



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Decaimiento del quark top $t \rightarrow c\gamma$ en un modelo con un
singlete y dos dobletes de Higgs.

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Erick Munive Villa

asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.
Junio de 2017



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Decaimiento del quark top $t \rightarrow c\gamma$ en un modelo con un
singlete y dos dobletes de Higgs.

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Erick Munive Villa

asesorado por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Puebla Pue.
Junio de 2017

Título: Decaimiento del quark top $t \rightarrow c\gamma$ en un modelo con un singlete y dos dobletes de Higgs.

Estudiante: ERICK MUNIVE VILLA

COMITÉ

Dr. Arturo Fernández
Téllez
Presidente

Dr. Mario Maya Mendieta
Secretario

M. C. Marco Antonio
Arroyo Ureña
Vocal

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Asesor

Índice general

Resumen	IX
Introducción	XI
1. Modelo Estándar	1
1.1. Dinámica de las partículas elementales.	2
1.2. Formalismo lagrangiano del modelo estándar	2
1.2.1. Lagrangiano de Klein-Gordon para un campo escalar.	3
1.2.2. Lagrangiano de Dirac para un campo espinorial.	3
1.2.3. Lagrangiano de Maxwell para un bosón de norma	4
1.3. El principio de invarianza de norma	4
1.4. Rompimiento espontáneo de la simetría	5
1.4.1. Rompimiento de una simetría global.	5
1.4.2. Rompimiento de una simetría local.	6
1.5. El modelo estándar	7
1.6. La interacción electromagnética y débil de los quarks.	9
2. Física del quark top	11
2.1. Antecedentes	11
2.2. Propiedades del quark top	11
2.3. Producción del quark top	12
2.3.1. Producción de pares $t\bar{t}$	12
2.3.2. Producción individual de quarks top	12
2.4. Corrientes neutras con cambio de sabor	14
2.5. Decaimientos del quark top con cambio de sabor	14
3. Decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en el modelo con un singlete y dos dobletes de Higgs	17
3.1. Cinemática del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$	17
3.2. Diagramas de Feynman	18
3.3. Cálculo de la amplitud	20
3.4. Parametrización de Feynman	21
3.5. Amplitud total del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$	23
4. Análisis de resultados	25
4.1. Conclusiones	27
Bibliografía	28

Índice de figuras

1.1. Gráfica del potencial de Higgs (1.21) para $\mu^2 > 0$, visto desde arriba (izquierda) y visto de costado (derecha).	5
2.1. Producción de pares de quarks top en un colisionador hadrónico, seguida del decaimiento dominante de los quarks top.	12
2.2. Producción de un par $t\bar{t}$ en un colisionador hadrónico por medio de fusión de gluones.	13
2.3. Diagramas de Feynman de procesos que permiten la producción de quarks individuales en un colisionador hadrónico.	13
3.1. Diagrama de Feynman para el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ introduciendo correcciones radiativas. El vértice representa todas las correcciones posibles. El quark interno u puede ser u , c o t .	18
3.2. Diagramas de Feynman para la contribución de un escalar o pseudoescalar con acoplamientos con cambio de sabor al decaimiento $t \rightarrow c\gamma$.	19
3.3. Reglas de feynman que son necesarias para realizar el cálculo del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$.	19
3.4. Esquema de la dirección de recorrido que se sigue al aplicar las reglas de Feynman en una línea fermiónica.	20
4.1. Acoplamiento del quark top con un quark tipo up, puede ser el quark charm y el quark top.	25
4.2. Contribución de un escalar (pseudoescalar) al branching ratio del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en función de la masa del escalar (pseudoescalar). Se consideran por separado las contribuciones del quark top y del quark c .	26
4.3. Contribución de un escalar (pseudoescalar) al branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ considerando las estimaciones discutidas en el texto para los acoplamientos del escalar con los quarks. Se considera de manera separada la contribución del quark top y del quark c .	27

Índice de cuadros

1.1. Clasificación de los leptones detectados hasta ahora	1
1.2. Clasificación de los quarks detectados hasta ahora.	1
1.3. Lista de fuerzas fundamentales. La intensidad es relativa a la intensidad de la fuerza fuerte.	2
2.1. Branching ratios de algunos decaimientos raros mediados por corrientes neutras con cambio de sabor predichos por el modelo estándar (ME), teorías supersimétricas (SUSY) y el modelo de dos dobletes de Higgs tipo III (MDDH-III). En la última columna se presenta una estimación del valor más alto posible obtenido de manera independiente de modelo (EIM).	15

Resumen

El quark top es la partícula elemental conocida más pesada y por ello puede tener una amplia gama de modos de decaimiento. Es por esto que el estudio de la fenomenología de este fermión nos puede permitir explorar efectos de nueva física. En el modelo estándar de las interacciones fuerte y electrodébil, las corrientes neutras con cambio de sabor están ausentes a nivel de árbol y procesos de este tipo solo pueden generarse a nivel de un loop u ordenes más altos. Sin embargo, esto no necesariamente es cierto en modelos de extensión, por lo que es posible que las anchuras de los procesos con cambio de sabor mediados por corrientes neutras tengan un incremento apreciable con respecto al modelo estándar. Es por ello que en este trabajo se presenta el cálculo del decaimiento raro del quark top con cambio de sabor mediado por corrientes neutras (FCNC por sus siglas en inglés) $t \rightarrow c\gamma$ a nivel de un loop. En particular, nos enfocamos en la contribución de un bosón escalar neutro que tiene acoplamientos con cambio de sabor, el cual puede surgir en diversos modelos de extensión. En el desarrollo de esta tesis se exponen algunos conceptos de física de partículas, como son: el lagrangiano del modelo estándar para las interacciones débiles de los quarks, los modos de producción y los decaimientos del quark top en un colisionador hadrónico, las corrientes neutras con cambio de sabor, etc. Se presenta el cálculo de la anchura de decaimiento del proceso $t \rightarrow c\gamma$ mediante el método de parametrización de Feynman y se realiza el análisis numérico de los resultados obtenidos considerando como ejemplo ilustrativo el caso de un modelo con un singlete y dos dobletes de Higgs, en el cual existe cambio de sabor a nivel de árbol en el sector de los quarks mediado por dos nuevos bosones escalar y pseudoescalar neutros.

Introducción

El descubrimiento del quark top en 1995 fue un evento importante en la historia de la física de partículas. En particular, le dió respetabilidad al modelo estándar con tres familias de fermiones y además abrió las puertas a nuevas posibilidades para el estudio de la física de partículas. Debido a la gran masa de esta partícula, se tiene una amplia gama de decaimientos. De particular interés son los decaimientos raros del quark top, ya que pueden arrojar información acerca de posibles efectos de nueva física. La primer dificultad que se presentó en el experimento fue la producción de estas partículas, ya que no se encuentran naturalmente libres en el universo y tampoco están confinadas en hadrones pues esto es prácticamente imposible dado que el tiempo de *hadronización* es mayor que el tiempo de *decaimiento*. Esto último abre una ventana para explorar el comportamiento de un quark lejos del confinamiento gluónico. Existen dos formas de producir quarks top en el acelerador LHC (large hadronic collider) del CERN: una de ellas es la producción de un quark top junto con un antiquark top, y la otra es la producción de quarks top individuales, acompañados de otros productos adicionales. El quark top tiene una probabilidad muy alta de decaer en el modo $t \rightarrow Wb$, aproximadamente 99.8%, y el resto de la probabilidad es de nuestro interés, pues entre estos decaimientos se encuentran los decaimientos raros. En el modelo estándar se predice que el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ tiene un branching ratio del orden de 10^{-12} . Esto significa que actualmente no estaríamos en disposición de observar a este decaimiento puesto que se requeriría la producción de 10^{12} quark top para que se produzca un solo evento. Sin embargo, algunos modelos de extensión predicen un mejor panorama ya que predicen un branching ratio que puede ser tan alto como 10^{-3} , lo cual abriría la posibilidad de observar este fenómeno en un futuro cercano. Este trabajo está enfocado en el cálculo del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en un modelo con un singlete y dos dobletes de Higgs, en el cual se predice cambio de sabor mediado por nuevos escalares neutros. Estudios previos de este decaimiento en modelos con solo dos dobletes de Higgs indican que se puede tener una mejora en el branching ratio del decaimiento de entre 10^{-6} y 10^{-10} , lo cual cae dentro de un rango que puede ser detectado en un futuro próximo. El LHC tiene una producción de quarks top de aproximadamente 8×10^6 eventos por año, lo cual significa que, en teoría, en 1 año de producción de quarks top esperamos ver al menos un evento $t \rightarrow c\gamma$. Sin embargo, se espera un incremento en la luminosidad. Es con esta motivación que se presenta este análisis general. Se presentará el cálculo analítico mediante el método de parametrización de Feynman, haciendo uso del método de regularización dimensional para aislar las divergencias ultravioletas. El resultado obtenido se presenta en términos de integrales paramétricas. Finalmente se presenta el análisis numérico del comportamiento del branching ratio del decaimiento y una estimación del orden de magnitud correspondiente.

Capítulo 1

Modelo Estándar

Una teoría de partículas elementales debe ser consistente con la mecánica cuántica y la relatividad espacial. La primera tentativa para conjuntar la mecánica cuántica con la relatividad especial fue realizada por Klein y Gordon, quienes intentaron obtener una ecuación de onda relativista. Esta ecuación no fue considerada aceptable ya que daba lugar a varias inconsistencias teóricas: una densidad de probabilidad que no era positiva definida, soluciones con energía negativa, etc. Posteriormente Dirac intentó construir una ecuación de onda relativista para el electrón y obtuvo la ecuación que lleva su nombre. Sin embargo, esta ecuación aún presentaba ciertas inconsistencias. Posteriormente quedó claro que el camino a seguir para obtener una teoría de partículas es una *teoría cuántica de campos* y se reinterpretaron las ecuaciones de Klein-Gordon y de Dirac como las ecuaciones de movimiento que describen la dinámica de campos escalares y fermiónicos, respectivamente. El primer éxito de una teoría cuántica de campos fue la electrodinámica cuántica (QED por sus siglas en inglés), que describe la interacción del electrón con el campo electromagnético. En general se puede decir que la materia está compuesta por fermiones, los cuales interactúan por medio de bosones, que son los mediadores de las fuerzas. Los fermiones se dividen en dos grupos: el de los quarks y el de los leptones. Los fermiones tienen espín de $\frac{1}{2}$ en unidades de \hbar . En nuestro análisis se hará uso de las unidades naturales y por lo tanto consideraremos $\hbar = 1$ y $c = 1$. En los cuadros mostrados a continuación se enlistan los fermiones detectados hasta ahora.

Leptón	Masa (MeV)	Vida media (s)	Carga eléctrica (e)
Electrón e^-	0.511	∞	-1
Neutrino electrónico ν_e	$< 3 \times 10^{-6}$		0
Muón μ^-	105.658	2.197×10^{-6}	-1
Neutrino muónico ν_μ			0
Tau τ^-	1777	$(291.0 \pm 1.5) \times 10^{-15}$	-1
Neutrino tauónico ν_τ			0

Cuadro 1.1: Clasificación de los leptones detectados hasta ahora

Quark	Carga eléctrica (e)	Masa
Up u	$2/3$	1.5 a 4 MeV
Down d	$-1/3$	4 a 8 MeV
Charm c	$2/3$	1.15 a 1.35 GeV
Strange s	$-1/3$	80 a 130 MeV
Top t	$2/3$	169 a 174 GeV
Bottom b	$-1/3$	4.1 a 4.4 GeV

Cuadro 1.2: Clasificación de los quarks detectados hasta ahora.

Actualmente se conocen los efectos de cuatro fuerzas fundamentales en la naturaleza: fuerte,

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.1. DINÁMICA DE LAS PARTÍCULAS ELEMENTALES.

débil, electromagnética y gravitacional. Los leptones y los quarks son susceptibles a las interacciones electromagnética (si están cargados eléctricamente), débil y gravitacional; mientras que los quarks son susceptibles a todas las fuerzas fundamentales.

