Revista Colombiana de Física, Vol. 43, No. 1 de 2011.

Momento Dipolar Cromomagnético Del Quark Top En El Modelo Topcolor Asistido Por Tecnicolor

Top Quark Chromomagnetic Dipole Moment In The Topcolor Assisted Technicolor Model

P. M. Fonseca Alfonso * [a,b], N. Poveda T. [a], R. Martínez [b]

[a] *Universidad Pedagógica y Tecnológica de Colombia.*
[b] *Universidad Nacional de Colombia, Sede Bogotá.*

Recibido 10.04.10; Aceptado 14.02.11; Publicado en línea 24.04.11.

Resumen

Han surgido modelos en los que no se hace necesaria la existencia de una partícula escalar para generar el rompimiento de simetría electrodébil, sino que éste se da en presencia de condensados. Uno de estos modelos es el de topcolor asistido por tecnicolor, el cual es llamado modelo TC2. Calculamos el momento dipolar cromomagnético $(\Delta\kappa)$ del quark top en el marco de dicho modelo. Hemos encontrado un valor más pequeño al publicado para estos modelos, el cual a su vez está también de acuerdo con las restricciones obtenidas de los experimentos de precisión a bajas energías.

Palabras Clave: Quark top, momento dipolar cromomagnético, modelo tecnicolor asistido por topcolor.

Abstract

Models have emerged that are not necessary the existence of a scalar particle to generate the electroweak symmetry breaking, but it occurs in the presence of condensates. One such model is the topcolor assisted technicolor, which is called TC2 model. We calculate the top quark chromomagnetic dipole moment $(\Delta\kappa)$ in the framework of this model. We found a smaller value that published for these models, which in turn is also in agreement with the constraints obtained from the precision experiments at low energy.

Keywords: Top quark, chromomagnetic dipole moment, topcolor assisted technicolor model.
PACS: 14.65.Ha; 12.60.Nz.

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

1. Introducción

El posible descubrimiento del quark top en el Tevatron con la colaboración del Detector Colisionador de Fermilab (CDF) [1, 2] en el rango de masas previsto por los datos de precisión electrodébil representa un gran triunfo para el Modelo Estándar (ME). Una vez confirmado, un estudio detallado de la naturaleza del top (por ejemplo, el ancho, los acoples y propiedades de producción), tanto de hadrones [3], y en colisionadores e^+e^- [4] puede proporcionar importante información sobre la nueva física que se encuentra en algún lugar más allá de las escalas de energía actual.

Limitaciones indirectas existentes en varias de las propiedades del quark top a baja energía son relativamente pobres [5], y dejan suficiente espacio para una nueva física. En la actualidad, los resultados del CDF y del experimento D0 parecen estar aproximadamente de acuerdo con las expectativas de la QCD [6]. Sin embargo, la sección transversal según lo determinado por el CDF parece ser ligeramente superior a la predicción del ME, lo cual ha provocado muchas

*pmfa1705@yahoo.com

especulaciones teóricas sobre la presencia de nueva dinámica [7].

Una diferencia bien establecida entre las predicciones de QCD y los experimentos del Tevatron indicaría la presencia de nueva física, la cual puede manifestarse de dos maneras: A través de señales directas relacionadas con la producción de nuevas partículas o por desviaciones de las predicciones del ME para las partículas conocidas. En algunos casos, los efectos indirectos pueden dar pruebas de física más allá del ME antes que nuevas partículas se descubran. Si el origen de esta nueva física está en la escala TeV entonces los efectos principales pueden estar parametrizados por el momento dipolar cromomagnético ($\Delta\kappa$) del quark top ya que éste es la dimensión más baja del operador de conservación CP originado de un Lagrangiano efectivo que contribuye al acoplamiento $t\bar{t}g$:

$$\mathcal{L} = g_s \bar{t} T_a \left(\gamma_\mu + i \frac{F_2}{2m_t} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right) t G_a^\mu, \tag{1}$$

donde g_s es la constante de acoplamiento del quark top con el gluón, T_a es el generador de grupo de $SU(3)_C$, m_t es la masa del quark top, q es el momentum del gluón y F_2 representa un factor de forma que depende de q^2. Para $|q^2| \ll \Lambda^2$, la escala intrínseca en el factor de forma, definimos $F_2 = \Delta\kappa$ tras la notación habitual.

