



**Benemérita Universidad Autónoma de
Puebla**

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

El decaimiento del bosón de Higgs a tres gluones en el Modelo
Estándar

Tesis presentada al

**Posgrado en Ciencias
(Física Aplicada)**

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestra en Ciencias en Física Aplicada

por

Lucero Guadalupe Benitez Guzmán

asesorada por

Dr. J. Jesús Toscano Chávez (FCFM-BUAP)

Dr. Javier Montaña Domínguez

(Instituto de Física Teórica-Universidade Estadual Paulista, Sao Paulo,
Brazil.)

Puebla Pue.
Enero 2015



**Benemérita Universidad Autónoma de
Puebla**

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

El decaimiento del bosón de Higgs a tres gluones en el Modelo
Estándar

Tesis presentada al

**Posgrado en Ciencias
(Física Aplicada)**

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestra en Ciencias en Física Aplicada

por

Lucero Guadalupe Benitez Guzmán

asesorada por

Dr. J. Jesús Toscano Chávez (FCFM-BUAP)

Dr. Javier Montaña Domínguez
(Instituto de Física Teórica-Universidade Estadual Paulista, Sao Paulo,
Brazil.)

Puebla Pue.
Enero 2015

Título: El decaimiento del bosón de Higgs a tres gluones en el Modelo Estándar

Estudiante: LUCERO GUADALUPE BENITEZ GUZMÁN

COMITÉ

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Presidente

Dr. Alfonso Rosado Sánchez
Secretario

Dr. Arturo Fernández Téllez
Vocal

Dr. Gilberto Silva Ortigoza
Suplente

Dr. J. Jesús Toscano Chávez (FCFM-BUAP)
Asesor

Dr. Javier Montaña Domínguez
(Instituto de Física Teórica-Universidade Estadual Paulista, Sao Paulo, Brazil.)
Asesor

Índice general

Resumen	III
Introducción	V
1. El Modelo Estándar	1
1.1. Modelo Estándar Electrodébil	2
1.2. Rompimiento espontáneo de simetría	3
1.3. Sectores del Modelo Estándar Electrodébil	4
1.3.1. Sector de Higgs	4
1.3.2. Sector de Yukawa	6
1.3.3. Sector de corrientes	7
1.3.4. Sector de Yang-Mills	8
1.4. Cromodinámica cuántica	9
2. El decaimiento $H \rightarrow ggg$	11
2.1. Características generales del acoplamiento $Hggg$	11
2.2. Amplitud del decaimiento $H \rightarrow ggg$	15
3. Anchura de decaimiento	19
3.1. La anchura de decaimiento	19
3.2. Divergencias colineales en $H \rightarrow ggg$	21
4. Resultados	23
4.1. Análisis general	23
4.2. Valores en el Modelo Estándar	28
5. Conclusiones	29
A. Reglas de Feynman	31
B. Funciones escalares de Passarino-Veltman y factores de forma	35
B.1. Factores de forma	36
C. El decaimiento $H \rightarrow gg$	39
Bibliografía	43

Resumen

En esta tesis de maestría se presenta el cálculo del decaimiento del bosón de Higgs a tres gluones, $H \rightarrow ggg$, el cual es generado como fluctuación cuántica a orden de un lazo en el contexto del Modelo Estándar (ME). El estudio está motivado por el anuncio del descubrimiento de esta partícula en 2012, realizado por las colaboraciones ATLAS y CMS del Gran Colisionador de Hadrones (LHC) en el CERN. Debido a su importancia intrínseca, se estudia este canal de decaimiento del Higgs y se compara con el decaimiento a dos gluones $H \rightarrow gg$, el cual juega un papel central como mecanismo de producción de esta partícula en el LHC en el proceso de fusión de gluones. Se encuentra que la anchura de decaimiento a tres gluones del bosón de Higgs puede ser hasta un orden de magnitud mayor que la anchura de decaimiento a dos gluones.

Introducción

El Modelo Estándar (ME) es la teoría cuántico-relativista que comprende las interacciones fundamentales fuerte, débil y electromagnética, la cual describe, con un éxito sin precedentes, los fenómenos físicos a escala subatómica observados en experimentos de altas energías hasta el día de hoy.

La estructura de norma del ME prohíbe la presencia explícita de masas para los fermiones y bosones de norma fundamentales. La imposibilidad de introducir masas invariantes de norma en el modelo se debe a la naturaleza muy peculiar de la interacción débil que, por un lado, es de corto alcance, lo que implica que los bosones de norma asociados son masivos, lo cual entra en conflicto con el hecho de que un campo de norma no puede tener masa, y por otro lado, distingue la helicidad de los fermiones, impedimento para la construcción de invariantes de masa para estas partículas.

Dado que es un hecho experimental la existencia de masa para dichas partículas, se concluye que la fuerza débil debe estar rota. El ME resuelve este conflicto mediante el sutil mecanismo de Higgs, el cual permite introducir las masas de los fermiones y bosones fundamentales vía un rompimiento de la simetría electrodébil, que no es explícito sino espontáneo. El rompimiento de una simetría continua incorpora, como ingrediente esencial, un vector constante de alguna representación del grupo en consideración, que no es dejado invariante por el grupo completo, sino sólo por un subgrupo de éste. Sin embargo, el factor fundamental es que la acción de la teoría permanece invariante bajo el grupo completo. El vector constante es parte de un vector formado por campos escalares, del cual surge uno o varios bosones de Higgs, dependiendo del modelo en consideración. En el sector electrodébil del ME, el grupo completo es el grupo electrodébil $SU_L(2) \times U_Y(1)$ y el subgrupo al cual es roto espontáneamente es el grupo electromagnético $U_e(1)$. El multiplete de Higgs es un doblete de $SU_L(2)$, del cual emerge el llamado bosón de Higgs cuando se implementa el mecanismo con el mismo nombre [1].

Hace poco, en el año 2012, se anunció el descubrimiento de una partícula escalar con las características del bosón de Higgs, hallazgo reportado por los experimentos ATLAS [2] y CMS [3] del Gran Colisionador de Hadrones (LHC) del CERN. La detección indirecta de dicha partícula fue obtenida principalmente de la fusión de gluones en los procesos $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma, WW^*, ZZ^*$. Además del proceso de fusión de gluones, ha surgido un creciente interés por correcciones radiativas de orden más alto del vértice ggH con la finalidad de estudiar la posible existencia de quarks más pesados que los del ME. Es claro entonces que el estudio de todos los decaimientos posibles de esta partícula, por raros que puedan ser, revisten una mayor importancia en la actualidad para investigaciones de alta precisión. El propósito principal de esta tesis es estudiar el decaimiento raro del bosón de Higgs a tres gluones $H \rightarrow ggg$. En el estudio de este decaimiento de $1 \rightarrow 3$ cuerpos no masivos, se siguió un procedimiento similar al que se lleva a cabo en las referencias[4, 5, 6, 7], en donde se han realizado estudios de decaimientos de bosones Z a tres fotones y tres gluones. Puesto que el ME es una teoría de norma renormalizable y el acoplamiento $Hggg$ necesariamente es de dimensión mayor que cuatro, el decaimiento $H \rightarrow ggg$ no puede ocurrir a nivel de acción clásica, sino que primero surge como fluctuación cuántica a orden de un lazo mediado por quarks.

Desde los primeros estudios de $H \rightarrow ggg$, las investigaciones han estado encaminadas en formular un acoplamiento $gggH$ en forma efectiva [8, 9, 10] y no mediante un cálculo explícito en el contexto del ME. En la época en que estas investigaciones se llevaron a cabo se asumió $m_H \ll m_t$, puesto que el quark top y el higgs no habían sido descubiertos experimentalmente, tal aproximación era motivada porque se sabe que el decaimiento a dos cuerpos $H \rightarrow gg$ es dominado por el quark top, y es un efecto no desacoplante que tiende a un valor finito distinto de cero en el límite de una masa muy grande.

En la literatura se reportan varios estudios del decaimiento $H \rightarrow ggg$ mediante el uso de lagrangianos efectivos [11, 12, 13, 14, 15]. Los resultados que se consideran vigentes son los reportados en [16, 17, 18], donde se estudia el proceso $H \rightarrow ggg$ en el contexto del ME de manera efectiva. Sin embargo, las conclusiones que presentan se apoyan en la aproximación $m_H \ll m_t$.

En este trabajo, se presenta un estudio del cálculo analítico completo que conduce a la anchura del decaimiento $H \rightarrow ggg$. Se presentan expresiones cerradas para las amplitudes en término de funciones escalares de Passarino-Veltman, las cuales se encuentra que son libres de divergencias ultravioletas, y satisfacen todas las simetrías que gobiernan el proceso, como son invariancia con respecto al grupo de color $SU_C(3)$ e invariancia con respecto al intercambio de partículas idénticas o simetría de Bose. Los resultados obtenidos se comparan con el decaimiento a dos cuerpos $H \rightarrow gg$. La motivación para llevar a cabo esta comparación proviene de estudios para procesos similares reportados en la literatura en los que el decaimiento a tres cuerpos resulta ser tan, o incluso más, importante que el decaimiento a dos cuerpos. Un ejemplo de esto es dado en [19] donde se encontró que $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow c\bar{c}c$ son de la misma magnitud. Otro caso sorprendente corresponde a $t \rightarrow cg$ y $t \rightarrow cgg$ donde el proceso a tres cuerpos resulta más significativo [20]. Algo similar se encuentra al hacer la comparación entre $H \rightarrow ggg$ y $H \rightarrow gg$, el decaimiento a tres cuerpos es mayor al de dos cuerpos. Este resultado ha sido pasado por alto en la literatura donde $H \rightarrow ggg$ se toma como corrección radiativa a orden más alto de $H \rightarrow gg$ [21, 22, 23].

La tesis está dividida en cinco capítulos. En el primer capítulo se describen las características principales del ME. En el capítulo dos se resuelven de manera analítica los diagramas de caja y triángulo que comprenden $H \rightarrow ggg$ y se obtiene la amplitud del decaimiento de forma compacta. Dentro del capítulo tres se estudian las divergencias colineales contenidas en la amplitud total y se calcula la anchura total del decaimiento con la implementación de un parámetro de corte en los límites de integración para disminuir el impacto de dichas divergencias. Los resultados obtenidos mediante integración numérica se presentan en el capítulo cuatro y las conclusiones en el capítulo cinco.

