

“Beamstrahlung” y radiación de estado inicial en la producción de bosones Higgs neutros del Modelo 3-3-1

Carlos A. Morgan Cruz¹ y Antonio I. Rivasplata Mendoza²

¹Departamento de Física, Universidad Nacional de Trujillo, Perú;
carlos_morganbcp@hotmail.com

²Departamento de Física, Universidad Nacional de Trujillo, Perú; antrivas@unitru.edu.pe

Recibido: 24-04-2014

Aceptado: 04-04-2015

RESUMEN

En el presente trabajo se ha calculado la sección eficaz de la producción de bosones de Higgs neutros H_0^2 , mediante la colisión del par electrón-positrón, teniendo en cuenta la corrección provocada por el “beamstrahlung” (BS) y la radiación del estado inicial. Se presenta un panorama del Modelo 3-3-1 con leptones pesados basado en el grupo $SU(3)_L \otimes U(1)_N$. La adición de leptones pesados cargados extiende los dobletes del Modelo estándar (ME) a tripletes, mientras que en el sector de Higgs se introducen tres tripletes, a diferencia del MS que incluye un solo doblete. Las nuevas partículas introducidas en este modelo adquieren masa mediante el mecanismo de Higgs. El sector más desarrollado es el sector de Higgs con más partículas extendidas como: $H_1^0, H_2^0, H_3^0, h_0, H_1^\pm, H_2^\pm, H^{\pm\pm}$. Las teorías que se utilizaron fueron los referentes: al Modelo 3-3-1, la cinemática relativista de altas energías, los diagramas de Feynman, los efectos correctivos de radiación Beamstrahlung y de estado inicial. El presente trabajo considera factores que intervienen en toda colisión de haces de partículas de alta energía, que no contribuyen a mejorar esta probabilidad de colisión como el Beamstrahlung y la radiación de Estado inicial. Para el cálculo numérico se utilizó un programa en Fortran.

Palabras clave: Modelo 3-3-1, bosones de Higgs neutros, “Beamstrahlung”, Radiación de estado inicial.

ABSTRACT

In the present work we calculated the cross section for the production of neutral Higgs bosons H_0^2 by the collision of the electron-positron pair, considering the correction caused by beamstrahlung (BS) and the initial state radiation (ISR-Initial State radiation). In the first part presents an overview of the 3-3-1 model with heavy leptons with based on the $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ group. The addition of charged heavy leptons extends the doublets of the Standard model (SM) to triplets. Thus, three triplets are introduced in the Higgs sector, unlike the SM which suggests a single doublet. The new particles introduced in this model acquire mass by the Higgs mechanism. The most developed sector is the Higgs sector with more extended particles such as: $H_1^0, H_2^0, H_3^0, h_0, H_1^\pm, H_2^\pm, H^{\pm\pm}$. Theories used were those concerning: the 3-3-1 model, relativistic kinematics high energy, Feynman diagrams, corrective effects of radiation Beamstrahlung and initial state. The present work considers factors involved in all high-energy collision process in a particle beam, the factors that not contribute to improve the likelihood of better events such as Beamstrahlung and Initial State Radiation. The numerical calculations of the effective cross-section were done by using a Fortran program.

Keywords: 3-3-1 model, neutral Higgs boson, Beamstrahlung, Initial state radiation.

I. INTRODUCCIÓN

La investigación a escalas de energía en torno de 1 TeV es de gran importancia para la Física de Partículas, ya que podría esclarecer muchas de las interrogantes aún sin resolver, como es el caso de los bosones de Higgs extendidos que, en caso de que existan, se convertirían en uno de los principales objetivos de la física experimental de altas energías. Existe una amplia literatura sobre la producción de partículas extendidas, basados en el desarrollo de diferentes modelos. Modelos alternativos o

extensiones del modelo estándar de las partículas elementales (ME), tales como Technicolor, Modelos Compuestos, Supersimetría, o Modelos 3-3-1, predicen la existencia de nuevas partículas, que necesariamente deberán manifestarse por debajo de la escala de 1 TeV. Una forma de verificar estos nuevos modelos es usando aceleradores de altas energías. Las máquinas de colisión del tipo e^+e^- poseen sus estados iniciales más simples y llevan a estados finales más fácilmente identificables, por lo que el desarrollo del presente trabajo está dirigido en éste canal.

Es importante estudiar extensiones del modelo estándar (ME) que puedan servir de guía en la búsqueda de una nueva física, la cual debe manifestarse en escalas de energía más altas.

En la producción de nuevas partículas la corrección provocada por la radiación de estado inicial y final, que es perturbativa, ocurre en cualquier proceso que contenga partículas con carga eléctrica o de color, ya sea en el estado inicial como en el estado final y se manifiesta con radiación de gluones o fotones. Otro efecto correctivo importante que se debe tener en cuenta es el “Beamstrahlung,” o sea, la radiación de un haz de partículas cargadas en un anillo del colisionador lineal, debida a su interacción con el campo electromagnético del otro haz, esto es, causado por la flexión de trayectorias de las partículas bajo la influencia de tales campos electromagnéticos. Durante esta flexión las partículas irradian fotones, causando una pérdida de energía del haz.

El objetivo principal del presente trabajo fue llevar a cabo un análisis de la producción de nuevas partículas. Se presenta un panorama general del modelo 3-3-1 con leptones pesados, haciendo hincapié en el sector escalar que incluye los bosones de Higgs extendidos, así como también en el sector de calibre con los bosones extendidos (simples y doblemente cargados), respectivamente. Se calcula la sección eficaz de la producción de Higgs neutros con los factores correctivos como el “Beamstrahlung” y la radiación de estado inicial. Se ejecuta el cálculo numérico de la sección eficaz de Born, así como la sección eficaz considerando los efectos de Beamstrahlung y la radiación de estado inicial.