1.1. Dinámica de las partículas elementales.

Como ya se mencionó, las fuerzas fundamentales tienen un bosón mediador de espín 1, conocido como bosón de norma. En el Cuadro de abajo se muestra la magnitud de la intensidad de cada fuerza así como su bosón de norma mediador.

Fuerza fundamental	Intensidad relativa	Mediador
Fuerte	10	Gluón
Electromagnética	10^{-2}	Fotón
Débil	10^{-13}	W^\pm y Z
Gravitacional	10^{-42}	Gravitón

Cuadro 1.3: Lista de fuerzas fundamentales. La intensidad es relativa a la intensidad de la fuerza fuerte.

A cada fuerza fundamental le corresponde una teoría en la física. En lo que respecta a la fuerza gravitacional, se tiene la teoría de la relatividad general de Albert Einstein, sin embargo, actualmente no se cuenta aún con una teoría cuántica de la gravitación satisfactoria. Como se puede ver en el Cuadro 1.3, la fuerza gravitacional tiene una intensidad tan pequeña que básicamente en cualquier estudio de partículas elementales se puede despreciar. En cuanto a la fuerza electromagnética, se ha desarrollado la teoría llamada electrodinámica, la cual es consistente con la teoría de la relatividad especial. La teoría cuántica de la electrodinámica (QED) fue perfeccionada por Tomonaga, Feynman, Schwinger y Dyson en los años cuarenta. Por otra parte, la teoría asociada a la fuerza débil (algunas veces llamada *flavordinamics* en inglés) fue desarrollada por Fermi en 1933, otros avances fueron realizados por Lee, Yang, Feynman y Gell-Mann, entre otros, en los años cincuenta; posteriormente esta teoría fue perfeccionada por Glashow, Weinberg y Salam en los años sesenta. El modelo de Glashow-Weinberg-Salam (GWS) considera a las interacciones débil y electromagnética como diferentes manifestaciones de una sola fuerza llamada electrodébil: lo permite entender que en realidad se tienen tres fuerzas fundamentales. Finalmente, en lo que toca a la fuerza fuerte, no se tuvo una teoría cuántica hasta mediados de los años setenta: la teoría para describir ésta interacción recibe el nombre de cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés).

Cada fuerza tiene un bosón de norma mediador, es decir, existe una partícula encargada de transportar la información de un fermión a otro. Para la fuerza gravitacional se propone el gravitón, que a la fecha no ha sido observado. Para la fuerza electromagnética se tiene el fotón, partícula eléctricamente neutra y sin masa. La fuerza débil tiene tres partículas mediadoras, dos bosones masivos con carga eléctrica positiva y negativa, W^\pm , y un bosón masivo eléctricamente neutro, Z . Finalmente, la fuerza fuerte tiene ocho mediadores conocidos como gluones, lo cuales son eléctricamente neutros y sin masa.

1.2. Formalismo lagrangiano del modelo estándar

El formalismo adecuado para construir una teoría de partículas es el llamado formalismo lagrangiano. Para estudiar las propiedades de la teoría y realizar la cuantización se debe construir la densidad lagrangiana del sistema, la cual depende de los campos asociados a las partículas. A continuación presentaremos las densidades lagrangianas que describen la dinámica de los campos escalar, espinorial y de norma.

1.2.1. Lagrangiano de Klein-Gordon para un campo escalar.

La densidad Lagrangiana que describe la dinámica de un campo escalar ϕ es la de Klein-Gordon, la cual está dada como sigue

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - \frac{1}{2}m^2\phi^2. \quad (1.1)$$

Esta densidad lagrangiana es invariante ante la transformación del campo escalar:

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{i\alpha}\Phi, \quad (1.2)$$

con $\phi = cte$. Esta transformación, perteneciente al grupo $U(1)$, es la misma en cada punto en el espacio y tiempo, por lo cual se conoce como transformación global. Se dice que hay invarianza ante transformaciones globales del grupo $U(1)$ si éstas preservan el lagrangiano invariante.

De esta densidad lagrangiana es inmediato obtener

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\phi)} = \partial^\mu\phi, \quad (1.3)$$

así como

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\phi} = -m^2\phi, \quad (1.4)$$

Y por lo tanto en el formalismo de Euler-Lagrange se obtiene la ecuación de movimiento siguiente:

$$(\partial_\mu\partial^\mu + m^2)\phi = 0, \quad (1.5)$$

que es la ecuación de Klein-Gordon, la cual describe la dinámica de una partícula de espín 0 y masa m sin interacciones.

1.2.2. Lagrangiano de Dirac para un campo espinorial.

En cuanto a un campo espinorial Ψ , la densidad lagrangiana está dada por

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi, \quad (1.6)$$

la cual es invariante ante la transformación global

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{-i\alpha}\Psi, \quad (1.7)$$

donde α es una fase constante. Tratemos a Ψ y a $\bar{\Psi}$ como campos independientes. Aplicando la ecuación de Euler-Lagrange a $\bar{\Psi}$ se tiene

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\bar{\Psi})} = 0, \quad \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\bar{\Psi}} = i\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\Psi, \quad (1.8)$$

de modo que la ecuación de movimiento es

$$(i\rlap{\not{\partial}} - m)\Psi = 0, \quad (1.9)$$

la cual es la ecuación de Dirac, que describe la dinámica de una partícula de espín $\frac{1}{2}$ y masa m . Se ha usado la notación de Feynman $\rlap{\not{\partial}} \equiv \gamma^\mu\partial_\mu$ para simplificar la escritura.

Si aplicamos ahora la ecuación de Euler-Lagrange a Ψ obtendremos

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\Psi)} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu, \quad \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\Psi} = -m\bar{\Psi}, \quad (1.10)$$

entonces la ecuación de movimiento es

$$(i\rlap{\not{\partial}} + m)\bar{\Psi} = 0. \quad (1.11)$$

Esta ecuación es la adjunta de la ecuación de Dirac (1.9).

1.2.3. Lagrangiano de Maxwell para un bosón de norma

Para los bosones de norma A_μ se considera el lagrangiano siguiente

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.12)$$

Donde $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Este lagrangiano es invariante ante transformaciones de la forma

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \theta(x) \quad (1.13)$$

Las ecuaciones de movimiento obtenidas por el formalismo de Euler-Lagrange nos dan las ecuaciones de Maxwell, a saber

$$\begin{aligned} \partial_\mu F^{\mu\nu} = 0 &\Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \partial_t \mathbf{E} \\ \partial_\mu \tilde{F}^{\mu\nu} = 0 &\Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B} \end{aligned} \quad (1.14)$$

1.3. El principio de invarianza de norma

Hasta ahora hemos presentado las densidades lagrangianas y las ecuaciones de movimiento para campos escalar, espinorial y de norma en donde no se han considerado las interacciones. La electrodinámica cuántica dió la guía para introducir las interacciones en una teoría mediante el llamado principio de invarianza de norma, el cual consiste en imponer a la densidad lagrangiana una simetría más general que la simetría global. En este caso se exige que las densidades lagrangianas (1.1) y (1.6) sean invariantes ante transformaciones de los campos de tipo local siguientes

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{i\alpha(x)}\Phi \quad (1.15)$$

y

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{-i\alpha(x)}\Psi, \quad (1.16)$$

donde ahora la fase α depende de las coordenadas del espacio tiempo, es decir, se aplica una transformación distinta en cada punto del espacio tiempo. A este tipo de transformaciones se les conoce como transformaciones locales o de norma. La exigencia de la invarianza requiere la introducción de los llamados campos de norma, los cuales están asociados a los mediadores de la fuerza y deben transformarse de cierta forma para mantener la invarianza de la densidad lagrangiana. Consideremos la siguiente densidad lagrangiana para un campo escalar y un campo de norma:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - \frac{1}{2}m^2 \phi^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.17)$$

la cual no es invariante ante la transformación local (1.15). Para lograr esto se debe reemplazar la derivada ordinaria por la derivada covariante

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu, \quad (1.18)$$

en donde el campo de norma A_μ debe transformarse ante la transformación local como

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{q}\partial_\mu \alpha(x). \quad (1.19)$$

Esta es una transformación de norma del grupo $U(1)$. Mediante el principio de invarianza de norma se logró construir la electrodinámica cuántica.

Sin embargo, al tratar de construir una teoría similar para la fuerza débil se encontró el obstáculo de que los términos de masa para los bosones de norma violan el principio de invarianza de norma,

pero la evidencia experimental señalaba que los mediadores de la fuerza débil son masivos. Aunque Yang y Mills propusieron una teoría con invarianza de norma ante el grupo $SU(2)$, la cual describiría la fuerza débil, esta no contenía términos de masa para los bosones de norma y fue rechazada por la comunidad de física de partículas. Posteriormente se propuso el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría para dotar de masa a los bosones de norma sin violar la invarianza de norma. Esto fue fundamental para la construcción del modelo estándar de las partículas.

1.4. Rompimiento espontáneo de la simetría

La construcción del modelo estándar (ME) está basada en principios de simetría y estos a su vez en la teoría de grupos. La conexión entre la física y las simetrías es profunda y esto se puede ver en las leyes de conservación que se derivan de las simetrías. Un punto importante es el rompimiento espontáneo de la simetría. Un problema que hay en la física de las partículas es que no se puede implementar un término de masa en el lagrangiano sin perder la invarianza de norma, Higgs junto con otros físicos implementaron lo que ahora se conoce como *mecanismo de Higgs* para dotar de masa a los campos de norma. Para mantener la invarianza de norma se consideran inicialmente campos de norma no masivos, lo que se consigue al usar el *mecanismo de Higgs* no solo es dotar de masa a los campos de norma sino que además se obtienen los campos físicos, campos que pueden ser observados en el laboratorio. Una de las consecuencias más sorprendentes es que surge un producto remanente, el *bosón de Higgs* el cuál fue observado en el 2012 en el CERN.

1.4.1. Rompimiento de una simetría global.

Consideremos una densidad lagrangiana dada por

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi), \quad (1.20)$$

con

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = -\frac{\mu^2}{2} \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (1.21)$$

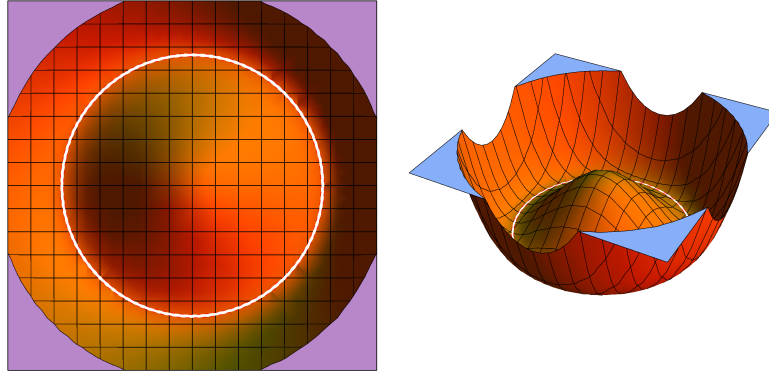


Figura 1.1: Gráfica del potencial de Higgs (1.21) para $\mu^2 > 0$, visto desde arriba (izquierda) y visto de costado (derecha).