Capítulo 1

El Modelo Estándar

En este capítulo se describe el Modelo Estándar (ME) y los sectores que lo conforman. Se trata de una teoría matemática que describe los constituyentes fundamentales de la materia y las interacciones entre los mismos. Es considerada cuántico-relativista y renormalizable basada en el grupo de norma $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. El grupo $SU_C(3)$ explica las interacciones fuertes, se le asocian ocho campos de norma A_μ^a , los campos gluónicos. $SU_L(2) \times U_Y(1)$ estudia las interacciones débiles, $SU_L(2)$ está vinculado con tres campos de norma débiles W_μ^i , el campo de hipercarga B_Y se relaciona con $U_Y(1)$.

La naturaleza distingue cuatro tipos de fuerzas de interacción, el ME sin embargo, sólo considera tres y excluye la interacción gravitacional. Establece que la materia está compuesta de partículas fermiónicas, constituyentes básicos de la materia tanto estable como inestable representados por el campo de Dirac. Los fermiones interactúan a través de campos de los cuales son fuente. Los bosones son partículas asociadas a los campos de interacción.

Dependiendo del tipo de interacción a la que son sensibles, se clasifica a los fermiones en dos categorías, leptones y quarks [24]. Se caracterizan por números cuánticos, para cada uno existe el respectivo antileptón o antiquark con número cuántico opuesto y misma masa.

- Leptones, partículas indivisibles desprovistas de estructura e inmunes ante la interacción fuerte. Cada familia contiene un leptón neutro y uno cargado, con número cuántico el número leptónico, por ser fermiones tienen espín 1/2 y obedecen la estadística de Fermi-Dirac [25]. Los leptones interactúan débilmente, los cargados también lo hacen de forma electromagnética. Existen seis tipos distintos de leptones que se distinguen entre sí por su masa, carga eléctrica y modos de interacción, se agrupan en tres familias o generaciones

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

e^- representa al electrón, μ^- al muon y τ^- el tau, los tres poseen carga eléctrica negativa. Mientras que ν_e , ν_μ y ν_τ son sus respectivos neutrinos asociados eléctricamente neutros.

Una partícula y su antipartícula asociada tienen misma masa, espín y tiempo de vida; en contraste, las cargas eléctricas son opuestas. Así, el positrón e^+ , el antimuon μ^+ y el antitau τ^+ tienen carga eléctrica positiva, mientras que los tres antineutrinos ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$) son eléctricamente neutros.

- Quarks, partículas que interactúan a través de interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes. No han sido observados como partículas libres y se agrupan en tres familias:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Los quarks tipo up (u, c, t) poseen carga de $2/3$ en unidades de la carga del protón, los tipo down (d, s, b) tienen carga $-1/3$. No pueden existir en aislamiento debido al confinamiento de quarks, de tal forma que la carga agregada, suma de todas las cargas que lo constituyen, es un múltiplo entero de la unidad de carga e [25]. Poseen un estado de color (rojo, verde o azul). A los estados ligados de quarks se les denomina hadrones. Los hadrones son compuestos ya sea por la combinación de un quark de un color dado y un antiquark del color opuesto o combinando tres quarks de distinto color. Se clasifican a su vez en mesones y bariones dependiendo si se forman por pares quark-antiquark ($q_i\bar{q}_j$) o por tres quarks ($q_iq_jq_k$).

Los bosones de norma, mediadores de las interacciones fundamentales descritas por el ME, surgen de la cuantización de los campos de norma asociados con los tres grupos de norma involucrados, tienen espín 1. Se clasifican de acuerdo al tipo de interacción a la que están asociados.

La interacción electromagnética tiene la estructura más simple, está mediada por el fotón, partícula que resulta al cuantizar el campo electromagnético y no tiene carga eléctrica, esta fuerza es de largo alcance por carecer de masa [26].

La interacción débil a nivel de constituyentes de la materia tiene lugar entre dos quarks, dos leptones o entre un leptón y un quark. Es menos intensa que la interacción electromagnética y que la interacción fuerte, además, es responsable de todos los procesos en los que se involucran neutrinos [27]. Esta interacción es mediada por bosones de norma cargados W^\pm y neutro Z^0 , las partículas mediadoras poseen la peculiaridad de ser muy pesadas por lo que que la interacción es de corto alcance y comienza a sentirse a partir de la escala nuclear. Los procesos con un intercambio de W^+ o W^- son interacciones de corrientes cargadas e involucran la transformación de un leptón en otro leptón de la misma familia y la transformación de un quark en otro de diferente sabor. El proceso con un intercambio de Z^0 es una interacción de corriente neutra. Los bosones mediadores surgen de la cuantización de los campos débiles. Las masas se generan mediante un rompimiento espontáneo de simetría electrodébil.

La interacción fuerte a nivel fundamental tiene lugar entre quarks y gluones, controla la colisión entre dos quarks, la interacción entre tres quarks para formar un barión o la interacción entre un quark y un antiquark para formar un mesón. Se encuentra mediada por ocho gluones, cada uno de los cuales contiene una carga de color y una de anticolor más dos combinaciones lineales [27], resultan de cuantizar los campos de norma asociados con el grupo de color. Los gluones interactúan entre sí debido al carácter no Abelianiano del grupo de norma. Aún cuando los gluones no poseen masa, la interacción fuerte es de corto alcance debido al confinamiento, implicando que no tenga efecto a escalas mayores que las nucleares.

1.1. Modelo Estándar Electrodébil

La teoría que unifica de manera consistente la interacción débil y la interacción electromagnética es la que se conoce como Modelo Estándar Electrodébil (MEE), propuesta en un inicio para leptones y posteriormente extendida para quarks por S. L. Glashow, S. Weinberg y A. Salam . Es una teoría de norma no-Abeliana donde la invariancia de fase está oculta o espontáneamente rota con grupo de simetría $SU_L(2) \times U_Y(1)$ conocido como grupo electrodébil. A $SU_L(2)$ le corresponde el isospín, a $U_Y(1)$ le corresponde la hipercarga. Todos los miembros del mismo multiplete de isospín tienen la misma hipercarga [26].

Los espinores de Dirac que describen a quarks y leptones se pueden descomponer en la suma de una componente izquierda y otra derecha. Para reproducir las observaciones experimentales, los estados izquierdos son acomodados en dobletes de $SU_L(2)$, los estados derechos son introducidos como singuletes de este grupo. Así, los dobletes izquierdos de $SU_L(2)$ agrupan leptones y quarks

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad L_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L, \quad (1.3)$$

$$l_{Ri}, \quad u_{Ri}, \quad d_{Ri}, \quad (1.4)$$

el subíndice L denota helicidad izquierda, R indica helicidad derecha, u_i y d_i son los quarks tipo up y down respectivamente, l_i los leptones cargados y ν_i sus neutrinos asociados. En estas expresiones, i es el

índice de sabor. Se caracterizan por el campo de Dirac

$$\Psi(x) = \Psi_L(x) + \Psi_R(x), \quad (1.5)$$

los estados de helicidad izquierda y derecha son

$$\Psi_{L,R}(x) = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)\Psi \equiv P_{L,R}\Psi, \quad (1.6)$$

donde $\gamma^5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$, γ_k son las matrices de Dirac. En la teoría no se introducen los estados derechos de los neutrinos, como consecuencia, la masa en reposo de estas partículas es cero. En lo que sigue no se consideran los estados de helicidad derechos de estas partículas. La transformación para los estados izquierdos de leptones es

$$L'_i = \exp\left(-i\frac{\tau^i}{2}\alpha^i(x) - i\frac{Y}{2}\beta(x)\right)L_i, \quad (1.7)$$

donde $\alpha^i(x)$ y $\tau^i/2$ son el parámetro y generador del grupo $SU(2)$. Para los singuletes con helicidad derecha la transformación se da bajo el grupo de hipercarga

$$l'_{R_i} = \exp\left(-i\frac{Y}{2}\beta(x)\right)l'_{R_i}. \quad (1.8)$$

$\beta(x)$ es el parámetro y $Y/2$ el generador del grupo $U(1)$.

Dado que el grupo electrodébil es un grupo de transformaciones de simetrías locales, la invariancia de la teoría bajo el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ se logra reemplazando a la derivada ordinaria por la derivada covariante, en la representación fundamental

$$D_\mu = \partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu - ig \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i, \quad (1.9)$$

B_μ es el campo de norma, g' la constante de acoplamiento y $Y/2$ el generador del grupo $U_Y(1)$ para singuletes derechos; de manera similar, W_μ^i , g y $\tau^i/2$ son el campo de norma, constante de acoplamiento y generador asociados del grupo $SU_L(2)$ en la representación de dobletes izquierdos.

De forma general, el ME da una descripción unificada de todos los procesos elementales conocidos de la naturaleza. El sector electrodébil en particular contiene

- Procesos de interacción débil de corrientes cargadas.
- Procesos de interacción débil de corrientes neutras.
- La interacción directa entre mediadores.
- La generación de masa mediante el mecanismo de Higgs.

En las secciones siguientes se abordan el rompimiento espontáneo de simetría y los sectores del MEE.

1.2. Rompimiento espontáneo de simetría

Cuando una ecuación de movimiento satisface cierta simetría, su solución generalmente posee la misma propiedad, sin embargo, la solución no es necesariamente estable. Si el estado base (o estado de vacío en teoría de campos) no respeta la simetría que tiene la ecuación de movimiento, se tiene un rompimiento espontáneo de simetría [28].

El rompimiento espontáneo de simetría mantiene el lagrangiano invariante bajo el grupo de transformaciones de norma $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Este mecanismo requiere la introducción de un nuevo bosón escalar, el llamado bosón de Higgs y el correspondiente campo de Higgs. La masa de los bosones mediadores de la interacción débil y de los fermiones se genera a través de su interacción con el campo escalar de Higgs. La invariancia original del lagrangiano se refleja cuando en lugar de un único estado vacío hay toda una

familia de estados vacíos relacionados entre ellos mediante rotaciones. Sin embargo, el sistema elige uno de estos estados como su estado de vacío, se dice entonces que la simetría es rota espontáneamente.