II. PANORAMA DEL MODELO 3-3-1

Se han desarrollado un cierto número de modelos basados en la simetría de calibre $SU(3) \otimes SU(1)$: El modelo quiral 3-3-1 (Frampton, 1992: 2889-2891), el modelo 3-3-1 con neutrinos de mano derecha y el modelo 3-3-1 con leptones pesados desarrollado en el sector de las interacciones electrodébiles (Pisano y Pleitez, 1992:410).

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 tripletes, y en el sector de Higgs se introducen tres tripletes, a diferencia del modelo estándar que contiene sólo un doblete. En esta versión del modelo el operador de carga está dado por (Cieza et al., 2008: 116003-2):

$$\frac{Q}{e} = \frac{1}{2} (\lambda_3 - \sqrt{3}\lambda_8) + N \quad (2.1)$$

El Modelo de Leptones Pesados, introduce tres tripletes de leptones, bajo el grupo de simetría $SU(3)_L \otimes U(1)_N$, en los cuales, adicionalmente a los leptones cargados y a sus respectivos neutrinos, se incluye los leptones cargados pesados (Pleitez y Tonasse, 1993:2353). También se introduce los correspondientes leptones singletes de mano derecha. Por lo tanto, el sector leptónico resulta con el siguiente contenido

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{eL} &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \\ E^+ \end{pmatrix}_L \sim (3, 0) \\ e_R^- &\sim (1, -1); E_R^+ \sim (1, +1) \end{aligned} \right\} (2.2a)$$

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{\mu L} &= \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \\ M^+ \end{pmatrix}_L \sim (3, 0) \\ \mu_R^- &\sim (1, -1); M_R^+ \sim (1, +1) \end{aligned} \right\} (2.2b)$$

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{\tau L} &= \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \\ T^+ \end{pmatrix}_L \sim (3, 0) \\ \tau_R^- &\sim (1, -1); T_R^+ \sim (1, +1) \end{aligned} \right\} (2.2c)$$

Para el caso de los quarks, su contenido está dado por los multipletes:

$$Q_{1L} = \begin{pmatrix} \mu_1^\square \\ d_1^\square \\ J_1' \end{pmatrix}_L \sim (3, 2/3) \quad (2.3a) \quad Q_{2L} = \begin{pmatrix} J_2^\square \\ \mu_2^\square \\ d_2^\square \end{pmatrix}_L \sim (3^*, -1/3) \quad (2.3b)$$

$$Q_{3L} = \begin{pmatrix} J_3^\square \\ \mu_3^\square \\ d_3^\square \end{pmatrix}_L \sim (3^*, -1/3) \quad (2.3c)$$

donde J_α son los quarks exóticos de mano izquierda y los correspondientes quarks singletes de mano derecha pertenecen a las representaciones $\mu_{\alpha R} \sim (1, 2/3)$, $d_{\alpha R} \sim (1, -1/3)$ y $J_{1R} \sim (1, 5/3)$ y $J_{2R} \sim (1, -4/3)$. Donde $\alpha=1, 2, 3$. (Cieza y Tonasse, 2002:327).

De forma análoga que en el ME, para generar las masas de las partículas del modelo, se consideran ahora tres tripletes de Higgs (Tonasse, 1996:192), cuya representación está dada por:

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta_1^- \\ \eta_2^+ \end{pmatrix}_L \sim (3, 0); \quad \rho = \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^{++} \end{pmatrix}_L \sim (3, 1); \quad \chi = \begin{pmatrix} \chi^- \\ \chi^{--} \\ \chi^0 \end{pmatrix}_L \sim (3, -1) \quad (2.4)$$

donde los componentes neutros de los tripletes tienen el siguiente valor esperado de vacío (VEV): $\langle \eta^0 \rangle = v_\eta$, $\langle \rho^0 \rangle = v_\rho$, y $\langle \chi^0 \rangle = v_\chi$. Por lo tanto,

$$\langle \eta \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_\eta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \rho \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_\rho \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \chi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_\chi \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Además debe cumplirse que $v_\eta^2 + v_\rho^2 = v_w^2$, con $v_w = 246\text{GeV}$, el valor esperado del vacío de Weinberg y el patrón de ruptura de la simetría está dado por (Pisano y Pleitez, 1992:411)

$$SU(3)_L \otimes U(1)_N \xrightarrow{\langle \chi^0 \rangle} SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\langle \eta^0, \rho^0 \rangle} U(1)_{em} \quad (2.7)$$

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 lagrangiano de Higgs del modelo está dado por:

$$\mathcal{L}_H = (\mathcal{D}^\mu \Phi_i)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi_i) - V(\Phi_i) \quad (2.8)$$

donde, de manera más general, el nuevo potencial de Higgs, escrito en función de los tripletes (Tonasse, 1996:192), está dado por:

$$V_{(\eta, \rho, \chi)} = \mu_1^2 \eta^\dagger \eta + \mu_2^2 \rho^\dagger \rho + \mu_3^2 \chi^\dagger \chi + \lambda_1 (\eta^\dagger \eta)^2 + \lambda_2 (\rho^\dagger \rho)^2 + \lambda_3 (\chi^\dagger \chi)^2 \\ + \eta^\dagger \eta [\lambda_4 (\rho^\dagger \rho) + \lambda_5 (\chi^\dagger \chi)] + \lambda_6 (\rho^\dagger \rho) (\chi^\dagger \chi) + \lambda_7 (\rho^\dagger \eta) (\eta^\dagger \rho) + \\ + \lambda_8 (\chi^\dagger \eta) (\eta^\dagger \chi) + \lambda_9 (\rho^\dagger \chi) (\chi^\dagger \rho) + \left(\frac{f}{2} \epsilon^{ijk} \eta_i \rho_j \chi_k + \text{H. c.} \right) \quad (2.9)$$

Se considera f y μ_j ($j=1, 2, 3$) como constantes con dimensión de masa y λ_i ($i=1, 2, \dots, 9$) son constantes adimensionales.