Si Φ es constante, la única contribución de la energía es $\mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$. Como μ^2 es positiva habrá un máximo cuando $\phi_1 = \phi_2 = 0$. Y un mínimo en $\phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2$, con $v = \mu/\sqrt{\lambda}$. Como se encuentra un mínimo en la circunferencia de radio ϕ_0 se dice que el mínimo está degenerado, o en otras palabras, el estado de mínima energía está degenerado. Si ahora consideramos la traslación

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR
1.4. ROMPIMIENTO ESPONTÁNEO DE LA SIMETRÍA

$$\phi_1 = \eta + v \quad (1.22)$$

$$\phi_2 = \chi \quad (1.23)$$

se puede escribir el potencial como

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = -\frac{\mu^2}{2}((\eta + v)^2 + \chi^2) + \frac{\lambda}{4}((\eta + v)^2 + \chi^2)^2, \quad (1.24)$$

aquí se puede ver fácilmente que hay un mínimo en $\eta = \chi = 0$, por lo que se dice se ha roto la simetría y que se ha roto un generador. Evaluar al potencial en este mínimo $V_{min} = V(v, \eta = \chi = 0)$ nos permite realizar una aproximación en serie

$$V = -\frac{1}{4} \frac{\mu^4}{\lambda} + \mu^2 \eta^2 + \dots, \quad (1.25)$$

de este modo el lagrangiano queda escrito como

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta - \mu^2 \eta^2 + \frac{1}{2} \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi + \dots \quad (1.26)$$

Haciendo una analogía al lagrangiano de Klein-Gordon (1.5) podemos ver como el término χ que no aparece cuadráticamente corresponde a una partícula escalar sin masa (bosón de Goldstone), por otro lado η corresponde a un bosón escalar con masa $m_\eta = \sqrt{2}\mu$. Esto da lugar al llamado teorema de Goldstone:

Cuando se rompe espontaneamente una simetría global, por cada generador roto del grupo de simetría surge un bosón de Goldstone.

1.4.2. Rompimiento de una simetría local.

Ahora se debe considerar un lagrangiano que sea invariante ante la transformación

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{i\theta(x)} \Phi, \quad (1.27)$$

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \theta(x). \quad (1.28)$$

En este caso $\theta(x)$ depende del espacio tiempo. Ahora se requiere la introducción de un campo de norma no masivo A_μ . El lagrangiano adecuado para describir este sistema está dado por

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - V(\Phi \Phi^\dagger), \quad (1.29)$$

donde se considera $D_\mu \Phi = (\partial_\mu - iqA_\mu) \Phi$ y al mismo potencial (1.21). La transformación (1.27) nos da la libertad de elegir Φ' real:

$$\Phi' = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + h(x)), \quad (1.30)$$

aquí $v = \mu/\sqrt{\lambda}$, como antes. Al hacer esa transformación el lagrangiano queda descrito por la siguiente ecuación

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \mu^2 h^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} q^2 v^2 A_\mu A^\mu + \mathcal{L}_{int}. \quad (1.31)$$

En este punto es donde se dice que se ha roto la simetría *local* y podemos ver que al campos de norma no masivo se le ha dotado de masa $m_A = qv$ y también aparece un campo escalar con masa $m_h = \sqrt{2}\mu$, al cual se le conoce como el bosón de *Higgs*, que aparece como remanente de este

proceso. Cabe mencionar que estos campos son los observados en la naturaleza. Al romper simetría logramos reescribir el lagrangiano sin perder la generalidad de la simetría, en otras palabras la simetría permanece oculta. Este es el mecanismo de *Higgs* usado para dotar con masa a los campos de norma que originalmente son no masivos. De este modo se puede construir un lagrangiano invariante de norma.

1.5. El modelo estándar

El ME está determinado por una simetría de norma ante el grupo $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, sin embargo para los objetivos de esta tesis es suficiente considerar el modelo electrodébil, construido con base a la simetría de norma ante $SU(2) \times U(1)$. Consideraremos pues, únicamente las interacciones electromagnética y débil. Introducimos un campo escalar de dos componentes escalares complejas Φ_A y Φ_B :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_A \\ \Phi_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (1.32)$$

Si $e^{-i\theta}$ es un elemento de $U(1)$ y \mathbf{U} es un elemento de $SU(2)$, se construye un lagrangiano invariante ante una transformación de $U(1) \times SU(2)$ que es de la forma

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\theta} \mathbf{U} \Phi. \quad (1.33)$$

El lagrangiano que es invariante ante esta transformación está dado por

$$\mathcal{L}_{Escalar} = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi), \quad (1.34)$$

con el potencial dado por la ecuación (1.21) y la derivada covariante definida por

$$D_\mu \Phi = [\partial_\mu + (ig_1/2)B_\mu + (ig_2)\mathbf{W}_\mu] \Phi. \quad (1.35)$$

Gracias a la libertad que se tiene debido a la invarianza de norma, podemos elegir Φ con $\Phi_A = 0$ y Φ_B real, lo cual se consigue con una transformación \mathbf{U} dada como

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \mathbf{U} \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \quad (1.36)$$

aquí $v = \mu/\sqrt{\lambda}$ es el valor de expectación del vacío, valor para el cual hay un mínimo en el potencial, y h es un campo real. El valor mínimo del potencial se localiza ahora en $h = 0$, por lo que se ha roto la degeneración. En este punto es donde decimos que se ha roto la simetría. El potencial ahora está dado por

$$V(h) = \mu^2 h^2 + \dots \quad (1.37)$$

donde \dots denota a los términos de interacción. Si retomamos la derivada covariante (1.35) junto con el lagrangiano (1.34), considerando la transformación (1.36), se puede demostrar que

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Escalar} &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \mu^2 h^2 + \frac{g_2^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu} (v + h)^2 \\ &+ \frac{1}{2} \left[\frac{g_2^2}{4} W_\mu^3 W^{3\mu} - \frac{g_1 g_2}{2} W_\mu^3 B^\mu + \frac{g_1^2}{4} B_\mu B^\mu \right] (v + h)^2 + \dots \end{aligned} \quad (1.38)$$

Ahora bien, \mathcal{L}_{Norma} contiene la dinámica de los campos de norma

$$\mathcal{L}_{Norma} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \sum_{k=1}^3 W_{\mu\nu}^k W^{k\mu\nu}, \quad (1.39)$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR
1.5. EL MODELO ESTÁNDAR

donde dos de estos campos corresponden a un bosón de norma cargado eléctricamente. Vamos a reescribir esta densidad lagrangiana como sigue. Para el campo de norma abeliano $B_{\mu\nu}$ se introduce el tensor de campo abeliano siguiente

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.40)$$

mientras que para el campo no abeliano se tiene

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k. \quad (1.41)$$

Consideremos también que $W_{\mu\nu}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu\nu}^1 \mp W_{\mu\nu}^2)$, entonces se obtiene

$$\mathcal{L}_{Norma} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{3\mu\nu} W^{3\mu\nu} + \frac{1}{2} W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu}. \quad (1.42)$$

Como en (1.38) aparece el término $W_\mu^3 B^\mu$, es necesario hacer una rotación ya que éste no representa un término físico. La rotación está dada de la siguiente manera

$$Z_\mu = W_\mu^3 c_W - B_\mu s_W \quad (1.43)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 s_W + B_\mu c_W \quad (1.44)$$

donde

$$c_W = \cos \theta_W = \frac{g_2}{(g_1^2 + g_2^2)^{1/2}}, \quad s_W = \sin \theta_W = \frac{g_1}{(g_1^2 + g_2^2)^{1/2}}, \quad (1.45)$$

a θ_W se le conoce como el ángulo de Weinberg. La rotación inversa de (1.43) y (1.44) es

$$B_\mu = A_\mu c_W - Z_\mu s_W \quad (1.46)$$

$$W_\mu^3 = A_\mu s_W + Z_\mu c_W \quad (1.47)$$

esto último se sustituye en las ecuaciones (1.40) y (1.41) para obtener

$$B_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} c_W - Z_{\mu\nu} s_W \quad (1.48)$$

$$W_{\mu\nu}^3 = A_{\mu\nu} s_W + Z_{\mu\nu} c_W - i g_2 (W_\mu^- W_\nu^+ - W_\nu^- W_\mu^+) \quad (1.49)$$

donde podemos identificar directamente a $A_{\mu\nu}$ con el tensor electromagnético $F_{\mu\nu}$ y también se define $Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu$. Podemos pues reescribir a $\mathcal{L}_{Escalar}$ y a \mathcal{L}_{Norma} usando las rotaciones antes mencionadas como sigue

$$\mathcal{L}_{Escalar} = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{g_2^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu} (v+h)^2 + \frac{1}{8} [(g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu] (v+h)^2 - \mu^2 h^2 \quad (1.50)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Norma} &= -\frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} - \frac{1}{2} [(D_\mu W_\nu^+)^* - (D_\nu W_\mu^+)^*] [D^\mu W^{\nu+} - D^\nu W^{\mu+}] \\ &+ \mathcal{L}_{Interacción} \end{aligned} \quad (1.51)$$

Identificamos a $D_\mu W_\nu^+ = (\partial_\mu + i g_2 s_W A_\mu) W_\nu^+$ y de este par de lagrangianos $\mathcal{L}_{Escalar} + \mathcal{L}_{Norma}$ podemos concluir que existen dos campos correspondientes a bosones masivos y cargados $W^\pm(x)$, un campo del bosón neutro masivo $Z_\mu(x)$, el campo electromagnético $A_\mu(x)$ no masivo y el campo escalar del bosón de Higgs $h(x)$. El resto del lagrangiano contiene las interacciones entre estos campos.

1.6. La interacción electromagnética y débil de los quarks.

La aplicación más importante del rompimiento espontáneo de la simetría ha sido en la teoría de interacciones débiles y electromagnéticas. En 1967 Weingerg utilizó el mecanismo de Higgs para dotar de masa a los bosones de norma. La teoría de las interacciones electrodébiles de los quarks se construye como sigue. Consideremos el doblete de quarks siguiente

$$\mathbb{L} = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad (1.52)$$

el cual pertenece al grupo $SU(2)_L$, y los singletes u_R , d_R que pertenecen al grupo $U(1)_Y$. De acuerdo a evidencia experimental, solo la parte izquierda de los fermiones es susceptible a la fuerza débil. Mediante un lagrangiano invariante de norma ante el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ se construye el modelo estándar. La densidad lagrangiana puede escribirse como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{Quark} + \mathcal{L}_{Norma} + \mathcal{L}_{Escalar} + \mathcal{L}_{Yukawa}, \quad (1.53)$$

donde \mathcal{L}_{Quark} contiene el término cinético de los quarks y se puede escribir como

$$\mathcal{L}_{Quark} = \mathbb{L}^\dagger \bar{\sigma}^\dagger i D_\mu \mathbb{L} + u_R^\dagger i \sigma^\mu D_\mu u_R + d_R^\dagger i \sigma^\mu D_\mu d_R, \quad (1.54)$$

con las derivadas covariantes dadas por

$$D_\mu \mathbb{L} = \left(\partial_\mu + \frac{ig_2}{2} \mathbf{W}_\mu + \frac{ig_1}{6} B_\mu \right) \mathbb{L}, \quad (1.55)$$

$$D_\mu u_R = \left(\partial_\mu + i \frac{2g_1}{3} B_\mu \right) u_R, \quad (1.56)$$

$$D_\mu d_R = \left(\partial_\mu - i \frac{g_1}{3} B_\mu \right) d_R. \quad (1.57)$$

Como el término de masa no es invariante de norma se considera que los campos fermionicos son no masivos, sin embargo podemos emplear el mecanismo de Higgs para dotar de masa a los quarks. Para ello se introduce la densidad lagrangiana de Yukawa:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = - \sum_{ij} \left[G_{ij}^d \left(\mathbb{L}_i^\dagger \Phi \right) d_{Rj} + G_{ij}^{d*} d_{Rj}^\dagger \left(\Phi^\dagger \mathbb{L}_i \right) + G_{ij}^u \left(\mathbb{L}_i^\dagger \epsilon \Phi^* \right) u_{Rj} + G_{ij}^{u*} u_{Rj}^\dagger \left(\Phi^T \epsilon \mathbb{L}_i \right) \right], \quad (1.58)$$

después del rompimiento de simetría se tiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} &= - \frac{v}{\sqrt{2}} \sum_{ij} \left[G_{ij}^d d_{Li}^\dagger d_{Rj} + G_{ij}^{d*} d_{Rj}^\dagger d_{Li} + G_{ij}^u u_{iL}^\dagger u_{Rj} + G_{ij}^{u*} u_{Rj}^\dagger u_{Li} \right], \\ &= - \frac{v}{\sqrt{2}} \left(d_L^\dagger \mathbb{G}^d d_R + d_R^\dagger \mathbb{G}^{d\dagger} d_L + u_L^\dagger \mathbb{G}^u u_R + u_R^\dagger \mathbb{G}^{u\dagger} u_L \right). \end{aligned} \quad (1.59)$$

