

UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS
DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”



Decaimiento radiativo del quark top con cambio de
sabor en el modelo estándar en cinco dimensiones

TESIS

Para obtener el título de:

LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

PRESENTA:

Marlon Gerardo López Valdovinos

Directores de tesis: Doctor en Física Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Doctor en Física J. Jesús Toscano Chávez

Morelia Michoacán

Julio 2014

Agradecimientos:

Agradezco a mi familia la paciencia y el apoyo que me brindaron durante toda mi carrera.

Dedicado con amor para: Elia Valdovinos Gutiérrez.

Agradezco el gran apoyo que me dieron mis hermanos: Rivelinho López Valdovinos, Oswaldo López Valdovinos, Elio López Valdovinos, Neric López Valdovinos y Viridiana López Valdovinos.

Con gran afecto para mis cuñadas y sobrinos: Lisa Medina, Samanta Loaiza Paniagua, Tracy Bumgardner, María Camarena, Oswaldo López Loaiza, Neric López Camarena, Anthony López Camarena, Mateo López y Eli López.

También con dedicación a mis padrinos: Yolanda Baltazar Silva, Carlos Baltazar Silva y Martín Acosta.

Dedicado a la memoria de mis abuelos y tíos: María Carmen Gutiérrez Martínez, Rosalinda López García, Eladia García, Eulalio López, Pedro Valdovinos Espino y Jaime García López.

Un saludo a las familias López García, Valdovinos Gutiérrez y a mis amigos: Alfonso Estrada López, José Vega Cabrera, Mario Molina Silva y Pedro Valdovinos López.

Cuando tocas fondo lo único que puedes hacer es renacer de tus cenizas y demostrarle al mundo lo que vales.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por haberme otorgado una beca.

Resumen

Se presenta el estudio analítico y numérico para el decaimiento $t \rightarrow cg$ en el contexto del modelo estándar en cinco dimensiones, en donde se consideran las contribuciones de nuevos campos escalares cargados. Se encuentra que la amplitud asociada a dicho decaimiento es invariante de norma y es finita ultravioleta. El análisis numérico correspondiente a la anchura de decaimiento nos dice que los efectos de nueva física son de naturaleza desacoplante en el límite de escala pequeña de compactación R , es decir, a muy altas energías, encontrándose que la contribución de los modos excitados de Kaluza-Klein de escalares cargados al proceso está suprimida con respecto a la predicción del Modelo Estándar en alrededor de 8 órdenes de magnitud.

Palabras clave: Violación de sabor, Quinta dimensión, Correcciones radiativas.

Abstract

It is presented the analytical and numerical study for the $t \rightarrow cg$ decay in the context of the Standard Model in Five Dimensions, where the contributions of new charged scalar fields are considered. It is found that the associated amplitude is gauge invariant and is free of ultraviolet divergences. At the limit of small compactification scale (at very high energy), R , the numerical analysis of the corresponding decay width tell us that the new physics effects are of decoupling nature. It finds that the contribution of the Kaluza-Klein charged scalar fields to the decay width of the $t \rightarrow cg$ process is suppressed with respect to the Standard Model contribution in around 8 orders of magnitude.

Índice general

1. Introducción	1
2. Modelo Estándar	3
2.1. Descripción Teórica del Modelo Estándar	4
2.1.1. Interacción electrodébil	4
2.1.2. El Sector de Higgs	6
2.1.3. El sector de Yukawa	8
2.1.4. El sector de corrientes	10
2.1.5. El sector de Yang-Mills	12
2.2. Cromodinámica Cuántica	12
3. El modelo estándar con una dimensión extra universal	15
3.1. Criterio de compactación	16
3.1.1. Paridad de los campos 5-dimensionales	17
3.2. Introducción de una norma no lineal	17
3.3. Los sectores de Yang-Mills 5-dimensionales	18
3.4. El sector de Higgs	19
3.5. El sector de Corrientes	20
3.6. Sector de Yukawa extendido	22
4. El decaimiento $t \rightarrow cg$ en el modelo estándar en cinco dimensiones	25
5. Conclusiones y perspectivas	29
Bibliografía.	31

Capítulo 1

Introducción

El modelo estándar de las interacciones fundamentales (ME) es una teoría que ha tenido gran éxito ya que ha sido muy precisa en las predicciones de numerosos resultados experimentales, los cuales han sido escrutados mediante los colisionadores de partículas en las últimas décadas. Desgraciadamente, el ME no ha sido suficiente para poder explicar diversas cuestiones fundamentales, por ejemplo, el problema de las familias fermiónicas. Así, surge la motivación por conocer qué fenómenos están o estarían presentes más allá del ME, dado que las evidencias experimentales nos llevan a suponer que el ME es una teoría que representa un límite a bajas energías de una teoría mucho más general. Esta teoría fundamental aún desconocida, válida a energías mayores a las que están a nuestro alcance actualmente, debería explicar las preguntas fundamentales para las que el ME carece de respuesta. En este sentido, uno de los caminos naturales a seguir consiste en el estudio de modelos extendidos, de tal modo, que seamos capaces de cuantificar con precisión todas y cada una de las desviaciones del ME por pequeñas que éstas sean. Si los resultados experimentales sustentan estas predicciones, tendríamos evidencia de la presencia de efectos de nueva física más allá del ME.

En esta tesis se tiene como objetivo primordial de estudio la búsqueda de posibles efectos a nivel de fluctuaciones cuánticas relacionados con la presencia de dimensiones extra. En particular, el estudio de esta tesis se basa en cuantificar efectos de nueva física en el sector de Yukawa extendido en el ME5. Esta tesis está compuesta de cinco capítulos, en los cuales se describe con gran detalle al ME, para después abordar el tratamiento de un problema de frontera en la física de partículas elementales relacionado con el estudio de posibles efectos de dimensiones extra en el decaimiento $t \rightarrow cg$, donde t representa al quark top, c simboliza al quark charm y g son los gluones. El quark top es la partícula más pesada ($m_t = 174$ GeV) que predice el ME. Es tan pesada que por sí misma podría constituir un vínculo con nueva física presente más allá de la escala de Fermi ($v = 246$ GeV). Un escenario obvio donde los efectos de nueva física se harían evidentes es por

medio de sus acoplamientos con los bosones de norma de la teoría, como por ejemplo, su acoplamiento a orden de un lazo con los bosones de norma neutros del ME, a saber, el fotón, el bosón débil Z y los gluones de la interacción fuerte. En específico, se estudian las contribuciones de los llamados modos excitados de Kalulza-Klein (KK) sobre el proceso $t \rightarrow cg$, en el contexto del Modelo Estándar en cinco dimensiones (ME5). Como es sabido, este proceso se ha estudiado exhaustivamente en el contexto del ME y tiene una fracción de decaimiento del orden de 10^{-11} [1], la cual lo hace inalcanzable para poder ser detectado en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés). Por lo tanto, en este trabajo de tesis se persigue cuantificar los efectos de los modos KK en el decaimiento $t \rightarrow cg$ con la esperanza de que éstos contribuyan de manera más intensa en comparación con la contribución que ofrece el ME. Es destacable mencionar que el ME5 es una teoría altamente predictiva, ya que sólo introduce un parámetro adicional, a saber, la escala de nueva física caracterizada por el tamaño de la dimensión extra. Así, el objetivo central consiste en investigar de manera sistemática la sensibilidad del proceso $t \rightarrow cg$ a la escala de compactación, R .

Las implicaciones fenomenológicas de dimensiones extras sobre observables del ME han sido objeto de considerable interés en la literatura desde que Antoniadis, Arkani-Hamed, Dimopoulos y Dvali [2] argumentaron que dimensiones relativamente grandes podrían ser detectadas a la escala de TeVs. En la mayoría de los escenarios que han sido propuestos, nuestro espacio tridimensional es una 3-brana que está embebida en un espacio-tiempo D-dimensional que es conocido con el nombre de bulto. Por supuesto, si existen dimensiones adicionales, éstas deben ser más pequeñas que las distancias más pequeñas exploradas hasta la fecha por los experimentos. En nuestro caso, asumiremos que la quinta dimensión está compactada sobre la *orbifold* S^1/Z_2 de radio R . Como resultado de la compactación, los campos que se propagan en el bulto se pueden expresar a una serie de estados conocidos como torre de Kalulza-Klein, con las excitaciones individuales de KK etiquetados por modos numéricos, donde los campos del ME corresponden precisamente al modo cero.

El contenido de la tesis está organizado de la siguiente manera: en el capítulo 2 se describe con gran detalle al SM. En el capítulo 3 se presenta una breve descripción del ME5, con particular énfasis en los Lagrangianos que representan al sector de Yukawa extendido, donde se generan acoplamientos con cambio de sabor mediados por partículas escalares cargadas. En el capítulo 4 se muestran los resultados analíticos para la amplitud del decaimiento $t \rightarrow cg$ en el contexto del ME5. También, se presentan los resultados numéricos para fracción de decaimiento asociada en el contexto del modelo mencionado líneas arriba. Finalmente, en el capítulo 5 presentamos las conclusiones y perspectivas de este trabajo de tesis.