- Las masas de los bosones de calibre se obtienen del lagrangiano de Higgs(2.8), sin considerar el potencial:

$$\mathcal{L}_{\text{Masa Bosones}} = (\mathcal{D}_\mu \phi_i)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi_i) \quad (2.10)$$

donde la derivada covariante (Pisano y Pleitez. 1992:410):

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig(\vec{W}_\mu \cdot \vec{\lambda}/2) + ig' N_\phi B_\mu \quad (2.11)$$

y N_ϕ es la carga del triplete de Higgs ($\phi = \eta, \rho, \chi$), W_μ y B_μ son los campos bosónicos de SU(3) y SU(1) respectivamente y los $\vec{\lambda}$ son las matrices de Gell-Mann.

Al sustituir (2.11) en la ecuación (2.10), y si se expande los campos escalares de Higgs alrededor de los VEV de la siguiente manera

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_\eta + h_\eta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \rho = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_\rho + h_\rho \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_\chi + h_\chi \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

obtenemos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{MB}} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu h_\eta)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu h_\rho)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu h_\chi)^2 + \frac{1}{4}W_\mu^- W^{+\mu} g^2 (v_\eta^2 + v_\rho^2) + \\ & \frac{1}{4}V_\mu^- V^{+\mu} g^2 (v_\eta^2 + v_\chi^2) + \frac{1}{4}U_\mu^- U^{+\mu} g^2 (v_\rho^2 + v_\chi^2) + \frac{1}{2} M^2 + \text{términos de int.} \end{aligned} \quad (2.12)$$

donde:

$$M^2 = \frac{g^2}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^8 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (v_\eta^2 + v_\chi^2) & \frac{1}{\sqrt{3}}(v_\eta^2 - v_\chi^2) & -2\frac{g'}{g}v_\rho^2 \\ \frac{1}{\sqrt{3}}(v_\eta^2 - v_\chi^2) & \frac{1}{3}(v_\eta^2 + v_\rho^2 + 4v_\chi^2) & \frac{2g'}{\sqrt{3}g}(v_\rho^2 + 2v_\chi^2) \\ -2\frac{g'}{g}v_\rho^2 & \frac{2g'}{\sqrt{3}g}(v_\rho^2 + 2v_\chi^2) & 4\frac{g'^2}{g^2}(v_\rho^2 + v_\chi^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ W^{8\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

y los nuevos bosones físicos cargados se han definido en función de los bosones de gauge mediante las relaciones:

$$\sqrt{2}W^\pm = (W^1 \mp iW^2), \quad \sqrt{2}V^\pm = (W^4 \pm iW^5), \quad \sqrt{2}U^{\pm\pm} = (W^6 \pm iW^7) \quad (2.14)$$

Después de haber operado, reagrupado y considerando las relaciones (2.14), las masas de bosones cargados, que se desprenden del lagrangiano obtenido en (2.12) son

$$M_W^2 = \frac{1}{4}g^2(v_\eta^2 + v_\rho^2), \quad M_V^2 = \frac{1}{4}g^2(v_\eta^2 + v_\chi^2), \quad M_U^2 = \frac{1}{4}g^2(v_\rho^2 + v_\chi^2) \quad (2.15)$$

donde $(v_\eta^2 + v_\rho^2) = v^2$ es el valor esperado del vacío del bosón de Higgs en el modelo estándar.

Diagonalizando la matriz M^2 , obtenemos la masa de los bosones neutros, entre los cuales resulta apareciendo el bosón exótico (Z_\square).

$$M_A^2 = 0, \quad M_Z^2 \simeq \frac{g^2 g^2 + 4g^{\square 2}}{4g^2 + 3g^{\square 2}} (v_\eta^2 + v_\rho^2) \quad (2.16a)$$

$$M_{Z_\square}^2 \simeq \frac{1}{3}(g^2 + 3g^{\square 2})v_\chi^2 \quad (2.16b)$$

- Las masas de los Higgs se calculan expandiendo el potencial $V_{(\eta,\rho,\chi)}$ (2.9), alrededor de su mínimo. La ruptura de simetría se implementa redefiniendo los campos escalares neutros mediante las funciones:

$$\begin{aligned} \phi_i &= \frac{v_\phi + h_\phi + i\zeta_\phi}{\sqrt{2}} \\ \phi_i &= \eta^0, \rho^0, \chi^0 \end{aligned} \quad (2.17)$$

y restringiéndolo para que no contengan términos lineales en cualquiera de sus campos h_ϕ, ζ_ϕ ; $\phi = \eta, \rho, \chi$.