Aquí \mathbb{G}^d y \mathbb{G}^u son matrices arbitrarias de 3×3 con elementos complejos. Podemos diagonalizar dichas matrices para obtener los eigenestados de mada usando la transformación unitaria dada por

$$d_L = \mathbb{D}_L^\dagger d'_L, \quad (1.60)$$

$$d_R = \mathbb{D}_R^\dagger d'_R, \quad (1.61)$$

$$u_L = \mathbb{U}_L^\dagger u'_L, \quad (1.62)$$

$$u_R = \mathbb{U}_R^\dagger u'_R, \quad (1.63)$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.6. LA INTERACCIÓN ELECTROMAGNÉTICA Y DÉBIL DE LOS QUARKS.

para obtener

$$\mathbb{D}_L \mathbb{G}^d \mathbb{D}_R^\dagger = \mathbb{M}_d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} \quad (1.64)$$

$$\mathbb{U}_L \mathbb{G}^u \mathbb{U}_R^\dagger = \mathbb{M}_u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad (1.65)$$

Es decir, el lagrangiano de Yukawa queda como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} = & -\frac{v}{\sqrt{2}} \left[m_d \left(d_L^\dagger d_R + d_R^\dagger d_L \right) + m_u \left(u_L^\dagger u_R + u_R^\dagger u_L \right) \right] \\ & -\frac{v}{\sqrt{2}} \left[m_s \left(s_L^\dagger s_R + s_R^\dagger s_L \right) + m_c \left(c_L^\dagger c_R + c_R^\dagger c_L \right) \right] \\ & -\frac{v}{\sqrt{2}} \left[m_b \left(b_L^\dagger b_R + b_R^\dagger b_L \right) + m_t \left(t_L^\dagger t_R + t_R^\dagger t_L \right) \right] + \dots, \end{aligned} \quad (1.66)$$

donde hemos prescindido de las primas ya que los campos que estamos obteniendo son los campos *físicos*. El término \dots representa los términos de interacción con el bosón de Higgs, los cuales son diagonales. Vemos que ahora se ha dotado de masa a los quarks. Ahora bien, si conjuntamos los lagrangianos de la dinámica de los quark y de Yukawa, obtenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Q+Y} = & \sum_i \left[u_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu i \{ \partial_\mu + i(2e/3)A_\mu \} u_{Li} + u_{Ri}^\dagger \sigma^\mu i \{ \partial_\mu + i(2e/3)A_\mu \} u_{Ri} \right] \\ & + \left[d_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu i \{ \partial_\mu - i(e/3)A_\mu \} d_{Li} + d_{Ri}^\dagger \sigma^\mu i \{ \partial_\mu - (e/3)A_\mu \} d_{Ri} \right] \\ & \sum_i \left[-u_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu u_{Li} \left(\frac{e}{\sin(2\theta_W)} \right) Z_\mu (1 - (4/3)s_W^2) + u_{Ri}^\dagger \sigma^\mu u_{Ri} \left(\frac{e}{\sin(2\theta_W)} \right) Z_\mu (4/3)s_W^2 \right. \\ & \left. + d_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu d_{Li} \left(\frac{e}{\sin(2\theta_W)} \right) Z_\mu (1 - (2/3)s_W^2) - d_{Ri}^\dagger \sigma^\mu u_{Ri} \left(\frac{e}{\sin(2\theta_W)} \right) Z_\mu (2/3)s_W^2 \right] \\ & - \frac{e}{\sqrt{2}s_W} \left(u_L^\dagger, \quad c_L^\dagger, \quad t_L^\dagger \right) \mathbb{V}_{CKM} \begin{pmatrix} \tilde{\sigma}^\mu d_L \\ \tilde{\sigma}^\mu s_L \\ \tilde{\sigma}^\mu b_L \end{pmatrix} W_\mu^+ + \mathcal{L}_{Yukawa}. \end{aligned} \quad (1.67)$$

En esta última ecuación se introduce la matriz \mathbb{V}_{CKM} , que se conoce como matriz de mezcla de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, la que permite que el bosón de norma W se acople a quarks de distintos sabores. De esta ecuación podemos identificar como interactúan los quarks con los bosones de norma débiles y electromagnético, mientras que las relaciones (1.50) y (1.51) nos permiten determinar las interacciones entre los bosones de norma y el bosón de Higgs.

Capítulo 2

Física del quark top

El análisis del capítulo anterior sirvió para discutir algunos aspectos del modelo estándar, con particular interés en el sector de los quarks y sus interacciones. En este capítulo discutiremos las propiedades del quark top así como su fenomenología: modos de producción y decaimiento.

2.1. Antecedentes

Después del descubrimiento del quark bottom, se especuló sobre la existencia de un sexto quark para completar la tercera familia. Después de años de búsqueda, un estudio detallado de diferentes procesos sugería la existencia de un fermión con carga $2/3$ y una masa de aproximadamente 170 GeV. El quark top se descubrió en el año 1995 en el Tevatron del FermiLab, el único colisionador que funcionaba con la energía suficiente para producirlo: $E_{CM} = 1.8eV$. En este descubrimiento se registraron alrededor de seiscientos eventos $t\bar{t}$, cantidad que fue suficiente para establecer el descubrimiento. El quark top posee una masa mucho mayor a la de cualquier fermión observado, esto abre la posibilidad al estudio de diversos decaimientos de este quark que puedan poner a prueba al modelo estándar así como a otros modelos de extensión. De particular interés son los decaimientos del quark top con cambio de sabor $t \rightarrow cV$, $V = \gamma, g, Z$, los cuales son mediados por corrientes neutras (FCNC, por sus siglas en inglés). En el marco del modelo estándar estos procesos solo pueden ocurrir a nivel de un loop y por lo tanto la probabilidad de que ocurran es ínfima, es por esta razón que es imposible que sean observados en algún colisionador presente o futuro. Sin embargo, la situación es diferente en algunos modelos de extensión, como el modelo con dos dobletes de Higgs (MDDH), los modelos supersimétricos (SUSY), el modelo de technicolor, entre otros. Todos éstos modelos tienen en común que predicen corrientes neutras con cambio de sabor a nivel de árbol y por ello predicen un incremento a la probabilidad de los decaimientos con cambio de sabor de quark top, lo que implicaría que estos procesos pudieran estar al alcance de observación experimental. En particular, los modelos MDDH y de SUSY predicen que los decaimientos $t \rightarrow cV$ podrían estar dentro de un rango observable en el LHC del CERN.

2.2. Propiedades del quark top

El quark top es un fermión con espín $1/2$, con carga eléctrica de $2/3e$ y una masa de aproximadamente 174.5 GeV. El modelo estándar predice que el quark top tiene un tiempo de vida medio de $4 \times 10^{-25} s$, mientras que el tiempo de hadronización es un orden de magnitud mayor: $\tau_{had} \approx 2.4 \times 10^{-24}$, esto quiere decir que el quark top puede *observarse* libre del confinamiento. De este modo también se deduce que es prácticamente imposible observar hadrones compuestos con quarks top (t ó \bar{t}). En la colisión de los pares $p\bar{p}$, se tiene como posibles productos al par de quarks $t\bar{t}$, éstos a su vez tienen como remanente al producto $b\bar{b}W^+W^-$, principalmente. La probabilidad de observar el decaimiento $t \rightarrow bW$ se define por medio del **branching ratio** (BR) y está dada por $BR(t \rightarrow bW) \sim 0.998$, es decir la probabilidad de observar el producto bW en un decaimiento del quark top es del 99.8%, mientras que en el 0.2% restante se encuentran los decaimientos raros.

Cabe mencionar que el decaimiento $t \rightarrow Wb$ además de ser el más probable, se da por medio de corrientes cargadas, mientras que la probabilidad restante puede incluir decaimientos mediados por corrientes neutras con cambio de sabor. Debido a que la probabilidad de observar estos decaimientos es baja, se requieren grandes cantidades de colisiones, por lo tanto se tiene demasiado ruido de fondo. La baja probabilidad junto con el ruido de fondo presentan una dificultad insuperable para el experimento dentro del modelo estándar.

2.3. Producción del quark top

2.3.1. Producción de pares $t\bar{t}$

En un colisionador hadrónico se pueden producir quarks top de manera individual o por pares $t\bar{t}$. La razón principal de que se requieran altas energías para producir quarks top es que las colisiones de hadrones en realidad son colisiones de los partones (quarks y gluones) que se encuentran confinados dentro del hadrón, por lo cual la energía del hadrón se divide entre los partones, de modo que las colisiones a nivel partónico se dan a menor energía. Los mecanismos de producción por pares se dan por medio de la aniquilación de pares $q\bar{q}$ y por fusión de gluones. En la Figura 2.1 se muestra con un diagrama de Feynman la producción un par de quarks $t\bar{t}$, seguido por el decaimiento más probable de los quarks top producidos: $t \rightarrow Wb$.

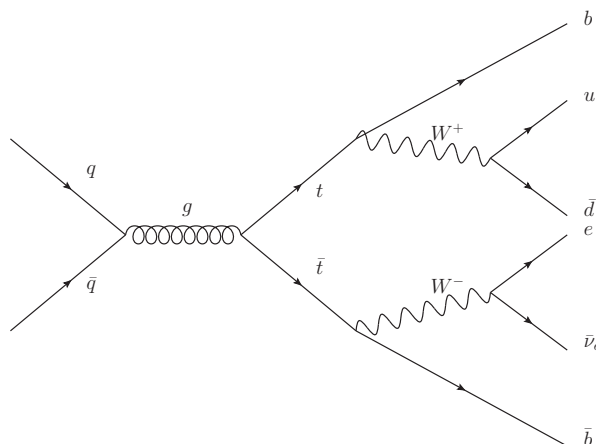


Figura 2.1: Producción de pares de quarks top en un colisionador hadrónico, seguida del decaimiento dominante de los quarks top.

El bosón W puede decaer de dos maneras diferentes: *leptonicamente* con un branching ratio $BR(W \rightarrow \ell_i \bar{\nu}_{\ell_i}) \sim 1/9$ ($\ell_i = e, \mu, \tau$) y *hadronicamente* con $BR(W \rightarrow q_1 \bar{q}_2) = 2/3$ ($q_1 \bar{q}_2 = u\bar{d}, c\bar{s}$). De modo que la Figura 2.1 representa por igual todas las posibilidades. En la Figura 2.2 se presentan los diagramas de Feynman para la producción de pares $t\bar{t}$ por medio de fusión de gluones.

Para una energía del centro de masa $E_{CM} = 1.96$ TeV, los pares producidos por aniquilación de quarks $q\bar{q}$ representan el 85 % del total y los producidos por fusión de gluones el 15 %, mientras que para una energía $E_{CM} = 1.8$ TeV la razón de la aniquilación de quarks es de 90 % y la de fusión de gluones de 10 %. En contraste con lo anterior para una energía $E_{CM} = 13$ TeV, las razones son 10 % y 90 %, respectivamente.

2.3.2. Producción individual de quarks top

Existen procesos que permiten la producción de quarks individuales en una colisión hadrónica. En la Figura 2.3 se muestran los diagramas de Feynman correspondientes.

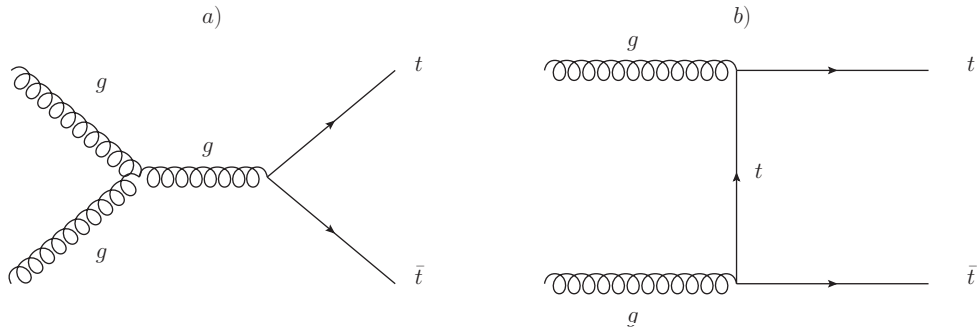


Figura 2.2: Producción de un par $t\bar{t}$ en un colisionador hadrónico por medio de fusión de gluones.

