Revista Colombiana de Física, Vol. 43, No. 3 de 2011.

Restricciones Sobre El Espacio De Parámetros ($\theta - M_{Z_2}$ En Modelos 341

Constraints On The Parameter Space ($\theta - M_{Z_2}$) In 341 Models

R. E. Martínez * [a], J. L. Nisperuza [a], L. A. Sánchez [b]

[a] *Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia, Sede Bogotá, Bogotá D.C, Colombia.*
[b] *Escuela Física, Universidad Nacional de Colombia, Sede Medellín, Medellín, Colombia.*

Recibido 29.08.10; Aceptado 12.09.11; Publicado en línea 04.10.11.

Resumen

La cancelación de anomalías entre las familias de fermiones en la extensión $SU(3)_C \otimes SU(4)_L \otimes U(1)_X$ del Modelo Estándar (ME) requiere que una generación de quarks transforme de manera diferente a las otras dos bajo el grupo gauge, lo cual da lugar a Corrientes Neutras que Cambian Sabor (FCNC). Usando medidas a la escala de la masa del bosón Z del ME y considerando violación de paridad atómica, se estudian los efectos de la no universalidad de familias de quarks sobre las cotas al espacio de parámetros ($\theta - M_{Z_2}$).

Palabras Clave: Extensiones del Modelo Estándar; Corrientes Neutras.

Abstract

Anomaly cancellation among the fermion families in the $SU(3)_C \otimes SU(4)_L \otimes U(1)_X$ extension of the Standard Model (SM) requires one generation of quarks to transform differently from the other two under the gauge group, thus leading to Flavour Changing Neutral Currents (FCNC). Using measurements at the Z-pole of SM and atomic parity violation data, we examine the effects of quark family nonuniversality on the bounds on the parameter space ($\theta - M_{Z_2}$).

Keywords: Extensions of the Standard Model; Neutral Currents.
PACS: .

©2011. Revista Colombiana de Física. Todos los derechos reservados.

1. Introducción

Es conocido que uno de los grandes interrogantes que no encuentran respuesta en el Modelo Estándar (ME) es la pregunta de por qué existen tres familias fermiónicas en la naturaleza. Mientras que las anomalías se cancelan para cada familia individualmente en el ME, ellas pueden desaparecer en el modelo 341 cuando todas las tres familias son incluidas (modelos de tres familias). Este nuevo método de cancelación de anomalías requiere que por lo menos una familia de quarks transforme bajo el grupo gauge diferentemente de las otras, por lo tanto se rompe la universalidad en ese sector del modelo. Así, si se tiene en cuenta la cancelación de la anomalía $[SU(4)_L]^3$, universalidad en el sector leptónico y una familia de quarks transformando diferentemente, entonces, se encuentra que el número de familias fermiónicas en la naturaleza es 3.

Con una familia de quarks transformando diferentemente bajo 341, tenemos tres posibles asignaciones de autoestados de simetría en autoestados de masa y las implicaciones fenomenológicas del modelo dependerán de cuál de esas asignaciones se elija.

Después del rompimiento de la simetría 341 a la simetría $SU(3)_C \otimes U(1)_{em}$, los acoples de quarks izquierdos al bosón Z del ME conservan sabor, sin embargo, una familia de quarks transforma diferentemente de las otras dos y por lo tanto los acoples de los quarks izquierdos tanto a

*rmartinez@unal.edu.co

Z' como a Z'' no conservan sabor, dando lugar a FCNC a nivel árbol, mediadas por estos nuevos bosones de gauge las cuales están altamente restringidas por los datos experimentales.

El presente trabajo estudia el efecto que la no universalidad de familias de quarks tiene sobre las cotas impuestas sobre la mezcla ZZ' y sobre las masas de los nuevos bosones de gauge neutros. Estas cotas son impuestas por los datos experimentales asociados a la medición de parámetros electrodébiles a energía del orden de la masa del Z y a violación de paridad atómica (APV).