Las masas del primer contenido de Higgs ($m_{H_1^0}^2, m_{H_2^0}^2, m_{H_3^0}^2$) son expresadas en el potencial (2.9) por las expresiones cuadráticas que contengan los campos escalares neutros h_η, h_ρ, h_χ , que se pueden obtener al diagonalizar la matriz M_h^2 . El procedimiento se realiza tomando la aproximación $f \sim -v_\chi$, así como asumiendo que $v_\chi \gg v_{\eta,\rho}$. El resultado es el siguiente:

$$\left. \begin{aligned} m_{H_2^0}^2 &\approx \frac{v_W^2 v_\chi^2}{2v_\eta v_\rho} & ; & & m_{H_3^0}^2 &\approx -4\lambda_3 v_\chi^2 \\ m_{H_1^0}^2 &\approx 2 \frac{\lambda_2 v_\rho^4 - \lambda_1 v_\eta^4}{v_\rho^2 - v_\eta^2} \end{aligned} \right\} \quad (2.18)$$

Las masas del segundo contenido de Higgs ($m_{h^0}^2, m_{H_1^\pm}^2, m_{H_2^\pm}^2, m_{H^{\pm\pm}}^2$) se extraen del potencial de los campos escalares neutros $\zeta_\eta, \zeta_\rho, \zeta_\chi$, mediante la diagonalización de la matriz de masa M_ζ^2 . La masa del Higgs M_{h^0} se expresa mediante la ecuación

$$M_{h^0}^2 = -\frac{f}{2\sqrt{2}} \left(\frac{v_\eta v_\rho}{v_\chi} + \frac{v_\eta v_\chi}{v_\rho} + \frac{v_\rho v_\chi}{v_\eta} \right) \quad (2.19)$$

mientras que del potencial remanente (sector cargado) sin considerar términos de interacción, encontramos las masas cuadradas del sector de Higgs cargados (Cieza et al., 2007: 117703-1):

$$\left. \begin{aligned} m_{H_1^\pm}^2 &\approx \frac{v_W^2}{2v_\eta v_\rho} (fv_\chi - 2\lambda_7 v_\eta v_\rho) & ; & & m_{H_2^\pm}^2 &\approx \frac{v_\eta^2 + v_\chi^2}{2v_\eta v_\chi} (fv_\rho - 2\lambda_8 v_\eta v_\chi) \\ m_{H^{\pm\pm}}^2 &\approx \frac{v_\rho^2 + v_\chi^2}{2v_\rho v_\chi} (fv_\eta - 2\lambda_9 v_\rho v_\chi) \end{aligned} \right\} \quad (2.20)$$

- Finalmente, las masas de los leptones cargados es $m_l = G_l v_\eta / \sqrt{2}$ y la de los quarks (Pisano y Pleitez, 1992:412) está dada por:

$$\left. \begin{aligned} m_u &= G_u \frac{v_\eta}{\sqrt{2}}, & m_c &= G_c \frac{v_\rho}{\sqrt{2}}, & m_t &= G_t \frac{v_t}{\sqrt{2}} \\ m_d &= G_d \frac{v_\rho}{\sqrt{2}}, & m_s &= G_c \frac{v_\eta}{\sqrt{2}}, & m_b &= G_t \frac{v_\eta}{\sqrt{2}} \\ m_{J1} &= G_{J1} \frac{v_\chi}{\sqrt{2}}, & m_s &= G_{J2} \frac{v_\chi}{\sqrt{2}}, & m_{J3} &= G_{J3} \frac{v_\chi}{\sqrt{2}} \end{aligned} \right\} \quad (2.21)$$

III. Sección eficaz de la producción de bosones de Higgs neutros considerando el “beamstrhlung” y la ISR

El diagrama de Feynman de la producción de Higgs neutros H_2^0 , sin considerar los efectos correctivos de BS e ISR, se aprecia en la Fig. 1.

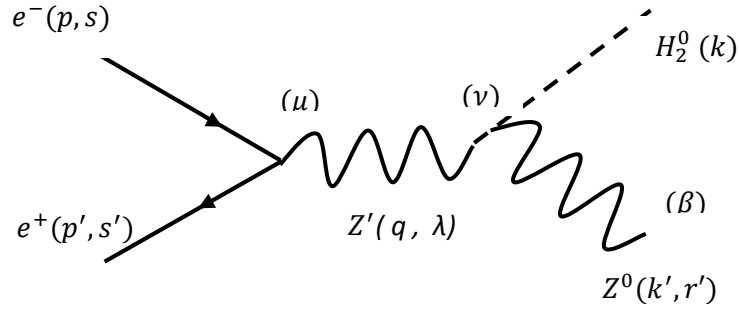


Fig. 1: Producción de H_2^0 sin considerar el BS e ISR

y la sección eficaz del correspondiente proceso se expresa mediante la fórmula (Griffiths, 1987: 209):

$$\sigma = \frac{(2\pi)^4}{4\sqrt{(p \cdot p')^2 - (m_e m_e)^2}} \int \frac{|\mathcal{M}|^2 d^3\vec{k}}{2\sqrt{k^2 + m_H^2}} \frac{d^3\vec{k}'}{2\sqrt{k'^2 + m_Z^2}} \left[\frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{d^3\vec{k}'}{(2\pi)^3} \right] \quad (3.1)$$

donde $|\mathcal{M}|^2$ es el cuadrado de la amplitud del proceso y se expresa como:

$$|\mathcal{M}|^2 = 2 \left(\frac{\exists}{(2E)^2 - m_{Z'}^2} \right) (C_V'^2 + C_A'^2) \left(2 + \frac{\vec{k}^2 \text{sen}^2 \theta}{m_Z^2} \right) \quad (3.2)$$

con

$$C_V' = \frac{(1 - 10 \text{sen}^2 \theta_w)}{2\sqrt{3}(1 - \text{sen}^2 \theta_w)} ; C_A' = \frac{(1 + 2 \text{sen}^2 \theta_w)}{2\sqrt{3}(1 - \text{sen}^2 \theta_w)}$$

