

Aniquilación Electrón-Positrón en Muón-Antimuón en el Polo del Bosón Exótico Z' del Modelo Estándar Izquierdo-Derecho

J. Reyes[†] y O. Ravinez[‡]

*Grupo de Física Fundamental: Area de Fenomenología de Altas Energías
Universidad Nacional de Ingeniería;*

[†]pepemahatma@hotmail.com, [‡]opereyra@uni.edu.pe

Recibido el 03 de marzo del 2010; aceptado el 12 de abril del 2010

El Modelo Estándar actualmente vigente para la Física de Altas Energías involucra las interacciones de las partículas fundamentales descritas por los grupos de simetría $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Para el año 2020 (aproximadamente) se piensa inaugurar (puesta en funcionamiento) el colisionador ILC (International Linear Collider). Las energías a las que se quieren llegar en el referencial de centro de momentos (C.M.) son del orden de $1TeV$. En este contexto es muy posible que se describa nueva Física a nivel fundamental, por esta razón, se estudian una serie de modelos alternativos al M.E. con la finalidad de poder predecir (anticipar) la generación de partículas que éste no contempla. El Modelo Estándar Izquierdo-Derecho es uno de estos modelos alternativos, el que se rige por el grupo de simetría $SU(3)_C \times SU(2)_R \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ el cual contiene al Modelo Estándar. El presente trabajo tiene por objeto desarrollar el sector electrodébil para posteriormente calcular la sección eficaz (S.E.) total (no polarizada) del proceso de dispersión $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ en el polo del bosón exótico Z' a energías de $1TeV$ en el C.M.

Palabras Claves: Más allá del Modelo Estándar, neutrinos derechos, Higgs.

Currently, the Standard Model describes the High Energies Physics and uses the $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ symmetry groups in order to explain the interactions among fundamental particles. By the year 2020, the scientists expect to put working the International Linear Collider (ILC), in which they pretend to reach at center of momentums (C.M.) energies near to $1TeV$. This provides us the possibility among others to detect exotic particles beyond the S.M. Left-right Standard Model is an alternative model with symmetry group $SU(3)_C \times SU(2)_R \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ which contains the Standard Model. In this work, we will develop the electroweak sector of the model in order to calculate the $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ scattering cross section (C.S.) (not polarized) in the Z' pole to energies of $1TeV$ in the C.M.

Keywords: Beyond of Standart Model, Higgs.

1. Introducción

Para el presente artículo se ha elegido la aniquilación de e^-e^+ en $\mu^-\mu^+$, por tratarse de un proceso que ofrece sencillez en el análisis y ausencia de problemas teóricos fundamentales, lo que lo hacen un candidato perfecto para estudios de precisión de la teoría electrodébil.

En particular, calcularemos analíticamente la S.E. del proceso (a nivel de árbol) dentro del contexto del modelo izquierdo-derecho $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_Y$, con el fin de reconocer de manera indirecta la presencia del bosón exótico Z'_0 a través de un habitual comportamiento resonante.

La novedad para el sector leptónico se manifiesta al incluir neutrinos derechos, cuyos correspondientes campos $\psi_{\nu_l}^R$, junto con los ψ_l^R (con $l = e, \mu, \tau$), son agrupados en forma de dobletes bajo el grupo de simetría $SU(2)_R$. Por otro lado, en el sector de Higgs se verá que para romper la simetría y dotar de masa a los bosones y leptones se hace necesario introducir un bidoblete (Φ) y dos tripletes (Δ_L y Δ_R) escalares de Higgs.

A través de sus respectivos valores de expectación del

vacio (*vev's*) se logra dar masa a los bosones exóticos W_R^\pm y Z'_0 . De esta manera, el modelo izquierdo-derecho llega a contener cuatro bosones cargados W_L^\pm y W_R^\pm y tres bosones neutros A_μ , Z_μ y Z'_μ donde A_μ y Z_μ coinciden con los correspondientes campos del M.E., para el límite de bajas energías.

