

UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”



Cromodipolos electromagnéticos inducidos por
fluctuación cuántica de cuatro cuerpos en el Modelo
Estándar

TESIS

Para obtener el título de:

DOCTOR EN CIENCIAS EN INGENIERÍA FÍSICA

PRESENTA:

Everardo Urquiza Trejo

Asesor: Dr. Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta

Co-asesor: Dr. Javier Montaña Domínguez

Morelia, Michoacán

Julio de 2025

Agradecimientos:

Quiero expresar mi más profundo agradecimiento a todas las personas que, de una u otra forma, hicieron posible la realización de esta tesis.

A mis padres, por su amor incondicional, por inculcarme los valores del esfuerzo, la perseverancia y la honestidad, y por estar siempre a mi lado, incluso en los momentos más difíciles. Gracias por creer en mí.

A mis asesores, por su valiosa guía académica, por compartir su conocimiento y por su disposición para acompañarme en cada etapa de este proyecto. Su compromiso fue clave para alcanzar esta meta.

A mi Lucero, por su comprensión, compañía y apoyo emocional durante todo este proceso. Gracias por ser mi refugio y mi motivación.

Finalmente, agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico brindado, que me permitió dedicarme plenamente a mis estudios de posgrado y a la realización de este trabajo.

A todos, gracias de corazón.

Resumen

Se propone calcular el momento anómalo dipolar cromomagnético en el Modelo Estándar inducido a partir de la fluctuación cuántica a nivel de un lazo de cuatro cuerpos. En general, los dipolos cromoelectromagnéticos son correcciones radiativas computadas típicamente a partir de la interacción de tres cuerpos, $\bar{q}qg$, similar al caso abeliano de electrodinámica cuántica. Sin embargo, en cromodinámica cuántica la naturaleza no abeliana del tensor de intensidad del campo gluónico, presente en el lagrangiano efectivo de los cromodipolos, también predice su inducción por interacción de cuatro cuerpos, a saber, mediante el vértice de dos quarks con dos gluones, $\bar{q}qgg$. Este último caso no ha sido estudiado en la literatura.

Palabras clave: Dipolo, interacción, lazo, cromomagnético , quark

Abstract

It is proposed to calculate the anomalous chromomagnetic dipole moment in the Standard Model induced by quantum fluctuation at the four-body loop level. In general, chromoelectromagnetic dipoles are radiative corrections typically computed from three-body interactions $\bar{q}qg$, similar to the abelian case of quantum electrodynamics.

However, in quantum chromodynamics, the non-abelian nature of the gluonic field strength tensor, present in the effective Lagrangian of chromodipoles, also predicts their induction by four-body interaction, namely, through the vertex of two quarks with two gluons $\bar{q}qgg$. This latter case has not been studied in the literature.

...

Índice general

1. Introducción	1
2. El Modelo Estándar	5
2.1. Lagrangiano del Modelo estándar	7
2.2. Teoría Electrodébil	10
2.2.1. Rompimiento espontáneo de la simetría (SSB)	13
2.2.2. Sector de Higgs	15
2.2.3. Sector de Yang-Mills	19
2.2.4. Sector de Yukawa	19
2.2.5. Sector de corrientes	22
3. Más allá del Modelo Estándar	25
3.0.1. Modelo $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$	26
4. Cromodinámica Cuántica	31
4.0.1. Modelo estándar: Teoría de Gauge	31
4.0.2. Formulación geométrica de simetrías de gauge	32
5. Planteamiento del problema	35
5.0.1. La contribucion g	42
5.0.2. La contribución γ	44
5.0.3. La contribución Z	44
5.0.4. La contribución W	45
5.0.5. La contribución H	47
5.0.6. Valores de entrada	47
6. Resultados	49
7. Conclusiones	59

Capítulo 1

Introducción

En el Modelo Estándar el momento dipolar cromomagnético anómalo (CMDM), $\hat{\mu}_q$, es inducido a un lazo mediados por partículas virtuales de cromodinámica cuántica (QCD), el sector electrodébil (EW) y el sector de Yukawa (YK) [1, 5]. En la literatura está establecido que el $\hat{\mu}_q$ es una observable desde que es una invariante de gauge, con divergencias ultravioletas e infrarrojas finitas. Solamente se tienen resultados derivados de estudios a un lazo a un vértice $gq\bar{q}$ del CMDM, por otro lado el lagrangiano efectivo de 5 dimensiones que caracteriza al operador \hat{a}_q y al cromodipolo eléctrico (CEDM), \hat{d}_q , establece que es proporcional tanto para la interacción a un vértice de 3 cuerpos $gq\bar{q}$ y a un vértice de 4 cuerpos $ggq\bar{q}$ [6]. Es de gran interés obtener y analizar la observable para el acoplamiento $ggq\bar{q}$ y luego compararlo con el resultado para el vértice $gq\bar{q}$, esto permite poner a prueba el alcance del Modelo Estándar.

Recientemente, por primera vez, la medición exacta de un momento anómalo dipolar cromomagnético ha sido reportada. La Colaboración CMS del LHC (Gran Colisionador de Hadrones), mediante colisión protón-protón con una energía de centro de masa de 13 TeV y luminosidad de 35.9 fb^{-1} [7], midió el dipolo cromomagnético del quark top

$$\hat{\mu}_t^{\text{Exp}} = -0,024_{-0,009}^{+0,013}(\text{stat})_{-0,011}^{+0,016}(\text{syst}), \quad (1.1)$$

y para el momento dipolar cromoelectrico estableció la cota

$$|\hat{d}_t^{\text{Exp}}| < 0,03, \quad (1.2)$$

a un nivel de confianza de 95 %.

Por otro lado, la predicción teórica del dipolo cromomagnético del quark top, $\hat{\mu}_t$, en el Modelo Estándar (ME) debido a corrección radiativa del vértice de tres cuerpos $\bar{q}qg$ a nivel de un lazo (ver figura 1.1a), evaluado a la escala de energía referencia de la masa del

bosón de norma Z [9, 15], es

$$\begin{aligned}\hat{\mu}_t(-m_Z^2) &= -0,0224 - 0,000925i && \text{evaluación espacialoide,} \\ \hat{\mu}_t(+m_Z^2) &= -0,0133 - 0,0267i && \text{evaluación temporaloide.}\end{aligned}\quad (1.3)$$

Destaca que $\text{Re } \hat{\mu}_t(-m_Z^2)$ coincide muy bien con el valor experimental, mientras que $\text{Im } \hat{\mu}_t(-m_Z^2)$ se debe a la contribución de cambio de sabor de corrientes cargadas. Contrastando valores absolutos $|\hat{\mu}_t(-m_Z^2)| = 0,0224$, $|\hat{\mu}_t(m_Z^2)| = 0,0298$ y $|\hat{\mu}_t^{\text{Exp}}| = 0,024$, la evaluación espacialoide continúa siendo la más compatible con el valor experimental. En síntesis, teoría y experimento concuerdan notablemente, sin embargo, teóricamente aún puede haber más.

El lagrangiano efectivo de los momentos dipolares cromoelectromagnéticos (MDCM) es [6, 18]

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{1}{2}\bar{q}_A\sigma^{\mu\nu}(\mu_q + id_q\gamma^5)q_B G_{\mu\nu}^a T_{AB}^a, \quad (1.4)$$

con el tensor de intensidad del campo gluónico

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu g_\nu^a - \partial_\nu g_\mu^a - g_s f_{abc} g_\mu^b g_\nu^c, \quad (1.5)$$

donde $\sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, \bar{q}_A y q_B son los spinors con los índices de color A y B , g_μ^a es el campo del gluon con $a = 1, \dots, 8$, T_{AB}^a es el generador de color y f_{abc} es la constante de estructura del grupo $SU(3)_C$; $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$ es la constante de acoplamiento del grupo de QCD, donde $\alpha_s(m_Z^2) = 0,1179$ es la constante de estructura fuerte establecida para el valor de la masa del boson de gauge. μ_q es el momento dipolar cromomagnético (MDCM) que conserva CP, d_q es el momento dipolar cromoelectrico (MDCE) que viola CP.

El MDCM a tres cuerpos abeliano del vértice $gq\bar{q}$ es análogo al momento dipolar magnético anómalo de cromodinámica cuántica (QED), caracterizado por operadores efectivos de 5 dimensiones [21, 23], este caso fue calculado por Schwinger en 1948 para correcciones radiativas a un lazo el cual obtuvo el famoso resultado de $a_e = \alpha/2\pi$ [24, 25]. En este trabajo se obtuvo el μ_q del vértice a cuatro cuerpos no abeliano en el modelo estándar para el quark top, el cual, numéricamente corresponde al caso abeliano del vértice a 3 cuerpos, con $d_q = 0$ en ambos casos.

Del la ecuación (1.4) se extraen las reglas de Feynman de las interacciones cromodipolares $gq\bar{q}$ y $ggq\bar{q}$:

$$\Gamma_{3b}^\mu = T_{AB}^a \sigma^{\mu\nu} q_\nu (\mu_q + id_q \gamma^5) \quad (1.6)$$

$$\Gamma_{4b}^\mu = ig_s f_{abc} T_{AB}^c \sigma^{\mu\nu} (\mu_q + id_q \gamma^5) \quad (1.7)$$

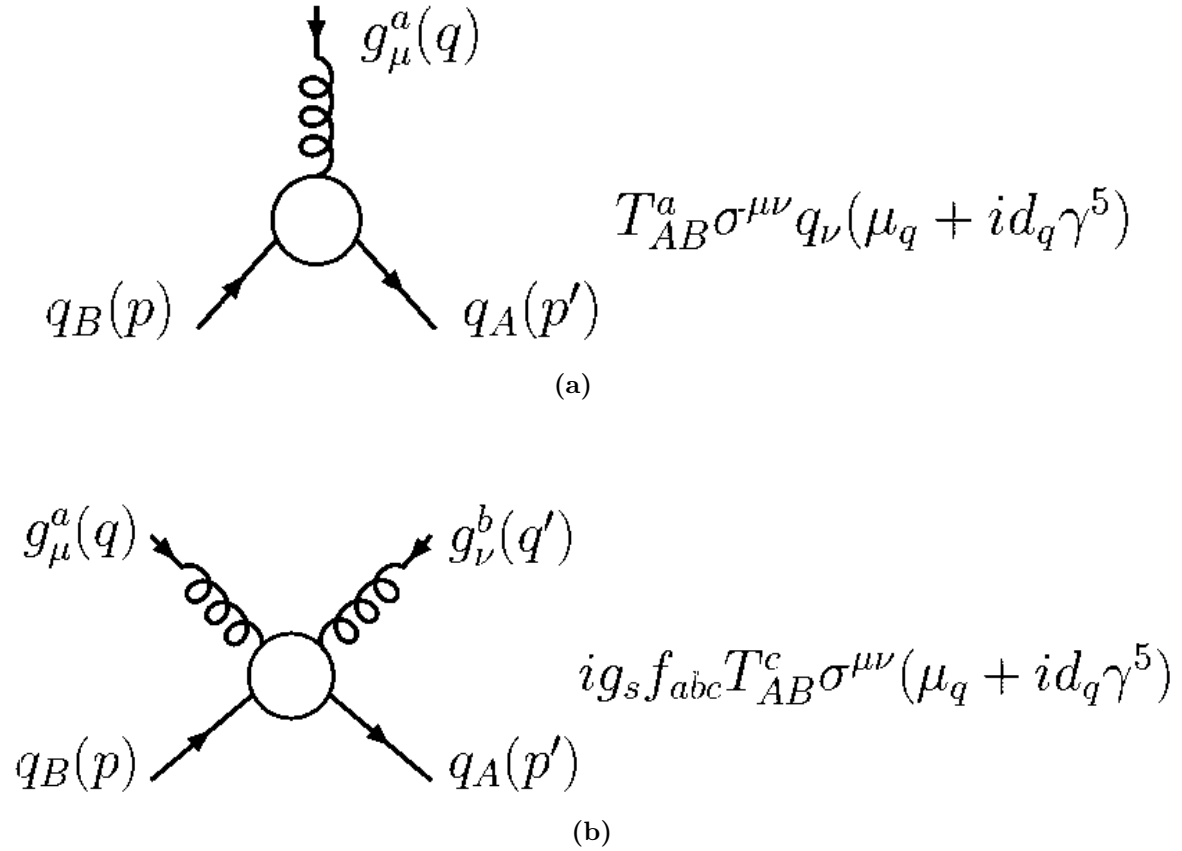


Figura 1.1: Momentos anómalos dipolares cromoelectromagnéticos: (a) vértice generado por interacción de tres cuerpos $\bar{q}qg$, y (b) vértice generado por interacción de cuatro cuerpos $\bar{q}qgg$.

donde q_ν es el momento del gluon transferido y también cabe mencionar que para el vértice $ggq\bar{q}$ se concidero la estadística de Bose para los gluones. De acuerdo con la literatura y los datos experimentales reportados, es conveniente definir a los cromodipolos de manera adimensional:

$$\hat{\mu}_q \equiv \frac{m_q}{g_s} \mu_q \quad , \quad \hat{d}_q \equiv \frac{m_q}{g_s} d_q. \quad (1.8)$$

los términos $\partial_\mu g_\nu^a - \partial_\nu g_\mu^a$ generan en \mathcal{L}_{eff} la interacción de tres cuerpos $\bar{q}qg$ (figura 1.1a), en tanto que el término $-g_s f_{abc} g_\mu^b g_\nu^c$ da lugar a la interacción de cuatro cuerpos $\bar{q}qgg$ (figura 1.1b), siendo ambas interacciones proporcionales tanto al MDCM como al MDCE. Debe destacarse que no existen estudios en la literatura concernientes a los MDCEM generados

por cuatro cuerpos.

Capítulo 2

El Modelo Estándar

El ME describe todo lo que sabemos acerca de las fuerzas fundamentales en la naturaleza, a saber, la interacción electromagnética, así mismo la interacción fuerte y débil, excluyendo a la gravedad. El ME es una teoría cuántica relativista que contiene los principios básicos de mecánica cuántica y relatividad especial. Al igual que la electrodinámica cuántica (QED por sus siglas en inglés), el ME también es una teoría de gauge bajo el grupo no abeliano $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, en donde los fotones son bosones de gauge que son responsables de la interacción electromagnética, los bosones W y Z de la interacción débil y los gluones las interacciones fuertes. Las teorías de gauge pueden existir en diferentes espacios fases, por ejemplo, en el espacio fase de Coulomb con bosones de gauge sin masa, también en el espacio fase de Higgs con un rompimiento espontáneo de la simetría con bosones de gauge masivos [31].

El grupo $SU_C(3)$ ¹ caracteriza las interacciones fuertes, mientras que el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ define las interacciones electrodébiles. Esta teoría de campo cuántica-relativista es consistente, renormalizable y está libre de anomalías. El ME posee un conjunto de campos de norma asociados al grupo $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, el cual se puede dividir en tres conjuntos: 8 asociados a $SU_C(3)$, 3 para $SU_L(2)$ y finalmente uno para $U_Y(1)$. Las partículas elementales están clasificadas en dos bloques: de materia, llamados fermiones, y de mediadores de las interacciones, llamados bosones; 12 fermiones y 5 bosones en el contexto del ME. Los fermiones obedecen el principio de exclusión de Pauli, en pocas palabras, no pueden 2 de estos ocupar el mismo estado cuántico al mismo tiempo. Los bosones al contrario, no obedecen este principio, esto quiere decir que 2 o más bosones pueden ocupar el mismo estado cuántico. Cada partícula elemental tiene asociado un numero cuántico

¹El subíndice C indica que las transformaciones sólo actúan sobre las partículas con carga de color, el subíndice L (proviene de *Left*) hace referencia a que la interacción débil viola paridad y por lo tanto, únicamente los fermiones izquierdos pertenecen a la representación fundamental del grupo $SU_L(2)$. Por último, el subíndice Y denota la hipercarga.

llamado espín, los fermiones del ME tienen espín $1/2$ y los bosones del ME tienen espín entero [32].

Los fermiones elementales se pueden dividir en dos grandes grupos, los quarks y los leptones. A diferencia de los leptones, los quarks no se encuentran en la naturaleza de forma libre, sino en dobletes quark-antiquark, que forman partículas como los mesones (piones y los kaones), o tripletes de quarks, formando partículas llamadas bariones (como el protón y el neutrón), etc. Los quarks sienten las cuatro interacciones fundamentales de la naturaleza, mientras que los leptones sienten todas excepto la interacción nuclear fuerte. El ME propone que los bloques fundamentales con los que se construye toda la materia son 6 quarks y 6 leptones, con sus correspondientes antipartículas. Todas estas partículas se agrupan en tres familias, estando cada una formada por una pareja de quarks (uno con carga $+2/3e$ y el otro con carga $-1/3e$), y una pareja de leptones, uno con carga negativa y el otro con carga neutra. Los leptones neutros del doblete de leptones de cada familia son justamente los neutrinos. A los distintos tipos de quarks se les denomina de distinto sabor, y por lo tanto existen seis sabores posibles de quarks: u, d, c, s, t y b . Además de la carga eléctrica, los quarks tienen una propiedad llamada carga de color, que es la responsable de que respondan a la interacción nuclear fuerte. Existen tres diferentes cargas de color: rojo, verde y azul, y las combinaciones de quarks que forman los diferentes hadrones (mesones y bariones), pueden darse ya sea entre quarks de tres colores distintos, o bien entre un quark y un antiquark. A estas combinaciones de colores se les llama combinaciones incoloras, es decir, que las partículas compuestas por quarks tienen carga de color neutra. La primera familia consta del par de quarks u y d (up y down), cada uno pudiendo tener carga de color rojo, verde o azul. Los leptones por su parte, se agrupan en dobletes de una partícula de carga negativa y un neutrino; a cada tipo de neutrino se le da el nombre del leptón cargado asociado con él: ν_e , o neutrino del electrón, ν_μ o neutrino del muón, y ν_τ , o neutrino del tau. A cada tipo de neutrino también se le asocia un sabor; lo mismo sucede con su leptón cargado asociado. Los fermiones del ME forman toda la materia que se encuentra en la Tierra y a lo largo de casi todo el universo inmediato. En particular, el protón está hecho del triplete de quarks uud , y el neutrón del triplete udd , siendo cada uno de los quarks en cada triplete de un color distinto.

Las antipartículas tienen carga eléctrica opuesta a las partículas y también carga de color opuesta, es decir, antirrojo, antiverde y antiazul. De esta forma, una combinación de carga de color color-anticolor, resulta incolora. Con excepción de los neutrinos, hay evidencia experimental de que las partículas de la segunda familia son más masivas que las de la primera y las de la tercera familia son más masivas que las de la segunda. Las partículas de la segunda y tercera familia son también inestables y tienden a decaer en fracciones de segundo hacia las de la primera familia mediante procesos débiles. Algunas de estas partículas masivas son creadas en el interior de las estrellas o en los centros de las galaxias, otras en los aceleradores de altas energías o a unos 30 km de altura sobre la

Tierra por la colisión de rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera.

2.1. Lagrangiano del Modelo estándar

El modelo estándar esta basado en el grupo de gauge $G = SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. El factor $SU(3)$ (QCD) tiene acoplamientos de gauge g_s y 8 bosones de gauge (gluones) $G^i, i = 1..,8$. Este grupo no es quiral y actúa con los índices de color en contraste con QCD, la interacción electrodébil $SU(2) \times U(1)$ es un factor con quiralidad. El grupo $SU(2)$ tiene acoplamientos de gauge g , bosones de gauge $W^i = 1, 2, 3$, y actúa solamente con índices de sabor de los fermiones con quiralidad izquierda. El factor abeliano $U(1)$ tiene acoplamientos g' y bosones de gauge B , también es quiral, actúa tanto en fermiones con quiralidad izquierda(L) como derecha (R) pero con diferentes cargas. Después de un rompimiento espontáneo de la simetría (SSB), $SU(2) \times U(1)$ se rompe en $U(1)_Q$, incorporando QED con el fotón en una combinación lineal de W^0 y B . La combinación ortogonal (Z), así como W^\pm adquiere masa. G también se escribe como $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Los subíndices no indican nuevas teorías de grupos, solamente hacen referencia a la aplicación física, es decir, c se refiere al color, L significa que el acoplamiento $SU(2)$ tiene quiralidad izquierda y Y es el numero cuántico de la hiper-carga débil.