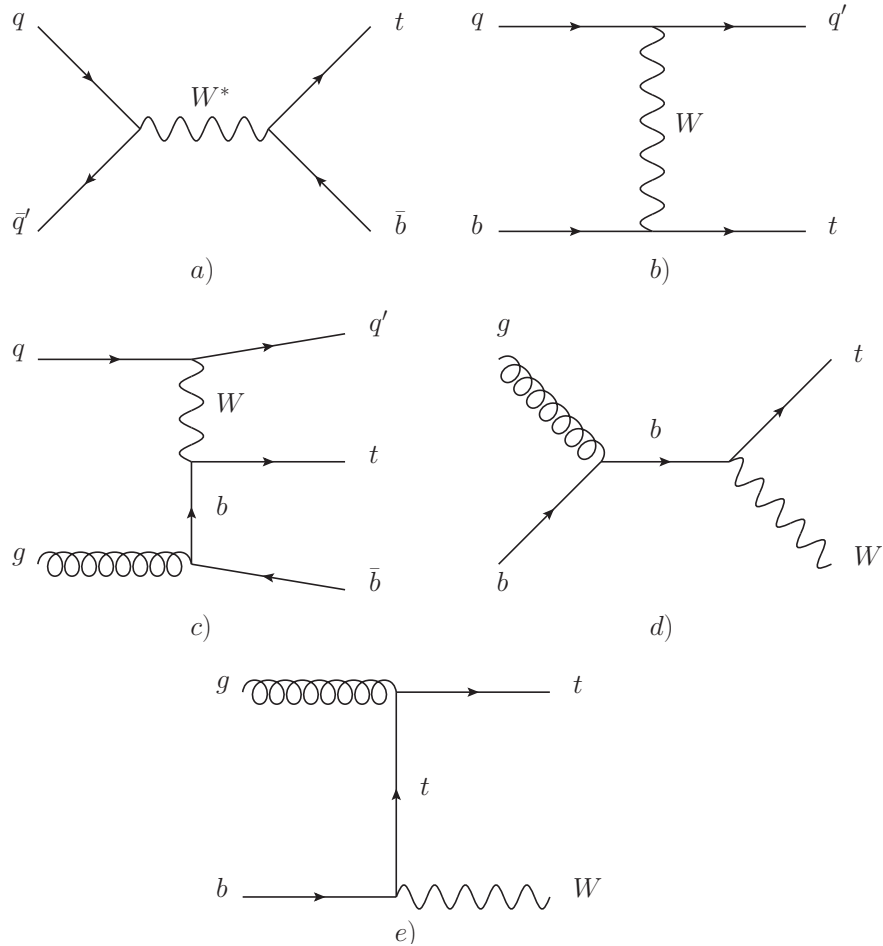


Figura 2.3: Diagramas de Feynman de procesos que permiten la producción de quarks individuales en un colisionador hadrónico.

La sección eficaz de los procesos para producir quarks top individuales es entre dos y tres veces menor que la sección eficaz para producir pares de quarks top $t\bar{t}$. Se podría suponer que habría menor ruido de fondo para la producción individual de quarks que para la producción por pares de quarks top. Sin embargo, la producción individual genera mayores dificultades.

2.4. Corrientes neutras con cambio de sabor

Se puede demostrar que en el límite de bajas energías ($m_W \gg 0$) el lagrangiano efectivo que describe la interacción débil del bosón Z con los quarks se escribe de la forma

$$L_{Zint} = - \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right) j_{Neutral}^\mu Z_\mu, \quad (2.1)$$

donde G_F es la constante de Fermi y

$$j_{Neutral}^\mu = \sum_i \left[u_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu u_{Li} \left(1 - \frac{4}{3} s_W^2 \right) - u_{Ri}^\dagger \sigma^\mu u_{Ri} \left(\frac{4}{3} s_W^2 \right) - d_{Li}^\dagger \tilde{\sigma}^\mu d_{Li} \left(1 - \frac{2}{3} s_W^2 \right) + d_{Ri}^\dagger \sigma^\mu d_{Ri} \left(\frac{2}{3} s_W^2 \right) \right]. \quad (2.2)$$

aquí es donde podemos ver que no hay cambio de sabor en corrientes neutras, es decir no hay términos en $j_{Neutral}^\mu$ que involucren un cambio de sabor a nivel de árbol. Una situación similar ocurre en las interacciones del bosón de Higgs con los quarks, que son de tipo diagonal a nivel de árbol.

2.5. Decaimientos del quark top con cambio de sabor

En el modelo estándar no existen las corrientes neutras con cambio de sabor (FCNC) a nivel de árbol, de modo que este tipo de procesos se pueden inducir nivel de un lazo o a órdenes más altos de teoría de perturbaciones. Por esta razón los modos de decaimiento del tipo $t \rightarrow c\gamma$ están fuertemente suprimidos, a tal punto que no hay posibilidad de observarlos en el LHC, que es el acelerador más potente que existe actualmente.

El quark top tiene modos de decaimiento con cambio de sabor mediados por corrientes cargadas a nivel de árbol debido a que su masa excede la masa del bosón W , es por ello que existen decaimientos del tipo $t \rightarrow qW^+$, con $q = d, s, b$. La matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa \mathbb{V}_{CKM} de la Ec. (1.67) representa las mezclas entre los quarks. Esta matriz puede ser escrita como sigue

$$\mathbb{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C & 0 \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

donde θ_C es el ángulo de Cabbibo. Las constantes $|V_{ij}|^2$ representan la intensidad del acoplamiento del bosón W con los quarks q_i y q_j . La aproximación dada por (2.3) permite entender porque el decaimiento más probable del quark top es $t \rightarrow bW$. Experimentalmente se han determinado valores aproximados para la matriz CKM, los cuales se muestran en la siguiente ecuación (prescindimos del error):

$$|\mathbb{V}|_{CKM} \approx \begin{pmatrix} 0.9742 & 0.2253 & 0.00347 \\ 0.2252 & 0.97435 & 0.041 \\ 0.00862 & 0.00403 & 0.99915 \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Algunos decaimientos con FCNC del quark top permitidos cinemáticamente son $t \rightarrow c\gamma$, $t \rightarrow cg$, $t \rightarrow cZ$, $t \rightarrow c\gamma\gamma$, $t \rightarrow c\gamma Z$ y $t \rightarrow cgg$. Todas estas transiciones están altamente suprimidas en el modelo estándar. En la siguiente tabla mostramos los valores de los branching ratios predichos por el modelo estándar y diferentes teorías de extensión para estos decaimientos. En cuanto al decaimiento de interés en esta tesis, $t \rightarrow c\gamma$, el modelo estándar predice un branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma) \sim 10^{-12}$.

CAPÍTULO 2. FÍSICA DEL QUARK TOP

2.5. DECAIMIENTOS DEL QUARK TOP CON CAMBIO DE SABOR

	ME	SUSY	MDDH-III	EIM
$B(t \rightarrow c\gamma)$	10^{-12}	10^{-8}	$10^{-8} - 10^{-10}$	$< 10^{-3}$
$B(t \rightarrow cZ)$	10^{-12}	10^{-8}	10^{-6}	
$B(t \rightarrow cg)$	10^{-10}	10^{-7}	10^{-5}	< 0.4
$B(t \rightarrow c\gamma\gamma)$	10^{-16}		10^{-5}	
$B(t \rightarrow c\gamma Z)$	10^{-16}		10^{-5}	
$B(t \rightarrow cgg)$	10^{-15}		10^{-5}	

Cuadro 2.1: Branching ratios de algunos decaimientos raros mediados por corrientes neutras con cambio de sabor predichos por el modelo estándar (ME), teorías supersimétricas (SUSY) y el modelo de dos dobletes de Higgs tipo III (MDDH-III). En la última columna se presenta una estimación del valor más alto posible obtenido de manera independiente de modelo (EIM).

Capítulo 3

Decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en el modelo con un singlete y dos dobletes de Higgs

El modelo estándar tiene una cantidad importante de parámetros que solo pueden ser determinados por el experimento. Además existen ciertas preguntas que no tienen respuesta en el marco de esta teoría. Esto motiva a pensar que el modelo estándar es una teoría incompleta. En este sentido, existen diferentes modelos de extensión que buscan solucionar algunos de los problemas para los cuales el modelo estándar no tiene solución. Algunas de estas extensiones pueden dar lugar a fenómenos que en el modelo estándar están prohibidos o altamente suprimidos. El propósito de este trabajo es explorar la posibilidad del decaimiento con cambio de sabor $t \rightarrow c\gamma$ mediado por una partícula escalar neutra con acoplamientos con cambio de sabor a nivel de árbol. Este escenario puede originarse en un modelo con un singlete y dos dobletes de Higgs que ha sido estudiado recientemente. En este modelo se introducen dos dobletes complejos de Higgs Φ_S y Φ_n , junto con un singlete de Higgs complejo S , que se pueden parametrizar como

$$\Phi_S = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \phi^0 + iG_z) \end{pmatrix}, \quad \Phi_n = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H + iA) \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}}(u + s_1 + ip_1), \quad (3.2)$$

donde v y u son los valores de expectación del vacío del doblete Φ_S y del singlete S respectivamente. El doblete Φ_S está fuertemente ligado al modelo estándar pues es el responsable de dotar de masa a los bosones de norma y a los fermiones, mientras que el doblete Φ_n es inerte. Después del rompimiento espontáneo de la simetría el sector de Yukawa para los acoplamientos entre fermiones y bosones de Higgs, en los eigen-estados de masa, está descrito como sigue

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} = & \frac{1}{v} [\bar{U} M_u U + \bar{D} M_d D + \bar{L} M_l L] (c_\alpha h + s_\alpha H_F) \\ & + \frac{v}{\sqrt{2}} [\bar{U}_i \tilde{Z}^u U_j + \bar{D}_i \tilde{Z}^d D_j + \bar{L}_i \tilde{Z}^l L_j] (-s_\alpha h + c_\alpha H_F + iA_F), \end{aligned} \quad (3.3)$$

de aquí vemos que los bosones escalares h , H_F así como el bosón pseudoescalar A_F tienen acoplamientos con cambio de sabor. En esta tesis nos interesa estudiar el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en el contexto del modelo con un singlete y dos dobletes de Higgs.

3.1. Cinématica del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$

Como se puede observar en la Figura 3.1, el 4-momento de la partícula entrante es p_1 y los de las partículas salientes son p_2 y q . Por conservación de 4-momento $q = p_1 - p_2$, por lo cual se puede

deducir que

$$p_1 \cdot p_2 = \frac{m_t^2 + m_c^2}{2}. \quad (3.4)$$

Esta relación será útil para simplificar los resultados.

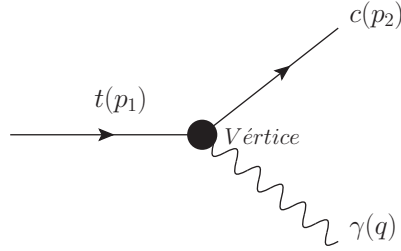


Figura 3.1: Diagrama de Feynman para el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ introduciendo correcciones radiativas. El vértice representa todas las correcciones posibles. El quark interno u puede ser u , c o t .

El decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ no puede ocurrir a nivel de árbol puesto que se violaría la invarianza de norma electromagnética. Supongamos que este proceso se da a nivel de árbol (ver Figura 3.1). La amplitud correspondiente toma la forma $\mathcal{M} \sim \bar{u}(p_2)\gamma^\alpha u(p_1)\epsilon_\alpha^*$. La invarianza de norma electromagnética establece que se debe cumplir la identidad de Ward:

$$\bar{u}(p_2)\gamma^\alpha u(p_1)q_\alpha = 0, \quad (3.5)$$

lo cual nos lleva a una contradicción pues $\mathcal{M}_q \sim (m_t - m_c)\bar{u}(p_2)u(p_1) \neq 0$. Esto prohíbe el decaimiento del quark top $t \rightarrow c\gamma$ a nivel de árbol.