El proceso en cuestión, puede darse a través de un fotón, las partículas Z_0 y Z'_0 e incluso mediante los correspondientes Higgs de Φ y Δ_{LR} .

Sin embargo, cálculos previos muestran que dichos Higgs no contribuyen significativamente en el cálculo de la S.E., por lo que el interés del presente trabajo va dirigido al estudio del bosón Z'_0 .

2. El Modelo

Sector Leptónico

La representación fundamental para los leptones del grupo de simetría $SU(2)_R \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ es dada

por los dobletes [1]:

$$L_l \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} \psi_{\nu_l} \\ \psi_l \end{pmatrix} \sim (1/2, 0, -1)$$

$$R_l \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \begin{pmatrix} \psi_{\nu_l} \\ \psi_l \end{pmatrix} \sim (0, 1/2, -1)$$

donde hemos introducido los campos $L_l, R_l \sim (I_L, I_R, Y)$, siendo $I_L(I_R)$ el Isospín débil izquierdo(derecho) e Y la Hipercarga. El generador del $U(1)$ corresponde al número cuántico $Y = B - L$, y la relación para la carga eléctrica es dada por:

$$Q = I_{3L} + I_{3R} + \frac{Y}{2}$$

Como en el M.E., se cuenta con los parametros $g_R = g_L = g$ y g' en términos de la carga eléctrica del positrón e , y del ángulo de Weinberg θ , de modo que:

$$g = \frac{e}{S_\theta} \quad \text{y} \quad g' = \frac{e}{\sqrt{C_{2\theta}}} \quad (1)$$

siendo, $S_\theta \equiv \sin \theta$. La razón de que $g_R = g_L$, es que requerimos que la teoría sea invariante bajo la operación de Paridad.

La densidad lagrangeana Leptónica con simetría izquierda-derecha viene dada por [1]:

$$\mathcal{L}^{lep} = i \{ \bar{L}_l \gamma^\mu D_\mu^L L_l + \bar{R}_l \gamma^\mu D_\mu^R R_l \} + h.c. \quad (2)$$

y con el fin de preservar la simetría local que exige el modelo, se definen las derivadas covariantes Izquierda-Derecha:

$$D_\mu^{LR} \equiv \partial_\mu + \frac{ig}{2} \bar{\tau} \cdot \bar{W}_\mu^{LR} - \frac{ig'}{2} B_\mu$$

donde, se ha introducido siete campos bosónicos de calibre: $W_{\mu k}^R, W_{\mu k}^L$ con $k = 1, 2, 3$ asociados a los grupos $SU(2)_R$ y $SU(2)_L$ respectivamente, y B_μ asociado al grupo $U(1)_Y$.

Sector de Higgs

Con el propósito de generar masa y preservar la simetría izquierda-derecha, se introducen los siguientes multipletes de Higgs:

$$\begin{aligned} \Phi &= \begin{pmatrix} \phi_1^0 & \phi_2^+ \\ \phi_1^- & \phi_2^0 \end{pmatrix} \sim (1/2, 1/2, 0) \\ \Delta_L &= \begin{pmatrix} \delta^+/\sqrt{2} & \delta^{++} \\ \delta^0 & -\delta^+/\sqrt{2} \end{pmatrix}_L \sim (1, 0, 2) \\ \Delta_R &= \begin{pmatrix} \delta^+/\sqrt{2} & \delta^{++} \\ \delta^0 & -\delta^+/\sqrt{2} \end{pmatrix}_R \sim (0, 1, 2) \end{aligned}$$

con valores de expectación del vacío ($vev's$):

$$\begin{aligned} \langle \Phi \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} k & 0 \\ 0 & k' \end{pmatrix} \\ \langle \Delta_{L,R} \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v_{L,R} & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3)$$

donde, los parámetros $k, k', v_L, v_R \in \mathbb{R}$. A través del mecanismo de Higgs, el $vev \langle \Phi \rangle$ genera masa tanto a los leptones como a los bosones cargados W_1^\pm ; mientras que los $vev's$ adicionales $\langle \Delta_{L,R} \rangle$ son los encargados de dar masa a los nuevos bosones W_2^\pm y Z' .

