

Estudio de la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ usando el decaimiento $B \rightarrow X_s\gamma$

*Jorge Isidro Aranda Sánchez, David Espinosa Gómez,
Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta y Eduardo Salvador Tututi Hernández*

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, UMSNH

Resumen

Se analizan los efectos a un lazo de un nuevo bosón, identificado como Z' , sobre el proceso que viola sabor $b \rightarrow s \gamma$, donde b es el quark bottom, s es el quark strange y γ representa al fotón. A partir de este decaimiento se emplea el modelo secuencial Z para establecer una cota para el acoplamiento que viola sabor, denotado por $Z'bs$, y cuya intensidad se identifica con el parámetro $|\Omega_{bs}|^2$. Se encontró una cota para el parámetro $|\Omega_{bs}|^2$ del orden de 10^{-1} en el rango de masas de $2 TeV < m_{Z'} < 3TeV$.

Palabras clave: Bosón de norma Z' , modelo secuencial Z , violación de sabor.

Abstract

The Z' one-loop effects on the flavor-violating $b \rightarrow s \gamma$ process are analyzed. We employed the sequential Z model in order to establish a bound for the flavor-violating $Z'bs$ coupling, whose strength is parametrized by $|\Omega_{bs}|^2$. We found a bound of the order of 10^{-1} for the mentioned parameter in the mass range $2 TeV < m_{Z'} < 3TeV$.

Keywords: Z' gauge boson, sequential Z model, flavor violation.

Introducción

La presencia de un nuevo bosón de norma neutro masivo Z' se predice en el contexto de numerosas extensiones del Modelo Estándar (ME). El grupo de norma extendido $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$ es el modelo más simple que predice la existencia del bosón Z' (Durkin *et al.*, 1986; Cvetič *et al.*, 1992; Chiang *et al.*, 2011; Langacker *et al.*, 1992). Aunque ausente en el ME, el fenómeno de violación de sabor puede surgir en muchas de sus bien motivadas extensiones. Una característica interesante de la mayoría de los modelos más allá del ME es la presencia de sectores de Yukawa generalizados, los cuales favorecen transiciones no-diagonales mediadas por partículas neutras masivas de espín 1 (Durkin *et al.*, 1986; Cvetič *et al.*, 1992; Chiang *et al.*, 2011; Langacker *et al.*, 1992). En la actualidad, los datos experimentales han demostrado la existencia de oscilaciones de neutrinos (los neutrinos son conocidos como leptones neutros), lo cual en palabras simples, nos dicen que la conservación del sabor leptónico se viola en la naturaleza. Si bien, la única señal de violación de sabor leptónico proviene de transiciones entre leptones neutros, las transiciones que violan sabor entre fermiones cargados constituyen por sí mismas un tema interesante de estudio, ya que si dichas transiciones ocurren en la naturaleza, esta sería una evidencia adicional de violación de sabor tanto para leptones cargados como para quarks.

El propósito de este trabajo es estudiar el efecto de violación de sabor de quarks mediada por el bosón Z' sobre el proceso $b \rightarrow s \gamma$, explotando la rica fenomenología que ofrecen los decaimientos débiles del mesón B . Teóricamente, se ha demostrado que este decaimiento es altamente sensible a posibles efectos de nueva física en diferentes contextos (Hewett, 1993). El principal objetivo de este trabajo consiste en estimar numéricamente la intensidad del acoplamiento Z' bs desde el decaimiento $b \rightarrow s \gamma$. Sin embargo, es bien conocido que este proceso no puede abordarse de forma aislada, sino que se le debe considerar como parte del decaimiento mesónico $B \rightarrow X_s \gamma$, donde X_s es un hadrón con extrañeza.