La densidad lagrangiana del modelo entandar es

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_Y, \quad (2.1)$$

Los cuales se refieren a los sectores de la teoría de gauge, de fermiones, de Higgs y de Yukawa respectivamente. También se agregan términos ghos y se fija la norma los cuales entran en la cuantización. Los términos de gauge son:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^i G^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.2)$$

donde el tensor de campo para $SU(3)$, $SU(2)$ y $U(1)$ son respectivamente:

$$G_{\mu\nu}^i = \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i - g_s f_{ijk} G_\mu^j G_\nu^k, \quad i, j, k = 1..,8 \quad (2.3)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g \epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad i, j, k = 1..,3 \quad (2.4)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.5)$$

$$(2.6)$$

Estas incluyen los términos de la energía cinética del boson de gauge así como las auto interacciones de cuatro puntos para G^i y W^i . El grupo abeliano $U(1)$ del boson de gauge no tiene auto interacciones.

El término fermionico del modelo estándar involucra 3 familias de quarks (F=3) y de leptones. Cada familia consiste en:

$$\begin{aligned}
L - \text{dobletes} : q_{mL}^0 &= \begin{pmatrix} u_m^0 \\ d_m^0 \end{pmatrix}_L, \quad l_{mL}^0 = \begin{pmatrix} \nu_m^0 \\ e_m^{-0} \end{pmatrix}_L \\
R - \text{singletes} : u_{mR}^0, d_{mR}^0, e_{mR}^{-0}, \nu_{mR}^0,
\end{aligned}$$

en los cuales los campos de quiralidad-L (quiralidad izquierda) son los dobletes de $SU(2)$ y los campos de quiralidad-R (quiralidad derecha) corresponden a los singletes, esto conduce al rompimiento en $SU(2)$. Los subíndices 0 se refieren al hecho de que estos campos son eigenestados débiles, es decir, tienen propiedades de transformación de gauge bien definidas, con los elementos de cada doblete hacia cada otro bajo $SU(2)$, y $m_1, 2, 3$, etiqueta las familias. Después de un rompimiento espontáneo de la simetría, estos se convertirán en mezclas de eigenestados de campos de masa. Los términos u^0 y d^0 que serán identificados (después de SSB) con carga eléctrica $2/3$ y $-1/3$ respectivamente. Existen $2F = 6$ sabores de quarks (u^0 y d^0 para cada familia). Cada una lleva un índice de color $u_{mL,R\alpha}^0$ o $d_{mL,R\alpha}^0$, es decir, existen 3 dobletes de quarks por familia. El $SU(2)$ y $SU(3)$ conmutan, entonces las interacciones en QCD no cambian de sabor y viceversa. ν^0 y e^{-0} son los leptones. Ellos tienen singletes de color y tienen carga eléctrica 0 y -1 respectivamente. Todos estos campos a excepción de ν_{mR}^0 son portadores de la hipercargas débil Y , que esta definida como:

$$Y = Q - T_L^3, \quad (2.7)$$

donde T_L^3 es el tercer generador de $SU(2)_L$ y Q es la carga eléctrica. $U(1)_Y$ conmuta con $SU(3)_c$ y $SU(2)$, además tiene el mismo valor de todos los miembros multipletes de $SU(3) \times SU(2)$.

\mathcal{L} es invariante bajo una simetría global de $U(3)^6$ en el cual las 3 familias de $q_{mL}^0, l_{mL}^0, u_{mR}^0, d_{mR}^0, e_{mR}^{-0}$ y ν_{mR}^0 transforma de una hacia la otra. La existencia de las 3 familias es empírica y en cualquier caso la mayoría de los generadores se obtienen de un rompimiento de las interacciones de Yukawa (Los que no se obtienen por rompimiento son los vectores generadores del numero barionico y leptónico).

Ahora en el término fermiónico, el $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ son representaciones quirales, entonces términos de masa en este sector no son permitidos. \mathcal{L}_f consiste enteramente en términos de energía cinética covariante de gauge,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_f &= i \sum_{m=1}^F (\bar{q}_{mL}^0 i \not{D} q_{mL}^0 + \bar{l}_{mL}^0 i \not{D} l_{mL}^0 \\
&\quad + \bar{u}_{mR}^0 i \not{D} u_{mR}^0 + \bar{d}_{mR}^0 i \not{D} d_{mR}^0 + \bar{e}_{mR}^{-0} i \not{D} e_{mR}^{-0} + \bar{\nu}_{mR}^0 i \not{D} \nu_{mR}^0),
\end{aligned} \quad (2.8)$$

donde hemos permitido un número arbitrario de familias de fermiones F . El primer término de (2.8) es

$$\begin{aligned} \bar{q}_{mL}^0 i \not{D} q_{mL}^0 &= i \sum_{\alpha, \beta=1}^3 (\bar{u}_{mL}^{0\alpha} \bar{d}_{mL}^{0\alpha}) \gamma^\mu \\ &\times \left[\left(\partial_\mu I + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{6} I B_\mu \right) \delta_{\alpha\beta} + \frac{ig_s}{2} \vec{\lambda}_{\alpha\beta} \cdot \vec{G}_\mu I \right] \begin{pmatrix} u_{mL\beta}^0 \\ d_{mL\beta}^0 \end{pmatrix}_L, \end{aligned} \quad (2.9)$$

donde I es la matriz identidad 2×2 de $SU(2)$, con la ecuación (2.9) es claro ver que $SU(3)_c$ y $SU(2)_L \times U(1)_Y$ son grupos que conmutan. A continuación se simplificara la notación suprimiendo los índices de color en el campo de los quarks, entonces las derivadas covariantes del fermión de gauge son:

$$\begin{aligned} D_\mu q_{mL}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{6} B_\mu \right) q_{mL}^0, & D_\mu u_{mR}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{2ig'}{3} B_\mu \right) u_{mR}^0, \\ D_\mu l_{mL}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{ig'}{2} B_\mu \right) l_{mL}^0, & D_\mu d_{mR}^0 &= \left(\partial_\mu - \frac{ig'}{3} B_\mu \right) d_{mR}^0, \\ & & D_\mu e_{mR}^0 &= (\partial_\mu - ig' B_\mu) e_{mR}^0, \\ & & D_\mu \nu_{mR}^0 &= \partial_\mu \nu_{mR}^0, \end{aligned}$$

donde se entiende que también existen acomplamientos de gluones para q_{mL}^0 , u_{mR}^0 y d_{mR}^0 . Las interacciones para los fermiones de gauge se pueden ver en la ecuación (2.8)

El sector de Higgs para \mathcal{L} es

$$\mathcal{L}_\phi (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - V(\phi) \quad (2.10)$$

donde $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ es un complejo escalar de Higgs y con $\phi^\dagger = \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0\dagger} \end{pmatrix}$. La derivada covariante de gauge es

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{2} B_\mu \right) \phi. \quad (2.11)$$

$V(\phi)$ es el potencial de Higgs. Con el grupo $SU(2) \times U(1)$ y considerando las restricciones de invarianza y la renormalizabilidad V toma la forma

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.12)$$

para $\mu^2 < 0$ se obtendrá un rompimiento espontáneo de la simetría, el término λ describe una auto interacción cuadrática $\lambda(\phi^- \phi^+ + \phi^{0\dagger} \phi^0)^2$ entre el campo de Higgs. La estabilidad en el vacío requiere que $\lambda > 0$.

El ultimo término de (2.1) representa los acoplamientos de Yukawa entre los dobletes de Higgs y los fermiones, los cuales son necesarios para generar fermiones masivos a través

de un rompimiento espontáneo de la simetría quiral de gauge. Siendo F las familias de fermiones entonces toma la forma:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = - \sum_{m,n=1}^F \left[\Gamma_{mn}^u \bar{q}_{mL}^0 \tilde{\phi} u_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^d \bar{q}_{mL}^0 \phi d_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^e \bar{\ell}_{mL}^0 \phi e_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^\nu \bar{\ell}_{mL}^0 \tilde{\phi} \nu_{nR}^0 \right] + h.c., \quad (2.13)$$

donde $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$, $\tilde{\phi} \equiv i\tau^2 \phi^\dagger = \begin{pmatrix} \phi^{0\dagger} \\ -\phi^- \end{pmatrix}$,

es el doblete de Higgs y su conjugado respectivamente. Γ^u , Γ^d , Γ^e son matrices $F \times F$ arbitrarias quien finalmente determinan las masas y mezclas de los fermiones, estos no tienen que ser Herminianos, simétricos, diagonales o reales, estos son los aspectos mas arbitrarias en el modelo estándar. Un ejemplo para el término Γ^d es:

$$\Gamma_{mn}^d \bar{q}_{mL}^0 \phi d_{nR}^0 = \Gamma_{mn}^d [\bar{u}_{mL}^0 \phi^+ d_{nR}^0 + \bar{d}_{mL}^0 \phi^0 d_{nR}^0] \quad (2.14)$$

y su conjugado hermitiano:

$$\Gamma_{mn}^{d\dagger} \bar{d}_{nR}^0 \phi^\dagger q_{mL}^0 = \Gamma_{mn}^{d*} [\bar{d}_{nR}^0 \phi^- u_{mL}^0 + \bar{d}_{nR}^0 \phi^{0\dagger} d_{mL}^0], \quad (2.15)$$

La carga eléctrica es conservada en los vértices generados (garantizado desde que Q esta dentro de G), mientras que la quiralidad se invierte, el cual es una característica de los vértices de Yukawa.

2.2. Teoría Electrodébil

La interacción débil, tambien llamada fuerza débil o fuerza nuclear débil, es una de las cuatro fuerzas fundamentales del ME. La palabra débil deriva del hecho de que su intensidad de fuerza es 10^{13} veces menor que la interacción nuclear fuerte, sin embargo, esta fuerza débil es más fuerte que la fuerza de gravedad a cortas distancias. En el ME, la fuerza débil se considera una consecuencia del intercambio de bosones W y Z , que son muy masivos, y de acuerdo con el principio de incertidumbre de Heisenberg, son de corta vida, lo cual explica por qué el escaso alcance de este tipo de fuerzas. La interacción débil es un tipo de interacción entre partículas fundamentales, responsable de fenómenos naturales como la desintegración beta. La interacción débil afecta a todo leptón con quiralidad izquierda y a los quarks. Es la unica fuerza que afecta a los neutrinos y es la única interacción capaz de cambiar su sabor; viola la simetría de paridad (simetría CP). Por otro lado, la interacción electromagnética es la que describe la interacción que ocurre entre las partículas con carga eléctrica. Existe una sola simetría de gauge asociada al electromagnetismo, y por lo tanto, un único tipo de carga eléctrica. Esta simetría de gauge está relacionada con la invariancia

de las propiedades observables de una partícula ante el cambio local de fase de su campo cuántico asociado. Esta simetría es válida sólo si la partícula tiene masa cero. Una consecuencia de que la masa de la partícula mediadora de la interacción electromagnética sea cero es que el alcance de la misma es infinito, pues esta propiedad es inversamente proporcional a la masa de su bosón intermediario. Entonces, las partículas fundamentales interactúan electromagnéticamente mediante el intercambio de fotones, donde su lagrangiano está dado por: $\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$; siendo $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. El modelo electrodébil es una teoría que unifica la interacción débil y la electromagnética. Este modelo fue desarrollado en la década de los sesentas del siglo pasado por Sheldon Lee Glashow, Abdus Salam y Steven Weinberg. La medición experimental de interacciones nucleares débiles mediadas por las corrientes cargadas (W^\pm) les llevo a postular la existencia de las corrientes neutras, que fueron descubiertas en 1973; estos 3 investigadores recibieron el Premio Nobel de la Física en 1979. La formulación matemática de la teoría electrodébil consiste en una teoría de campos de gauge en donde el campo electrodébil es tratado como un campo de Yang-Mills; en esta teoría los fermiones son descritos mediante un lagrangiano de Dirac generalizado el cual es invariante bajo un grupo de gauge. De la evidencia experimental se dedujo que el grupo de simetría de gauge mínimo capaz de acomodar las corrientes cargadas es el grupo $SU(2)$. La observación empírica ha permitido constatar que las interacciones electrodébiles actúan de manera distinta sobre los fermiones dextrógiros (helicidad positiva) y los fermiones levógiros (helicidad negativa). La aparición de esta simetría a partir de un lagrangiano tipo Yang-Mills es explicada formalmente por el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría (RES). Así, las corrientes cargadas de Yang-Mills incluyen solamente fermiones levógiros y no se conocen neutrinos dextrógiros (sin evidencia experimental). Es por ello que los campos fermiónicos levógiros son agrupados en dobletes, mientras que los campos dextrógiros son singletes del grupo $SU(2)$ con simetría de isospín. Para describir interacciones débiles necesitamos una estructura más elaborada, con muchos sabores de fermiones y diferentes propiedades de los campos izquierdos y derechos. Los fermiones izquierdos aparecen en dobletes y se obtienen bosones de gauge masivos como los W^\pm y el Z . El grupo de gauge mínimo con el cual se pueden representar los dobletes es el grupo $SU(2)$, sin embargo, es necesario mantener después del RES un bosón sin masa neutro, por lo tanto, necesitamos incluir al grupo $U(1)$, por consiguiente, se considera el grupo $G \equiv SU(2)_L \times U(1)_Y$ como la base de la teoría electrodébil. En este sentido, se pide que las familias de quarks queden representadas de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R.$$

Mientras que para leptones se tiene la siguiente asignación:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, e_R, \nu_R, \tau_R.$$

Por simplicidad usaremos indistintamente la siguiente notación:

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \psi_2(x) = u_R, \psi_3(x) = d_R,$$

o

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \psi_2(x) = \nu_{eR}, \psi_3(x) = e_R.$$

De este modo, al considerar la lagrangiana para una partícula libre [33]:

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{j=1}^3 i \bar{\psi}_j(x) \gamma^\mu \partial_\mu \psi_j(x), \quad (2.16)$$

\mathcal{L}_0 es invariante global bajo las siguientes tranformaciones:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &\xrightarrow{G} \psi'_1(x) \equiv \exp\{iy_1\beta\} U_L \psi_1(x), \\ \psi_2(x) &\xrightarrow{G} \psi'_2(x) \equiv \exp\{iy_2\beta\} \psi_2(x), \\ \psi_3(x) &\xrightarrow{G} \psi'_3(x) \equiv \exp\{iy_3\beta\} \psi_3(x), \end{aligned} \quad (2.17)$$

donde la transformación de $SU_L(2)$ es:

$$U_L \equiv \exp\{i \frac{\sigma_j}{2} \alpha^j\}, \quad (j = 1, 2, 3), \quad (2.18)$$

la cual sólo actúa sobre el campo ψ_1 . En cuanto al grupo $U_Y(1)$ se refiere, su transformación asociada es análoga a la de QED, donde los parámetros y_j son llamados hypercargas. La matriz de transformación de U_L es no abeliana como en cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés). Debe señalarse que en la lagrangiana no se están considerando términos de masa. En específico para la teoría electrodébil, se requiere que la lagrangiana sea invariante bajo la transformación del grupo local de gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, es decir, cuando $\alpha^i = \alpha^i(x)$ y $\beta = \beta(x)$. Para conservar la simetría se necesitan cambiar los fermiones por objetos covariantes; dado que tenemos 4 parámetros de gauge, $\alpha^i(x)$ y $\beta(x)$, se requieren 4 diferentes bosones de gauge [33]:

$$\begin{aligned} D_\mu \psi_1(x) &\equiv [\partial_\mu - ig \widetilde{W}_\mu(x) - ig' y_1 B_\mu(x)] \psi_1(x), \\ D_\mu \psi_2(x) &\equiv [\partial_\mu - ig' y_2 B_\mu(x)] \psi_2(x), \\ D_\mu \psi_3(x) &\equiv [\partial_\mu - ig' y_3 B_\mu(x)] \psi_3(x), \end{aligned} \quad (2.19)$$

donde

$$\widetilde{W}_\mu(x) \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i(x), \quad (2.20)$$

denota a la matriz de campos $SU_L(2)$. En este sentido, es necesario que $D_\mu \psi_j(x)$ se transforme de la misma manera como lo hace el campo $\psi_j(x)$ (ver ecuación (2.17)). Por lo que ante transformaciones de norma en los campos $B_\mu(x)$ y $\widetilde{W}_\mu(x)$:

$$B_\mu(x) \xrightarrow{G} B'_\mu(x) \equiv B_\mu(x) + \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x), \quad (2.21)$$

$$\widetilde{W}_\mu(x) \xrightarrow{G} \widetilde{W}'_\mu(x) \equiv U_L(x) \widetilde{W}_\mu(x) U_L^\dagger(x) - \frac{i}{g} \partial_\mu U_L(x) U_L^\dagger(x), \quad (2.22)$$

donde $U_L(x) \equiv \exp\{i \frac{\sigma_j}{2} \alpha^j(x)\}$, la lagrangiana

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^3 i \bar{\psi}_j(x) \gamma^\mu D_\mu \psi_j(x) \quad (2.23)$$

es invariante bajo transformaciones locales del grupo de simetría G [33]. Con un procedimiento similar se puede construir en principio la simetría de gauge referente al grupo G para la teoría electrodébil completa; los principales detalles y resultados de este procedimiento se presentan a continuación.

2.2.1. Rompimiento espontáneo de la simetría (SSB)

Considere la densidad lagrangiana

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi) \quad (2.24)$$

para un escalar hermitiano, donde el potencial es

$$V(\phi) = \frac{\mu^2 \phi^2}{2} + \frac{\lambda \phi^4}{4}. \quad (2.25)$$

\mathcal{L} tiene una simetría bajo la transformación $\phi \rightarrow -\phi$. La ecuación de movimiento para ϕ es

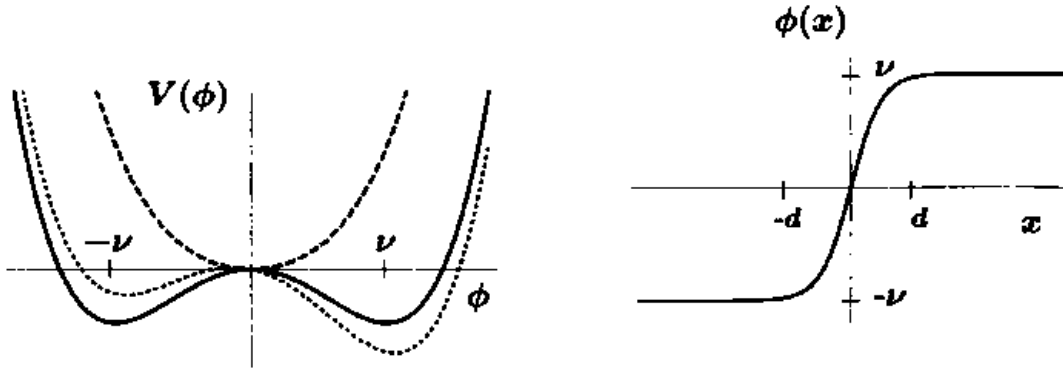
$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2 \right) \phi = - \frac{\partial V}{\partial \phi} = - [\mu^2 + \lambda \phi^2] \phi. \quad (2.26)$$

El primer término es la solución para un campo clásico ϕ . La energía mínima clásica se puede interpretar a través del valor de expectación en el vacío para ϕ , esto es $\langle 0 | \phi | 0 \rangle \equiv$

$\langle \phi \rangle$. Ahora para la expresión de la densidad Hamiltoniana la solución para la energía mas baja $\phi = \text{constante}$, con un valor $\langle \phi \rangle$ que minimiza el potencial:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \phi} \right|_{\phi} = 0, \quad \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right|_{\phi} > 0. \quad (2.27)$$

donde la primera condición garantiza un extremo, y la segunda garantiza un mínimo (solución estable), donde se debe de elegir $\lambda > 0$ y el signo de μ es arbitrario. La forma para $V(\phi)$ se muestra en la siguiente figura.



