

FCNC en decaimientos raros del quark top

Ricardo Gaitán Lozano

Facultad de Estudios Superiores Cuautitlán
UNAM

March 14, 2023

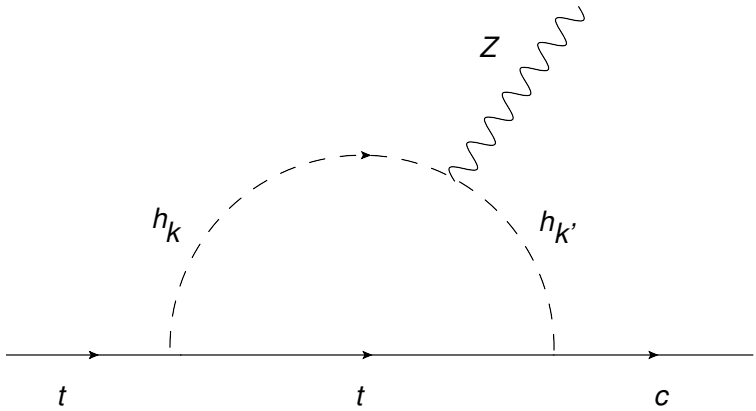
Introducción

- Uno de los objetivos del Large Hadron Collider (LHC) fue observar el bosón de Higgs y buscar física más allá del Modelo estándar (SM).
- En 2012 las colaboraciones ATLAS Y CMS observaron un bosón con características similares al bosón de Higgs del ME con una masa de 125 GeV.
- El ME incorporó originalmente solo un doblete escalar electrodébil donde el bosón de Higgs surge cuando la simetría $SU(2) \otimes U(1)$ es rota.

- No hay restricciones teóricas ni experimentales para suponer solamente un doblete escalar, lo que sugiere considerar modelos con más campos escalares con la finalidad de estudiar física más allá del SM (BSM)
- Evidencia indirecta de una señal de nueva física en procesos raros mediados por corrientes neutras que cambian sabor (FCNC) podrían dar una dirección crucial para BSM. La principal motivación para considerar FCNC es que estos procesos están muy suprimidos en el SM mientras que en sus extensiones son mejoradas por FCNC aproximándose a los límites experimentales.

FCNC en
decaimientos
raros del
quark top

Ricardo
Gaitán
Lozano-FESC
UNAM



- Los decaimientos raros, que han generado gran interés, están asociados al quark top tales como $t \rightarrow qV$ para $q = u, c$ y $V = \gamma, g, Z$. El límite experimental corriente está todavía separado por 10 órdenes de magnitud del SM. El valor en el SM es del orden de $10^{-17} \sim 10^{-12}$ mientras que los límites experimentales corrientes son $BR(t \rightarrow q\gamma) < 5.9 \times 10^{-3}$ y $BR(t \rightarrow qZ) < 2.1 \times 10^{-3}$ para $q = u, c$. En 2HDM conservando CP los decaimientos raros del top muestran un incremento en el branching ratio del orden de $10^{-7} - 10^{-9}$. Esto significa que una señal cercana a los límites de LHC serían una clara evidencia de nueva física.

Modelo Estándar

- Grupo de norma: $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$
- Contenido fermiónico

$$l_{iL}^0 = \begin{pmatrix} \nu_i^0 \\ e_i^0 \end{pmatrix}_L, \quad e_{iR}^0, \nu_{iR}^0; \quad Q_{iL}^0 = \begin{pmatrix} u_i^0 \\ d_i^0 \end{pmatrix}_L, \quad u_{iR}^0, d_{iR}^0$$

El índice i corre sobre las tres familias de fermiones y el superíndice 0 denota estado propios de norma.

Modelo de dos dobletes de Higgs (2HDM)

El Modelo de dos Dobletes de Higgs(2HDM) explica la jerarquía entre las masas de los quarks en las diferentes familias como una consecuencia de la jerarquía de los Valores de Expectación en el Vacío (VEVs).

Campos escalares:

$$\Phi_a = \begin{pmatrix} \phi_a^+ \\ \phi_a^0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$a = 1, 2$.