Capítulo 2

Modelo Estándar

El ME [3, 4] es la teoría cuántica-relativista de las interacciones fuerte, débil y electromagnética que está basado en el grupo de norma $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. El grupo $SU_C(3)$ caracteriza las interacciones fuertes, mientras que el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ define las interacciones electrodébiles. Esto indica que el conjunto de campos de norma asociados al grupo $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ se puede dividir en tres conjuntos: 8 asociados a $SU_C(3)$, y luego 3 para $SU_L(2)$, y finalmente uno para $U_Y(1)$. La interacción fuerte es mediada por los gluones, los cuales se acoplan exclusivamente a las partículas de materia conocidas como quarks. La interacción débil resulta del intercambio de los bosones de norma masivos W^\pm y Z , mientras que la interacción electromagnética es mediada por el fotón.

El grupo electrodébil $SU_L(2) \times U_Y(1)$ es roto espontáneamente a la escala de Fermi $v = 246$ GeV, a el grupo electromagnético $U_{em}(1)$ por medio de un sector de campos escalares dados en una representación no trivial del grupo. Tres de los cuatro campos de norma obtienen masa. El único campo superviviente sin masa es el fotón. El grupo $SU_C(3)$ no se ve afectado por el mecanismo de Higgs. Los fermiones en el modelo estándar son agrupados en tres “familias”. En cada familia, se aprecia el mismo patrón: los fermiones de helicidad izquierda son agrupados en una representación de dobletes en virtud del grupo $SU_L(2)$, mientras que los fermiones de helicidad derecha se agrupan en una representación de singuletes de $SU_L(2)$.

El campo escalar complejo Φ , constituye un doblete en virtud de $SU(2)$ con hipercarga igual a +1, el cual después de realizar el mecanismo de Higgs pierde tres de sus componentes, dejando sólo un campo escalar neutro real, conocido como partícula física de Higgs.

2.1. Descripción Teórica del Modelo Estándar

2.1.1. Interacción electrodébil

Una interesante peculiaridad de la interacción débil es que distingue entre los estados de helicidad de los fermiones, es decir, los bosones de norma W^\pm y Z se acoplan con diferentes intensidades a dichos estados, lo cual debe reflejarse en sus representaciones bajo el grupo $SU_L(2)$. Para este propósito, los quarks y leptones son agrupados en dobletes izquierdos de $SU_L(2)$, de la siguiente manera:

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad L_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L, \quad (2.1)$$

donde $u_i = u, c, t$, $d_i = d, s, b$, son quarks de tipo up y down, respectivamente. Por otra parte, $l_i = e, \mu, \tau$, son los leptones cargados y $\nu_i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$, sus respectivos neutrinos. En nuestra notación i representa un índice de sabor. Por otra parte, los estados de helicidad derecha son introducidos como singuletes de $SU_L(2)$; l_{iR}, u_{iR} y d_{iR} . Los estados de helicidad izquierda y derecha de un fermión Ψ son definidos por:

$$\Psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\Psi \equiv P_{L,R}\Psi, \quad (2.2)$$

donde $P_{L,R}$ son los operadores de proyección quiral.

En la teoría no se introducen los estados de helicidad derecha de los neutrinos debido a que experimentalmente no se han detectado. Hoy en día se sabe que esto sólo es una aproximación, pues se ha comprobado experimentalmente que los neutrinos poseen masa, aunque es muy pequeña [5].

Además, debido a que el grupo electrodébil es covariante bajo transformaciones de norma locales, la invarianza de la teoría electrodébil ante dichas transformaciones se logra al introducir una derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i, \quad (2.3)$$

donde B_μ y $Y/2$ representan el campo de norma y el generador asociado con el grupo abeliano $U_Y(1)$. Similarmente, $W_\mu^i (i = 1, 2, 3)$ y $\sigma^i/2$ son los campos de norma y los generadores, en la representación de dobletes, asociados con el grupo $SU_L(2)$. Los campos de norma ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3, B_\mu$) definen, mediante combinaciones lineales, a los campos de masa ($W_\mu^-, W_\mu^+, Z_\mu, A_\mu$). También, la derivada covariante se introduce en los términos cinéticos fermiónicos, que a su vez inducen la presencia de acoplamientos entre fermiones y bosones de norma. Este tipo de interacciones conforman el llamado sector de corrientes.

Una característica importante de la interacción débil consiste en que los correspondientes bosones de norma son masivos. Sin embargo, es importante mencionar que no es

posible introducir los términos de masa directamente sin romper explícitamente la invariancia de norma de la teoría. Las masas de los mismos son introducidos en la teoría no mediante un rompimiento explícito de la simetría de norma, sino por medio de un rompimiento espontáneo de la simetría (RES). Como es sabido, el rompimiento espontáneo de una simetría global conduce a la presencia de campos escalares de masa cero, conocidos con el nombre de bosones de Goldstone. El rompimiento espontáneo de una simetría de norma da lugar a la absorción de los bosones de Goldstone por algunos de los bosones de norma del grupo, fenómeno conocido con el nombre de “mecanismo de Higgs”. El grupo electrodébil $SU_L(2) \times U_Y(1)$ es roto espontáneamente a la escala de Fermi $v = 246$ GeV, a el grupo electromagnético $U_{em}(1)$ a través de un sector de campos escalares dados en una representación no trivial del grupo. Para generar las masas de los tres bosones de norma asociados con la interacción débil se requiere por lo menos de tres campos escalares, pero el número mínimo de tales campos que se pueden introducir de manera consistente son los cuatro contenidos en un doblete complejo de $SU_L(2)$. El doblete que contiene a tales campos escalares es llamado doblete de Higgs. Esto se traduce, después de un rompimiento apropiado de la simetría, en la presencia de tres campos no masivos o pseudobosones de Goldstone y un campo escalar real físico, conocido con el nombre de escalar de Higgs. Los pseudobosones de Goldstone no representan grados de libertad verdaderos, por lo cual estos son eliminados en la norma unitaria. Asignando número de hipercarga igual a +1 al doblete escalar de Higgs, el grupo electrodébil es roto espontáneamente al grupo electromagnético $U_{em}(1)$, cuyo generador queda expresado como una combinación lineal del generador $Y/2$ del grupo $U_Y(1)$, y del generador $T^3 = \sigma^3/2$ del grupo $SU_L(2)$, de acuerdo con

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2}. \quad (2.4)$$

El mecanismo de Higgs permite dotar de masa a todas las partículas del ME. En el sector de Higgs, el cual está formado por el sector cinético y el potencial de Higgs, se generan las masas de los bosones débiles, estas surgen del término cinético; también se genera la masa del bosón de Higgs, justamente del término de potencial. Por otra parte, las masas de los fermiones de la teoría son generados cuando se forman invariantes con combinaciones entre el doblete de Higgs y los dobletes izquierdos y singuletes derechos de los fermiones, todos estos invariantes son agrupados en el sector de Yukawa. El modelo contiene, además, el llamado sector de Yang-Mills, el cual representa la esencia de la estructura de norma de la teoría.

El lagrangiano para la teoría electrodébil (TED) se divide en dos partes, una que contiene solamente a los campos bosónicos y otra que contiene campos fermiónicos y bosónicos (ver capítulo 11 de [6]). La parte bosónica se divide a su vez en los sectores de Higgs y de Yang-Mills. El sector bosónico-fermiónico se divide también en los sectores de corrientes y

de Yukawa. De este modo, el lagrangiano se puede escribir como:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^F + \mathcal{L}^B, \quad (2.5)$$

donde

$$\mathcal{L}^F = \mathcal{L}^C + \mathcal{L}^Y, \quad (2.6)$$

$$\mathcal{L}^B = \mathcal{L}^H + \mathcal{L}^{YM}, \quad (2.7)$$

con \mathcal{L}^C , \mathcal{L}^Y , \mathcal{L}^H y \mathcal{L}^{YM} representando los sectores de corrientes, Yukawa, Higgs y Yang-Mills, respectivamente. En los siguientes apartados se presentará una breve descripción de cada uno de estos sectores.