En la figura anterior el mínimo ocurre cuando $\langle \phi \rangle = 0$, μ es la masa de la partícula escalar y su simetría aun es conservada.

Para $\mu^2 < 0$ hay tres extremos, en $\phi = 0$ y para $\pm\nu = \pm\sqrt{-\mu^2/\lambda}$. El extremo $\phi = 0$ es un máximo inestable,

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} \sim -\mu^2 \phi \geq 0 \quad (2.28)$$

los otros dos extremos son mínimos y el potencial se puede escribir de la siguiente forma

$$V(\phi) = \frac{\lambda}{4}(\phi^2 - \nu^2)^2 - \frac{\lambda\nu^4}{4}. \quad (2.29)$$

Entonces existen dos posibles estados degenerados, con $\langle \phi \rangle = \pm\nu$, para la solución positiva podemos escribir:

$$\phi = \nu + \phi', \quad (2.30)$$

donde ϕ' es un campo cuántico con $\langle \phi \rangle = 0$, sustituyendo esto en la densidad lagrangiana se obtiene

$$\mathcal{L}(\phi) = \mathcal{L}(\nu + \phi') = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi')^2 - V(\phi') \quad (2.31)$$

con

$$V(\phi') = \frac{\mu^4}{4\lambda} - \mu^2 \phi'^2 + \lambda \nu \phi'^3 + \frac{\lambda}{4} \phi'^4, \quad (2.32)$$

donde la simetría bajo la transformación $\phi \rightarrow -\phi$ esta rota. El primer término es constante (el cual es irrelevante hasta que se considera la gravedad), el segundo término muestra que el campo ϕ' corresponde a una partícula con masa cuadrática $\mu_{\phi'}^2 = -2\mu^2 > 0$, el tercer término es una auto interacción cubica para ϕ' inducida por el rompimiento espontáneo de la simetría y el cuarto término es una auto interacción cuadrática en el campo (este término no fue afectado por el rompimiento espontáneo).

Otra forma es perturbando el potencial (2.25) con términos lineales o cúbicos que rompen explícitamente la simetría, se considerara el operador $-a\phi$ con $a > 0$,

$$V(\phi) = \frac{\mu^2 \phi^2}{2} - a\phi + \frac{\lambda \phi^4}{4}. \quad (2.33)$$

Entonces inmediatamente la simetría es violada en el estado base, es decir $\langle \phi \rangle \neq 0$. Para $\mu > 0$ el valor de expectación en el vacío es inducido por el rompimiento explicito, $\nu = \langle \phi \rangle = a/\mu^2 + O(a^3)$, la mas importante consecuencia de esto es el término cúbico (pequeño) para $\phi' = \phi - \nu$;

$$V(\phi) = \frac{\mu^2 \phi'^2}{2} + \lambda \nu \phi'^3 + \frac{\lambda \phi'^4}{4}, \quad (2.34)$$

para $\mu^2 < 0$ el potencial se deslaza y el mínimo global esta en

$$\nu = \nu_0 + \frac{a}{2\nu_0^2} + O(a^2), \quad (2.35)$$

donde $\nu_0 = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ es el mínimo que no fue afectado por la perturbación.

2.2.2. Sector de Higgs

Simetrías ocultas

Al considerarse una teoría de campos gobernada por el grupo G y un subgrupo H de G (pueden ser grupos unitarios, $SU(N)$, grupos ortogonales $SO(N)$ o pseudo ortogonales, $SO(1, N)$), en donde los campos Φ_A forman una representación de G de tal suerte que la lagrangiana del sistema, $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\Phi_A, \partial_A \Phi_B)$, sea invariante bajo transformaciones del grupo G , tiene sentido realizar un mapeo de punto (dado que $H \subset G$) [34]

$$\Phi_A \longmapsto \{\varphi_a\},$$

donde el conjunto de campos $\{\varphi_a\}$ forman representaciones de H y su número coincide con el número de componentes de Φ_A , entonces, se puede establecer el mapeo [34]

$$\begin{aligned} G &\longmapsto H, \\ \Phi_A &\longmapsto \{\varphi_a\}, \end{aligned}$$

siendo Φ_A y $\{\varphi_a\}$ objetos covariantes de G y de H respectivamente. Por lo tanto, la lagrangiana es ahora una función de los campos $\{\varphi_a\}$ y sus primeras derivadas. En esta base, la simetría H es manifiesta en $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\varphi_a, \partial_a \varphi_b)$, sin embargo, la simetría en G no se ha perdido, simplemente está oculta, ya que se puede regresar a la simetría manifiesta bajo G mediante la transformación inversa.

El teorema de Goldstone y rompimiento espontáneo de la simetría

A manera de visualizar la versatilidad del teorema de Goldstone, en esta sección se presenta dicho teorema en el contexto del grupo especial de rotaciones $SO(3)$.

Sea $\Phi(x)$ un triplete escalar real de $SO(3)$ [34]

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \lambda\Phi_1(x) \\ \lambda\Phi_2(x) \\ \lambda\Phi_3(x) \end{pmatrix}, \quad (2.36)$$

con componentes de campos reales $\Phi_i(x)$, entonces, bajo $SO(3)$, donde $\Phi' = \varphi\Phi$ y $\varphi \in SO(3)$, es decir, $\Phi'_i = O_{ij}\Phi_j$, la siguiente lagrangiana es invariante bajo $SO(3)$ [34]:

$$\mathcal{L}_{PSH} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \Phi)^\dagger (\partial_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (2.37)$$

donde

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \frac{1}{2}\mu^2(\Phi^\dagger \Phi) + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.38)$$

es el potencial escalar de tipo renormalizable, para $\lambda > 0$.

La relación entre el RES y el teorema de Goldstone se presenta al estudiar las posibles configuraciones de campos para los cuales el potencial es mínimo. Estas condiciones se encuentran dadas por:

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi_i} = 0, \quad \frac{\partial^2 V}{\partial \Phi_i \partial \Phi_j} > 0.$$

Esto implica que

$$\begin{aligned} (\mu^2 + 4\lambda(\Phi^\dagger \Phi))\Phi_j &= 0, \\ \Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 &\geq 0. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Ante estas condiciones tenemos 2 escenarios compatibles:

- Escenario $\mu^2 > 0$

En este caso, el mínimo ocurre para $\Phi(x) = 0$. Físicamente, esto corresponde a 3 campos escalares reales Φ_i de igual masa μ .

- Escenario $\mu^2 < 0$

Aquí, las condiciones de extremo pueden satisfacerse cuando $\Phi(x) = 0$, siendo un mínimo relativo (correspondiente al origen) o se consiguen también si

$$\begin{aligned}\Phi^\dagger \Phi &= \frac{-\mu^2}{4\lambda} \equiv v^2, \\ v &= \sqrt{\frac{-\mu^2}{4\lambda}} > 0.\end{aligned}$$

Nótese que $\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 = v^2$ es la superficie (esfera) de mínima energía, el cual presenta una degeneración infinita [34].

La simetría $SO(3)$ se rompe de manera espontánea cuando se elige un punto de la esfera, a saber, Φ_0 . Esto implica que $\Phi_0^\dagger \Phi_0 = v^2$. Así, se elige la dirección de Φ_0 tal que sea posible romper espontáneamente el grupo $SO(3)$ al grupo $SO(2)$, esto es, se escoge Φ_0 tal que $SO(3) \mapsto SO(2)$. Cuando se habla del rompimiento espontáneo de $SO(3)$ a $SO(2)$ significa elegir la dirección de Φ_0 de tal forma que sea dejada invariante por $SO(2)$, es decir, $U\Phi_0 = \Phi_0$ donde $U \in SO(2)$; esto implica que el generador de $SO(2)$ debe aniquilar a Φ_0 , es decir, $T\Phi_0 = 0$, cumpliéndose que

$$\begin{aligned}U\Phi_0 &= \Phi_0, \\ e^{i\alpha T}\Phi_0 &= \Phi_0,\end{aligned}$$

siendo α un parámetro real.

El Teorema de Goldstone establece que por cada generador roto del grupo existe un campo escalar de masa cero. En este caso:

$$\begin{aligned}T_1\Phi_0 &\neq 0, \\ T_2\Phi_0 &\neq 0, \\ T_3\Phi_0 &= 0,\end{aligned}$$

para

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v \end{pmatrix}.$$

Los objetos T_1 y T_2 son los generadores rotos y T_3 es el generador de $SO(2)$. Por lo tanto, los campos de $SO(2)$ (sus representaciones) son campos sin masa

$$\varphi \equiv \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix},$$

y reciben el nombre de bosones de Goldstone. El campo H que está a lo largo de Φ_0 , recibe el nombre de bosón de Higgs. Es importante mencionar que la teoría sigue siendo invariante bajo $SO(3)$; lo que no es invariante bajo $SO(3)$ es Φ_0 .

Mecanismo de Higgs

Si se asume que la teoría es de norma, esto es, que el grupo $SO(3)$ es local, implica que la Lagrangiana invariante es ahora

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2}(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \quad (2.40)$$

donde

$$D_\mu = \partial_\mu - igT^a A_\mu^a, \quad \text{para } a = 1, 2, 3.$$

Lo que en componentes se puede apreciar de la siguiente forma

$$D_\mu^{ab} \Phi_b = (\delta^{ab} \partial_\mu - g\epsilon^{abc} A_\mu^c) \Phi_b, \quad (2.41)$$

siendo

$$(T^c)_{ab} = -i\epsilon^{abc},$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g\epsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c.$$

Para dotar de masa a los campos de norma se necesita mandar estos a campos de materia; esto se logra con una translación de la siguiente forma:

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi_0 + \Phi(x). \quad (2.42)$$

De este modo, el primer término en la ecuación (2.40):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) &= \frac{1}{2}[(D_\mu \Phi_0)^\dagger + (D_\mu \Phi)^\dagger][(D_\mu \Phi_0) + (D_\mu \Phi)] \\ &= \frac{1}{2}(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) + \frac{1}{2}[(D_\mu \Phi_0)^\dagger (D_\mu \Phi) + (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi_0)] \\ &\quad + \frac{1}{2}(D_\mu \Phi_0)^\dagger (D_\mu \Phi_0), \end{aligned}$$

es quien promueve la generación de masa en los bosones de norma realizándose las identificaciones pertinentes en la base de campos físicos.

2.2.3. Sector de Yang-Mills

En física, el primer ejemplo de una teoría de Yang-Mills es la teoría electromagnética de Maxwell. En la famosa publicación de 1954, Yang y Mills propusieron una extensa teoría generalizada de campos clásicos inspirada en el electromagnetismo conservando la simetría de gauge. Cuando la teoría de Yang-Mills se cuantizó se convirtió en el pilar de la física de partículas en la segunda mitad del siglo XX. Esta teoría ya cuantizada comprende la electrodinámica cuántica, la teoría electrodébil, el ME y teorías de gran unificación (GUTs por sus siglas en inglés), por citar algunos ejemplos. Se asume que las teorías correctas tienen que ser cuantizadas preservando la simetría de Lorentz, lo cual en particular cumple la teoría de Yang-Mills. Esta es la razón por la cual el grupo $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ es la base matemática del ME. El sector de Yang-Mills está construido en términos de una teoría de campos no abeliana junto con una parte abeliana, por tal razón, la lagrangiana del campo de Yang-Mills se escribe de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad \text{para } i = 1, 2, 3. \quad (2.43)$$

$$\begin{aligned} SU_L(2) &\rightarrow W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \\ U_Y(1) &\rightarrow B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \end{aligned} \quad (2.44)$$

Una vez identificados los campos físicos (de masa):

$$\begin{aligned} W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2), \\ W_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2), \\ Z_\mu &= c_W W_\mu^3 - s_W B_\mu, \\ A_\mu &= s_W W_\mu^3 + c_W B_\mu, \end{aligned}$$

es posible determinar los vértices trilineales y cuárticos que representan interacciones entre los campos de gauge. Aquí, c_W y s_W representan el coseno y el seno del ángulo de mezcla débil respectivamente.

2.2.4. Sector de Yukawa

La interacción de Yukawa o el acoplamiento de Yukawa, llamado así por Hideki Yukawa, es una interacción entre un campo escalar y dos campos de Dirac. En el ME los acoplamientos de Yukawa describen las interacciones entre el campo de Higgs y los campos de quarks o los leptones sin masa, es por eso que este sector se divide en dos partes, el sector de quarks y el sector leptónico. Mediante el RES, estos fermiones adquieren una masa proporcional al valor de expectación del vacío.

Sector de Yukawa para leptones

La lagrangiana de Yukawa para leptones invariante bajo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ es [34]

$$\mathcal{L}_Y^\ell = -Y_{ij}^\ell \bar{L}_i' \Phi \ell_{Rj}' + h.c., \quad (2.45)$$

donde Y_{ij}^ℓ son los elementos de la matriz 3×3 de Yukawa. Aquí, L_i tiene la forma

$$L_i = \begin{pmatrix} \vartheta_{\ell i} \\ \ell_i \end{pmatrix}_L, \quad \text{con } i = 1, 2, 3,$$

mientras que ℓ_R es un singlete de $SU_L(2)$. Al aplicar el RES, se tiene que

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix},$$

por consiguiente, la lagrangiana de Yukawa se puede reescribir como sigue

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^\ell &= -Y_{ij}^\ell (\bar{\vartheta}_{\ell i}', \bar{\ell}_{iL}') \ell_{Rj}' \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + h.c. + \dots, \\ &= -Y_{ij}^\ell \bar{\ell}_{Li}' \ell_{Rj}' \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) + h.c. + \dots, \\ &= - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \bar{E}_L' Y^\ell E_R' + h.c. + \dots, \end{aligned}$$

donde la última línea de la ecuación anterior ha sido escrita en el espacio de sabor, siendo

$$E_{L,R}' = \begin{pmatrix} e_{L,R}' \\ \mu_{L,R}' \\ \tau_{L,R}' \end{pmatrix},$$

en el entendido de que $\bar{E}_L' = V_L^\ell E_L$ y $\bar{E}_R' = V_R^\ell E_R$, siendo $V_{L,R}^\ell$ matrices de rotación unitarias, entonces;

$$\mathcal{L}_Y^\ell = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E}_L' M^\ell E_R' + h.c. + \dots,$$

donde $M^\ell \equiv \frac{Yv}{\sqrt{2}}$ es la matriz de masa. De este modo, \mathcal{L}_Y^ℓ queda expresada como se aprecia a continuación

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^\ell &= - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E}_L V_L^{\ell\dagger} M^\ell V_R^\ell E_R + h.c. + \dots, \\ &= - \left(1 + \frac{H}{v} \right) \bar{E}_L M_\ell E_R + h.c. + \dots, \end{aligned}$$

con

$$M_\ell = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}.$$

Esto implica que el sector de Yukawa para leptones conserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs se acopla a un mismo tipo de leptón cargado.

Sector de Yukawa para quarks

La lagrangiana de Yukawa para quarks más general invariante bajo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ es [34]

$$\mathcal{L}_Y^q = -Y_{ij}^u \bar{Q}'_i \tilde{\Phi} u'_{Rj} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_i \Phi d'_{Rj} + h.c., \quad (2.46)$$

donde $Q'_i = \begin{pmatrix} u'_i \\ d'_i \end{pmatrix}$ para $i = 1, 2, 3$ y

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_W \\ \frac{v+H-iG_Z}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v+H-iG_Z}{\sqrt{2}} \\ -G_W \end{pmatrix}. \quad (2.47)$$

Al adoptar la gauge unitaria o gauge física, se llega a que

$$\mathcal{L}_Y^q = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) [\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R] + h.c., \quad (2.48)$$

siendo $M^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^u$ y $M^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^d$. Además, $U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}$ y $D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}$. De acuerdo con las siguientes transformaciones unitarias: $U'_L = V_L^u U_L$, $U'_R = V_R^u U_R$, $D'_L = V_L^d D_L$, $D'_R = V_R^d D_R$, la lagrangiana de Yukawa para quarks adquiere la siguiente forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^q &= - \left(1 + \frac{gH}{2m_W} \right) (\bar{U}_L V_L^{U\dagger} M^U V_R^U U_R + \bar{D}_L V_L^{d\dagger} M^d V_R^d D_R) + h.c., \\ &= - \left(1 + \frac{gH}{2M_w} \right) (\bar{U}_L M_U U_R + \bar{D}_L M_d D_R) + h.c. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Esto da lugar a las siguientes matrices de masa para quarks

$$M_v = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad M_d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}.$$

En la ecuación (2.49) también se puede apreciar que no está presente el cambio de sabor, ya que el bosón de Higgs se acopla al mismo tipo de quark.

2.2.5. Sector de corrientes

En el sector de corrientes aparece el término cinético de los fermiones, de donde surge la ecuación de Dirac. Esta parte del ME se divide en los sectores de corrientes de Leptones y de Quarks.

Sector de corrientes para leptones

El lagrangiano que representa al sector corrientes para leptones se encuentra dado por

$$\mathcal{L}_c^\ell = i\bar{L}'_i \not{D} L'_i + i\bar{\ell}'_{Ri} \not{D} \ell'_{Ri}, \quad (2.50)$$

debido a la ausencia de neutrinos derechos. A partir del lagrangiano anterior se puede probar que los acoplamientos entre dos leptones y bosones neutros conservan sabor. En esta dirección, en la base de masas, dicho lagrangiano se puede reescribir como

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{E}\gamma^\mu \partial_\mu E + i\bar{\nu}\gamma^\mu \partial_\mu \nu_L + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W} Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.51)$$

donde se han introducido las corrientes cargadas, $J^{-\mu}$, y neutras, J_Z^μ y J_A^μ , las cuales están dadas como:

$$\begin{aligned} J^{-\mu} &= \bar{\nu}_L \gamma^\mu E_L, \\ J_Z^\mu &= \bar{\nu} \gamma^\mu (g_V^\nu + g^\nu \gamma^5) \nu + \bar{E} \gamma^\mu (g_V^E + g_A^E \gamma^5) E, \\ J_A^\mu &= \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{E} \gamma^\mu E. \end{aligned}$$

Aquí, $g_V^{l_i}$ y $g_A^{l_i}$ ($(l_i = \nu, E)$) son constantes de acoplamiento que representan la intensidad con la cual se acoplan los leptones al bosón Z . 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 la ausencia de interacciones entre leptones de diferentes familias mediadas por el bosón débil cargado.

