Z' e léptons neutros extras em alguns modelos BSM

Diego Cogollo
UFCG
PhenoBR 2021

Z' é naturalmente BSM

Modelos com extensões mínimas locais U(1).

Modelos L-R $SU(2)_L SU(2)_R U(1)_{B-L}$

Modelos 331 $SU(3)_C SU(3)_L U(1)_N$

Modelos 341 $SU(3)_L SU(4)_L U(1)_N$

$331_{RH\nu}$

$$f_L^a = \begin{pmatrix} \nu_L^a \\ \ell_L^a \\ (\nu_R^a)^c \end{pmatrix} \sim (1, 3, \tfrac{-1}{3}), \ell_R^a \sim (1, 1, -1),$$

$$a = 1, 2, 3.$$

331 $\longrightarrow$ 321 ~ Tev $M_{Z'}^2 \sim g^2 v_{\chi'}^2,$ $\geq$ 5 Tev (LHC).

$$(\nu_R)^c$$ $\Rightarrow$ BSM Grau de liberdade

$$\bar{f}_L (f_L)^c = 3^* \bigotimes 3^* = 3 \bigoplus 6^* .$$

Acoplamento para gerar massa dos neutrinos no modelo

Primeiro tipo $\quad G_{ab}\epsilon^{ijk}(\overline{f_L^a})_i (f_L^b)_j^c (\rho^*)_k$

quando $< \rho >_0 \neq 0,$ gera-se massa de Dirac para dois neutrinos (degenerado), enquanto o terceiro fica sem massa.

$$G^s_{ab}(\overline{f^a_L})(f^b_L)^c S$$

Segundo tipo

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \Delta^0 & \Delta^- & \Phi^0 \\ \Delta^- & \Delta^{--} & \Phi^- \\ \Phi^0 & \Phi^- & \sigma^0 \end{pmatrix} \sim (1, 6, \tfrac{-2}{3}).$$

Quando a simetria 331 quebra para $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$

$$\bar{f_L^C} S f_L \to \bar{L}^C \Delta L + \bar{L} \Phi \nu_R + \bar{\nu}_R^C \sigma_0 \nu_R,$$

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Delta^0 & \Delta^- \\ \Delta^- & \Delta^{--} \end{pmatrix}, \; \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi^0 \\ \Phi^- \end{pmatrix}, \; \frac{\sigma^0}{\sqrt{2}}.$$

$$L(\sigma^0) = -\,2,$$
$$L(\Delta^0, \Delta^-, \Delta^{--}) = \ 2.$$

Quando Φ_0 e σ_0 desenvolvem vev, são gerados os seguintes termos de massa na base

$$\frac{1}{2}\begin{pmatrix} \bar{\nu_L^C} \ , \ \overline{\nu_R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^C \end{pmatrix},$$

$$M_D = G v_\Phi \quad \text{and } M = G v_\sigma ,$$

o caso de $v_\sigma \gg v_\Phi$ leva a uma relação entre M_D e M conhecida como mecanismo See-Saw

$$m_{\nu L} \simeq -m_D M_R^{-1} m_D , m_{\nu R} \simeq M_R ,$$

em termos dos Vev´s

$$m_{\nu L} \sim \frac{v_\Phi^2}{v_\sigma} \qquad m_{\nu R} \sim v_\sigma$$

Quando σ_0 desenvolve vev, a simetria 331 e a simetria de número leptônico são quebradas

$v_\sigma \sim$ Tev, $v_\Phi \sim$ Mev, $m_{\nu L} \sim \frac{v_\Phi^2}{v_\sigma}$ ~ eVs

https://inspirehep.net/literature/788685

Flavour Changed Neutral Interactions

Duas famílias de quarks transformam como anti-tripletos, e a restante como tripleto por $SU(3)_L \bigotimes U(1)_N$

Quebra da universalidade das interações do bóson Z' com os quarks!