Con el fin de motivar aún más nuestro análisis comentaremos brevemente el modelo topcolor asistido por tecnicolor en la siguiente sección.

2. Características esenciales del modelo TC2

Tecnicolor se inventó para proporcionar una explicación natural, de la ruptura dinámica de simetría electrodébil [8]. En este caso, $SU(2) \otimes U(1)$ se descompone a $U(1)_{EM}$ por condensados de Tecnifermiones $\langle \overline{T}T \rangle$ generado por las interacciones fuertes tecnicolor (TC). Estas interacciones tienen la escala de energía típica de $\Lambda_{TC} \simeq \Lambda_{EW} \simeq 1$ TeV. Para la realización del rompimiento dinámico de la simetría, TC es suficiente, sin embargo, éste no es capaz de generar las masas de los fermiones del ME, así como tampoco ataca el problema del sabor. Es necesario entonces implementar un mecanismo extra que pueda generar dinámicamente acoplamientos tipo Yukawa. Así fue como se motivó a la creación de los modelos de Tecnicolor Extendido (ETC) propuestos inicialmente por Dimopolus y Susskind en 1979 [9] y por Eichten y Lane en 1980 [10]. Desafortunadamente, no parece haber forma natural para dar cuenta de la gran masa del quark top $m_t \simeq 175$ GeV [11], en el marco de ETC.

Topcolor fue inventado como un sistema dinámico mínimal para reproducir la sencillez del modelo con un doblete de Higgs y así explicar la gran masa del quark top [12]. Aquí, un gran condensado quark top, $\langle \bar{t}t \rangle$, se forma por la interacción fuerte en la escala de energía, $\Lambda_t \gg m_t \sim \Lambda_{EW}$ [13]. Con el fin de que la teoría resultante de baja energía simule el ME, esta escala debe ser muy alta $\Lambda_t \sim 10^{15}$ GeV. Desafortunadamente, el escenario topcolor no es natural, requiriendo un fino ajuste de los acoplamientos del orden de $\Lambda_t^2/m_t^2 \simeq 10^{25}$.

Recientemente, Hill ha propuesto unirse a tecnicolor y topcolor [14]. Su idea es que la masa del t podía ser generada de forma combinada: Una pequeña parte ϵm_t ($\epsilon \ll 1$), debida a un mecanismo dinámico como ETC por condensados de $\langle \bar{T}T \rangle$ (o incluso por un mecanismo de Higgs ordinario), mientras que la mayor parte de su masa, $(1-\epsilon)m_t$, generada dinámicamente por una nueva interacción denominada Topcolor, que distingue entre la tercera familia de fermiones del ME y las otras dos, que forma el condensado $\langle \bar{t}t \rangle$, y se asume quiralmente fuerte y rota espontáneamente a la escala de energía $\Lambda_t \sim 1$ TeV. De esta forma se pueden tener las nuevas interacciones de cuatro fermiones $\bar{t}t\bar{t}t$, $\bar{t}t\bar{b}b$ y $\bar{b}b\bar{b}b$, mientras que en ETC, se tienen interacciones de la forma $\bar{t}t\bar{T}T$.

