola partícula. La relación del estado inicial y estado final de un sistema físico que experimenta un proceso de dispersión puede ser descrito por la matriz S [14],

$$S = \mathbf{1} + iT, \quad (3.11)$$

el operador identidad aparece como necesidad en caso de que las partículas en cuestión no interactúen en absoluto, incluso si la teoría contiene dichas interacciones, existe la posibilidad de que simplemente no se encuentren entre ellas. La parte debida a las interacciones, la aislamos en lo que definimos como matriz T . Definimos el elemento de matriz invariante \mathcal{M} que tiene que reflejar la conservación del cuadrimomento, por lo que debe contener un factor $\delta^4(k_A + k_B - \sum p_f)$; como

$$\langle p_1 p_2 | iT | K_A K_B \rangle = (2\pi)^4 \delta^4(k_a + k_b - \sum p_f) \cdot i\mathcal{M}(k_a, k_b \rightarrow p_f) \quad (3.12)$$

en donde los subíndices a , b y f hacen referencia a la partícula objetivo, la partícula acelerada y el estado final, respectivamente. p es el momento definitivo.

La relación de los elementos de la matriz S y la sección eficaz es [12]

$$d\sigma = \frac{1}{2E_a E_b |v_a - v_b|} \left(\prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_f} \right) \times |\mathcal{M}(p_a, p_b \rightarrow p_f)|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_a + p_b - \sum p_f). \quad (3.13)$$

con $|v_a - v_b|$ la velocidad relativa de los haces de partículas vistos desde el marco de referencia del laboratorio. La relación con la tasa de decaimiento está dada por la fórmula [12]

$$d\Gamma = \frac{1}{2m_a} \left(\prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_f} \right) |\mathcal{M}(m_a \rightarrow p_f)|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_a - \sum p_f). \quad (3.14)$$

en donde por la definición de Γ se asume que la partícula que decae está en reposo, y su factor de normalización $(2E_a)^{-1}$ se convierte en $(2m_a)^{-1}$.

3.3. Pseudorrapidez

Elegida una dirección para el eje z (generalmente la misma dirección del haz), la energía y momentum de una partícula puede ser escrito como [21]

$$E = m_T \cosh y, \quad p_x, p_y, p_z = m_T \sinh Y, \quad (3.15)$$

donde m_T , convencionalmente llamada "Masa transversal", es dada por

$$m_T^2 = m^2 + p_x^2 + p_y^2. \quad (3.16)$$

y la rapidez y es definida por

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \\ &= \ln \left(\frac{E + p_z}{m_T} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right). \end{aligned} \quad (3.17)$$

Ahora bien, en el límite de $p \gg m$, la rapidez y puede ser expandida para conseguir

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \frac{\cos^2(\frac{\theta}{2}) + \frac{m^2}{4p^2} + \dots}{\sin^2(\frac{\theta}{2}) + \frac{m^2}{4p^2} + \dots} \\ &\approx -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \equiv \eta \end{aligned} \quad (3.18)$$

donde $\cos \theta = \frac{p_z}{p}$. La pseudorrapidez η definida por la segunda línea es aproximadamente igual a la rapidez y para $p \gg m$ y $\theta \gg \frac{1}{\gamma}$, y en cualquier caso puede

ser medida cuando la masa y el momentum de la partícula son desconocidos. Para nuestra investigación usamos valores inferiores a 2.5 de η con el objetivo de tener partículas en estado final no distanciadas en gran medida por el ángulo de dispersión.

3.4. Criterios de simulación

La conexión entre la teoría y los observables en una simulación de Física de partículas de altas energías puede ser separada en varias etapas:

Teoría \rightarrow Reglas de Feynmann \rightarrow Elementos de Matriz S \rightarrow Generación de eventos a nivel de Partón \rightarrow Generación de eventos probabilístico \rightarrow Observables

Se empieza por construir un modelo que sea renormalizable, y que ciertamente contenga los observables que al momento se hayan descubierto. Después se deben establecer las reglas de Feynmann (Obtenibles de los diagramas de Feynmann que representan una contribución perturbativa a la amplitud de transición cuántica de un estado inicial a un estado final.) que servirán para determinar los elementos de la matriz S. Luego viene el cálculo de dichos elementos, que como vimos en la sección anterior están relacionados directamente con los observables de sección eficaz diferencial y el ancho de decaimiento. Posteriormente se da la generación de eventos a nivel de partón; involucrando las funciones de distribución de partones que describen el contenido de las partículas en términos de gluones y quarks, también el haz de partones del estado final debido al confinamiento de la cromodinámica cuántica que puede generar hadrones. La generación probabilista se desarrolla usando métodos de Monte Carlo. Finalmente, obtenemos los resultados de los observables.

Brevemente, las funciones de distribuciones de partones [15], PDF por sus siglas en inglés, son funciones de distribución del momento de los partones dentro del protón cuando la dirección del spin no es tenida en cuenta. Representan densidades de probabilidad de encontrar un partón que lleve una fracción de momento x en una escala cuadrada de energía Q^2 , similar a la dispersión inelástica profunda o DIS en inglés. En bajas energías las tres valencias de los quarks se comportan de una forma dominante, mientras que en las altas energías, aparecen más comúnmente los pares de quark-antiquark que poseen una fracción del momento x , lo que se conoce como mar de quarks. La cromodinámica cuántica (QCD) no predice el contenido de partones del proton, por lo que las formas de los PDF son determinadas como un ajuste de información de observables experimentales en diferentes procesos usando la ecuación de evolución DGLAP de los autores (Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi) para la QCD [16], [17], [18].

El PDF depende de la elección de información que se le es suministrada y el método en que es determinado, entre otros factores. Varios grupos se han dedicado

a la determinación de PDF, obteniendo diferentes resultados. Entre los grupos más conocidos están MSTW, CTEQ, NNPDF, HERAPDF, AB(K)M y GJR. Para nuestras simulaciones nos limitaremos a los PDF determinados por CTEQ [19]; son obtenidos de un análisis global de información de procesos de dispersión fuerte en un marco de trabajo general de masa perturbativa de QCD.

La generación de eventos aleatorios la usamos para simular el emparejamiento Jet (Chorros de partículas que generalmente provienen de la hadronización de un quark tras una interacción) y también la parte de detección. En nuestro caso tenemos el método de Monte Carlo [20] basado en el procedimiento de selección y rechazo de John Von Neuman, que puede ser descrito como:

- Generar un valor de acuerdo a la densidad g ; llámese X .
- Independientemente generar un valor uniforme entre $[X_{min}, g(X)]$
- Aceptar el punto (X, Y) si $Y \leq f(X)$. De lo contrario rechazar el punto y repetir los dos primeros pasos

3.5. CalcHEP

Actualmente existe un sistema de cómputo al servicio del grupo de Física teórica de altas energías, además de equipos propios que funcionan con el sistema operativo Linux. En dicho sistema operativo, CalcHEP [21] es una aplicación informática, la cual está diseñada para simulación y evaluación efectiva de procesos físicos de colisiones de altas energías a nivel de quarks.

Es atractivo de este software su fácil inicio, un ambiente amigable de interfaz para el usuario, la opción de fácilmente modificar un modelo o introducir un nuevo modelo ya sea por la interfaz grafica o usando un paquete con la posibilidad de chequear los resultados en diferentes calibraciones y una interfaz dotada que permite realizar muy complicados y tediosos cálculos que conectan modos de producción y decaimiento para procesos con muchas partículas en el estado final. Con estas características, CalcHEP puede eficientemente hacer cálculos a altos niveles de automatización de una teoría en forma de un lagrangiano hacia la fenomenología en la forma de secciones eficaces, simulación de eventos a niveles de partón y varias distribuciones cinemáticas

La implementación de un nuevo modelo en CalcHEP se da mediante la modificación de 5 archivos que lo conforman y su posterior importación, estos archivos tienen extensión mdl que usualmente se guardan en un formato de texto simple que nos permite su fácil edición y que incluye una lista de objetos. Cada objeto contiene un conjunto de propiedades y valores que son delimitados por separadores de líneas.

El primero de los cinco archivos es denotado por `prtclxx.mdl` en donde `xx` puede ser un número que nos permita identificarlo. En este archivo aparecen todas las partículas contenidas en el modelo. El listado de propiedades incluye el número establecido por `particle data group` [22] para la partícula, el valor del spin, la masa, el ancho y el número cuántico de color.

El segundo archivo lleva el nombre de `varsxx.mdl`. En él introducimos todos los parámetros que toman valores numéricos en los cálculos. El listado de propiedades consta del nombre de la variable, su valor en números y un comentario adicional si se desea agregar.

Sigue el tercer archivo, `funcxx.mdl`. Especifica funciones que toman valores de las variables de `varsxx.mdl`. El cuarto archivo es `extlibxx.mdl`, el cual permite recurrir a librerías externas de otros paquetes.

Finalmente, el quinto archivo, contiene el listado de acoples de las partículas especificado por los lagrangianos del modelo. Es posible introducir acoples hasta de orden cuántico. Las propiedades que se le atribuyen son el factor del acople y la parte de Lorentz.

CalcHEP implementa diferentes tipos de sesiones para el proceso de simulación. La sección simbólica empieza por la elección del modelo a usar, se procede a introducir un proceso mediante la sintaxis

$$P1[, P2] \rightarrow P3, P4[, P5\dots]$$

en donde las partículas que entran y las que salen son separadas por \rightarrow y `P1...P5` son los nombres de las partículas o antipartículas como aparecen en `prtclxx.mdl`. El número total de elementos para el proceso no debe exceder 6. Después, diagramas de Feynmann son generados con información del número de diagramas y subprocesos generados. Es posible excluir procesos. Sigue la sección de cálculo simbólico en donde de los diagramas seleccionados, son usados para calcular los elementos de la matriz S . Estos resultados son escritos por el programa en un código C que puede ser ejecutado para proseguir en la sección de cálculo numérico.

En la sección numérica podemos calcular secciones eficaces o anchos de decaimientos de colisiones en un modo interactivo. Inicialmente se elige un subproceso en el cual trabajar en caso de generarse más de uno para el proceso en la sección simbólica. Se sigue con la introducción del estado inicial de las partículas, esto es, el momento de las partículas entrantes, su polarización y sus PDF, que como se mencionó anteriormente, es distinta de acuerdo con el grupo que la haya desarrollado. Se pueden modificar parámetros del modelo en esta sección. Aparece además una opción que permite establecer cortes en la integración del espacio de fases del método Monte Carlo. Los cortes pueden ser definidos de acuerdo a varias funciones cinemáticas:

- A: Da el ángulo entre P1 y el momento combinado $pp2 + pP3 + \dots$. Se da en grados.
- C: Da el coseno del ángulo definido en A
- J: Da el ángulo de cono Jet entre P1 y P2. Depende de la diferencia en pseudorapidez y el ángulo azimutal entre P1 y P2.
- E: Da la energía del momento combinado $pp1 + pP2 + \dots$
- M: Da la masa invariante del momento combinado $pp1 + pP2 + \dots$
- P: Da el coseno del ángulo entre P1 en el marco de referencia del centro de masa y una dirección de Boost después de aplicado.
- T: Da el momento transversal del momento combinado $pp1 + pP2 + \dots$
- Y: Da la rapidez del momento combinado $pp1 + pP2 + \dots$
- N: Da la pseudorapidez del momento combinado $pp1 + pP2 + \dots$
- W: Da la masa transversal de un conjunto de partículas (P1,P2,...)

Por ejemplo, $M(e, E)$ da la masa invariante de un electrón y un positrón en el estado final. Aparece también un objeto del menú que permite ejecutar la integración por método Monte Carlo para determinar la sección eficaz o el ancho de decaimiento.

Si se desea trabajar en una combinación de subprocesos, se puede implementar la interfaz Batch. En esta interfaz, se desarrolla un script de programación en lenguaje Perl que será el único objeto de entrada a la simulación, que consiste en un conjunto de palabras claves unidas a valores para ellas en líneas separadas. Estas palabras claves establecen los parámetros de escogencia que usualmente se eligen en el modo simbólico y numérico ya mencionados. Se realiza la integración del espacio de fases numéricas y se generan eventos para cada subproceso, los resultados son combinados. Los eventos de producción y decaimiento son conectados, y como resultado tenemos un archivo LHE que puede ser usado por otro software. Esta interfaz además permite hacer ejecuciones sobre múltiples parámetros. Los procesos de cálculo son almacenados en archivos HTML que pueden ser vistos desde el navegador web.

Finalmente, es de resaltar el trabajo del autor en la implementación del modelo 331 presentado en el capítulo 2 mediante la modificación manual de los archivos que estructuran los modelos de CalcHEP. El listado completo de los acoples implementados se encuentra en el Anexo 2 del presente trabajo.