2. Modelos 341

La extensión $SU(3)_C \otimes SU(4)_L \otimes U(1)_X$ ha sido estudiada sistemáticamente, [1], y clasificada en base a los parámetros b y c que aparecen en el generador de carga eléctrica:

$$Q = aT_{3L} + \frac{1}{\sqrt{3}} bT_{8L} + \frac{1}{\sqrt{1}} cT_{15L} + XI_4 \qquad (1)$$

Los modelos que corresponden a estructuras de tres familias sin cargas eléctricas exóticas son aquellos en los cuales: 1) $b = c = 1$, llamados Modelos A y B en la referencia [1]; 2) $b = 1$ y $c = -2$, denotados como E y F en esa misma referencia. En este trabajo seleccionaremos para nuestro estudio un modelo representativo de cada uno de los casos anteriores, el Modelo B que de ahora en adelante llamaremos Modelo A y el Modelo E, el cual renombramos como Modelo B.

El esquema de rompimiento de la simetría 341 es el siguiente:

$$\begin{aligned} & SU(3)_C \otimes SU(4)_L \otimes U(1)_X \\ & \qquad \xrightarrow{V'} SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_Z \\ & \qquad \xrightarrow{V} SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \\ & \qquad\qquad \xrightarrow{v+v'} SU(3)_C \otimes U(1)_Q, \end{aligned} \qquad (2)$$

donde $SU(3)_C \otimes SU(4)_L \otimes U(1)_X$ se refiere a la simetría 331 y V, V', v y v' son los valores esperados en el vacío (VEV) de cuatro cuadrupletes de Higgses.

2.1. Modelo A

La Tabla 1 muestra el contenido fermiónico. Los subíndices $i = 1, 2$ y $\alpha = 1, 2, 3$ corresponden a índices de generación. Los campos U_i y U_i' son quarks exóticos de carga eléctrica $2/3$, mientras que D_3 y D_3' son quarks exóticos de carga $-1/3$. E_α^- y $E_\alpha^{'-}$ son leptones exóticos de carga -1 cada uno. Al considerar los autestados de masa, la matrix CKM sugiere que estos autoestados sean clasificados en familias. La Tabla 2 muestra los tres diferentes tipos de asignaciones de autoestados de simetría en autoestados de masa.

Tabla No. 1: Contenido fermiónico libre de anomalías del modelo A.

$Q_{iL} = \begin{pmatrix} d_i \\ u_i \\ U_i \\ U_i' \end{pmatrix}_L$	d_{iL}^c	u_{iL}^c	U_{iL}^c	$U_{iL}^{'c}$
[3, 4*, $\frac{5}{12}$]	[3*, 1, $\frac{1}{3}$]	[3*, 1, -$\frac{2}{3}$]	[3*, 1, -$\frac{2}{3}$]	[3*, 1, -$\frac{2}{3}$]
$Q_{3L} = \begin{pmatrix} u_3 \\ d_3 \\ D_3 \\ D_3' \end{pmatrix}_L$	u_{3L}^c	d_{3L}^c	D_{3L}^c	$D_{3L}^{'c}$
[3, 4, -$\frac{1}{12}$]	[3*, 1, -$\frac{2}{3}$]	[3*, 1, $\frac{1}{3}$]	[3*, 1, $\frac{1}{3}$]	[3*, 1, $\frac{1}{3}$]
$L_{\alpha L} = \begin{pmatrix} \nu_{e\alpha}^0 \\ e_\alpha^- \\ E_\alpha^- \\ E_\alpha^{'-} \end{pmatrix}_L$	$e_{\alpha L}^+$	$E_{\alpha L}^+$	$E_{\alpha L}^{'+}$	
[1, 4, -$\frac{3}{4}$]	[1,1,1]	[1,1,1]	[1,1,1]	

Tabla No. 2: Asignaciones Modelo A.