Sector de corrientes para quarks

El lagrangiano de corrientes para quarks, en términos de los campos de gauge, conserva el sabor y está dado por

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}'_{iL} \gamma^\mu D_\mu Q'_{iL} + i\bar{u}'_{iR} \gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR} \gamma^\mu D_\mu d'_{iR}, \quad (2.52)$$

el cual, una vez expresado en términos de los campos de masa, toma la siguiente forma

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{U}\gamma^\mu \partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu \partial_\mu D + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W} Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.53)$$

donde las corrientes cargadas $J^{-\mu}$ y neutras J_Z^μ y J_A^μ están definidas de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} J^{-\mu} &= \bar{U}_L \gamma^5 K D_L, \\ J_Z^\mu &= \bar{U} \gamma^\mu (g_V^u + g_A^u \gamma^5) U + \bar{D} \gamma^\mu (g_V^d + g_A^d \gamma^5) D, \\ J_A^\mu &= \bar{U} \gamma^\mu U + \bar{D} \gamma^\mu D, \end{aligned}$$

siendo $K = V_L^u V_L^{d\dagger}$ la matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM), mientras que $g_V^{u,d}$ y $g_A^{u,d}$ son constantes de acoplamiento que representan la intensidad de interacción entre dos quarks y el bosón Z . Puesto que las matrices $V_{L,R}^{u,d}$ son unitarias, en el ME las corrientes neutras conservan el sabor, sin embargo, en las corrientes cargadas se dan transiciones entre distintas familias a través de la matriz CKM. La presencia de corrientes cargadas con cambio de sabor a nivel árbol da lugar a la aparición de FCNC a nivel de lazos.

Capítulo 3

Más allá del Modelo Estándar

Problemas con el Modelo Estándar

Por conveniencia comencemos por la densidad lagrangiana después del rompimiento espontáneo de la simetría:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_\phi + \sum_r \bar{\psi}_r \left(i\not{\partial} - m_r - \frac{m_r H}{\nu} \right) \psi_r \\ - \frac{g}{2\sqrt{2}} \left(J_W^\mu W_\mu^- + J_W^{\mu\dagger} W_\mu^+ \right) - e J_Q^\mu A_\mu - \frac{g}{2\cos(\theta_W)} J_Z^\mu Z_\mu,\end{aligned}\quad (3.1)$$

El ME electrodébil es matemáticamente consistente y una teoría de campos renormalizable el cual predice o tiene consistencia con los factores experimentales. Esta predice satisfactoriamente la existencia de corrientes neutras débiles, la existencia de las masas de los bosones W y Z , así como la masa del quark charm con la ayuda del mecanismo de GIM. Las interacciones a través de corrientes cargadas débiles están descritas por la teoría generalizada de Fermi, la cual esta incorporada en la electrodinámica cuántica. La consistencia entre la teoría y la experimentación predicen indirectamente la masa del quark top a través de correcciones radiativas y renormalización. Lamentablemente esta formulación no predice información sobre la masa de los neutrinos [40].

El problema de la simetría de gauge

El ME es un producto directo de 3 subgrupos, $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ y no hay explicación porque solamente la parte electrodébil es quiral (hay violación de paridad). Similarmente el ME incorpora la cuantización de la carga pero no explica porque todas las partículas tienen cargas que son solamente múltiplos de $e/3$, esto es importante porque permite la neutralidad eléctrica de los átomos ($|q_p| = |q_e|$). La cuantización de la carga se puede explicar con teorías de gran unificación y supercuerdas, pero los valores "erróneos" para la

carga surgen debido a diferentes incorporaciones de la hipercarga o valores no canónicos para Y (en algunas construcciones emergen partículas exóticas con cargas de $e/2$).

Problema del la Gravedad

La gravedad no se encuentra unificada con las interacciones del ME, dicho de otra forma, la relatividad general no es una teoría cuántica. Hay una posible solución a través de teorías de Kaluza-Klein y supergravedad, estas teorías conectan la gravedad con otras interacciones pero no dan lugar a ser renormalizables o cuantizar la gravedad. Además del hecho de que la gravedad no está unificada ni cuantizada hay otra dificultad, llamada la constante cosmológica, esta constante puede ser tratada como la energía en el vacío, y considerando que un rompimiento espontáneo en $SU(2) \times U(1)$ genera el valor de expectacion $\langle 0|V(\nu)|0 \rangle = -\mu^4/4\nu$ para el potencial mínimo de Higgs. Esta constante (c) no tiene significancia en las interacciones fundamentales, pero toma gran importancia cuando se quiere acoplar la teoría con la gravedad, ya que esta contribuye, entonces la constante cosmológica se convierte

$$\Lambda_{coms} = \Lambda_{bare} + \Lambda_{SSB}, \quad (3.2)$$

donde $\Lambda_{bare} = 8\pi G_N V(0)$ la cual puede ser tomado como la energía mínima en el vacío con la ausencia del rompimiento espontáneo de la simetría (SSB).

$$|\Lambda_{SSB}| = 8\pi G_N |\langle 0|V(0)|0 \rangle| \sim 10^{56} \Lambda_{obs}. \quad (3.3)$$

El cual es 10^{56} mas grande que la magnitud observada $\Lambda_{obs} = (0,0024eV)^4/8\pi G_N$ (asumiendo que la energía oscura es debido a la constante cosmológica) y es claramente inaceptable.

3.0.1. Modelo $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$

Muchas extensiones del ME involucran al grupo $U'(1)$ y bosones de gauge asociados (Z'). Este modelo es usado por teorías de supercuerdas, teorías de gran unificación, y muchos modelos que involucran nueva física a escala de TeVs, como rompimiento espontáneo dinamico y modelos de *little Higgs*. Un ejemplo de por qué es útil el grupo $U'(1)$: considérese $SU(m)$ roto por el adjunto real del higgs, ϕ_i , definase la matriz $m \times m$ $\phi \equiv \phi_i L_m^i$, el valor de expectación en el vacío (VEV) puede ser diagonalizable bajo una transformación en $SU(m)$ e inmediatamente se vuelve claro que el subgrupo es $U(1)^m$.

Las masas de los bosones de gauge extra pueden ser extremadamente masivos, sin masa, con masas muy ligeras o cualquier intermedio de ellas. Es aquí donde se considera la escala electrodébil (TeV) para Z' . Incluso algunos modelos que involucran dimensiones extra en el espacio permiten que el boson Z y otros bosones de gauge del ME se propaguen en el lazo, mediante excitaciones de Kaluza-Klein.

Las interacciones de gauge de $U(1)'$

Considérese el caso de un solo factor de $U(1)'$, con una familia universal de acoplamientos y (inicialmente) sin mezclas cinéticas. El acoplamiento del ME para tres bosones neutrales de gauge con fermiones esta expresada de forma generalizada como:

$$-\mathcal{L}_{NC} = gJ_3^\mu W_\mu^3 + g'J_Y^\mu B_\mu + g_2J_Q^\mu Z_{2\mu}^0 = eJ_Q^\mu A_\mu + g_1J_1^\mu Z_{1\mu}^0 + g_2J_2^\mu Z_{2\mu}^0, \quad (3.4)$$

donde $Z_{2\mu}^0$ es el nuevo bosón de gauge, J_2^μ es la corriente de $U(1)'$, y g_2 el acoplamiento de gauge. Si se desea trabajar en términos de W^3 , B y Z_2^0 entonces es necesario un SSB y se obtendría matrices de bosones de gauge masivas de 3×3 , esto se puede evadir (siempre y cuando no se esta rota la simetría en la carga eléctrica) si transformamos a A en $Z_1^0 = Z$, el cual esta relacionado con W^3 y B con las ecuaciones

$$Z \equiv \frac{-g'B_\mu + gW_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = -\sin\theta_W B + \cos\theta_W W^3, \quad (3.5)$$

$$A = \cos\theta_W B + \sin\theta_W W^3. \quad (3.6)$$

Similarmente, $J_Z^\mu \equiv Z_Z^\mu/2$, donde J_Z^μ es la corriente del ME definida como

$$\begin{aligned} J_Z^\mu &= \sum_r \bar{\psi}_r^0 \gamma^\mu [t_{rL}^3(1 - \gamma^5) - 2q_r \sin^2\theta_W] \psi_r^0 \\ &= \sum_r t_{rL}^3 \bar{\psi}_r^0 \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_r^0 - 2\sin^2\theta_W J_Q^\mu, \end{aligned} \quad (3.7)$$

y $g_1 \equiv (g^2 + g'^2)^{\frac{1}{2}} = g_z$, esta segunda forma es especialmente conveniente en perturbaciones. La corriente J_α^μ , $\alpha = 1, 2$ es

$$J_\alpha^\mu = \sum_r \bar{\psi}_r \gamma^\mu [\epsilon_L^\alpha(r) P_L + \epsilon_R^\alpha(r) P_R] \psi_r = \frac{1}{2} \sum_r \bar{\psi}_r \gamma^\mu [g_V^\alpha(r) - g_A^\alpha(r) \gamma^5] \psi_r, \quad (3.8)$$

donde $\epsilon_{L,R}^1$ son acoplamientos del ME,

$$\begin{aligned} \epsilon_L(r) &= t_{rL}^3 - \sin^2\theta_W q_r, & \epsilon_R(r) &= -\sin^2\theta_W q_r, \\ g_V^r &= t_{rL}^3 - 2\sin^2\theta_W q_r, & g_A^r &= t_{rL}^3, \end{aligned} \quad (3.9)$$

y $\epsilon_{L,R}^2$ depende del modelo que se elija para $U(1)'$. Cuando se trabaja con términos de campos de fermiones con quiralidad izquierda, es conveniente definir las cargas como

$$Q_{\alpha f} = \epsilon_L^\alpha(f), \quad Q_{\alpha f^c} = -\epsilon_R^\alpha(f), \quad (3.10)$$

para fermiones f_L y su conjugado de la carga f^c . También se define las cargas $Q_{\alpha i}$ para complejos escalares ϕ_i con $Q_{1i} = t_{3i} - \text{sen}^2\theta_W q_i$. En la parte de la corriente neutra la derivada covariante de gauge es

$$D_\mu \phi_i = \left(\partial_\mu + ie q_i A_\mu + i \sum_{\alpha=1}^2 g_\alpha Q_{\alpha i} Z_{\alpha\mu}^0 \right) \phi_i, \quad (3.11)$$

donde todos los miembros de $SU(2)$ deben de tener la misma Q_2 desde que se asume que los grupos conmutan.

Bosones masivos de gauge y mezclas de masas

Cuando un escalar adquiere valor de expectación en el vacío genera masas para bosones de gauge neutrales (y cargados). Asumiendo que la simetría de la carga eléctrica no esta rota, es decir, $q_i = 0$ para todos los escalares que cumplan $\langle \phi_i \rangle$, encontramos de la ec (4.17) que de un fotón A_μ permanece sin masa, mientras $Z_{1,2}^0$ desarrolla una matriz de masa cuadrada

$$M_{Z-Z'}^2 = \begin{pmatrix} 2g_1^2 \sum_i t_{3i}^2 |\langle \phi_i \rangle|^2 & 2g_1 g_2 \sum_i t_{3i} Q_i |\langle \phi_i \rangle|^2 \\ 2g_1 g_2 \sum_i t_{3i} Q_i |\langle \phi_i \rangle|^2 & 2g_2^2 \sum_i Q_i^2 |\langle \phi_i \rangle|^2 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} M_{Z^0}^2 & \Delta^2 \\ \Delta^2 & M_{Z'}^2 \end{pmatrix},$$

donde $Q_i \equiv Q_{2i}$. M_{Z^0} es la masa de Z en la ausencia de la mezcla. Si los campos de Higgs se encuentran todos bajo $SU(2)$ tanto dobletes como singuletes, se obtiene

$$M_{Z^0}^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2\theta_W} = \frac{g_Z^2}{4} \sum_{t_i=\frac{1}{2}} |\nu|^2 \equiv \frac{g_Z^2}{4} \nu^2, \quad (3.12)$$

donde $\nu_i = \sqrt{2} \langle \phi_i \rangle$ y $\nu \sim 246$ GeV, en el ME. Los eigenestados de masa correspondientes a (3.0.1) son

$$\begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} Z_1^0 \\ Z_2^0 \end{pmatrix}, \quad U \begin{pmatrix} \cos\theta & \text{sen}\theta \\ -\text{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix},$$

con eigenvalores

$$M_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[M_{Z^0}^2 + M_{Z'}^2 \mp \sqrt{(M_{Z^0}^2 - M_{Z'}^2)^2 + 4\Delta^4} \right], \quad (3.13)$$

y el ángulo de mezcla esta dado por

$$\theta = -\frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\Delta^2}{M_{Z'}^2 - M_{Z^0}^2} \right), \quad \tan^2\theta = \frac{M_{Z^0}^2 - M_1^2}{M_2^2 - M_{Z^0}^2}, \quad (3.14)$$

Un límite importante es $M_{Z'} \gg (M_{Z^0}, |\Delta|)$, el cual ocurre típicamente en el campo S del singulete de $SU(2)$ el cual tiene un valor de expectación en el vacío mucho mayor que ν y por lo tanto solamente contribuye $M_{Z'}$. Entonces se obtiene

$$M_1^2 \sim M_{Z^0}^2 - \frac{\Delta^4}{M_{Z'}^2} \ll M_2^2, \quad M_2^2 \sim M_{Z'}^2, \quad (3.15)$$

y

$$\theta \sim -\frac{\Delta^2}{M_{Z'}^2} \sim C \frac{g_2}{g_1} \frac{M_1^2}{M_2^2} \quad \text{con} \quad C = -\frac{\sum_i t_{3i} Q_i |\langle \phi \rangle|^2}{\sum_i t_{3i}^2 Q_i |\langle \phi \rangle|^2}. \quad (3.16)$$

C depende del modelo, pero típicamente $|C| \leq O(1)$. De las ecuaciones (3.14) y (3.16) se puede observar que $|\theta|$ esta en ordenes de M_1^2/M_2^2 .

Un ejemplo es considerar un campo S singulete y complejo en $SU(2)$ y dos dobletes $\phi_{u,d}$ en $SU(2)$ o sus conjugados $h_{u,d}$. Los dobletes se encuentran definidos como

$$\phi_d = \begin{pmatrix} \phi_d^+ \\ \phi_d^0 \end{pmatrix}, \quad \phi_u = \begin{pmatrix} \phi_u^0 \\ \phi_u^- \end{pmatrix},$$

$$h_u = \begin{pmatrix} h_u^+ \\ h_u^0 \end{pmatrix} \equiv -\tilde{\phi}_u, \quad h_d = \begin{pmatrix} h_d^0 \\ h_d^- \end{pmatrix} \equiv \tilde{\phi}_d,$$

luego

$$M_{Z^0}^2 = \frac{1}{4} g_1^2 (|\nu_u|^2 + |\nu_d|^2), \quad \Delta^2 = \frac{1}{2} g_1 g_2 (Q_u |\nu_u|^2 - Q_d |\nu_d|^2)$$

$$M_{Z'}^2 = g_2^2 (Q_u^2 |\nu_u|^2 + Q_d^2 |\nu_d|^2 + Q_S^2 |S|^2), \quad (3.17)$$

con $Q_{u,d} \equiv Q_{h_u, h_d}$ y $S = \sqrt{2} \langle S \rangle$. El potencial para S , h_u^0 y h_d^0 es entonces $V = V_F + V_D + V_{soft}$

$$V_F = \lambda_S^2 (|h_u^0|^2 |h_d^0|^2 + |S|^2 |h_u^0|^2 + |S|^2 |h_d^0|^2),$$

$$V_D = \frac{g_1^2}{8} (|h_u^0|^2 - |h_d^0|^2) + \frac{g_2^2}{2} (Q_u |h_u^0|^2 + Q_d |h_d^0|^2 + Q_S |S|^2)^2, \quad (3.18)$$

$$V_{soft} = m_{h_u}^2 |h_u^0|^2 + m_{h_d}^2 |h_d^0|^2 + m_S^2 |S|^2 - (\lambda_S A_S S h_u^0 h_d^0 + h.c.).$$

Capítulo 4

Cromodinamica Cuantica

En la actualidad en el modelo de interacción quark-quark en la teoria de gauge $SU(3)$ con cualquier grado de libertad, es llamado "*color*". Esta provado que la cromodinamica cuántica (QCD por sus siglas en ingles) describe correctamente las características de las interacciones de quark-quarks, por ejemplo, la masas corectas de los hadrones.

4.0.1. Modelo estándar: Teoría de Gauge

El modelo estándar considera la interacción electromagnética. El fotón es descrito por el siguiente lagrangiano libre de campos externos:

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (4.1)$$

y su acoplamiento a través de un término de interacción

$$\mathcal{L}_{int} = \bar{\Psi}(\hat{p}_\mu - eA_\mu)\gamma^\mu\Psi \quad (4.2)$$

y los Lagrangianos (4.1) y (4.2) son invariantes bajo las siguientes transformaciones:

$$A_\nu(x) \rightarrow A'_\nu(x) = A_\nu(x) + \partial_\nu\theta(x) \quad (4.3)$$

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = e^{ie\theta(x)}\Psi(x) \quad (4.4)$$

De la simetría de gauge de la electrodinámica cuántica (QED) directamente se obtiene el grupo general de gauge reemplazando las funciones complejas A_ν por funciones matriciales.

Si $\hat{\lambda}^j, j = 1, 2, \dots, N$ son bases elegidas en espacio de matrices, entonces:

$$A_\nu(x) \rightarrow \hat{A}(x) := \sum_j \frac{\hat{\lambda}^j}{2} A_\nu^j(x) \quad (4.5)$$

$$\theta(x) \rightarrow \hat{\theta}(x) := \sum_j \frac{\hat{\lambda}^j}{2} \theta^j(x) \quad (4.6)$$

La elección específica de matrices determina la simetría del grupo. Si se elige, por ejemplo, matrices Hermitianas de 3x3 con traza nula, entonces la transformación queda como:

$$e^{-ig \sum_j \frac{\hat{\lambda}^j}{2} \theta^j(x)} \quad (4.7)$$

no es otra cosa mas que la representación tridimensional de la transformación de $SU(3)$, donde se reemplaza la constante de acoplamiento del electrón $-e$ por la constante general g . Las matrices $\hat{\lambda}$ no conmutan en general, entonces las ecuaciones sufren un cambio.

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{1}{4} \hat{F}_{\mu\nu}^a \hat{F}^{a\mu\nu} = -\frac{1}{2} \text{tr}(\hat{F}_{\mu\nu} \hat{F}^{\mu\nu}) \quad (4.8)$$

$$\hat{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu \hat{A}_\nu - \partial_\nu \hat{A}_\mu - ig[\hat{A}_\mu, \hat{A}_\nu] \quad (4.9)$$

$$\mathcal{L}_{int} = \bar{\Psi}(\hat{p}_\mu - g\hat{A}_\mu)\gamma^\mu \Psi \quad (4.10)$$

$$\hat{A}_\nu(x) \rightarrow \hat{A}'_\nu(x) = e^{-ig\hat{\theta}(x)}(\hat{A}_\nu(x) + \frac{i}{g}\partial_\nu)e^{ig\hat{\theta}(x)} \quad (4.11)$$

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = e^{-ig\hat{\theta}(x)}\Psi(x) \quad (4.12)$$

4.0.2. Formulación geométrica de simetrías de gauge

Por simplicidad consideremos un conjunto de campos de spinores $\Psi_i(x), i = 1, 2, \dots, N$, combinados como un vector

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1(x) \\ \Psi_2(x) \\ \vdots \\ \Psi_N(x) \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

Además se asume la siguiente simetría local

$$\Psi'(x) = e^{ig\hat{\theta}(x)}\Psi \quad (4.14)$$

el cual es equivalente a $\Psi(x)$. De esta forma queda análogo al vector contravariante de las transformaciones de Lorentz:

$$V^\nu(x), \quad V'^\nu = \Lambda_\nu^\mu(x) V^\mu(x). \quad (4.15)$$

Las transformaciones de Lorentz $\Lambda(x)$ corresponden al caso de las transformaciones de gauge $e^{-ig\theta(x)}$. La evaluación para la diferencia de coeficientes

$$\frac{V^\mu(x+h) - V^\mu(x)}{h} \quad (4.16)$$

produce terminos adicionales debido a la dependencia del tensor métrico $g_{\mu\nu}(x)$. Este problema da lugar a la derivada covariante

$$V_\nu^\mu := \partial_\nu V^\mu \Gamma_{\alpha\nu}^\mu V^\alpha \quad (4.17)$$

donde $\Gamma_{\alpha\nu}^\mu$ son los símbolos de Christoffel,

$$\Gamma_{\alpha\nu}^\mu = -\frac{1}{2} g^{\mu\sigma} (\partial_\nu g_{\alpha\sigma} + \partial_\alpha g_{\sigma\nu} - \partial_\sigma g_{\nu\alpha}) \quad (4.18)$$

el cual representa la posición dependiente de la métrica, el cual es, el sistema local de coordenadas. La derivada covariante (4.17) en este sentido es invariante bajo las transformaciones de Lorentz.