2.1.2. El Sector de Higgs

En este sector se implementa el mecanismo de Higgs que permite dar masa a los bosones de norma débiles W^\pm y Z , y también al bosón de Higgs. Este sector también determina las interacciones entre estas partículas. El lagrangiano está dado por:

$$\mathcal{L}^H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (2.8)$$

donde D_μ es la derivada covariante en la representación de dobletes, dada por la ecuación (2.3) y $V(\Phi^\dagger, \Phi)$ es el llamado potencial de Higgs, cuya estructura renormalizable tiene la forma

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger \Phi) + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.9)$$

donde Φ es el doblete de Higgs, al cual se le asigna un número de hipercarga $Y = +1$. En la expresión para el potencial, el coeficiente λ representa un número real positivo y μ es un parámetro con dimensiones de masa, si $\mu^2 > 0$, el vacío Φ_0 es único y no es posible realizar un RES, pero si $\mu^2 < 0$, entonces se tiene el caso de un vacío degenerado, que además satisface la condición

$$\Phi_0^\dagger \Phi_0 = |\phi_1^0|^2 + |\phi_2^0|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}, \quad (2.10)$$

donde $\Phi_0 = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle$ es el valor esperado en el vacío del doblete de Higgs, el cual rompe espontáneamente la simetría electrodébil a el grupo electromagnético. Esto significa que Φ_0 debe ser invariante bajo el grupo electromagnético (esto es necesario para garantizar la conservación de la carga eléctrica), es decir, si $U \in U_{em}(1)$, entonces $U\Phi_0 = \Phi_0$, lo que

implica que el generador de este grupo dado por la ecuación (2.4) lo aniquila: $Q\Phi_0 = 0$. Sin pérdida de generalidad se puede elegir la siguiente dirección

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

con

$$v^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}, \quad (2.12)$$

ya que cualquier otra elección de Φ_0 esta relacionada con la ecuación (2.11) mediante una transformación global del grupo electrodébil.

El RES aparece como consecuencia de elegir a uno sólo de los vacíos. Como ya se menciono, cuando las simetrías involucradas son globales, el resultado es la presencia de campos escalares sin masa, conocidos con el nombre de bosones de Goldstone. Sin embargo, cuando la simetría es de norma (el caso que nos interesa), el resultado es la presencia de bosones de norma masivos, uno por cada generador roto de la simetría. A este fenómeno, donde los bosones de Goldstone son absorbidos por los campos de norma asociados con los generadores rotos, se le conoce con el nombre de mecanismo de Higgs.

La teoría debe ser considerada en el entorno de este estado de mínima energía. Así que se introduce el desplazamiento

$$\Phi \rightarrow \Phi_0 + \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_W^+ \\ (H + iG_Z)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (2.13)$$

donde G_W^+ y G_Z son los pseudobosones de Goldstone asociados a los bosones de norma débiles W^\pm y Z^0 , respectivamente, en tanto que H representa al escalar de Higgs. Es en esta parte donde se dan los autoacoplamiento del bosón de Higgs. Después de sustituir esta relación en la parte cinética de \mathcal{L}^H , $(D_\mu\Phi_0)^\dagger(D^\mu\Phi_0)$, se encuentra que los campos de norma W_a^μ y B_μ se relacionan con los eigenestados de masa, W_μ^\pm , Z_μ y A_μ , por

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (2.14)$$

$$m_W = \frac{gv}{2} \quad (2.15)$$

$$W_\mu^3 = c_W Z_\mu + s_W A_\mu, \quad (2.16)$$

$$B_\mu = -s_W Z_\mu + c_W A_\mu, \quad (2.17)$$

$$m_Z = c_W m_W, \quad (2.18)$$

donde el campo A_μ es identificado como el fotón. En estas expresiones, $s_W = \sin \theta_W$, $c_W = \cos \theta_W$, donde θ_W es el ángulo definido por $\tan \theta_W = \frac{g}{g'}$.

2.1.3. El sector de Yukawa

Este sector tiene el propósito de generar las masas de los fermiones vía el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, ya que, del hecho de que los estados de helicidad se definen en diferentes representaciones del grupo, no es posible definir sus masas en forma invariante de norma. Además, dicho sector contiene invariantes que se construyen como productos de campos de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs. Puesto que en la TED no se definen los estados de helicidad derecha de los neutrinos, éstos no tienen ninguna manifestación física en este sector.

Para campos de norma, al contrario de lo que ocurre en el sector de corrientes, como se verá en la siguiente sección, los términos de Yukawa violan explícitamente el sabor. Cuando ambos sectores se expresan en términos de campos de masa, la situación se invierte en el sector de quarks, pues mientras el sector de Yukawa de quarks es invariante de sabor (un sólo doblete de Higgs), las corrientes cargadas dan lugar a acoplamientos entre miembros de diferentes familias, lo que conduce a la presencia de corrientes neutras con cambio de sabor a orden de un lazo. Las corrientes neutras son, sin duda, interesantes por constituir predicciones puramente cuánticas. Sin embargo, respecto a los leptones ambos sectores son invariantes de sabor, esto se debe a la ausencia de neutrinos con helicidad derecha.

El lagrangiano renormalizable más general se puede descomponer en dos partes independientes como sigue

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}_q^Y + \mathcal{L}_l^Y, \quad (2.19)$$

donde \mathcal{L}_q^Y y \mathcal{L}_l^Y son los lagrangianos de los sectores de quarks y de leptones, respectivamente. A continuación se estudian con cierto grado de detalle cada uno de estos sectores.

Sector de Yukawa para quarks

El lagrangiano del sector de Yukawa para los quarks está dado por

$$\mathcal{L}_q^Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi} u'_{jR} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_{iL} \Phi d'_{jR} + h.c., \quad (2.20)$$

donde Y_{ij}^u , Y_{ij}^d son constantes arbitrarias, llamadas constantes de Yukawa. Aquí las primas denotan los estados de norma. Observe que este lagrangiano no conserva el sabor, ya que las matrices $Y^{u,d}$ no están sujetas a ningún tipo de restricción, en particular no son diagonales.

En términos de los vectores en el espacio de sabor definidos por

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}, \quad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}, \quad E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}, \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

El lagrangiano del sector de Yukawa para los quarks se puede escribir como

$$\mathcal{L}_q^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R) + h.c. \quad (2.22)$$

Las masas de los quarks se definen diagonalizando la parte cuadrática de este lagrangiano. Para esto se definen los campos de masa mediante las siguientes transformaciones

$$U_{L,R} = V_{L,R}^u U'_{L,R}, \quad D_{L,R} = V_{L,R}^d D'_{L,R}. \quad (2.23)$$

Las matrices $V_{L,R}^{u,d}$ deben ser unitarias con el fin de preservar la estructura canónica de los términos cinéticos que aparecen en el sector de corrientes, que a su vez garantiza la existencia de propagadores en su forma canónica.

En términos de los campos de masa (U y D), el lagrangiano del sector de Yukawa para los quarks se escribe como

$$\mathcal{L}_q^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U} \bar{M}^u U + \bar{D} \bar{M}^d D) + h.c., \quad (2.24)$$

siendo $\bar{M}^{u,d}$ las matrices de masa dadas por

$$\bar{M}^u = V_L^u M^u V_R^{u\dagger} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad (2.25)$$

$$\bar{M}^d = V_L^d M^d V_R^{d\dagger} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

De esta manera, en términos de los campos de masa, el sector de Yukawa de quarks conserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs sólo se acopla a pares del mismo tipo de quarks.

Sector de Yukawa para leptones

Debido a la ausencia de neutrinos con estados de helicidad derecha, podemos escribir el lagrangiano para este sector de la siguiente forma

$$\mathcal{L}_l^Y = -Y_{ij}^l \bar{L}'_{iL} \Phi'_{jR} + h.c., \quad (2.27)$$

donde Y_{ij}^l son las componentes de la matriz de Yukawa. En términos de los vectores en el espacio de sabor definidos en la ecuación (2.24) y de la matriz de masa M_{ij}^l podemos escribir al lagrangiano del sector de Yukawa para los leptones como

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E}'_L M^l E'_R + h.c. \quad (2.28)$$

Las masas de los leptones se definen diagonalizando la parte cuadrática del lagrangiano. Como antes, se definen los campos de masa mediante la siguiente transformación unitaria

$$E_{L,R} = V_{L,R}^l E'_{L,R}, \quad \nu_L = V_L^l \nu'_L, \quad (2.29)$$

donde $V_{L,R}^l$ son matrices de rotación unitarias, para preservar la estructura canónica de los términos cinéticos que aparecen en el sector de corrientes. Así, en términos de los campos de masa, el lagrangiano de Yukawa para los leptones se escribe como

$$\mathcal{L}_l^Y = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E} \bar{M}^l E + h.c. \quad (2.30)$$

La matriz \bar{M}^l está dada por

$$\bar{M}^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}, \quad (2.31)$$

los elementos de la diagonal son las masas de los respectivos leptones cargados y como ocurre en el sector de quarks, en términos de los campos de masa, el sector de Yukawa para los leptones conserva el sabor.

2.1.4. El sector de corrientes

Este sector contiene las interacciones de los campos de norma del grupo electrodébil con los fermiones, dando lugar a lo que se conoce como corrientes cargadas y neutras. El lagrangiano asociado se descompone en dos partes, una que tiene que ver con los quarks solamente, y la otra con los leptones, así el Lagrangiano invariante de norma resulta ser

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C, \quad (2.32)$$

donde \mathcal{L}_q^C y \mathcal{L}_l^C representan los sectores de corrientes de quarks y leptones, respectivamente.