Las componentes neutras en los campos son definidas como

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (v_a + \eta_a + i\chi_a) \quad (2)$$

La relación entre los estados físicos y de interacción se encuentra a través del rompimiento espontáneo de la simetría (SSB) VEV's conservando $U(1)_{EM}$:

$$\langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

v_1 and v_2 son reales y satisfacen $v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2$ con $v = \frac{2M_W}{g}$.

$$\tan \beta = \frac{v_1}{v_2} \quad (4)$$

2HDM tipos I-II-III

FCNC en
decaimientos
raros del
quark top

Ricardo
Gaitán
Lozano-FESC
UNAM

- 1 Tipo I: Un doblete da masa a todos los quarks.
- 2 Tipo II: Un doblete da masa a los quarks up mientras que el otro da masa a los quarks down
- 3 Tipo III: Los dos dobletes dan masa simultáneamente a los quarks up y down. La matriz de masa depende de los acoplamientos de Yukawa los cuales no pueden ser diagonalizados simultáneamente, permitiendo la presencia de cambios de sabor a nivel árbol.

- Matrices de masa:

$$M^{u,d,l} = \sum_{a=1}^2 \frac{v_a}{\sqrt{2}} Y_a^{u,d,l}, \quad (5)$$

$M^{u,d,l} = \text{diagonal} \{m_{u,d,e}, m_{c,s,\mu}, m_{t,b,\tau}\}$ y

$Y_a^f = V_L^f Y_a^{0f} (V_R^f)^\dagger$, para $f = u, d, l$.

- Las matrices $V_{L,R}^f$ se usan para diagonalizar las matrices de masa y relacionar los estados físicos y de interacción de los fermiones.
- Una consecuencia de las matrices de Yukawa no diagonales en los estados físicos es la presencia de FCNSI entre los bosones de Higgs neutros y los fermiones.

Mezclas y escalares neutros cambiando sabor en 2HDM

FCNC en
decaimientos
raros del
quark top

Ricardo
Gaitán
Lozano-FESC
UNAM

- Si los campos escalares Φ_1 and Φ_2 se incluyen en la forma más general en las interacciones de Yukawa y en el potencial escalar, FC a través de los escalares neutros pueden obtenerse con las interacciones de los fermiones y la mezcla general para los tres estados físicos.
- En el modelo tipo III los bosones de Higgs neutros se denotan como h^0 , H^0 and A^0 y pueden parametrizarse con los tres ángulos $\{\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3\}$.

Interacciones de Yukawa con FC

La estructura más general para los acoplamientos de Yukawa entre fermiones y escalares es

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{i,j=1}^3 \sum_{a=1}^2 \left(\bar{q}_{Li}^0 Y_{aij}^{0u} \tilde{\Phi}_a u_{Rj}^0 + \bar{q}_{Li}^0 Y_{aij}^{0d} \Phi_a d_{Rj}^0 + \bar{l}_{Li}^0 Y_{aij}^{0l} \Phi_a e_{Rj}^0 + h.c. \right)$$

$Y_a^{u,d,l}$ matrices de Yukawa 3×3 . q_L and l_L dobletes izquierdos ante $SU(2)_L$ u_R , d_R , l_R singletes derechos El superíndice cero en los campos fermiónicos y matrices de Yukawa representa la base de interacción y las matrices no diagonales en el caso más general.

Potencial general 2HDM

- Dos dobletes de $SU(2)_L$ complejos: $\Phi_{1,2}$ ($Y = 1$).

$$\begin{aligned} V = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left[m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right] \\ & + \frac{1}{2} \lambda_1 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ & + \lambda_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \lambda_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) \\ & + \left[\lambda_5 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \text{h.c.} \right] \\ & + \left[\lambda_7 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \lambda_8 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) + \text{h.c.} \right] \end{aligned}$$

Los parámetros m_{11}^2 , m_{22}^2 y λ_1 , λ_2 , λ_3 , λ_4 son reales mientras que m_{12}^2 , λ_5 , λ_6 , λ_7 pueden ser complejos.

