Partículas constructoras del universo: una comparación de las predicciones del Modelo Estándar y Modelo 3-3-1

Carlos A. Morgan Cruz[1]; Antonio Rivasplata Mendoza[1]; Pablo Aguilar Marín[1]

[1]Universidad Nacional de Trujillo. Facultad de CC. FF. y MM. carlos_morganbcp@hotmail.com; antrivas@unitru.edu.pe; pabloagma@hotmail.com

Recibido: 05-10-2013 Aceptado: 02-12-2013

RESUMEN

En el presente ensayo se examina las principales características de las partículas elementales de las que está hecho el universo, dentro del contexto del llamado Modelo Estándar (ME) y dentro de una de sus extensiones, el Modelo 3-3-1. Se aplica el mecanismo de Higgs de como las partículas elementales adquieren su masa. El ensayo se focaliza en el sector de calibre y sector de Higgs de partículas por ser los sectores más extendidos del Modelo 3-3-1. Se hace una comparación entre el ME y Modelo 3-3-1 en lo que concierne al contenido de partículas que predice cada marco de referencia mediante los cuales intentamos comprender las propiedades más fundamentales del universo. Se obtuvieron las masas de calibre y escalar de las partículas del ME y del Modelo 3-3-1 mediante la ruptura espontánea de la simetría, considerando un nuevo potencial de Higgs que amplia el doblete de partículas del ME a tres tripletas, proporcionando así, masa a los bosones del sector de calibre y de Higgs. El Modelo 3-3-1 es una prometedora alternativa que produce partículas exóticas además de las partículas del ME.

Palabras clave: partículas elementales, Modelo estándar, Modelo 3-3-1, mecanismo de Higgs, rotura de simetría.

ABSTRACT

In this essay we examine the main characteristics of the elementary particles that make the world within the context of the so called Standard Model (SM) and within one of its extensions, the 3-3-1 model. We apply the Higgs mechanism about how the particles acquire their mass. The focus of this essay is on the gauge and Higgs sectors of particles because they are the main extensions of the 3-3-1 model. It is made a comparison between both models concerning the predicted particle content through which we attempt to understand the most fundamentals properties of the universe. We obtained the gauge and scalar masses for both models by means of the symmetry breaking by using a new Higgs potential that extended the doubles of particles of the SM to triples so providing mass to the gauge and Higgs sectors. The 3-3-1 model is a promising alternative that produces exotic particles besides those of the SM.

Keywords: elementary particles, Standard Model, 3-3-1 model, Higgs mechanism, symmetry breaking.

I. INTRODUCCION

En la actualidad, el Modelo Estándar (ME), propuesto en la segunda mitad de los años sesenta del siglo pasado, es la teoría de mayor éxito en la Física de las partículas elementales (Oerter, 2006; Griffiths, 1987). El ME trata de dar respuesta a preguntas del tipo, ¿De qué está hecho el universo? ¿Cuáles son los elementos fundamentales de la naturaleza con los que se ha construido todo? ¿De dónde proviene la masa de las partículas?

Hace aproximadamente dos mil cuatrocientos años, Demócrito postulaba que todo lo que existe objetivamente consta de partículas indivisibles: los átomos. Hoy sabemos que los átomos no son indivisibles, sino que están constituidos por electrones orbitando alrededor de un núcleo hecho de protones y neutrones.

El ME se basa en principios de simetría que se manifiestan en la exigencia de que los fenómenos de la naturaleza deben ser invariantes con respecto a grupos de simetría interna (Pisano y Pleitez, 1992). Estos grupos son los grupos unitarios SU(N).

Los principios de simetría en la Física de Partículas Elementales (FPE) comenzaron a ser aplicados para agrupar al considerable número de partículas que se fueron registrando cuando se comenzó a buscar el bosón portador de la interacción fuerte que mantiene unidos a los componentes de los núcleos, pese a la presencia de la repulsión electromagnética.

La simetría SU(2) permitió agrupar a las partículas con masa, spin, etc., iguales o aproximadamente iguales, en dobletes y tripletes que fueron incluidos en multipletes más grandes recurriendo a la simetría SU(3). Para ello, a cada partícula se le asocia determinado valor de ciertas magnitudes físicas relacionadas con los grupos, las que toman diferentes valores en cada caso.

La propiedad de simetría exige que las partículas no tengan masa[1]. Probablemente nuestro universo nació simétrico hace aproximadamente 13 mil setecientos millones de años de modo que, al inicio, todas las partículas tenían masa cero y todas las fuerzas de la naturaleza estaban unidas en una sola.

Pero, 10^{-11} segundos después del Big Bang, algo sucedió y esa simetría se rompió adquiriendo masa la mayoría de las partículas. El llamado campo de Higgs rompió la simetría del universo y las partículas que interactúan con tal campo fueron las que adquirieron masa, mientras que las que no lo hacían se quedaron sin masa (HIGGS, 1964). El campo de Higgs está relacionado con el bosón de Higgs el cual fue buscado infructuosamente durante décadas hasta que, en julio del 2012, se confirmó haber registrado una partícula "que se comporta como el bosón de Higgs" (CERN. 2013), haciéndose Higgs y Englert (1964) acreedores del Premio Nobel de Física 2013.

No obstante sus grandes logros, el ME no es la pieza final del enigma de la naturaleza, la descripción que proporciona es incompleta ya que existen muchas cuestiones que no explica. Dentro de estas podemos citar la proliferación de generaciones fermiónicas y de su espectro de masa, los mecanismos de violación de la paridad y de la carga (CP), el gran número de parámetros arbitrarios del modelo. Por tales razones se han venido proponiendo modelos alternativos que extienden el ME y que tratan de responder a estas interrogantes y predicen la existencia de nuevas partículas. Algunos de estos modelos son: Modelo Technicolor, Modelos compuestos, Supersimetría, Modelo 3-3-1 (Tonasse, 1996; Cieza y Tonasse, 2002).

El Modelo 3-3-1 es una buena alternativa; se basa en el grupo de simetría $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$, el cual incorpora, en primer lugar, nuevos campos de fermiones; en segundo lugar, aumenta el sector escalar a mas de una representación de Higgs. Por lo tanto, la composición de partículas del ME es extendida a una composición conformada por partículas estándar y partículas exóticas.

Por estas razones, es importante estudiar el contenido de partículas de las extensiones del ME para que podamos tener alguna guía en la busca de una nueva física.

El presente ensayo está orientado en establecer las principales características de los componentes tanto del ME como modelo 3-3-1. Se hace una comparación entre el ME y Modelo 3-3-1 en lo que concierne al contenido de partículas que predice cada marco de referencia que intenta hacernos comprender las propiedades más fundamentales del universo.