Por exemplo, no $331_{RH\nu}$

$$L^{331_{RH\nu}}_{Z^2 u_3} = -\frac{g}{2C_\omega}\{\bar{u}_{3L}\gamma^\mu[\frac{(3-2S^2_\omega)}{3\sqrt{3-4S^2_\omega}}]u_{3L}\}Z^2_\mu$$

$$- \frac{g}{2C_\omega}\{\bar{u}_{iR}\gamma^\mu[\frac{4S^2_\omega}{3\sqrt{3-4S^2_\omega}}]u_{iR}\}Z^2_\mu.$$

$$\mathcal{L}_u^{Z'} = \frac{g}{2C_W}\left(\frac{3-4S_W^2}{3\sqrt{3-4S_W^2}}\right)\bar{u}_{aL}\gamma_\mu u_{aL}Z'_\mu - \frac{g}{2C_W}\left(\frac{6(1-S_W^2)}{3\sqrt{3-4S_W^2}}\right)\bar{u}_{3L}\gamma_\mu u_{3L}Z'_\mu,$$

$$\mathcal{L}_d^{Z'} = \frac{g}{2C_W}\left(\frac{3-4S_W^2}{3\sqrt{3-4S_W^2}}\right)\bar{d}_{aL}\gamma_\mu d_{aL}Z'_\mu - \frac{g}{2C_W}\left(\frac{6(1-S_W^2)}{3\sqrt{3-4S_W^2}}\right)\bar{d}_{3L}\gamma_\mu d_{3L}Z'_\mu.$$

FCNI at tree Level!

Autoestados de massa são superposições dos autoestados de sabor:

$$\begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R} = V^u_{L,R} \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}_{L,R}, \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R} = V^d_{L,R} \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix},$$

Os primeiros termos das lagrangianas de corrente neutra se transformam da forma:

$$\mathcal{L}^Z_{u+d} \sim \begin{pmatrix} \bar{u}' & \bar{c}' & \bar{t}' \end{pmatrix}_L (V^u_L)^\dagger (V^u_L) \gamma^\mu Z'_\mu \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}_L +$$

$$\begin{pmatrix} \bar{d}' & \bar{s}' & \bar{b}' \end{pmatrix}_L (V^d_L)^\dagger (V^d_L) \gamma^\mu Z'_\mu \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L .$$

Dos segundos termos obtemos as seguintes interações de *FCNC*

$$\left.\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Z'}^{K^0-\bar{K}^0} &= \left(\frac{-g\, C_W}{\sqrt{3-4S_W^2}}\right)\{(V_L^d)^*_{31}(V_L^d)_{32}\}[\bar{d}'_{1L}\gamma_\mu d'_{2L}]Z' \\[2em]
\mathcal{L}_{Z'}^{D^0-\bar{D}^0} &= \left(\frac{-g\, C_W}{\sqrt{3-4S_W^2}}\right)\{(V_L^u)^*_{31}(V_L^u)_{32}\}[\bar{u}'_{1L}\gamma_\mu u'_{2L}]Z' \\[2em]
\mathcal{L}_{Z'}^{B_d^0-\bar{B}_d^0} &= \left(\frac{-g\, C_W}{\sqrt{3-4S_W^2}}\right)\{(V_L^d)^*_{31}(V_L^d)_{33}\}[\bar{d}'_{1L}\gamma_\mu d'_{3L}]Z'
\end{aligned}\right\} \sim \Delta M$$

[Novel sources of Flavor Changed Neutral Currents in the 331RHN331_{RHN}331RHN model]

FCNI mediada por escalares.

No modelo RM331 a Lagrangiana de interação entre os quarks de sabor e os escalares físicos é:

$$\mathcal{L} = \overline{U'}_L \Gamma_1^u U'_R h_1^0 + \overline{U'}_L \Gamma_2^u U'_R h_2^0 + \overline{D'}_L \Gamma_1^d D'_R h_1^0 + \overline{D'}_L \Gamma_2^d D'_R h_2^0 + h.c,$$

$h^0_{1,2}$ autoestados físicos, $U'_{L,R}, D'_{L,R}$ base de sabor

$$h_1^0 = c_\beta R_\rho - s_\beta R_\chi, \quad h_2^0 = c_\beta R_\chi + s_\beta R_\rho,$$

$$\cos_\beta \sim 1 \longrightarrow m_{h_1^0} \sim 125 Gev$$

$$\Gamma_1^u = \frac{m^u}{v_\rho}\cos_\beta - \frac{\sin_\beta}{v_\chi}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ m_{31}^u & m_{32}^u & m_{33}^u \end{pmatrix},$$