A_1:	$Q_{iL} = \begin{pmatrix} d,s \\ u,c \\ U_1,U_2 \\ U_1',U_2' \end{pmatrix}_L$	$Q_{3L} = \begin{pmatrix} t \\ b \\ D_3 \\ D_3' \end{pmatrix}_L$
A_2:	$Q_{iL} = \begin{pmatrix} d,b \\ u,t \\ U_1,U_3 \\ U_1',U_3' \end{pmatrix}_L$	$Q_{3L} = \begin{pmatrix} c \\ s \\ D_2 \\ D_2' \end{pmatrix}_L$
A_3:	$Q_{iL} = \begin{pmatrix} s,b \\ c,t \\ U_2,U_3 \\ U_2',U_3' \end{pmatrix}_L$	$Q_{3L} = \begin{pmatrix} u \\ d \\ D_1 \\ D_1' \end{pmatrix}_L$

2.2. Modelo B

La Tabla 3 muestra el contenido fermiónico del modelo y la Tabla 4 la asignación de autoestados de simetría en autoestados de masa. Nuevamente los subíndices $i = 1, 2$ y $\alpha = 1, 2, 3$, corresponden a índices de generación.

Tabla No. 3: Contenido fermiónico libre de anomalías del modelo B.

$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \\ D_i \\ U_i \end{pmatrix}_L$	u_{iL}^c	d_{iL}^c	D_{iL}^c	U_{iL}^c
[3, 4, $\frac{1}{6}$]	[3*, 1, -$\frac{2}{3}$]	[3*, 1, $\frac{1}{3}$]	[3*, 1, $\frac{1}{3}$]	[3*, 1, -$\frac{2}{3}$]
$Q_{3L} = \begin{pmatrix} d_3 \\ u_3 \\ U_3 \\ D_3 \end{pmatrix}_L$	d_{3L}^c	u_{3L}^c	U_{3L}^c	$D_{3L}^{'c}$
[3, 4*, $\frac{1}{6}$]	[3*, 1, -$\frac{2}{3}$]	[3*, 1, $\frac{1}{3}$]	[3*, 1, $\frac{1}{3}$]	[3*, 1, $\frac{1}{3}$]
$L_{\alpha L} = \begin{pmatrix} e_\alpha^- \\ \nu_{e\alpha}^0 \\ N_\alpha^0 \\ E_\alpha^- \end{pmatrix}_L$	$e_{\alpha L}^+$	$E_{\alpha L}^+$		
[1, 4*, -$\frac{1}{2}$]	[1,1,1]	[1,1,1]		

Tabla No. 4: Asignaciones Modelo B.

B_1:	$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u,c \\ d,s \\ D_1,D_2 \\ U_1,U_2 \end{pmatrix}_L$	$Q_{3L} = \begin{pmatrix} b \\ t \\ U_3 \\ D_3 \end{pmatrix}_L$
B_2:	$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u,t \\ d,b \\ D_1,D_3 \\ U_1,U_3 \end{pmatrix}_L$	$Q_{3L} = \begin{pmatrix} s \\ c \\ U_2 \\ D_2 \end{pmatrix}_L$
B_3:	$Q_{iL} = \begin{pmatrix} c,t \\ s,b \\ D_2,D_3 \\ U_2,U_3 \end{pmatrix}_L$	$Q_{3L} = \begin{pmatrix} d \\ u \\ U_1 \\ D_1 \end{pmatrix}_L$

3. Corrientes Neutras

Al utilizar la simetría discreta Z_2, [2], se puede evitar la violación de la unitariedad de la matriz CKM. Esto conlleva importantes consecuencias en las corrientes neutras de los modelos, así:

3.1. Modelo A

Los acoples de Z' a una familia de quarks son diferentes de las otras dos, lo cual induce a FCNC a nivel árbol transmitidas por el bosón Z'. La corriente $J_\mu(Z'')$ se acopla sólo a fermiones exóticos. Se encuentra que la expresión lagrangiana para corrientes neutras en términos de los acoples entre los autoestados de masa Z^1_μ y Z^2_μ es:

$$-\mathcal{L}^{NC}_{Z_1,Z_2} = \frac{g_4}{2C_w}\sum_{i=1}^{2} Z^\mu_i \sum_f \overline{f}\gamma_\mu \times \\ \times [g^{(A)}(f)_{iV} - g^{(A)}(f)_{iA}\gamma^5]f, \quad (3)$$

donde los acoples $g^{(A)}(f)_{iV}$ y $g^{(A)}(f)_{iA}$ se muestran en la referencia [3].