El Lagrangiano que viola sabor

Se considera el Lagrangiano renormalizable más general, el cual incluye la violación de sabor mediada por un nuevo bosón de norma neutro masivo, que viene de algún modelo extendido o de gran unificación (Langacker *et al.*, 1992). Este Lagrangiano está dado como:

$$L_{NC} = \sum_{i,j} \left[\bar{f}_i \gamma^\alpha \left(\Omega_{L f_i f_j} P_L + \Omega_{R f_i f_j} P_R \right) f_j + \bar{f}_j \gamma^\alpha \left(\Omega_{L f_i f_j}^* P_L + \Omega_{R f_i f_j}^* P_R \right) f_i \right] Z'_\alpha, \quad (1)$$

donde f_i es cualquier fermión del ME y Z'_α es el campo que representa al bosón de norma neutro predicho por varias extensiones del ME (Durkin *et al.*, 1986; Cvetič *et al.*, 1992; Chiang *et al.*, 2011; Langacker *et al.*, 2000; Valencia *et al.*, 2006; Chiang *et al.*, 2006; Pati *et al.*, 1974; Mohapatra *et al.*, 1975; Pisano *et al.*, 1992; Frampton, 1992). Dado el interés en analizar el sector de quarks $f_i \equiv q_i$, donde q_i es cualquier quark del ME. Los parámetros $\Omega_{L q_i q_j}$ y $\Omega_{R q_i q_j}$ representan la intensidad del acoplamiento $Z' q_i q_j$.

En el contexto del modelo secuencial Z , los acoplamientos diagonales del bosón Z' con pares de fermiones están parametrizados por $Q_{L,R}^{f_i}$ (Robinett *et al.*, 1982; Arhrib *et al.*, 2006) y están relacionados con los parámetros de acoplamiento Ω de la siguiente forma: $\Omega_{L f_i f_i} = g_2 Q_L^{f_i}$ y $\Omega_{R f_i f_i} = -g_2 Q_R^{f_i}$. Aquí, g_2 es el acoplamiento de norma del bosón Z' dado como

$$g_2 = \frac{g}{\cos \theta_w}, \quad (2)$$

donde θ_w es el ángulo de mezcla débil.

Los vértices asociados con los acoplamientos que violan sabor $Z' f_i f_j$ y los que conservan sabor $Z' f_i f_i$ se pueden extraer del Lagrangiano dado en Ecuación 1:

$$\gamma^\alpha \left(\Omega_{L f_i f_j} P_L + \Omega_{R f_i f_j} P_R \right) \quad (3)$$

y

$$-g_2 \gamma^\alpha \left(Q_L^{f_i} P_L + Q_R^{f_i} P_R \right) \quad (4)$$

El decaimiento $b \rightarrow s\gamma$

La contribución del acoplamiento que viola sabor $Z'bs$, al decaimiento $b \rightarrow s\gamma$ se calcula con los diagramas de Feynman mostrados en la Figura 1. La amplitud tensorial del proceso $b \rightarrow s\gamma$ se obtuvo a través del programa FeynCalc usando el esquema de reducción Passarino-Veltman. Una vez que se aplicaron las identidades de Gordon y contrayendo con el vector de polarización del fotón, la amplitud tensorial para el decaimiento $b \rightarrow s\gamma$ se reduce a

$$\begin{aligned}
 M_{Tot}^\mu = & \frac{ieg_2 Q_{f_i} \sigma^{\mu\alpha} q_\alpha}{64\pi^2 m_i} \bar{u}(p_j) \left\{ F_1 (Q_L^{f_i} - Q_R^{f_i}) (\Omega_{L f_i f_j} - \Omega_{R f_i f_j}) \right. \\
 & + F_2 (Q_L^{f_i} \Omega_{L f_i f_j} + Q_R^{f_i} \Omega_{R f_i f_j}) \\
 & + \left[F_1 (Q_L^{f_i} - Q_R^{f_i}) (\Omega_{L f_i f_j} + \Omega_{R f_i f_j}) \right. \\
 & \left. \left. + F_2 (Q_L^{f_i} \Omega_{L f_i f_j} - Q_R^{f_i} \Omega_{R f_i f_j}) \right] \gamma^5 \right\} u(p_i), \quad (5)
 \end{aligned}$$

donde

$$F_1 = \frac{m_i^2}{m_{Z'}^2} - 6[B_0(0) - B_0(1)], \quad (6)$$

$$F_2 = 2 \left\{ 1 + 2 \left[C_0(1) m_i^2 + \frac{m_{Z'}^2}{m_i^2} (B_0(0) - B_0(1)) \right] \right\}, \quad (7)$$

con $Q_{f_i} = 1/3$. También $B_0(0) \equiv B_0(0, m_i^2, m_{Z'}^2)$, $B_0(1) \equiv B_0(m_i^2, m_i^2, m_{Z'}^2)$ y $C_0(1) \equiv C_0(m_i^2, 0, 0, m_i^2, m_{Z'}^2, m_i^2)$ son las funciones escalares de Passarino-Veltman.