El teorema de Goldstone establece que si una simetría global se rompe de forma espontánea, aparecen partículas escalares sin masa. Así, existe una partícula escalar, denominada bosón de Goldstone, por cada generador de la simetría que se rompe, este mecanismo es el rompimiento espontáneo de una simetría global que involucra un multiplete de escalares dado en alguna representación del grupo. Cuando una simetría local es espontáneamente rota, el campo de norma se convierte en masivo y los pseudo bosones de Goldstone se convierten en el tercer grado de libertad de espín 1. Este mecanismo otorga masa a los bosones de norma W^\pm y Z^0 de la teoría electrodébil. Peter W. Higgs propuso un mecanismo, el mecanismo de Higgs, que permite a los mediadores de la interacción débil convertirse en masivos mientras que el mediador de la interacción electromagnética, el fotón, permanece sin masa. El mecanismo de Higgs dota de masa a los bosones débiles, esto mediante el rompimiento del grupo débil al grupo electromagnético, $SU_L(2) \times U_Y(1) \rightarrow U_e(1)$, este rompimiento se implementa mediante un doblete de escalares o doblete de Higgs del grupo electrodébil.

1.3. Sectores del Modelo Estándar Electrodébil

La densidad lagrangiana del MEE se puede dividir en dos partes, una que contiene solamente los campos bosónicos y otra con fermiones y bosones. La parte bosónica se divide en sector de Yang-Mills (\mathcal{L}_{YM}) y de Higgs (\mathcal{L}_H), el otro sector se divide en el sector de Yukawa (\mathcal{L}_Y) y de corrientes (\mathcal{L}_C). La densidad lagrangiana se expresa como

$$\mathcal{L}_{MEE} = \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_C + \mathcal{L}_{YM}, \quad (1.10)$$

la densidad lagrangiana del modelo (a la que en lo sucesivo se hará referencia sólo como lagrangiano) es un invariante de Lorentz, sujeto a satisfacer el criterio de renormalizabilidad según el conteo de potencias o criterio de Dyson, según este criterio una teoría es renormalizable si el lagrangiano contiene todos los invariantes de norma y de Lorentz de hasta dimensión cuatro. A continuación se presentan los sectores que conforman el MEE.

1.3.1. Sector de Higgs

Este sector permite dotar de masa a los bosones de norma débiles y al bosón de Higgs. Genera la dinámica entre estas partículas. La lagrangiana invariante de norma está dada por

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad (1.11)$$

donde D_μ es la derivada covariante en la representación de dobletes tomando la hipercarga $Y = +1$

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g'}{2}B_\mu - ig\frac{\tau^i}{2}W_\mu^i, \quad (1.12)$$

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

la estructura renormalizable del potencial de Higgs es

$$V(\Phi^\dagger, \Phi) = \mu^2(\Phi^\dagger, \Phi) + \lambda(\Phi^\dagger, \Phi)^2, \quad (1.14)$$

μ es un parámetro con unidades de masa que establece una condición esencial para realizar el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, λ es un número real positivo adimensional. Si $\mu^2 > 0$ en el vacío,

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.3. SECTORES DEL MODELO ESTÁNDAR ELECTRODÉBIL

el estado de mínima energía del sistema Φ_0 es único o no degenerado. Sin embargo, si $\mu^2 < 0$ el vacío es degenerado. Al tomar $\mu^2 < 0$ el grupo electrodébil es roto al grupo electromagnético, se elige el vacío

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

la dirección que especifica Φ_0 no es invariante bajo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ pero si bajo el grupo $U_e(1)$. Se debe considerar a la teoría como excitaciones en el entorno del estado de mínima energía mediante la traslación

$$\Phi \rightarrow \Phi_0 + \Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_W^+ \\ \frac{(H+iG_Z)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_W^+ \\ \frac{(v+H+iG_Z)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.16)$$

G_W^+ y G_Z son los pseudo bosones de Goldstone asociados con los bosones de norma débiles W^\pm y Z , H es el bosón de Higgs. En la norma unitaria los pseudo bosones de Goldstone son ambos iguales a cero, de ahí que

$$\Phi \rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

el potencial de Higgs toma la forma

$$\begin{aligned} -V(\Phi^\dagger \Phi) &= -\frac{\mu^2}{2}(\Phi_0 + \Phi)^\dagger(\Phi_0 + \Phi) - \lambda[(\Phi_0 + \Phi)^\dagger(\Phi_0 + \Phi)]^2 \\ &= \frac{\lambda v^4}{4} - \frac{1}{2}m_H^2 H^2 - 2\lambda v H^3 - 2\lambda v H(G_Z^2 + G_W^+ G_W^-) - \lambda H^4 \\ &\quad - 2\lambda G_Z^2 H^2 - \lambda G_Z^4 - 2\lambda(H^2 + G_Z^2)G_W^+ G_W^- - \lambda(G_W^+ G_W^-)^2. \end{aligned} \quad (1.18)$$

El lagrangiano completo para el sector de Higgs es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - \frac{1}{2}m_H^2 H^2 - \frac{g}{2} \frac{m_H^2}{m_W} H^3 - \frac{g}{8} \frac{m_H^2}{m_W} H^4 \\ &\quad + m_W^2 W_\mu^+ W^{+\mu} + \frac{1}{2}m_Z^2 Z_\mu Z^\mu + g m_W H W_\mu^- W^{+\mu} \\ &\quad + \frac{g}{2} \frac{m_Z}{c_W} H Z_\mu Z^\mu + \frac{g^2}{4} H^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{g^2}{8c_W^2} H^2 Z_\mu Z^\mu. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Los campos de los bosones físicamente cargados son [26]

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1 \pm iW_2), \quad (1.20)$$

W_1 y W_2 son los campos de norma. Para cada doblete fermiónico hay un cuadrivector en el espacio tiempo llamado corriente débil $j_\mu \equiv (j_{1\mu}, j_{2\mu}, j_{3\mu})$. El campo W^μ se acopla a j_μ como $gW^\mu j_\mu$ siendo g una constante adimensional de acoplamiento.

Por otro lado, Z y A son los campos físicos encargados de mediar las interacciones electromagnéticas y de corriente neutra. Son dos superposiciones lineales mutuamente ortogonales de W_3 y B . La transformación para obtenerlos se expresa en término de las dos constantes de acoplamiento g y g' , o equivalentemente, como una rotación del ángulo débil θ_W

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \begin{pmatrix} g & -g' \\ g' & g \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_W & -s_W \\ s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

El ángulo débil es dado por

$$\theta_W \equiv \tan^{-1} \frac{g'}{g}. \quad (1.22)$$

1.3.2. Sector de Yukawa

Este sector tiene una estructura de Lorentz de tipo escalar y pseudoescalar, determina la masa de los fermiones y sus interacciones con el bosón de Higgs. Contiene invariantes que se construyen como productos de campos eigenestados de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs. Los neutrinos no tienen ninguna manifestación física en este sector. La parte del sector que contiene quarks es invariante de sabor, las corrientes cargadas dan lugar a acoplamientos entre miembros de diferentes familias. Para los leptones, debido a la ausencia de neutrinos derechos el sector es invariante de sabor.

El lagrangiano de este sector se compone de dos partes, una correspondiente a quarks \mathcal{L}_Y^q y otra de leptones \mathcal{L}_Y^l . La parte de quarks se expresa como

$$\mathcal{L}_Y^q = -Y_{ij}^u \bar{Q}_{iL} \tilde{\Phi} u_{jR} - Y_{ij}^d \bar{Q}_i \Phi d_{jR} + h.c., \quad (1.23)$$

donde Y_{ij}^u y Y_{ij}^d son las constantes de Yukawa (adimensionales y arbitrarias), i, j denotan suma sobre los índices de sabor. El lagrangiano no conserva sabor ya que las matrices $Y^{u,d}$ no son diagonales ni están sujetas a ninguna restricción. Además,

$$\tilde{\Phi} = -i\tau^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \quad (1.24)$$

es el objeto con hipercarga +1 que de manera covariante se transforma bajo el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ usado para construir invariantes para los quarks derechos tipo up. Los vectores en el espacio de sabor son

$$U = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}, \quad D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad E = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}, \quad \nu = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}. \quad (1.25)$$

Después del rompimiento espontáneo de simetría se definen las matrices de masa que son generadas por interacciones ferminónicas bilineales

$$M_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u, \quad M_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d. \quad (1.26)$$

Los eigenestados de masa se expresan a través de transformaciones

$$U_{L,R} = V_{L,R}^u U'_{L,R}, \quad D_{L,R} = V_{L,R}^d D'_{L,R}, \quad (1.27)$$

$V_{L,R}$ son matrices unitarias. Tomando los eigenestados de masa, el sector de quarks preserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs sólo se acopla a pares del mismo tipo de quarks. En la norma unitaria el lagrangiano de Yukawa para el sector de quarks es

$$\mathcal{L}_Y^q = -(1 + \frac{H}{v})(\bar{U}_L \bar{M}^u U_R + \bar{D}_L \bar{M}^d D_R) + h.c., \quad (1.28)$$

$\bar{M}^{u,d}$ son matrices de masa

$$\bar{M}^u = V_L^u M^u V_R^{u\dagger} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad \bar{M}^d = V_L^d M^d V_R^{d\dagger} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \quad (1.29)$$

El lagrangiano para el sector de leptones

$$\mathcal{L}_Y^l = -Y_{ij}^l \bar{L}_i \Phi l_{jR} + h.c., \quad (1.30)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.3. SECTORES DEL MODELO ESTÁNDAR ELECTRODÉBIL

en la norma unitaria

$$\mathcal{L}_Y^l = -(1 + \frac{H}{v})\bar{E}_L M^l E_R + h.c., \quad (1.31)$$

la masa de los leptones se define diagonalizando la parte cuadrática del lagrangiano. Las transformaciones para los eigenestados de masa

$$E_{L,R} = V_{L,R}^l E'_{L,R}, \quad (1.32)$$

$$\nu_L = V_L^l \nu'_L, \quad (1.33)$$

$V_{L,R}^l$ son matrices de rotación unitarias. En término de los eigenestados de masa el lagrangiano para este sector es

$$\mathcal{L}_Y^l = -(1 + \frac{H}{v})\bar{E}\bar{M}^l E, \quad (1.34)$$

la matriz diagonal \bar{M}^l representa la masa de leptones cargados

$$\bar{M}^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}. \quad (1.35)$$

Considerando las tres familias de leptones y quarks, el lagrangiano completo del sector de Yukawa es

$$\mathcal{L}_Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}_L^i \phi^c u_R^j - Y_{ij}^d \bar{Q}_L^i \phi d_R^j - Y_{ij}^{\bar{u}} \bar{l}_L^i \phi^c l_R^j - Y_{ij}^{\bar{d}} \bar{l}_L^i \phi l_R^j + h.c. \quad (1.36)$$