$$\Gamma_1^d = \frac{m^d}{v_\rho}\cos_\beta - \frac{\sin_\beta}{v_\chi}\begin{pmatrix} m_{11}^d & m_{12}^d & m_{13}^d \\ m_{21}^d & m_{22}^d & m_{23}^d \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\left.\begin{aligned}
\Gamma_2^u &= \frac{m^u}{v_\rho}\sin_\beta + \frac{\cos_\beta}{v_\chi}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ m_{31}^u & m_{32}^u & m_{33}^u \end{pmatrix}, \\
\Gamma_2^d &= \frac{m^d}{v_\rho}\sin_\beta + \frac{\cos_\beta}{v_\chi}\begin{pmatrix} m_{11}^d & m_{12}^d & m_{13}^d \\ m_{21}^d & m_{22}^d & m_{23}^d \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}
\end{aligned}\right\} \sim \Delta M$$

Flavor Changing Neutral Current Processes in a Reduced Minimal Scalar Sector

$$M^2_{Z'} \sim g^2 v^2_{\chi'}$$

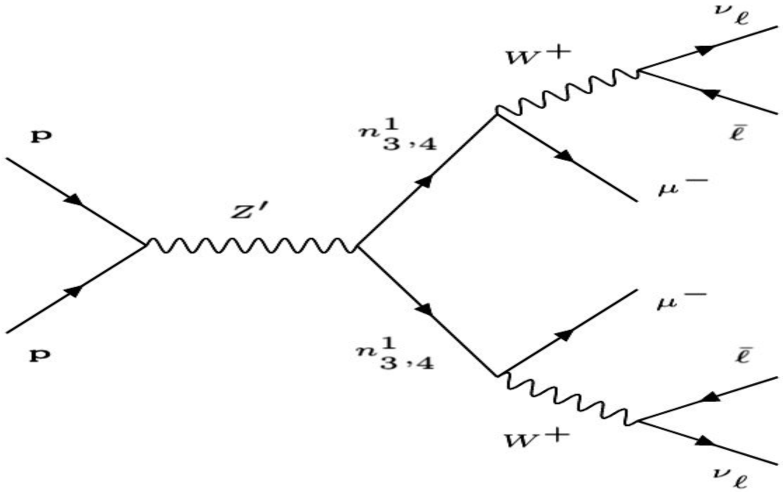
$$v_{\chi'} \sim Tev$$

Naturalmente pesados

Recentemente no $331_{RH\nu}$ Deep learning analysis of the inverse seesaw in a 3-3-1 model at the LHC foi implementado o seesaw inverso (**Yohan Maurício (UFPB) 16:40 - 17:00 Seesaw inverso, g-2 e violação da paridade em alguns modelos física além do modelo padrão**)

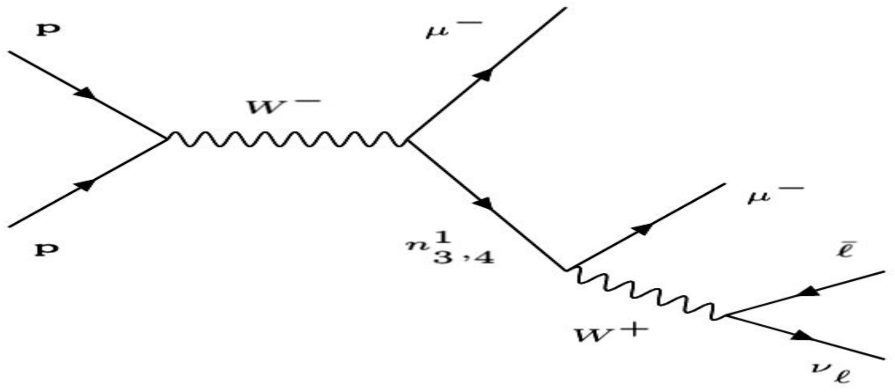
- O espectro de massa dos novos neutrinos varia de algumas centenas de Gevs até Tevs
- Usando deep learning analysis provamos que o processo

$$pp \to Z' \to n^1_{(3,4)_L} n^1_{(3,4)_L} \to \mu^+ \mu^- e^+ e^- \nu_e \bar{\nu}_e$$