Las componentes neutras de los dobletes en la base de interacción son $\phi_a^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_a + \eta_a + i\chi_a)$, donde $a = 1, 2$. Rompiendo la simetría de CP explícita,

$$h_i = \sum_{j=1}^3 R_{ij} \eta_j. \quad (6)$$

η_3 , estado ortogonal al would-be Goldstone boson asignado al boson de norma: $\eta_3 = -\chi_1 \sin \beta + \chi_2 \cos \beta$.

$$R = \begin{pmatrix} c_1 c_2 & s_1 c_2 & s_2 \\ - (c_1 s_2 s_3 + s_1 c_3) & c_1 c_3 - s_1 s_2 s_3 & c_2 s_3 \\ -c_1 s_2 c_3 + s_1 s_3 & - (c_1 s_3 + s_1 s_2 c_3) & c_2 c_3 \end{pmatrix},$$

$c_i = \cos \alpha_i$, $s_i = \sin \alpha_i$ for $-\frac{\pi}{2} \leq \alpha_{1,2} \leq \frac{\pi}{2}$ and $0 \leq \alpha_3 \leq \frac{\pi}{2}$. h_i satisface la relación de masa $m_{h_1} \leq m_{h_2} \leq m_{h_3}$. En el caso de conservación de CP, η_1 y η_2 son CP-even y están mezclados en una matriz 2×2 mientras que η_3 es CP-odd desacoplado de η_1 y η_2 . Por el rompimiento de la simetría de CP, en general, los bosones de Higgs neutros $h_{1,2,3}$ no tienen estados propios de CP bien definidos.

Decaimiento $t \rightarrow c\gamma$

FCNC en
decaimientos
raros del
quark top

Ricardo
Gaitán
Lozano-FESC
UNAM

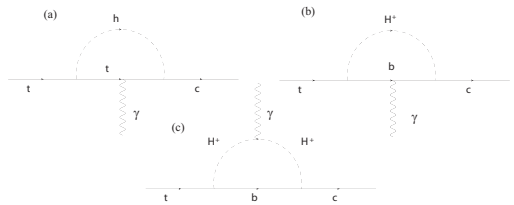
La amplitud para el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ es una transición magnética:

$$\mathcal{M} = \bar{u}(p') [F_1\sigma_{\mu\nu} + F_2\sigma_{\mu\nu}\gamma_5] q^\nu u(p) \epsilon^\mu(q), \quad (7)$$

$p' = p - q$, $\epsilon^\mu(q)$ es la polarización del fotón; Cuando el fotón está on-shell, $q^2 = 0$, y $\epsilon^\mu(q) q_\mu = 0$.

FCNC en
decaimientos
raros del
quark top

Ricardo
Gaitán
Lozano-FESC
UNAM



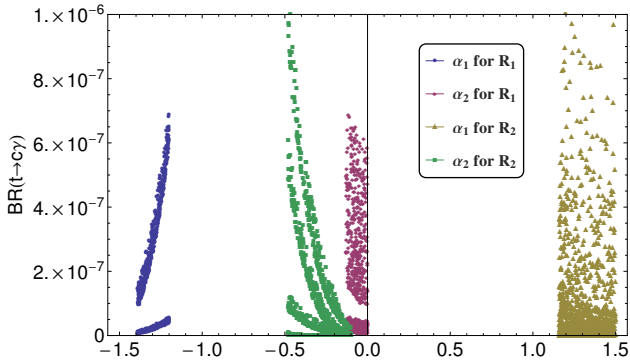


Figure: One loop Feynman diagram with a Higgs boson in the internal line, (a) flavor changing neutral scalar contribution, (b) and (c) charged contributions.

Las contribuciones dominantes para $t \rightarrow c\gamma$ a un loop vienen de los bosones de Higgs neutros y cargados. Las contribuciones cargadas son suprimidas por la masa del quark bottom comparada con la masa del top en la contribución del Higgs neutro. El ancho parcial del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en el modelo tipo III es

$$\Gamma(t \rightarrow c\gamma) = \frac{\alpha G_F m_t^3}{192\pi^4 \cos^4 \beta} |Y_{ct}^u|^2 \sum_k |f_1(\hat{m}_k) A_k^* B_k + f_2(\hat{m}_k) A_k B_k^*|^2,$$

$$G_F^{-1} = \sqrt{2}v^2, \quad v = 246 \text{ GeV}, \quad \alpha \approx 1/128 \text{ a la escala electrodébil.}$$