De este sector surgen las interacciones del bosón de Higgs con los pares fermiónicos

$$\mathcal{L}_{H\bar{f}f} = -\frac{gm_f}{2m_W} H \bar{f} f. \quad (1.37)$$

1.3.3. Sector de corrientes

Este sector se construye al aplicar la derivada covariante a los fermiones quirales, dando lugar a la presencia de acoplamientos de los fermiones con los campos de norma. Determina los términos cinéticos de leptones y quarks, así como sus interacciones con los bosones de norma. El lagrangiano invariante de norma se descompone en dos partes

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C, \quad (1.38)$$

\mathcal{L}_q^C representa al sector de quarks y \mathcal{L}_l^C al sector de leptones. El lagrangiano de quarks está dado por

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}_i \gamma^\mu D_\mu + i\bar{u}_{Ri} \gamma^\mu D_\mu u_{Ri} + i\bar{d}_{Ri} \gamma^\mu D_\mu d_{Ri}, \quad (1.39)$$

i denota la suma sobre el índice de sabor. Para el sector de leptones,

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{L}_i \gamma^\mu D_\mu L_i + i\bar{l}_{Ri} \gamma^\mu D_\mu l_{Ri}. \quad (1.40)$$

Al pasar a los campos eigenestados de masa usando las rotaciones dadas en el sector de Yukawa, se tiene para el sector de quarks

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{U} \gamma^\mu \partial_\mu U + i\bar{D} \gamma^\mu \partial_\mu D + \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g}{2c_W} Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (1.41)$$

las corrientes cargadas son

$$J_\mu^- = \bar{U}_L \gamma_\mu K D_L, \quad (1.42)$$

$$J_\mu^+ = (J_\mu^-)^\dagger, \quad (1.43)$$

K es la matriz de mezcla de Kobayashi-Maskawa, D y U son vectores en el espacio de sabor con componentes (d, s, b) y (u, c, t) . Las corrientes neutras son

$$J_Z^\mu = \bar{U} \gamma^\mu (g_V^u + g_A^u \gamma^5) U + \bar{D} \gamma^\mu (g_V^d + g_A^d \gamma^5) D, \quad (1.44)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.3. SECTORES DEL MODELO ESTÁNDAR ELECTRODÉBIL

$$J_A^\mu = \bar{U}\gamma^\mu U + \bar{D}\gamma^\mu D, \quad (1.45)$$

$g_V^{q_i}, g_A^{q_i}$ con $q_i = u, d$ son las constantes de acoplamiento que dependen de la carga del quark. Para el sector de corrientes leptónico se tiene

$$\mathcal{L}_C^l = i\bar{E}\gamma^\mu\partial_\mu E + i\bar{\nu}\gamma^\mu\partial_\mu\nu + \frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (1.46)$$

las corrientes cargadas están dadas por

$$J_\mu^- = \bar{\nu}\gamma_\mu E. \quad (1.47)$$

Las corrientes neutras tienen la forma

$$J_Z^\mu = \bar{\nu}(g_V^\nu + g_A^\nu\gamma^5)\nu + \bar{E}\gamma^\mu(g_V^E + g_A^E)E, \quad (1.48)$$

$$J_A^\mu = \bar{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L + \bar{E}\gamma^\mu E, \quad (1.49)$$

donde E y ν son vectores en el espacio de sabor leptónico con componentes (e, μ, τ) y $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$. Tal como sucede para el sector de corrientes de quarks, $g_V^{L_i}$ y $g_A^{L_i}$ son constantes de acoplamiento que dependen de las representaciones de leptones bajo el grupo electrodébil. En este sector, las corrientes neutras y cargadas conservan sabor a todo orden de la serie perturbativa.

1.3.4. Sector de Yang-Mills

Este sector también es conocido como la parte de norma del lagrangiano clásico, los campos de norma se transforman bajo la representación adjunta de $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Este sector está completamente definido por la estructura no Abelian del grupo electrodébil, los invariantes son construidos con las estructuras covariantes dadas por el tensor de campo $W_{\mu\nu} = T^i W_{\mu\nu}^i$ asociado con el grupo no Abeliano $SU_L(2)$ y el tensor $B_{\mu\nu}$ del grupo $U_Y(1)$. Sea $U \in SU_L(2)$, las transformaciones son

$$W'_{\mu\nu} = UW_{\mu\nu}U^\dagger, \quad (1.50)$$

$$B'_{\mu\nu} = B_{\mu\nu}, \quad (1.51)$$

de forma explícita

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.52)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.53)$$

con estos objetos se puede construir el lagrangiano renormalizable

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{2}\text{Tr}[W_{\mu\nu}W^{\mu\nu}] - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (1.54)$$

usando la normalización para los generadores del grupo $SU_L(2)$

$$\text{Tr}[T^i T^j] = \frac{\delta^{ij}}{2},$$

el lagrangiano adquiere la forma

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (1.55)$$

la conexión entre los campos de norma y los eigenestados de masa se establece con base en las siguientes relaciones

$$\hat{W}_{\mu\nu}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_{\mu\nu}^1 \mp W_{\mu\nu}^2), \quad (1.56)$$

$$Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \quad (1.57)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.58)$$

El lagrangiano en término de los eigenestados de masa es

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{YM} = & -\frac{1}{2}\hat{W}_{\mu\nu}^-\hat{W}_{\mu\nu}^+ - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ & -\frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - ig(s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu})W^{-\mu}W^{+\nu} \\ & +g^2(W_\mu^-W_\nu^+ - W_\mu^+W_\nu^-)(W^{-\mu}W^{+\nu} - W^{+\mu}W^{-\nu}), \end{aligned} \quad (1.59)$$

con

$$\hat{W}_{\mu\nu}^+ = \hat{D}_\mu W_\nu^+ - \hat{D}_\nu W_\mu^+, \quad (1.60)$$

$$\hat{D}_\mu = \partial_\mu - gW_\mu^3, \quad (1.61)$$

$$Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \quad (1.62)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu F_\nu - \partial_\nu F_\mu. \quad (1.63)$$

Este sector contiene las partes cinéticas de los cuatro bosones de norma y da lugar a autointeracciones.

1.4. Cromodinámica cuántica

La cromodinámica cuántica (QCD por sus siglas en inglés) es la teoría que estudia las interacciones fuertes, basandose en el grupo de norma de color $SU_C(3)$. Al ser el mediador de las interacciones de color entre quarks, el gluon es el campo de norma no Abelianiano de QCD. Los gluones contienen carga de color y pueden interactuar entre sí incluso en ausencia de quarks, esta propiedad para los quarks hace posible la existencia de la libertad asintótica [29].

Dentro del ME se tienen seis sabores de quarks (u, d, s, c, b, t), con carga de color encargada de generar el campo de fuerza. Sobre partículas como gluones y quarks que contienen carga de color, actúa el campo de color. La carga de color estática genera un potencial similar al de Coulomb y la corriente de color genera el campo magnético de color que actúa sobre el momento angular de las partículas con color. Hay tres clases de carga de color (y sus cargas de anticolor) rojo, verde y azul [28].

La invarianza que existe en la norma de color es exacta e irrompible ante cualquier mecanismo, los gluones por tanto, no adquieren masa. La constante de acoplamiento fuerte asociada al grupo se denota por g_s , la constante de estructura fina por $\alpha_S = g_s^2/4\pi$. Los quarks y gluones no han sido observados de manera aislada, presumiblemente están confinados y no pueden emerger como partículas libres debido al acoplamiento fuerte y el acoplamiento de los gluones, esto sólo permite singletes de color. Los ocho campos de norma hermiticos están dados por $G^i = G^{i\dagger}$, $i = 1, \dots, 8$.

QCD cuenta con tres cargas de color, dentro de su marco matemático las ecuaciones de movimiento son no lineales. Difiere de otros sectores por el fenómeno de confinamiento, se prohíbe a los quarks y gluones estar aislados. La libertad asintótica y el confinamiento son dos caras de la misma moneda [28], afirman que la fuerza de la constante de acoplamiento fuerte se vuelve débil a distancias pequeñas. La libertad asintótica permite el uso de teorías perturbativas para el cálculo de reacciones en escala de energía grande para QCD.

El lagrangiano de QCD usualmente se expresa como [30]

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{2}Tr[G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}] + \sum_k^{n_f} \bar{q}_k(i\gamma^\mu D_\mu - m_k)q_k \quad (1.64)$$

donde

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu, A_\nu], \quad (1.65)$$

$$D_\mu q_k = (\partial_\mu - igA_\mu)q_k, \quad (1.66)$$

$$A_\mu = \sum_{a=1}^8 A_\mu^a \frac{\lambda^a}{2}, \quad (1.67)$$

CAPÍTULO 1. EL MODELO ESTÁNDAR
1.4. CROMODINÁMICA CUÁNTICA

λ^a son las matrices de Gell-Mann, satisfacen las relaciones de conmutación de $SU_C(3)$

$$\left[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right] = if^{abc} \frac{\lambda^c}{2}, \quad (1.68)$$

y la condición de renormalización

$$Tr(\lambda^a \lambda^b) = 2\delta^{ab}. \quad (1.69)$$

Los campos de interacción fuerte A_μ^a son los gluones y q_k son los campos de quarks, el subíndice k es el índice de sabor, puede tomar los valores $k = 1, 2, \dots, n_f$, con n_f el número de quarks de sabor.

El lagrangiano de QCD (1.64) posee las simetrías de interacción fuerte, conserva conjugación de carga y paridad. Esta expresión tiene todas las simetrías de sabor de un modelo de quark libre, particularmente la simetría quiral $SU_C(3) \times SU_C(3)$, rota explícitamente por el término de masa de quark.