[1] Se dice que una partícula no tiene masa cuando no existe un sistema de referencia en el cual pueda encontrarse en reposo

II. EL MODELO ESTÁNDAR

En el ME se considera como partículas elementales aquellas que no poseen estructura interna, como son los leptones y los quarks[2]. Estas partículas pueden ser fermiones, si son las partículas de materia, o bosones, las portadoras de la interacción, según que su spin sea entero o semientero. Para cada una de ellas se define su lagrangiano, el cual consta sólo de su parte cinética.

Por eso, el lagrangiano del ME es la suma de cuatro términos: la energía cinética de los fermiones $\mathcal{L}_F$, energía cinética de los campos de calibre$\mathcal{L}_g$, el potencial del campo de Higg $\mathcal{L}_H$, y los acoplamientos de Yukawa $\mathcal{L}_Y = \mathcal{L}_{F-H}$:

$$\mathcal{L}_{ME} = \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_g + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y \tag{2.1}$$

2.1 Contenido de partículas

A) Sector leptónico

Los leptones tienen spin ½, es decir, son fermiones. De acuerdo al ME, existen seis leptones: electrón (e^-), muon (μ^-), tauón (τ^-), neutrino del electrón (ν_e), neutrino del muon (ν_μ), neutrino del tauón (ν_τ), los neutrinos sólo se encuentran en estados levógiros, mientras que los otros pueden encontrarse en estados levógiros y dextrógiros. Se ha constatado que los campos fermiónicos levógiros se agrupan en dobletes, mientras que los campos fermiónicos dextrógiros se agrupan solo en singletes.

La representación de los dobletes es como sigue (Quigg, 1983: 106):

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \tag{2.2}$$

donde cada familia de leptones consta de un leptón cargado con su respectivo neutrino. El subíndice “L” denota explícitamente que se considera solo leptones de mano izquierda. En tanto que los leptones de mano derecha se representan por:

$$(e^-)_R, (\mu^-)_R, (\tau^-)_R \tag{2.3}$$

Los campos derechos (R) o izquierdos (L) están dados en términos del denominado operador de quiralidad γ_5, el cual tiene dos valores: +1, cuando el espín es paralelo al momento lineal y -1, si es antiparalelo. Cuando se aplica a la función completa, el operador de quiralidad deja sólo los estados con quiralidad definida, levógiros (izquierdos) o dextrógiros (derechos). Si consideramos solo el primer doblete L_1, sus estados de mano izquierda están dado por:

$$(\nu_e)_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\nu \;\; ; \;\; (e^-)_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)e \tag{2.4}$$

Mientras que los de mano derecha se expresan como:

$$(e^-)_R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)e \tag{2.5}$$

La ecuación de Dirac (1958: 289) para un fermión cargado predice la existencia de una antipartícula con la misma masa y spin pero con carga opuesta. De igual forma, para un leptón no cargado (neutrino) predice la existencia de un antineutrino.

Entonces, existen 06 leptones, cada uno con su antipartícula respectiva, haciendo un total de 12 leptones, los que de manera compacta se expresan como:

[2] Aquellas que tienen composición interna son las denominadas partículas compuestas o hadrones

$$\left.\begin{aligned} L_j &= \begin{pmatrix} \nu_j \\ e_j \end{pmatrix}_L \\ e_{jR} = \; R_j &= \; (j = 1,2,3) \end{aligned}\right\} \tag{2.6}$$

B) Sector de quarks

La teoría propuesta por Murray-Gell-Man (1964) establece que los hadrones son la combinación de partículas más elementales llamados quarks.Los tres quarksde la teoría de Gell-Man son: up (u), down (d)ystrange (s). Posteriormente, en base a la conjetura de la simetría de la naturaleza, se propusieron y hallaron tres quarks adicionales: charm (c), bottom (b) y top (t).Su spin igual a ½; por tanto, son fermiones.

Su representación (Quigg, 1983: 139) se realiza en dobletes mediante quarks de mano izquierda.

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \;,\quad Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \;,\quad Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \tag{2.7}$$

De la misma manera que para los leptones, el sub índice "L" denota explícitamente que se considera solo los quarks de mano izquierda. Se debe anotar que los quarks primados, no son los estados de las correspondientes representaciones de los grupos de simetría, sino sus combinaciones mediante la matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (M_{CKM}), una matriz unitaria 3x3, que es una generalización de la matriz Cabibbo (M_C), también matriz unitaria, pero de 2x2. Esta matriz permite que los quarks primados se encuentren en función de los quarks no primados, y viceversa, mediante la inversa de la matriz. Por lo tanto, ésta matriz permite la transición de un quark "i" a un quark "j".

La representación de quarks de mano derecha son singletes:

$$(u)_R,\ (d')_R, (c)_R, (s')_R, (t)_R, (b')_R \tag{2.8}$$

Considerando todas las representaciones y de manera compacta se puede obtener:

$$\left.\begin{aligned} Q_j &= \begin{pmatrix} u_j \\ d'_j \end{pmatrix}_L \\ u_{jR}, d'_{jR} & \quad (j = 1,2,3) \end{aligned}\right\} \tag{2.9}$$

Los quarks tienen carga individual fraccionaria $+2e/3$ y $-e/3$. Sin embargo, experimentalmente, nunca se han detectado quark libres; están confinados a sistemas compuestos que anteriormente eran llamadas partículas pesadas (hadrones). La suma algebraica de la carga de los quarks contenidos en un hadrón siempre es múltiplo entero de "e". A cada quark se le asigna un número bariónico igual a 1/3 y -1/3 a su antipartícula con el fin de conservar el número bariónico de los hadrones.

Tenemos 18 quarks y considerando sus respectivas antipartícula (las cuales tienen la misma masa, spin, pero con carga y número bariónico opuesto), se tiene un total de 36 quarks.Los sistemas más elementales de quarks son los mesones y bariones. Los mesones están compuestos por un quark(q) y un antiquark($\bar{q}$) (Morii et al.,2004:89). Los bariones que incluye principalmente nucleones y otras partículas llamadas hiperones, están compuestas por tres quarks.

C) Sector bosones de calibre

El número de bosones de calibre que existen para cada campo particular, está dado por el número de generadores del campo. Los generadores son los operadores infinitesimales a través de los cuales se expresan todos los elementos de los grupos continuos

La interacción electromagnética es mediada por el fotón el cual no tiene masa ($m_{\gamma} = 0$) con spin=1, la interacción fuerte está mediada por los gluones, de masa $m_g = 0$, spin=1, mientras que la interacción débil es intermediada por los bosones masivos $W^{\pm}$(corrientes cargadas), Z^0 (corrientes neutras) ambos con spin=1 y la fuerza gravitacional intermediada por los gravitones ($m_G = 0$) con spin=2(Morii et al.,2004:4). Todas las partículas mediadoras poseen spin entero obedeciendo al comportamiento estadístico de los bosones.