3.2. Modelo B

La corriente $J_\mu(Z'')$ es completamente izquierda y se acopla no diagonalmente con fermiones ordinarios. Esto conlleva, a bajas energias, a FCNC a nivel árbol trasmitidas por el bosón Z''_μ. La expresión lagrangiana para corrientes neutras en términos de los acoples entre los autoestados de masa Z^1_μ y Z^2_μ en este caso es:

$$-\mathcal{L}^{NC}_{Z_1,Z_2} = \frac{g_4}{2C_w}\sum_{i=1}^{2} Z^\mu_i \sum_f \overline{f}\gamma_\mu \times \\ \times [g^{(B)}(f)_{iV} - g^{(B)}(f)_{iB}\gamma^5]f, \quad (4)$$

donde los correspondientes acoples $g^{(B)}(f)_{iV}$ y $g^{(B)}(f)_{iB}$ se muestran en la referencia [3].

4. Restricciones sobre el espacio de parámetros ($\theta - M_{Z_2}$)

Se utilizan datos experimentales medidos en el polo del Z en el SLAC Linear Collider (SCL) y CERN e^+e^- collider (LEP) y también los datos de APV listados en la referencia [3].

El ancho parcial de decaimiento $Z^\mu_1 \to \overline{f}f$ está dado por la expresión, [4],[5]:

$$\Gamma(Z^\mu_1 \to \overline{f}f) = \frac{N_C G_F M^2_{Z_1}}{6\pi\sqrt{2}}\rho \times \\ \times \Big[\frac{3\beta-\beta^2}{2}[g(f)_{1V}]^2 + \beta^2[g(f)_{1A}]^2\Big](1+\delta_f)\times \\ \times R_{EW}R_{QCD}, \quad (5)$$

donde f representa un fermión ordinario del ME, Z^μ_1 es el bosón de guge físico observado en el LEP, $N_C = 1$ para leptones y $N_C = 3(1+\alpha_s/\pi+1{,}405\alpha^2_s/\pi^2-12{,}77\alpha^3_s/\pi^3)$ para quarks. R_{EW} son correcciones electrodébiles y R_{QCD} son correcciones adicionales de QCD. $\beta = \sqrt{1-\frac{4m^2_f}{M_{Z_1}}}$ es un factor cinético el cual puede ser tomado igual a 1 para todos los fermiones excepto para el quark bottom.

Para átomos pesados se define la carga débil tomando el término que viola paridad en el Hamiltoniano efectivo, $\overline{e}\gamma_\mu\gamma_5\overline{q_i}\gamma_\mu q_i$, [6] y contando el número de quarks up y down que hay en cada hadrón. La predicción del ME para el valor de la carga efetiva débil en el átomo de Cesio está dada por, [7]:

$$Q_W(^{133}_{55}Cs) = -73{,}17 \pm 0{,}03 + \Delta Q_W \quad (6)$$

Se utilizan los siguientes parámetros definidos en LEP: Las razones de anchos de decaimiento parcial $R_l(l = e,\mu,\tau)$, $R_\eta(\eta = b,c)$, los valores experimentales $\alpha_s(M_{Z_1}) = 0{,}1198$, $\alpha_s(M_{Z_1})^{-1} = 127{,}918$, $\sin^2\theta_W = 0{,}2231$ y las asimetrías forward-backward en el polo del Z, $A^{(0,f)}_{FH}$, [4].