Capítulo 4

Procesos con Leptones neutros

Es de nuestro interés explorar aspectos que revelen nueva física, como violación del número leptónico [23], estados excitados de leptones [24], decaimientos de neutrinos [25], entre otros, sin embargo limitaciones del paquete informático nos lo impiden ya que se consideran como errores. En el presente capítulo nos limitamos a explorar procesos que involucran los leptones neutros de nuestro modelo como estado final de una colisión protón-protón.

En lo referente al estado del arte de este tipo de investigación, se encuentran en la literatura cotas de masas para Z' tanto en modelos 331 [26] como en distintos modelos [27], dándonos la libertad de usar masas para Z' en un rango de 1000 a 5000 GeV [28] como parámetro en el archivo de variables del modelo en CalHEP para nuestras simulaciones, sin embargo, de acuerdo a las recientes búsquedas en el LHC con estado final de electrón - positrón, valores inferiores a 2900 GeV son descartados [22]. Por otra parte, también se encuentran análisis para el sector de Higgs cargados del modelo [29]. Finalmente, Los valores implementados para los neutrinos provienen de un trabajo predictivo previo [11].

4.1. Neutrinos exóticos como estado final

Nuestro modelo cuenta con un total de seis neutrinos exóticos, tres del triplete $SU(3)_L$, a los cuales hemos denotado en el paquete CalcHEP como $q1$, $q2$ y $q3$. Sus antipartículas van denotadas por $Q1$, $Q2$ y $Q3$. Además aparecen otros tres neutrinos exóticos, los neutrinos súper pesados estériles derechos, que en lo que resta del trabajo, serán referidos como $ns1$, $ns2$ y $ns3$ y sus antipartículas van denotadas por $NS1$, $NS2$ y $NS3$.

Miramos procesos de la forma $p, p \rightarrow 2l$. Los parámetros cinemáticos y dinámicos utilizados fueron la siguientes:

- Pseudorrapidez dentro de $|\eta| < 2,5$

- Energía de centro de masa de 8 TeV.

Para el caso $p, p \rightarrow q1, Q1$, un subproceso se muestra en la figura 4.1

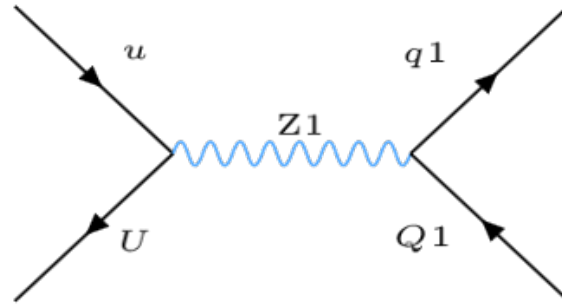


Figura 4.1 Diagrama de Feynmann para un subproceso de $p, p \rightarrow q1, Q1$.

La sección eficaz diferencial del proceso, con la masa invariante de $q1$ y $Q1$ como parámetro de distribución se presenta en la figura 4.2

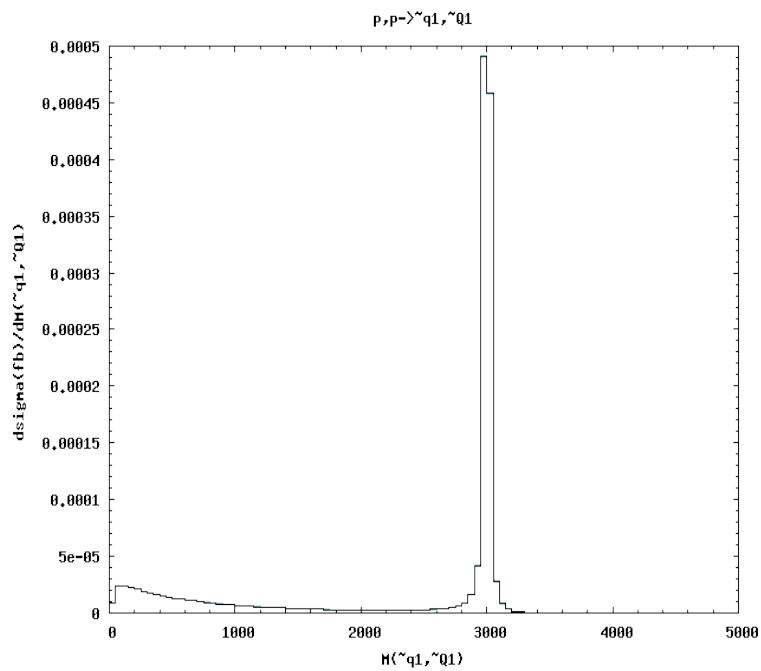


Figura 4.2 Sección eficaz diferencial de $p, p \rightarrow q1, Q1$.

Para el proceso $p, p \rightarrow q1, NS1$, el esquema de un subproceso se presenta en la figura 4.3 y la sección eficaz diferencial, con la masa invariante de $q1$ y $NS1$ como parámetro de distribución en la figura 4.4.

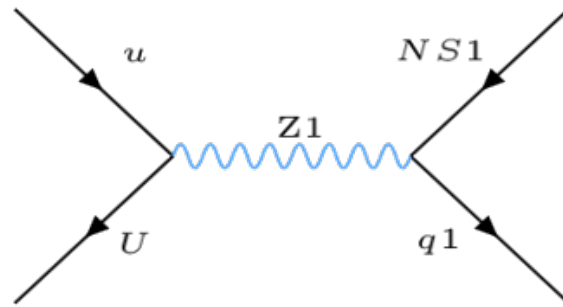


Figura 4.3 Diagrama de Feynmann para un subprocesso de $p, p \rightarrow q1, NS1$.

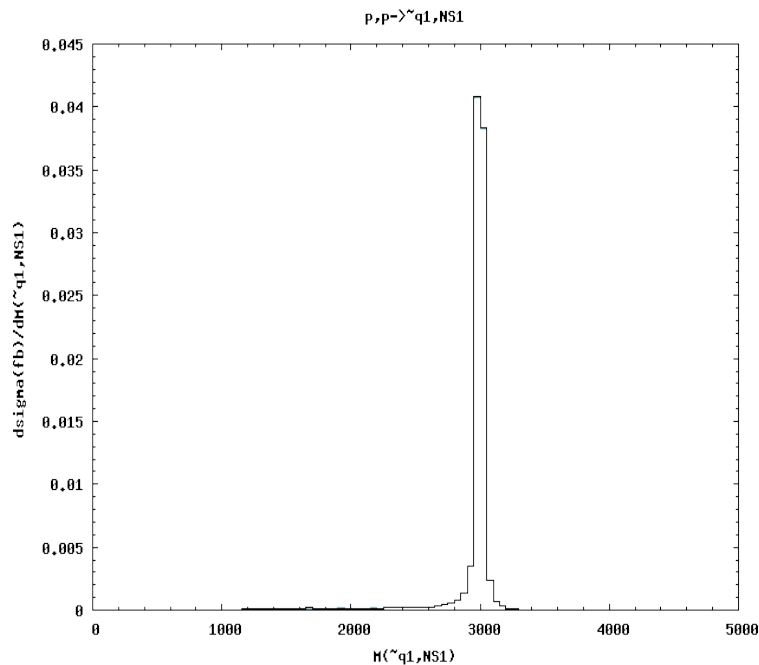


Figura 4.4 Sección eficaz diferencial de $p, p \rightarrow q1, NS1$

En lo referente al proceso $p, p \rightarrow ns1, NS1$, este aparece ausente del modelo. Ciertamente, en los los procesos se observa un pico en el valor de nuestra escogencia para la masa del bosón $Z1$, 3000GeV , como se ha justificado anteriormente. Otros procesos parecidos incluidos en el modelo son:

- $p, p \rightarrow ns1, Ei$
- $p, p \rightarrow NS1, ei$
- $p, p \rightarrow q1, Ei$
- $p, p \rightarrow Q1, ei$

con $i = 1, 2, 3$, representando la familia leptónica activa del ME.

4.2. W^\pm en el estado final

En el modelo aparecen procesos en los que el bosón W aparece acompañado de leptones neutros como partículas finales. Entre los presentes, miramos dos. Subprocesos de ambos aparecen en las figuras 4.5 y 4.6.

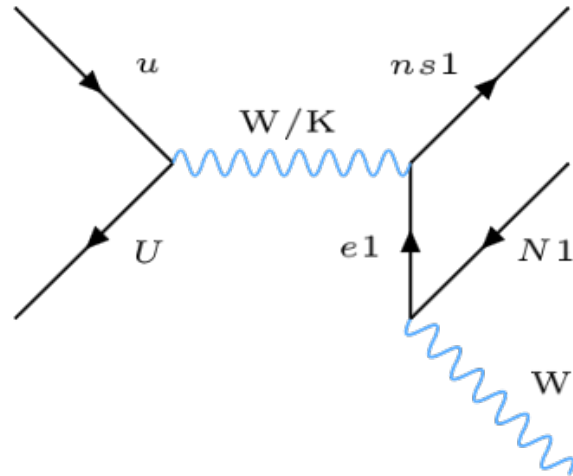


Figura 4.5 Diagrama de Feynmann para un subprocesso de $p, p \rightarrow W^+, N1, ns1$.

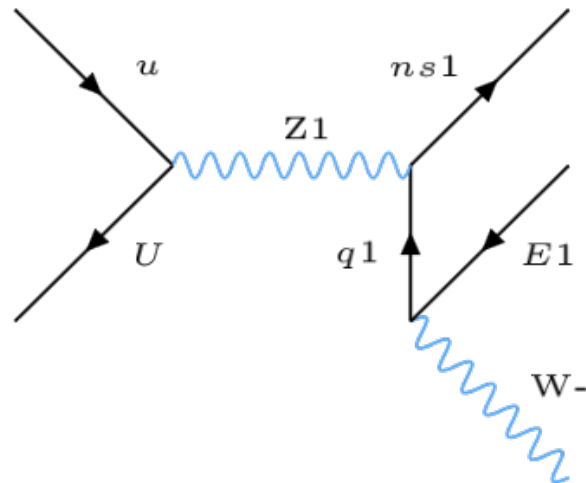


Figura 4.6 Diagrama de Feynmann para un subprocesso de $p, p \rightarrow W^-, E1, NS1$.

$E1$, hace referencia al positrón y $N1$ al neutrino electrónico. Similarmente, los parámetros cinemáticos y dinámicos utilizados fueron:

- Pseudorrapidez dentro de $|\eta| < 2,5$
- Energía de centro de masa de 8 TeV.

- Momento transversal $P_{\bar{e}}, P_{ns1} > 30 \text{ GeV}$

Las secciones eficaces diferenciales de cada proceso en función de la masa invariante del W y una partícula acompañante se muestran en las figuras 4.7 y 4.8.

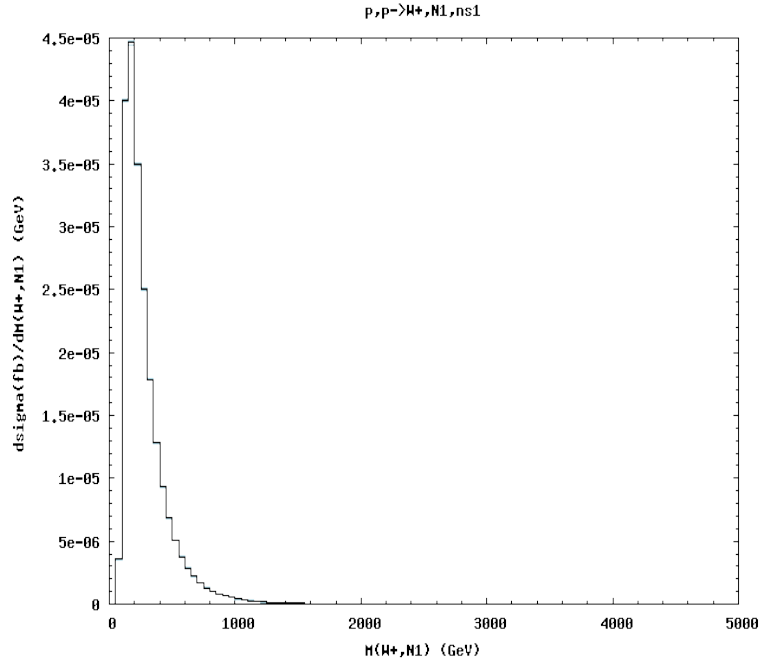


Figura 4.7 Sección eficaz diferencial de $p, p- \rightarrow W, N1, ns1$.