Integrando la ecuación (3.1) se obtuvo que:

$$\sigma = A \frac{|\vec{k}|}{2E} \left(1 + \frac{|\vec{k}|^2}{3m_Z^2} \right) \quad (3.3)$$

donde:

$$A = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\exists}{4E^2 - m_{Z'}^2} \right)^2 (C_V'^2 + C_A'^2); \quad \exists = \frac{g C_{ZZ'H}}{2 \cos \theta_w}$$

$$|\vec{k}| = \sqrt{\left(E + \frac{m_{Z'}^2 - m_H^2}{4E} \right)^2 - m_{Z'}^2}$$

En la fórmula obtenida, el factor "A" contiene una parte divergente $D = \left(\frac{1}{4E^2 - m_{Z'}^2} \right)$. Sin embargo, tal divergencia no existe ya que se debe tener en cuenta que las partículas resonadoras (Z') tienen un decaimiento intrínseco. Por lo tanto, teniendo en cuenta la relación de Breit - Wigner, en lugar de "D" se debe escribir el factor "d"

$$d = \frac{1}{\left[\left(4E^2 - m_{Z'}^2 + \frac{\Gamma_{Z'}^2}{4} \right)^2 + m_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2 \right]^{1/2}}$$

con lo que el factor A, toma la forma:

$$A = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\exists}{d} \right)^2 (C_V'^2 + C_A'^2)$$

$\Gamma_{Z'}$ es el decaimiento del bosón Z' y está determinada por (Ramírez, 2010:110):

$$\Gamma_{Z' \rightarrow ZH_2^0} = \frac{(C_{ZZ'H})^2}{48\pi m_{Z'}^3} \left[2 + \frac{(m_{Z'}^2 + m_Z^2 - m_{H_2^0}^2)^2}{m_Z^2 m_{Z'}^2} \right] \left[\left(\frac{m_{Z'}^2 + m_{H_2^0}^2 - m_Z^2}{2m_{Z'}^2} \right)^2 - m_{H_2^0}^2 \right]^{1/2} \quad (3.4)$$

donde las masas de Z' y H_2^0 están determinadas en las ecuaciones en (2.16b) y (2.18) respectivamente.

- La sección eficaz, considerando ambos efectos, se calcula por separado (Para el BS y el ISR), por ser fenómenos independientes. Para esto se utilizó el diagrama de Feynman de alto grado (no en el nivel de árbol) apreciado en la Fig.2.

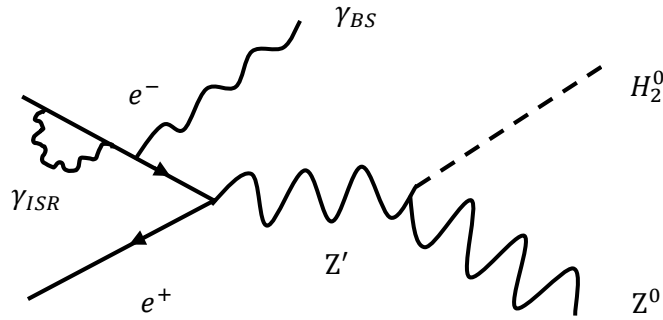


Fig. 2: Producción de Higgs H_2^0 con efectos BS e ISR.

El Beamstrahlung es un efecto que ocurre en colisiones e^+e^- de alta energía, cuando cada haz de e^+ (e^-), debido a su alta densidad, genera un campo electromagnético fuerte. Entonces cuando el otro haz pasa a través de este campo electromagnético, su trayectoria se curva y las partículas curvadas irradian fotones. Esta pérdida de energía es llamada Beamstrahlung.

El beamstrahlung clásico y cuántico está determinado por el parámetro de radiación Y (Cuando $Y > 1$ los fotones individuales pueden llevarse una fracción significativa de la energía del haz de partículas y la radiación clásica se rompe). El parámetro Y no es constante durante la colisión, pero es posible definir un parámetro beamstrahlung promedio Y_p , el cual depende del radio del electrón (r_e), del número de partículas por haz (N), del factor gamma (Γ), de la estructura fina (α) y de los parámetros del haz ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$). Debemos considerar que en este caso los parámetros del haz no dependen de los parámetros de ruptura H_D (Peskin, 1999: 3; Chen, 1993:2-3).

Por lo tanto el parámetro del beamstrahlung está dado por (Chen, 1993,1):

$$Y_p = \frac{5}{6} \frac{r_e^2 \alpha N}{\sigma_x \sigma_z (\sigma_x + \sigma_y)} \quad (3.4)$$

En algunos casos, en las colisiones par electrón – positrón se emite y absorbe fotones antes de la colisión (Lo cual esta descrito por el proceso $e^+ + e^- \rightarrow \gamma_{ISR} + \text{hadrones}$, (para llevar al centro de masa bajo las resonancias). A éste efecto se llama Initial State Radiation (Druzhinin et al.,2011:2).

En el presente trabajo no se han considerado los factores de mejora (Thompson y Chen, 1999: 1), los cuales dependen de factores de ruptura, que pueden variar según la geometría del enjambre de partículas (Barklow et al., 1999:307), y contribuyen el incremento de luminosidad.