De manera análoga podemos escribir (4.17) para spinores del campo Ψ :

$$D_\mu \Psi(x) := \partial_\mu \Psi(x) \rightarrow (\partial_\mu + \hat{\Gamma}_\mu(x)) \Psi(x) \quad (4.19)$$

Capítulo 5

Planteamiento del problema

Para distinguir el Cromodipolo electromagnetico derivado de correcciones radiativas de vértice a 4 cuerpos lo vamos a denotar por $\hat{\mu}_t^{4b}$ y \hat{d}_t^{4b} con la finalidad de compararlo con el vértice a 3 cuerpos denotado por $\hat{\mu}_t^{3b}$ y \hat{d}_t^{3b} . Como adelanto, resulta que $\hat{d}_t^{4b} = 0$ en el Modelo Estándar, justo como pasa en el caso $\hat{d}_t^{3b} = 0$, por tal razón nos enfocaremos en $\hat{\mu}_t^{4b}$.

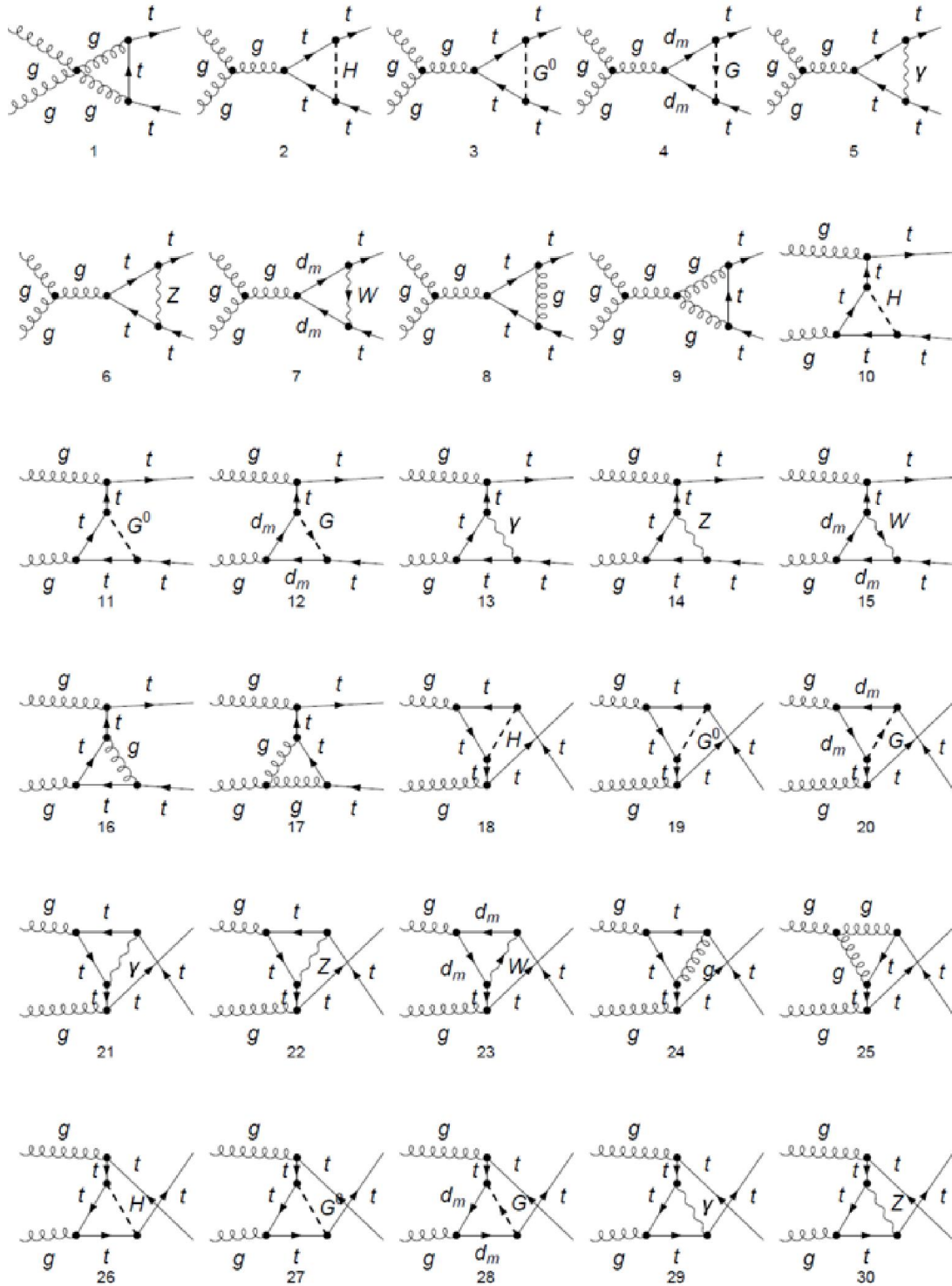
Para el calculo de $\hat{\mu}_t^{3b}(s)$ a un vértice de 3 cuerpos con la configuración $g_\mu^a(q)t(p)\bar{t}(p')$ (con la cinemática $q + p = p'$, $q^2 = (p' - p)^2 \equiv s$ que caracteriza la dependencia de la escala de energía). En este caso, q^2 coincide con el vértice de invariante de Lorentz s . El invariante de Lorentz s no debe ser estático, este debe ser diferente de cero para evitar divergencias infrarrojas, es la razón por la cual el gluón fuera de la capa de masa $s \equiv q^2 \neq 0$; este es el comportamiento originado por el diagrama de un lazo de Feynman que incluye auto interacciones del vértice no abeliano ggg [3].

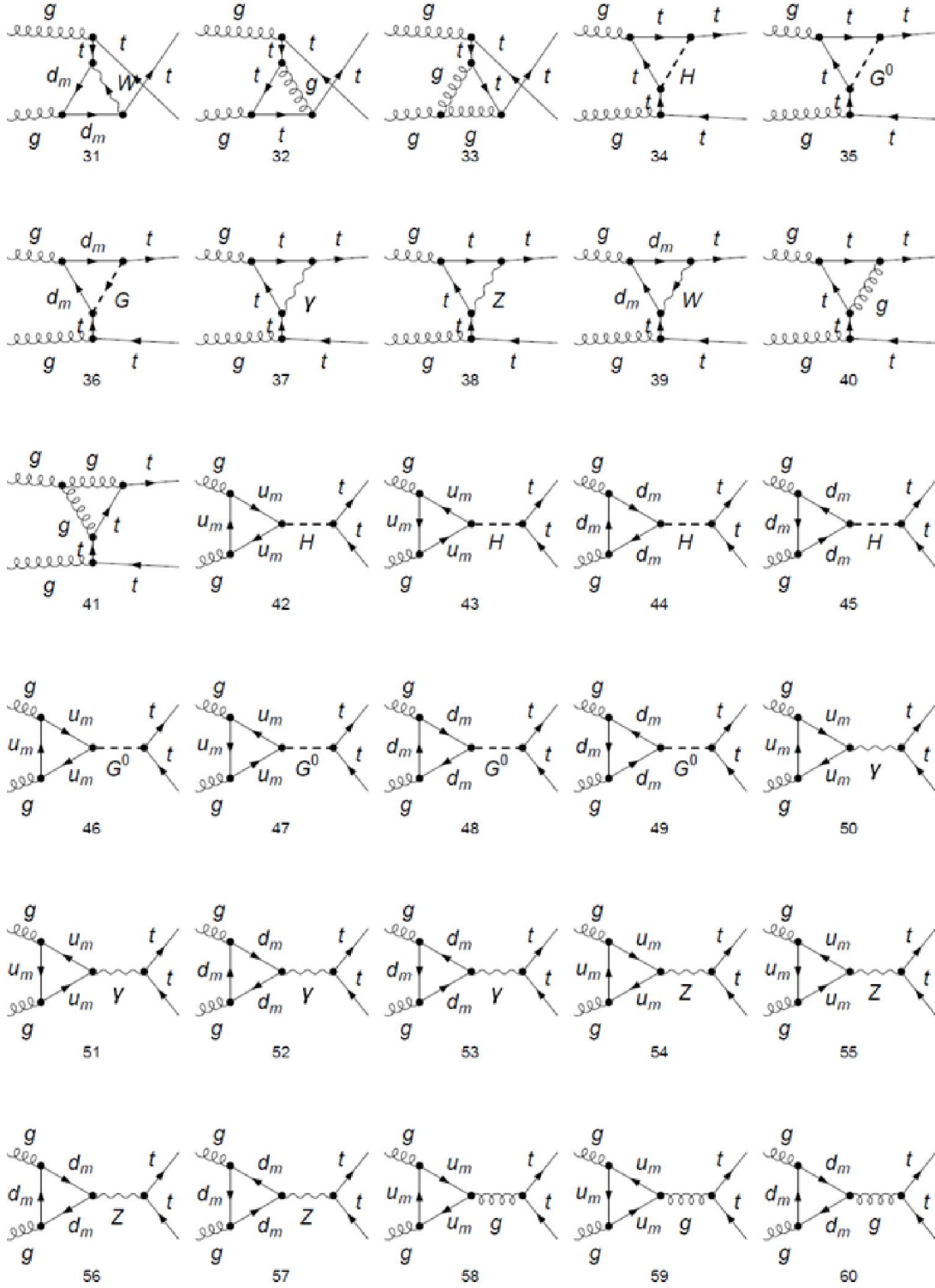
Por otro lado en la figura 1.1 se coloca la configuración $g_\mu^a(q)g_\nu^b(q')t(p)\bar{t}(p')$ para el vértice a 4 cuerpos con la cinemática $q + q' + p = p'$, $q^2 = q'^2 = 0$ y $p^2 = p'^2 = m_t^2$. La topología de $ggt\bar{t}$ genera varias configuraciones de momentos de transferencia invariantes de Lorentz, $(q + q')^2 = (p - p')^2$, $(q + p)^2 = (p' - q')^2$ y $(p + q')^2 = (p' - q)^2$, donde se asume la misma escala de energía s . Si $s = 0$ el término $\hat{\mu}_t^{4b}(0)$ como el $\hat{\mu}_t^{3b}(0)$ devuelven divergencias infrarrojas[3].

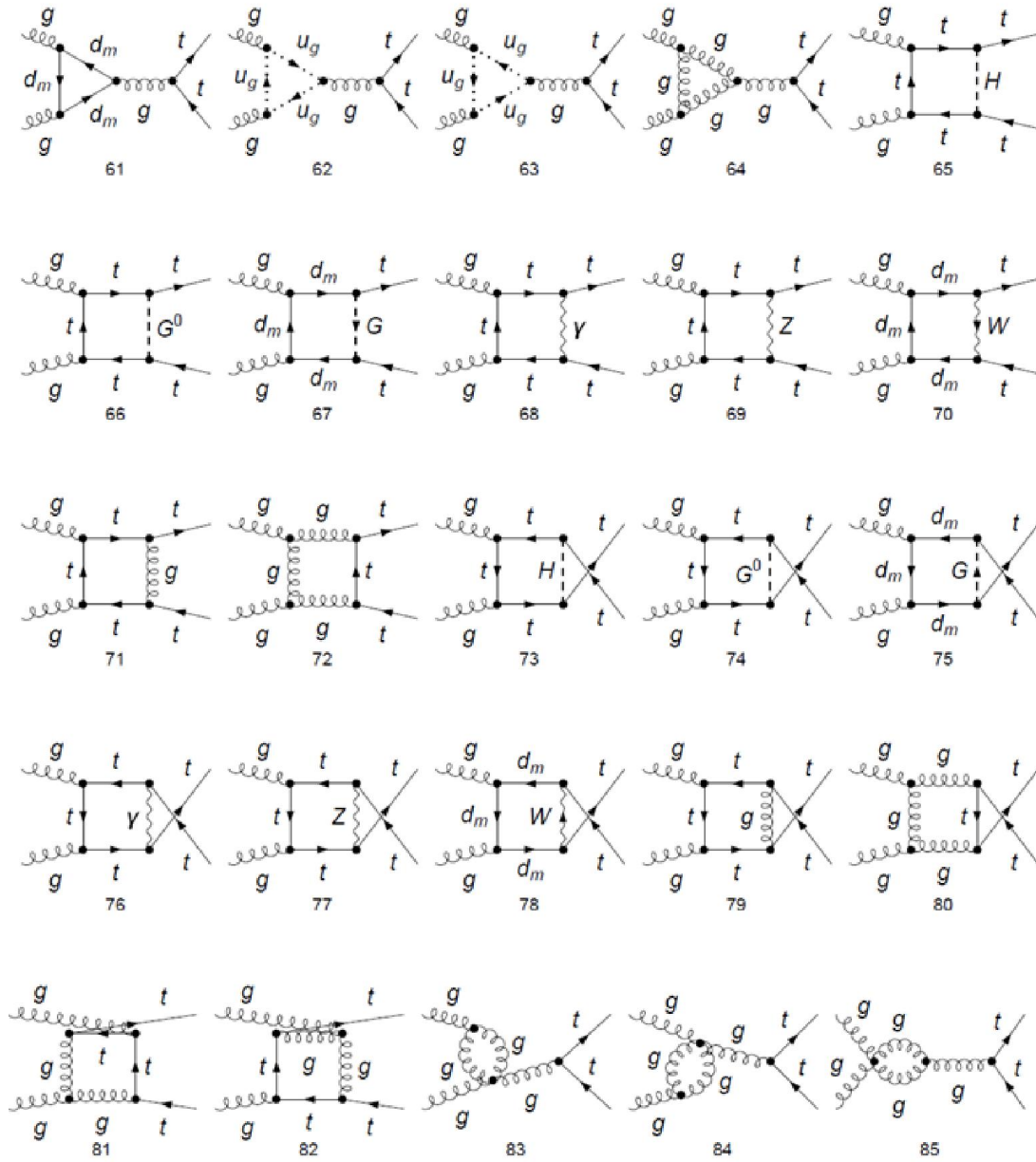
En este proyecto de tesis doctoral se propone calcular los MDCEM, $\hat{\mu}_q$ y \hat{d}_q , inducidos por la fluctuación cuántica de cuatro cuerpos $\bar{q}qgg$, cuya existencia, según el lagrangiano efectivo dado en la ecuación (1.4), no debe ser exclusiva del caso de tres cuerpos $\bar{q}qg$. La meta principal de este proyecto es calcular el MDCM de cuatro cuerpos, así como también explorar la posibilidad de que el MDCE se manifieste debido a cuatro cuerpos, pues, éste no se genera por tres cuerpos en el ME.

Las siguientes figuras muestran el conjunto completo de 85 diagramas contribuyentes a la corrección radiativa del vértice de cuatro cuerpos en el ME, en la norma de Feynman't Hooft $\xi = 1$, obtenidos en **FeynArts**. Tales diagramas aportarán contribuciones al término $f_{abc}T_{AB}^a\sigma^{\mu\nu}$ proporcional al MDCM, y, probablemente, también aporten al término $f_{abc}T_{AB}^a\sigma^{\mu\nu}\gamma^5$ proporcional al MDCE.

Conjunto de diagramas de cuatro cuerpos $\bar{q}qgg$







La amplitud invariante del vértice puede ser expresada como:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}^{\mu\nu} \epsilon_\mu^a(\vec{q}) \epsilon_\nu^b(\vec{q}')$$

donde $\epsilon_\mu^a(\vec{q})$ y $\epsilon_\nu^b(\vec{q}')$ son vectores de polarización de los gluones, siendo así el tensor de la amplitud como:

$$\mathcal{M} = \bar{u}(p') \Gamma^{\mu\nu} u(p)$$

donde, $\bar{u}(p')$ y $u(p)$ son los espinores asociados y $\Gamma^{\mu\nu}$ es la estructura de Lorentz de todo el vértice de donde se va a extraer los términos de interés dados en la ecuación (1.1).

La amplitud se puede escribir en 5 diferentes contribuciones caracterizados por diferentes bosones virtuales; g, γ, Z, W, H :

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}(g) + \mathcal{M}(\gamma) + \mathcal{M}(Z) + \mathcal{M}(W) + \mathcal{M}(H) \quad (5.1)$$

donde solamente los términos $\gamma^\mu \gamma^\nu$ y $\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^5$, proporcional a $f_{abc} T^c$, entonces el tensor de amplitud de interés es:

$$\mathcal{M}^{\mu\nu} = \bar{u}(p') f^{abc} T^c (f_1 \gamma^\mu \gamma^\nu + f_2 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^5 + \dots) u(p) \quad (5.2)$$

$$= \bar{u}(p') f^{abc} T^c (-i f_1 \sigma^{\mu\nu} - i f_2 \sigma^{\mu\nu} \gamma^5 + \dots) u(p) \quad (5.3)$$

donde se uso que $\gamma^\mu \gamma^\nu = g^{\mu\nu} - i \sigma^{\mu\nu}$ de $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$ y con las propiedades del generador $[T^x, T^y] = i f_{xyz} T^z$ y de esta manera se obtiene:

$$\Gamma_{4b}^{\mu\nu} = i g_s f^{abc} T^a \sigma^{\mu\nu} \left(-\frac{1}{g_s} f_1 + i \frac{i}{g_s} f_2 \gamma^5 \right) \quad (5.4)$$

$$= i g_s f^{abc} T^a \sigma^{\mu\nu} (\mu_t + i d_t \gamma^5) \quad (5.5)$$

entonces

$$\hat{\mu}_t = -\frac{m_t}{g_s^2} f_1 \quad \hat{d}_t = \frac{i m_t}{g_s^2} f_2 = 0 \quad (5.6)$$

de la ecuación para \mathcal{M} se puede obtener el CMDM en términos de las partículas virtuales contribuyentes:

$$\hat{\mu}_t^{4b}(s) = \hat{\mu}_t(g) + \hat{\mu}_t(\gamma) + \hat{\mu}_t(Z) + \hat{\mu}_t(W) + \hat{\mu}_t(H) \quad (5.7)$$

donde el momento del invariante de Lorentz del vértice $ggt\bar{t}$ debe de obedecer $s \neq 0$.

Diagramas a un lazo en la norma de Feynman-t Hooft $\xi = 1$, que son inducidos por CMDM del vértice no abeliano, donde en total son 73 diagramas debido a la simetría de Bose para gluones externos, donde G_z y G_w son pseudo bosones de Goldstone de los bosones de gauge Z y W respectivamente. Cabe resaltar que cuando se establece que $s = 0$ entonces $\hat{\mu}_t^{4b}(0)$ se obtiene divergencias infrarrojas, este comportamiento proviene exclusivamente de los diagramas (6) y (7), los cuales involucran auto interacciones no abelianas de los vértices ggg y $gggg$ respectivamente.