Sector de corrientes para quarks

En términos de los campos de norma, el lagrangiano del sector de corrientes para los quarks conserva el sabor y está dado por

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu Q'_{iL} + i\bar{u}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu d'_{iR}. \quad (2.33)$$

Expresado en términos de los campos de masa, toma la siguiente forma

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu\partial_\mu D + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.34)$$

donde $J^{\pm\mu}$ son las corrientes cargadas y J_Z^μ y J_A^μ son las corrientes neutras. Debido a la unitariedad de las matrices de rotación $V_{L,R}^{u,d}$, las corrientes neutras conservan el sabor, sin embargo en las corrientes cargadas se dan transiciones entre diferentes familias a través de la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). La presencia de corrientes cargadas con cambio de sabor a nivel de árbol da lugar a que se generen corrientes neutras con cambio de sabor a nivel de lazos.

Sector de corrientes para leptones

Debido a la ausencia de neutrinos derechos, el lagrangiano de corrientes correspondiente a los leptones es más sencillo y está dado por

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{L}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu L'_{iL} + i\bar{l}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu l'_{iR}, \quad (2.35)$$

el cual, como en el caso de los quarks, conserva el sabor.

En términos de los campos de masa, el lagrangiano de corrientes para los leptones toma la forma

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{E}_i\gamma^\mu\partial_\mu E_i + i\bar{\nu}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.36)$$

donde, como en el caso de los quarks, se han definido las corrientes cargadas $J^{\pm\mu}$ y neutras J_Z^μ y J_A^μ . En este caso, debido a la ausencia de neutrinos derechos, las corrientes cargadas y neutras conservan el sabor a todo orden en la serie perturbativa. Es importante señalar que la ausencia de interacciones entre leptones de diferentes familias mediadas por el bosón débil cargado, en contraste con lo que ocurre con los quarks, no sólo se debe a la inexistencia de neutrinos derechos, sino también a que el sector de corrientes es originalmente invariante de sabor.

2.1.5. El sector de Yang-Mills

La estructura de este sector está completamente definida por el carácter no abeliano del grupo electrodébil. Los invariantes correspondientes no pueden ser construidos con los campos de norma directamente, sino por medio de las estructuras covariantes dadas por el tensor de campo $W_{\mu\nu} = T^i W_{\mu\nu}^i$, asociado con el grupo no abeliano $SU_L(2)$ y el correspondiente tensor $B_{\mu\nu}$ del grupo abeliano $U_Y(1)$, los cuales transforman como

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (2.37)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.38)$$

El lagrangiano asociado se escribe como

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (2.39)$$

Este lagrangiano contiene las partes cinéticas de los cuatro bosones de norma, así como sus autointeracciones.

2.2. Cromodinámica Cuántica

La teoría de interacciones fuertes o Cromodinámica Cuántica, es la teoría no abeliana que describe las interacciones entre quarks y gluones, y forma parte del ME. Su estructura matemática está basada en el grupo de norma $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. Los campos de norma de la interacción fuerte son llamados “gluones”, y en acuerdo con la simetría de norma $SU_C(3)$ están presentes 8 tipos de gluones. Incluso, como se trata de una teoría no abeliana, como en el caso de la interacción débil, los gluones interactúan entre sí. Más aún, en analogía con la parte electrodébil de la teoría, en el lagrangiano de interacción entre fermiones y bosones de norma aparecen los acoplamientos entre quarks y gluones. El lagrangiano que describe la interacción entre quarks y gluones es

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_{q=1}^9 \bar{\psi}_q^i [i\mathcal{D} - \delta_{ij} m_q] \psi_q^j,$$

con

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \\ (D_\mu)_{ij} &= \delta_{ij} \partial_\mu + i g_s \sum_{a=1}^8 \frac{\lambda_{ij}^a}{2} G_\mu^a, \end{aligned}$$

donde $\mathcal{D} \equiv \gamma^\mu (D_\mu)_{ij}$, g_s es la constante fuerte de acoplamiento de QCD y f_{abc} es la constante de estructura del grupo $SU(3)$. $\psi_q^i(x)$ son los espinores de Dirac, $G_\mu^a(x)$ son los campos de Yang-Mills asociados a los gluones y las matrices λ^a son las matrices de Gell-Mann.

Capítulo 3

El modelo estándar con una dimensión extra universal

Considere al ME en un espacio-tiempo de cinco dimensiones, con la quinta coordenada y compactada en un círculo de radio R . Entonces, en el contexto de dimensiones extra universales (DEU), uno asume que todos los campos y parámetros de norma son funciones periódicas de esta coordenada, donde los campos son expandidos en series de Fourier a lo largo de ella [7]. En general, para un determinado campo o parámetro de norma, se tiene que:

$$\varphi(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \varphi^{(0)}(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\varphi^{(n)+}(x) \cos\left(\frac{ny}{R}\right) + \varphi^{(n)-}(x) \sin\left(\frac{ny}{R}\right) \right], \quad (3.1)$$

donde el modo cero $\varphi^{(0)}(x)$ se identifica como el correspondiente campo de ME y los $\varphi^{(n)\pm}(x)$ son reconocidos como excitaciones de Kaluza-Klein (KK). Dado que, en general, no todos los modos cero de la serie de Fourier tienen asociado una contraparte en el ME, como es el caso de, por ejemplo, la quinta componente de los campos de norma, es conveniente eliminar algunos de estos grados de libertad mediante la imposición de simetrías adicionales que actúan sobre la quinta coordenada. Una posibilidad es exigir que los campos de la teoría obedezcan alguna propiedad de paridad definida bajo la reflexión $y \rightarrow -y$. Si imponemos que los campos de cinco dimensiones sean pares bajo la reflexión, sólo el modo de cero y los coeficientes $\varphi^{(n)+}$ aparecen en la correspondiente serie de Fourier, mientras que si se requiere que los campos sean impares, sólo los coeficientes $\varphi^{(n)-}$ están presentes en la serie. Al implementar esta simetría, uno reemplaza el círculo S^1 por el *orbifold* S^1/Z_2 en el que se identifica y con $-y$.

Las teorías de más de cuatro dimensiones no son renormalizables en el sentido de Dyson. En consecuencia, no hay límite para el número de invariantes de norma que pueden

introducirse. En el contexto del grupo de norma del ME5, $[SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)]_5$, la acción efectiva se puede escribir como

$$S_{eff} = \int d^4x \mathcal{L}_{4SM}^{eff}, \quad (3.2)$$

donde

$$\mathcal{L}_{4SM}^{eff} = \int_0^{2\pi R} dy \left[\mathcal{L}_{5SM}^{eff} + \sum_N \frac{\beta_N g_5^{N_1}}{M_s^{N_2}} \mathcal{O}_N \right]. \quad (3.3)$$

En la expresión anterior, \mathcal{L}_{5SM} es la versión en cinco dimensiones del ME. Por otro lado, \mathcal{O}_N son operadores de dimensión canónica N mayor que cinco, M_s es la escala de energía a partir de la cual la nueva física se manifiesta, y N es un parámetro adimensional que depende de los detalles de la física subyacente. En el lagrangiano anterior, se asume que todos los operadores independientes que respetan las simetrías de Lorentz y norma son incluidos y que cada uno de ellos se multiplica por un parámetro adimensional desconocido β_i . La dimensión canónica de cada término de la serie está debidamente corregida mediante la introducción de la constante de acoplamiento g_5 y M_s . Los operadores de mayor dimensión canónica están más suprimidos porque implican un aumento en la potencia de la escala de nueva física M_s . La dimensión canónica de cada término de la serie está apropiadamente corregida al introducir factores que contienen potencias de la constante de acoplamiento con dimensiones de energía g_5 (la regla consiste en introducir una g_5 por cada curvatura que aparece en los operadores invariantes \mathcal{O}_N), donde la escala M_s debe ajustarse tal que el producto $\frac{g_5^{N_1}}{M_s^{N_2}} \mathcal{O}_N$ sea de dimensión cuatro.

Procedemos a describir los diferentes sectores de la generalización en cinco dimensiones del ME. El lagrangiano correspondiente en cuatro dimensiones se puede escribir de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_{4SM} = \int_0^{2\pi R} dy (\mathcal{L}_{5YM} + \mathcal{L}_{5H} + \mathcal{L}_{5C} + \mathcal{L}_{5Y}), \quad (3.4)$$

donde \mathcal{L}_{5YM} , \mathcal{L}_{5H} , \mathcal{L}_{5C} y \mathcal{L}_{5Y} representan los sectores en cinco dimensiones de Yang-Mills, de Higgs, de corrientes y de Yukawa, respectivamente.

3.1. Criterio de compactación

Suponemos ahora que la quinta dimensión se compacta en la *orbifold* de S^1/Z_2 cuyo radio se denota por R . Esta elección impone algunas condiciones de periodicidad y de paridad en los campos de norma y los parámetros de norma con respecto a la dimensión extra.