Debido a que se tiene un fotón externo, debemos introducir la condición de transversalidad del campo electromagnético:

$$q_\alpha \epsilon^{*\alpha}(q) = 0, \quad (3.6)$$

donde $\epsilon^{*\alpha}(q)$ es el vector de polarización del fotón. La condición (3.6) implica que podremos omitir los términos proporcionales a q_α en la amplitud del decaimiento, o bien también podemos hacer la sustitución $p_{1\alpha} \leftrightarrow p_{2\alpha}$.

3.2. Diagramas de Feynman

En principio no es posible determinar la amplitud de transición \mathcal{M} del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ de manera exacta, sin embargo mediante perturbaciones se puede obtener una aproximación:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_0 + \mathcal{M}_{1-loop} + \mathcal{M}_{2-loop} + \dots, \quad (3.7)$$

donde el i -ésimo término de la expansión es proporcional a una potencia de la constante de estructura fina α^i . Entonces será suficiente calcular los primeros términos de la serie dado que $\alpha \ll 1$. En nuestro caso calcularemos el término de menor orden, que se origina a nivel de un loop.

Como ya lo hemos mencionado, consideraremos la contribución de un bosón escalar neutro al decaimiento $t \rightarrow c\gamma$. Los diagramas de Feynman a nivel de un loop correspondientes aparecen en la Figura 3.2, en donde la partícula virtual puede ser un escalar o un pseudoescalar.

CAPÍTULO 3. DECAIMIENTO $t \rightarrow c\gamma$ EN EL MODELO CON UN SINGLETE Y DOS DOBLETES DE HIGGS
3.2. DIAGRAMAS DE FEYNMAN

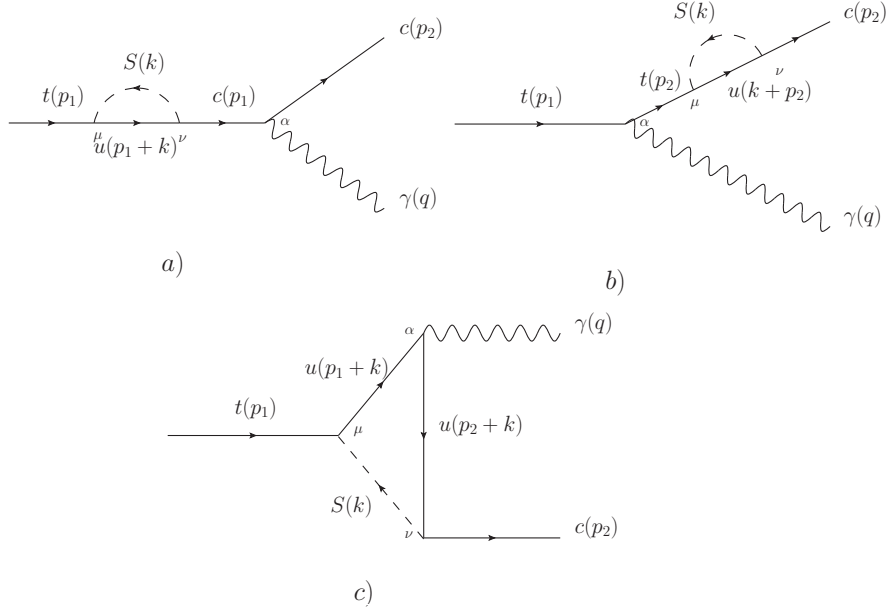


Figura 3.2: Diagramas de Feynman para la contribución de un escalar o pseudoescalar con acoplamientos con cambio de sabor al decaimiento $t \rightarrow c\gamma$.

En la Figura 3.3 mostramos las reglas de Feynman que serán de utilidad para nuestro cálculo.

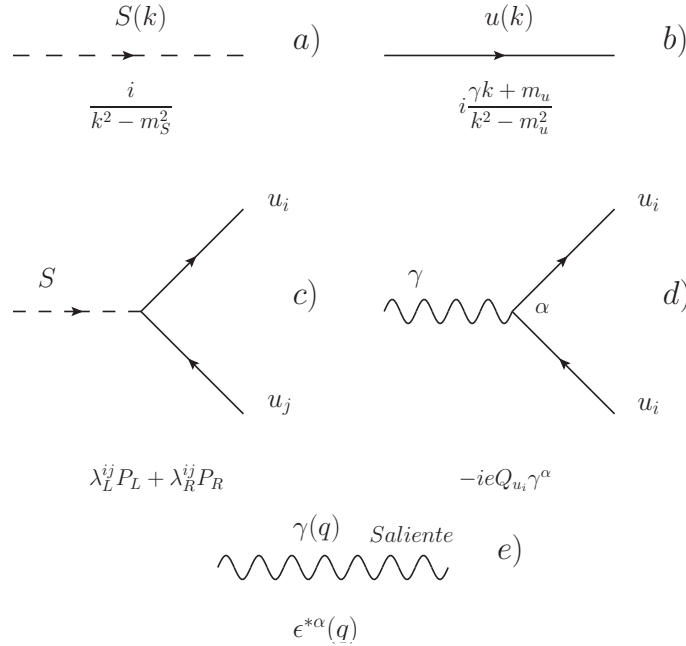


Figura 3.3: Reglas de feynman que son necesarias para realizar el cálculo del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$.

En el inciso c) se muestra que la regla de Feynman asociada al vértice $Su_i u_j$. Consideraremos un acoplamiento general de un escalar con acoplamientos con cambio de sabor izquierdo y derecho a los quarks. Esto nos permite considerar dos casos: el primero es cuando S representa a un bosón

escalar como h o H . En este caso se tiene

$$\lambda_L^{ij} = \lambda_R^{ij} = \lambda_H^{ij}, \quad (3.8)$$

por otra parte, para el pseudo-escalar A se debe considerar

$$\lambda_R^{ij} = -\lambda_L^{ij} = \lambda_A^{ij}. \quad (3.9)$$

La condición (3.8) elimina a γ^5 del cálculo, análogamente (3.9) mantiene solo a γ^5 en la ecuación. Se considerará el caso general, donde $\lambda_R \neq \lambda_L$ para realizar el cálculo, posteriormente se hará un análisis considerando estas condiciones.

3.3. Cálculo de la amplitud

Para obtener los cuadrimentos de las partículas que circulan en el loop de los diagramas de la Figura 3.2 se considera que el cuadrimento se conserva en cada vértice. Cabe mencionar que para las partículas internas no se cumple la condición $p_i^2 \neq m_i^2$, por lo que se conocen como partículas virtuales. La condición de conservación del cuadrimento en los vértices de cada diagrama no nos permite determinar todos los cuadrimentos de las partículas internas por lo que un cuadrimento k queda indeterminado. Por esta razón debe realizarse una integración sobre todo el espacio de momentos. Por otra parte, en los diagramas se muestra una flecha en las líneas fermiónicas, la cual corresponde a la dirección del flujo fermionico. Para escribir la amplitud parcial \mathcal{M}_i correspondiente al i -ésimo diagrama de Feynman, se debe hacer el recorrido en sentido contrario al flujo fermionico como se muestra en la Figura 3.4 y aplicar las reglas de Feynman descritas arriba. La amplitud total queda determinada por la suma de todas las amplitudes parciales:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}^a + \mathcal{M}^b + \mathcal{M}^c, \quad (3.10)$$

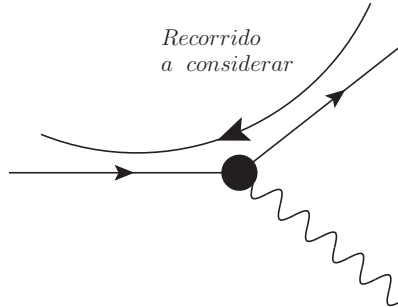


Figura 3.4: Esquema de la dirección de recorrido que se sigue al aplicar las reglas de Feynman en una línea fermiónica.

Ilustraremos la construcción de la amplitud del diagrama de Feynman a) de la Figura 3.2. De acuerdo a la Figura 3.4, debemos empezar el recorrido en el quark c , que es un fermión saliente y por lo tanto se le asigna el espinor $\bar{u}(p_2)$; a continuación nos encontramos con el vértice de interacción del fotón, al cual le corresponde el término $-ieQ_c\gamma^\alpha$; continuando el recorrido se llega al quark virtual c , al cual se le asigna el propagador $i\frac{\not{p}_1+m_c}{m_c^2-m_c^2}$; posteriormente se encuentra el vértice $S\bar{c}u$, al cual se le asigna la regla de Feynman $\lambda_L^{cu}P_L + \lambda_R^{cu}P_R$; a continuación nos encontramos con el quark virtual u , al que le corresponde la regla de Feynman $i\frac{\not{p}_1+k+m_u}{(p_1+k)^2-m_u^2}$; posteriormente llegamos al vértice $S\bar{u}t$, al cual le corresponde el término $\lambda_L^{ut}P_L + \lambda_R^{ut}P_R$; como punto final llegamos al quark entrante, al que se le asigna el espinor $u(p_1)$. Finalmente al fotón saliente se le asigna el vector de

**CAPÍTULO 3. DECAIMIENTO $t \rightarrow c\gamma$ EN EL MODELO CON UN SINGLETE Y
DOS DOBLETES DE HIGGS**
3.4. PARAMETRIZACIÓN DE FEYNMAN

polarización $\epsilon^{*\alpha}(q)$ y al escalar virtual se le asigna el propagador $\frac{i}{k^2 - m_S^2}$. De este modo, agregando la integral para el cuadrimento indeterminado, se tiene que la amplitud está dada como

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^a &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p_2) (-ieQ_c \gamma^\alpha) \left(i \frac{\not{p}_1 + m_c}{m_t^2 - m_c^2} \right) (\lambda_L^{cq} P_L + \lambda_R^{cq} P_R) \\ &\quad \times \left(i \frac{\not{p}_1 + \not{k} + m_u}{(p_1 + k)^2 - m_u^2} \right) (\lambda_L^{qt} P_L + \lambda_R^{qt} P_R) u(p_1) \left(\frac{i}{k^2 - m_S^2} \right) \epsilon_\alpha^*(q). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Podemos hacer un análisis de la ecuación (3.11): el término Q_c corresponde a la carga del quark c de modo que $Q_c = \frac{2e}{3}$, los términos $P_{L,R}$ representan a los proyectores de quiralidad, las constantes $\lambda_{L,R}^{u_i u_j}$ representan los acoplamientos del escalar con los quarks u_i, u_j . Un proceso similar se debe efectuar con el resto de los diagramas para obtener la amplitud correspondiente.

Notamos que en \mathcal{M}^a existen dos términos que dependen de k , mientras que el resto puede sacarse de la integral. Llamaremos I a la integral asociada a \mathcal{M}^a , de modo que ésta última se puede escribir de la siguiente manera

$$\mathcal{M}^a = -\frac{2}{3} \frac{e}{m_t^2 - m_c^2} \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha \left(i \frac{\not{p}_1 + m_c}{m_t^2 - m_c^2} \right) (\lambda_L^{cq} P_L + \lambda_R^{cq} P_R) I (\lambda_L^{qt} P_L + \lambda_R^{qt} P_R) u(p_1) \epsilon_\alpha^*(q), \quad (3.12)$$

donde la integral I queda escrita como sigue

$$I = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\not{p}_1 + \not{k} + m_u}{((p_1 + k)^2 - m_u^2)(k^2 - m_S^2)}, \quad (3.13)$$

Hagamos un pequeño análisis de esta integral en el límite cuando $k \rightarrow \infty$, por lo cual podemos desprestigiar cualquier término que acompañe a k . A modo de ejemplo podemos reescribir y calcular el límite cuando $k \rightarrow \infty$:

$$\lim_{k \rightarrow \infty} I \sim \lim_{k \rightarrow \infty} \int_{k_0}^k \frac{dx}{x} \rightarrow \infty, \quad (3.14)$$

es decir, la integral diverge. A esto se le conoce como divergencia ultravioleta. Cada diagrama de Feynman de la Figura 3.2 contiene una divergencia ultravioleta. Parecería que si consideramos este hecho no tendría sentido continuar con el cálculo pues la contribución del diagrama a) carece de sentido porque es divergente. Sin embargo resulta que las divergencias ultravioletas se pueden aislar de la integral mediante el método de regularización dimensional. De este modo, al sumar las divergencias de todos los diagramas de Feynman, éstas se cancelarán obteniendo un valor finito para la amplitud total del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$.