Capítulo 2

El decaimiento $H \rightarrow ggg$

En este capítulo se presentan expresiones analíticas exactas para el decaimiento del bosón de Higgs a tres gluones, $H \rightarrow ggg$, en el contexto del Modelo Estándar. Esta transición ocurre a través de diagramas de un lazo en los cuales circulan todos los quarks del modelo.

2.1. Características generales del acoplamiento $Hggg$

La amplitud del proceso debe satisfacer tres requerimientos fundamentales:

- *La amplitud debe ser libre de divergencias ultravioletas.* Esto debido a que la interacción $Hggg$ surge hasta orden de un lazo y la teoría es renormalizable.
- *La amplitud debe reflejar la simetría $SU_C(3)$.* Lo que significa que la amplitud tensorial debe satisfacer identidades de Ward derivadas del hecho de que cada gluón que aparece en la interacción efectiva $Hggg$ debe estar descrito por la curvatura asociada al grupo $SU_C(3)$, $G_{\lambda\rho}^a = \partial_\lambda G_\rho^a - \partial_\rho G_\lambda^a + g_s f_{abc} G_\lambda^b G_\rho^c$, ya que este es el objeto que se transforma covariantemente bajo este grupo. De esta manera, si uno de los gluones del decaimiento está caracterizado por un momento p_1 e índices de Lorentz y de norma μ_1 y a , respectivamente, la transformada de fourier que surge de la parte con derivadas de esta curvatura es proporcional a $\Gamma_{\lambda\rho\mu_1}^{ab} = \delta_a^b (p_{1\lambda} g_{\rho\mu_1} - p_{1\rho} g_{\lambda\mu_1})$, la cual satisface la identidad de Ward $p_1^{\mu_1} \Gamma_{\lambda\rho\mu_1}^{ab} = 0$. Entonces, la amplitud tensorial del proceso debe satisfacer una identidad de Ward de este tipo para cada uno de los tres gluones.
- *La amplitud debe respetar la simetría de bose.* Esto significa que la amplitud debe ser simétrica bajo el intercambio de cualquier par de gluones.

Estos requerimientos serán nuestra guía principal en el desarrollo de los cálculos.

La notación y convenciones usadas en el proceso se esquematizan en la Fig. (2.1). Los cuadrimomentos, índices de Lorentz y de color para el decaimiento quedan establecidos como

$$g_{\mu_1}^a(p_1) g_{\mu_2}^b(p_2) g_{\mu_3}^c(p_3) H(p_4), \quad (2.1)$$

donde $p_{1,2,3,4}$ denotan los momentos, $\mu_{1,2,3}$ los índices de Lorentz y a, b, c los índices de la representación adjunta de $SU_C(3)$.

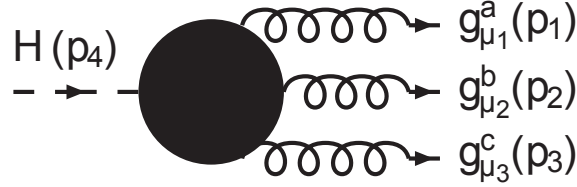


Figura 2.1: El acoplamiento del bosón de Higgs a tres gluones $H \rightarrow ggg$.

Por otra parte, la cinemática del proceso, lo cual comprende condiciones de conservación de masa y transversalidad, ya que las cuatro partículas que conforman los estados inicial y final son reales, es:

$$\begin{aligned}
 p_4 &= p_1 + p_2 + p_3, & (2.2) \\
 p_1^{\mu_1} &= p_2^{\mu_2} = p_3^{\mu_3} = 0, \\
 p_1 \cdot p_1 &= p_2 \cdot p_2 = p_3 \cdot p_3 = 0, \\
 p_4 \cdot p_4 &= m_H^2,
 \end{aligned}$$

con m_H la masa del bosón de Higgs.

El decaimiento ocurre a través de diagramas de triángulo y de caja. Los diagramas de caja se caracterizan por sólo involucrar el acoplamiento de gluones a pares de quarks, qqg , mientras que los diagramas de triángulo involucran, además, acoplamientos de tres gluones, los cuales constituyen la esencia de una teoría no Abelian, como lo es la interacción fuerte. De esta manera, la amplitud invariante total, denotada por $\mathcal{M}_{H \rightarrow ggg}$, corresponde a la suma de las amplitudes asociadas a los diagramas de caja \mathcal{M}_{Caja} y de las amplitudes asociadas a los diagramas de triángulo $\mathcal{M}_{Triangulo}$; es decir, para el proceso de decaimiento completo se cumple

$$\mathcal{M}_{H \rightarrow ggg} = \mathcal{M}_{Caja} + \mathcal{M}_{Triangulo}. \quad (2.3)$$

El total de los diagramas de caja que contribuyen en el proceso se presentan de manera explícita en las Fig. (2.2), los diagramas de triángulo se presentan en la Fig. (2.3). Todos los diagramas se construyen usando la simetría de Bose que satisfacen los gluones del estado final, esta simetría se manifiesta a través de las siguientes permutaciones

$$\mu_1, p_1, a \leftrightarrow \mu_2, p_2, b, \quad (2.4)$$

$$\mu_1, p_1, a \leftrightarrow \mu_3, p_3, c, \quad (2.5)$$

$$\mu_2, p_2, b \leftrightarrow \mu_3, p_3, c. \quad (2.6)$$

Las reglas de Feynman necesarias para el cálculo son presentadas en el Apéndice A.

CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow GGG$
2.1. CARACTERÍSTICAS GENERALES DEL ACOPLAMIENTO $HGGG$

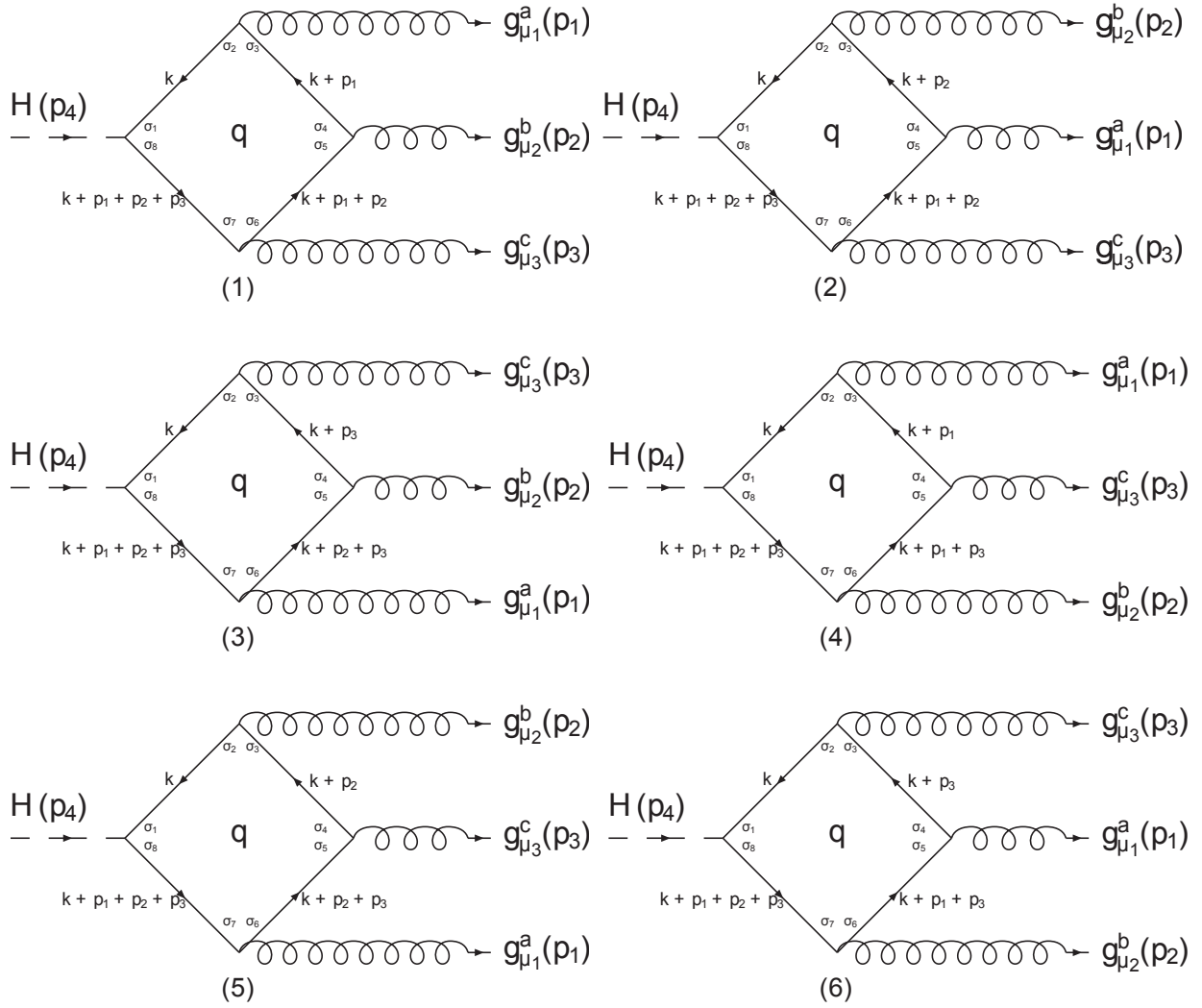


Figura 2.2: Diagramas de caja que contribuyen al decaimiento $H \rightarrow ggg$.

CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow GGG$
2.1. CARACTERÍSTICAS GENERALES DEL ACOPLAMIENTO $HGGG$

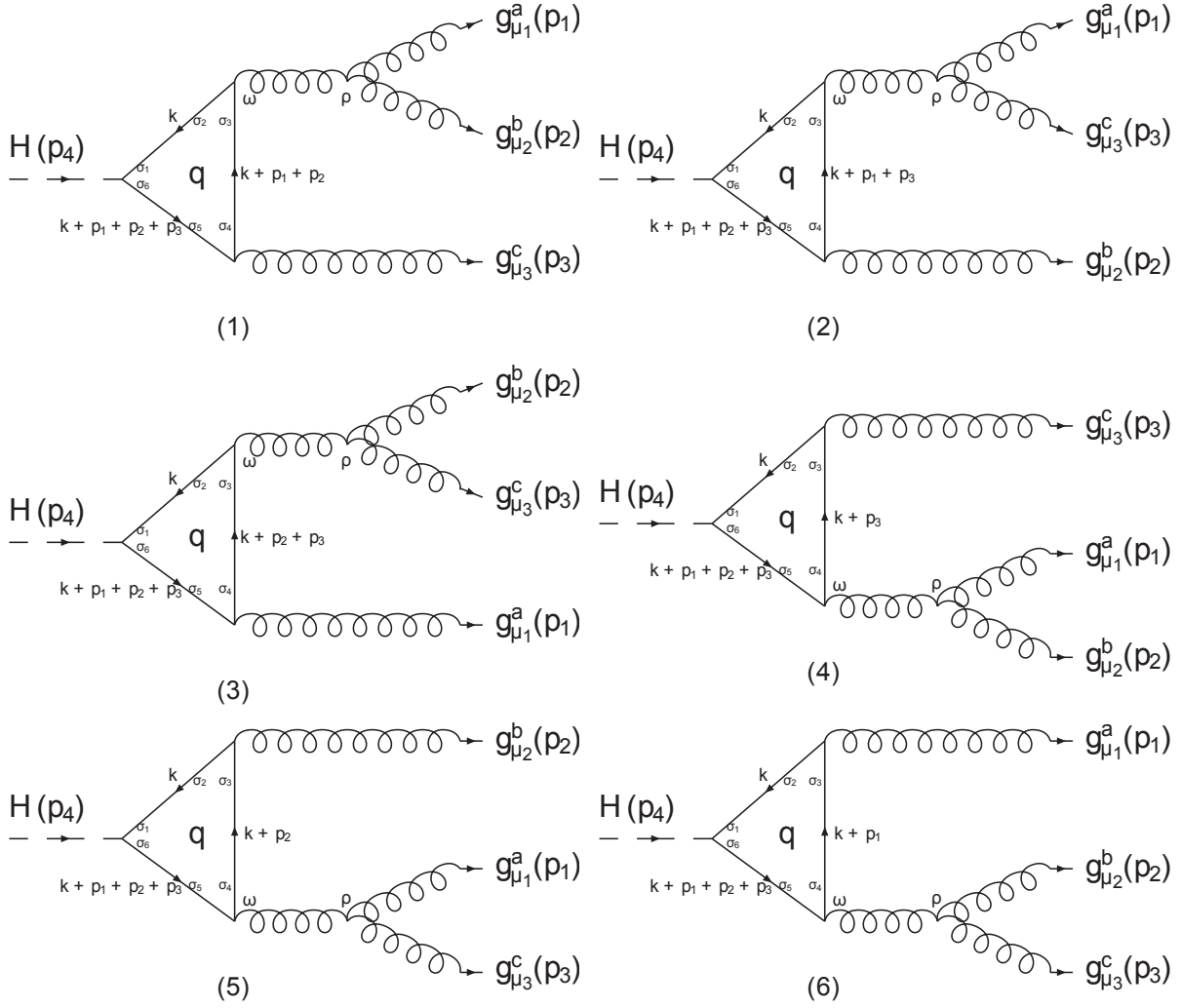


Figura 2.3: Diagramas de triángulo que contribuyen al decaimiento $H \rightarrow ggg$.

La amplitud total de $H \rightarrow ggg$ se establece de la siguiente forma

$$\mathcal{M}_{H \rightarrow ggg} = \mathcal{M}_{H \rightarrow ggg}^{\mu_1 \mu_2 \mu_3 abc} \epsilon_{\mu_1}^{a*}(p_1, \lambda_1) \epsilon_{\mu_2}^{b*}(p_2, \lambda_2) \epsilon_{\mu_3}^{c*}(p_3, \lambda_3), \quad (2.7)$$

con

$$\mathcal{M}_{H \rightarrow ggg}^{\mu_1 \mu_2 \mu_3 abc} = \mathcal{M}_{Caja}^{\mu_1 \mu_2 \mu_3 abc} + \mathcal{M}_{Triangulos}^{\mu_1 \mu_2 \mu_3 abc}. \quad (2.8)$$

2.2. Amplitud del decaimiento $H \rightarrow ggg$

Se considera primero la contribución de los diagramas de caja. La amplitud correspondiente puede ser escrita como

$$\mathcal{M}_{Caja\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3} = \sum_{i=1}^6 \mathcal{F}_{i\ abc} \mathcal{I}_{Caja\ i}^{\mu_1\mu_2\mu_3}, \quad (2.9)$$

donde

$$\mathcal{F}_{i\ abc} = -\frac{gg_s^3}{2m_W} \frac{d_{abc} + if_{abc}}{4}. \quad (2.10)$$

En esta expresión, g y g_s son las constantes de acoplamiento asociadas a los grupos $SU_L(2)$ y $SU_C(3)$ respectivamente, m_q es la masa del quark que circula en el lazo, d_{abc} y f_{abc} son las constantes de estructura simétrica y antisimétrica del grupo $SU_C(3)$. Por otra parte, los lazos de caja están dados por las siguientes integrales

$$\mathcal{I}_{Caja\ i}^{\mu_1\mu_2\mu_3} = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\mathcal{N}_{Caja\ i}^{\mu_1\mu_2\mu_3}}{\mathcal{D}_{Caja\ i}}, \quad (2.11)$$

los numeradores $\mathcal{N}_{Caja\ i}^{\mu_1\mu_2\mu_3}$ correspondientes a cada diagrama de caja están dados por

$$\mathcal{N}_{Caja\ 1}^{\mu_1\mu_2\mu_3} = \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^{\mu_1}(\not{k} + \not{p}_1 + m_q)\gamma^{\mu_2}(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_2 + m_q)\gamma^{\mu_3}(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_2 + \not{p}_3 + m_q)\}, \quad (2.12)$$

$$\mathcal{N}_{Caja\ 2}^{\mu_1\mu_2\mu_3} = \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^{\mu_2}(\not{k} + \not{p}_2 + m_q)\gamma^{\mu_1}(\not{k} + \not{p}_2 + \not{p}_1 + m_q)\gamma^{\mu_3}(\not{k} + \not{p}_2 + \not{p}_1 + \not{p}_3 + m_q)\}, \quad (2.13)$$

$$\mathcal{N}_{Caja\ 3}^{\mu_1\mu_2\mu_3} = \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^{\mu_3}(\not{k} + \not{p}_3 + m_q)\gamma^{\mu_2}(\not{k} + \not{p}_3 + \not{p}_2 + m_q)\gamma^{\mu_1}(\not{k} + \not{p}_3 + \not{p}_2 + \not{p}_1 + m_q)\}, \quad (2.14)$$

$$\mathcal{N}_{Caja\ 4}^{\mu_1\mu_2\mu_3} = \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^{\mu_1}(\not{k} + \not{p}_1 + m_q)\gamma^{\mu_3}(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_3 + m_q)\gamma^{\mu_2}(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_3 + \not{p}_2 + m_q)\}, \quad (2.15)$$

$$\mathcal{N}_{Caja\ 5}^{\mu_1\mu_2\mu_3} = \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^{\mu_2}(\not{k} + \not{p}_2 + m_q)\gamma^{\mu_3}(\not{k} + \not{p}_2 + \not{p}_3 + m_q)\gamma^{\mu_1}(\not{k} + \not{p}_2 + \not{p}_3 + \not{p}_1 + m_q)\}, \quad (2.16)$$

$$\mathcal{N}_{Caja\ 6}^{\mu_1\mu_2\mu_3} = \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^{\mu_3}(\not{k} + \not{p}_3 + m_q)\gamma^{\mu_1}(\not{k} + \not{p}_3 + \not{p}_1 + m_q)\gamma^{\mu_2}(\not{k} + \not{p}_3 + \not{p}_1 + \not{p}_2 + m_q)\}. \quad (2.17)$$

Mientras que los denominadores son dados por

$$\mathcal{D}_{Caja\ 1} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_1)^2 - m_q^2][(k + p_1 + p_2)^2 - m_q^2][(k + p_1 + p_2 + p_3)^2 - m_q^2], \quad (2.18)$$

$$\mathcal{D}_{Caja\ 2} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_2)^2 - m_q^2][(k + p_2 + p_1)^2 - m_q^2][(k + p_2 + p_1 + p_3)^2 - m_q^2], \quad (2.19)$$

$$\mathcal{D}_{Caja\ 3} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_3)^2 - m_q^2][(k + p_3 + p_2)^2 - m_q^2][(k + p_3 + p_2 + p_1)^2 - m_q^2], \quad (2.20)$$

$$\mathcal{D}_{Caja\ 4} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_1)^2 - m_q^2][(k + p_1 + p_3)^2 - m_q^2][(k + p_1 + p_3 + p_2)^2 - m_q^2], \quad (2.21)$$

$$\mathcal{D}_{Caja\ 5} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_2)^2 - m_q^2][(k + p_2 + p_3)^2 - m_q^2][(k + p_2 + p_3 + p_1)^2 - m_q^2], \quad (2.22)$$

$$\mathcal{D}_{Caja\ 6} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_3)^2 - m_q^2][(k + p_3 + p_1)^2 - m_q^2][(k + p_3 + p_1 + p_2)^2 - m_q^2]. \quad (2.23)$$

Es importante mencionar que al hacer la suma de la contribución de las seis cajas, el resultado queda sólo en término de la constante antisimétrica f_{abc} , lo cual se debe a que se anulan los términos correspondientes a la constante simétrica d_{abc} . Esta cancelación se da como sigue:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{Caja_1}(d_{abc}) + \mathcal{M}_{Caja_6}(d_{abc}) &= 0, \\ \mathcal{M}_{Caja_2}(d_{abc}) + \mathcal{M}_{Caja_5}(d_{abc}) &= 0, \\ \mathcal{M}_{Caja_3}(d_{abc}) + \mathcal{M}_{Caja_4}(d_{abc}) &= 0. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Por otro lado, para los términos que corresponden a la constante de estructura antisimétrica resultan tres diagramas base,

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{Ca_1a_2}(f_{abc}) &= \mathcal{M}_{Ca_1a_3}(f_{abc}), \\ \mathcal{M}_{Ca_1a_3}(f_{abc}) &= \mathcal{M}_{Ca_1a_4}(f_{abc}), \\ \mathcal{M}_{Ca_1a_4}(f_{abc}) &= \mathcal{M}_{Ca_1a_5}(f_{abc}), \\ \mathcal{M}_{Ca_1a_5}(f_{abc}) &= \mathcal{M}_{Ca_1a_6}(f_{abc}).\end{aligned}\tag{2.25}$$