Las funciones $f_{1,2}$ son definidas como

$$f_1(\hat{m}_k) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{x(x+y-1)}{x^2 + xy - (2 - \hat{m}_k^2)x + 1},$$

$$f_2(\hat{m}_k) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{(x-1)}{x^2 + xy - (2 - \hat{m}_k^2)x + 1},$$

con $\hat{m}_i = \frac{m_{h_i}}{m_t}$ para $i = 1, 2, 3$. El branching ratio puede aproximarse como

$$\text{Br}(t \rightarrow c\gamma) \approx \frac{\Gamma(t \rightarrow c\gamma)}{\Gamma_{\text{top}}},$$

Γ_{top} a NLO est dada por

$$\Gamma_{\text{top}} = \frac{G_f m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 - 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right].$$

$$t \rightarrow cZ$$

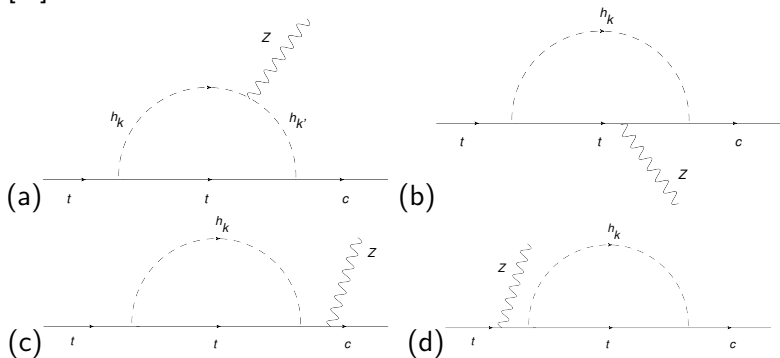
En general las contribuciones a la amplitud asociada a los diagramas de Feynman se escriben como:

$$\mathcal{M}(t \rightarrow cZ) = \bar{u}(c) \left[\gamma_\mu (V_L P_L + V_R P_R) + \frac{2i}{m_t} p_\mu (F_L P_L + F_R P_R) \right] u(t) \epsilon_Z^\mu$$

Las contribuciones q_μ no son consideradas debido a la condición de gauge $\epsilon_Z \cdot q = 0$. Los factores de forma asociados con γ_μ y p_μ pueden relacionarse a través de la identidad de Gordon,

$$\frac{2ip_\mu}{m_t} P_{L,R} = \gamma_\mu P_{R,L} + \frac{i}{m_t} \sigma_{\mu\nu} q^\nu P_{L,R}.$$

[!h]



Feynman diagrams for the $t \rightarrow cZ$ decay.

En la amplitud $\mathcal{M}(t \rightarrow c Z)$, la identidad de Gordon puede aproximarse como $\frac{2p_\mu}{m_t} P_{L,R} \approx \gamma_\mu P_{R,L}$ y la amplitud de $t \rightarrow cZ$ a un loop puede escribirse como:

$$\mathcal{M}(t \rightarrow cZ) = \frac{-i}{16\pi^2} \frac{g^2 m_t Y_{tc}}{M_W \cos \theta_W} \bar{u}(c) \sum_{D=a,b,c,d} \left\{ \gamma_\mu \left[\left(\tilde{V}_L^D + \tilde{F}_R^D \right) P_L + \left(\tilde{V}_R^D + \tilde{F}_L^D \right) P_R \right] \right\} u(t) \epsilon_Z^\mu.$$

$$D = a, b, c, d$$

Todas las contribuciones son finitas porque no hay vértice tcZ vertex a nivel árbol y la Lagrangiana no puede ser normalizada.

$$\Gamma(t \rightarrow cZ) = \frac{G_F^2 m_t^5 Y_{tc}^2}{256\pi^5} \left(1 - \hat{M}_Z^2\right) \left(1 + 2\hat{M}_Z^2\right) \left(|\tilde{A}|^2 + |\tilde{B}|^2\right),$$

$$\hat{M}_Z = \frac{M_Z}{m_t}.$$

Los términos sin dimensiones \tilde{A} and \tilde{B} son

$$\tilde{A} = \sum_{D=a,b,c,d} \left(\tilde{V}_L^D + \tilde{F}_R^D \right),$$

$$\tilde{B} = \sum_{D=a,b,c,d} \left(\tilde{V}_R^D + \tilde{F}_L^D \right)$$

En orden a obtener $BR(t \rightarrow cZ)$ el ancho del SM para el quark top puede ser aproximado a tbW como