Fenomenológicamente, la jerarquía para los parámetros reales k, k', v_L y v_R debe darse de la siguiente forma [2]:

$$v_L \ll \max(k, k') \ll v_R \quad (4)$$

No obstante, tal jerarquía está sujeta a la asunción:

$$k' \ll k \quad (5)$$

En cuanto a los ordenes de energía [3], se tiene que $k^2 + k'^2 \approx (260 \text{ GeV})^2$, $v_R \approx 15 \text{ TeV}$ entretanto la escala de v_L esta por debajo de los electrón-voltios.

La densidad lagrangeana de Higgs (invariante local de gauge Izquierdo-Derecho) puede ser escrita en dos partes:

$$\mathcal{L}^H = \mathcal{L}_{kin}^H + U(\Phi, \Delta_L, \Delta_R)$$

donde, la parte cinética (kin) es de la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{kin}^H &= Tr[(D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi] + Tr[(D_\mu \Delta_L)^\dagger D^\mu \Delta_L] \\ &+ Tr[(D_\mu \Delta_R)^\dagger D^\mu \Delta_R] \end{aligned} \quad (6)$$

con derivadas covariantes:

$$\begin{aligned} D_\mu \Phi &= \partial_\mu \Phi + \frac{ig}{2} \bar{W}_\mu^L \cdot \bar{\tau} \Phi + \frac{ig'}{2} \Phi \bar{W}_\mu^R \cdot \bar{\tau} \\ D_\mu \Delta_{LR} &= \partial_\mu \Delta_{LR} + \frac{ig}{2} [\bar{W}_\mu^{LR} \cdot \bar{\tau}, \Delta_{LR}] + ig' B_\mu \Delta_{LR} \end{aligned} \quad (7)$$

Los detalles del potencial de Higgs $U(\Phi, \Delta_L, \Delta_R)$, se muestran en la referencia [2]. Dicho potencial es extremadamente complicado y sus valores mínimos pueden ser estudiados a través de los $vev's$ mostrados en la expresión (3).

Rompimiento de simetría

Como en el M.E., usamos los $vev's$ de los campos neutros de Higgs para quebrar la simetría de gauge. En particular, con el fin de obtener la matriz de masa para los bosones neutros, reemplazamos (3) en (7). Explícitamente, dicha matriz en la base $(W_{\mu 3}^L, W_{\mu 3}^R, B_\mu)$ viene dada por:

$$\mathcal{M}_{neutra} = \begin{pmatrix} \frac{g^2}{2} A & \frac{g^2}{2} D & -2gg'v_L^2 \\ \frac{g^2}{2} D & \frac{g^2}{2} B & -2gg'v_R^2 \\ -2gg'v_L^2 & -2gg'v_R^2 & 2g'^2 C \end{pmatrix} \quad (8)$$

Con:

$$A = k^2 + k'^2 + 4v_L^2 \quad ; \quad B = k^2 + k'^2 + 4v_R^2$$

$$C = v_L^2 + v_R^2 \quad ; \quad D = k^2 + k'^2$$

A través de la correspondiente ecuación secular de (6) se podrá obtener las masas M_k ($k = A_\mu, Z_\mu, Z'_\mu$) de los bosones físicos neutros que contempla el modelo. Bajo las aproximaciones (4) y (8), se obtienen las masas físicas:

$$\begin{aligned} M_{A_\mu}^2 &= 0 \\ M_{Z_\mu}^2 &\approx \frac{g^2}{2C_\theta^2} [k^2 + k'^2] \\ M_{Z'_\mu}^2 &\approx \frac{g^2}{2C_\theta^2 C_{2\theta}} [(k^2 + k'^2)C_{2\theta}^2 + 4v_R^2 C_\theta^4] \end{aligned} \quad (9)$$