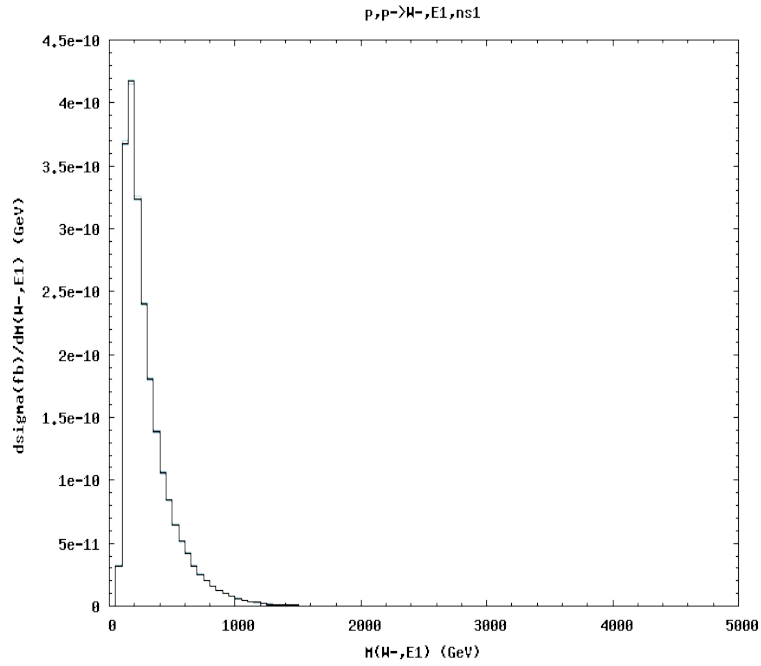


Figura 4.8 Sección eficaz diferencial de $p, p^- \rightarrow W^-, E1, ns1$.

De nuevo vemos un patrón en común en lo que refiere a las distribuciones. Otros procesos de este tipo incluyen:

- $p, p \rightarrow W^\pm, Q1, ns1$
- $p, p \rightarrow W^\pm, q1, NS1$
- $p, p \rightarrow W^\pm, NS1, ns1$
- $p, p \rightarrow W^\pm, Q1, q1$
- $p, p \rightarrow W^\pm, Ni, ns1$
- $p, p \rightarrow W^-, ni, NS1$
- $p, p \rightarrow W^+, Ni, q1$
- $p, p \rightarrow W^-, Ei, ns1$
- $p, p \rightarrow W^-, Ei, q1$

con $i = 1, 2, 3$, representando las familias leptónicas activas del ME.

Capítulo 5

Conclusiones

Se desarrolló explícitamente el potencial de Higgs del modelo $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \otimes T_7 \otimes Z_3 \otimes Z_{14}$ mediante software especializado y con los demás acoples, se modificaron manualmente los archivos que componen estructuralmente un modelo en el paquete CalcHEP.

La implementación realizada del modelo al paquete informático queda validada en la reproducción del modelo estandar de la física de partículas para los cálculo de diagramas de Feynmann, con acoples hasta de orden cuártico a partir del lagrangiano del modelo. Limitaciones del paquete impiden explorar aspectos que se categorizarían directamente como fenomenología de nueva física más allá del modelo estándar al ser considerados como errores.

Los procesos de producción de leptones neutros de nuestro modelo los hemos separado de acuerdo con el contenido final de partículas consecuencia de la colisión protón-protón, similares a los experimentos realizados actualmente en el LHC. Los valores usados para tales simulaciones han sido seleccionados de acuerdo al estado actual de la búsqueda de nuevas partículas fundamentales en experimentos de altas energías.

Este trabajo puede servir para explorar procesos diferentes a la producción de leptones neutros ya que la labor implementada involucra la totalidad del Lagrangiano del modelo, además puede servir de base para paquetes relacionados HEP y que permiten investigar otros aspectos fenomenológicos de la física, como materia oscura en micrOMEGAs. Los leptones de nuestro modelo, en especial, los del triplete $SU(3)_L$ pueden ser fuertes candidatos en este tema.

Bibliografía

1. O’Luanaigh, C. (14 March 2013). New results indicate that new particle is a Higgs boson. CERN. Retrieved 2013-10-09.
2. M. E. Cataño, R Martínez, F. Ochoa. Neutrino masses in a 331 model with right-handed neutrinos without doubly charged Higgs. *Phys.Rev. D* 86, 073015 (2012)
3. A. E. Cárcamo Hernández, E. Cataño Mur, R. Martinez. Lepton masses and mixing in $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ models with a S_3 flavor symmetry. *Phys. Rev. D* 90, 073001 (2014)
4. F. del Aguila, J.A. Aguilar-Saavedra, R. Pittau. Heavy neutrino signals at large hadron colliders. *JHEP* 0710 (2007) 047
5. F. del Aguila, J.A. Aguilar-Saavedra, R. Pittau. Neutrino physics at large colliders. *J.Phys.Conf.Ser.* 53 (2006) 506-527
6. Roberto Martínez (2002). Teoría cuántica de campos. Universidad Nacional de Colombia, Facultad de Ciencias, Departamento de Física.
7. Goldstone, J; Salam, Abdus; Weinberg, Steven (1962). Broken Symmetries. *Physical Review* 127
8. Freddy Alexander Ochoa Pérez (2007). Construcción y estudio fenomenológico de los modelos $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$. Universidad Nacional de Colombia, Facultad de Ciencias, Departamento de Física.
9. Rodolfo A. Diaz, R. Martinez, F. Ochoa. The scalar sector of the $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ model. arXiv:hep-ph/0309280
10. Rodolfo A. Diaz, R. Martinez, F. Ochoa. $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ models for arbitrary and families with mirror fermions. arXiv:hep-ph/0411263
11. A. E. Cárcamo Hernández, R. Martinez. Fermion mass and mixing pattern in a minimal T7 flavor 331 model. arXiv:1501.07261v3 [hep-ph]
12. Peskin, M. E., Schroeder, D. V. (1995). Quantum field theory. Perseus Book, New York.

13. T. Morii, C. S. Lim, S. N. Mukherjee (2004). The Physics of the Standard Model and Beyond. World Scientific.
14. Ryder, L. H. (1996). Quantum field theory. Cambridge university press.
15. Ringaile Placakyte. Parton Distribution Functions. arXiv:1111.5452v4 [hep-ph]
16. G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic freedom in parton language. Nucl.Phys. B126:298 (1977)
17. Yu.L. Dokshitzer. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. Sov.Phys. JETP 46:641 (1977)
18. V.N. Gribov, L.N. Lipatov. Deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory. Sov.J.Nucl.Phys. 15:438 (1972)
19. Kretzer, S.; Lai, H.; Olness, F.; Tung, W. (2004). CTEQ6 Parton Distributions with Heavy Quark Mass Effects. arXiv:hep-ph/0307022v1 [hep-ph]
20. N. Armesto. Review of Monte Carlo methods for particle multiplicity evaluation. arXiv:0410161 [hep-ph]
21. Alexander Belyaev, Neil D. Christensen, Alexander Pukhov. CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model. arXiv:1207.6082 [hep-ph]
22. K.A. Olive et al. (Particle Data Group). Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).
23. S. P. Das, F. F. Deppisch, O. Kittel, J. W. F. Valle. Heavy Neutrinos and Lepton Flavour Violation in Left-Right Symmetric Models at the LHC. arXiv:1206.0256 [hep-ph]
24. CMS Collaboration. Search for excited leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. arXiv:1511.01407 [hep-ex]
25. Lucia Duarte, Javier Peressutti, O.A. Sampayo. Majorana neutrino decay in an Effective Approach. arXiv:1508.01588 [hep-ph]
26. Fredy Ochoa, R. Martinez. Family Dependence in $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ models. arXiv:hep-ph/0505027
27. D. Berenstein, R. Martinez, F. Ochoa, S. Pinansky. Z' boson detection in the Minimal Quiver Standard Model. arXiv:0807.1126 [hep-ph]
28. N. Gutierrez, R. Martinez, F. Ochoa. Z boson signal at Tevatron and LHC in a 331 model. arXiv:0802.0310 [hep-ph]
29. R. Martinez, F. Ochoa. Production of multiple charged Higgs bosons in 3-3-1 models. arXiv:1208.4085 [hep-ph]

Anexo 1

El grupo T_7 , es un subgrupo de $SU(3)$ y $\Delta(3N^2)$ con $N = 7$, tiene 21 elementos, es isomorfo a $Z_7 \times Z_3$ y contiene cinco representaciones irreducibles, en detalle, un triplete $\mathbf{3}$, un anti triplete $\bar{\mathbf{3}}$ y tres singletes $\mathbf{1}_0, \mathbf{1}_1$ y $\mathbf{1}_2$. El grupo discreto T_7 es el grupo discreto no Abelian minimal en tener un triplete complejo. Las representaciones irreducibles de triplete y anti triplete estan definidas como

$$\mathbf{3} \equiv \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_4 \end{pmatrix}, \quad \bar{\mathbf{3}} \equiv \begin{pmatrix} x_{-1} \\ x_{-2} \\ x_{-4} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_6 \\ x_5 \\ x_3 \end{pmatrix}.$$

Las reglas de multiplicación para las representaciones irreducibles tensoriales del triplete y anti triplete estan dadas por

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_4 \end{pmatrix}_3 \otimes \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ y_4 \end{pmatrix}_3 &= \begin{pmatrix} x_2 y_4 \\ x_4 y_1 \\ x_1 y_2 \end{pmatrix}_{\bar{3}} \oplus \begin{pmatrix} x_4 y_2 \\ x_1 y_4 \\ x_2 y_1 \end{pmatrix}_{\bar{3}} \oplus \begin{pmatrix} x_4 y_4 \\ x_1 y_1 \\ x_2 y_2 \end{pmatrix}_3, \\ \begin{pmatrix} x_6 \\ x_5 \\ x_3 \end{pmatrix}_{\bar{3}} \otimes \begin{pmatrix} y_6 \\ y_5 \\ y_3 \end{pmatrix}_{\bar{3}} &= \begin{pmatrix} x_5 y_3 \\ x_3 y_6 \\ x_6 y_5 \end{pmatrix}_3 \oplus \begin{pmatrix} x_3 y_5 \\ x_6 y_3 \\ x_5 y_6 \end{pmatrix}_3 \oplus \begin{pmatrix} x_3 y_3 \\ x_6 y_6 \\ x_5 y_5 \end{pmatrix}_{\bar{3}}, \\ \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_4 \end{pmatrix}_3 \otimes \begin{pmatrix} y_6 \\ y_5 \\ y_3 \end{pmatrix}_{\bar{3}} &= \begin{pmatrix} x_2 y_6 \\ x_4 y_5 \\ x_1 y_3 \end{pmatrix}_3 \oplus \begin{pmatrix} x_1 y_5 \\ x_2 y_3 \\ x_4 y_6 \end{pmatrix}_{\bar{3}} \oplus \sum_{k=0,1,2} (x_1 y_6 + \omega^k x_2 y_5 + \omega^{2k} x_4 y_3) \mathbf{1}_k, \end{aligned}$$

mientras que los productos tensoriales entre singletes son

$$(x)_{\mathbf{1}_0} (y)_{\mathbf{1}_0} = (x)_{\mathbf{1}_1} (y)_{\mathbf{1}_2} = (x)_{\mathbf{1}_2} (y)_{\mathbf{1}_1} = (xy)_{\mathbf{1}_0},$$

$$(x)_{\mathbf{1}_1} (y)_{\mathbf{1}_1} = (xy)_{\mathbf{1}_2},$$

$$(x)_{\mathbf{1}_2} (y)_{\mathbf{1}_2} = (xy)_{\mathbf{1}_1}.$$

Los productos entre tripletes y singletes satisfacen las siguientes relaciones:

$$(y)_{\mathbf{1}_k} \otimes \begin{pmatrix} x_{1(6)} \\ x_{2(5)} \\ x_{4(3)} \end{pmatrix}_{3(\bar{3})} = \begin{pmatrix} y x_{1(6)} \\ y x_{2(5)} \\ y x_{4(3)} \end{pmatrix}_{3(\bar{3})}.$$

en donde $\omega = e^{i\frac{2\pi}{3}}$. La representación $\mathbf{1}_0$ es trivial, mientras que las no triviales $\mathbf{1}_1$ y $\mathbf{1}_2$ son complejas conjugadas una de otra.

Anexo 2

Este anexo incluye los acoples trilineales y cuárticos introducidos para la implementación del modelo 331. Los acoples del potencial de Higgs fueron generados con el software Mathematica[®].