La sección eficaz diferencial con efecto BS está relacionada con la sección eficaz diferencial sin efecto BS (σ_f), mediante la ecuación (3.5):

$$\frac{d\sigma(s, y)}{dy} = W_{BS}(y) \cdot \sigma_f(s(1 - y)) \quad (3.5)$$

donde:

$$W_{BS}(y) = 0.2 \left(\frac{\alpha \sigma_z \Upsilon}{\gamma l} \right)^2 \sqrt{\frac{1 - y}{\Upsilon y}} e^{\left(\frac{-2(1-y)}{3\Upsilon y} + \frac{4}{(1-y)} \right)} \quad (3.6)$$

es la función que describe la densidad de probabilidad del beamstrahlung y la variable “y” es la fracción de energía perdida mediante fotones emitidos del BS. Por tanto, la sección eficaz considerando el efecto BS es:

$$\sigma(s, y) = \int W_{BS}(y) \cdot \sigma_f(s(1 - y)) dy \quad (3.7)$$

Para la sección eficaz considerando la ISR se tiene una relación similar (Wang, 2006: 1):

$$\frac{d\sigma(s, x)}{dx} = W_{ISR}(s, x) \cdot \sigma_f(s(1 - x)) \quad (3.8)$$

donde $W_{ISR}(s, x)$ es la función que describe la densidad de probabilidad de emisión de fotones, para la cual se puede tomar los espectros propuestos como O. Nicosini, Kuraev y Fadin (Rong, 2006: 11) y la variable “x” es la fracción de energía perdida mediante fotones emitidos de la ISR, por tanto obtenemos:

$$\sigma(s, x) = \int W_{ISR_Y}(s, x) \cdot \sigma_f(s(1 - x)) dx \quad (3.9)$$

En consecuencia, para la sección eficaz considerando ambos efectos, obtuvimos:

$$\sigma(s, x, y) = \int_{x_0}^1 (W_{ISR_Y}(s, x)) \cdot \sigma_f(s(1 - x)) dx + \int_{y_0}^1 (W_{BS_Y}(y)) \cdot \sigma_f(s(1 - y)) dy \quad (3.10)$$

Debemos anotar que para la distribución W_{ISR_Y} , se puede emplear la distribución $W_{ISR_{NY}}$ de Nicosini o la distribución $W_{ISR_{KFY}}$ de Kuraev (Apéndice), y que $2E = \sqrt{s(1 - f)}$, es la efectiva energía del centro de masa, en cualquiera de los efectos ($f = y, x$).

IV. ANÁLISIS NUMÉRICO, RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Para el cálculo de la sección eficaz considerando ambos efectos se utilizó un programa en lenguaje Fortran. La distribución de energía del BS utilizada esta detallada en la ecuación 3.6 y para el ISR se utilizó la de O. Nicosini ($W_{ISR_{NY}}$).

Los parámetros utilizados en la tabla 4.1, están incorporados en el programa en Fortran, lo cual nos permite hallar el parámetro de radiación Y además de las distribuciones de fotones irradiados del BS e ISR, para el posterior cálculo de las secciones de choque.

Tabla 4.1: Principales parámetros utilizados en el programa

Parámetro	Descripción	Valor
m_e	Masa del electrón	$5.1 \times 10^{-4} \text{ GeV}$
r_e	Radio del electrón	$2.8179 \times 10^{-15} \text{ metros}$
N_e	Electrones por enjambre	0.74×10^{10}
α	Factor estructura fina	$1/137.035999$
e	Carga del electrón	0.303922089
σ_z	Parámetro longitudinal del haz	$4.5 \times 10^{-5} \text{ nm}$
$\sigma_x + \sigma_y$	Parámetro horizontal y vertical	$4.1 \times 10^{-8} \text{ nm}$
$\text{sen}\theta_w$	Seno del ángulo de Weinberg	0.481144
$\text{cos}\theta_w$	Coseno del ángulo de Weinberg	0.876356
v_η	VEV del triplete Higgs η	195 GeV
γ	Factor gama	$2561.33/(4m_e)$

Para el cálculo de sección eficaz para la producción de H_2^0 , se consideró la ecuación (2.16b) y mediante la parametrización $\tan \theta_w = g'/g$, (ángulo de Weinberg; $\text{sen}^2 \theta_w = 0.23116$), se nota que el bosón Z^0 es directamente proporcional a v_χ (2.16b):

$$M_{Z^0} = \frac{e}{\text{sen}\theta_w} \frac{\text{cos}\theta_w}{\sqrt{3(1 - 4\text{sen}\theta_w^2)}} v_\chi$$

Para la producción H_2^0 , se consideró el proceso $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 H_2^0$. Tomamos el rango $\sqrt{s} = 2E = < 1600 - 1900 > \text{ GeV}$, vale decir, alrededor de la masa M_{Z^0} con el fin de obtener un efecto de resonancia. El programa utilizado ejecuta dos simulaciones del cálculo de la sección de choque σ , primero sin los efectos del BS ni de la ISR, y después con la contribución de ambos efectos correctivos (Programa proporcionado por el Dr. Jorge Cieza Montalvo de la Universidad de Estado de Rio de Janeiro – Brasil)

Tabla 4.2. Valores de las masas en GeV para la producción de H_2^0

v_χ	m_Z	m_{Z^0}	$m_{H_2^0}$
1000	91.05	1707.60	1017.2

Tabla 4.3. Valores de la sección eficaz en pb^1 para la producción de H_2^0

\sqrt{s}	σ con (BS + ISR)	σ sin (BS + ISR)	\sqrt{s}	σ con (BS + ISR)	σ sin (BS + ISR)
00.000	0.718	1.531	1751.515	0.990	2.073
1603.030	0.727	1.549	1754.545	0.989	2.071
1606.061	0.736	1.566	1757.576	0.989	2.069
1609.091	0.745	1.584	1760.606	0.988	2.066
1612.121	0.753	1.601	1763.636	0.986	2.062
1615.152	0.761	1.619	1766.667	0.985	2.058
1618.182	0.770	1.636	1769.697	0.983	2.053