La estructura de norma de la teoría de cuatro dimensiones depende fundamentalmente de cómo los desarrollos de Fourier se realizan en la integral

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{4YM} &= -\frac{1}{4} \int_0^{2\pi R} dy \mathcal{F}_{MN}^a(x, y) \mathcal{F}_a^{MN}(x, y) \\ &= -\frac{1}{4} \int_0^{2\pi R} dy [\mathcal{F}_{\mu\nu}^a(x, y) \mathcal{F}_a^{\mu\nu}(x, y) + 2\mathcal{F}_{\mu\nu}^a(x, y) \mathcal{F}_a^{\mu 5}(x, y)],\end{aligned}\quad (3.5)$$

donde

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_{\mu\nu}^a(x, y) &= \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^a - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu^a + g_5 f^{abc} \mathcal{A}_\mu^b \mathcal{A}_\nu^c, \\ \mathcal{F}_{\mu 5}^a(x, y) &= \partial_\mu \mathcal{A}_5^a - \partial_5 \mathcal{A}_\mu^a + g_5 f^{abc} \mathcal{A}_\mu^b \mathcal{A}_5^c.\end{aligned}\quad (3.6)$$

3.1.1. Paridad de los campos 5-dimensionales

Estas propiedades de periodicidad y de paridad de los parámetros de curvatura de la norma nos permiten expandir en series de Fourier de la siguiente manera [8]

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}^a(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \mathcal{F}_{\mu\nu}^{(0)a}(x) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \mathcal{F}_{\mu\nu}^{(m)a}(x) \cos\left(\frac{my}{R}\right), \quad (3.7)$$

$$\mathcal{F}_{\mu 5}^a(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \mathcal{F}_{\mu 5}^{(m)a}(x) \sin\left(\frac{my}{R}\right), \quad (3.8)$$

$$\alpha^a(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \alpha^{(0)a}(x) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \alpha^{(m)a}(x) \cos\left(\frac{my}{R}\right). \quad (3.9)$$

3.2. Introducción de una norma no lineal

La forma precisa a través de la cual los campos $\mathcal{A}_\mu^{(0)a}$ y $\mathcal{A}_\mu^{(m)a}$ se transforman está codificada en la correspondiente transformación de cinco dimensiones, que se puede escribir como

$$\delta A_\mu^a(x, y) = \mathcal{D}_\mu^{ab} \alpha^b(x, y), \quad (3.10)$$

$$\delta A_5^a(x, y) = \mathcal{D}_5^{ab} \alpha^b(x, y), \quad (3.11)$$

siguiendo exactamente el mismo procedimiento utilizado en la derivación de las leyes de la transformación de las curvaturas, se obtiene

$$\delta A_\mu^{(0)a} = \mathcal{D}_\mu^{(0)ab} \alpha^{(0)b} + g f^{abc} A_\mu^{(m)b} \alpha^{(m)c}, \quad (3.12)$$

$$\delta A_\mu^{(m)a} = g f^{abc} A_\mu^{(m)b} \alpha^{(0)c} + \mathcal{D}_\mu^{(mn)ab} \alpha^{(n)b}, \quad (3.13)$$

$$\delta A_5^{(m)a} = g f^{abc} A_5^{(m)b} \alpha^{(0)c} + \mathcal{D}_5^{(mn)ab} \alpha^{(n)b}, \quad (3.14)$$

donde

$$\mathcal{D}_\mu^{(mn)ab} = \delta^{mn} \mathcal{D}_\mu^{(0)ab} - g f^{abc} \Delta^{mrn} A_\mu^{(r)c}, \quad (3.15)$$

$$\mathcal{D}_5^{(mn)ab} = -\delta^{mn} \delta^{ab} \frac{m}{R} - g f^{abc} \Delta^{mrn} A_5^{(r)c}. \quad (3.16)$$

A partir de estas expresiones, dos tipos de transformaciones de norma pueden ser distinguidos. Uno de ellos se obtiene cuando todos los modos excitados KK de parámetros de norma se igualan a cero, es decir, $\alpha^{(m)a} = 0$ para $m = 1, 2, \dots$ donde

$$\delta A_\mu^{(0)a} = \mathcal{D}_\mu^{(0)ab} \alpha^{(0)b}, \quad (3.17)$$

$$\delta A_\mu^{(m)a} = g f^{abc} A_\mu^{(m)b} \alpha^{(0)c}, \quad (3.18)$$

$$\delta A_5^{(m)a} = g f^{abc} A_5^{(m)b} \alpha^{(0)c}, \quad (3.19)$$

que muestra que el modo cero $A_\mu^{(0)a}$ transforma en la forma estándar de una teoría de Yang-Mills, mientras que los modos excitados KK $A_\mu^{(n)a}$ y $A_5^{(n)a}$ transforman como campos de materia en la representación adjunta $SU_4(N)$.

3.3. Los sectores de Yang-Mills 5-dimensionales

El lagrangiano de este sector está dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{4YM} = \int_0^{2\pi R} dy \left(-\frac{1}{4} \mathcal{G}_{MN}^a(x, y) \mathcal{G}_a^{MN}(x, y) - \frac{1}{4} \mathcal{W}_{MN}^i(x, y) \mathcal{W}_i^{MN}(x, y) \right. \\ \left. - \frac{1}{4} \mathcal{B}_{MN}(x, y) \mathcal{B}^{MN}(x, y) \right), \end{aligned} \quad (3.20)$$

donde $\mathcal{G}_{MN}^a(x, y)$, $\mathcal{W}_{MN}^i(x, y)$ y $\mathcal{B}_{MN}(x, y)$ son las curvaturas asociadas con los grupos de norma en cinco dimensiones $SU_C(3)$, $SU_L(2)$ y $U_Y(1)$, respectivamente [9]. A partir de ahora, las coordenadas de las cuatro dimensiones estándar se denotan por x , mientras que la coordenada de la quinta dimensión estará representada por y . En cuanto a los índices discretos se refiere, se tiene que M, N corren sobre las cinco coordenadas de espacio-tiempo, mientras que para las cuatro dimensiones usuales los índices de Lorentz se denotan por μ, ν, \dots . Además, los símbolos a, b, \dots y i, j, \dots se utilizan para indicar índices de norma asociados con los grupos $SU_C(3)$ y $SU_L(2)$, respectivamente. Suponemos que los $\mathcal{A}_\mu^a(x, y)$ ($\mathcal{A} = \mathcal{G}, \mathcal{W}, \mathcal{B}$) son componentes de un campo de norma en cinco dimensiones $\mathcal{A}_M^a(x, y)$ par, por lo que se desarrolla en series de Fourier de la siguiente manera

$$\mathcal{A}_\mu^a(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \mathcal{A}_\mu^{(0)a}(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \mathcal{A}_\mu^{(n)a}(x) \cos\left(\frac{ny}{R}\right). \quad (3.21)$$

En cuanto a la quinta componente $\mathcal{A}_5^a(x, y)$ de $\mathcal{A}_M^a(x, y)$, se asume una paridad impar, por lo que su serie de Fourier es

$$\mathcal{A}_5^a(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \mathcal{A}_5^a(x) \sin\left(\frac{ny}{R}\right). \quad (3.22)$$

Esta paridad se requiere a fin de evitar la presencia del modo cero de esta componente, cuya existencia no se asocia con un campo escalar físico en el ME. Después de expandir en serie de Fourier e integrando en la quinta dimensión y se llega al siguiente lagrangiano

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{4YM} = & -\frac{1}{4} \left(\mathcal{G}_{\mu\nu}^{(0)a} \mathcal{G}^{(0)a\mu\nu} + \mathcal{G}_{\mu\nu}^{(n)a} \mathcal{G}^{(n)a\mu\nu} + 2\mathcal{G}_{\mu 5}^{(n)a} \mathcal{G}^{(n)a\mu 5} \right) \\ & -\frac{1}{4} \left(\mathcal{W}_{\mu\nu}^{(0)a} \mathcal{W}^{(0)a\mu\nu} + \mathcal{W}_{\mu\nu}^{(n)a} \mathcal{W}^{(n)a\mu\nu} + 2\mathcal{W}_{\mu 5}^{(n)a} \mathcal{W}^{(n)a\mu 5} \right) \\ & -\frac{1}{4} \left(B_{\mu\nu}^{(0)} B^{(0)\mu\nu} + B_{\mu\nu}^{(n)} B^{(n)\mu\nu} + 2B_{\mu 5}^{(n)} B^{(n)\mu 5} \right), \end{aligned} \quad (3.23)$$

donde los modos KK se indican con los índices entre paréntesis.