3.4. Parametrización de Feynman

Como se mencionó antes, la amplitud del diagrama a) contiene divergencias ultravioletas lo cual resulta problemático pues nuestros resultados carecerían de sentido. Es aquí donde aplicaremos el método de parametrización de Feynman junto con regularización dimensional para aislar las divergencias y de este modo poder hacer un estudio adecuado del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$. En el método de regularización dimensional se extiende el número de dimensiones del espacio de cuadrimentos en la integral en k , esto es lo que nos permitirá obtener resultados convergentes al realizar la integración. Sea $D = 4 + 2\epsilon$ la dimensión del espacio tiempo, al tomar el límite $\epsilon \rightarrow 0$ se tiene $D = 4$. Veremos más adelante que las divergencias ultravioletas aparecerán en el resultado de la integral como polos de ϵ .

El método de parametrización de Feynman nos permitirá realizar la integración en el espacio

de momentos. Para ello se consideran las relaciones

$$\frac{1}{D_1 D_2} = \int_0^1 \frac{dx}{(xD_1 + (1-x)D_2)^2}, \quad (3.15)$$

$$\frac{1}{D_1 D_2 D_3} = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} \frac{2 dy}{(xD_1 + yD_2 + (1-x-y)D_3)^3}, \quad (3.16)$$

donde la relación (3.15) es una parametrización usada en los diagramas de burbuja y la relación (3.16) es utilizada para los diagramas de triángulo. Estas relaciones permiten escribir la integral sobre el cuadrimento k en la forma

$$J_n(M^2) = \frac{1}{i\pi^2} \int \frac{d^D k}{(k^2 - M^2)^n} \quad (3.17)$$

las cuales son más fáciles de manipular. De hecho en la literatura se encuentra el resultado siguiente

$$J_n(M^2) = \frac{(-1)^n \pi^\epsilon}{\Gamma(n)} \left(\frac{1}{M^2} \right)^{n-2-\epsilon} \Gamma(n-2-\epsilon). \quad (3.18)$$

Las relaciones (3.15) y (3.16) nos permitirán llevar el denominador de la amplitud a la forma $Den = (k+A)^2 - M^2$, donde A y M son independientes de k . Posteriormente podemos aplicar la traslación $k \rightarrow k-A$ para obtener un denominador de la forma $Den = (k^2 - M^2)^n$. Este paso debe hacerse cuidadosamente ya que debemos hacer la traslación $k \rightarrow k-A$ tanto en el numerador como en el denominador, lo que requiere realizar álgebra de Dirac un tanto laboriosa. Al llevar la integral a la forma (3.18) será posible hacer una expansión en serie para ϵ alrededor de cero, despreciando potencias de orden mayor a 1. Finalmente podremos integrar en x e y y las divergencias quedarán aisladas como polos de ϵ .

Parametrización de Feynman aplicada a \mathcal{M}^a

Ahora describiremos la aplicación del método de parametrización de Feynman a la amplitud \mathcal{M}^a . Dado que el diagrama es de burbuja debemos hacer uso de la ecuación (3.15). Consideremos la integral I de la ecuación (3.13) y usemos $D_1 = (p_1 + k)^2 - m_u^2$ y $D_2 = k^2 - m_S^2$. Después de un poco de álgebra se obtiene $A = xP_1$ y $M^2 = x^2 m_t^2 + x(m_u^2 - m_t^2 - m_S^2) + m_S^2$. Ahora podemos hacer la traslación $k \rightarrow k-A$, con lo que se obtiene:

$$I = \int_0^1 dx \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{\not{k} + (1-x)\not{p}_1 + m_u}{(k^2 - M^2)^2} = \int_0^1 dx \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{(1-x)\not{p}_1 + m_u}{(k^2 - M^2)^2}, \quad (3.19)$$

donde hemos usado el hecho de que integrales que contienen potencias impares de k en el numerador se anulan. Ahora podemos emplear el resultado de la ecuación (3.18) para $n = 2$, con lo cual se sigue que

$$\int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{1}{(k^2 - M^2)^2} = \frac{-i}{(4\pi)^2} \left(\frac{1}{\epsilon} + \gamma + \log(M^2) \right), \quad (3.20)$$

donde γ es la constante de Euler-Mascheroni. Al integrar en x se tiene

$$I = \frac{-i}{(4\pi)^2} \left[\left(\frac{1}{\epsilon} + \gamma \right) \left(\frac{\not{p}_1}{2} + m_u \right) + \int_0^1 dx \left((1-x)\not{p}_1 + m_u \right) \log(M^2) \right]. \quad (3.21)$$

Es fácil ver que para obtener el límite $d = 4$ debemos hacer $\epsilon \rightarrow 0$, pero ello no puede realizarse en el término $1/\epsilon$. Sin embargo, el término independiente de ϵ está libre de divergencias. Es decir, la divergencia quedó aislada de la parte convergente de la integral. Al sumar todas las amplitudes parciales se debe encontrar que todos los términos que multiplican a la divergencia se cancelan.

CAPÍTULO 3. DECAIMIENTO $t \rightarrow c\gamma$ EN EL MODELO CON UN SINGLETE Y DOS DOBLETES DE HIGGS

3.5. AMPLITUD TOTAL DEL DECAIMIENTO $T \rightarrow C\gamma$

El resultado de la integral se debe insertar en la amplitud (3.12). Por ahora solo mostraremos el término divergente:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{div} &= \frac{2e}{3} \frac{-i}{(4\pi)^2} \frac{\Delta}{m_t^2 - m_c^2} \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha (\not{p}_1 + m_c) (\lambda_L^{uc} P_L + \lambda_R^{uc} P_R) \\ &\quad \times \left(\frac{\not{p}_1}{2} + m_u \right) (\lambda_L^{ut} P_L + \lambda_R^{ut} P_R) u(p_1) \epsilon^{*\alpha}(q), \\ &= i \frac{e}{3(4\pi)^2} \frac{\Delta}{m_t^2 - m_c^2} (2(F_{1L} m_c + F_{1R} m_t) \lambda_L^{cu} (2m_u \lambda_L^{ut} + m_t \lambda_R^{ut}) \\ &\quad + (F_{1R} m_c + F_{1L} m_t) \lambda_R^{cu} (m_t \lambda_L^{ut} + 2m_u \lambda_R^{ut})) \epsilon^{*\alpha}(q), \end{aligned} \quad (3.22)$$

donde Δ es la divergencia y se ha introducido la notación $F_{1L} = \gamma^\alpha P_L$ y $F_{1R} = \gamma^\alpha P_R$. Al sumar esta divergencia con de del resto de los diagramas deberemos obtener cero.

3.5. Amplitud total del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$

Mediante un proceso similar al descrito anteriormente podemos encontrar los términos divergentes y convergentes de los diagramas de Feynman b) y c) de la Figura 3.2. Los términos divergentes están dados por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{div}^b &= i \frac{e}{3(4\pi)^2} \frac{\Delta_b}{2(m_c^2 - m_t^2)} ((F_{1L} m_c + F_{1R} m_t) \lambda_L^{ut} (2m_u \lambda_L^{cu} + m_c \lambda_R^{cu}) \epsilon^{*\alpha}(q) \\ &\quad + (F_{1R} m_c + F_{1L} m_t) (m_c \lambda_L^{cu} + 2m_u \lambda_R^{cu}) \lambda_R^{ut}), \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\mathcal{M}_{div}^c = -i \frac{e}{3(4\pi)^2} \Delta_c (-F_{1L} \lambda_L^{ut} \lambda_R^{cu} - F_{1R} \lambda_L^{cu} \lambda_R^{ut}) \epsilon^{*\alpha}(q). \quad (3.24)$$

El cálculo explícito demuestra que $\mathcal{M}_{div}^a + \mathcal{M}_{div}^c + \mathcal{M}_{div}^d = 0$. Es decir, la amplitud total está libre de divergencias.

En cuanto al resultado convergente de la amplitud del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$, éste está dado como sigue:

$$\mathcal{M}(t \rightarrow c\gamma) = \bar{u}(p_2) \Gamma_\alpha u(p_1) \epsilon_\alpha^*(q), \quad (3.25)$$

donde

$$\Gamma_\alpha = A_L \sigma_{\alpha\mu} P_L q^\mu + A_R \sigma_{\alpha\mu} P_R q^\mu, \quad (3.26)$$

con $\sigma^{\alpha\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\alpha, \gamma^\nu]$. La contribución a A_L y A_R proviene unicamente del diagrama de triángulo puesto que los diagramas de burbuja solo contribuyen a los términos divergentes. Explícitamente se tiene

$$A_L = \frac{-i}{(4\pi)^2} \frac{2e}{3} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy f_L(x, y) \epsilon^{*\alpha}(q), \quad (3.27)$$

$$A_R = \frac{-i}{(4\pi)^2} \frac{2e}{3} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy f_R(x, y) \epsilon^{*\alpha}(q), \quad (3.28)$$

con

$$f_L(x, y) = \frac{2m_t((x+y-1)(m_c x \lambda_L^{ut} \lambda_R^{cu} + m_t y \lambda_L^{cu} \lambda_R^{ut}) - m_u(x+y) \lambda_L^{cu} \lambda_L^{ut})}{M^2}, \quad (3.29)$$

$$f_R(x, y) = f_L(x, y) (\lambda_L^{cu} \leftrightarrow \lambda_R^{cu}, \lambda_L^{ut} \leftrightarrow \lambda_R^{ut}), \quad (3.30)$$

donde $M^2 = x(x+y-1)m_c^2 - m_t^2 y - m_H^2(x+y-1) + (x+y)(ym_t^2 + m_u^2)$. Usamos también la identidad de Gordon, la cual básicamente expresa que podemos hacer las sustituciones

$$p_1^\alpha P_L \rightarrow \frac{i}{2} \sigma^{\alpha\mu} q_\mu, \quad (3.31)$$

$$p_1^\alpha P_R \rightarrow \frac{i}{2} \sigma^{\alpha\mu} q_\mu. \quad (3.32)$$

CAPÍTULO 3. DECAIMIENTO $t \rightarrow c\gamma$ EN EL MODELO CON UN SINGLETE Y DOS DOBLETES DE HIGGS

3.5. AMPLITUD TOTAL DEL DECAIMIENTO $T \rightarrow C\gamma$

Finalmente podemos obtener la anchura de decaimiento de este proceso, la cual está dada por

$$\Gamma(t \rightarrow c\gamma) = \frac{1}{8\pi} \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{m_t^2} |\vec{p}_1|, \quad (3.33)$$

donde $|\vec{p}_1| = \frac{m_t^2 - m_c^2}{2m_t}$ es el momento lineal del quark c en el sistema de referencia del centro de masas y

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{1}{N} \sum_{\text{espines}} \mathcal{M}\mathcal{M}^\dagger. \quad (3.34)$$

Al término $|\overline{\mathcal{M}}|^2$ se le conoce como la amplitud cuadrada no polarizada ya se que se obtiene al sumar y promediar sobre polarizaciones de las partículas finales e iniciales, respectivamente. N es el número de polarizaciones del quark top y por lo tanto debe tomarse $N = 2$. El resultado final es entonces

$$\Gamma(t \rightarrow c\gamma) = \frac{3(A_L^2 + A_R^2)(m_t^2 - m_c^2)^3}{32m_t^3\pi}. \quad (3.35)$$

Capítulo 4

Análisis de resultados

Una partícula inestable puede decaer de distintas formas, si se suman las anchuras parciales de todos los modos de decaimiento se obtiene la anchura total, la cual es el inverso de la vida media de la partícula (el tiempo que transcurre desde su producción hasta su decaimiento). El branching ratio BR de un modo de decaimiento particular se define como la anchura parcial del decaimiento entre la anchura total y se puede decir que es la probabilidad de que dicho decaimiento ocurra. En el modelo estándar, el branching ratio asociado al decaimiento $t \rightarrow Wb$ es de 0.98, mientras que para el decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ es del orden de 10^{-12} . En este capítulo estudiaremos el posible incremento que pudiera tener el branching ratio del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ debido a las nuevas contribuciones que predice el modelo con un singlete y dos dobletes de Higgs.