Campos en el vértice	Acople
$\bar{T}_{ap}^{-1} t_{bq} \bar{K}0_{\mu}$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \gamma_{ac}^{\mu} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2}$
$\bar{u}_{ap} j_{bq}^1 K_{\mu}^{+}$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \gamma_{ac}^{\mu} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2}$
$\bar{J}_{ap}^{-1} u_{bq} K_{\mu}^{-}$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \gamma_{ac}^{\mu} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2}$
$\bar{c}_{ap} j_{bq}^2 K_{\mu}^{+}$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \gamma_{ac}^{\mu} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2}$
$\bar{J}_{ap}^{-2} c_{bq} K_{\mu}^{-}$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \gamma_{ac}^{\mu} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2}$
$\bar{b}_{ap} t_{bq}^1 K_{\mu}^{-}$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \gamma_{ac}^{\mu} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2}$
$\bar{T}_{ap}^{-1} b_{bq} K_{\mu}^{+}$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \gamma_{ac}^{\mu} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2}$
$\bar{d}_{ap} j_{bq}^1 K0_{\mu}$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \gamma_{ac}^{\mu} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2}$
$\bar{J}_{ap}^{-1} d_{bq} \bar{K}0_{\mu}$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \gamma_{ac}^{\mu} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2}$
$\bar{J}_{ap}^{-2} s_{bq} \bar{K}0_{\mu}$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \gamma_{ac}^{\mu} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2}$
$\bar{s}_{ap} j_{bq}^2 K0_{\mu}$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \gamma_{ac}^{\mu} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2}$
$A_{\mu} H^{+} H^{-}$	$-e(p_3^{\mu} - p_2^{\mu})$
$A_{\mu} H2^{-} H2^{+}$	$-e(p_3^{\mu} - p_2^{\mu})$
$Z_{\mu} H A0$	$\frac{i \cdot e \cdot (C_{\alpha} C_{\beta} + S_{\beta} S_{\alpha})}{2 \cdot S_W \cdot C_W} (p_3^{\mu} - p_2^{\mu})$
$Z_{\mu} H0 A0$	$-\frac{i \cdot e \cdot (S_{\alpha} C_{\beta} - S_{\beta} C_{\alpha})}{2 \cdot S_W \cdot C_W} (p_3^{\mu} - p_2^{\mu})$
$Z_{\mu} H^{+} H^{-}$	$\frac{e \cdot (1 - 2S_W^2)}{2 \cdot S_W \cdot C_W} (p_3^{\mu} - p_2^{\mu})$
$Z_{\mu} H2^{-} H2^{+}$	$-\frac{e \cdot S_W}{C_W} (p_3^{\mu} - p_2^{\mu})$
$Z1_{\mu} H A0$	$\frac{G_x (C_{\alpha} C_{\beta} - S_{\beta} S_{\alpha} + (C_{\alpha} C_{\beta} + S_{\beta} S_{\alpha}) \frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{3} \frac{S_W}{C_W}} (p_3^{\mu} - p_2^{\mu})$
$Z1_{\mu} H0 A0$	$\frac{G_x (S_{\alpha} C_{\beta} + S_{\beta} C_{\alpha} - (S_{\alpha} C_{\beta} - S_{\beta} C_{\alpha}) \frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{3} \frac{S_W}{C_W}} (p_3^{\mu} - p_2^{\mu})$
$Z1_{\mu} H^{+} H^{-}$	$\frac{i \cdot G_x (\frac{1-TB^2}{1+TB^2} + \frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W}{C_W}} (p_3^{\mu} - p_2^{\mu})$

Campos en el vértice	Acople
$Z1_\mu \ H0+ \ H0-$	$\frac{iG_x}{\sqrt{3} \cdot \frac{s_W}{c_W}} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$Z1_\mu \ H2- \ H2+$	$\frac{iG_x(1 - \frac{s_W^2}{c_W^2})}{\sqrt{3} \cdot \frac{s_W}{c_W}} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$W_\mu^+ \ H \ H-$	$-\frac{i \cdot e(C_\alpha C_\beta + S_\beta S_\alpha)}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$W_\mu^+ \ H0 \ H-$	$\frac{i \cdot e(S_\alpha C_\beta - S_\beta C_\alpha)}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$W_\mu^+ \ A0 \ H-$	$\frac{e}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$W_\mu^- \ H \ H+$	$\frac{i \cdot e(C_\alpha C_\beta + S_\beta S_\alpha)}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$W_\mu^- \ H0 \ H+$	$-\frac{i \cdot e(S_\alpha C_\beta - S_\beta C_\alpha)}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$W_\mu^- \ A0 \ H+$	$\frac{e}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$K0_\mu \ H \ H0-$	$-\frac{i \cdot e \cdot S_\alpha}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$K0_\mu \ H0 \ H0-$	$\frac{i \cdot e \cdot C_\alpha}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$K0_\mu \ A0 \ H0-$	$\frac{e \cdot S_\beta}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$K0_\mu \ H- \ H2+$	$\frac{i \cdot \sqrt{2} \cdot e \cdot C_\beta}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$\overline{K0}_\mu \ H \ H0+$	$\frac{i \cdot e \cdot S_\alpha}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$\overline{K0}_\mu \ H0 \ H0+$	$-\frac{i \cdot e \cdot C_\alpha}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$\overline{K0}_\mu \ A0 \ H0+$	$\frac{e \cdot (S_\alpha C_\beta - S_\beta C_\alpha)}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$\overline{K0}_\mu \ H+ \ H2-$	$-\frac{i \cdot \sqrt{2} \cdot e \cdot C_\beta}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$K_\mu^- \ H \ H2+$	$\frac{i \cdot e \cdot C_\alpha}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$K_\mu^- \ H0 \ H2+$	$\frac{i \cdot e \cdot S_\alpha}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$K_\mu^- \ A0 \ H2+$	$\frac{e \cdot C_\beta}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$K_\mu^- \ H+ \ H0-$	$\frac{i \cdot \sqrt{2} \cdot e \cdot S_\beta}{2 \cdot s_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$

Campos en el vértice	Acople
$K_\mu^+ H H2-$	$-\frac{i \cdot e \cdot C_\alpha}{2 \cdot S_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$K_\mu^+ H0 H2-$	$-\frac{i \cdot e \cdot S_\alpha}{2 \cdot S_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$K_\mu^+ A0 H2-$	$\frac{e \cdot C_\beta}{2 \cdot S_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$K_\mu^+ H- H0+$	$-\frac{i \cdot \sqrt{2} \cdot e \cdot S_\beta}{2 \cdot S_W} (p_3^\mu - p_2^\mu)$
$Z_\mu Z_\nu H$	$\frac{e \cdot M_W (S_\alpha C_\beta - S_\beta C_\alpha)}{S_W \cdot C_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z_\mu Z_\nu H0$	$\frac{e \cdot M_W (C_\alpha C_\beta + S_\beta S_\alpha)}{S_W \cdot C_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z_\mu Z1_\nu H0$	$-\frac{i \cdot G_x \cdot M_W \cdot (S_\alpha C_\beta + S_\beta C_\alpha - \frac{(S_\alpha C_\beta - S_\beta C_\alpha) S_W^2}{C_W^2})}{\sqrt{3} \cdot C_W \cdot \frac{S_W}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z_\mu Z1_\nu H0$	$-\frac{i \cdot G_x \cdot M_W \cdot (C_\alpha C_\beta - S_\beta S_\alpha - \frac{(C_\alpha C_\beta + S_\beta S_\alpha) S_W^2}{C_W^2})}{\sqrt{3} \cdot C_W \cdot \frac{S_W}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_\mu Z1_\nu H$	$\frac{i \cdot G_x^2 \cdot M_W \cdot S_W \cdot ((1 + \frac{S_W^4}{C_W^4})(S_\alpha C_\beta - S_\beta C_\alpha) + 2 \frac{S_W^2}{C_W^2} (S_\alpha C_\beta + S_\beta C_\alpha))}{6 \cdot e \cdot \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_\mu Z1_\nu H0$	$\frac{i \cdot G_x^2 \cdot M_W \cdot S_W \cdot ((1 + \frac{S_W^4}{C_W^4})(C_\alpha C_\beta + S_\beta S_\alpha) - 2 \frac{S_W^2}{C_W^2} (C_\alpha C_\beta - S_\beta S_\alpha))}{6 \cdot e \cdot \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_\mu Z1_\nu H0$	$\frac{i \cdot G_x^2 \cdot M_W \cdot S_W \cdot (1 + \frac{S_W^4}{C_W^4})}{6 \cdot e \cdot \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_\mu Z1_\nu H03$	$\frac{i \cdot G_x \cdot M_{Z1}}{\sqrt{3} \cdot \frac{S_W}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu \overline{K0}_\nu H$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W \cdot C_\beta \cdot S_\alpha}{S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu \overline{K0}_\nu H0$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W \cdot C_\beta \cdot C_\alpha}{S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu \overline{K0}_\nu H03$	$\frac{i \cdot e \cdot M_{K0}}{S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- K_\nu^+ H$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W \cdot S_\beta \cdot C_\alpha}{S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- K_\nu^+ H0$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W \cdot S_\beta \cdot S_\alpha}{S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- K_\nu^+ H03$	$\frac{i \cdot e \cdot M_{K0}}{S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^+ W_\nu^- H$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W (S_\alpha C_\beta - S_\beta C_\alpha)}{S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^+ W_\nu^- H0$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W (C_\alpha C_\beta + S_\beta S_\alpha)}{S_W} \cdot g^{\mu\nu}$

Campos en el vértice	Acople
$K0_\mu Z_\nu H0-$	$\frac{i \cdot e \cdot M_Z \cdot C_\beta}{S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$\overline{K0}_\mu Z_\nu H0+$	$\frac{i \cdot e \cdot M_Z \cdot C_\beta}{S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K^-_\mu Z_\nu H2+$	$-\frac{i \cdot e \cdot M_Z \cdot S_\beta (1+2S_W^2)}{2 \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K^+_\mu Z_\nu H2-$	$-\frac{i \cdot e \cdot M_Z \cdot S_\beta (1+2S_W^2)}{2 \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu Z1_\nu H0-$	$\frac{i \cdot G_x \cdot C_W \cdot C_\beta \cdot M_Z (1 + \frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$\overline{K0}_\mu Z1_\nu H0+$	$\frac{i \cdot G_x \cdot C_W \cdot C_\beta \cdot M_Z (1 + \frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K^-_\mu Z1_\nu H2+$	$\frac{i \cdot G_x \cdot C_W \cdot S_\beta \cdot M_Z (1 - 3 \frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K^+_\mu Z1_\nu H2-$	$\frac{i \cdot G_x \cdot C_W \cdot S_\beta \cdot M_Z (1 - 3 \frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$W^+_\mu Z1_\nu H-$	$-\frac{i \cdot G_x \cdot M_W \cdot \frac{2TB}{1+TB^2}}{\sqrt{3} \cdot \frac{S_W}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$W^-_\mu Z1_\nu H+$	$-\frac{i \cdot G_x \cdot M_W \cdot \frac{2TB}{1+TB^2}}{\sqrt{3} \cdot \frac{S_W}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$W^+_\mu \overline{K0}_\nu H2-$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W \cdot S_\beta}{\sqrt{2} \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$W^-_\mu K0_\nu H2+$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W \cdot S_\beta}{\sqrt{2} \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$W^+_\mu K^-_\nu H0-$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W \cdot C_\beta}{\sqrt{2} \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$W^-_\mu K^+_\nu H0+$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W \cdot C_\beta}{\sqrt{2} \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu K^+_\nu H-$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W \cdot \frac{2TB}{1+TB^2}}{\sqrt{2} \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$\overline{K0}_\mu K^-_\nu H+$	$\frac{i \cdot e \cdot M_W \cdot \frac{2TB}{1+TB^2}}{\sqrt{2} \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K^-_\mu A_\nu H2+$	$i \cdot e \cdot M_W \cdot S_\beta \cdot g^{\mu\nu}$
$K^+_\mu A_\nu H2-$	$i \cdot e \cdot M_W \cdot S_\beta \cdot g^{\mu\nu}$
$W^+_\mu A_\nu H- H$	$\frac{e^2 (C_\alpha C_\beta + S_\beta S_\alpha)}{2 \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$W^-_\mu A_\nu H+ H$	$\frac{e^2 (C_\alpha C_\beta + S_\beta S_\alpha)}{2 \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$