La amplitud tensorial presentada arriba está libre de divergencias ultravioletas debido a que las funciones B_0 se restan mutuamente y poseen la misma divergencia. Además, se hace evidente la invariancia de norma explícita, ya que esta amplitud es de tipo dipolar y al contraerse con el momento de fotón q^μ , la identidad de Ward simple se satisface.

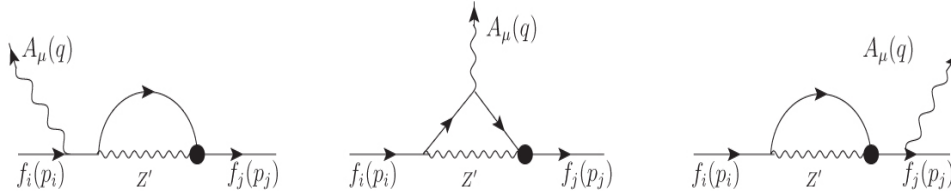


Figura 1. Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $b \rightarrow s\gamma$.

Cálculo del acoplamiento $Z'bs$

Para obtener la intensidad del acoplamiento $Z'bs$, se usa la discrepancia entre la predicción teórica del ME y la medida experimental sobre el proceso $B \rightarrow X_s\gamma$ para cuantificar los posibles efectos de nueva física que podrían estar en esta brecha (Barberio, 2008). Una discrepancia de este tipo se identifica por la siguiente hipótesis

$$R_{Tot-ME} \approx R_{EXP-ME} = \frac{\Gamma_{ME+NF} - \Gamma_{ME}}{\Gamma_{ME}} = \frac{Br_{ME+NF}}{Br_{ME}} - 1, \quad (8)$$

donde se asume que $\Gamma_{ME+NF} = \Gamma_{EXP}$, siendo Γ_{EXP} la anchura experimental medida del proceso $B \rightarrow X_s\gamma$ y Γ_{ME} es la predicción teórica del ME. Además, Br_{EXP} y Br_{ME} son las fracciones de decaimiento asociadas, respectivamente. Haciendo uso de los resultados experimentales encontrados por las colaboraciones BABAR, Belle y CLEO, junto con el análisis del Grupo Heavy Flavor Averaging (Barberio, 2008), se tiene que $Br(B \rightarrow X_s\gamma) = (3.52 \pm 0.23 \pm 0.09) \times 10^{-4}$, la cual se contrasta con la predicción teórica en el ME: $Br(B \rightarrow X_s\gamma) = (3.15 \pm 0.23) \times 10^{-4}$ (Misiak *et al.*, 2007; Misiak & Steinhauser, 2007). Esto implica que la discrepancia entre teoría y experimento es $R_{EXP-ME} = 0.117 \pm 0.113$ (Aranda *et al.*, 2012). Para restringir la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ se asume que la predicción teórica está de acuerdo con el valor experimental. Detalles del cálculo de las contribuciones del proceso $b \rightarrow s\gamma$ sobre el decaimiento $B \rightarrow X_s\gamma$ se pueden encontrar en la referencia (Espinosa-Gómez, 2013).

La gráfica de la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ como una función de la masa del bosón Z' se muestra en la Figura 2. Se puede ver que la intensidad del parámetro $|\Omega_{bs}|^2$ (el cual representa la intensidad del acoplamiento $Z'bs$) se incrementa conforme la masa del bosón Z' crece; el rango de masa estudiado corresponde a

$2 \text{ TeV} < m_{Z'} < 3 \text{ TeV}$, el cual es consistente con las cotas experimentales sobre la masa del bosón Z' reportadas por las colaboraciones experimentales ATLAS y CMS (Chatrchyan et al, 20011; CMS Collaboration, 2011; ATLAS Collaboration, 2012). Es claro que ésta no es una cota restrictiva, ya que $|\Omega_{bs}|^2$ es del orden de 10^{-1} , lo cual indica que se está en un escenario desfavorable para la búsqueda de nueva física, pues nuestro acoplamiento se encuentra en el umbral de la no perturbatividad.