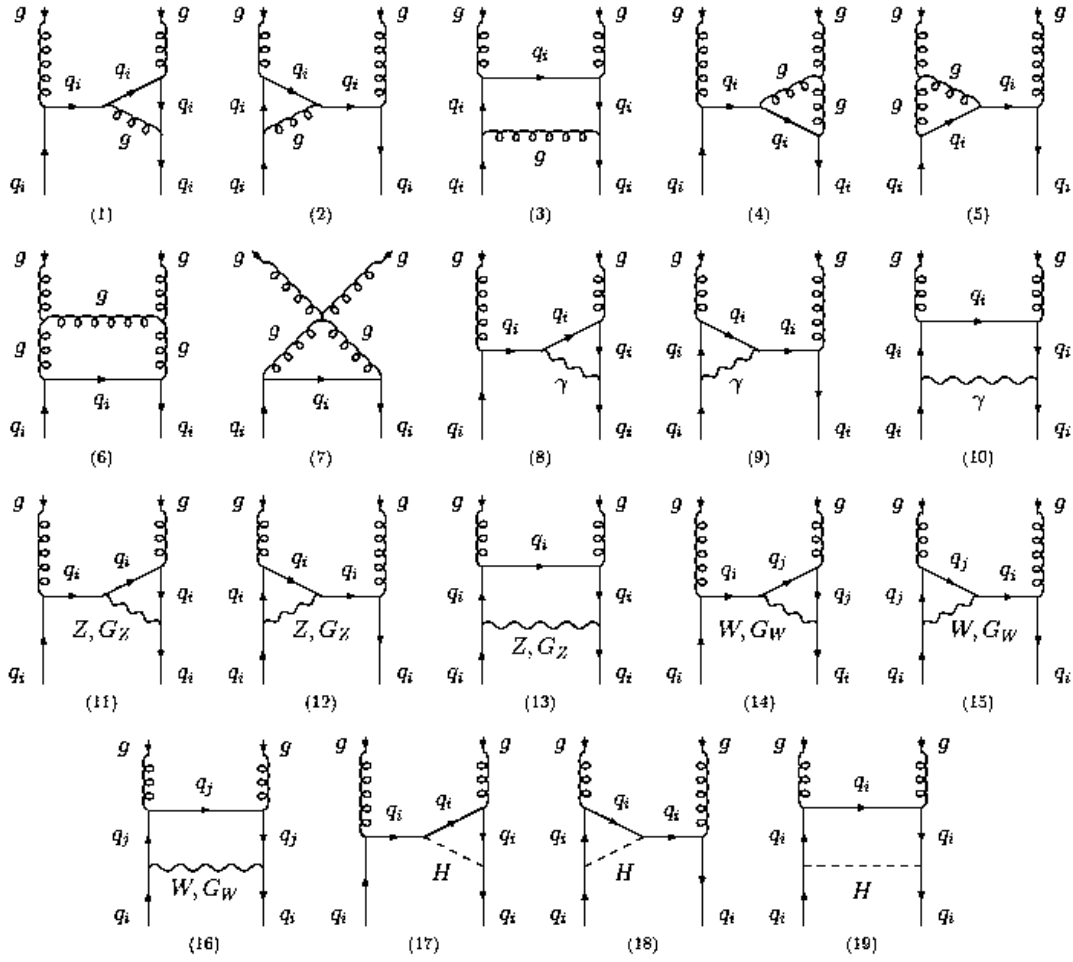


Figura 5.1

Cabe destacar que $\hat{\mu}_t(g)$ genera divergencias infrarrojas incluso cuando $s \neq 0$ para las PaVes generadas por los diagramas 3 y 6 de la figura anterior, a pesar de esto los polos $1/\epsilon_{IR}$ y $1/\epsilon_{IR}^2$ son cancelados después de sumar todas las contribuciones. A continuación se presentan explícitamente las 5 diferentes conjuntos de contribuciones virtuales de partículas para $\hat{\mu}_t^{4b}(s)$.

5.0.1. La contribucion g

La contribución $\hat{\mu}_t^{4b}(g)$ se compone de los primeros 7 diagramas de la figura 5.1, donde en realidad son 13 diagramas ya que se esta considerando la simetría de Bose para gluones externos; la simetría se obtiene intercambiando $(a, \mu, q) \Leftrightarrow (b, \nu, q')$ ya que los gluones son partículas de entrada indistinguibles en diferentes diagramas de punto. Esta contribución es el caso mas complicado, se tuvo que construir cada diagrama de un lazo y fue corroborado usando diferentes herramientas de Mathematica 11: la integral a un lazo fue resuelto por FeynCalc 8.2 [56] en cuatro dimensiones y las funciones de Passarino Veltman (PaVes) fueron resueltos analíticamente y numéricamente con Package-X 2.1.1 [57]. Adicionalmente, se generaron los diagramas mediante la herramienta de FeynArts [22] donde para verificar su exactitud fueron corroboradas por integrales de lazo generados a 4 dimensiones resueltas por FeynCalc 8.2 y por integrales de lazo en D dimensiones y resuelta por FeynCalc 10. Los términos generados fueron resueltos numéricamente mediante una reducción con funciones escalares de PaVes con Package-X. Entonces la contribución $\hat{\mu}_t(g)$ con $s \neq 0$ de FeynCalc 8.2 en 4 dimensiones es:

$$\begin{aligned}
\hat{\mu}_t(g) = & \frac{\alpha_s m_t^2}{24\pi(4m_t^2 - s)} \left[-34 \frac{(5m_t^2 - 2s)(10m_t^4 - 18m_t^2 s + 5s^2)}{(m_t^2 - s)(9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2)} B_{0(1)}^g + 72 B_{0(2)}^g \right. \\
& + 34 \frac{(4m_t^2 - s)(12m_t^4 - 23m_t^2 s + 8s^2)}{(m_t^2 - s)(9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2)} B_{0(3)}^g - 4 B_{0(4)}^g - 72 \frac{(2m_t^2 - 3s)(4m_t^2 - s)}{9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2} B_{0(5)}^g \\
& + 4 \frac{(4m_t^2 - s)(2m_t^2 - 3s)}{9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2} B_{0(6)}^g + 18(2m_t^2 - s) C_{0(1)}^g - 4(m_t^2 - s) C_{0(2)}^g + 2(m_t^2 - s) C_{0(3)}^g \\
& - 9(2m_t^2 - s) C_{0(4)}^g + 36s C_{0(5)}^g + 2(4m_t^2 - s) C_{0(6)}^g + 9 \frac{14m_t^6 - 79m_t^4 s + 100m_t^2 s^2 - 20s^3}{9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2} C_{0(7)}^g \\
& - 2 \frac{31m_t^6 - 61m_t^4 s + 23m_t^2 s^2 - 2s^3}{9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2} C_{0(8)}^g + 9s(2m_t^2 - s) D_{0(1)}^g \\
& \left. + 2(m_t^2 - s)(4m_t^2 - s) D_{0(2)}^g \right],
\end{aligned} \tag{5.8}$$

donde las funciones escalares Passarino-Veltman (PaVes) estan escritas de acuerdo a la notación de Package -X:

$$\begin{aligned}
B_{0(1)}^g &\equiv B_0(m_t^2; 0, m_t), \\
B_{0(2)}^g &\equiv B_0(s; 0, 0), \\
B_{0(3)}^g &\equiv B_0(s; 0, m_t^2), \\
B_{0(4)}^g &\equiv B_0(s; m_t, m_t), \\
B_{0(5)}^g &\equiv B_0(-2m_t^2 + 3s; 0, 0), \\
B_{0(6)}^g &\equiv B_0(-2m_t^2 + 3s; m_t, m_t), \\
C_{0(1)}^g &\equiv C_0(0, s, -2m_t^2 + 3s; 0, 0, 0), \\
C_{0(2)}^g &\equiv C_0(0, s, -2m_t^2 + 3s; m_t, m_t, m_t), \\
C_{0(3)}^g &\equiv C_0(m_t^2, 0, s; 0, m_t, m_t), \\
C_{0(4)}^g &\equiv C_0(m_t^2, 0; s, m_t, 0, 0), \\
C_{0(5)}^g &\equiv C_0(m_t^2, m_t^2, s; 0, m_t, 0), \\
C_{0(6)}^g &\equiv C_0(m_t^2, m_t^2, s; m_t, 0, m_t), \\
C_{0(7)}^g &\equiv C_0(m_t^2, s, -2m_t^2 + 3s; 0, m_t, 0), \\
C_{0(8)}^g &\equiv C_0(m_t^2, s, -2m_t^2 + 3s; m_t, 0, m_t), \\
D_{0(1)}^g &\equiv D_0(m_t^2, m_t^2, 0; -2m_t^2 + 3s, s, s; 0, m_t, 0, 0), \\
D_{0(2)}^g &\equiv D_0(m_t^2, m_t^2, 0; -2m_t^2 + 3s, s, s; m_t, 0, m_t, m_t),
\end{aligned}$$

Hay enfatizar que la contribución $\hat{\mu}_t(g)$ es libre de divergencias ultravioletas e infrarrojas a pesar de que $s \neq 0$. Con la herramienta de Package-X se puede apreciar que la funciones B_0 's cancelan cada una de las divergencias. Algunas funciones de PaVes ($C_{0(1,4,6)}^g$ y $D_{0(1,2)}^g$) tienen divergencias infrarrojas incluso si $s \neq 0$. Estas divergencias infrarrojas son generadas por los diagramas (3) y (6) de la figura 5.1, pero los polos $\frac{1}{\epsilon_{IR}}$ y $\frac{1}{\epsilon_{IR}^2}$ son cancelados sumando todas las contribuciones. El resto de los PaVes fueron evaluados numéricamente con Package-X.

5.0.2. La contribución γ

La contribución del fotón esta formado por 6 diagramas del conjunto (8)-(10) debido a la BS, donde resulta:

$$\begin{aligned}
\hat{\mu}_t(\gamma) = & \frac{\alpha Q_t^2}{2\pi} \frac{m_t^2}{4m_t^2 - s} \left[- \frac{(5m_t^2 - 2s)(10m_t^4 - 18m_t^2s + 5s^2)}{(m_t^2 - s)(9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2)} B_{0(1)}^\gamma \right. \\
& + 4 \frac{(4m_t^2 - s)(12m_t^4 - 23m_t^2s + 8s^2)}{(m_t^2 - s)(9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2)} B_{0(3)}^\gamma + 2B_{0(4)}^\gamma \\
& - \frac{2(2m_t^2 - 3s)(4m_t^2 - s)}{9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2} B_{0(6)}^\gamma + 2(m_t^2 - s)C_{0(2)}^\gamma + (s - m_t^2)C_{0(3)}^\gamma \\
& + (s - 4m_t^2)C_{0(6)}^\gamma + \frac{31m_t^6 - 61m_t^4s + 23m_t^2s^2 - 2s^3}{9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2} C_{0(8)}^\gamma \\
& \left. - (m_t^2 - s)(4m_t^2 - s)D_{0(2)}^\gamma \right] \tag{5.9}
\end{aligned}$$

con PaVes estan etiquetados como el caso del gluón. Notar que las funciones $C_{0(6)}^\gamma$ y $D_{0(2)}^\gamma$ tienen divergencias infrarrojas, pero los polos $\frac{1}{\epsilon_{IR}}$ se cancela una a la otra, para apreciar esto podemos desarrollar las partes con divergencias y corroborar que entre ellas se cancelan como se muestra a continuación:

$$\begin{aligned}
C_{0(6)}^\gamma + (m_t^2 - s)D_{0(2)}^\gamma &= \frac{-1}{4m_t^2 - 1} \left(\Delta_{IR} + \ln \frac{\mu^2}{m_t^2} \right) \frac{R_1}{s} \ln \frac{2m_t^2 - s + R_1}{2m_t^2} \\
&+ (m_t^2 - s) \left[\frac{1}{(m_t^2 - s)(4m_t^2 - s)} \left(\Delta_{IR} + \ln \frac{\mu^2}{m_t^2} + \frac{\mu^2}{m_t^2} \right) \frac{R_1}{s} \ln \frac{2m_t^2 - s + R_1}{2m_t^2} \right] \\
&= 0
\end{aligned}$$

por lo tanto $\hat{\mu}_t(\gamma)$ es finito.

5.0.3. La contribución Z

La contribución virtual del bosón de gauge Z esta formado por 12 diagramas del conjunto (11)-(13) de la figura 5.1 Y debido a la norma de Feynman't Hoof $\xi = 1$ aparecen pseudo bosones de Goldstone G_Z . El tensor completo para la contribución para el bosón Z se expresa como:

$$\begin{aligned}
\hat{\mu}_t(Z) = & \frac{\alpha}{8\pi c_W^2 s_W^2} \frac{m_t^2}{4m_t^2 - s} \left\{ \frac{(g_V^t)^2 m_Z^2 + (g_A^t)^2 (m_Z^2 - 2m_t^2)}{m_Z^2} \left[- \frac{(5m_t^2 - 2s)(10m_t^4 - 18m_t^2 s + 5s^2)}{(m_t^2 - s)(9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2)} B_{0(1)}^Z \right. \right. \\
& + 2B_{0(2)}^Z + \frac{(4m_t^2 - s)(12m_t^4 - 23m_t^2 s + 8s^2)}{(m_t^2 - s)(9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2)} B_{0(3)}^Z - \frac{2(2m_t^2 - 3s)(4m_t^2 - s)}{9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2} B_{0(4)}^Z \Big] \\
& + 2(m_t^2 - s)C_{0(1)}^Z + [(g_V^t)^2(s - m_t^2) + (g_A^t)^2 \frac{m_t^2(10m_t^2 - m_Z^2 - 4s) + m_Z^2 s}{m_Z^2}] C_{0(2)}^Z \\
& + \left[(g_V^t)^2(-4m_t^2 + 2m_Z^2 + s) + (g_A^t)^2(-8m_t^2 + 2m_Z^2 + s) \right] C_{0(3)}^Z \\
& \left[(g_V^t)^2 \frac{31m_t^6 - m_t^4(16m_Z^2 + 61s) + m_t^2 s(28m_Z^2 + 23s) - 2s^2(3m_Z^2 + s)}{9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2} \right. \\
& + (g_A^t)^2 \left(\frac{m_t^2}{m_Z^2} \frac{10m_t^6 + 3m_t^4(21m_Z^2 - 8s) + m_t^2(-16m_Z^4 - 117m_Z^2 s + 18s^2)}{9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2} \right. \\
& \left. \left. + s \frac{(28m_Z^4 + 35m_Z^2 s - 4s^2) - 2s^2(3m_Z^2 + 2)}{9m_t^4 - 16m_t^2 s + 4s^2} \right) \right] C_{0(4)}^Z - (m_t^2 - s) \left[(g_V^t)^2(4m_t^2 - 2m_Z^2 - s) \right. \\
& \left. \left. + (g_A^t)^2(8m_t^2 - 2m_Z^2 - s) \right] D_{0(1)}^Z \right\} \tag{5.10}
\end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned}
B_{0(1)}^Z &\equiv B_0(m_t^2; m_t, m_Z), \\
B_{0(2)}^Z &\equiv B_0(s; m_t, m_t), \\
B_{0(3)}^Z &\equiv B_0(s; m_t, m_Z), \\
B_{0(4)}^Z &\equiv B_0(-2m_t^2 + 3s; m_t, m_t), \\
C_{0(1)}^Z &\equiv C_0(0, s, -2m_t^2 + 3s; m_t, m_t, m_t), \\
C_{0(2)}^Z &\equiv C_0(m_t^2, 0, s; m_Z, m_t, m_t), \\
C_{0(3)}^Z &\equiv C_0(m_t^2, m_t^2, s; m_t, m_Z, m_t), \\
C_{0(4)}^Z &\equiv C_0(m_t^2, s, -2m_t^2 + 3s; m_t, m_Z, m_t), \\
D_{0(1)}^Z &\equiv D_0(m_t^2, m_t^2, 0, -2m_t^2 + 3s, s, s; m_t, m_Z, m_t, m_t)
\end{aligned}$$

Todos los términos C_0 's y D_0 's son finitos y son evaluados en Package-X, el mismo procedimiento es aplicado para las contribuciones de W y H .

5.0.4. La contribución W

La contribución del bosón de gauge W esta formado por 12 diagramas del conjunto (14)-(16) de la figura 5.1, se presenta también el pseudo bosón de Goldstone G_W como

en el caso del Z . El resultado completo implica la suma de la partícula virtual W mas la contribución G_w es:

$$\begin{aligned}
\hat{\mu}_t(W) = & \frac{\alpha}{16\pi} \frac{m_t^2}{m_W^2} \sum_{j=1}^3 |V_{tq_j}|^2 \frac{m_t^2 + m_{q_j}^2 - 2m_W^2}{4m_t^2 - s} \left[\frac{(5m_t^2 - 2s)(10m_t^4 - 18m_t^2s + 5s^2)}{(m_t^2 - s)(9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2)} B_{0(1)}^W \right. \\
& - 2B_{0(2)}^W - \frac{(4m_t^2 - s)(12m_t^4 - 23m_t^2s + 8s^2)}{(m_t^2 - s)(9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2)} B_{0(3)}^W + \frac{2(2m_t^2 - 3s)(4m_t^2 - s)}{9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2} B_{0(4)}^W \\
& - 2(m_t^2 - s)C_{0(1)}^W + \frac{m_t^4 + m_t^2(9m_{q_j}^2 - 2m_W^2 - s) - 3m_{q_j}^2s + 2m_W^2s}{m_t^2 + m_{q_j}^2 - 2m_W^2} C_{0(2)}^W \\
& + \frac{2m_t^4 - m_t^2(4m_{q_j}^2 + 6m_W^2 + s) + 2m_{q_j}^4 + 2m_{q_j}^2(s - 6m_W^2) + 2m_W^2(2m_W^2 + s)}{m_t^2 + m_{q_j}^2 - 2m_W^2} C_{0(3)}^W \\
& + \frac{1}{4} \left\{ \frac{-9m_t^4 + m_t^2[23m_{q_j}^2 + 2(9m_W^2 + s)] - 2s(3m_{q_j}^2 + 2m_W^2)}{m_t^2 + m_{q_j}^2 - 2m_W^2} \right. \\
& \left. \frac{21m_t^6 + m_t^4(-64m_{q_j}^2 + 64m_W^2 - 30s) + (m_{q_j}^2 - m_W^2)(112m_t^2s - 24s^2)}{9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2} \right\} C_{0(4)}^W \\
& + \frac{(m_t^2 - s)[m_t^2(2m_t^2 - 4m_{q_j}^2 - 6m_W^2 - s) + m_{q_j}^2(2m_{q_j}^2 + s - 6m_W^2) + 2m_W^2(2m_W^2 + s)]}{m_t^2 + m_{q_j}^2 - 2m_W^2} D_{0(1)}^W \Big]
\end{aligned} \tag{5.11}$$

con

$$\begin{aligned}
B_{0(1)}^W &\equiv B_0(m_t^2; m_{q_j}, m_W), \\
B_{0(2)}^W &\equiv B_0(s; m_{q_j}, m_{q_j}), \\
B_{0(3)}^W &\equiv B_0(s; m_{q_j}, m_W), \\
B_{0(4)}^W &\equiv B_0(-2m_t^2 + 3s; m_{q_j}, m_{q_j}), \\
C_{0(1)}^W &\equiv C_0(0, s, -2m_t^2 + 3s; m_{q_j}, m_{q_j}, m_{q_j}), \\
C_{0(2)}^W &\equiv C_0(m_t^2, 0, s; m_W, m_{q_j}, m_{q_j}), \\
C_{0(3)}^W &\equiv C_0(m_t^2, m_t^2, s; m_{q_j}, m_W, m_{q_j}), \\
C_{0(4)}^W &\equiv C_0(m_t^2, s, -2m_t^2 + 3s; m_{q_j}, m_W, m_{q_j}), \\
D_{0(1)}^W &\equiv D_0(m_t^2, m_t^2, 0, -2m_t^2 + 3s, s, s; m_{q_j}, m_W, m_{q_j}, m_{q_j}).
\end{aligned}$$

5.0.5. La contribución H

La contribución del bosón de Higgs esta formado por 6 diagramas del conjunto (17)-(19) debido a BS, conduciendo al término:

$$\begin{aligned}
\hat{\mu}_t(H) = & \frac{\alpha}{16\pi} \frac{m_t^4}{m_W^2(4m_t^2 - s)} \left[- \frac{(5m_t^2 - 2s)(10m_t^4 - 18m_t^2s + 5s^2)}{(m_t^2 - s)(9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2)} B_{0(1)}^H \right. \\
& - 2B_{0(2)}^H - 4 \frac{(4m_t^2 - s)(12m_t^4 - 23m_t^2s + 8s^2)}{(m_t^2 - s)(9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2)} B_{0(3)}^H \\
& + \frac{2(2m_t^2 - 3s)(4m_t^2 - s)}{9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2} B_{0(4)}^H + 2(m_t^2 - s)C_{0(1)}^H + -3m_t^2C_{0(2)}^H + 2(4m_t^2 - m_H^2 - s)C_{0(3)}^H \\
& + \frac{-67m_t^6 + 2m_t^4(8m_H^2 + 67s) - m_t^2s(28m_H^2 + 55s) + 6s^2(m_H^2 + s)}{9m_t^4 - 16m_t^2s + 4s^2} C_{0(4)}^H \\
& \left. + 2(m_t^2 - s)(4m_t^2 - m_H^2 - s)D_{0(1)}^H \right], \tag{5.12}
\end{aligned}$$

donde los PaVes son análogos al caso Z pero reemplazando $m_Z \rightarrow m_H$.