Campos en el vértice	Acople
$W_{\mu}^{+} Z_{\nu} H^{-} H0$	$-\frac{e^2(S_{\alpha}C_{\beta}-S_{\beta}C_{\alpha})}{2 \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{-} Z_{\nu} H^{+} H0$	$-\frac{e^2(S_{\alpha}C_{\beta}-S_{\beta}C_{\alpha})}{2 \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{+} Z_{\nu} H^{-} H$	$-\frac{e^2(C_{\alpha}C_{\beta}+S_{\beta}S_{\alpha})}{2 \cdot C_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{-} Z_{\nu} H^{+} H$	$-\frac{e^2(C_{\alpha}C_{\beta}+S_{\beta}S_{\alpha})}{2 \cdot C_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{+} Z_{\nu} H^{-} H0$	$\frac{e^2(S_{\alpha}C_{\beta}-S_{\beta}C_{\alpha})}{2 \cdot C_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{-} Z_{\nu} H^{+} H0$	$\frac{e^2(S_{\alpha}C_{\beta}-S_{\beta}C_{\alpha})}{2 \cdot C_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$A_{\mu} A_{\nu} H^{+} H^{-}$	$e^2 \cdot g^{\mu\nu}$
$A_{\mu} Z_{\nu} H^{+} H^{-}$	$\frac{e^2 \cdot (1-2S_W^2)}{S_W \cdot C_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z_{\mu} Z_{\nu} H^{+} H^{-}$	$\frac{e^2 \cdot (1-2S_W^2)^2}{4 \cdot C_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z_{\mu} Z_{\nu} H^{+} H^{-}$	$\frac{e^2 \cdot C_W^2}{4 \cdot C_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z_{\mu} Z_{\nu} H H$	$\frac{e^2}{8 \cdot S_W^2 \cdot C_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z_{\mu} Z_{\nu} H0 H0$	$\frac{e^2}{8 \cdot S_W^2 \cdot C_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{+} W_{\nu}^{-} H H$	$\frac{e^2}{4 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{+} W_{\nu}^{-} H0 H0$	$\frac{e^2}{4 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{+} W_{\nu}^{-} H^{+} H^{-}$	$\frac{e^2}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{+} Z1_{\nu} H^{-} H$	$-\frac{e \cdot G_x(C_{\alpha}C_{\beta}-S_{\beta}S_{\alpha} + \frac{(C_{\alpha}C_{\beta}+S_{\beta}S_{\alpha})S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{-} Z1_{\nu} H^{+} H$	$-\frac{e \cdot G_x(C_{\alpha}C_{\beta}-S_{\beta}S_{\alpha} + \frac{(C_{\alpha}C_{\beta}+S_{\beta}S_{\alpha})S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{+} Z1_{\nu} H^{-} H0$	$-\frac{e \cdot G_x(S_{\alpha}C_{\beta}+S_{\beta}C_{\alpha} - \frac{(S_{\alpha}C_{\beta}-S_{\beta}C_{\alpha})S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_{\mu}^{-} Z1_{\nu} H^{+} H0$	$-\frac{e \cdot G_x(S_{\alpha}C_{\beta}+S_{\beta}C_{\alpha} - \frac{(S_{\alpha}C_{\beta}-S_{\beta}C_{\alpha})S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_{\mu} Z_{\nu} H0^{-} H$	$-\frac{e^2 \cdot S_{\alpha}}{2 \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$

Campos en el vértice	Acople
$\overline{K0}_\mu Z_\nu H0+ H$	$-\frac{e^2 \cdot S_\alpha}{2 \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu Z_\nu H0- H0$	$\frac{e^2 \cdot C_\alpha}{2 \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$\overline{K0}_\mu Z_\nu H0+ H0$	$\frac{e^2 \cdot C_\alpha}{2 \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu Z1_\nu H0- H$	$-\frac{e \cdot G_x \cdot S_\alpha (1 + \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$\overline{K0}_\mu Z1_\nu H0+ H$	$-\frac{e \cdot G_x \cdot S_\alpha (1 + \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu Z1_\nu H0- H0$	$\frac{e \cdot G_x \cdot C_\alpha (1 + \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$\overline{K0}_\mu Z1_\nu H0+ H0$	$\frac{e \cdot G_x \cdot C_\alpha (1 + \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- A_\nu H2+ H$	$\frac{e^2 \cdot c_\alpha}{2 \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^+ A_\nu H2- H$	$\frac{e^2 \cdot c_\alpha}{2 \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- A_\nu H2+ H0$	$\frac{e^2 \cdot S_\alpha}{2 \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^+ A_\nu H2- H0$	$\frac{e^2 \cdot S_\alpha}{2 \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- Z_\nu H2+ H$	$-\frac{e^2 \cdot C_\alpha (1 + 2S_W^2)}{4 \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^+ Z_\nu H2- H$	$-\frac{e^2 \cdot C_\alpha (1 + 2S_W^2)}{4 \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- Z_\nu H2+ H0$	$-\frac{e^2 \cdot S_\alpha (1 + 2S_W^2)}{4 \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^+ Z_\nu H2- H0$	$-\frac{e^2 \cdot S_\alpha (1 + 2S_W^2)}{4 \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- Z1_\nu H2+ H$	$\frac{e \cdot G_x \cdot C_\alpha (1 - 3 \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^+ Z1_\nu H2- H$	$\frac{e \cdot G_x \cdot C_\alpha (1 - 3 \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- Z1_\nu H2+ H0$	$\frac{e \cdot G_x \cdot S_\alpha (1 - 3 \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^+ Z1_\nu H2- H0$	$\frac{e \cdot G_x \cdot S_\alpha (1 - 3 \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^+ A_\nu H0+ H-$	$-\frac{e^2 \cdot S_\beta}{\sqrt{2} \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$

Campos en el vértice	Acople
$K_{\mu}^{-} A_{\nu} H0- H+$	$-\frac{e^2 \cdot S_{\beta}}{\sqrt{2} \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_{\mu}^{+} Z_{\nu} H0+ H-$	$\frac{e^2 \cdot S_{\beta}(1+2S_W^2)}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_{\mu}^{-} Z_{\nu} H0- H+$	$\frac{e^2 \cdot S_{\beta}(1+2S_W^2)}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_{\mu}^{+} Z1_{\nu} H0+ H-$	$\frac{e \cdot G_x \cdot S_{\beta}(1+\frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_{\mu}^{-} Z1_{\nu} H0- H+$	$\frac{e \cdot G_x \cdot S_{\beta}(1+\frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_{\mu} A_{\nu} H2+ H-$	$\frac{2 \cdot e^2 \cdot C_{\beta}}{\sqrt{2} \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$\overline{K0}_{\mu} A_{\nu} H2- H+$	$\frac{2 \cdot e^2 \cdot C_{\beta}}{\sqrt{2} \cdot S_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_{\mu} Z_{\nu} H2+ H-$	$\frac{e^2 \cdot C_{\beta}(1-4S_W^2)}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$\overline{K0}_{\mu} Z_{\nu} H2- H+$	$\frac{e^2 \cdot C_{\beta}(1-4S_W^2)}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot C_W \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_{\mu} Z1_{\nu} H2+ H-$	$\frac{e^2 \cdot G_x \cdot C_{\beta}(1-3\frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$\overline{K0}_{\mu} Z1_{\nu} H2- H+$	$\frac{e^2 \cdot G_x \cdot C_{\beta}(1-3\frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{3} \cdot \frac{S_W^2}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_{\mu} A_{\nu} H+ H-$	$-\frac{e \cdot G_x(1+\frac{1-TB^2}{1+TB^2} + \frac{S_W^2}{C_W^2})}{\sqrt{3} \cdot \frac{S_W}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_{\mu} Z_{\nu} H+ H-$	$-\frac{e \cdot G_x(1-2S_W^2)(\frac{1-TB^2}{1+TB^2} + \frac{S_W^2}{C_W^2})}{\sqrt{2} \cdot \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_{\mu} Z1_{\nu} H03 H03$	$\frac{G_x^2}{6 \cdot \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_{\mu} Z1_{\nu} H H0$	$\frac{2 \cdot G_x^2 \cdot S_{\alpha} \cdot C_{\alpha}}{6} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_{\mu} Z1_{\nu} H0 H0$	$\frac{G_x^2(1+\frac{S_W^4}{C_W^4} - 2\frac{S_W^2}{C_W^2}(1-2S_{\alpha}^2))}{24 \cdot \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_{\mu} Z1_{\nu} H H$	$\frac{G_x^2(1+\frac{S_W^4}{C_W^4} + 2\frac{S_W^2}{C_W^2}(1-2S_{\alpha}^2))}{24 \cdot \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_{\mu} Z1_{\nu} H+ H-$	$\frac{G_x^2(1+\frac{S_W^4}{C_W^4} + 2\frac{S_W^2}{C_W^2} \frac{1-TB^2}{1+TB^2})}{12 \cdot \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z_{\mu} Z1_{\nu} H H$	$\frac{e \cdot G_x(1-2S_{\alpha}^2 + \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z_{\mu} Z1_{\nu} H0 H$	$\frac{e \cdot G_x \cdot S_{\alpha} \cdot C_{\alpha}}{\sqrt{3} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$

Campos en el vértice	Acople
$Z_\mu \ Z1_\nu \ H0 \ H0$	$\frac{e \cdot G_x \cdot (1 - 2S_\alpha^2 - \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_\mu \ Z1_\nu \ H0+ \ H0-$	$\frac{G_x^2}{3 \cdot \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot g^{\mu\nu}$
$A_\mu \ A_\nu \ H2- \ H2+$	$e^2 \cdot g^{\mu\nu}$
$A_\mu \ Z_\nu \ H2- \ H2+$	$-\frac{2 \cdot e^2 \cdot S_W}{C_W} \cdot g^{\mu\nu}$
$A_\mu \ Z1_\nu \ H2- \ H2+$	$\frac{2 \cdot G_x \cdot e \cdot (1 - \frac{S_W^2}{C_W^2})}{\sqrt{3} \cdot \frac{S_W}{C_W}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z_\mu \ Z_\nu \ H2- \ H2+$	$\frac{e^2 \cdot S_W^2}{C_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z_\mu \ Z1_\nu \ H2- \ H2+$	$-\frac{2 \cdot e \cdot G_x \cdot S_W (1 - \frac{S_W^2}{C_W^2})}{\sqrt{3} \cdot C_W \cdot \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot g^{\mu\nu}$
$Z1_\mu \ Z1_\nu \ H2- \ H2+$	$\frac{G_x^2 (1 - 2 \frac{S_W^2}{C_W^2} + \frac{S_W^4}{C_W^4})}{3 \cdot \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^- \ K0_\nu \ H0- \ H+$	$\frac{e^2 \cdot S_\beta}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^+ \ \overline{K0}_\nu \ H0+ \ H-$	$\frac{e^2 \cdot S_\beta}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^- \ K0_\nu \ H2+ \ H$	$\frac{e^2 \cdot C_\alpha}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^+ \ \overline{K0}_\nu \ H2- \ H$	$\frac{e^2 \cdot C_\alpha}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^- \ K0_\nu \ H2+ \ H0$	$\frac{e^2 \cdot S_\alpha}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^+ \ \overline{K0}_\nu \ H2- \ H0$	$\frac{e^2 \cdot S_\alpha}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^- \ K_\nu^+ \ H2- \ H+$	$\frac{e^2 \cdot C_\beta}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^+ \ K_\nu^- \ H2+ \ H-$	$\frac{e^2 \cdot C_\beta}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^- \ K_\nu^+ \ H0+ \ H$	$-\frac{e^2 \cdot S_\alpha}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^+ \ K_\nu^- \ H0- \ H$	$-\frac{e^2 \cdot S_\alpha}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^+ \ K_\nu^- \ H0- \ H0$	$\frac{e^2 \cdot C_\alpha}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$W_\mu^- \ K_\nu^+ \ H0+ \ H0$	$\frac{e^2 \cdot C_\alpha}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$