Hay doce bosones de calibre asociados a los generadores de los grupos de simetría (Burgess y Moore, 2007:54). Ocho partículas con spin uno, $G_{\mu}^{\alpha}(x)$ llamados gluones se consideran sin masa y están asociadas con el grupo $SU(3)_C$. Tres partículas bosónicas W_{μ}^{k}están asociadas con el grupo $SU(2)_w$. Una sola partícula de spin =1 está asociado con el grupo $U(1)_Y$.

$$\begin{array}{ccccc} SU(3)_C & \otimes & SU(2)_W & \otimes & U(1)_Y \\ 8G_{\mu}^{\alpha} & & 3W_{\mu}^{k} & & B_{\mu} \\ \alpha = 1, \ldots 8 & & k = 1,2,3 & & \end{array} \tag{2.10}$$

El subíndice "C", se refiere al color. Cualquier partícula que se transforma o acopla a los gluones, lleva carga de color, la interacción entre estas partículas es la interacción fuerte. El subíndice "W", se refiere al isospín débil. El subíndice "Y", se utiliza para distinguir del al grupo asociado con la hipercarga débil, la cual está relacionada con la carga eléctrica(Q) y la tercera componente del isospín (T_3), mediante la relación de Gell Man – Nishijima :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{2.11}$$

Los cuatro bosones W_{μ}^{k} y B_{μ} asociados con los grupos $SU(2)_W \otimes U(1)_Y$ están explicados por la teoría electrodébil.

D) Sector escalar: el Bosón de Higgs

El bosón de Higgs es una partícula prevista en 1964 por Peter Higgs (CERN, 2013). En la interacción electrodébil existía una contradicción muy seria referente a las partículas $W^+, W^- y Z^0$. El corto alcance de sus interacciones exigía masas relativamente elevadas. Sin embargo, la simetría de ésa teoría requiere que las masas sean nulas. Esta paradoja se supera si las masas de $W^+, W^- y Z^0$ son proporcionadas por otras partículas que son los bosones de Higgs, mediante el llamado mecanismo de Higgs, el cual afirma que las partículas W, Zinteractúan constantemente con campo de bosones de Higgs, lo que le proporciona masa. El mecanismo está considerado como el origen de las masas de todas las partículas elementales. Tanto las partículas W, Z, como el fotón son bosones sin masa propia. Los primeros muestran una enorme masa porque interactúan fuertemente con el campo de Higgs y el fotón no muestra ninguna masa porque no interactúa en absoluto con el campo de Higgs.

El bosón de Higgs tiene espín cero, no posee carga eléctrica ni carga de color, por lo que no interacciona con el fotón ni con los gluones. Sin embargo, interacciona con todas las partículas del modelo que poseen masa: los quarks, los leptones cargados y los bosones $W^+, W^- y\ Z^0$.

La descripción de partículas libres bosónicas está descrita por la ecuación Klein-Gordon, que se obtiene del lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{KG} = (\partial^{\mu}\Phi)^{\dagger}(\partial^{\mu}\Phi) \tag{2.12}$$

Introduciendo la derivada covariante $\mathcal{D}_{\mu} = \partial_{\mu} + \frac{ig'}{2} Y B_{\mu} + \frac{ig}{2} \tau^{\mu}.W_{\mu}$ y el potencial $V(\Phi^{\dagger}\Phi)$, obtenemos el lagrangiano que contiene las interacciones del bosón de Higgs con los bosones de calibre y los autoacoplamientos de Higgs:

$$\mathcal{L}_{H} = (\mathcal{D}^{\mu}\Phi)^{\dagger}(\mathcal{D}^{\mu}\Phi) - V(\Phi^{\dagger}\Phi) \tag{2.13}$$

El potencial del campo de Higgs contiene términos cuárticos en Φ:

$$V(\Phi^{\dagger}\Phi) = -\mu^2(\Phi^{\dagger}\Phi) + \lambda(\Phi^{\dagger}\Phi)^2 \tag{2.14}$$

Donde μ^2 tiene unidades de masa, λ es adimensional; estos deben ser elegidos para que el potencial sea mínimo para un campo de Higgs no nulo. Se induce la ruptura espontánea de simetría si el mínimo del potencial se obtiene para valores de Φ para estados del vacío no nulos.

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \Phi}\right)_{\langle\Phi\rangle} = \left[-\mu^2 + \lambda(\Phi^{\dagger}\Phi)^2)\Phi^{\dagger}\right]_{\langle\Phi\rangle} = 0 \tag{2.15}$$

y con un valor esperado de vacío (VEV) $= \langle\Phi\rangle$, diferente de cero.

En teoría de perturbaciones tenemos que hacer una expansión alrededor del estado fundamental e introducimos un doblete escalar complejo, con hipercarga asociada $Y_{\Phi} = 1$ y con isospín débil $T = 1/2$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^{+} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\upsilon + \eta + i\chi) \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

Donde los VEV de Φ^{+}, η y χ son cero, entonces obtenemos que:

$$\langle\Phi\rangle = \langle 0|\Phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\binom{0}{\upsilon} \tag{2.17}$$

Se debe cumplir $-\mu^2 + \lambda\upsilon^2 = 0$, donde $\upsilon = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} = 246GeV$.

Se inserta el doble escalar en el lagrangiano (2.1); el VEV (ν) introduce acoplamientos con dimensiones de masa, adquiriendo masa para los bosones de calibre y fermiones.

2.2 Ruptura de la simetría para el ME

La simetría $SU(2)_w \otimes U(1)_Y$ no permite explícitamente términos de masa para los bosones de calibre, por lo que introducimos la derivada covariante electródebil en el lagrangiano de Higgs $(\mathcal{D}^{\mu}\Phi)^{\dagger}(\mathcal{D}^{\mu}\Phi)$, sin considerar el potencial (para evitar términos de interacción); obtenemos:

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2}(\partial^{\mu}\eta)(\partial_{\mu}\eta) - \mu^2\eta^2 + \frac{\upsilon^2}{8}\left[\underbrace{g^2\left|W_{\mu}^1 - iW_{\mu}^2\right|^2 + g^2\left|W_{\mu}^1 + iW_{\mu}^2\right|^2}_{1er término} + \underbrace{(g'B_{\mu} - gW_{\mu}^3)^2}_{2do término}\right] \tag{2.18}$$

El primer término se reduce a

$$\left|W_{\mu}^1 - iW_{\mu}^2\right|^2 = 2\left|W_{\mu}^{+}\right|^2$$
$$\left|W_{\mu}^1 + iW_{\mu}^2\right|^2 = 2\left|W_{\mu}^{-}\right|^2$$

El segundo término, mediante una diagonalización, podemos expresarlo como: $M_Z^2 Z_{\mu}{}^2 + 0.A_{\mu}{}^2$, definimos los bosones neutros:

$$\left. Z_{\mu}^0 = \frac{(-g'B_{\mu} + gW_{\mu}^3)}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \; ; \; A_{\mu} = \frac{(gB_{\mu} + g'W_{\mu}^3)}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right\} \tag{2.19}$$