¹pb= Pico barn = 10^{-40} m^2

1621.212	0.778	1.654
1624.242	0.787	1.671
1627.273	0.795	1.688
1630.303	0.803	1.705
1633.333	0.811	1.722
1636.364	0.820	1.738
1639.394	0.828	1.755
1642.424	0.836	1.771
1645.455	0.843	1.787
1648.485	0.851	1.802
1651.515	0.859	1.818
1654.545	0.866	1.833
1657.576	0.873	1.848
1660.606	0.881	1.862
1663.636	0.888	1.876
1666.667	0.894	1.890
1669.697	0.901	1.904
1672.727	0.907	1.917
1675.758	0.913	1.929
1678.788	0.920	1.941
1681.818	0.926	1.953
1684.848	0.931	1.964
1687.879	0.936	1.975
1690.909	0.942	1.985
1693.939	0.947	1.995
1696.970	0.951	2.004
1700.000	0.956	2.013
1703.030	0.960	2.021
1706.061	0.964	2.029
1709.091	0.968	2.036
1712.121	0.971	2.043
1715.152	0.974	2.049
1718.182	0.978	2.054
1721.212	0.980	2.059
1724.242	0.982	2.063
1727.273	0.984	2.066
1730.303	0.986	2.069
1733.333	0.988	2.072
1736.364	0.989	2.073
1739.394	0.989	2.075
1742.424	0.990	2.075
1745.455	0.990	2.075
1748.485	0.990	2.074

1772.727	0.980	2.048
1775.758	0.978	2.042
1778.788	0.975	2.036
1781.818	0.972	2.029
1784.848	0.969	2.021
1787.879	0.966	2.014
1790.909	0.962	2.005
1793.939	0.958	1.997
1796.970	0.954	1.987
1800.000	0.950	1.978
1803.030	0.945	1.968
1806.061	0.940	1.957
1809.091	0.936	1.947
1812.121	0.931	1.936
1815.152	0.926	1.924
1818.182	0.920	1.912
1821.212	0.915	1.900
1824.242	0.909	1.888
1827.273	0.903	1.875
1830.303	0.897	1.862
1833.333	0.891	1.849
1836.364	0.885	1.836
1839.394	0.878	1.822
1842.424	0.872	1.809
1845.455	0.866	1.795
1848.485	0.859	1.780
1851.515	0.853	1.766
1854.545	0.846	1.752
1857.576	0.839	1.737
1860.606	0.833	1.723
1863.636	0.826	1.708
1866.667	0.819	1.693
1869.697	0.812	1.678
1872.727	0.805	1.663
1875.758	0.798	1.648
1878.788	0.791	1.633
1881.818	0.784	1.618
1884.848	0.777	1.603
1887.879	0.770	1.588
1890.909	0.763	1.573
1893.939	0.756	1.558
1896.970	0.748	1.543
1900.000	0.741	1.528

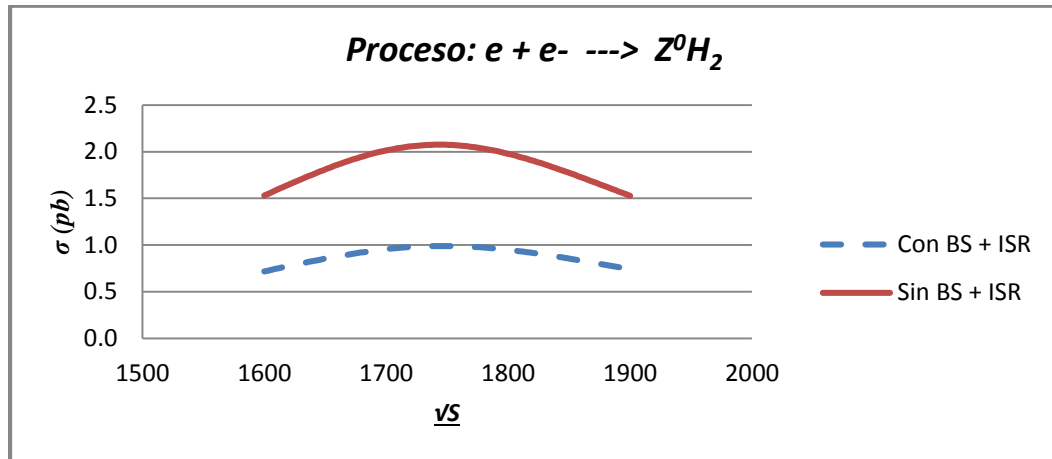


Fig. 4.1. Sección de choque para producción de H_2^0 con efecto y sin efecto del BS e ISR.

Se realizó un gráfico (Fig. 4.1) tomando en cuenta los datos de la Tabla 4.3, claramente se observó que la sección de choque sin efectos (líneas continuas) se reduce considerando ambos efectos (líneas no continuas).

Los resultados obtenidos dependen ampliamente de los parámetros utilizados incorporados en el programa en Fortran, tal como el VEV del tercer triplete de Higgs.