Campos en el vértice	Acople
$K0_\mu \bar{K}0_\nu H03 H03$	$\frac{e^2}{4 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu \bar{K}0_\nu H H$	$\frac{e^2 \cdot S_\alpha^2}{4 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu \bar{K}0_\nu H0 H0$	$\frac{e^2 \cdot C_\alpha^2}{4 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu \bar{K}0_\nu H H0$	$-\frac{e^2 \cdot S_\alpha \cdot C_\alpha}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu \bar{K}0_\nu H0+ H0-$	$\frac{e^2}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu \bar{K}0_\nu H2- H2+$	$\frac{e^2}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu \bar{K}0_\nu H+ H-$	$\frac{e^2 \cdot C_\beta^2}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu K_\nu^+ H H-$	$\frac{e^2(C_\alpha \cdot C_\beta - S_\beta \cdot S_\alpha)}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$\bar{K}0_\mu K_\nu^- H H+$	$\frac{e^2(C_\alpha \cdot C_\beta - S_\beta \cdot S_\alpha)}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K0_\mu K_\nu^+ H0 H-$	$\frac{e^2(S_\alpha \cdot C_\beta + S_\beta \cdot C_\alpha)}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$\bar{K}0_\mu K_\nu^- H0 H+$	$\frac{e^2(S_\alpha \cdot C_\beta + S_\beta \cdot C_\alpha)}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- K_\nu^+ H03 H03$	$\frac{e^2}{4 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- K_\nu^+ H H$	$\frac{e^2 \cdot C_\alpha^2}{4 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- K_\nu^+ H0 H0$	$\frac{e^2 \cdot S_\alpha^2}{4 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- K_\nu^+ H H0$	$\frac{e^2 \cdot 2 \cdot S_\alpha \cdot C_\alpha}{4 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- K_\nu^+ H+ H-$	$\frac{e^2 \cdot S_\beta^2}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- K_\nu^+ H0+ H0-$	$\frac{e^2}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$K_\mu^- K_\nu^+ H2- H2+$	$\frac{e^2}{2 \cdot S_W^2} \cdot g^{\mu\nu}$
$A_\mu K_\nu^- K_\rho^+$	$e(p_2^\rho g^{\mu\nu} - p_2^\mu g^{\nu\rho} - p_3^\nu g^{\mu\rho} + p_3^\mu g^{\nu\rho} + p_1^\nu g^{\mu\rho} - p_1^\rho g^{\mu\nu})$
$Z_\mu W_\nu^+ W_\rho^-$	$-\frac{e \cdot C_W}{S_W}(p_2^\rho g^{\mu\nu} - p_2^\mu g^{\nu\rho} - p_3^\nu g^{\mu\rho} + p_3^\mu g^{\nu\rho} + p_1^\nu g^{\mu\rho} - p_1^\rho g^{\mu\nu})$

Campos en el vértice	Acople
$Z_\mu \quad K0_\nu \quad \overline{K0}_\rho$	$\frac{e \cdot (-2 \cdot C_W + \frac{S_W^2}{C_W})}{2 \cdot S_W} (p_2^\rho g^{\mu\nu} - p_2^\mu g^{\nu\rho} - p_3^\nu g^{\mu\rho} + p_3^\mu g^{\nu\rho} + p_1^\nu g^{\mu\rho} - p_1^\rho g^{\mu\nu})$
$Z_\mu \quad K_\nu^- \quad K_\rho^+$	$\frac{e \cdot (2 \cdot C_W + \frac{S_W^2}{C_W})}{2 \cdot S_W} (p_2^\rho g^{\mu\nu} - p_2^\mu g^{\nu\rho} - p_3^\nu g^{\mu\rho} + p_3^\mu g^{\nu\rho} + p_1^\nu g^{\mu\rho} - p_1^\rho g^{\mu\nu})$
$Z1_\mu \quad K0_\nu \quad \overline{K0}_\rho$	$\frac{e \cdot \sqrt{3 - \frac{S_W^2}{C_W^2}}}{2 \cdot S_W} (p_2^\rho g^{\mu\nu} - p_2^\mu g^{\nu\rho} - p_3^\nu g^{\mu\rho} + p_3^\mu g^{\nu\rho} + p_1^\nu g^{\mu\rho} - p_1^\rho g^{\mu\nu})$
$Z1_\mu \quad K_\nu^- \quad K_\rho^+$	$\frac{e \cdot \sqrt{3 - \frac{S_W^2}{C_W^2}}}{2 \cdot S_W} (p_2^\rho g^{\mu\nu} - p_2^\mu g^{\nu\rho} - p_3^\nu g^{\mu\rho} + p_3^\mu g^{\nu\rho} + p_1^\nu g^{\mu\rho} - p_1^\rho g^{\mu\nu})$
$W_\mu^- \quad W_\nu^+ \quad K_\rho^+ \quad K_\sigma^-$	$-\frac{e^2}{S_W^2} (-2 \cdot g^{\mu\sigma} \cdot g^{\rho\nu} + g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma})$
$W_\mu^- \quad W_\nu^+ \quad \overline{K0}_\rho \quad K0_\sigma$	$-\frac{e^2}{2 \cdot S_W^2} (-2 \cdot g^{\nu\sigma} \cdot g^{\mu\rho} + g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$\overline{K0}_\mu \quad K0_\nu \quad K0_\rho \quad \overline{K0}_\sigma$	$-\frac{e^2}{S_W^2} (-2 \cdot g^{\mu\sigma} \cdot g^{\rho\nu} + g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma})$
$\overline{K0}_\mu \quad K0_\nu \quad Z_\rho \quad Z_\sigma$	$\frac{e^2 \cdot C_W^2 \cdot (1 + 2 \frac{S_W^2}{C_W^2} + \frac{S_W^4}{C_W^4})}{4 \cdot S_W^2} (-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$\overline{K0}_\mu \quad K0_\nu \quad Z1_\rho \quad Z1_\sigma$	$\frac{e^2 \cdot (3 - \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot S_W^2} (-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$\overline{K0}_\mu \quad K0_\nu \quad Z_\rho \quad Z1_\sigma$	$-\frac{e^2 \cdot C_W \cdot \sqrt{3 - \frac{S_W^2}{C_W^2}} \cdot (1 + \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot S_W^2} (-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$K_\mu^+ \quad K_\nu^- \quad K_\rho^- \quad K_\sigma^+$	$-\frac{e^2}{S_W^2} (-2 \cdot g^{\mu\sigma} \cdot g^{\rho\nu} + g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma})$
$K_\mu^+ \quad K_\nu^- \quad A_\rho \quad A_\sigma$	$e^2 (-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$K_\mu^+ \quad K_\nu^- \quad Z_\rho \quad Z_\sigma$	$\frac{e^2 \cdot C_W^2 \cdot (1 - 2 \frac{S_W^2}{C_W^2} + \frac{S_W^4}{C_W^4})}{4 \cdot S_W^2} (-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$K_\mu^+ \quad K_\nu^- \quad A_\rho \quad Z_\sigma$	$\frac{e^2 \cdot C_W \cdot (1 - \frac{S_W^2}{C_W^2})}{2 \cdot S_W} (-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$K_\mu^+ \quad K_\nu^- \quad A_\rho \quad Z1_\sigma$	$\frac{e^2 \cdot \sqrt{3 - \frac{S_W^2}{C_W^2}}}{2 \cdot S_W} (-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$K_\mu^+ \quad K_\nu^- \quad Z_\rho \quad Z1_\sigma$	$\frac{e^2 \cdot C_W \cdot \sqrt{(3 - \frac{S_W^2}{C_W^2}) \cdot (1 - \frac{S_W^2}{C_W^2})}}{4 \cdot S_W^2} (-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$K_\mu^+ \quad K_\nu^- \quad Z1_\rho \quad Z1_\sigma$	$\frac{e^2 \cdot (3 - \frac{S_W^2}{C_W^2})}{4 \cdot S_W^2} (-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$K_\mu^- \quad \overline{K0}_\nu \quad W_\rho^+ \quad Z1_\sigma$	$-\frac{e^2 \cdot \sqrt{3 - \frac{S_W^2}{C_W^2}}}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} (-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$K_\mu^+ \quad K0_\nu \quad W_\rho^- \quad Z1_\sigma$	$-\frac{e^2 \cdot \sqrt{3 - \frac{S_W^2}{C_W^2}}}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} (-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$
$K_\mu^- \quad \overline{K0}_\nu \quad W_\rho^+ \quad A_\sigma$	$-\frac{e^2}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} (+2 \cdot g^{\nu\sigma} \cdot g^{\mu\rho} - g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho})$ $-2 \cdot g^{\mu\sigma} \cdot g^{\rho\nu} + g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma}$

Campos en el vértice	Acople
$K_\mu^+ K0_\nu W_\rho^- A_\sigma$	$-\frac{e^2}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \left(\begin{aligned} &-2 \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho} \\ &+ 2 \cdot g^{\nu\sigma} \cdot g^{\mu\rho} - g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho} \\ &- 2 \cdot g^{\mu\sigma} \cdot g^{\rho\nu} + g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} \\ &- 2 \cdot \left(1 - \frac{S_W^2}{C_W^2}\right) \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + \left(1 - \frac{S_W^2}{C_W^2}\right) \cdot g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} \end{aligned} \right)$
$K_\mu^+ K0_\nu W_\rho^- Z_\sigma$	$-\frac{e^2 \cdot C_W}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \left(\begin{aligned} &+ \left(1 - \frac{S_W^2}{C_W^2}\right) \cdot g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho} - 2 \cdot g^{\mu\sigma} \cdot g^{\rho\nu} \\ &+ g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} \\ &- 2 \cdot \left(1 - \frac{S_W^2}{C_W^2}\right) \cdot g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + \left(1 - \frac{S_W^2}{C_W^2}\right) \cdot g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} \end{aligned} \right)$
$K_\mu^- \overline{K0}_\nu W_\rho^+ Z_\sigma$	$-\frac{e^2 \cdot C_W}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot S_W^2} \left(\begin{aligned} &+ \left(1 - \frac{S_W^2}{C_W^2}\right) \cdot g^{\mu\sigma} \cdot g^{\nu\rho} - 2 \cdot g^{\mu\sigma} \cdot g^{\rho\nu} \\ &+ g^{\mu\nu} \cdot g^{\rho\sigma} + g^{\mu\rho} \cdot g^{\nu\sigma} \end{aligned} \right)$
$\overline{s}_{ap} s_{bq} H0$	$-\frac{e \cdot M_s \cdot C_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \cdot \delta_{ab} \cdot \delta_{pq}$
$\overline{b}_{ap} b_{bq} H0$	$-\frac{e \cdot M_b \cdot C_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \cdot \delta_{ab} \cdot \delta_{pq}$
$\overline{\mu}_a \mu_b H0$	$-\frac{e \cdot M_\mu \cdot C_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \cdot \delta_{ab}$
$\overline{\tau}_a \tau_b H0$	$-\frac{e \cdot M_\tau \cdot C_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \cdot \delta_{ab}$
$\overline{c}_{ap} c_{bp} H0$	$\frac{e \cdot M_c \cdot S_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot S_\beta} \cdot \delta_{ab} \cdot \delta_{pq}$
$\overline{t}_{ap} t_{bp} H0$	$\frac{e \cdot M_t \cdot S_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot S_\beta} \cdot \delta_{ab} \cdot \delta_{pq}$
$\overline{c}_{ap} c_{bp} H$	$-\frac{e \cdot M_c \cdot C_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot S_\beta} \cdot \delta_{ab} \cdot \delta_{pq}$
$\overline{t}_{ap} t_{bp} H$	$-\frac{e \cdot M_t \cdot C_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot S_\beta} \cdot \delta_{ab} \cdot \delta_{pq}$
$\overline{s}_{ap} s_{bp} H$	$-\frac{e \cdot M_s \cdot S_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \cdot \delta_{ab} \cdot \delta_{pq}$
$\overline{b}_{ap} b_{bp} H$	$-\frac{e \cdot M_b \cdot S_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \cdot \delta_{ab} \cdot \delta_{pq}$
$\overline{\mu}_a \mu_b H$	$-\frac{e \cdot M_\mu \cdot S_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \cdot \delta_{ab}$
$\overline{\tau}_a \tau_b H$	$-\frac{e \cdot M_\tau \cdot S_\alpha}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \cdot \delta_{ab}$
$\overline{s}_{ap} s_{bq} A_\mu$	$-\frac{i \cdot e \cdot M_s \cdot S_W}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \gamma_{cb}^5 \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot \delta_{pq}$
$\overline{\mu}_a \mu_b A_\mu$	$-\frac{i \cdot e \cdot M_\mu \cdot S_W}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \gamma_{cb}^5 \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\overline{b}_{ap} b_{bq} A_\mu$	$-\frac{i \cdot e \cdot M_b \cdot S_W}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \gamma_{cb}^5 \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot \delta_{pq}$
$\overline{\tau}_a \tau_b A_\mu$	$-\frac{i \cdot e \cdot M_\tau \cdot S_W}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta} \gamma_{cb}^5 \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\overline{c}_{ap} c_{bq} A_\mu$	$-\frac{i \cdot e \cdot M_c \cdot C_W}{2 \cdot M_W \cdot S_\beta} \gamma_{cb}^5 \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot \delta_{pq}$