El lagrangiano de Higgs, considerando solo término de masa queda como (Guidry, 1991:273):

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2}(\partial^\mu \eta)(\partial_\mu \eta) - \frac{1}{2}M_\eta^2\eta^2 + \frac{1}{2}M_W^2\left(|W_\mu^+|^2 + |W_\mu^-|^2\right) + \frac{1}{2}M_Z^2 {Z_\mu}^2 + 0.{A_\mu}^2 \qquad (2.20a)$$

donde:

$$\left.\begin{array}{c} M_\eta = \sqrt{2\mu^2} \\ M_{w+} = M_{w-} = M_w = \dfrac{\upsilon g}{2} \\ M_Z = \dfrac{\upsilon}{2}\sqrt{(g^2 + g'^2)} \\ M_A = 0 \end{array}\right\} \qquad (2.20b)$$

Para el caso de los fermiones, estos adquieren masa utilizando los acoplamientos de Yukawa (interacción entre el campo de Higgs y fermiónico). El lagrangiano de Yukawa de forma compacta esta dado por:

$$\mathcal{L}_Y = G^e L_j \Phi e_{jR} + G^u \bar{Q}_j \widetilde{\Phi} u_{jR} + G^d \bar{Q}_j \Phi d_{jR} + H.C. \qquad (2.21)$$

donde: $\widetilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*$

El lagrangiano de Yukawa puede se escrito como:

$$\mathcal{L}_Y = \frac{1}{\sqrt{2}}\upsilon\left(G^e \bar{e}_{jL} e_{jR} + G^u \bar{u}_{jL} u_{jR} + G^d \bar{d}_{jL} d_{jR}\right) + H.C. \qquad (2.22)$$

Las masas de los fermiones (leptones y quarks) se obtienen:

$$M_{e_j} = G^e \frac{\upsilon}{\sqrt{2}} \ , \qquad M_{u_j} = G^u \frac{\upsilon}{\sqrt{2}} \ , \qquad M_{d_j} = G^d \frac{\upsilon}{\sqrt{2}} \qquad (2.23)$$

III. EL MODELO 3-3-1

El origen de la masa de las partículas, está atribuido a un único campo de Higgs, el cual sería suficiente para explicar la masa de las partículas, pero podría haber otros tipos de campos de Higgs.

El modelo estándar basado en el grupo de calibre $SU(3)_c \otimes SU(2)_W \otimes U(1)_Y$ puede ser extendido de diferentes formas.

En el Modelo 3-3-1(Pisano y Pleitez, 1992: 410), las interacciones fuertes y electrodébil son descritas basadas en el grupo de simetría $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$, en primer lugar, mediante la adición de nuevos campos de fermiones; en segundo lugar, aumentando el sector escalar a más de una representación de Higgs y por último, el aumento en la teoría de grupo local. El subíndice "N" es el número cuántico del grupo $U(1)$.

Con el grupo de simetría $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ del modelo electrodébil, la adición de leptones pesados cargados extiende los dobletes del modelo estándar a tripletas; en cuanto al sector de Higgs se introducen tres tripletas, a diferencia del modelo estándar que mantiene un solo doblete. En ésta versión el modelo tiene el operador de carga dado por:

$$\frac{Q}{e} = \frac{1}{2}\left(\lambda_3 - \sqrt{3}\lambda_8\right) + N \qquad (2.24)$$

Las nuevas partículas introducidas en éste modelo adquieren masa mediante el mecanismo de Higgs. El Lagrangiano del Modelo 3-3-1, considera los sectores de Calibre, Higgs, Yukawa y Neutrinos, es decir:

$$\mathcal{L}_{331} = \mathcal{L}_{SU(3)\otimes U(1)} + \mathcal{L}_{Fermiones} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Neutrinos} \qquad (2.25)$$

3.1. Contenido de partículas del Modelo 3-3-1

A) Sector leptónico

Este modelo adicionalmente a los leptones estándares incluye los leptones cargados pesados, cuyas representaciones están dadas por (Pleitez y Tonasse, 1993:2353):

$$\left.\begin{array}{l}\Psi_{eL} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \\ E^+ \end{pmatrix}_L \sim (3,0) \\ e^-_{R,} \sim (1,-1);\ E^+_R \sim (1,+1) \end{array}\right\} (2.26a) \quad \left.\begin{array}{l}\Psi_{\mu L} = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \\ M^+ \end{pmatrix}_L \sim (3,0) \\ \mu^-_{R,} \sim (1,-1);\ M^+_R \sim (1,+1) \end{array}\right\} (2.26b) \quad \left.\begin{array}{l}\Psi_{\tau L} = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \\ T^+ \end{pmatrix}_L \sim (3,0) \\ \tau^-_{R,} \sim (1,-1);\ T^+_R \sim (1,+1) \end{array}\right\} (2.26c)$$

Se puede observar en éste modelo, tripletas de leptones de mano izquierda $\Psi_{l_L} \sim (3{,}0)$ introduciendo nuevos leptones pesados zurdos P_L^+, cuyas cargas son opuestas a los leptones cargados ya conocidos, donde l =e, μ, τ y *P= E, M, T.* También se introduce correspondientemente, leptones singletes de mano derecha $l_R^- \sim (1,-1)$ y $P_R^+ \sim (1,+1)$. Hay que mencionar que la adición de leptones singletes de mano derecha representado por el grupo $SU(3)_L$ no cambia la cancelación de anomalías. La introducción de neutrinos diestros es opcional.Los números 0, +1, -1 de las tripletes de la ecuaciones (2.26) son las cargas de $U_N(1)$(Cieza y Tonasse, 2002:327).

B) Sector de quarks

Se tiene tres familias, cuyas representaciones están dadas por:

$$\left. Q_{1L} = \begin{pmatrix} \mu'_1 \\ d'_1 \\ J_1 \end{pmatrix}_L ;\quad \mu_{1R}, d_{1R}, J_{1R} \right\} (2.27a); \qquad \left. Q_{2L} = \begin{pmatrix} J'_2 \\ \mu'_2 \\ d'_2 \end{pmatrix}_L ;\quad \mu_{2R}, d_{2R}, J_{2R} \right\} (2.27b)$$

$$\left. Q_{3L} = \begin{pmatrix} J'_3 \\ \mu'_3 \\ d'_3 \end{pmatrix}_L ;\quad \mu_{3R}, d_{3R}, J_{3R} \right\} (2.27c)$$

Se puede expresar como:$\mu_1 = u, \mu_2 = c, \mu_3 = t, d_1 = d,\ d_2 = s, d_3 = b$.Observamos que éste modelo introduce tripletas de quarks de mano izquierda $Q_{1L} \sim (3, 2/3)$ y$Q_{2L} = Q_{3L} \sim (3*, -1/3)$, así como quarks exóticos zurdos J_α. También se introduce correspondientemente, los quarks singletes de mano derecha $\mu_{\alpha R} \sim$ (1, 2/3), $d_{\alpha R} \sim$ (1, -1/3) y $J_{1R} \sim$ (1, 5/3) y $J_{2R} = J_{3R} \sim$ (1, -4/3) donde, α=1,2,3. (Cieza y Tonasse, 2002:327).