Los vectores propios (normalizados) correspondientes son denotados por los bosones neutros Físicos A_μ , Z_μ y Z'_μ que escritos en la base $(W_{\mu 3}^L, W_{\mu 3}^R, B_\mu)$ se expresan de la forma:

$$\begin{aligned} A_\mu &\approx S_\theta W_{\mu 3}^L + S_\theta W_{\mu 3}^R + \sqrt{C_{2\theta}} B_\mu \\ Z_\mu &\approx C_\theta W_{\mu 3}^L - S_\theta T_\theta W_{\mu 3}^R - T_\theta \sqrt{C_{2\theta}} B_\mu \\ Z'_\mu &\approx \frac{\sqrt{C_{2\theta}}}{C_\theta} W_{\mu 3}^R - T_\theta B_\mu \end{aligned} \quad (10)$$

El campo físico A_μ es asociado al Fótón, el cual permanece no masivo después de la quiebra de simetría. Además, de los tres bosones neutros es el único cuya masa se obtuvo sin aproximaciones. El bosón neutro asociado al campo físico Z_μ , posee una masa M_{Z_μ} , cuya dependencia con los parámetros del modelo (a saber: k, k', θ), deben ajustarse para mantener la concordancia con el M.E.. Por otro lado, aunque en la actualidad, la masa del bosón exótico neutro Z' no ha sido encontrada experimentalmente, su dependencia con los parámetros del modelo permite estimar que tan masivo puede llegar a ser.

Desarrollando la expresión (2), obtenemos la densidad lagrangeana de interacción entre los campos bosónicos neutros Físicos (A_μ, Z_μ, Z'_μ) con los campos leptónicos Físicos (Ψ_l).

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{nc}^{lep} &= e \bar{\Psi}_l \gamma^\mu A_\mu \Psi_l + \left(\frac{g}{4C_\theta} \right) \bar{\Psi}_l \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma_5) Z_\mu \Psi_l + \\ &+ \left(\frac{g}{4C_\theta \sqrt{C_{2\theta}}} \right) \bar{\Psi}_l \gamma^\mu (g'_V - g'_A \gamma_5) Z'_\mu \Psi_l \end{aligned} \quad (11)$$

donde, se han definido los siguientes parámetros: $g_V = g'_V \equiv 1 - 4S_\theta^2$, $g_A \equiv 1$ y $g'_A \equiv -C_{2\theta}$. Además, se definen las matrices unitarias de transformación U^{LR} tal que: $\psi_l^{LR} = U^{LR} \Psi_l^{LR}$, de modo que las letras griegas minúsculas correspondan a los campos leptónicos de la simetría, mientras que las mayúsculas a los campos Físicos. Como puede apreciarse en (11), el tercer sumando vendría a ser el nuevo aporte que el modelo left-right contempla a través del bosón exótico neutro Z'_0 , mientras que los dos primeros sumandos son las habituales contribuciones del M.E.

3. Sección Eficaz de Dispersión

Los diagramas de Feynman correspondientes al proceso $e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+$, a nivel de árbol son de la forma:

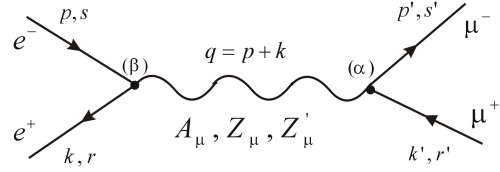


Figura 1. Los tres diagramas que contribuyen a la dispersión $e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+$.