Campos en el vértice	Acople
$\bar{t}_{ap} t_{bq} A_\mu$	$-\frac{i \cdot e \cdot M_t \cdot C_W}{2 \cdot M_W \cdot S_\beta} \gamma_{cb}^5 \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot \delta_{pq}$
$\bar{t}_{ap} b_{bq} H+$	$-\frac{2GG}{\sqrt{2}M_W TB} \left(\frac{(1-\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot M_t + \frac{(1+\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot M_b \cdot TB \right) \delta_{pq}$
$\bar{\nu}_a^\tau \tau_b H+$	$-\frac{GG}{\sqrt{2}M_W} \frac{(1+\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot TB \cdot M_\tau$
$\bar{c}_{ap} s_{bq} H+$	$-\frac{2GG}{\sqrt{2}M_W TB} \left(\frac{(1-\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot M_c + \frac{(1+\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot M_s \cdot TB \right) \delta_{pq}$
$\bar{\nu}_a^\mu \mu_b H+$	$-\frac{GG}{\sqrt{2}M_W} \frac{(1+\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot TB \cdot M_\mu$
$\bar{b}_{ap} t_{bq} H-$	$-\frac{2GG}{\sqrt{2}M_W TB} \left(\frac{(1+\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot M_t + \frac{(1-\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot M_b \cdot TB \right) \delta_{pq}$
$\bar{\tau}_a \nu_b^\tau H-$	$-\frac{GG}{\sqrt{2}M_W} \frac{(1-\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot TB \cdot M_\tau$
$\bar{s}_{ap} c_{bq} H-$	$-\frac{2GG}{\sqrt{2}M_W TB} \left(\frac{(1+\gamma^5)_{ab}}{2} M_c + \frac{(1-\gamma^5)_{ab}}{2} M_s \cdot TB \right) \delta_{pq}$
$\bar{\mu}_a \nu_b^\mu H-$	$-\frac{GG}{\sqrt{2}M_W} \cdot M_\mu \cdot TB \frac{(1-\gamma^5)_{ab}}{2}$
$H H H$	$\frac{6M_W}{GG} \left(\begin{array}{c} \lambda_5 S_\alpha C_\beta C_\alpha^2 + 2\lambda_2 C_\beta S_\alpha^3 + 2\lambda_4 C_\beta S_\alpha^3 \\ -2\lambda_1 S_\beta C_\alpha^3 - \lambda_5 C_\alpha S_\beta S_\alpha^2 \end{array} \right)$
$H H03 H03$	$\frac{2M_W}{GG} (2\lambda_2 S_\alpha C_\beta - 2\lambda_4 S_\alpha C_\beta - \lambda_5 C_\alpha S_\beta)$
$H A0 A0$	$-\frac{2M_W}{GG} \left(\begin{array}{c} -\lambda_5 S_\alpha C_\beta^3 + 2\lambda_1 C_\alpha S_\beta C_\beta^2 - 2\lambda_2 S_\alpha C_\beta S_\beta^2 \\ -2\lambda_4 S_\alpha C_\beta S_\beta^2 + \lambda_5 C_\alpha S_\beta^2 \end{array} \right)$
$H H0 H0$	$-\frac{2M_W}{GG} \left(\begin{array}{c} -6\lambda_2 S_\alpha C_\beta C_\alpha^2 - 6\lambda_4 S_\alpha C_\beta C_\alpha^2 + 2\lambda_5 S_\alpha C_\beta C_\alpha^2 \\ -\lambda_5 C_\beta S_\alpha^3 + \lambda_5 S_\beta C_\alpha^3 + 6\lambda_1 C_\alpha S_\beta S_\alpha^2 \\ -2\lambda_5 C_\alpha S_\beta S_\alpha^2 \end{array} \right)$
$H H H03$	$-2\sqrt{2}\lambda_7 S_\alpha C_\alpha - \lambda_5 V_\chi C_\alpha^2 - 2\lambda_2 V_\chi S_\alpha^2 + 2\lambda_4 V_\chi S_\alpha^2$
$H H H0$	$-\frac{2M_W}{GG} \left(\begin{array}{c} \lambda_5 C_\beta C_\alpha^3 + 6\lambda_2 C_\alpha C_\beta S_\alpha^2 + 6\lambda_4 C_\alpha C_\beta S_\alpha^2 \\ -2\lambda_5 C_\alpha C_\beta S_\alpha^2 + 6\lambda_1 S_\alpha S_\beta C_\alpha^2 - 2\lambda_5 S_\alpha S_\beta C_\alpha^2 \\ + \lambda_5 S_\beta S_\alpha^3 \end{array} \right)$
$H H0+ H0-$	$\frac{2M_W}{GG} (2\lambda_2 S_\alpha C_\beta + 2\lambda_4 S_\alpha C_\beta - \lambda_5 C_\alpha S_\beta)$
$H H+ H-$	$\frac{2M_W}{GG} \left(\begin{array}{c} \lambda_5 S_\alpha C_\beta^3 + \lambda_6 S_\alpha C_\beta^3 - 2\lambda_1 C_\alpha S_\beta C_\beta^2 \\ -\lambda_6 C_\alpha S_\beta C_\beta^2 + 2\lambda_2 S_\alpha C_\beta S_\beta^2 + \lambda_6 C_\beta S_\alpha S_\beta^2 \\ -\lambda_5 C_\alpha S_\beta^3 - \lambda_6 C_\alpha S_\beta^3 \end{array} \right)$
$H H2+ H2-$	$\frac{2M_W}{GG} (\lambda_5 S_\alpha C_\beta - 2\lambda_1 C_\alpha S_\beta)$
$H H03 H0$	$\sqrt{2}\lambda_7 C_\alpha^2 - \sqrt{2}\lambda_7 S_\alpha^2 + 2\lambda_2 V_\chi C_\alpha S_\alpha - 2\lambda_4 V_\chi C_\alpha S_\alpha$
$H0+ H0+ H03$	$-2(\lambda_3 V_\chi + \lambda_4 V_\chi)$

Campos en el vértice	Acople
$H0+ H0- H03$	$-2(\lambda_2 V_\chi - \lambda_3 V_\chi)$
$H0+ H0- H0$	$-\frac{2M_W}{GG}(2\lambda_2 C_\alpha C_\beta + 2\lambda_4 C_\alpha C_\beta + \lambda_5 S_\alpha S_\beta)$
$H0+ H+ H2-$	$-\frac{\sqrt{2}M_W}{GG}(\lambda_6 C_\beta^2 + \lambda_6 S_\beta^2)$
$H0- H0- H03$	$-2(\lambda_3 V_\chi + \lambda_4 V_\chi)$
$H0- H- H2+$	$-\frac{\sqrt{2}M_W}{GG}(\lambda_6 C_\beta^2 + \lambda_6 S_\beta^2)$
$H+ H- H03$	$-2\sqrt{2}\lambda_7 C_\beta S_\beta - \lambda_5 V_\chi C_\beta^2 - 2\lambda_2 V_\chi S_\beta^2 + 2\lambda_4 V_\chi S_\beta^2$
$H+ H- H0$	$-\frac{2M_W}{GG}(\lambda_5 C_\alpha C_\beta^3 + \lambda_6 C_\alpha C_\beta^3 + 2\lambda_1 S_\alpha S_\beta C_\beta^2 + \lambda_6 S_\alpha S_\beta C_\beta^2 + 2\lambda_2 C_\alpha C_\beta S_\beta^2 + 2\lambda_4 C_\alpha C_\beta S_\beta^2 + \lambda_6 C_\alpha C_\beta S_\beta^2 + \lambda_5 S_\alpha S_\beta^3 + \lambda_6 S_\alpha S_\beta^3)$
$H2+ H2- H03$	$-\lambda_5 V_\chi - \lambda_6 V_\chi$
$H2+ H2- H0$	$-\frac{2M_W}{GG}(\lambda_5 C_\alpha C_\beta + 2\lambda_1 S_\alpha S_\beta)$
$H03 H03 H03$	$-6\lambda_2 V_\chi - 6\lambda_4 V_\chi$
$H03 H03 H0$	$-\frac{M_W}{GG}(2\lambda_2 C_\alpha C_\beta - 2\lambda_4 C_\alpha C_\beta + \lambda_5 S_\alpha S_\beta)$
$H03 A0 A0$	$-2\sqrt{2}\lambda_7 C_\beta S_\beta - \lambda_5 V_\chi C_\beta^2 - 2\lambda_2 V_\chi S_\beta^2 + 2\lambda_4 V_\chi S_\beta^2$
$H03 H0 H0$	$2\sqrt{2}\lambda_7 C_\alpha S_\alpha - 2\lambda_2 V_\chi C_\alpha^2 + 2\lambda_4 V_\chi C_\alpha^2 - \lambda_5 V_\chi S_\alpha^2$
$A0 A0 H0$	$-\frac{2M_W}{GG}(\lambda_5 C_\alpha C_\beta^3 + 2\lambda_1 S_\alpha S_\beta C_\beta^2 + 2\lambda_2 C_\alpha C_\beta S_\beta^2 + 2\lambda_4 C_\alpha C_\beta S_\beta^2 + \lambda_5 S_\alpha S_\beta^3)$
$H0 H0 H0$	$-6\frac{M_W}{GG}(2\lambda_2 C_\alpha^3 C_\beta + 2\lambda_4 C_\alpha^3 C_\beta + \lambda_5 C_\alpha C_\beta S_\alpha^2 + \lambda_5 C_\alpha^2 S_\alpha S_\beta + 2\lambda_1 S_\alpha^3 S_\beta)$
$H H H H$	$-6(\frac{\lambda_1 C_\alpha^4 + \lambda_5 C_\alpha^2 S_\alpha^2}{\lambda_2 S_\alpha^4 + \lambda_4 S_\alpha^4})$
$H H H H0$	$-3C_\alpha S_\alpha(\frac{2\lambda_1 C_\alpha^2 - \lambda_5 C_\alpha^2}{-2\lambda_2 S_\alpha^2 + \lambda_5 S_\alpha^2})$
$H H H0+ H0-$	$-\lambda_5 C_\alpha^2 - 2\lambda_2 S_\alpha^2 - 2\lambda_4 S_\alpha^2$
$H H H+ H-$	$-2\lambda_1 C_\alpha^2 C_\beta^2 - \lambda_5 C_\beta^2 S_\alpha^2 - \lambda_6 C_\beta^2 S_\alpha^2 + 2\lambda_6 C_\alpha C_\beta S_\alpha S_\beta - \lambda_5 C_\alpha^2 S_\beta^2 - \lambda_6 C_\alpha^2 S_\beta^2 - 2\lambda_2 S_\alpha^2 S_\beta^2 - 2\lambda_4 S_\alpha^2 S_\beta^2$
$H H H2+ H2-$	$-\lambda_1 C_\alpha^2 - \lambda_5 S_\alpha^2$

Campos en el vértice	Acople
$H H H03 H03$	$-\lambda_5 C_\alpha^2 - 2\lambda_2 S_\alpha^2 + 2\lambda_4 S_\alpha^2$
$H H A0 A0$	$-2\lambda_1 C_\alpha^2 C_\beta^2 - \lambda_5 S_\alpha^2 C_\beta^2 - \lambda_5 C_\alpha^2 S_\beta^2$ $-2\lambda_2 S_\alpha^2 S_\beta^2 - 2\lambda_4 S_\alpha^2 S_\beta^2$
$H H H0 H0$	$-\lambda_5 C_\alpha^4 - 6\lambda_1 C_\alpha^2 S_\alpha^2 - 6\lambda_2 C_\alpha^2 S_\alpha^2$ $-6\lambda_4 C_\alpha^2 S_\alpha^2 + 4\lambda_5 C_\alpha^2 S_\alpha^2 - \lambda_5 S_\alpha^4$
$H H03 H03 H0$	$C_\alpha S_\alpha (2\lambda_2 - 2\lambda_4 - \lambda_5)$
$H A0 A0 H0$	$-C_\alpha S_\alpha (\begin{matrix} 2\lambda_1 C_\beta^2 - \lambda_5 C_\beta^2 - 2\lambda_2 S_\beta^2 \\ -2\lambda_4 S_\beta^2 + \lambda_5 S_\beta^2 \end{matrix})$
$H H0 H0 H0$	$3C_\alpha S_\alpha (\begin{matrix} 2\lambda_2 C_\alpha^2 + 2\lambda_4 C_\alpha^2 \\ -\lambda_5 C_\alpha^2 - 2\lambda_1 S_\alpha^2 + \lambda_5 S_\alpha^2 \end{matrix})$
$H0+ H0+ H0- H0-$	$-4(\lambda_2 + \lambda_4)$
$H0+ H0+ H03 H03$	$-2(\lambda_3 + \lambda_4)$
$H0+ H03 H03 H0-$	$-2(\lambda_2 - \lambda_3)$
$H0+ A0 A0 H0-$	$-\lambda_5 C_\beta^2 - 2\lambda_2 S_\beta^2 - 2\lambda_4 S_\beta^2$
$H0+ H0 H0 H0-$	$-2\lambda_2 C_\alpha^2 - 2\lambda_4 C_\alpha^2 - \lambda_5 S_\alpha^2$
$H0- H0- H03 H03$	$-2(\lambda_3 + \lambda_4)$
$H+ H+ H- H-$	$-4(\lambda_1 C_\beta^4 + \lambda_5 C_\beta^2 S_\beta^2 + \lambda_2 S_\beta^4 + \lambda_4 S_\beta^4)$
$H2+ H2+ H2- H2-$	$4\lambda_1$
$H2+ H03 H03 H2-$	$-\lambda_5 - \lambda_6$
$H2+ A0 A0 H2-$	$-2\lambda_1 C_\beta^2 - \lambda_5 S_\beta^2$
$H2+ H0 H0 H2-$	$-\lambda_5 C_\alpha^2 - 2\lambda_1 S_\alpha^2$
$H03 H03 H03 H03$	$-6(\lambda_2 + \lambda_4)$
$H03 H03 A0 A0$	$-\lambda_5 C_\beta^2 - 2\lambda_2 S_\beta^2 + 2\lambda_4 S_\beta^2$
$H03 H03 H0 H0$	$-2\lambda_2 C_\alpha^2 + 2\lambda_4 C_\alpha^2 - \lambda_5 S_\alpha^2$