C) Sector de calibre

La interacción electrodébil es descrita por el grupo de simetría $SU(3)_L \otimes U(1)_N$, la cual es mediada por las partículas A, Z^0, $W^\pm$ (estándares), pero el modelo 3-3-1 predice en el sector de calibre una partícula neutral (Z'), dos partículas simples cargadas ($V^\pm$) y dos bosones adicionales doblemente cargados ($U^{\pm\pm}$).

La interacción fuerte es descrita por el grupo $SU(3)_C$. Los encargados de transmitir la fuerza fuerte son los gluones $g_j (j = 1{,}2 \dots 8)$.

$$\begin{array}{ccccc} SU(3)_C & \otimes & SU(3)_L & \otimes & U(1)_N \\ 8W_\mu^\alpha & & 8W_\mu^k & & B_\mu \\ \alpha = 1, \dots 8 & & k = 1, ..8 & & \end{array}$$

Donde W_μ^k, B_μ son los campos bosónicos relacionados a la simetría $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ y W_μ^α es el campo bosónico relacionado al grupo $SU(3)_C$

La masa de los fermiones ordinarios y de los bosones de calibre son proporcionados por las tripletas escalares(2.29) η y ρ, mientras la tripleta χ proporciona la masa de los nuevos fermiones y nuevos bosones de calibre. Todos son obtenidos a partir de $(\mathcal{D}^{\mu}\Phi_{\mathrm{i}})^{\dagger}(\mathcal{D}^{\mu}\Phi_{\mathrm{i}})$, donde $\mathcal{D}^{\mu}$ es la derivada covariante (2.36) y ϕ_i son los campos escalares neutros definidos en 2.33.

D) Sector de Higgs

El nuevo potencial de Higgs, el cual conserva el número leptón bariónico, de manera general se puede escribir en función de tripletes (Tonasse, 1996:192) y está dado por:

$$\begin{aligned} V_{(\eta,\rho,\chi)} = {} & \mu_1^2\eta^{\dagger}\eta + \mu_2^2\rho^{\dagger}\rho + \mu_3^2\chi^{\dagger}\chi + \lambda_1(\eta^{\dagger}\eta)^2 + \lambda_2(\rho^{\dagger}\rho)^2 + \lambda_3(\chi^{\dagger}\chi)^2 \\ & + \eta^{\dagger}\eta[\lambda_4(\rho^{\dagger}\rho) + \lambda_5(\chi^{\dagger}\chi)] + \lambda_6(\rho^{\dagger}\rho)(\chi^{\dagger}\chi) + \lambda_7(\rho^{\dagger}\eta)(\eta^{\dagger}\rho) + \\ & + \lambda_8(\chi^{\dagger}\eta)(\eta^{\dagger}\chi) + \lambda_9(\rho^{\dagger}\chi)(\chi^{\dagger}\rho) + \left(\frac{f}{2}\epsilon^{ijk}\eta_i\rho_j\chi_k + H.c.\right) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Las tripletas de Higgs(Tonasse, 1996:192) contenidas en el potencial están dadas por:

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta_1^- \\ \eta_2^+ \end{pmatrix}_L \sim (3,0)\,; \quad \rho = \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^{++} \end{pmatrix}_L \sim (3,1)\,; \quad \chi = \begin{pmatrix} \chi^- \\ \chi^{--} \\ \chi^0 \end{pmatrix}_L \sim (3,-1) \quad (2.29)$$

Se considera f y μ_j (j=1,2,3) como constantes con dimensión de masa y λ_i son constantes adimensionales.

Los componentes neutros de las tripletas tienen un valor esperado de vacío (donde se utiliza la notación $<\eta^0>=\nu_\eta$, $<\rho^0>=\nu_\rho$, y $<\chi^0>=\nu_\chi$.

$$\langle\eta\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \nu_\eta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad \langle\rho\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \nu_\rho \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad \langle\chi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \nu_\chi \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

Además, debe cumplirse que:

$$\nu_\eta^2 + \nu_\rho^2 = \nu_w^2 = (246GeV)^2 \quad (2.31)$$

considerando que $\nu_w$es el valor esperado del vacío de Weinberg. El patrón de ruptura de simetría esta dado por:

$$SU(3)_L\otimes U(1)_N \underset{<\chi^0>}{\rightarrow} SU(2)_L\otimes U(1)_Y \underset{<\eta^0,\rho^0>}{\rightarrow} U(1)_{em} \quad (2.32)$$

Las masas de los Higgs se calculan haciendo desplazar los campos neutros del potencial $V_{(\eta,\rho,\chi)}$alrededor de su mínimo.La ruptura de simetría se implementa al considerar los campos escalares neutros:

$$\phi_i = \frac{\nu_\phi + \xi_\phi + i\zeta_\phi}{\sqrt{2}} \quad (2.33)$$
$$\phi_i = \eta^0, \rho^0, \chi^0$$

El modelo predice un nuevo contenido de partículas de este sector dado por diez bosones $H_1^0, H_2^0, H_1^0, h^0, H_1^{\pm}, H_2^{\pm}, H_1^{\pm\pm}$.El lagrangiano de Higgsdel modelo está dado por:

$$\mathcal{L}_H = (\mathcal{D}^{\mu}\Phi_{\mathrm{i}})^{\dagger}(\mathcal{D}^{\mu}\Phi_{\mathrm{i}}) - V_{(\Phi_{\mathrm{i}})} \quad (2.34)$$

3.2 Ruptura de simetría para el Modelo 3-3-1

Las masas de los bosones de calibre se obtienen del lagrangiano de Higgs(2.34) sin considerar el potencial:

$$\mathcal{L}_{\substack{Masa \\ Bosones}} = \left(\mathcal{D}_\mu\langle\phi_i\rangle\right)^\dagger\left(\mathcal{D}_\mu\langle\phi_i\rangle\right) \quad (2.35)$$

Se considera la derivada covariante (Pisano y Pleitez 1992:46):