V. CONCLUSIONES

- Con $v_\chi = 1000 \text{ GeV}$, se obtuvo la masa del bosón exótico Z' de 1707.60 GeV y para el Higgs neutro exótico H_2^0 se halló una masa de 1017.2 GeV con un VEV del primer triplete de Higgs de $v_\eta = 195 \text{ GeV}$. Las constantes de acoplamiento λ_i ($i = 1, 2 \dots 9$) no fueron necesarias para el cálculo numérico; sin embargo, son necesarias para el cálculo teórico de las otras partículas extensivas del sector escalar.
- La sección eficaz para la producción de Higgs neutros (H_2^0) mediante el proceso $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 H_{(2)}^0$, se reduce si consideramos los efectos “Beamstrahlung” y Radiación de Estado Inicial. Para el cálculo de la sección eficaz se consideró solo la contribución del Z' , debido que existe un solo acoplamiento con el estado final del proceso estudiado.
- El “Beamstrahlung” y la radiación de estado inicial son los efectos más importantes que se deben considerar para cálculo de una sección eficaz visible, ya que son efectos correctivos que se investigan y se deben tener en cuenta para la producción de nuevas partículas, independiente de los modelos extensivos en los que se estudien.

VI. REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BARKLOW, T., BOWER, G., DECKER, F.J. 1999. “Experimental Evidence for Beam Beam disruption at the SLAC Stanford, Particle Accelerator Conference, New York.
- CHEN, P. 1993. Disruption Effects from de Collisions of Quasi-Flat Beams. Stanford Linear Accelerator Center.
- CIEZA, J. E., TONASSE, M.D. 2002. Pairs of charged leptones heavy from an $SU(3)L \otimes U(1)N$ model at CERN LCH. Nuclear Physics B 623 325-341.

- CIEZA, J. E., CORTEZ, N., TONASSE, M.D. 2007. Signatures of doubly charged Higgs in the $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ model at the CERN LHC. *Phys. Rev. D* 76, 117703.
- 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.
- 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.
- FRAMPTON, P. 1992. Chiral Dilepton Model and the flavor question. *Physical Review letters* Volume 69, number 20.
- GRIFFITHS, D. 1987. *Introduction to elementary Particles*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA
- HAGERDORN, R., BENJAMIN, W.A. 1964, *Relativistic Kinematics A guide to the Kinematic problems of High-Energy Physics*
- PESKIN, M. 1999. *Consistent Yokoya-Chen Approximation to Beamstrahlung*. Stanford Linear Accelerator Center Stanford, CA.
- PISANO, F., PLEITEZ, V. 1992. $SU(3) \otimes U(1)$ model for electroweak interactions, *Phys. Rev. D* 46 410.
- PLEITEZ, V., TONASSE, M.D. 1993. Heavy charge leptons in an $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ model, *Phys. Rev. D* 48 2353
- RAMIREZ, G. 2010 Cálculo de la anchura del bosón Z' en el marco del modelo 331. Universidad Nacional de Trujillo.
- RONG, G. 2006. Institute of High Energy Physics, Beijing 100049, P.R. China, Recent results on $\psi(3770)$ production & decays from BES/BEPC.
- THOMPSON, K.A., CHEN, P. 1999. Disruption effects in e^-e^- linear colliders, Stanford Linear Accelerator Center Stanford, California.
- TONASSE, M.D. 1996. The escalar sector of 3-3-1 models. *Physics Letter B* 381.
- DRUZHININ, V.P., EIDELMAN, S., SEREDNYAKOV, S., SOLODODV, E. 2011. Hadron production via e^+e^- . Collisions with Initial State Radiation.
- WANG, W. 2006. Studies of $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ at BARBAR using Initial State Radiation (ISR).

ANEXO

Para un espectro de Energía de fotones propuesto por Nicosini:

$$W_{\text{ISRNY}}(s, x) = \delta_1^2 \beta x^{\beta-1} \left(1 - \frac{1}{24} \pi^2 \beta^2 \right) + \frac{\delta_1^2}{2} \beta x^{\left(\frac{\beta}{2}-1\right)} \left[(1-x)^{-\frac{\beta}{2}} - 1 \right] \\ - \frac{\delta_1}{2} \beta \left[(2-x)x^{\frac{\beta}{2}} - \frac{\beta}{2} \left((2-x) \ln(1-x) - x \right) \right] \\ + \frac{1}{16} \beta^2 \left[(2-x)(2 \ln(1-x) - 4 \ln x) - \frac{4 \ln(1-x)}{x} - 6 + 3x \right]$$

donde:

$$\beta = \frac{2\alpha}{\pi} \left[\ln \frac{s}{(m_e c^2)^2} - 1 \right] = \frac{2\alpha}{\pi} \left[\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right]$$

$$x = 1 - 4 \frac{m_e c^2}{\sqrt{s}} = x = 1 - 4 \frac{m_e}{\sqrt{s}}$$

$$\delta_1 = 1 + \frac{3}{8} \beta$$

Para un espectro de Energía de fotones propuesto por Kuraev y Fadin:

$$W_{\text{ISRKFY}}(s, x) = \beta x^{\beta-1} \delta^{\text{KF}} + \delta^{\text{H}}$$

donde:

$$\delta^{\text{KF}} = 1 + \frac{3}{4} \beta + \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right] - \frac{\beta^2}{24} \left[\frac{1}{3} \ln \frac{s}{m_e^2} + 2\pi^2 - \frac{37}{4} \right]$$

$$\delta^{\text{H}} = \delta_1^{\text{H}} + \delta_2^{\text{H}}$$

$$\delta^{\text{H}} = \underbrace{-\beta \left(1 - \frac{x}{2} \right)}_{\delta_1^{\text{H}}} + \underbrace{\frac{1}{8} \beta^2 \left[4(2-x) \ln \left(\frac{1}{x} \right) - \frac{1+3(1-x)^2}{x} \ln(1-x) - 6 - x \right]}_{\delta_2^{\text{H}}}$$