Campos en el vértice	Acople
A0 A0 A0 A0	$-6(\lambda_1 C_\beta^4 + \lambda_5 S_\beta^2 + \lambda_2 S_\beta^4 + \lambda_4 S_\beta^4)$
A0 A0 H0 H0	$-\lambda_5 C_\alpha^2 C_\beta^2 - 2\lambda_1 S_\alpha^2 C_\beta^2 - 2\lambda_2 C_\alpha^2 S_\beta^2$ $-2\lambda_4 C_\alpha^2 S_\beta^2 - \lambda_5 S_\alpha^2 S_\beta^2$
H0 H0 H0 H0	$-6(\lambda_2 C_\alpha^4 + \lambda_4 C_\alpha^4 + \lambda_5 C_\alpha^2 S_\alpha^2 + \lambda_1 S_\alpha^4)$
H H0+ H0- H0	$C_\alpha S_\alpha (2\lambda_2 + 2\lambda_4 - \lambda_5)$
H H0+ H+ H2-	$\frac{\lambda_6}{\sqrt{2}} (C_\beta S_\alpha - C_\alpha S_\beta)$
H H0- H- H2+	$\frac{\lambda_6}{\sqrt{2}} (C_\beta S_\alpha - C_\alpha S_\beta)$
H H+ H- H0	$-2\lambda_1 S_\alpha C_\alpha C_\beta^2 + \lambda_5 S_\alpha C_\alpha C_\beta^2$ $+ \lambda_6 S_\alpha C_\alpha C_\beta^2 - \lambda_6 S_\beta C_\beta C_\alpha^2$ $- \lambda_6 S_\alpha C_\alpha S_\beta^2 + \lambda_6 S_\beta C_\beta S_\alpha^2$ $+ 2\lambda_2 S_\alpha C_\alpha S_\beta^2 + 2\lambda_4 S_\alpha C_\alpha S_\beta^2 - \lambda_5 S_\alpha C_\alpha S_\beta^2$
H H2+ H2- H0	$-C_\alpha S_\beta \cdot (2\lambda_1 - \lambda_5)$
H0+ H0- H+ H-	$-\lambda_5 C_\beta^2 - \lambda_2 S_\beta^2 - 2\lambda_4 S_\beta^2$
H0+ H0- H2+ H2-	$-\lambda_5 - \lambda_6$
H0+ H+ H2- H0	$-\frac{\lambda_6}{\sqrt{2}} (C_\alpha C_\beta + S_\alpha S_\beta)$
H0- H- H2+ H0	$-\frac{\lambda_6}{\sqrt{2}} (C_\alpha C_\beta + S_\alpha S_\beta)$
H+ H- H2+ H2-	$-2\lambda_1 C_\beta^2 - \lambda_5 S_\beta^2$
$\bar{q}1_a \nu_b^e K0_\mu$	$-\frac{e}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\nu}_a^e q1_b \bar{K}0_\mu$	$-\frac{e}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{q}1_a \nu_b^\mu K0_\mu$	$-\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\nu}_a^\mu q1_b \bar{K}0_\mu$	$-\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{q}1_a \nu_b^\tau K0_\mu$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\nu}_a^\tau q1_b \bar{K}0_\mu$	$\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{q}2_a \nu_b^e K0_\mu$	$-\frac{e}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$

Campos en el vértice	Acople
$\bar{\nu}_a^e q 2_b^\mu \bar{K}0_\mu$	$-\frac{e}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{q}2_a \nu_b^\mu K0_\mu$	$-\frac{e}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\nu}_a^\mu q 2_b \bar{K}0_\mu$	$-\frac{e}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{q}2_a \nu_b^\tau K0_\mu$	$-\frac{e}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\nu}_a^\tau q 2_b \bar{K}0_\mu$	$-\frac{e}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{q}1_a e_b K_\mu^+$	$-\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{e}_a q 1_b K_\mu^-$	$-\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{q}1_a \mu_b K_\mu^+$	$-\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\mu}_a q 1_b K_\mu^-$	$-\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{q}1_a \tau_b K_\mu^+$	$-\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\tau}_a q 1_b K_\mu^-$	$-\frac{e \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{q}1_a e_b W_\mu^+$	$-\frac{e \cdot S_0 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{e}_a q 1_b W_\mu^-$	$-\frac{e \cdot S_0 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\nu}_a^e e_b K_\mu^+$	$\frac{e \cdot S_0}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{e}_a \nu_b^e K_\mu^-$	$\frac{e \cdot S_0}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\nu}_a^e \tau_b K_\mu^+$	$-\frac{e \cdot S_0}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\tau}_a \nu_b^e K_\mu^-$	$-\frac{e \cdot S_0}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\nu}_a^\mu \mu_b K_\mu^+$	$\frac{e \cdot S_0 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\mu}_a \nu_b^\mu K_\mu^-$	$\frac{e \cdot S_0 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\nu}_a^\tau e_b K_\mu^+$	$\frac{e \cdot S_0}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$

Campos en el vértice	Acople
$\bar{e}_a \nu_b^\tau \overline{K0}_\mu$	$\frac{e \cdot S0}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\nu}_a^\tau \tau_b K0_\mu$	$-\frac{e \cdot S0}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{\tau}_a \nu_b^\tau \overline{K0}_\mu$	$-\frac{e \cdot S0}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu$
$\bar{d}_{pa} u_{qb} \overline{K0}_\mu$	$-\frac{e \cdot S0 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot \delta_{pq}$
$\bar{u}_{ap} d_{bq} K0_\mu$	$-\frac{e \cdot S0 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot \delta_{pq}$
$\overline{ns1}_a \nu_b^e K0_\mu$	$-\frac{e \cdot B1}{S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\bar{\nu}_a^e ns1_b \overline{K0}_\mu$	$-\frac{e \cdot B1}{S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{ns1}_a \nu_b^\mu K0_\mu$	$-\frac{e \cdot B1 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\bar{\nu}_a^\mu ns1_b \overline{K0}_\mu$	$-\frac{e \cdot B1 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{ns1}_a \nu_b^\tau K0_\mu$	$\frac{e \cdot B1 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\bar{\nu}_a^\tau ns1_b \overline{K0}_\mu$	$\frac{e \cdot B1 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{ns1}_a e_b K_\mu^+$	$-\frac{e \cdot B1}{S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\bar{e}_a ns1_b K_\mu^-$	$-\frac{e \cdot B1}{S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{ns1}_a \mu_b K_\mu^+$	$-\frac{e \cdot B1 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\bar{\mu}_a ns1_b K_\mu^-$	$-\frac{e \cdot B1 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{ns1}_a \tau_b K_\mu^+$	$\frac{e \cdot B1 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\bar{\tau}_a ns1_b K_\mu^-$	$\frac{e \cdot B1 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{ns1}_a e_b W_\mu^+$	$\frac{e \cdot B1 \cdot S0}{S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\bar{e}_a ns1_b W_\mu^-$	$\frac{e \cdot B1 \cdot S0}{S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{ns1}_a \mu_b W_\mu^+$	$\frac{e \cdot B1 \cdot S0 \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot S_W} \frac{(1-\gamma^5)_{bc}}{2} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$

Campos en el vértice	Acople
$\bar{\mu}_a \quad ns1_b \quad W_\mu^-$	$\frac{e \cdot B1 \cdot S0 \cdot \sqrt{2} \cdot (1-\gamma^5)_{bc}}{2 \cdot S_W} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{ns1}_a \quad \tau_b \quad W_\mu^+$	$-\frac{e \cdot B1 \cdot S0 \cdot \sqrt{2} \cdot (1-\gamma^5)_{bc}}{2 \cdot S_W} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\bar{\tau}_a \quad ns1_b \quad W_\mu^-$	$-\frac{e \cdot B1 \cdot S0 \cdot \sqrt{2} \cdot (1-\gamma^5)_{bc}}{2 \cdot S_W} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{q1}_a \quad ns1_b \quad Z_\mu^1$	$\frac{G_X \cdot B1 \cdot (1-\gamma^5)_{cb}}{\sqrt{3} \cdot T_W} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{ns1}_a \quad q1_b \quad Z_\mu^1$	$\frac{G_X \cdot B1 \cdot (1-\gamma^5)_{cb}}{\sqrt{3} \cdot T_W} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{q1}_a \quad q1_b \quad Z_\mu^1$	$\frac{G_X \cdot (1-\gamma^5)_{cb}}{\sqrt{3} \cdot T_W} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{ns1}_a \quad ns1_b \quad Z_\mu^1$	$\frac{G_X \cdot (1-\gamma^5)_{cb}}{\sqrt{3} \cdot T_W} \cdot \gamma_{ac}^\mu \cdot (1 + X1)$
$\overline{q2}_a \quad \mu_b \quad H2+$	$\frac{M_\mu \cdot e \cdot (1+\gamma^5)_{ab}}{2 \cdot M_W \cdot S_W \cdot S_\beta}$
$\bar{\mu}_a \quad q2_b \quad H2-$	$\frac{M_\mu \cdot e \cdot (1+\gamma^5)_{ab}}{2 \cdot M_W \cdot S_W \cdot S_\beta}$
$\overline{q2}_a \quad \tau_b \quad H2+$	$-\frac{M_\tau \cdot e \cdot \sqrt{2} \cdot (1+\gamma^5)_{ab}}{2 \cdot M_W \cdot S_W \cdot S_\beta}$
$\bar{\tau}_a \quad q2_b \quad H2-$	$-\frac{M_\tau \cdot e \cdot \sqrt{2} \cdot (1+\gamma^5)_{ab}}{2 \cdot M_W \cdot S_W \cdot S_\beta}$
$\overline{ns1}_a \quad \mu_b \quad H2+$	$\frac{M_\mu \cdot B1 \cdot e \cdot \sqrt{2} \cdot (1+\gamma^5)_{ab}}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \cdot (1 + X1)$
$\bar{\mu}_a \quad ns1_b \quad H2-$	$\frac{M_\mu \cdot B1 \cdot e \cdot \sqrt{2} \cdot (1+\gamma^5)_{ab}}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \cdot (1 + X1)$
$\overline{ns1}_a \quad \tau_b \quad H2+$	$-\frac{M_\tau \cdot B1 \cdot e \cdot \sqrt{2} \cdot (1+\gamma^5)_{ab}}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \cdot (1 + X1)$
$\bar{\tau}_a \quad ns1_b \quad H2-$	$-\frac{M_\tau \cdot B1 \cdot e \cdot \sqrt{2} \cdot (1+\gamma^5)_{ab}}{2 \cdot M_W \cdot C_\beta \cdot S_W \cdot \sqrt{3}} \cdot (1 + X1)$
$\overline{q1}_a \quad \nu^e_b \quad H03$	$-\frac{HX \cdot B1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{(1+\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot (1 + X1)$
$\overline{\nu^e}_a \quad q1_b \quad H03$	$-\frac{HX \cdot B1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{(1+\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot (1 + X1)$
$\overline{q1}_a \quad ns1_b \quad H03$	$\frac{HX}{\sqrt{2}} \cdot \frac{(1+\gamma^5)_{ab}}{2}$
$\overline{ns1}_a \quad q1_b \quad H03$	$\frac{HX}{\sqrt{2}} \cdot \frac{(1+\gamma^5)_{ab}}{2}$
$\overline{ns1}_a \quad ns1_b \quad H03$	$\frac{HX \cdot B1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{(1+\gamma^5)_{ab}}{2} \cdot (1 + X1)$