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig\left(\overrightarrow{W_\mu}.\vec{\lambda}/2\right)_j^i + ig' N_\phi B_\mu \quad (2.36)$$

donde N_ϕ es la carga del triplete de Higgs ($\varphi = \eta, \rho. \chi$); W_μ y B_μ son los campos bosónicos de SU(2) y SU(1) respectivamente, y los $\vec{\lambda}$ son las matrices de Gell-Mann. Se sustituye (2.36) en la ecuación (2.35), operando y reagrupando y reemplazando los VEV (2.30) de las tripletas de Higgs, considerando las relaciones (2.37),

$$\sqrt{2}W^\pm = (W^1 \pm iW^2), \qquad \sqrt{2}V^\pm = (W^4 \pm iW^5), \qquad \sqrt{2}U^{\pm\pm} = (W^6 \pm iW^7) \quad (2.37)$$

además, definimos el parámetro $t = g'/g$, que representa la relación entre las constantes de acoplamiento del grupo $U(1)$ y $SU(3)$, obtenemos que:

$$\mathcal{L}_{MB} = \frac{g^2}{4}\left(\nu_\eta^2 + \nu_\rho^2\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{4}\left(\nu_\eta^2 + \nu_\chi^2\right)^2 V_\mu^+ V^{-\mu} + \frac{g^2}{4}\left(\nu_\rho^2 + \nu_\chi^2\right)^2 U_\mu^{++} U^{-\mu} + \frac{g^2}{8}\left\{\begin{matrix} 4t^2\left(\nu_\rho^2 + \nu_\chi^2\right)B^2 + \left(\nu_\eta^2 + \nu_\rho^2\right)(W^3)^2 + \frac{1}{3}\left(\nu_\eta^2 + \nu_\rho^2 + \nu_\chi^2\right)(W^8)^2 \\ -\frac{8}{\sqrt{3}}t\nu_\rho^2 W_\mu^3 B^\mu (\nu_\eta^2 - \nu_\rho^2) W_\mu^3 W^{\mu 8} + \frac{4}{\sqrt{3}}t(\nu_\rho^2 + 2\nu_\chi^2)B_\mu W^{\mu 8} \end{matrix}\right\} \quad (2.38)$$

De la ecuación anterior (2.38), se extrae el término que se encuentra con llaves y lo expresamos en su forma cuadrática

$$\begin{pmatrix} B_\mu & W_\mu^3 & W_\mu^8 \end{pmatrix} \underbrace{QD^2Q^{-1}}_{M^2} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \\ W_\mu^8 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_\mu & Z_\mu & Z'_\mu \end{pmatrix} D^2 \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \\ Z'_\mu \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

Se procede a diagonalizar la matriz masa, $M^2 = QD^2Q^{-1}$; donde Q representa la matriz de diagonalización ; obtenemos:

$$\left.\begin{matrix} A_\mu = \frac{1}{(1+4t^2)^{\frac{1}{2}}}\left[\left(W_\mu^3 - \sqrt{3}W_\mu^8\right)t + B_\mu\right] \\ Z_\mu = \frac{1}{(1+4t^2)^{\frac{1}{2}}}\left[(1+3t^2)^{\frac{1}{2}}W_\mu^3 + \frac{\sqrt{3}t^2}{(1+3t^2)^{\frac{1}{2}}}W_\mu^8 - \frac{t}{(1+3t^2)^{\frac{1}{2}}}B_\mu\right] \\ Z'_\mu = \frac{1}{(1+3t^2)^{\frac{1}{2}}}\left[\left(W_\mu^8 + \sqrt{3}tB_\mu\right)\right] \end{matrix}\right\} \quad (2.40)$$

Entonces el lagrangiano (2.38) queda como:

$$\mathcal{L}_{MB} = \frac{g^2}{4}\left(\nu_\eta^2 + \nu_\rho^2\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{4}\left(\nu_\eta^2 + \nu_\chi^2\right)^2 V_\mu^+ V^{-\mu} + \frac{g^2}{4}\left(\nu_\rho^2 + \nu_\chi^2\right)^2 U_\mu^{++} U^{--\mu} + \frac{g^2}{8}\frac{(1+4\mathrm{t}^2)}{(1+3\mathrm{t}^2)}\left(\nu_\eta^2 + \nu_\rho^2\right)Z^\mu Z_\mu + \frac{g^2}{6}(1+3\mathrm{t}^2)\nu_\chi^2 Z'_\mu Z'^\mu + 0.A^\mu A_\mu \quad (2.41)$$

De la ecuación (2.41), obtenemos las masas de bosones cargados. Notar que existen dos exóticos ($U^{\pm\pm}, V^\pm$).

$$M_W^2 = \frac{1}{4}g^2\left(\nu_\eta^2 + \nu_\rho^2\right), \qquad M_\nu^2 = \frac{1}{4}g^2\left(\nu_\eta^2 + \nu_\chi^2\right), \qquad M_U^2 = \frac{1}{4}g^2\left(\nu_\rho^2 + \nu_\chi^2\right) \quad (2.42)$$

donde $\left(\nu_\eta^2 + \nu_\rho^2\right) = \nu^2$ es el valor esperado del vacío del boson de Higgs en el modelo estándar. Obtenemos los bosones neutros (notar que existe un exótico (Z').

$$M_A^2 = 0, \quad M_Z^2 \simeq \frac{g^2}{4}\frac{g^2 + 4g'^2}{g^2 + 3g'^2}\left(v_\eta^2 + v_\rho^2\right), \quad M_{Z'}^2 \simeq \frac{1}{3}\left(g^2 + 3g'^2\right)v_\chi^2 \qquad (2.43)$$

Las masas del nuevo contenido de Higgs, se obtiene al reemplazar campos escalares neutros (2.29) en el potencial de Higgs (2.28). Desarrollando el potencial, restringiéndolo para que no contengan términos lineales en cualquiera de sus campos $\xi_\phi, \zeta_\phi;\ \phi = \eta,\ \rho,\ \chi$.

- Para obtener las masas del primer contenido de Higgs $(m_{H_1^0}^2, m_{H_2^0}^2, m_{H_3^0}^2)$, se extrae del potencial los campos escalares neutros $\xi_\eta, \xi_\rho, \xi_\chi$, obtenemos:

$$\frac{\xi_\eta^2}{4}\left(4\lambda_1 v_\eta^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} f\frac{v_\rho v_\chi}{v_\eta}\right) + \frac{\xi_\rho^2}{4}\left(4\lambda_2 v_\rho^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} f\frac{v_\eta v_\chi}{v_\rho}\right) + \frac{\xi_\chi^2}{4}\left(4\lambda_3 v_\chi^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} f\frac{v_\eta v_\rho}{v_\chi}\right) +$$
$$+\, \xi_\eta\xi_\rho\left(\lambda_4 v_\eta v_\rho + \frac{1}{2\sqrt{2}} f v_\chi\right) + \xi_\eta\xi_\chi\left(\lambda_5 v_\eta v_\chi + \frac{1}{2\sqrt{2}} f v_\rho\right) + \xi_\rho\xi_\chi\left(\lambda_6 v_\rho v_\chi + \frac{1}{2\sqrt{2}} f v_\eta\right) \quad (2.44)$$

Se puede escribir la ecuación (2.44) como:

$$\frac{1}{2}(\xi_\eta \quad \xi_\rho \quad \xi_\chi) M_\xi^2 \begin{pmatrix} \xi_\eta \\ \xi_\rho \\ \xi_\chi \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(H_1^0 \quad H_1^0 \quad H_1^0) D^2 \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^0 \\ H_1^0 \end{pmatrix} \qquad (2.45)$$