donde, p, k y p', k' son los cuádrimomentos de las partículas entrantes y salientes con polarizaciones (espines) s, r y s', r' respectivamente. De acuerdo a las reglas de Feynman del modelo, las tres contribuciones para el proceso de dispersión vienen dadas por las siguientes amplitudes:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_\gamma &= (ie^2) [\bar{u}_{s'}(\vec{p}') \gamma^\alpha v_{r'}(\vec{k}')] D_{\alpha\beta}^\gamma [\bar{v}_r(\vec{k}) \gamma^\beta u_s(\vec{p})] \\ \mathcal{M}_Z &= \left(\frac{ig^2}{16C_\theta^2} \right) [\bar{u}_{s'}(\vec{p}') \gamma^\alpha (g_V - g_A \gamma_5) v_{r'}(\vec{k}')] \\ &\quad \times D_{\alpha\beta}^z [\bar{v}_r(\vec{k}) \gamma_\alpha (g_V - g_A \gamma_5) u_s(\vec{p})] \\ \mathcal{M}_{Z'} &= \left(\frac{ig^2}{16C_\theta^2 C_{2\theta}} \right) [\bar{u}_{s'}(\vec{p}') \gamma^\alpha (g'_V - g'_A \gamma_5) v_{r'}(\vec{k}')] \\ &\quad \times D_{\alpha\beta}^{z'} [\bar{v}_r(\vec{k}) \gamma_\alpha (g'_V - g'_A \gamma_5) u_s(\vec{p})] \end{aligned}$$

donde, $D_{\alpha\beta}^\gamma$, $D_{\alpha\beta}^z$ y $D_{\alpha\beta}^{z'}$ son los propagadores de Feynman, en el espacio de momentos, para las partículas intermedias en cuestión. En la práctica, las polarizaciones de las partículas salientes no son fácil de detectar. Por el contrario, es posible preparar estados de polarización fijos para las partículas entrantes. En éste artículo, se procederá a calcular la amplitud de probabilidad total $|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_{Z'}|^2$, promediando sobre todas las polarizaciones iniciales y sumando sobre todas las finales, con el fin de calcular la S.E. no polarizada.

La sección diferencial de dispersión para éste proceso, viene dada según la regla de oro de Fermi por la expresión:

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p' + k' - p - k)}{4[(p \cdot k)^2 - m_e^2 m_\mu^2]^{1/2}} \left[\frac{d^3 \vec{p}'}{(2\pi)^3 2p'_0} \right] \left[\frac{d^3 \vec{k}'}{(2\pi)^3 2k'_0} \right]$$

El siguiente paso es calcular la S.E. de la manera habitual. Considerando la cinemática del proceso y aproximaciones de altas energías, obtenemos en el referencial de C.M. la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \sigma_{total}^{cm} &= \left(\frac{\alpha^2}{4q^2} \right) \left\{ \left(\frac{16\pi}{3} \right) \left[1 + \frac{1}{2} (R g_V^2 + T g_V'^2) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{16} [R^2 (g_V^2 + g_A^2)^2 + T^2 (g_V'^2 + g_A'^2)^2] \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{8} RT (g_V g_V' + g_A g_A')^2 \right] \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

donde, $\alpha^2 = e^4/16\pi^2$, mientras que, R y T son los factores resonantes de la forma:

$$R(q^2) = \frac{q^2}{S_{2\theta}^2 [(q^2 - M_z^2 + \Gamma_z^2/4)^2 + M_z^2 \Gamma_z^2]^{1/2}}$$

$$T(q^2) = \frac{q^2}{S_{2\theta}^2 C_{2\theta} [(q^2 - M_{z'}^2 + \Gamma_{z'}^2/4)^2 + M_{z'}^2 \Gamma_{z'}^2]^{1/2}} \quad (13)$$

Aquí, Γ_z y $\Gamma_{z'}$ son los decaimientos intrínsecos de los bosones intermediarios Z_0 y Z'_0 respectivamente, mientras que $q \equiv \sqrt{s}$, es la energía del C.M..