3.4. El sector de Higgs

El sector de Higgs comprende el término cinético y el de potencial

$$\mathcal{L}_H = \int_0^{2\pi R} dy [(D_M \Phi)^\dagger(x, y)(D^M \Phi)(x, y) - \mathcal{V}(\Phi^\dagger, \Phi)], \quad (3.24)$$

donde se impone una paridad par para el doblete de Higgs en cinco dimensiones, por lo que su correspondiente serie de Fourier es:

$$\Phi(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \Phi^{(0)}(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \Phi^{(n)}(x) \cos\left(\frac{ny}{R}\right). \quad (3.25)$$

Una vez que se expanden los objetos covariantes $(D_\mu \Phi)$ y $(D_5 \Phi)$ en series de Fourier, el término cinético se puede escribir como

$$\mathcal{L}_{4HK} = (D_\mu \Phi)^{(0)\dagger}(x)(D^\mu \Phi)^{(0)}(x) + (D_\mu \Phi)^{(n)\dagger}(x)(D^\mu \Phi)^{(n)}(x) + (D_5 \Phi)^{(n)\dagger}(x)(D^5 \Phi)^{(n)}(x). \quad (3.26)$$

Por otra parte, el potencial de Higgs está dado por

$$V_4 = \int_0^{2\pi R} dy [\mu^2 (\Phi^\dagger(x, y)\Phi(x, y)) + \lambda_5 (\Phi^\dagger(x, y)\Phi(x, y))^2], \quad (3.27)$$

donde el doblete de Higgs tiene dimensión canónica 3/2. μ y λ_5 tienen unidades de masa y de masa inversa, respectivamente. Una vez que se integra la quinta dimensión, se obtiene

$$\begin{aligned}
V_4 = & \mu^2 (\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(0)}) + \lambda (\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(0)})^2 + [\mu^2 + 2\lambda (\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(0)})] (\Phi^{(n)\dagger} \Phi^{(n)}) \\
& + \lambda (\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(n)} + \Phi^{(n)\dagger} \Phi^{(0)}) (\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(n)} + \Phi^{(n)\dagger} \Phi^{(0)}) \\
& + 2\lambda \Delta^{npq} (\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(n)} + \Phi^{(n)\dagger} \Phi^{(0)}) (\Phi^{(p)\dagger} \Phi^{(q)}) \\
& + \lambda \Delta^{npqr} (\Phi^{(n)\dagger} \Phi^{(p)}) (\Phi^{(q)\dagger} \Phi^{(r)}), \tag{3.28}
\end{aligned}$$

donde $\lambda = (\lambda_5/2\pi R)$ y

$$\Delta^{npqr} = \frac{1}{2} (\delta^{n,p+q+r} + \delta^{p,n+q+r} + \delta^{q,n+p+r} + \delta^{r,n+p+q} + \delta^{n+p,q+r} + \delta^{n+q,p+r} + \delta^{n+r,p+q}). \tag{3.29}$$

Cuando el doblete de Higgs $\Phi^{(0)}$ desarrolla el valor de expectación de vacío $\Phi_0^\dagger = (0, v/\sqrt{2})$, los modos cero de la teoría adquieren masa, mientras que las masas de los modos excitados reciben correcciones a esta escala.

3.5. El sector de Corrientes

En cinco dimensiones, los campos de Dirac son todavía objetos con cuatro componentes [10], como en el caso de cuatro dimensiones. Esto se debe al hecho de que las matrices de Dirac estándar $\Gamma^M = \gamma^\mu, i\gamma_5$ satisfacen el álgebra de Clifford

$$[\Gamma^M, \Gamma^N]_+ = 2g^{MN}, \tag{3.30}$$

donde $[\cdot, \cdot]_+$ representa al anticonmutador y $g^{MN} = (+ - - -)$ es el tensor métrico en cinco dimensiones. Sin embargo, no hay quiralidad en cinco dimensiones. La razón es que es imposible construir una matriz nilpotente Γ^5 que además anticonmute con todas las Γ^M . Afortunadamente, la operación de paridad $y \rightarrow -y$ se puede utilizar con el fin de reproducir el doblete izquierdo y el singulete derecho de $SU_L(2)$ en cuatro dimensiones. En virtud de esta operación de simetría, los campos de Dirac de cinco dimensiones transforman como $\psi \rightarrow \gamma_5 \psi(x, -y)$. Teniendo en cuenta esto y el hecho de que en cuatro dimensiones los fermiones derechos aparecen sólo como singuletes de $SU_L(2)$, mientras que los izquierdos están presentes sólo como dobletes de $SU_L(2)$, exigimos que las correspondientes representaciones en cinco dimensiones de este grupo, $f(x, y)$ y $F(x, y)$, sean, respectivamente,

pares e impares bajo esta transformación. En consecuencia, se puede escribir

$$f(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} f_R^{(0)}(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \left[\hat{f}_R^{(n)}(x) \cos\left(\frac{ny}{R}\right) + \hat{f}_L^{(n)}(x) \sin\left(\frac{ny}{R}\right) \right], \quad (3.31)$$

$$F(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} F_L^{(0)}(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \left[F_L^{(n)}(x) \cos\left(\frac{ny}{R}\right) + F_R^{(n)}(x) \sin\left(\frac{ny}{R}\right) \right]. \quad (3.32)$$

El modo cero $f_R^{(0)}(x)$ representa al singulete derecho de $SU_L(2)$ del ME, mientras que el modo cero $F_L^{(0)}(x)$ representa al doblete izquierdo del ME. Por otro lado, los modos KK para $\hat{f}_L^{(n)}$ ($\hat{f}_R^{(n)}$) representan el singulete izquierdo (derecho) de $SU_L(2)$, mientras que $F_L^{(n)}$ ($F_R^{(n)}$) representan los dobletes izquierdo (derecho) de $SU_L(2)$. Vamos a precisar nuestra notación

$$F_L^{(0)} = \begin{pmatrix} f_{uL}^{(0)} \\ f_{dL}^{(0)} \end{pmatrix}, \quad F_L^{(n)} = \begin{pmatrix} f_{uL}^{(n)} \\ f_{dL}^{(n)} \end{pmatrix}, \quad F_R^{(n)} = \begin{pmatrix} f_{uR}^{(n)} \\ f_{dR}^{(n)} \end{pmatrix}, \quad (3.33)$$

donde el subíndice u denota un neutrino o quark de tipo up, mientras que d denota los leptones cargados o quarks de tipo down. Después de la compactación, los fermiones del ME están dados por $f^{(0)} = f_L^{(0)} + f_R^{(0)}$, mientras que los modos excitados KK definen estados masivos de tipo izquierdo, $F_L^{(n)} + F_R^{(n)}$, y derecho $\hat{f}_L^{(n)} + \hat{f}_R^{(n)}$. Es una característica interesante de las teorías formuladas en dimensiones extras compactadas que los términos de masa correspondientes a los modos excitados KK son invariantes bajo el grupo de norma de cuatro dimensiones.

El sector de corrientes está dado por el siguiente lagrangiano

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{4C} = \int_0^{2\pi R} dy & \left[\sum_{L_1, L_2, L_3} i\bar{L}(x, y) \Gamma^M D_M L(x, y) + \sum_{e, \mu, \tau} i\bar{e}(x, y) \Gamma^M D_M e(x, y) \right. \\ & + \sum_{Q_1, Q_2, Q_3} i\bar{Q}(x, y) \Gamma^M D_M Q(x, y) + \sum_{u, c, t} i\bar{u}(x, y) \Gamma^M D_M u(x, y) \\ & \left. + \sum_{d, s, b} i\bar{d}(x, y) \Gamma^M D_M d(x, y) \right], \quad (3.34) \end{aligned}$$

donde

$$D_M = \partial_M - ig_{s5} \frac{\lambda^a}{2} \mathcal{G}_M^a - ig_5 \frac{\sigma^i}{2} \mathcal{W}_M^i - ig_5' \frac{Y}{2} \mathcal{B}_M, \quad (3.35)$$

con λ^a representando a las matrices de Gell-Mann. Una vez que se expande en serie de Fourier y se integra la coordenada y , el sector de corrientes se puede escribir de la siguiente manera

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{4C} = & \sum_{L_1, L_2, L_3, Q_1, Q_2, Q_3} \left[i\bar{F}_L^{(0)} \gamma^\mu (D_\mu F)_L^{(0)} + i\bar{F}_L^{(n)} \gamma^\mu (D_\mu F)_L^{(n)} + i\bar{F}_R^{(n)} \gamma^\mu (D_\mu F)_R^{(n)} \right. \\
& \left. - \bar{F}_L^{(0)} (D_5 F)_L^{(0)} - \bar{F}_L^{(n)} (D_5 F)_L^{(n)} + \bar{F}_R^{(n)} (D_5 F)_R^{(n)} \right] \\
& + \sum_{e, \mu, \tau, d, s, b, u, c, t} \left[i\bar{f}_R^{(0)} \gamma^\mu (D_\mu \hat{f})_R^{(0)} + i\bar{f}_R^{(n)} \gamma^\mu (D_\mu \hat{f})_R^{(n)} + i\bar{f}_L^{(n)} \gamma^\mu (D_\mu \hat{f})_L^{(n)} \right. \\
& \left. - \bar{f}_R^{(0)} (D_5 \hat{f})_R^{(0)} - \bar{f}_R^{(n)} (D_5 \hat{f})_R^{(n)} + \bar{f}_L^{(n)} (D_5 \hat{f})_L^{(n)} \right]. \tag{3.36}
\end{aligned}$$

Las diversas estructuras covariantes que aparecen en el lagrangiano de arriba se pueden consultar en la referencia [11].