Se procede a diagonalizar la matriz masa, $M_\xi^2 = QD^2Q^{-1}$. Donde Q representa la matriz de diagonalización. El procedimiento se debe realizar previa aproximación de $f \sim -v_\chi$. Además, es necesario que $v_\chi \gg v_{\eta,\rho}$. Entonces obtenemos las masas cuadradas:

$$m_{H_2^0}^2 \approx \frac{v_W^2 v_\chi^2}{2v_\eta v_\rho} \qquad ; \qquad m_{H_3^0}^2 \approx -4\lambda_3 v_\chi^2 \qquad (2.46)$$

Para el caso de la masa de $m_{H_1^0}^2$, se considera la matriz M_ξ^2 original proveniente de la ecuación (2.44) y es posible descomponerla en la suma de dos matrices $M_\xi^2 = M_1^2 + M_2^2$. Entonces $Q^{-1}(M_1^2 + M_2^2)Q = D^2$

$$Q^{-1}M_1^2 Q = \begin{pmatrix} M_{H_1^0}^2 & 0 & 0 \\ 0 & \bar{M}_{H_2^0}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \bar{M}_{H_3^0}^2 \end{pmatrix} \qquad (2.47)$$

De la ecuación (2.47), se obtiene las siguientes relaciones (Tonasse, 1996:193),

$$\left.\begin{aligned} m_{H_1^0}^2 &\approx \left(2\lambda_1\frac{v_\eta^3}{v_w} + \lambda_4\frac{v_\eta v_\rho^2}{v_w}\right)\left(\frac{v_\eta}{v_w}\right) + \left(\lambda_4\frac{v_\rho v_\eta^2}{v_w} + 2\lambda_2\frac{v_\rho^3}{v_w}\right)\left(\frac{v_\rho}{v_w}\right) && (a) \\ \lambda_4 &\approx 2\frac{\left(\lambda_2 v_\rho^2 - \lambda_1 v_\eta^2\right)}{\left(v_\rho^2 - v_\eta^2\right)} && (b) \\ \lambda_5 v_\eta^2 + 2\lambda_6 v_\rho^2 &\approx \frac{v_\rho v_\eta}{2} && (c) \end{aligned}\right\} \qquad (2.48)$$

De las expresiones (2.48a,b), se obtiene la masa cuadrada del primer Higgs neutro(estándar):

$$m_{H_1^0}^2 \approx 2\frac{\lambda_2 v_\rho^4 - \lambda_1 v_\eta^4}{v_\rho^2 - v_\eta^2} \qquad (2.49)$$

- Para obtener las masa del segundo contenido de Higgs $(m_h^2, m_{H_1^\pm}^2, m_{H_2^\pm}^2, m_{H^{\pm\pm}}^2)$, se extrae del potencial los campos escalares neutros $\zeta_\eta, \zeta_\rho, \zeta_\chi$.

$$\frac{\zeta_\eta^2}{4}\left(2\mu_1^2 + 2\lambda_1 v_\eta^2 + \lambda_4 v_\rho^2 + \lambda_5 v_\chi^2\right) + \frac{\zeta_\rho^2}{4}\left(2\mu_2^2 + 2\lambda_2 v_\rho^2 + \lambda_4 v_\eta^2 + \lambda_6 v_\chi^2 \right) + \\ + \frac{\zeta_\chi^2}{4}\left(2\mu_3^2 + 2\lambda_3 v_\chi^2 + \lambda_5 v_\eta^2 + \lambda_6 v_\rho^2 \right) - \zeta_\eta\zeta_\rho\left(\frac{f v_\chi}{2\sqrt{2}}\right) - \zeta_\eta\zeta_\chi\left(\frac{f v_\rho}{2\sqrt{2}}\right) - \zeta_\rho\zeta_\chi\left(\frac{f v_\eta}{2\sqrt{2}}\right) \qquad (2.50)$$

Se puede escribir la ecuación (2.50) como:

$$\frac{1}{2}\left(\zeta_\eta\zeta_\rho\zeta_\chi\right)M_\zeta^2\begin{pmatrix}\zeta_\eta\\ \zeta_\rho\\ \zeta_\chi\end{pmatrix} = \frac{1}{2}\left(G_1^0 G_2^0 h^0\right)D^2\begin{pmatrix}G_1^0\\ G_2^0\\ h^0\end{pmatrix} \qquad (2.51)$$

Se procede a diagonalizar la matriz masa, $M_\zeta^2 = TD^2T^{-1}$. Ahora T representa la matriz de diagonalización. La masa del Higgs M_{h^0}, está dada en la ecuación (2.51).

$$M_{G_1^0}^2 = 0 \ ; \ M_{G_2^0}^2 = 0 \ ;$$

$$M_{h^0}^2 = -\frac{f}{2\sqrt{2}}\left(\frac{v_\eta v_\rho}{v_\chi} + \frac{v_\eta v_\chi}{v_\rho} + \frac{v_\rho v_\chi}{v_\eta}\right) \qquad (2.52)$$

Del potencial remanente (sector cargado), sin considerar términos de interacción se puede reagrupar en matrices de la siguiente forma (Cortez y Tonasse, 2005):

$$\left(\eta_1^- \rho^-\right)M_{\eta,\rho}^2\begin{pmatrix}\eta_1^+\\ \rho^+\end{pmatrix} + \left(\eta_2^- \chi^-\right)M_{\eta,\chi}^2\begin{pmatrix}\eta_2^+\\ \chi^+\end{pmatrix} + \left(\rho^{--}\chi^{--}\right)M_{\rho,\chi}^2\begin{pmatrix}\rho^{++}\\ \chi^{++}\end{pmatrix} \qquad (2.53)$$

Diagonalizando las matrices cuadradas $M_{\eta,\rho}^2, M_{\eta,\chi}^2, M_{\rho,\chi}^2$, se puede obtener la siguiente expresión:

$$\left(G_1^- H_1^-\right)\begin{pmatrix}0 & 0\\ 0 & M_{H_1^\pm}^2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}G_1^+\\ H_1^+\end{pmatrix} + \left(G_2^- H_2^-\right)\begin{pmatrix}0 & 0\\ 0 & M_{H_2^\pm}^2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}G_2^+\\ H_2^+\end{pmatrix} + \left(G^{--}H^{--}\right)\begin{pmatrix}0 & 0\\ 0 & M_{H^{\pm\pm}}^2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}G^{++}\\ H^{++}\end{pmatrix} \qquad (2.54)$$