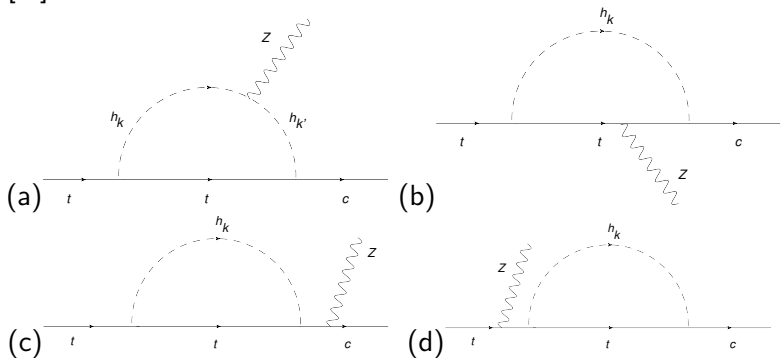
$$\Gamma_{\text{top}} = \frac{G_f m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right] \quad (8)$$

En 2HDM-III con CPV, se incluyen las contribuciones FCNSI , Eq. (8) en el ancho total para el quark top, tal que,
 $\Gamma_{total} = \Gamma_{top} + \Gamma_{rare\ decays}$, where
 $\Gamma_{rare\ decays} = \Gamma(t \rightarrow cZ) + \Gamma(t \rightarrow ch_1)$. La contribución dominante es Γ_{top} ; sin embargo, la contribución $\Gamma_{rare\ decays}$, que contiene $\Gamma(t \rightarrow ch_1)$ a nivel , puede alcanzar hasta $\sim 1\%$ para valores específicos de los parámetros del modelo. Cuando se considera solo la contribución, el BR para $t \rightarrow cZ$ puede ser aproximado como

$$BR(t \rightarrow cZ) \approx \frac{G_F^2 m_t^2 Y_{tc}^2}{16\sqrt{2}\pi^4} \frac{(1 - \hat{M}_Z^2)}{(1 - \hat{M}_W^2)} \frac{(1 + 2\hat{M}_Z^2)}{(1 + 2\hat{M}_W^2)} (|\tilde{A}|^2 + |\tilde{B}|^2).$$

$|\tilde{A}|^2$ y $|\tilde{B}|^2$ son funciones de las masas de los escalares neutros m_{h_k} , $k = 1, 2, 3$, y de los parámetros de mezcla $\alpha_{1,2,3}$, β . h_1 es el Higgs del SM SM, $m_{h_1} = 125$. Las masas de los escalares neutros $h_{2,3}$ se toman del orden de 600 GeV.

[!h]



Feynman diagrams for the $t \rightarrow cZ$ decay.

$t \rightarrow cH$

El proceso con FC $t \rightarrow ch_1$ puede ocurrir a nivel árbol en este modelo. El término no nulo Y_{tc} es responsable del cambio de sabor a través de mediadores escalares neutros. El ancho parcial del decaimiento es:

$$\Gamma(t \rightarrow ch_1) = \frac{m_t}{8\pi} (1 - \hat{m}_{h_1}^2) |Y_{tc}|^2 |B_1|^2,$$

donde

$$B_1 = \cos \alpha_2 \cos(\alpha_1 - \beta) + i \sin \alpha_2 \quad (9)$$

Resultados

- $Br(t \rightarrow c\gamma) \sim 10^{-6}$ para $\tan\beta = 2.5$ y parámetros de mezcla del Higgs neutro $1.16 \leq \alpha_1 \leq 1.5$, $-0.48 \leq \alpha_2 \leq -0.1$.
- $BR(t \rightarrow cZ)$ for $Y_{ff} = 0$ puede alcanzar valores del orden de 10^{-5} , mientras que en el caso $Y_{ff} = m_f/m_W$ tlos valores se incrementan a 8×10^{-4} for $\tan\beta = 1$.
- Para $\tan\beta = 1$ y $Y_{ff} = m_f/m_W$, $BR(t \rightarrow ch_1)$ alcanza un valor máximo del orden 10^{-2} .