4. Resultados Numéricos

Hoy en día existen una serie de extensiones teóricas para el M.E. basadas en diferentes simetrías de gauge local entre las cuales podemos citar: [1] [2] [4] [5] [6] [7] [8]. En particular, cada uno de los modelos citados inducen la aparición del bosón exótico Z' . De acuerdo a (12), la S.E. es función de la variable, q^2 , siempre y cuando se fijen: el ángulo de Weinberg θ , las masas M_z y $M_{z'}$, y sus correspondientes tasas de decaimiento intrínseco Γ_z y $\Gamma_{z'}$. En la actualidad, los valores: $M_{z'}$ y $\Gamma_{z'}$, aun no están completamente determinadas. Sin embargo, existen indicios fenomenológicos[5] del rango de valores que éstos puedan tomar. De existir tal bosón, no podría ser detectado directamente al tratarse de partículas altamente inestables. Se podrá demostrar su existencia a partir de los productos de su desintegración. Por ejemplo, dentro de los posibles canales de desintegración esta justamente: $Z' \rightarrow \mu^- \mu^+$.

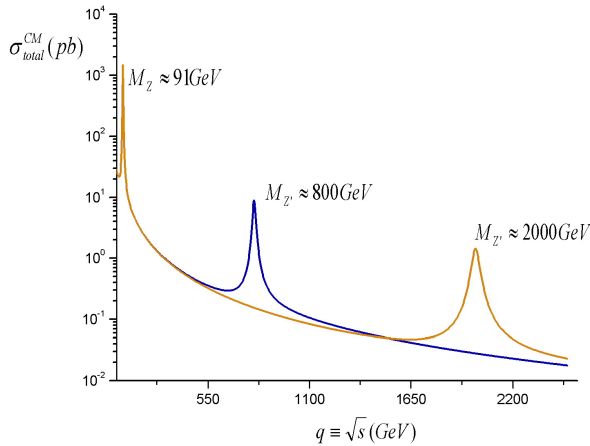


Figura 2. Resonancias de los bosones Z y Z' en la dispersión $e^-e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+$ para el modelo left-right. Las gráficas corresponden al resultado analítico (12)

En la Figura 2, se muestran dos curvas teóricas de la S.E. en función de la energía del C.M., \sqrt{s} . Las gráficas han sido hechas para valores de $\sqrt{s} > 80 \text{ GeV}$, aunque claro está, que para $\sqrt{s} \approx 0 \text{ GeV}$, ambas curvas tienden al infinito, en mutuo acuerdo con las predicciones de la electrodinámica cuántica.

Para $\sqrt{s} \approx 91 \text{ GeV}$, ambas curvas se superponen en un sólo pico, aunque no se perciba visualmente, demostrando su consistencia frente al M.E. de bajas energías. La interpretación Física de cada pico es como sigue. Por ejemplo, el pico mostrado para valores cercanos a: $\sqrt{s} \approx 800 \text{ GeV}$, indica que la mayor probabilidad de encontrar al bosón exótico masivo Z'_0 , en el proceso de dispersión, ocurrirá cuando las partículas incidentes tengan precisamente energías próximas a 800 GeV . De igual manera, es interpretado cada pico resonante en éste tipo de gráficas.

5. Conclusiones

Se ha desarrollado una extensión para el M.E. con simetría de gauge izquierda-derecha $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_Y$, basado principalmente en el trabajo del Profesor Rabindra Mohapatra de acuerdo a las referencia [1]. Tal modelo forma parte de otros más extensos como los de gran unificación (GUT) [9], tiene mucha posibilidad de ser compatible con la realidad y para su aceptación, será necesario que se descubra experimentalmente algún indicio de la existencia de los bosones intermediarios W_2^\pm y Z' .