El modelo original involucra el siguiente grupo gauge y de rompimiento de simetría de la forma

$$\begin{gathered} [SU(3)_h \otimes U(1)_{Yh}] \otimes [SU(3)_l \otimes U(1)_{Yl}] \otimes SU(2)_L \\ \downarrow \Lambda_t \\ SU(3)_C \otimes U(1)_Y \otimes SU(2)_L \\ \downarrow \nu_{EW} \\ SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}, \end{gathered} \tag{2}$$

donde $SU(3)_h \otimes U(1)_{Yh}$ ($SU(3)_h \otimes U(1)_{Yl}$) se acoplan preferencialmente a la tercer (primera y segunda) familia de fermiones del ME. Los grupos $U(1)_{Yh}$ y $U(1)_{Yl}$ son una versión escalada de $U(1)_Y$ EW, y la intensión de hacer la distinción es que $U(1)_{Yh}$ es responsable de realizar una *inclinación* para que en el momento de la condensación, $\langle \bar{t}t \rangle \neq 0$ mientras que $\langle \bar{b}b \rangle \approx 0$.

Al realizarse la primera fase del rompimiento de simetría, los parámetros de acoplamiento de los grupos gauge pasan a ser g_3 y g_Y. Además, en el proceso adquieren masa un octete de colorones (B) degenerados asociados a los generadores de $SU(3)$ rotos y un Z' pesado.

Por otra parte, al realizarse la segunda etapa del rompimiento de simetría surgen tres bosones de Nambu-Goldstone

(NG), $\pi_t^{\pm,0}$, o *piones-top*, cuya constante de decaimiento calculada por medio de la ecuación de Pagels-Stokar [15] es $f_t^2 \sim 60$ eV. La masa de los piones-top puede ser estimada tomando en cuenta la pequeña contribución de ETC a la masa del top en un porcentaje ϵ, así

$$m_{\pi_t}^2 = \frac{N_C m_t^2 M_B^2}{8\pi f_t^2}. \tag{3}$$

Para 0.03< ϵ <0.1; 1.0 TeV< M_B <1.5 TeV y $m_t = 180$ GeV se predice que (180 GeV< m_{π_t} <240 GeV).

Además de que el modelo predice predice tres piones-top pesados, también predice un *bosón de Higgs-top*, h_t^0, con un acoplamiento de Yukawa grande para la tercera generación de fermiones. Los acoplamientos de Yukawa respectivos son obtenidos del Lagrangiano:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} =& |D_\mu \Phi|^2 - Y_t \frac{\sqrt{v_\omega^2 - f_t^2}}{v_\omega} \overline{\Psi_L} \Phi t_R \\ & - Y_t \frac{\sqrt{v_\omega^2 - f_t^2}}{v_\omega} \overline{t_R} \Phi \Psi_L - m_t \bar{t} t,\end{aligned} \tag{4}$$

con $Y_t = (1-\epsilon) m_t / F_t$, el factor $\frac{\sqrt{v_\omega^2 - f_t^2}}{v_\omega}$ ($v_\omega \approx 174$ GeV) refleja la mezcla entre los escalares Higgs-top y lo que serían bosones Goldstone y ϵ parametriza la porción de la contribución del ETC a la masa del quark top. El campo escalar Φ está dado por

$$\Phi = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(h_t^0 + i \pi_t^0 \right) \\ \pi_t^+ \end{pmatrix}. \tag{5}$$

3. Cálculo de $\Delta\kappa$ del quark top

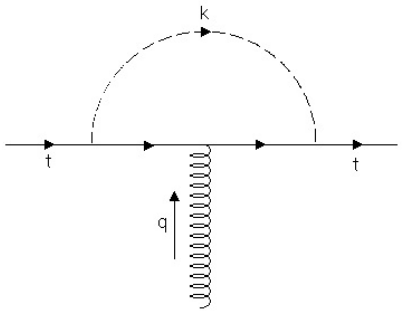

Fig. 1: Diagrama de Feynman para calcular la contribución del modelo TC2 al $\Delta\kappa$ del quark top.

Tomaremos los siguientes valores para los parámetros topcolor: ϵ =0.1, $v_w = 174$ GeV y $f_t = 50$ GeV. En la figura 1 mostramos el diagrama de Feynman para calcular las contribuciones del modelo TC2 al $\Delta\kappa$ del quark top. Las reglas de Feynman para este modelo se encuentran en la Tabla 1, siendo $f = \sqrt{v_\omega^2 / f_t^2 - 1}$.