En general, el acoplamiento entre dos quarks up de diferente sabor con un bosón escalar S se puede escribir como

$$\mathcal{L}_{FCNC} = \bar{u}_i \left(\lambda_L^{ij} P_L + \lambda_R^{ij} P_R \right) u_j S, \quad (4.1)$$

Este acoplamiento se muestra en la Figura 4.1.

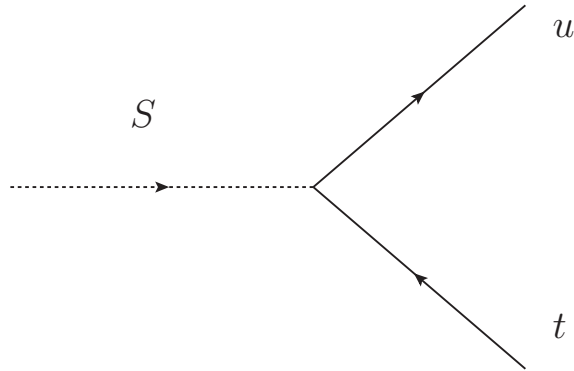


Figura 4.1: Acoplamiento del quark top con un quark tipo up, puede ser el quark charm y el quark top.

Las constantes $\lambda_{L,R}^{ij}$ representan de algún modo la magnitud de dicho acoplamiento y su forma específica se conoce una vez que se considera un modelo en particular. Sin embargo, es de esperar que $\lambda_{L,R}^{ii} \gg \lambda_{L,R}^{ij}$ ($i \neq j$) ya que de manera natural se espera que en cualquier modelo de extensión los acoplamientos con cambio de sabor estén suprimidos con respecto a los acoplamientos diagonales.

Ahora consideraremos la aportación tanto de un bosón escalar como de uno pseudoescalar pues ambos se predicen en el modelo con un singlete y dos dobletes de Higgs. Sin embargo, al considerar los acoplamientos respectivos, se encuentra que la contribución de un escalar es idéntica a la de

CAPÍTULO 4. ANÁLISIS DE RESULTADOS

un pseudoescalar. De este modo se puede reescribir la anchura de decaimiento para los bosones escalares h , H y A como sigue:

$$\Gamma(t \rightarrow c\gamma) = \frac{6}{32m_t^3\pi} |A_S|^2 (m_t^2 - m_c^2)^3, \quad (4.2)$$

donde $A_S = A_L = A_R$.

La anchura de decaimiento del quark top es aproximadamente $\Gamma_{tot} \approx 2$ GeV, entonces el branching ratio del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ está dado por

$$BR(t \rightarrow c\gamma) = \frac{\Gamma(t \rightarrow c\gamma)}{2 \text{ GeV}}. \quad (4.3)$$

Dado que las constantes de acoplamiento dependen de los parámetros del modelo y de que es necesario un estudio más detallado para determinar cotas para sus valores a partir de datos experimentales, nos conformaremos con considerar el cociente $BR(t \rightarrow c\gamma)/|\lambda_S^{cu}\lambda_S^{tu}|^2$. En la Figura 4.2 se muestra dicho cociente en función de la masa del escalar, considerando las contribuciones individuales del quark top y el quark c . No se incluye la contribución del quark u ya que en este caso se tendrían dos acoplamientos con cambio de sabor, por lo cual se espera que esté suprimida con respecto a las contribuciones del quark top y el quark c , que solo contienen un acoplamiento con cambio de sabor.

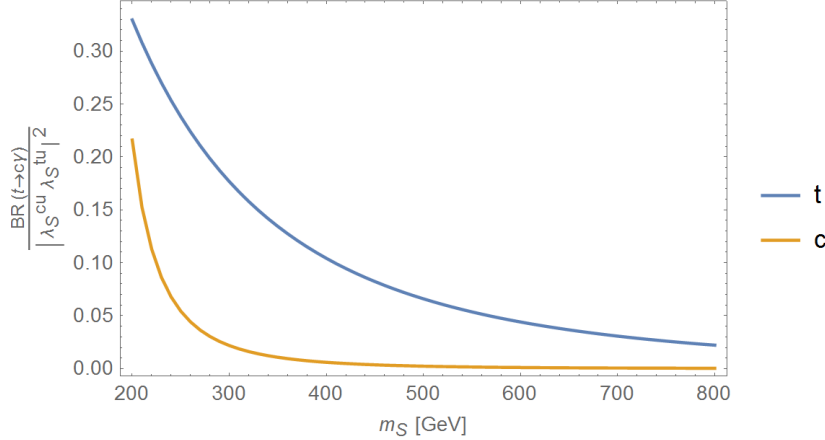


Figura 4.2: Contribución de un escalar (pseudoescalar) al branching ratio del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$ en función de la masa del escalar (pseudoescalar). Se consideran por separado las contribuciones del quark top y del quark c .

Ahora obtendremos una estimación del orden de magnitud del branching ratio del decaimiento $t \rightarrow c\gamma$. Consideraremos como una aproximación que el acoplamiento diagonal del escalar a los quarks es de tipo modelo estándar:

$$\lambda_S^{ii} = \frac{gm_{u_i}}{2m_W}, \quad (4.4)$$

mientras que para los acoplamientos no diagonales consideraremos la hipótesis de Cheng y Sher:

$$\lambda_S^{ij} = \frac{g\sqrt{m_i m_j}}{2m_W} \xi^{ij}, \quad i \neq j, \quad (4.5)$$

con ξ^{ij} un número de orden menor que la unidad. Como aproximación consideraremos $\xi^{ij} = 10^{-1}$, de modo que se cumpla que $\lambda_L^{tc} \lesssim \lambda_L^{cc} \approx 2.4 \times 10^{-3}$. De este modo obtenemos las siguientes

estimaciones para los valores de las constantes de acoplamiento

$$\lambda_S^{tc} \approx 5.98 \times 10^{-3}, \quad (4.6)$$

$$\lambda_S^{tt} \approx 7.13 \times 10^{-1}, \quad (4.7)$$

$$\lambda_S^{cc} \approx 5.1 \times 10^{-3}. \quad (4.8)$$

En la Figura 4.3 se muestra la estimación para la contribución de un escalar al branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ una vez que se han empleado las estimaciones discutidas arriba.

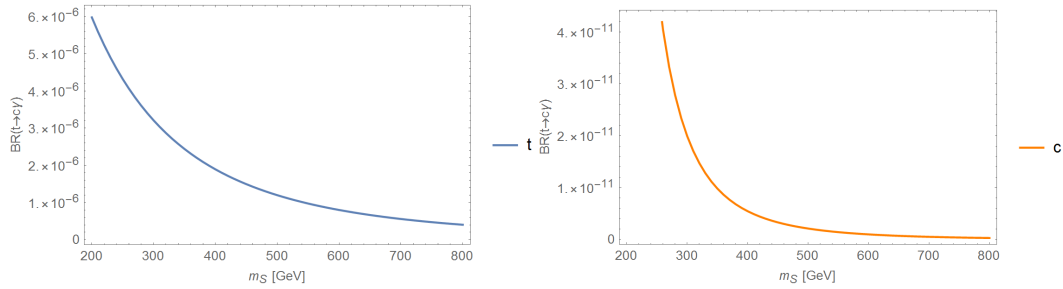


Figura 4.3: Contribución de un escalar (pseudoescalar) al branching ratio $BR(t \rightarrow c\gamma)$ considerando las estimaciones discutidas en el texto para los acoplamientos del escalar con los quarks. Se considera de manera separada la contribución del quark top y del quark c .

En la Figura observamos que se tiene un branching ratio que puede alcanzar una magnitud del orden de 10^{-6} , lo cual es consistente con otros cálculos realizados en otros modelos de extensión que incluyen dos dobletes de Higgs. Aunque este branching ratio aún está suprimido, se espera que pudiera estar al alcance de LHC.

4.1. Conclusiones

El desarrollo de teorías de extensión del modelo estándar es muy importante, ya que con el paso del tiempo gran parte de ellas serán puestas a prueba en los colisionadores de partículas, lo que puede contribuir a perfeccionar la teoría que describe las interacciones fundamentales. La ventaja que ofrecen diversos modelos es que predicen fenómenos que pueden ser observados en el LHC o un colisionador futuro. De encontrarse una evidencia de la predicción de un modelo específico se podrá perfeccionar el modelo estándar siguiendo el camino delineado por dicho modelo. Este trabajo se enfoca en el estudio de un modelo de extensión que predice fenómenos que no aparecen en el modelo estándar. En particular se considera la existencia de una partícula hipotética, un bosón escalar, que puede inducir cambio de sabor en el sector de los quarks a nivel de árbol. El modelo que consideramos es un modelo con un singlete y dos dobletes de Higgs, el cual puede inducir cambio de sabor a nivel de árbol mediado por nuevos bosones de tipo escalar y pseudoescalar. Esto nos permite obtener nuevos acoplamientos que se manifiestan en incrementos en el branching ratio de algunos decaimientos. En particular, en esta tesis se presenta el cálculo de la anchura de decaimiento del quark top $t \rightarrow c\gamma$ a nivel de un loop mediante el método de parametrización de Feynman junto con regularización dimensional. Después de presentar el cálculo y la amplitud correspondiente en términos de integrales paramétricas, se realiza un análisis numérico del comportamiento del branching ratio en función de la masa del escalar. Una estimación del orden de magnitud del branching ratio indica que se pueden alcanzar valores del orden de 10^{-6} . Como perspectiva del trabajo queda realizar un análisis más detallado del modelo estudiado para dar valores más realistas a las constantes de acoplamiento.

Bibliografía

- [1] D. Griffiths; *Introduction to elementary particles*; Alemania; John Wiley and sons; 1987.
- [2] W. N. Cottingham; D. A. Greenwood; *An introduction to the standar model of particle physics*; USA; Cambridge;Segundd edicióñ; 2007.
- [3] M. E. Peskin; D. V. Schroeder; *An Introduction to Quantum Field Theory*; USA; Westview Press; 1995.
- [4] M. Maggiore; *A Modern Introduction to Quantum Field Theory*; UK; Oxford University Press; 2005.
- [5] S. Weinberg; *The Quantum Theory of Fields*; USA; Cambridge University Press; 1995.
- [6] D. Chakraborty; J. Konigsberg; D. Rainwater; Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2003. 53:301–51; *Top-quark Physics*; 07 Jun 2012.
- [7] M. A. Pérez; G. Tavares-Velasco; CP531, Particles and Fields: Seventh Mexican Workshop,edited by A. Ayala, G. Contreras, and G. Herrera ; *Flavor changing neutral current decays of the top quark*; 2000.
- [8] F. Larios; R. Martínez; M. A. Pérez; International Journal of Modern Physics A Vol. 21, No. 17 (2006) 3473 Vol. 21, No. 17; *New Physics effects in the Flavor-Changing Neutral Couplings of the Top Quark*; 2006.
- [9] I. Cortés-Maldonado; G. Hernández-Tomé; G. Tavares-Velasco; Phys.Rev.D 88 014011; 3. *Decay $t \rightarrow c$ gamma in $SU_L(3) \times U_X(1)$ models*; 2013.
- [10] A.Bolaños; J.L Diaz-Cruz; G. Hernández-Tomé;G. Tavares-Velazco; Physics Letters, B 761; *Has a Higgs-flavon with a 750 GeV mass been detected at the LHC13?*; 2016.