Además, los acoplamientos entre quarks y gluones del ME se visualizan del siguiente lagrangiano

$$\mathcal{L}_{g^{(0)}q^{(n)}q^{(n)}} = g_s \sum_{q=u,d,\dots} \left(\bar{q}^{(0)} \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} q^{(0)} + \bar{q}^{(n)} \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} q^{(n)} + \bar{\hat{q}}^{(n)} \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} \hat{q}^{(n)} \right) g_\mu^{(0)a}. \tag{3.37}$$

3.6. Sector de Yukawa extendido

Dentro del ME5 [7], aparece de manera natural un sector extendido de Yukawa, en donde pueden leerse interacciones del tipo $q^{(0)}q^{(n)}H^{(n)\pm}$. A continuación se presenta explícitamente el lagrangiano asociado

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{q^{(0)}q^{(n)}H^{(n)\pm}} = & \frac{g c_\alpha}{\sqrt{2} m_{W^{(0)}}} H^{(n)+} \left[\bar{U}^{(0)} P_R V_d^{(0)} \left(\sin \frac{\alpha_d^{(n)}}{2} D^{(n)} + \cos \frac{\alpha_d^{(n)}}{2} \hat{D}^{(n)} \right) \right. \\
& \left. + \left(\cos \frac{\alpha_u^{(n)}}{2} \bar{U}^{(n)} + \sin \frac{\alpha_u^{(n)}}{2} \bar{\hat{U}}^{(n)} \right) P_R V_d^{(0)} D^{(0)} \right] + \text{h. c.} \\
& - \frac{g c_\alpha}{\sqrt{2} m_{W^{(0)}}} H^{(n)-} \left[\bar{D}^{(0)} P_R V_u^{(0)\dagger} \left(\sin \frac{\alpha_u^{(n)}}{2} U^{(n)} + \cos \frac{\alpha_u^{(n)}}{2} \hat{U}^{(n)} \right) \right. \\
& \left. + \left(\cos \frac{\alpha_d^{(n)}}{2} \bar{D}^{(n)} + \sin \frac{\alpha_d^{(n)}}{2} \bar{\hat{D}}^{(n)} \right) P_R V_u^{(0)\dagger} U^{(0)} \right] + \text{h. c.}, \tag{3.38}
\end{aligned}$$

donde

$$V_d^{(0)} = KM_d^{(0)}, \quad (3.39)$$

$$V_u^{(0)} = KM_u^{(0)}, \quad (3.40)$$

siendo $K = V_L^u V_L^{d\dagger}$ la matriz de CKM y $M_u^{(0)}$ ($M_d^{(0)}$) es la matriz de masa de los quarks tipo up (down) del ME.

Capítulo 4

El decaimiento $t \rightarrow cg$ en el modelo estándar en cinco dimensiones

El interés de este trabajo consiste en explorar el impacto de los modos excitados KK de los escalares cargados $H^{(n)\pm}$ sobre el decaimiento $t \rightarrow cg$. Este trabajo de tesis es parte de un estudio más completo en donde se deben considerar las contribuciones del bosón W del ME y sus modos excitados KK. La contribución de los modos excitados KK ($H^{(n)\pm}$) será comparada con los resultados teóricos obtenidos en el ME. Para este fin, es necesario conocer los vértices físicos de la teoría, los cuales inducen dicho proceso. Debido a que este trabajo presenta resultados preliminares en donde sólo se analizan las contribuciones KK de escalares físicos cargados recurrimos a los lagrangianos que contienen los acoplamientos $q^{(0)}q^{(n)}H^{(n)\pm}$, $g^{(0)}q^{(n)}q^{(n)}$ y $q^{(0)}\hat{q}^{(n)}\hat{q}^{(n)}$, donde $q^{(0)}$ representa a los quarks del ME, $q^{(n)}$ ($\hat{q}^{(n)}$) contempla los modos KK de los quarks y $g^{(0)}$ simboliza al gluón del ME. Los acoplamientos de escalares con pares de quarks surgen de un sector de Yukawa extendido. Por lo tanto, dado que es necesario calcular teóricamente la amplitud de decaimiento de nuestro proceso, requerimos la forma explícita de las reglas de Feynman involucradas, las cuales pueden extraerse fácilmente del lagrangiano $\mathcal{L}_{q^{(0)}q^{(n)}H^{(n)\pm}}$ (ver ecuación (3.38))

$$\bar{U}^{(0)}H^{(n)+}D^{(n)} \rightarrow (\sin(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}))(V^{(d)}P_R), \quad (4.1)$$

$$\bar{U}^{(0)}H^{(n)+}\hat{D}^{(n)} \rightarrow (\cos(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}))(V^{(d)}P_R), \quad (4.2)$$

$$\bar{D}^{(n)}H^{(n)+}U^{(0)} \rightarrow (\sin(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}))(V^{(d)*}P_L), \quad (4.3)$$

$$\hat{\bar{D}}^{(n)}H^{(n)+}U^{(0)} \rightarrow (\cos(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}))(V^{(d)*}P_L), \quad (4.4)$$

donde U (\bar{U}) denota quarks tipo up, mientras que D (\bar{D}) representa quarks tipo down.

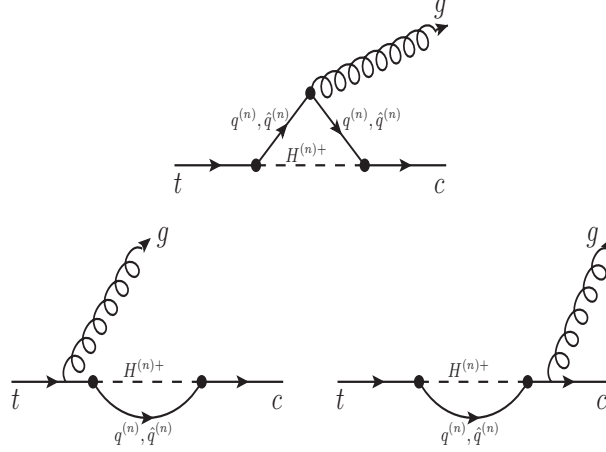


Figura 4.1: Diagramas de Feynman que contribuyen al decaimiento $t \rightarrow cg$.

El superíndice (0) se refiere a partículas de ME y superíndice (n) corresponde a modos excitados KK de dichas partículas de ME. Las condiciones cinemáticas involucradas en nuestro decaimiento son las siguientes: $q^2 = 0$, $p_i - p_j = q$, $p_i \cdot p_j = m_i^2/2$, $p_i \cdot p_i = m_i^2$ y $p_j \cdot p_j = 0$, donde p_i es el momento del top, p_j es el momento del charm y q es el momento del gluón. Las contribuciones al decaimiento se pueden apreciar en la figura 4.1, donde las amplitudes asociadas para cada uno de los diagramas de Feynman se muestran a continuación

$$\mathcal{M}_1^\nu = g_2 e \bar{U}(p_j) \left[\int \frac{d^D k}{2\pi} \frac{(\bar{U}^{(0)} P_R V^{(d)}) (\sin(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) D^{(n)} + \cos(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) \hat{D}^{(n)}) (\not{k} + \not{p}_j + m_D) \gamma^\nu}{[k^2 - m_H^2][(k + p_j)^2 - m_D^2][(k + p_i)^2 - m_D^2]} \right. \\ \left. \times (\not{k} + \not{p}_i + m_D) (\sin(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) \bar{D}^{(n)} + \cos(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) \hat{\bar{D}}^{(n)}) (V^{(d)*} P_L U^{(0)}) \right] U(p_i), \quad (4.5)$$

$$\mathcal{M}_2^\nu = g_2 e \bar{U}(p_j) \left[\int \frac{d^D k}{2\pi} \frac{(\bar{U}^{(0)} P_R V^{(d)}) (\sin(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) D^{(n)} + \cos(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) \hat{D}^{(n)}) (\not{k} + \not{p}_j + m_D)}{[k^2 - m_H^2][(k + p_j)^2 - m_D^2][p_j^2 - m_i^2]} \right. \\ \left. \times (\sin(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) \bar{D}^{(n)} + \cos(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) \hat{\bar{D}}^{(n)}) (V^{(d)*} P_L U^{(0)}) (\not{p}_j + m_i) \gamma^\nu \right] U(p_i), \quad (4.6)$$

$$\mathcal{M}_3^\nu = g_2 e \bar{U}(p_j) \left[\int \frac{d^D k}{2\pi} \frac{\gamma^\nu (\not{p}_i) (\bar{U}^{(0)} P_R V^{(d)}) (\sin(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) D^{(n)} + \cos(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) \hat{D}^{(n)}) (\not{k} + \not{p}_i + m_D)}{[k^2 - m_H^2][p_i^2][(k + p_i)^2 - m_D^2]} \right. \\ \left. \times (\sin(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) \bar{D}^{(n)} + \cos(\frac{\alpha_d^{(n)}}{2}) \hat{\bar{D}}^{(n)}) (V^{(d)*} P_L U^{(0)}) \right] U(p_i). \quad (4.7)$$

Al hacer uso del esquema de reducción Passarino-Veltman, junto con las identidades de