Tabla No. 1: Acoplamientos para calcular las contribuciones del modelo TC2 al $\Delta\kappa$ del quark top.

	A	B	A'	B'
tth_t^0	$-i\frac{(1-\epsilon)m_t}{\sqrt{2}v_\omega} f$	$-i\frac{(1-\epsilon)m_t}{\sqrt{2}v_\omega} f$	$-i\frac{(1-\epsilon)m_t}{\sqrt{2}v_\omega} f$	$-i\frac{(1-\epsilon)m_t}{\sqrt{2}v_\omega} f$
$tt\pi_t^0$	$-\frac{(1-\epsilon)m_t}{\sqrt{2}v_\omega} f$	$\frac{(1-\epsilon)m_t}{\sqrt{2}v_\omega} f$	$-\frac{(1-\epsilon)m_t}{\sqrt{2}v_\omega} f$	$\frac{(1-\epsilon)m_t}{\sqrt{2}v_\omega} f$
$tb\pi_t^+$	0	$-i\frac{(1-\epsilon)m_t}{v_\omega} f$	$-i\frac{(1-\epsilon)m_t}{v_\omega} f$	0

En la Figura 2 presentamos la evolución de cada uno de las contribuciones escalares topcolor h_t^0, $\pi_t^\pm$, π_t^0 al $\Delta\kappa$ en función de sus masas.

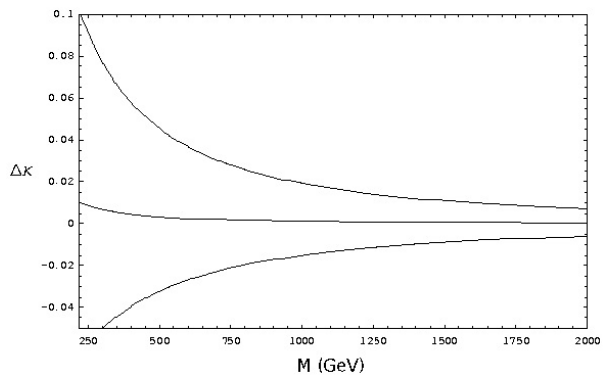

Fig. 2: $\Delta\kappa$ del quark top en función de las masas de las partículas topcolor: la curva superior corresponde al h_t^0, la del medio a $\pi_t^\pm$ y la inferior a π_t^0.

4. Conclusiones

Para $m_{h_t^0} \approx m_{\pi_t^\pm} \approx m_{\pi_t^0} \approx 250$ GeV se obtiene

$$\Delta\kappa^{TC2} = -1{,}0 \times 10^{-2}, \tag{6}$$

el cual es del orden de la sensibilidad del LHC. Hay una estimación anterior de la contribución al $\Delta\kappa$ inducida por una tecniescalar en los modelos TC2 [16]. Sin embargo, esta estimación no tuvo en cuenta los factores reales de la supresión $(4\pi)^{-2}$ implicados en los cálculos a un loop y se obtuvo un valor bastante grande para esta contribución, del orden de 0.1, aunque sea por un tecniescalar relativamente masivo (0.5 TeV) [16]. El valor de $\Delta\kappa^{TC2}$ es del mismo órden que obtenido para el ME: $\triangle\kappa^{ME} = -5{,}6 \times 10^{-2}$ [17].

5. Agradecimientos

COLCIENCIAS

Referencias

[1] F. Abe et al. Report No. FERMILAB-PUB-94/097-E.

[2] S. Abachi et al. Search for the top quark in $p\overline{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ =1.8 TeV D0 Collaboration. Physical Review Letters NÂº 72 (April 1994) p.2138 ISSN: 1079-7114.