É mais eficiente na procura de sinais do ISS, do que o processo

$$pp \to W^{\pm} \to \mu^{\pm} n^{1}_{(3,4)_L} \to \mu^{\pm}\mu^{\mp}e^{\pm}\nu_e$$



- Se o Z' não é descoberto neste canal no LHC com a luminosidade atual , o $331_{RH\nu}$ pode ser descartado com 6σ no caso de um $M_{Z'} \leq 4Tev$

Modelos com Z' leve

- Modelos de dois dubletos com simetria extra $U(1)_X$
- ***Dark Photon*** e ***Dark Z***

Implicações em experimentos de APV, PV, PVDIS, g-2……

Z' leve também é candidato para explicar anomalias do tipo $^8Be^* \longrightarrow {}^8Be, e^- e^+$

2HDM

Característica principal, dois dubletos Φ_1, Φ_2 com Y=1

$$V = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c. \right) + \frac{\lambda_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 +$$
$$\frac{\lambda_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \lambda_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \lambda_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) +$$
$$\left[\frac{\lambda_5}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \lambda_6 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \lambda_7 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + h.c. \right].$$

A Lagrangiana de Yukawa mais geral é:

$$-\mathcal{L}_{Y_{\text{2HDM}}} = y^{1d}\bar{Q}_L\Phi_1 d_R + y^{1u}\bar{Q}_L\widetilde{\Phi}_1 u_R + y^{1e}\bar{L}_L\Phi_1 e_R$$
$$+ y^{2d}\bar{Q}_L\Phi_2 d_R + y^{2u}\bar{Q}_L\widetilde{\Phi}_2 u_R + y^{2e}\bar{L}_L\Phi_2 e_R + h.c.\,,$$

***FCNI* que podem comprometer o modelo**

NFC

$$\Phi_1 \to -\Phi_1, \quad \Phi_2 \to +\Phi_2,$$

$$V = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - m_{12}^2 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1\right) + \frac{\lambda_1}{2}\left(\Phi_1^\dagger \Phi_1\right)^2 + \frac{\lambda_2}{2}\left(\Phi_2^\dagger \Phi_2\right)^2 + \lambda_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1\right)\left(\Phi_2^\dagger \Phi_2\right) + \lambda_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2\right)\left(\Phi_2^\dagger \Phi_1\right) + \frac{\lambda_5}{2}\left[\left(\Phi_1^\dagger \Phi_2\right)^2 + \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1\right)^2\right].$$

CP conservado

Se ainda os campos fermiônicos transformam trivialmente

$$f \longrightarrow f$$

$$-\mathcal{L}_{Y_{\text{2HDM}}} = y_2^d \bar{Q}_L \Phi_2 d_R + y_2^u \bar{Q}_L \widetilde{\Phi}_2 u_R + y_2^e \bar{L}_L \Phi_2 e_R + h.c.\,,$$

$$\Downarrow$$

TYPE I 2HDM

Estendendo o grupo de simetria por $U(1)_X$, o efeito da simetria Z2 é reproduzido se: $h_1 \neq h_2$

O potencial se reduz

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \frac{\lambda_1}{2} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1\right)^2 + \frac{\lambda_2}{2} \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2\right)^2$$
$$+ \lambda_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1\right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2\right) + \lambda_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2\right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1\right).$$

A invariância da lagrangiana de Yukawa pelas transformações do grupo $U(1)_X$

$$-\mathcal{L}'_{Y_{\mathrm{2HDM}}} = e^{(-q+h_2+d)i\alpha} y_2^d \bar{Q}_L \Phi_2 d_R + e^{(-q-h_2+u)i\alpha} y_2^u \bar{Q}_L \widetilde{\Phi}_2 u_R +$$
$$+ e^{(-l+h_2+e)i\alpha} y_2^e \bar{L}_L \Phi_2 e_R + h.c.$$

Exigem:

$$\begin{aligned} d - q + h_2 &= 0 \\ u - q - h_2 &= 0 \\ e - l + h_2 &= 0. \end{aligned} \qquad A$$