5.0.6. Valores de entrada

Para los cálculos se utiliza la carga del electrón $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ y la constante de acoplamiento fuerte del grupo de QCD es $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$. Se utilizaron los datos reportados del PDG 2020 y 2021 [48]: la constante de acoplamiento fuerte es entonces $\alpha_s(m_Z^2) = 0,1179$ y el ángulo débil $s_W \equiv \sin\theta_W(m_Z^2) = \sqrt{0,23121}$, los bosones se consideraron con las masas $m_W = 80,379\text{GeV}$, $m_Z = 91,1876\text{GeV}$ y $m_H = 125,25\text{GeV}$. La matriz de Cabibbo Kobayashi Maskawa es:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,9737 & 0,2245 & 0,003382 \\ 0,221 & 0,987 & 0,041 \\ 0,008 & 0,0388 & 1,013 \end{pmatrix} \tag{5.13}$$

Las cargas eléctricas de los quarks esta definido como $Q_t = 2/3$ y los acoplamientos débiles $g_V^t = 1/2 - 4/3s_W^2$ y $g_A^t = 1/2$. La constante de estructura fina $\alpha(m_Z^2) = 1/129$ obtenidos de [51]. Se consideró también que la constante α_s y la masas de los quarks son dependientes de la energía. Para la contribución $\hat{\mu}_t(W)$ participan los quarks d , s y b donde los valores fueron obtenidos del PDG los cuales dependen de la escala de energía de donde se obtuvo que $m_d(2\text{GeV}) = 0,00467\text{GeV}$, $m_s(2\text{GeV}) = 0,093\text{GeV}$, $m_b(m_b) = 4,18\text{GeV}$ y la masa del quark top $m_t = 172,5\text{GeV}$. A la escala de altas energías, por ejemplo, a la escala de energía de la masa del bosón de gauge Z las masas de los quarks son $m_d(m_Z) = 0,00266\text{GeV}$, $m_s(m_Z) = 0,0530\text{GeV}$ y $m_b(m_Z) = 2,863\text{GeV}$. En el caso del quark top se consideró la

evolucion de la masa a partir de $m_t(E > 2m_t)$, por ejemplo $m_t(1000GeV) = 152,9GeV$ cuando $\alpha_s(1000GeV) = 0,0884$.

Capítulo 6

Resultados

Para poder analizar la fenomenología del CMDM del quark top $\hat{\mu}_t^{4b}$ de un vértice no abeliano a cuatro cuerpos $gg\bar{q}q$ se va a comparar con el ya conocido comportamiento para el vértice abeliano a 3 cuerpos $g\bar{q}q$. La variable s invariante de Lorentz será evaluada para $s = -E^2$ (spacelike) y $s = E$ (timelike) con el rango de energía $E = [10, 1000]$ GeV con $E = m_Z$ estando en particular interés en el caso $E = -m_Z^2$. Mas aún, en este trabajo se estudio la evolución del CMDM anómalo del quark top, donde se considerará a α_s dependiente de la energía cuando $E > 2m_t$ [13], para desarrollar este procedimiento se utilizará RunDec.

En la literatura para el estudio de la fenomenología de física a altas energías en el Modelo Estándar es por convención usar $\alpha(m_Z^2)$ [8], calculado para el régimen espacialoide y lo mismo para $s_W(m_Z^2)$ a la escala de la masa del bosón de gauge Z en QCD perturbativo. En la siguiente figura esta graficado $\hat{\mu}_t^{3b}$ a tres cuerpos y $\hat{\mu}_t^{4b}$ a cuatro cuerpos en $s = -E^2$, con $E = [10, 1000]$ GeV, donde la línea roja corresponde al valor central $\hat{\mu}_t^{Exp} = -0,024$ y la línea azul indica $E = m_Z$. Es importante recalcar que las partes imaginarias provienen únicamente de la $\hat{\mu}_t^{4b}(W)$, donde la corriente cambia de sabor, justo como sucede en el caso para 3 cuerpos $\hat{\mu}_t^{3b}(W)$.

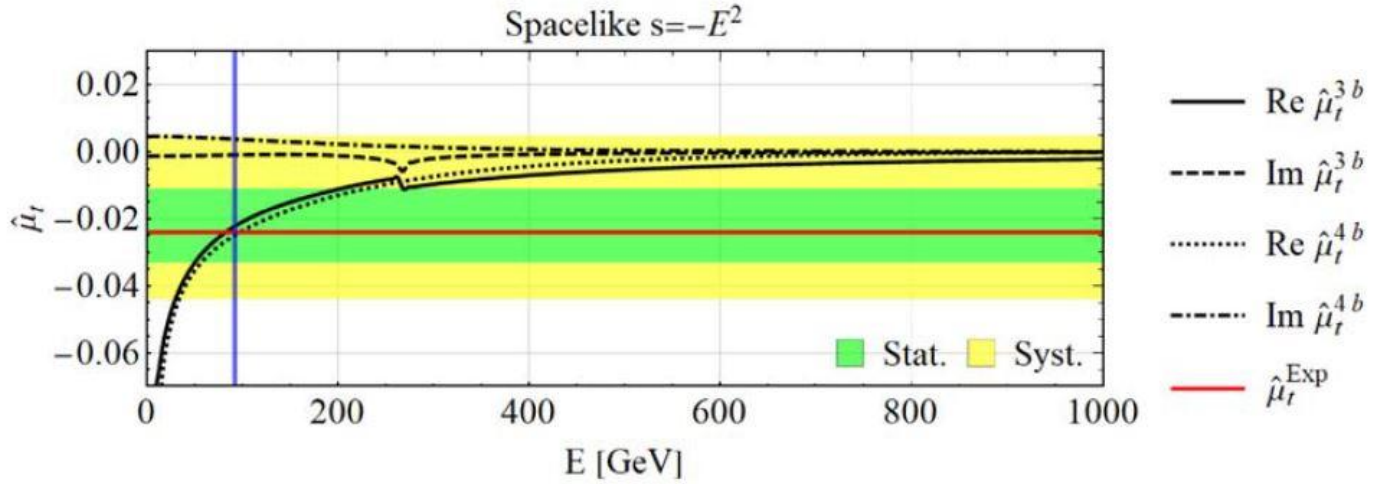


Figura 6.1: El CMDM anómalo del quark Top en el régimen espacialoide para el vértice 3 y 4 cuerpos. La línea azul vertical indica $E = m_Z$ y de línea roja es el valor experimental $\hat{\mu}_t^{\text{Exp}} = -0,024^{+0,013}_{-0,009}(\text{stat})^{+0,016}_{-0,011}(\text{syst})$.

La parte real de las curvas para los dipolos $\hat{\mu}_t^{3b}$ y $\hat{\mu}_t^{4b}$ pasas extremadamente cerca una de la otra, esencialmente las mismas en el rango de energía $E = [10, 290]$ GeV, después de 290 GeV ambas contribuciones se separan muy poco y de manera suave. Por el contrario las partes imaginarias poseen signo distinto.

En la tabla (6.2) la evaluación $\hat{\mu}_t(-m_Z^2)$ esta listado por contribuciones por cada partícula virtual. Es importante destacar que las partes imaginarias provienen de la parte $\hat{\mu}_t^{4b}(W)$ justo como ocurre en el vértice de 3 cuerpos $\hat{\mu}_t^{3b}(W)$. También hay que resaltar que la $\text{Re } \hat{\mu}_t^{4b}(-m_Z^2) = -0,025$ es muy cercano al valor experimental $\hat{\mu}_t^{Exp} = -0,024$ como $\hat{\mu}_t^{3b}(-m_Z^2) = -0,0224$. De otra forma contrastando los valores absolutos $|\hat{\mu}_t^{3b}| = 0,0224$ y $|\hat{\mu}_t^{4b}| = 0,0253$, ambos resultados son compatibles con el valor experimental $|\hat{\mu}_t^{Exp}| = 0,0224$.

(a)		
Contribution	$\hat{\mu}_t(-m_Z^2)$	
	3-body	4-body
g	-2.27×10^{-2}	-2.54×10^{-2}
γ	2.62×10^{-4}	-5.19×10^{-4}
Z	-1.76×10^{-3}	-1.78×10^{-3}
W	$-2.89 \times 10^{-5} - 9.23 \times 10^{-4}i$	$-3.43 \times 10^{-4} + 3.84 \times 10^{-3}i$
H	1.85×10^{-3}	3.06×10^{-3}
Total	$-2.24 \times 10^{-2} - 9.23 \times 10^{-4}i$	$-2.5 \times 10^{-2} + 3.84 \times 10^{-3}i$
(b)		
Contribution	$\hat{\mu}_t(-m_Z^2)$	
	3-body	4-body
QCD	-2.27×10^{-2}	-2.54×10^{-2}
EW	$-1.52 \times 10^{-3} - 9.23 \times 10^{-4}i$	$-2.64 \times 10^{-3} + 3.84 \times 10^{-3}i$
YK	1.85×10^{-3}	3.06×10^{-3}
Total	$-2.24 \times 10^{-2} - 9.23 \times 10^{-4}i$	$-2.50 \times 10^{-2} + 3.84 \times 10^{-3}i$

Figura 6.2: CMDM anómalo del quark top, evaluación spacelike $s = -m_Z^2$. (a) las contribuciones de forma individual. (b) contribuciones por sectores. Los valores absolutos $|\hat{\mu}_t^{3b}| = 0,0224$ y $|\hat{\mu}_t^{4b}| = 0,0253$. El valor experimental es $\hat{\mu}_t^{Exp} = -0,024$

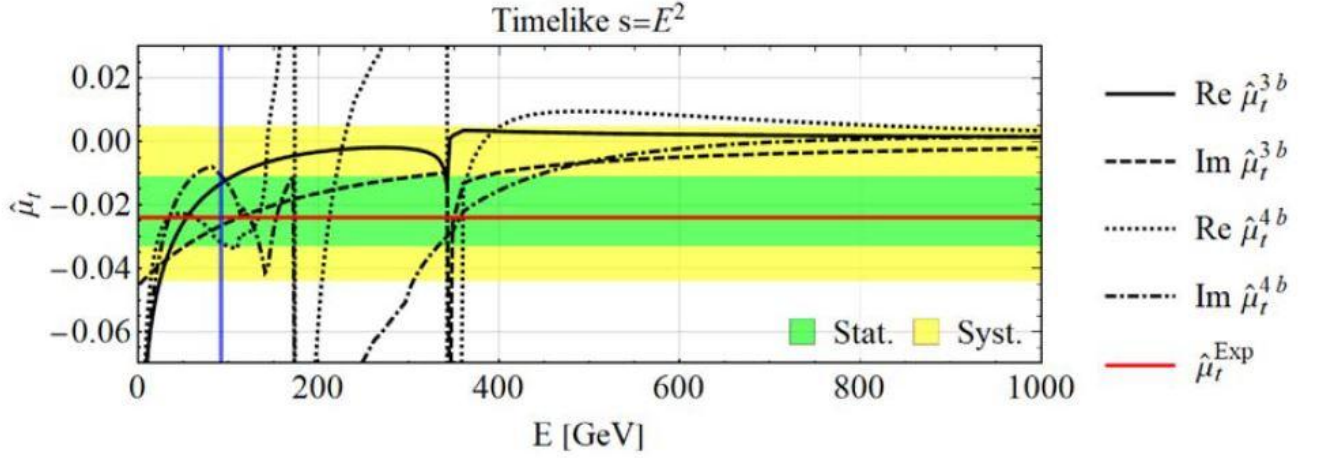


Figura 6.3: El CMDM anómalo del quark Top en el régimen temporaloides para el vértice 3 y 4 cuerpos. La línea azul vertical indica $E = m_Z$ y de línea roja es el valor experimental $\hat{\mu}_t^{Exp} = -0,024_{-0,009}^{+0,013}(\text{stat})_{-0,011}^{+0,016}(\text{syst})$.

En lo que respecta para la evaluación en el régimen $s = E^2$, $\hat{\mu}_t^{3b}(s)$ resulta un comportamiento irregular. Este tipo de comportamiento irregular es debido a la constante fina de estructura.[16]. Contrastando los valores absolutos $|\hat{\mu}_t^{3b}| = 0,0298$ y $|\hat{\mu}_t^{4b}| = 0,0335$ indica que este régimen es desfavorable para la predicción del valor experimental central $|\hat{\mu}_t^{Exp}| = 0,0224$.

(a)		
Contribution	$\hat{\mu}_t(m_Z^2)$	
	3-body	4-body
g	$-1.38 \times 10^{-2} - 2.55 \times 10^{-2}i$	$-2.62 \times 10^{-2} - 1.44 \times 10^{-2}i$
γ	2.88×10^{-4}	-6.76×10^{-4}
Z	-1.88×10^{-3}	-1.85×10^{-3}
W	$1.41 \times 10^{-4} - 1.16 \times 10^{-3}i$	$-6.24 \times 10^{-3} + 3.78 \times 10^{-3}i$
H	1.98×10^{-3}	3.19×10^{-3}
Total	$-1.33 \times 10^{-2} - 2.67 \times 10^{-2}i$	$-3.18 \times 10^{-2} - 1.06 \times 10^{-2}i$

(b)		
Contribution	$\hat{\mu}_t(m_Z^2)$	
	3-body	4-body
QCD	$-1.38 \times 10^{-2} - 2.55 \times 10^{-2}i$	$-2.62 \times 10^{-2} - 1.44 \times 10^{-2}i$
EW	$-1.45 \times 10^{-3} - 1.16 \times 10^{-3}i$	$-8.77 \times 10^{-3} + 3.78 \times 10^{-3}i$
YK	1.98×10^{-3}	3.19×10^{-3}
Total	$-1.33 \times 10^{-2} - 2.67 \times 10^{-2}i$	$-3.18 \times 10^{-2} - 1.06 \times 10^{-2}i$

Figura 6.4: CMDM anómalo del quark top, evaluación timelike $s = m_Z^2$

Fenomenológicamente, se evaluó los cromodipolos para el quark top, puesto que es el único caso que experimentalmente cuenta con una medición exacta reportada por primera vez, y es menester establecer completas las evaluaciones teóricas debidas a tres y cuatro cuerpos.

De manera secundaria, pero no por ello menos importante, se llevará a cabo las correspondientes predicciones fenomenológicas para el resto de quarks pequeños, a saber, el quark up, down, strange, charm y bottom.

Se va analizar la fenomenología del CMDM para los quarks bottom, strange, down, up y charm de manera análoga a la del quark top, se comparará el comportamiento ya conocido para el vértice abeliano a 3 cuerpos $g\bar{q}q$ con el vértice a 4 cuerpos no abeliano $gg\bar{q}q$.

Quark up

La variable s invariante de Lorentz será evaluada para $s = \pm E^2$, con $E = m_Z$ con el rango de energía $E = [0, 100]$ GeV