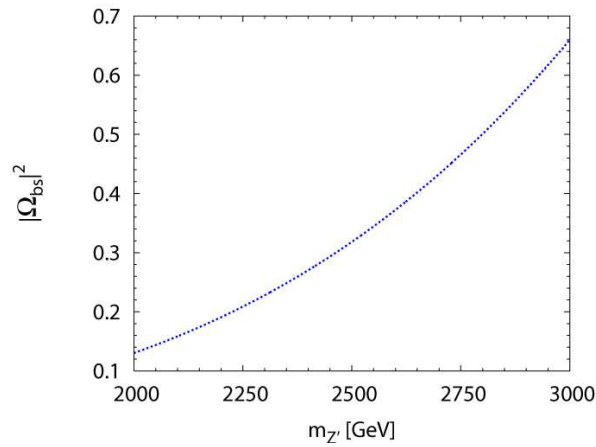


Figura 2. Intensidad del acoplamiento $Z'bs$ como una función de la masa del bosón Z' .

Conclusiones

Se calculó la expresión analítica de la amplitud asociada con el proceso que viola sabor $b \rightarrow s \gamma$, el cual está mediado por un nuevo bosón neutro llamado Z' . Se obtuvo una expresión que está libre de divergencias ultravioletas y es consistente con el teorema de desacoplamiento. Se estimó la intensidad del acoplamiento $Z'bs$ como una función de la masa del bosón Z' . Haciendo uso de la medida experimental para la razón de decaimiento del proceso $B \rightarrow X_s \gamma$, se calculó una cota para el parámetro $|\Omega_{bs}|^2$, el cual es del orden de 10^{-1} para el rango de masas $2 \text{ TeV} < m_{Z'} < 3 \text{ TeV}$. La cota estimada resultó pobremente restrictiva.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por el Sistema Nacional de Investigadores y por la CIC-UMSNH (México).

Referencias

- Durkin L. S., Langacker P. 1986. Phys. Lett., B166, 436.
- Cvetic M., Langacker P. 1992. Beyond the Standard Model III. Proceedings of Ottawa 1992, World Scientific, 454.
- Langacker P., Lou M. 1992. Phys. Rev. D, 45, 278.
- Hewett J. L. 1993. In *Stanford 1993, Proceedings, Spin structure in high energy processes* 463-475, y SLAC Stanford - SLAC-PUB-6521 (94/05, rec. Aug.) 27 p.
- Langacker P., Plumacher M. 2000. Phys. Rev. D, 62, 013006.
- Valencia G., He X.-G. 2006. Phys. Rev. D, 74, 013011.
- Chiang C.-W., Deshpande N. G. & Jiang J. 2006. J. High Energy Phys., 08,75.
- Pati J. C., Salam A. 1974. Phys. Rev. D, 10, 275.
- Mohapatra R. N., Pati J. C. 1975. Phys. Rev. D, 11, 566.
- Pisano F., Pleitez V. 1992. Phys. Rev. D, 46, 410.
- Frampton P. H. 1992. Phys. Rev. Lett., 69, 2889.
- Robinett R. W., Rosner J. L. 1982. Phys. Rev. D, 26, 2396.
- Arhrib A., Cheung K., Chiang C.-W. & Yuan T.-C. 2006. Phys. Rev. D, 73, 075015.
- Barberio E. 2008. (Heavy Flavor Averaging Group), arXiv:0808.1297.
- Misiak M. *et al.*, 2007. Phys. Rev. Lett., 98, 022002.
- Misiak M., Steinhauser M. 2007. Nucl. Phys B, 764, 62.
- Aranda J. I., Montaña J., Ramírez-Zavaleta F., Toscano J. J. & Tututi E. S. 2012. Phys. Rev. D, 86, 035008.
- Espinosa-Gómez D. 2013. Tesis de Maestría, Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Morelia, Michoacán, México.
- Chatrchyan S. *et al.*, 2011. CMS Collaboration. J. High Energy Phys., 05, 93.
- CMS Collaboration. 2011. Report No. CMS PAS EXO-11-019.
- Chatrchyan S. *et al.*, 2011. CMS Collaboration, Phys. Lett. B, 704, 123.
- CMS Collaboration. 2011. Report No. CMS PAS EXO-11-006.
- ATLAS Collaboration. 2012. Report No. ATLAS-CONF-2012-007.