Combinando este requerimento com o requerimento de um modelo livre de anomalias do tipo:

$$[SU(3)_c]^2 U(1)'; [SU(2)_L]^2 U(1)'; [U(1)_Y]^2 U(1)'; [U(1)']^3; U(1)_Y [U(1)']^2; [U(1)']^3$$

Combinando o conjunto de equações $\mathcal{A}$ com o vínculo vindo da anomalia

$\left[SU(2)_L\right]^2 U(1)'$, as cargas das partículas podem se escrever da forma:

$$\begin{aligned} q &= \frac{(u+d)}{2}, \\ l &= \frac{-3\,(u+d)}{2}, \\ e &= -\,(2u+d)\,, \\ h_2 &= \frac{(u-d)}{2}. \end{aligned}$$

Escritas desta forma as cargas, todas as anomalias se eliminam, menos a

anomalia $\left[U(1)'\right]^3$, que implica um vínculo da forma: $(u+2d)^3 = 0$

Logo temos duas opções

- $u = -2d$, ou
- Adicionamos RH_ν , um por geração,

  com carga $n = -(u + 2d)$

Massa dos neutrinos

O seesaw se implementa neste modelo adicionando um singleto de escalares, tal que:

$$-\mathcal{L} \supset y_{ij}^{D} \bar{L}_{iL} \widetilde{\Phi}_2 N_{jR} + Y_{ij}^{M} \overline{(N_{iR})^c} \Phi_s N_{Rj} \,,$$

$$V_s = m_s^2 \Phi_s^\dagger \Phi_s + \frac{\lambda_s}{2} \left(\Phi_s^\dagger \Phi_s \right)^2 + \mu_1 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_s^\dagger \Phi_s + \mu_2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \Phi_s^\dagger \Phi_s + \left(\mu \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_s + h.c. \right),$$

- A lagrangiana de Yukawa é invariante se $2n + h_s = 0$
- $n = -(u + 2d)$, implica que $h_s = 2u + 4d$
- Do termo $\mu\Phi_1^\dagger\Phi_2\Phi_s$ se fixa o valor $h_1 = \frac{5u}{2} + \frac{7d}{2}$.

Bósons de Gauge físicos e correntes neutras

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4}\hat{B}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu} + \frac{\epsilon}{2\,cos\theta_W}\hat{X}_{\mu\nu}\hat{B}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\hat{X}_{\mu\nu}\hat{X}^{\mu\nu},$$

$$D_\mu = \partial_\mu + igT^a W^a_\mu + ig'\frac{Q_Y}{2}\hat{B}_\mu + ig_X\frac{Q_X}{2}\hat{X}_\mu.$$

$\Rightarrow$ $\epsilon \ll 1$ $\hat{B}_\mu, \hat{X}_\mu$ Bósons não físicos

$$\begin{pmatrix} X_\mu \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{1-(\epsilon/\cos\theta_W)^2} & 0 \\ -\epsilon/\cos\theta_W & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{X}_\mu \\ \hat{B}_\mu \end{pmatrix} . \longrightarrow$$

Rotação G(2,L)

$$D_\mu = \partial_\mu + igT^a W_\mu^a + ig' \frac{Q_Y}{2} B_\mu + \frac{i}{2}\left(g_X Q_X + g' \frac{\epsilon}{\cos\theta_W} Q_Y\right) X_\mu .$$

Após a QES:

$$m^2_{Z^0 X} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} m^2_{Z^0} & -\Delta^2 \\ -\Delta^2 & m^2_X \end{pmatrix} ,$$

A diagonalização desta matriz é feita pela transformação:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ Z'_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\xi & -\sin\xi \\ \sin\xi & \cos\xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^0_\mu \\ X_\mu \end{pmatrix},$$

No limite $\tan\xi \ll 1$ e $M_{Z'} \ll M_Z$

$$m_Z^2 \simeq m_{Z^0}^2 = \frac{1}{4} g_Z^2 v^2,$$

$$m_{Z'}^2 = \frac{v_s^2}{4} g_X^2 q_X^2 + \frac{g_X^2 v^2 \cos^2\beta \sin^2\beta}{4} (Q_{X1} - Q_{X2})^2.$$

$$\xi = \epsilon_Z + \epsilon \tan\theta_W \qquad \epsilon_Z \equiv \frac{g_X}{g_Z}(Q_{X1}\cos^2\beta + Q_{X2}\sin^2\beta).$$