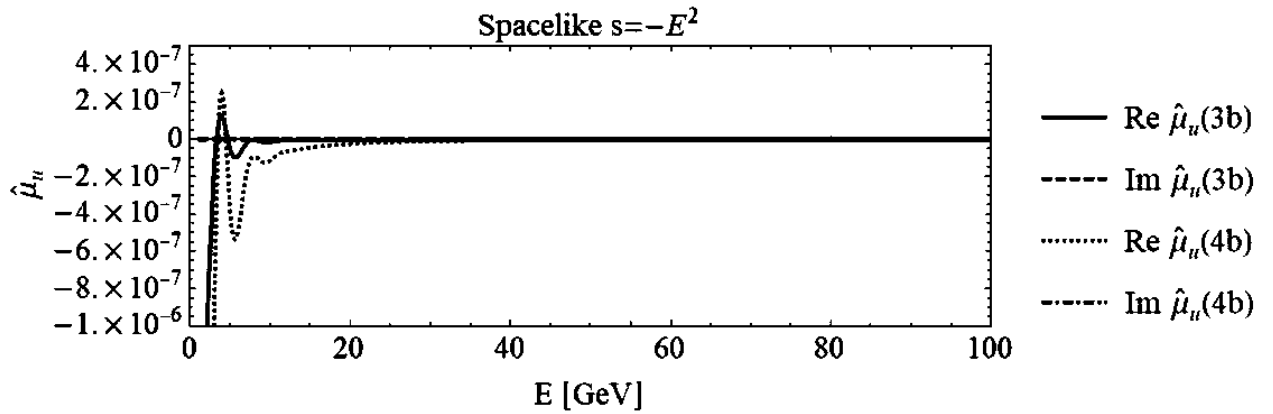


Figura 6.5: CMDM anómalo del quark up, evaluación spacelike $s = -m_Z^2$

Quark charm

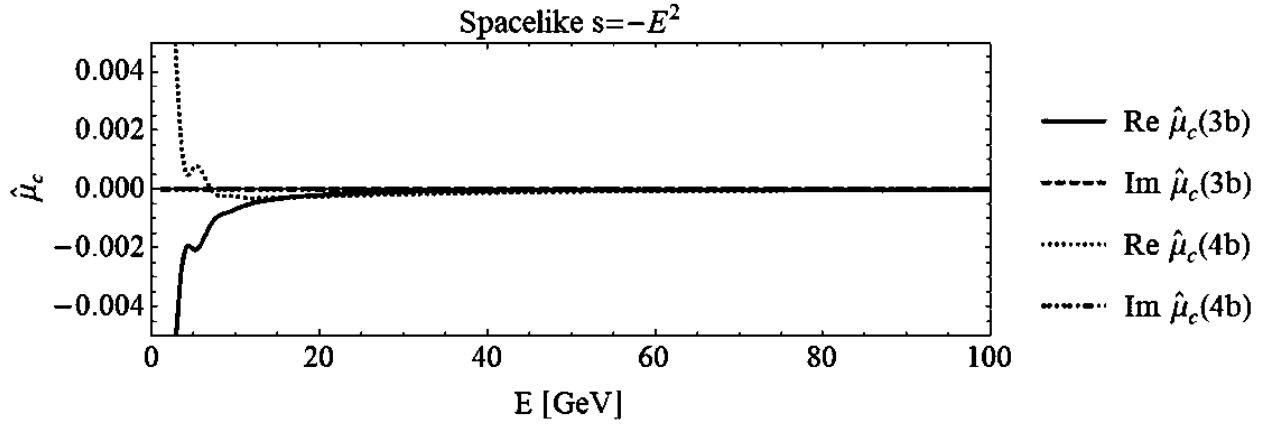


Figura 6.6: CMDM anómalo del quark charm, evaluación spacelike $s = -m_Z^2$

Quark down

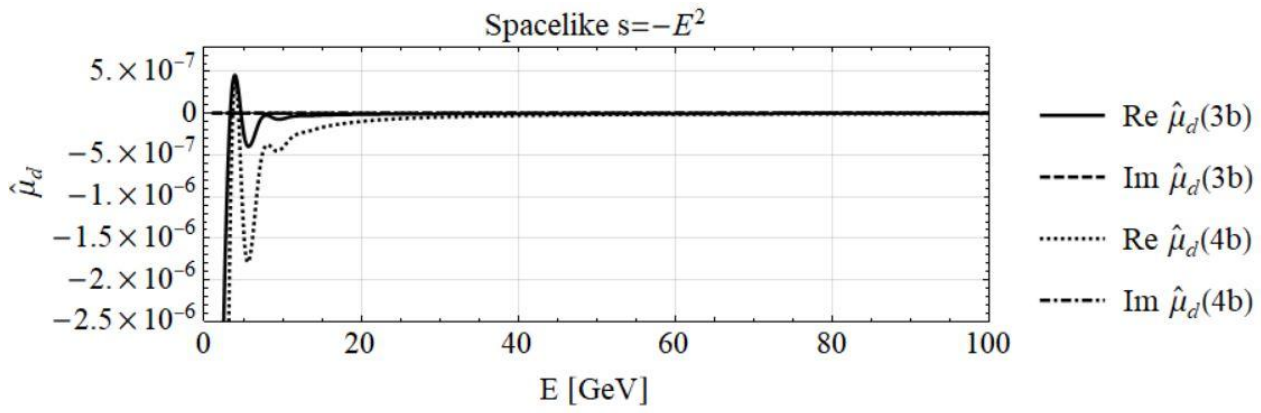


Figura 6.7: CMDM anómalo del quark down, evaluación spacelike $s = -m_Z^2$

Quark strange

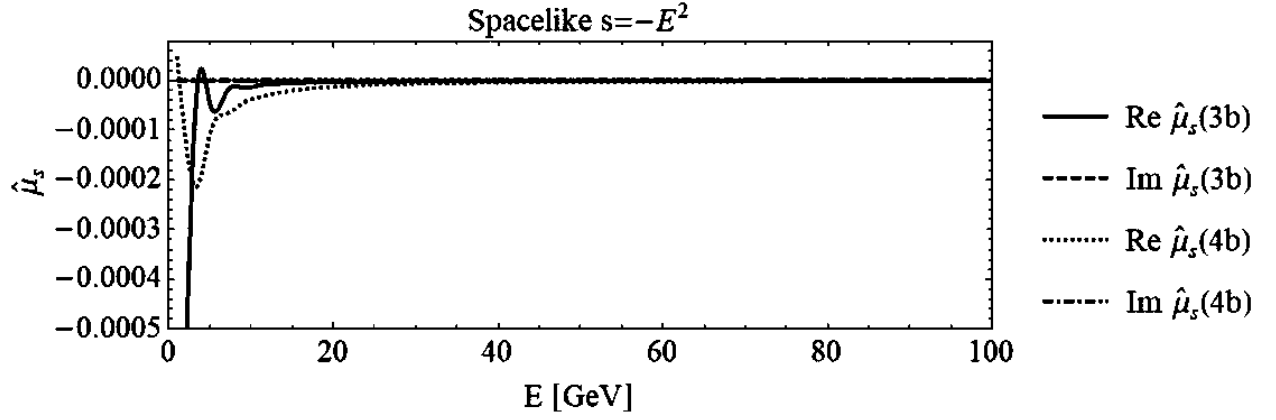


Figura 6.8: CMDM anómalo del quark strange, evaluación spacelike $s = -m_Z^2$

Quark bottom

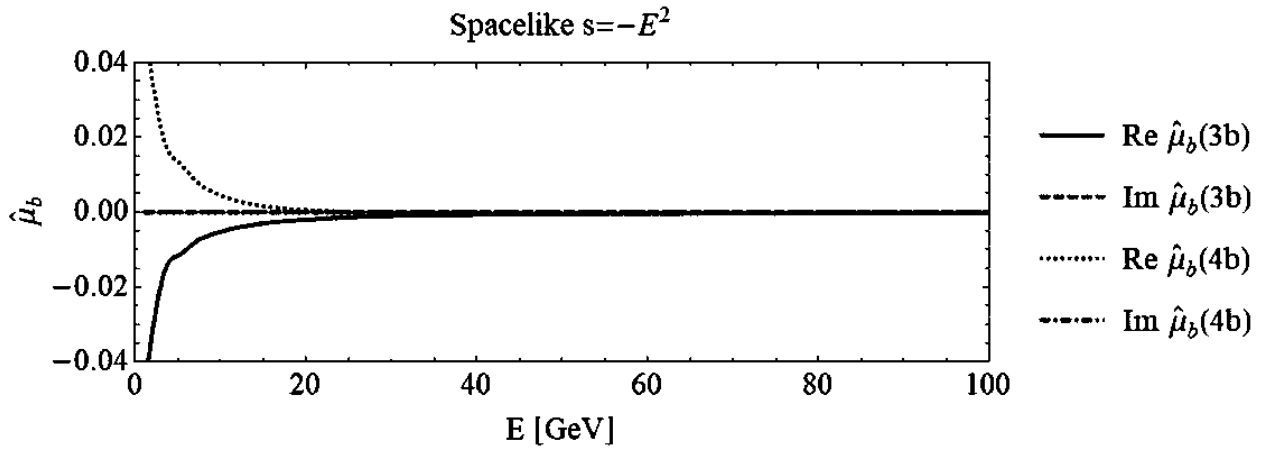


Figura 6.9: CMDM anómalo del quark bottom, evaluación spacelike $s = -m_Z^2$

Capítulo 7

Conclusiones

Se presentó un nuevo enfoque para abordar el calculo fuera de masa del CMDM del quark top, up, charm, down, bottom y strange en el contexto de ME, donde las contribuciones de esta observable fueron extraídas a través de correcciones radiativas a un lazo a un vértice de 4 cuerpos del acoplamiento efectivos $ggt\bar{t}$ como proceso independiente, que contemplan lazos tipo triángulo y caja.

Basándonos en la literatura y en nuestros resultados, parece que nuestra predicción para el régimen temporaloide (timelike) fuera de capa de masa del CMDM del quark top no es consistente con los resultados actuales experimentales, hasta ahora. La mas importante predicción de nuestro trabajo es la evaluación del CMDM del quark top en el régimen espacialoide ($s = -E^2$) donde $E = [10, 1000]\text{GeV}$ es buena predicción. De manera particular, a la escala de energía de la masa del bosón de gauge Z la predicción es $\hat{\mu}_t^{4b}(-m_Z) = -0,0224 - 0,00384i$, donde la parte real coincide muy cercanamente al reciente resultado experimental reportado $\hat{\mu}^{Exp} = 0,024_{-0,009}^{+0,013}(stat)_{-0,011}^{+0,016}(syst)$, mientras que la cantidad imaginaria obtenida en nuestro estudio es un efecto inducido por el boson de gauge W . Con base a la literatura y nuestros resultados, todo indica que el régimen espacialoide del CMDM del quark top es consistente con los actuales resultados experimentales.

Bibliografía

- [1] Choudhury I D and Lahiri A 2015 Anomalous chromomagnetic moment of quarks Mod. Phys. Lett. A 30 1550113
- [2] Aranda J I, Espinosa-Gómez D, Montaña J, Quezadas-Vivian B, Ramírez-Zavaleta F and Tututi E S 2018 Flavor violation in chromo- and electromagnetic dipole moments induced by Z' gauge bosons and a brief revisit of the Standard Model Phys. Rev. D 98 116003
- [3] Aranda J I, Cisneros-Pérez T, Montaña J, Quezadas-Vivian B, Ramírez-Zavaleta F and Tututi E S 2021 Revisiting the top quark chromomagnetic dipole moment in the SM Eur. Phys. J. Plus 136 164
- [4] Hernández-Juárez A I, Moyotl A and Tavares-Velasco G 2021 New estimate of the chromomagnetic dipole moment of quarks in the standard model Eur. Phys. J. Plus 136 262
- [5] Montano-Dominguez J, Quezadas-Vivian B, Ramirez-Zavaleta F, Tututi E S and Urquiza-Trejo E 2023 Off-shell chromomagnetic dipole moments of light quarks in the SM at and beyond the Z gauge boson mass scale Int. J. Mod. Phys. A 38 2350071
- [6] P. Haberl, O. Nachtmann and A. Wilch, Top-quark production in hadron-hadron collisions and anomalous top-quark-gluon couplings, Phys. Rev. D 53(1996) 4875, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.53.4875>
- [7] A. M. Sirunyan et al., Measurement of the top quark forward-backward production asymmetry and the anomalous chromo-electric and chromomagnetic moments in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, JHEP2020(2020) 146, [https://doi.org/10.1007/JHEP06\(2020\)146](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2020)146).
- [8] Workman R L and (Particle Data Group) 2022 Review of particle physics PTEP 2022 083C01
- [9] R. L. Workman et al. [Particle Data Group], Review of Particle Physics, PTEP2022(2022) 083C01, <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>.

- [10] R. D. Field, Applications of Perturbative QCD, *Front. Phys.* 77(1989) 1.
- [11] A. Deur, S. J. Brodsky and G. F. de T'era mond, The QCD Run-ning Coupling, *Pro. Part. Nucl. Phys.* 90(2016) 1, <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2016.04.003>.
- [12] F. J. Yndur ?ain, The Theory of Quark and Gluon Interactions, (Springer-Verlag, 2006), <https://doi.org/10.1007/3-540-33210-3>.
- [13] Barger V D and Phillips R J N 1997 Collider Physics (Addison-Wesley) Updated Edition
- [14] A. V. Nesterenko, Strong interactions in spacelike and tiemli kedomains: dispersive approach (Elsevier, 2016).
- [15] D. d'Enterria et al., The strong coupling constant: State of the art and the decade ahead, (2022), <https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.08271>.
- [16] Field R D 1989 Applications of perturbative QCD *Front. Phys.* 77 1
- [17] W. Bernreuther and Z. G. Si, Top quark spin correlations and polarization at the LHC: standard model predictions and effects of anomalous top chromo moments, *Phys. Lett. B* 725(2013)115, [erratum: *Phys. Lett. B* 744(2015) 413-413] <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.06.051>.
- [18] V. Khachatryan et al. [CMS], Measurements of t -spin correlations and top quark polarization using dilepton final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV, *Phys. Rev. D* 93(2016)052007, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.052007>.
- [19] Rodolfo A. Díaz, R. Martínez y J.-Alexis Rodríguez, *Revista colombiana de física* Vol. 34, No. 1 (2002).
- [20] J. I. Aranda, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano and E. S. Tututi, *J. Phys. G* 38, 045006 (2011).
- [21] Roberts B L and Marciano W J 2009 Lepton dipole moments *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* 20 1–757
- [22] Hahn T 2001 Generating Feynman diagrams and amplitudes with FeynArts 3 *Comput. Phys. Commun.* 140 418–31
- [23] Jegerlehner F 2017 The anomalous magnetic moment of the muon *Springer Tracts Mod. Phys.* 274 1–693

-
- [24] Schwinger J S 1948 On quantum electrodynamics and the magnetic moment of the electron Phys. Rev. 73 416–7
- [25] Schwinger J S 1949 Quantum electrodynamics. III: the electromagnetic properties of the electron: radiative corrections to scattering Phys. Rev. 76 790–817
- [26] J. I. Aranda, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano, and E. S Tututi, Phys. Rev. D86, 035008 (2012).
- [27] T-P. Cheng and L-F. Li, Phys. Rev. D 16, 1425 (1977); B. W. Lee and R. E. Shrock, Phys. Rev. D 16, 1444 (1977).
- [28] E. Arganda and M. J. Herrero, Phys. Rev. D73, 055003 (2006).
- [29] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), Phys. Lett. B 716, 1 (2012); S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), Phys. Lett. B 716, 30 (2012).
- [30] EUROPEAN ORGANISATION FOR NUCLEAR RESEARCH (CERN), Phys. Rev. D 98 (2018) 032002
- [31] The Standard Model of Particle Physics, Uwe-Jens Wiese, Institute for Theoretical Physics, University of Bern, March 17, 2010.
- [32] <https://physics.info/standard/>
- [33] <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0502010.pdf>
- [34] Notas del Curso de Modelo Estándar del Dr. J. Jesús Toscano Chávez, Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Febrero (2016).
- [35] P. Langacker and M. Luo, Phys. Rev. D 26, 278 (1992).
- [36] P. Langacker, M. Plumacher, Phys. Rev. D 62, 013006 (2000).
- [37] L. S. Durkin and P. Langacker, Phys. Lett. B 166, 436 (1986).
- [38] S. Dawson *et al.*, The Higgs Hunters Guide, Addison-Wesley, New York, 1990.
- [39] M. A. Pérez and M. Soriano, Phys. Rev. D 46, 284 (1992).
- [40] P. Langacker, Rev. Mod. Phys. 81, 1199 (2008).

-
- [41] L. S. Durkin and P. Langacker, Phys. Lett. B 166, 436 (1986); M. Cvetič and P. Langacker, in *Proceedings of Ottawa 1992: Beyond the Standard Model III*, edited by S. Godfrey and P. Kalyniak (World Scientific, Singapore, 1992), p. 454; C-W. Chiang, Y-F. Lin, and J. Tandean, J. High Energy Phys. 11 (2011) 083.
- [42] P. Langacker and M. Plümacher, Phys. Rev. D 62, 013006 (2000); X.-G. He and G. Valencia, Phys. Rev. D 74, 013011 (2006); C.-W. Chiang, N. G. Deshpande, and J. Jiang, J. High Energy Phys. 08 (2006) 075.
- [43] J. C Pati and A. Salam, Phys. Rev. D 10, 275 (1974); R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D 11, 566 (1975).
- [44] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D 46, 410 (1992); P. H. Frampton, Phys. Rev. Lett. 69, 2889 (1992).
- [45] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D 26, 2396 (1982).
- [46] A. Arhrib, K. Cheung, C.-W. Chiang, and T.-C. Yuan, Phys. Rev. D 73, 075015 (2006).
- [47] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D 25, 3036 (1982); R. W. Robinett, Phys. Rev. D 26, 2388 (1982).
- [48] C. Patrignani *et al.*, Chin. Phys. C 40, 100001 (2016).
- [49] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, (1984).
- [50] W. Greiner and B. Müller, Gauge Theory of Weak Interactions, Springer, 2000.
- [51] Denner A and Dittmaier S 2020 Electroweak radiative corrections for collider physics Phys. Rept. 864 1–163
- [52] Guillermo González Estrada, Tesis de Maestría: *Cambio de sabor leptónico en decaimientos del bosón de Higgs*, Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Febrero (2018).
- [53] Precise determination of Z-Z' mixing at the CERN LHC
- [54] J. I. Aranda, A. Cordero-Cid, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano, and E. S Tututi, Phys. Rev. D 86, 035008 (2012).
- [55] Abdesslam Arhrib, Kingman Cheung, Cheng-Wei Chiang, and Tzu-Chiang Yuan, PHYSICAL REVIEW D 73, 075015 (2006)

-
- [56] Mertig R, Bohm M and Denner A 1991 FEYN CALC: computer algebraic calculation of Feynman amplitudes *Comput. Phys. Commun.* 64 345
- [57] Patel H H 2015 Package-X: a Mathematica package for the analytic calculation of one-loop integrals *Comput. Phys. Commun.* 197 276

Everardo Urquiza Trejo

Cromodipolos electromagnéticos inducidos por fluctuación cuántica de cuatro cuerpos en el Modelo Estándar

 Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo

Detalles del documento

Identificador de la entrega

trn:oid:::3117:473762554

Fecha de entrega

14 jul 2025, 9:01 a.m. GMT-6

Fecha de descarga

14 jul 2025, 9:07 a.m. GMT-6

Nombre de archivo

Cromodipolos electromagnéticos inducidos por fluctuación cuántica de cuatro cuerpos en el Mo....pdf

Tamaño de archivo

2.0 MB

75 Páginas




14.409 Palabras

67.173 Caracteres

60% Similitud general

El total combinado de todas las coincidencias, incluidas las fuentes superpuestas, para ca...

Fuentes principales

- 59%  Fuentes de Internet
- 12%  Publicaciones
- 0%  Trabajos entregados (trabajos del estudiante)

Marcas de integridad

N.º de alertas de integridad para revisión

No se han detectado manipulaciones de texto sospechosas.

Los algoritmos de nuestro sistema analizan un documento en profundidad para buscar inconsistencias que permitirían distinguirlo de una entrega normal. Si advertimos algo extraño, lo marcamos como una alerta para que pueda revisarlo.

Una marca de alerta no es necesariamente un indicador de problemas. Sin embargo, recomendamos que preste atención y la revise.

Formato de Declaración de Originalidad y Uso de Inteligencia Artificial

Coordinación General de Estudios de Posgrado
Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo



A quien corresponda,

Por este medio, quien abajo firma, bajo protesta de decir verdad, declara lo siguiente:

• Que presenta para revisión de originalidad el manuscrito cuyos detalles se especifican abajo. • Que todas las fuentes consultadas para la elaboración del manuscrito están debidamente identificadas dentro del cuerpo del texto, e incluidas en la lista de referencias. • Que, en caso de haber usado un sistema de inteligencia artificial, en cualquier etapa del desarrollo de su trabajo, lo ha especificado en la tabla que se encuentra en este documento. • Que conoce la normativa de la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, en particular los Incisos IX y XII del artículo 85, y los artículos 88 y 101 del Estatuto Universitario de la UMSNH, además del transitorio tercero del Reglamento General para los Estudios de Posgrado de la UMSNH.

Datos del manuscrito que se presenta a revisión		
Programa educativo	Doctorado en Ciencias en Ingeniería Física	
Título del trabajo	Cromodipolos electromagnéticos inducidos por fluctuación cuántica de cuatro cuerpos en el Modelo Estándar.	
	Nombre	Correo electrónico
Autor/es	Everardo Urquiza Trejo	everardo.urquiza@umich.mx
Director	Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta	iguazu.ramirez@umich.mx
Codirector	Javier Montaña Domínguez	javier.montano@umich.mx
Coordinador del programa	Jorge Isidro Aranda Sánchez	jorge.isidro.aranda@umich.mx


Uso de Inteligencia Artificial		
Rubro	Uso (sí/no)	Descripción
Asistencia en la redacción	No	

Formato de Declaración de Originalidad y Uso de Inteligencia Artificial

Coordinación General de Estudios de Posgrado
Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo



Uso de Inteligencia Artificial		
Rubro	Uso (sí/no)	Descripción
Traducción al español	NO	
Traducción a otra lengua	No	
Revisión y corrección de estilo	No	
Análisis de datos	NO	
Búsqueda y organización de información	NO	
Formateo de las referencias bibliográficas	NO	
Generación de contenido multimedia	NO	
Otro	NO	

Datos del solicitante	
Nombre y firma	
Lugar y fecha	Morelia Michoacán a 11 de julio de 2025