Encontramos las masas cuadradas del sector de Higgs cargados (Cieza et al., 2008),

$$m_{\pm 1}^2 \approx \frac{v_W^2}{2v_\eta v_\rho}\mathrm{f}v_\chi - 2\lambda_7\, v_\eta v_\rho) \ ; \ m_{\pm 2}^2 \approx \frac{v_\eta^2 + v_\chi^2}{2v_\eta v_\chi}\left(\mathrm{f}v_\rho - 2\lambda_8\, v_\eta v_\chi\right); \ m_{\pm\pm}^2 \approx \frac{v_\rho^2 + v_\chi^2}{2v_\rho v_\chi}\left(\mathrm{f}v_\eta - 2\lambda_9\, v_\rho v_\chi\right) \quad (2.55)$$

Para el caso de la masa de los leptones cargados es $m_l = G_l v_\eta/\sqrt{2}$. Para los quarks (Pisano y Pleitez, 1992:46):

$$\left.\begin{matrix} m_u = G_u\frac{v_\eta}{\sqrt{2}}, & m_c = G_c\frac{v_\rho}{\sqrt{2}}, & m_t = G_t\frac{v_t}{\sqrt{2}} \\ m_d = G_d\frac{v_\rho}{\sqrt{2}}, & m_s = G_c\frac{v_\eta}{\sqrt{2}}, & m_b = G_t\frac{v_\eta}{\sqrt{2}} \\ m_{J1} = G_{J1}\frac{v_x}{\sqrt{2}}, & m_s = G_{J2}\frac{v_x}{\sqrt{2}}, & m_{J3} = G_{J3}\frac{v_x}{\sqrt{2}} \end{matrix}\right\} \qquad (2.56)$$

IV. CONCLUSIONES

- El ME contiene campos de leptones de mano izquierda (levógiros) que se agrupan en dobletes, mientras que los campos leptónicos de mano derecha (dextrógiros) se agrupan solo en singletes. El Modelo 3-3-1 amplia su contenido de partículas a tripletes de mano izquierda introduciendo nuevos leptones pesados zurdos P_L^+ cuyas cargas son opuestas a los leptones cargados ya conocidos. El Modelo 3-3-1 también introduce dos leptones singletes de mano derecha.

- El ME contiene quarks de mano izquierda que se agrupan en dobletes, campos dextrógiros se agrupan en singletes. El Modelo 3-3-1 introduce tripletes de quarks de mano izquierda así como quarks exóticos zurdos. También introduce cuatro quarks singletes de mano derecha.

- El sector escalar del ME está compuesto por un único campo complejo el cual esta acoplado a los campos de calibre mediante la derivada covariante además de tener autointeracción. Con ello se obtiene el lagrangiano de Higgs; el potencial es construido de tal manera que da origen a la rotura de simetría, contiene parámetros que son elegidos para que el potencial tenga un mínimo campo de Higgs no nulo. El sector escalar del Modelo 3-3-1 basado en el grupo de simetría $\mathrm{SU(3)_L \otimes U(1)_N}$ incorpora tres tripletes, los cuales forman parte de un nuevo potencial. La masa de los fermiones ordinarios y de los bosones de calibre son proporcionados por los tripletes escalares η y ρ, mientras el triplete χ proporciona la masa de los nuevos fermiones y bosones de calibre.

- El ME contiene cuatro bosones (estándares), mientras el Modelo 3-3-1 contiene a los estándares y adicionalmente cinco bosones (extendidas) como $V^{\pm}, U^{\pm\pm}$ y Z'. Por lo que es considerado uno de los sectores más desarrollados (cuyas masas se obtienen vía Ruptura de la simetría), las cuales se pueden expresar en función del ángulo de Weinberg,

Para el cálculo de las masas estándares es suficiente conocer el ángulo de Weinberg y el VEV de Higgs. Sin embargo, para el cálculo de las partículas extendidas es necesario adicionalmente postular al VEV del triplete χ.

- A diferencia del ME, el sector más desarrollado es el sector de Higgs con partículas más extendidas como: $H_1^0, H_2^0, H_3^0, h_0, H_1^{\pm}, H_2^{\pm}, H^{\pm\pm}$. Todas las partículas desarrolladas en el modelo 3-3-1 también se obtuvieron vía Ruptura de Simetría.

V. REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

BURGESS, C. P., MOORE, G. 2007. **The Standard Model: A Primer.** Cambridge University Press

CIEZA, J. E., TONASSE, M.D. 2002. **Pairs of charged leptones heavy from an $\mathrm{SU(3)_L \otimes U(1)_N}$ model at CERN LCH**. Nuclear Physics B 623 325-341.

CIEZA, J. E., CORTEZ N., TONASSE M.D. 2008. **Probing doubly Higgs bosons in $e^+ e^-$ colliders at the ILC and the CLIC in a 3-3-1 model.**Phys. Rev. D 78, 116003.

CIEZA, J. E., CORTEZ N., TONASSE, M.D. 2007. Signatures of doubly charged Higgs in the **$\mathrm{SU(3)_L \otimes U(1)_N}$ model at the CERN LHC.** Phys. Rev. D 76, 117703

CERN. 2013. (http://home.web.cern.ch/about, consultado el 13 de Octubre del 2013).

CORTEZ N., TONASSE M. 2005. **Calculable lepton masses, seesaw relations, and four neutrino mixings in a 3-3-1 model with an extra U(1) symmetry**. Phys. Rev. D 72, 073005.

DIRAC P.A.M. 1958. **"Principios de Mecánica Cuántica"**, Oxford UniversityPress.

ENGLERT, F., BROUT, R. 1964. **"Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons"**. Physical Review Letters **13** (9): 321–323. Bibcode: 1964 PhRvL..13..321E. doi:10.1103/PhysRevLett.13.321.

GRIFFITHS D. 1987.**Introduction to elementary Particles**, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA

GUIDRY M. 1991. **Gauge Fild Theories an Introduction with applications**. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.

HIGGS, P.W. 1964. **"Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons"**. Physical Review Letters **13** (16): 508–509. Bibcode: 1964PhRvL..13..508H. doi:10.1103/PhysRevLett.13.508.

MORII T.,LIM C.S., MUKHERJEE S.N. 2004. **The Physics of the Standard Model and Beyond**, World Scientific Publishing Co. Pte.Ltd.

OERTER, R. 2006. **The Theory of Almost Everything: The Standard Model, the Unsung Triumph of Modern Physics** (Kindle ed.). Penguin Group. p. 2. ISBN 0-13-236678-9.

PISANO F., PLEITEZ V. 1992. **SU(3)⊗U(1) model for electroweak interactions**, Phys. Rev. D 46 410.

PLEITEZ V., TONASSE M.D. 1993.**Heavy charge leptons in an SU(3)L ⊗U(1)N model**, Phys. Rev. D 48 2353

QUIGG, C, 1983. **Gauge Theories of de Strong Weak, and Electromagnetic Interactions**. Fermi National Accelerator Laboratory Batavia, Illinois

TONASSE M.D. 1996. **The escalar sector of 3-3-1 models**. Physics Letter B 381.