Para um $M_{Z'} \ll M_Z$, g_X deve ser muito suprimido

v_s é a escala de quebra de simetria $U(1)_X \sim$ 1Tev

,

Finalmente, a corrente neutra pode ser dividida em duas contribuições

Para quando as cargas dos férmions por $U(1)_X = 0$

$$\mathcal{L}_{nc} = -eJ^{\mu}_{em}A_{\mu} - \frac{g_Z}{2}J^{\mu}_{NC}Z_{\mu} - \left(\epsilon e J^{\mu}_{em} + \frac{\epsilon_Z g_Z}{2}J^{\mu}_{NC}\right)Z'_{\mu}$$

Dark Photon

Dark Z

Para quando as cargas dos férmions por $U(1)_X \neq 0$

$$\mathcal{L}_{nc} = -\frac{1}{4} g_X \cos\xi \left[\left(Q^R_{Xf} + Q^L_{Xf} \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f - \left(Q^L_{Xf} - Q^R_{Xf} \right) \bar{\psi}_f \gamma^\mu \gamma_5 \psi_f \right] Z'_\mu .$$

Modelos com $M_{Z'} \sim 1Mev - 10Gev$

estão fortemente vinculados por :

- atomic parity violation,
- the muon anomalous magnetic moment,
- rare meson decays, Higgs physics,
- LEP precision data,
- neutrino-electron scattering,
- low energy accelerators and LHC probes. [Neutrino Masses and Absence of Flavor Changing Interactions in the 2HDM from Gauge Principles]

Atomic Parity Violation

Observada em transições atômicas $6s \longrightarrow 7s$ no Césio.

Sensível à existência de bósons Z' com *parity violating interactions* entre elétrons e núcleos.

$$
\begin{aligned}
-\mathcal{L}_{\text{eff}} \quad = \quad & \frac{g^2+g'^2}{m_Z^2}\frac{1}{4}\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5 e\Big[\left(\tfrac{1}{4}-\tfrac{2}{3}\,s_W^2\right)\,\bar{u}\gamma^\mu u\, + \\
& \qquad \left(-\tfrac{1}{4}+\tfrac{1}{3}\,s^2\right)\,\bar{d}\,\gamma^\mu d\Big] \\
& -\frac{f_{Ae}}{m_{Z'}^2}\bar{e}\,\gamma_\mu\gamma_5\,e\left[f_{Vu}\,\bar{u}\gamma^\mu u\,+\,f_{Vd}\,\bar{d}\,\gamma^\mu d\right].
\end{aligned}
$$

- Electron axial-vector, quark vector
- LR quiral states couples differently to Z boson

Contribuição do Z'

$$Q_Z = (2Z+N)\left(\frac{1}{4} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right) + (Z+2N)\left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right),$$
$$= \frac{1}{4}\left[Z(1-4\sin^2\theta_W) - N\right] = \frac{1}{4}Q_W^{\mathrm{SM}}(Z,N).$$

Similarmente podemos definir $Q_{Z'}$, como a carga fraca do Césio devido ao Z'

$$Q_{Z'} = (2Z+N)f_{Vu} + (Z+2N)f_{Vd}$$
$$= (2f_{Vu} + f_{Vd})Z + (f_{Vu} + 2f_{Vd})N.$$

$$Q_W^{\mathrm{eff}} = Q_W^{\mathrm{SM}} - 4\delta^2 Q_{Z'} \frac{m_{z'}^2}{m_{z'}^2 + Q^2}$$

Sendo $\epsilon_Z = \frac{M_{Z'}}{M_Z}\delta$

O Z' deve dar conta da discrepância entre o experimento e a teoria deve

$$\Delta Q_W = (-\delta^2 Q_W^{\rm SM} - \delta^2 4Z \sin\theta_W \cos\theta_W \frac{\epsilon}{\epsilon_Z})\frac{m_{z'}^2}{m_{z'}^2 + Q^2}.$$

PVES e PVDIS

PVES sensível à carga fraca do próton

Espalhamento de elétrons polarizados com um alvo de prótons

$$A_{PV} = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L}$$

Qweak Collaboration [Precision Measurement of the Weak Charge of the Proton]

PVDIS → elétrons polarizados incidindo em deutério.

→ Sensível a acoplamentos electron vector, quark axial-vector

$$2C_{2u} - C_{2d} = -0.148 \pm 0.068$$

[Measurement of parity violation in electron–quark scattering]