4.1. Modelo A

Para cada asignación de la Tabla 2 tenemos los siguientes valores de $\Delta Q'_W$, utilizando los acoples mostrados en las Tablas 5 y 6:

Asignaciones A_1 y A_2:

$$\Delta Q'_W = (10{,}63Z + 6{,}99N)\sin\theta + (4{,}94Z + 4{,}18N)\frac{M^2_{Z_1}}{M^2_{Z_2}} \quad (7)$$

Asignación A_3:

$$\Delta Q'_W = (-5{,}51Z - 9{,}15N)\sin\theta + \\ + (-2{,}66Z + 3{,}42N)\frac{M_{Z_1}^2}{M_{Z_2}^2} \quad (8)$$

4.2. Modelo B

Dado que en este modelo no hay dependencia de familia en los acoples fermiónicos a Z_1^μ y Z_1^μ, se obtiene, utilizando los acoples mostrados en las Tablas 7 y 8:

$$\Delta Q'_W = (3{,}66Z + 2{,}15N)\sin\theta + (-1{,}18Z - 0{,}39N)\frac{M_{Z_1}^2}{M_{Z_2}^2} \quad (9)$$

Ahora, usando los acoples $g^{(h)}(f)_{iA}$ y $g^{(h)}(f)_{iV}$, $(k = A, B;\ i = 1, 2)$ para cada modelo, introduciendo las expresiones para los observables en el polo del Z en la ecuación (5), utilizando los valores medidos en LEP, $R_l(l = e, \mu, \tau)$, $R_\eta(\eta = b, c)$, Z, $A_{FH}^{(0,f)}$, con $\Delta Q'_W$ en términos de nueva física y usando datos experimentales del LEP, SCL y de APV mostrados en la referencia [3], se realiza un ajuste mediante la distribución χ^2 y se encuentra la región permitida en el plano $(\theta - M_{Z_2})$ con un nivel de confianza (CL) del 95 %. En la figura 1 se muestra esta región para cada una de las asignaciones del Modelo A.

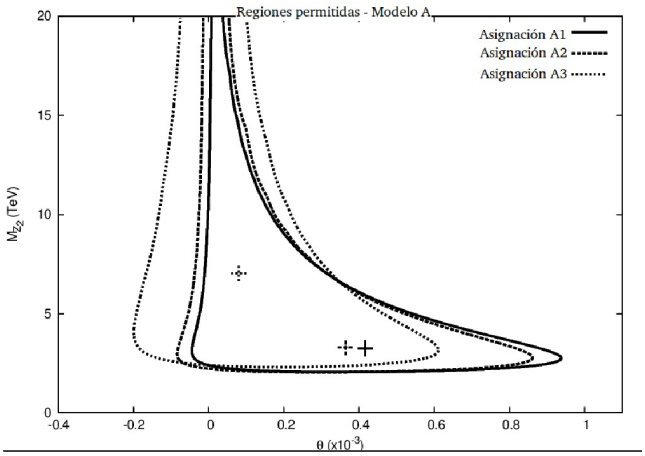

Fig. 1: Región permitida en el plano $(\theta - M_{Z_2})$, Modelo A. La cruz localiza el mejor ajuste

La anterior figura proporciona las siguientes restricciones dependientes de familia para el Modelo A:

Asignación 1:

$$-0{,}00004 \leqslant \theta \leqslant 0{,}00094,\ 2{,}03TeV \leqslant M_{Z_2} \quad (10)$$

Asignación 2:

$$-0{,}00008 \leqslant \theta \leqslant 0{,}00087,\ 2{,}03TeV \leqslant M_{Z_2} \quad (11)$$

Asignación 3:

$$-0{,}00019 \leqslant \theta \leqslant 0{,}00062,\ 2{,}31TeV \leqslant M_{Z_2} \quad (12)$$

En la figura 2 se muestra la región permitida para el Modelo B, la cual es la misma para todas las asignaciones, es decir, es no dependiente de familia:

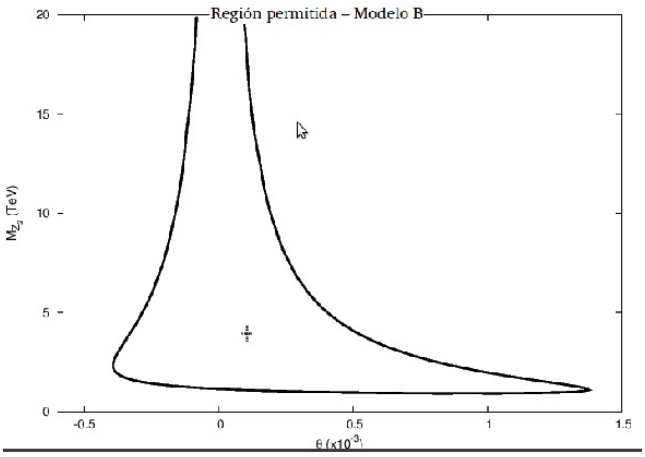

Fig. 2: Región permitida en el plano $(\theta - M_{Z_2})$, Modelo B. La cruz localiza el mejor ajuste.

De la figura 2 se obtienen las siguientes restricciones independientes de familia para el Modelo B:

$$-0{,}00019 \leqslant \theta \leqslant 0{,}00062,\ 2{,}31TeV \leqslant M_{Z_2} \quad (13)$$

5. Conclusiones

Para el Modelo A se encontró que las tres posibles asignaciones conllevan a tres diferentes regiones permitidas en el espacio de parámetros $(\theta - M_{Z_2})$, obtenidas a través de un ajuste utilizando datos experimentales en el polo del Z y datos de APV, obteniéndose así diferentes predicciones para el límite inferior de la masa del Z_2 y para el rango de valores del ángulo de mezcla entre Z y Z'. Se concluye que la segunda o tercera familia de quarks es la que debe transformar de manera diferente con el fin de tener un límite inferior para M_{Z_2} lo más bajo posible.

El Modelo B tiene la particularidad de que las tres familias de quarks poseen los mismos valores de hipercarga respecto al grupo $U(1)_X$, esto trae como consecuencia que los acoples de los campos fermiónicos a las corrientes neutras Z_1 y Z_2 sean universales. Por lo anterior, la región permitida en el espacio de parámetros $(\theta - M_{Z_2})$, es la misma para las tres distintas asignaciones de autoestados de interacción en

autoestados de masa.
La conveniencia de distinguir la segunda y tercera familia de quarks podría dar alguna indicación de por qué el quark top posee una masa muy superior a la de los demás fermiones.

La comparación de las predicciones hechas sobre los Modelos A y B muestran que los modelos para los cuales $b = 1, c = -2$ son preferenciales en el sentido que ellos dan límites inferiores para la masa del M_{Z_2} más pequeños. Esto significa que los modelos para los cuales $b = 1, c = -2$ tienen una mejor oportunidad de ser verificados experimentalmente en el LHC o más a futuro en el ILC.

6. Agradecimientos

Agradecemos a COLCIENCIAS por el apoyo financiero.

Referencias

[1] W. A. Ponce and L. A. Sánchez, *Mod. Phys. Lett.*A**22**, 2007, p. 435.

[2] L.M. Krauss and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1989, p. 1221; L.E. Ibañez and G.G. Ross, *Phys. Lett.* B**260**, 1991, p. 291.

[3] J. L. Nisperuza and L. A. Sánchez, *Phys. Rev.* D**80**, 2009, 035003.

[4] Particle Data Group, C. Amsler et al., *Phys. Lett.* B**667**, 2008, 1.

[5] J. Bernabeu, A. Pich and A. Santamaria, *Nucl. Phys.* B**363**, 1991, p. 326.

[6] C. Mejía, R. Martínez y F. Ochoa, *Rev. Col. Fís.***38**, 2006.

[7] J. Guéna, M. Lintz, M.-A. Bouchiat, *Mod. Phys. Lett.* A**20**,2005, p. 375; J.S.M Ginges, V.V. Flambaum, *Phys. Rep.* 397, **63** (2004); J.L. Rosner, *Phys. Rev.* D**65**, 2002, 073026 ; A. Derevianko, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2000, 1618.