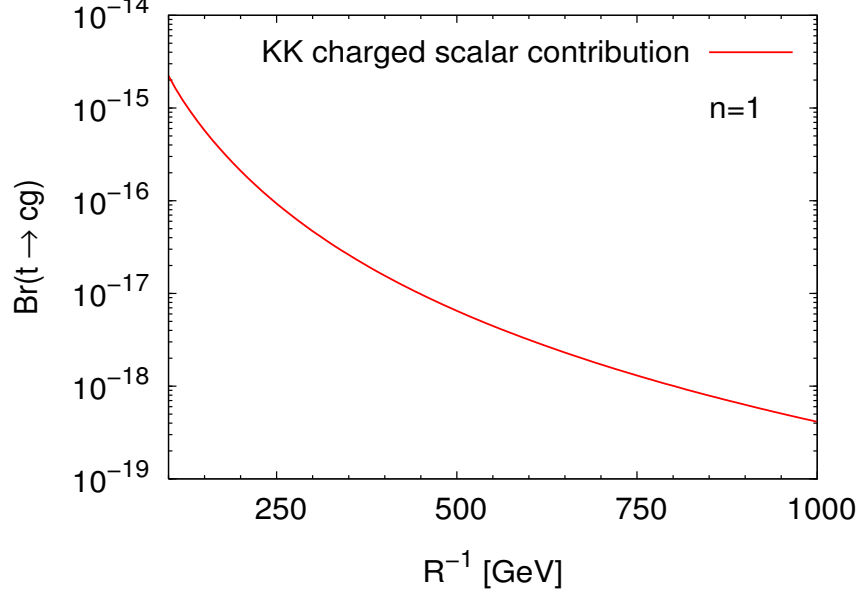


Figura 4.2: Gráfica de la fracción de decaimiento del proceso $\text{Br}(t \rightarrow cg)$ en función de R^{-1} , con $n = 1$.

Gordon [12], que se presentan a continuación,

$$\gamma^\nu = \frac{1}{m_i + m_j} (p_i^\nu + p_j^\nu - i\sigma^{\nu\alpha} q_\alpha), \quad (4.8)$$

$$\gamma^\nu \gamma^5 = \frac{(p_j^\nu + p_i^\nu) \gamma^5 - i\sigma^{\nu\alpha} q_\alpha \gamma^5}{m_j - m_i}, \quad (4.9)$$

obtenemos, al contraer con el vector de polarización del fotón, que la amplitud total $\mathcal{M}_T = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_3$, se escribe de la siguiente forma

$$\mathcal{M}_T = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{d=d,s,b} \frac{i\sqrt{\alpha_s} \alpha K_{td} K_{cd} m_d^2}{16\sqrt{\pi} \sin^2 \theta_W m_W^2 m_t} \left(\frac{n^2}{n^2 + m_W^2 R^2} \right) \times \bar{U}(p_j) F_H^{(n)} \lambda^a P_L \sigma^{\nu\beta} q_\beta \epsilon_\nu^{a*}(q) U(p_i), \quad (4.10)$$

donde

$$F_H^{(n)} = 1 + \frac{m_{H^{(n)+}}^2 - m_{d^{(n)}}^2}{m_t^2} (B_0(0, m_{d^{(n)}}^2, m_{H^{(n)+}}^2) - B_0(m_t^2, m_{d^{(n)}}^2, m_{H^{(n)+}}^2)) \\ + 2m_{d^{(n)}}^2 C_0(m_t^2, 0, 0, m_{d^{(n)}}^2, m_{H^{(n)+}}^2, m_{d^{(n)}}^2), \quad (4.11)$$

con $B_0(0, m_{d^{(n)}}^2, m_{H^{(n)+}}^2)$, $B_0(m_t^2, m_{d^{(n)}}^2, m_{H^{(n)+}}^2)$ y $C_0(m_t^2, 0, 0, m_{d^{(n)}}^2, m_{H^{(n)+}}^2, m_{d^{(n)}}^2)$ siendo las conocidas funciones escalares de Passarino-Veltman [13]. Además, $m_{H^{(n)+}}^2 = \frac{n^2}{R^2} + m_W^2$ y $m_{d^{(n)}}^2 = \frac{n^2}{R^2} + m_d^2$. El factor de forma $F_H^{(n)}$ dado en la ecuación (4.11) nos garantiza que la amplitud asociada está libre de divergencias ultravioleta. Por otra parte, en la amplitud de la ecuación (4.10) se hace evidente la invariancia de norma explícita, puesto que ésta es de tipo dipolar y al contraerse con el tensor de momento q_ν , se satisface la identidad de Ward simple, $\sigma^{\nu\beta} q_\beta q_\nu = 0$ [14].

Al cuadrar la amplitud, se puede obtener la fracción de decaimiento asociada por medio de la siguiente fórmula [15]

$$\text{Br}(t \rightarrow cg) = \frac{|\mathcal{M}|^2}{16 \pi m_t \Gamma_t}, \quad (4.12)$$

donde Γ_t es la anchura total de decaimiento del quark top. La grafica de la fracción de decaimiento del proceso $t \rightarrow cg$ en función de R^{-1} se puede apreciar en la figura 4.2. De dicha figura se observa que la contribución de los escalares físicos cargados a la fracción de decaimiento del proceso $t \rightarrow cg$ está muy suprimida, en específico, esta varía entre 10^{-15} y 10^{-19} para R^{-1} dentro del intervalo $200 \text{ GeV} < R^{-1} < 1 \text{ TeV}$. Si comparamos nuestro resultado con la predicción obtenida en el ME es claro que la contribución de escalares físicos cargados sería inobservable, debido a que la predicción en el contexto del ME es del orden de 10^{-11} [16], por lo tanto, se necesita estudiar el sector electrodébil extendido y considerar más modos de KK, es decir, para $n > 1$.

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

Se estudió el decaimiento $t \rightarrow cg$ de forma analítica y numérica en el contexto del ME5. Encontramos que la amplitud asociada es invariante de norma y es finita ultravioleta, lo cual indica que nuestro cálculo está bien hecho. La estructura de Lorentz asociada a nuestro decaimiento resultó ser de tipo dipolar como se esperaba; se logró llegar a esa forma al hacer uso de las identidades de Gordon. Entre los principales resultados que arroja el estudio numérico se tiene que los efectos de nueva física son de naturaleza desacoplante en el límite de escala pequeña de compactación R , es decir, a muy altas energías. Además, se encuentra que la contribución de los modos excitados de KK de escalares cargados al proceso $t \rightarrow cg$ está suprimida con respecto a la predicción del ME en alrededor de 8 órdenes de magnitud. Este resultado se debe tomar con mucho cuidado ya que sólo se considera la contribución para $n = 1$, así que un cálculo más riguroso es requerido, en donde se tomen en cuenta las contribuciones de muchos más modos de KK.

Este trabajo de tesis es el primer pilar de un estudio más completo, en donde se deben considerar las contribuciones de las corrientes cargadas que cambian sabor así como las contribuciones de un sector extendido asociado a éstas, en donde los protagonistas de la historia son los modos excitados de Kaluza-Klein del bosón de norma W , identificados como $W^{(n)\pm}$. Entonces, considerando conjuntamente contribuciones de escalares cargados, del bosón W y sus modos excitados de KK tendríamos el estudio completo, el cual es necesario para poder aspirar a publicar nuestros resultados en una revista de circulación internacional y de arbitraje estricto.

Bibliografía

- [1] G. Eilam, J. L. Hewett, and A. Soni, Phys. Rev. D **44**, 1473 (1991).
- [2] I. Antoniadis, Phys. Lett. B **246**, 377 (1990); N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, Phys. Lett. B **429**, 263 (1998); I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, Phys. Lett. B **436**, 257 (1998).
- [3] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [4] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [5] R. Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. D **46**, 3720 (1992); Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B **335**, 237 (1994); Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998); H. Sobel, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **91**, 127 (2001); M. Ambrossio *et al.*, Phys. Lett. B **566**, 35 (2003); Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. D **71**, 112005 (2005); W. W. M. Allison *et al.*, Phys. Rev. D **72**, 052005 (2005); P. Adamson *et al.*, Phys. Rev. D **73**, 072002 (2006).
- [6] Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li, *Gauge theory of elementary particle physics*, Oxford University Press, Walton Street, Oxford, (1991).
- [7] A. Cordero-Cid, H. Novales-Sanchez and J. J. Toscano, Pramana **80**, 369 (2013).
- [8] J. Gomis, J. Paris and S. Samuel, Phys. Rept. **259**, (1995).
- [9] H. Novales-Sanchez and J. J. Toscano, Phys. Rev. D **84**, 076010 (2011).
- [10] H. de Sandes and R. Rosenfeld, Phys. Lett. B **659**, 323 (2008).
- [11] H. Novales-Sanchez and J. J. Toscano, Phys. Rev. D **82**, 116012 (2010).
- [12] Francis Halzen and Alan D. Martin, *Quarks and leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Jonh Wiley & Sons, 1984.
- [13] G. Passarino and M. J. G. Veltman, Nucl. Phys. B **160**, 151 (1979).

- [14] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, An introduction to quantum field theory, Addison-Wesley P. C. (1996).
- [15] J. Beringer *et al.*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [16] J. I. Aranda, M. G. López-Valdovinos, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S. Tututi, J. Phys: Conf. Ser. **468**, 012002 (2013).