Hemos calculado analíticamente la S.E. para el caso de la dispersión: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ en el referencial del C.M. basándonos en las reglas de Feynman que el modelo left-right indujo por si misma. Luego, basándonos en las referencias: [5] [8], se tomó un rango apropiado de masas y energías para graficar dicha S.E. como una función de la energía del C.M.. Esto fue hecho con la esperanza de que nuevos datos en futuros experimentos a altas energías validen la teoría left-right. En la Fig. 2, los picos mostrados (para $\sqrt{s} \approx 800, 2000 \text{ GeV}$) indican que la mayor probabilidad de encontrar al bosón exótico masivo Z'_0 , ocurre justamente cuando la energía de las partículas incidentes (e^+ y e^-) coincide con el valor de su masa. Este comportamiento resonante permite a los Físicos evidenciar la presencia de nuevas partículas altamente masivas. Con el rango de energía accesible en el acelerador ILC, no sólo se podría encontrar al bosón exótico Z'_0 , sino también a un conjunto de partículas que aún nadie ha previsto. De esta manera, la comunidad científica tendría mucho trabajo por realizar para interpretar los resultados que se obtengan. Desde luego, el potente acelerador también permitiría explorar experimentalmente otros asuntos de interés tales como: la unificación de fuerzas, la jerarquía de masas de las partículas, el misterio del origen del Universo e incluso la existencia de la materia oscura.

Agradecimientos

Un agradecimiento especial al Professor Rabindra N. Mohapatra (Universidad de Maryland, USA) por esclarecer ciertos aspectos del modelo. Además, agradecer a Oscar Chacaltana por el soporte bibliográfico.

1. Rabindra N. Mohapatra, Palash B. Pal - Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics (Third edition 2003) Rabindra N. Mohapatra, Unification and Supersymmetry: The frontiers of quark-leptons physics, third edition, Springer 1986.
2. M. Frank and H. Hamidian, Higgs Pair Production in the Left-Right Symmetric Extension of the Standard Model, IL NUOVO CIMENTO, Vol. 108 A, N.3, Marzo 1995.
3. Ken Kiers and Michael Assis, Physics Department, Taylor University, 236 West Reade Ave., Upland, Indiana 46989 and Alexey A. Petrov, Department of Physics and Astronomy, Wayne State University, Detroit, Michigan 48201 - Higgs Sector of Left-Right Model with Explicit CP Violation (Dated: February 2, 2008).
4. R. N. Mohapatra and R. E. Marshak, Phys. Lett. B91(1980)222.
A, Davidson: PR D20 (1979) 776.
5. F.M.L. Almeida Jr., Y. A. Coutinho, J. A. Martins Simoes, J. Ponciano, A. J. Ramalho and Stenio Wulck Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro, RJ, Brazil and M.A.B. Vale Universidad Federal de Sao Joao del Rei, MG, Brazil, Minimal left-right symmetric models and new Z' properties at future electron-positron colliders (Date: 22 sep. 2004)
6. O.M. Boyarkin, Acta Physics Polonica B, Vol. 23, No 10, University of Grodno, Osheshko Street 22, 230023, Grodno, Byelorussia - The Continuous Left-Right Symmetric and Antisymmetric Models (Received: September 28, 1992).
7. J. G. Dueñas, R. Martinez, F. Ochoa - Braz. J. Phys. vol.38 no.36, Sao Paulo, Z' production in 331 models (Dated: *sept. 2008*).
8. R. Gaitán, O. G. Miranda, and L.G. Cabral-Rosetti, FESC-UNAM-IPN-ICN, Mexico. Rare top quark and Higgs boson decay in Alternative Left-Right Symmetric Models, **Dated: 7 sep. 2005**.
9. J. C. Pati y A. Salam, Phys. Rev. Lett., 31 (1973) 661; H. Georgi y S. Glashow, *ibid.* 32 (1974) 438; H. Georgi, H. Quinn y S. Weinberg, *ibid.* 33 (1974) 451.
P. Langacker, Phys. Rep. , 72C (1981) 185.