[3] G. Kane, G.A. Ladinsky, and C.P. Yuan. Using the top quark for testing standard-model polarization and CP predictions. Physical Review D NÂº 45 (Jan. 1992) p. 124 ISSN: 1550-2368; D. Atwood, A. Aeppli, and A. Soni. Extracting anomalous gluonÂtop-quark effective couplings at the supercolliders. Physical Review Letters NÂº 69 (Nov. 1992) p.2754 ISSN: 1079-7114.

[4] M. Frigeni and R. Rattazzi. Testing an anomalous top quark via precision electroweak measurements. Physics Letters B NÂº 269 (Oct. 1991) p. 412 ISSN: 0370-2693.

[5] J.L. Hewett and T.G. Rizzo. Using $b \to s\gamma$ to probe top quark couplings. Physical Review D NÂº 49 (Jan. 1994) p.319 ISSN: 1550-2368.

[6] E. Laenen, J. Smith, and W.L. van Neerven. Top quark production cross-section. Physics Letters B NÂº 321 (Aug. 1994) p.254 ISSN: 0370-2693.

[7] K. Lane. Multiscale technicolor and top production. Physics Letters B NÂº 327 (May. 1994) p.129 ISSN: 0370-2693.

[8] S. Weinberg. Implications of dynamical symmetry breaking: An addendum. Physical Review D NÂº 19 (Feb. 1979) p.1277 ISSN: 1550-2368; L. Susskind. Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the Weinberg-Salam theory. Physical Review D NÂº 20 (Nov. 1979) p.2619 ISSN: 1550-2368.

[9] S. Dimopoulos and L. Susskind. Mass Without Scalars. Nuclear Physics B NÂº155 (Jan. 1979) p.237 ISSN: 0550-3213.

[10] E. Eichten, K. Lane. Dynamical breaking of weak interaction symmetries. Physics Letters B NÂº 90 (Feb. 1980) p.125 ISSN: 0370-2693.

[11] F. Abe, et al., The CDF Collaboration. Evidence for top quark production in $p\overline{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ =1.8 TeV. Physical Review Letters NÂº 73 (Jul. 1994) p.225 ISSN: 1079-7114.

[12] C. T. Hill. Topcolor: top quark condensation in a gauge extension of the standard model. Physics Letters B NÂº 266 (Aug. 1991) p.419 ISSN: 0370-2693; S. P. Martin. Renormalizable top-quark condensate models. Physical Review D NÂº 45 (Jun. 1992) p.4283 ISSN: 1550-2368; S. P. Martin. Tumbling top-quark condensate model. Physical Review D NÂº 46 (Sep. 1992) p.2197 ISSN: 1550-2368.

[13] V. A. Miransky, M. Tanabashi and K. Yamawaki. Dynamical electroweak symmetry breaking with large anomalous dimension and t quark condensate. Physics Letters B NÂº 221 (Apr. 1989) p.177 ISSN: 0370-2693.

[14] T.C. Hill. Topcolor assisted technicolor. Physics Letters B NÂº 345 (Feb. 1995) p.483 ISSN: 0370-2693.

[15] H. Pagels and S. Stokar. Pion decay constant, electromagnetic form factor, and quark electromagnetic self-energy in quantum chromodynamics. Physical Review D NÂº 20 (Dec. 1979) p.2947 ISSN: 1550-2368.

[16] D. Atwood, A. Kagan and T.G. Rizzo. Constraining anomalous top quark couplings at the Fermilab Tevatron. Physical Review D NÂº 52 (Dec. 1995) p.6264 ISSN: 1550-2368; T.G. Rizzo. Probing anomalous chromomagnetic top quark couplings at the Next Linear Collider. Physical Review D NÂº 50 (Oct. 1994) p.4478 ISSN: 1550-2368.

[17] R. Martínez, M. A. Pérez, N. Poveda T. Chromomagnetic Dipole Moment of the Top Quark Revisited. The European Physical Journal C NÂº 53 (Oct. 2007) p.221 ISSN:1434-6044.