En lo que concierne a la contribución proveniente de los diagramas de triángulo, la amplitud correspondiente se puede escribir como

$$\mathcal{M}_{Triangulo\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3} = \sum_{i=1}^6 \mathcal{F}_{Tri\ abc} \mathcal{I}_{Triangulo\ i}^{\mu_1\mu_2\mu_3},\tag{2.26}$$

donde los coeficientes $\mathcal{F}_{Tri\ abc}$ están dados por

$$\mathcal{F}_{Tri\ abc} = \frac{gg_s^3}{2m_W} \frac{if_{abc}}{2},\tag{2.27}$$

las integrales que caracterizan a los lazos tienen la forma

$$\mathcal{I}_{Triangulo\ i}^{\mu_1\mu_2\mu_3} = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\mathcal{N}_{Triangulo\ i}^{\mu_1\mu_2\mu_3}}{\mathcal{D}_{Triangulo\ i}}.\tag{2.28}$$

Los numeradores que aparecen en estas integrales están dados por

$$\begin{aligned}\mathcal{N}_{Triangulo\ 1}^{\mu_1\mu_2\mu_3} &= \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^\omega(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_2 + m_q)\gamma^{\mu_3}(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_2 + \not{p}_3 + m_q)\} \\ &\times \frac{1}{(p_1 + p_2)^2} \left[-g^{\omega\rho} + (1 - \xi) \frac{(p_1 + p_2)^\omega (p_1 + p_2)^\rho}{(p_1 + p_2)^2} \right] \\ &\times [g^{\mu_1\mu_2}(-p_1 + p_2)^\rho - g^{\mu_2\rho}(p_1 + 2p_2)^{\mu_1} + g^{\mu_1\rho}(2p_1 + p_2)^{\mu_2}],\end{aligned}\tag{2.29}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{N}_{Triangulo\ 2}^{\mu_1\mu_2\mu_3} &= \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^\omega(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_3 + m_q)\gamma^{\mu_2}(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_3 + \not{p}_2 + m_q)\} \\ &\times \frac{1}{(p_1 + p_3)^2} \left[-g^{\omega\rho} + (1 - \xi) \frac{(p_1 + p_3)^\omega (p_1 + p_3)^\rho}{(p_1 + p_3)^2} \right] \\ &\times [g^{\mu_1\mu_3}(-p_1 + p_3)^\rho - g^{\mu_3\rho}(p_1 + 2p_3)^{\mu_1} + g^{\mu_1\rho}(2p_1 + p_3)^{\mu_3}],\end{aligned}\tag{2.30}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{N}_{Triangulo\ 3}^{\mu_1\mu_2\mu_3} &= \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^\omega(\not{k} + \not{p}_2 + \not{p}_3 + m_q)\gamma^{\mu_1}(\not{k} + \not{p}_2 + \not{p}_3 + \not{p}_1 + m_q)\} \\ &\times \frac{1}{(p_2 + p_3)^2} \left[-g^{\omega\rho} + (1 - \xi) \frac{(p_2 + p_3)^\omega (p_2 + p_3)^\rho}{(p_2 + p_3)^2} \right] \\ &\times [g^{\mu_2\mu_3}(-p_2 + p_3)^\rho - g^{\mu_3\rho}(p_2 + 2p_3)^{\mu_2} + g^{\mu_2\rho}(2p_2 + p_3)^{\mu_3}],\end{aligned}\tag{2.31}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{N}_{Triangulo\ 4}^{\mu_1\mu_2\mu_3} &= \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^{\mu_3}(\not{k} + \not{p}_3 + m_q)\gamma^\omega(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_2 + \not{p}_3 + m_q)\} \\ &\times \frac{1}{(p_1 + p_2)^2} \left[-g^{\omega\rho} + (1 - \xi) \frac{(p_1 + p_2)^\omega (p_1 + p_2)^\rho}{(p_1 + p_2)^2} \right] \\ &\times [g^{\mu_1\mu_2}(-p_1 + p_2)^\rho - g^{\mu_2\rho}(p_1 + 2p_2)^{\mu_1} + g^{\mu_1\rho}(2p_1 + p_2)^{\mu_2}],\end{aligned}\tag{2.32}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{N}_{Triangulo\ 5}^{\mu_1\mu_2\mu_3} &= \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^{\mu_2}(\not{k} + \not{p}_2 + m_q)\gamma^\omega(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_3 + \not{p}_2 + m_q)\} \\ &\times \frac{1}{(p_1 + p_3)^2} \left[-g^{\omega\rho} + (1 - \xi) \frac{(p_1 + p_3)^\omega (p_1 + p_3)^\rho}{(p_1 + p_3)^2} \right] \\ &\times [g^{\mu_1\mu_3}(-p_1 + p_3)^\rho - g^{\mu_3\rho}(p_1 + 2p_3)^{\mu_1} + g^{\mu_1\rho}(2p_1 + p_3)^{\mu_3}],\end{aligned}\tag{2.33}$$

CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow GGG$
2.2. AMPLITUD DEL DECAIMIENTO $H \rightarrow GGG$

$$\begin{aligned}
\mathcal{N}_{Triangulo\ 6}^{\mu_1\mu_2\mu_3} &= \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^{\mu_1}(\not{k} + \not{p}_1 + m_q)\gamma^{\mu_2}(\not{k} + \not{p}_2 + \not{p}_3 + \not{p}_1 + m_q)\} \\
&\times \frac{1}{(p_2 + p_3)^2} \left[-g^{\omega\rho} + (1 - \xi) \frac{(p_2 + p_3)^\omega (p_2 + p_3)^\rho}{(p_2 + p_3)^2} \right] \\
&\times [g^{\mu_2\mu_3}(-p_2 + p_3)^\rho - g^{\mu_3\rho}(p_2 + 2p_3)^{\mu_2} + g^{\mu_2\rho}(2p_2 + p_3)^{\mu_3}]. \tag{2.34}
\end{aligned}$$

Es importante señalar que el resultado es independiente del parámetro de norma ξ que aparece en $\mathcal{N}_{Triangulo\ i}^{\mu_1\mu_2\mu_3}$, lo cual resulta como consecuencia de que la parte longitudinal del propagador del gluon virtual se anula al contraer con el tensor asociado al vértice de tres gluones. Las expresiones correspondientes a los denominadores dentro de la integral para cada diagrama de triángulo son

$$\mathcal{D}_{Triangulo\ 1} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_1 + p_2)^2 - m_q^2][(k + p_1 + p_2 + p_3)^2 - m_q^2], \tag{2.35}$$

$$\mathcal{D}_{Triangulo\ 2} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_1 + p_3)^2 - m_q^2][(k + p_1 + p_3 + p_2)^2 - m_q^2], \tag{2.36}$$

$$\mathcal{D}_{Triangulo\ 3} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_2 + p_3)^2 - m_q^2][(k + p_2 + p_3 + p_1)^2 - m_q^2], \tag{2.37}$$

$$\mathcal{D}_{Triangulo\ 4} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_3)^2 - m_q^2][(k + p_3 + p_1 + p_2)^2 - m_q^2], \tag{2.38}$$

$$\mathcal{D}_{Triangulo\ 5} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_2)^2 - m_q^2][(k + p_2 + p_1 + p_3)^2 - m_q^2], \tag{2.39}$$

$$\mathcal{D}_{Triangulo\ 6} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_1)^2 - m_q^2][(k + p_1 + p_2 + p_3)^2 - m_q^2]. \tag{2.40}$$

Los lazos de triángulo satisfacen igualdades similares a las que cumplen los lazos de caja,

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{Triangulo_1} &= \mathcal{M}_{Triangulo_4}, \\
\mathcal{M}_{Triangulo_2} &= \mathcal{M}_{Triangulo_5}, \\
\mathcal{M}_{Triangulo_3} &= \mathcal{M}_{Triangulo_6}. \tag{2.41}
\end{aligned}$$

A partir de lo anterior se observa que cada una de las subamplitudes dadas por (2.9) y (2.26) satisfacen por separado la simetría de Bose

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{Caja\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3} &= \mathcal{M}_{Caja\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3}(p_1, \mu_1, a \leftrightarrow p_2, \mu_2, b) \\
&= \mathcal{M}_{Caja\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3}(p_1, \mu_1, a \leftrightarrow p_3, \mu_3, c) \\
&= \mathcal{M}_{Caja\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3}(p_2, \mu_2, b \leftrightarrow p_3, \mu_3, c), \tag{2.42}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{Triangulo\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3} &= \mathcal{M}_{Triangulo\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3}(p_1, \mu_1, a \leftrightarrow p_2, \mu_2, b) \\
&= \mathcal{M}_{Triangulo\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3}(p_1, \mu_1, a \leftrightarrow p_3, \mu_3, c) \\
&= \mathcal{M}_{Triangulo\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3}(p_2, \mu_2, b \leftrightarrow p_3, \mu_3, c). \tag{2.43}
\end{aligned}$$

Tomando en cuenta que para cada tipo de diagrama, caja o triángulo, surgen tres diagramas independientes como queda establecido por las igualdades (2.25) y (2.41), se puede reescribir la amplitud original (2.8) como

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{H \rightarrow ggg\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3} &= \mathcal{M}_{Caja\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3} + \mathcal{M}_{Triangulo\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3} \\
&= 2 \sum_{i=1}^3 (\mathcal{M}_{Caja_i\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3} + \mathcal{M}_{Triangulo_i\ abc}^{\mu_1\mu_2\mu_3}). \tag{2.44}
\end{aligned}$$

Es importante señalar que cada una de estas subamplitudes es finita por separado, ya que las divergencias presentes en las funciones escalares de Passarino-Veltman B_0 , dadas en el Apéndice B, se cancelan entre sí.

CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow GGG$
2.2. AMPLITUD DEL DECAIMIENTO $H \rightarrow GGG$

Una vez realizadas las contribuciones de caja y triángulo dadas por (2.8), se encuentra que la amplitud tensorial resultante satisface el requerimiento de invarianza de norma, es decir, las identidades de Ward se satisfacen para los tres gluones en el estado final [31], esto es

$$p_{1\mu_1} \mathcal{M}_{H \rightarrow ggg}^{\mu_1 \mu_2 \mu_3}{}_{abc} = 0, \quad (2.45)$$

$$p_{2\mu_2} \mathcal{M}_{H \rightarrow ggg}^{\mu_1 \mu_2 \mu_3}{}_{abc} = 0, \quad (2.46)$$

$$p_{3\mu_3} \mathcal{M}_{H \rightarrow ggg}^{\mu_1 \mu_2 \mu_3}{}_{abc} = 0. \quad (2.47)$$

Al implementar explícitamente la propiedad anterior, es posible expresar la amplitud de manera simplificada en término de factores de forma y estructuras de Lorentz

$$\mathcal{M}_{H \rightarrow ggg}^{\mu_1 \mu_2 \mu_3}{}_{abc} = \frac{gg_s^3}{16m_W \pi^2} f_{abc} \sum_{k=1}^4 f_k^q T_k^{\mu_1 \mu_2 \mu_3}, \quad (2.48)$$

donde f_k^q son los factores de forma, esto es, funciones escalares de Lorentz, las cuales son complejas pero libres de divergencias ultravioletas, se expresan en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman. Dichos factores de forma se presentan en el Apéndice B. Por otra parte, las estructuras de norma $T_k^{\mu_1 \mu_2 \mu_3}$ están dadas por

$$T_1^{\mu_1 \mu_2 \mu_3} = \frac{(p_{13} p_2^{\mu_1} - p_{12} p_3^{\mu_1})(p_{23} g^{\mu_2 \mu_3} - p_3^{\mu_2} p_2^{\mu_3})}{p_{12}}, \quad (2.49)$$

$$T_2^{\mu_1 \mu_2 \mu_3} = \frac{(p_{23} p_1^{\mu_2} - p_{12} p_3^{\mu_2})(p_{13} g^{\mu_1 \mu_3} - p_3^{\mu_1} p_1^{\mu_3})}{p_{12}}, \quad (2.50)$$

$$T_3^{\mu_1 \mu_2 \mu_3} = \frac{(p_{23} p_1^{\mu_3} - p_{13} p_2^{\mu_3})(p_{12} g^{\mu_1 \mu_2} - p_2^{\mu_1} p_1^{\mu_2})}{p_{13}}, \quad (2.51)$$

$$T_4^{\mu_1 \mu_2 \mu_3} = g^{\mu_1 \mu_2} (p_{13} p_2^{\mu_3} - p_{23} p_1^{\mu_3}) + g^{\mu_1 \mu_3} (p_{23} p_1^{\mu_2} - p_{12} p_3^{\mu_2}) - p_2^{\mu_1} (p_{13} g^{\mu_2 \mu_3} - p_3^{\mu_2} p_1^{\mu_3}) + p_3^{\mu_1} (p_{12} g^{\mu_2 \mu_3} - p_1^{\mu_2} p_2^{\mu_3}). \quad (2.52)$$

Estos tensores de Lorentz son estructuras de norma en el sentido de que satisfacen las siguientes identidades de Ward

$$p_{1\mu_1} T_k^{\mu_1 \mu_2 \mu_3} = 0, \quad (2.53)$$

$$p_{2\mu_2} T_k^{\mu_1 \mu_2 \mu_3} = 0, \quad (2.54)$$

$$p_{3\mu_3} T_k^{\mu_1 \mu_2 \mu_3} = 0. \quad (2.55)$$

Cada factor de forma, como se presenta explícitamente en el Apéndice B, se puede descomponer como la suma de la contribución de lazos de caja y contribución de lazo de triángulo como sigue:

$$f_k^q = f_{Caja}^q + f_{Triangulo}^q. \quad (2.56)$$

Tanto los factores de forma asociados a los diagramas de caja, como aquellos asociados con los diagramas de triángulo, son, por separado, libres de divergencias ultravioleta y se encuentran dados en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman (Ver Apéndice B).

En síntesis, las contribuciones de caja y triángulo son libres de divergencias ultravioleta por separado y también presentan la simetría de Bose en forma manifiesta. Sin embargo, invarianza de norma se obtiene sólo después de sumar ambos tipos de contribuciones, justo como aparece en (2.48).

Capítulo 3

Anchura de decaimiento

En este capítulo se presenta la expresión para la anchura del decaimiento $H \rightarrow ggg$. Otro propósito de este apartado es discutir, con cierto grado de amplitud, las divergencias colineales que aparecen en este tipo de decaimientos.

3.1. La anchura de decaimiento

Siguiendo la parametrización para el decaimiento de $1 \rightarrow 3$ cuerpos usada en las referencias [32] y [33], podemos escribir

$$\Gamma_{H \rightarrow ggg} = \frac{m_H}{256\pi^3} \mathcal{S} \int_0^1 \int_{1-x}^1 |\mathcal{M}_{H \rightarrow ggg}|^2 dy dx, \quad (3.1)$$

donde \mathcal{S} es el factor estadístico que cuantifica la presencia de partículas idénticas en el estado final, siendo en nuestro caso $\mathcal{S} = 1/3!$.

Las variables de espacio fase y cuadrimentos se definen como sigue:

$$\begin{aligned} x &\equiv \frac{2E_1}{m_H}, \\ y &\equiv \frac{2E_2}{m_H}, \\ z &\equiv \frac{2E_3}{m_H}, \\ x + y + z &= 2. \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} p^\mu &= (E_p, \vec{p}), \\ q_\mu &= g_{\mu\nu} q^\nu = (E_q, -\vec{q}), \\ p^\mu \cdot q_\mu &= E_p E_q - \vec{p} \cdot \vec{q}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

De estas relaciones se puede obtener

$$p_i \cdot p_4 = E_i E_4 - \vec{p}_i \cdot \vec{p}_4 = m_4 E_i. \quad (3.4)$$

Por otra parte, después de cierta manipulación algebraica se obtienen las definiciones para el producto de cuadrimentos de los gluones finales

$$p_1 \cdot p_2 = \frac{m_H^2}{2} (-1 + x + y), \quad (3.5)$$

CAPÍTULO 3. ANCHURA DE DECAIMIENTO

3.1. LA ANCHURA DE DECAIMIENTO

$$p_1 \cdot p_3 = \frac{m_H^2}{2}(1 - y), \quad (3.6)$$

$$p_2 \cdot p_3 = \frac{m_H^2}{2}(1 - x). \quad (3.7)$$

En el marco de referencia del bosón de Higgs

$$E_1 + E_2 + E_3 = m_H, \quad (3.8)$$

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3 = \mathbf{0}, \quad (3.9)$$

E_i con $i = 1, \dots, 3$ son las energías de los gluones del estado final.

A través de manipulación matemática es posible expresar el producto de cuádrimomentos en función de la energías de los gluones

$$p_i \cdot p_j = E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij}), \quad (3.10)$$

donde θ_{ij} es el ángulo entre los gluones i y j .

El promedio sobre los vectores de polarización de los gluones

$$\sum_{\lambda=1,2} \epsilon_\mu^{*a}(\vec{p}, \lambda) \epsilon_\nu^{a'}(\vec{p}, \lambda) = -g_{\mu\nu} \delta_{aa'}. \quad (3.11)$$

La amplitud total de $H \rightarrow ggg$ (2.48) es

$$\mathcal{M}_{H \rightarrow ggg}^{\mu_1 \mu_2 \mu_3}{}_{abc} = \sqrt{\sqrt{2} G_F \alpha_s^3 / \pi} f_{abc} \sum_{k=1}^4 f_k^q T_k^{\mu_1 \mu_2 \mu_3}, \quad (3.12)$$

se han usado las relaciones (A.6) y (A.7) dadas en el Apéndice A

$$\frac{gg_s^3}{16m_W \pi^2} = \sqrt{\sqrt{2} G_F \alpha_s^3 / \pi}. \quad (3.13)$$

$G_F = 1.16633787 \times 10^{-5} GeV^{-2}$ es la constante de Fermi [34].

Considerando los seis quarks del ME, la amplitud (3.12) al cuadrarse resulta

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{H \rightarrow ggg}|^2 &= \left| \sqrt{\frac{\sqrt{2} G_F \alpha_s^3}{\pi}} f_{abc} \sum_{i=1}^6 \sum_{k=1}^4 f_k^{q_i} T_k^{\mu_1 \mu_2 \mu_3} \epsilon_{\mu_1}^{*a} \epsilon_{\mu_2}^{*b} \epsilon_{\mu_3}^{*c} \right|^2 \\ &= \frac{\sqrt{2} G_F \alpha_s^3 m_H^2}{\pi} \sum_{a,b,c} f_{abc}^2 \sum_{i,j=1}^6 \sum_{k,l=1}^4 f_k^{q_i} f_l^{q_j} \mathcal{C}_{kl} \\ &= \frac{\sqrt{2} G_F \alpha_s^3 m_H^2}{\pi} \sum_{a,b,c} f_{abc}^2 \left[\sum_{i=1}^6 \sum_{k,l=1}^4 f_k^{q_i} f_l^{q_i} \mathcal{C}_{kl} + \sum_{i \neq j} \sum_{k,l=1}^4 2 \text{Re}(f_k^{q_i} f_l^{q_j} \mathcal{C}_{kl}) \right]. \quad (3.14) \end{aligned}$$

con

$$\mathcal{C}_{kl} \equiv -\frac{1}{m_H^2} T_k^{\mu_1 \mu_2 \mu_3} T_l^{\nu_1 \nu_2 \nu_3} g_{\mu_1 \nu_1} g_{\mu_2 \nu_2} g_{\mu_3 \nu_3}. \quad (3.15)$$

La amplitud cuadrada (3.14) depende implícitamente del producto de momentos (3.10), esto implica que se corra el riesgo de que existan divergencias dentro del cálculo. Se probó con anterioridad que el cálculo es finito, libre de divergencias ultravioleta, queda entonces la posibilidad de que el cálculo contenga divergencias infrarrojas.

En la siguiente sección, se lleva a cabo un análisis de como afecta la dependencia de momentos a la amplitud cuadrada, y por consecuencia, a la anchura de decaimiento.

3.2. Divergencias colineales en $H \rightarrow ggg$

Para el caso en que los gluones de estado final son colineales, $\theta_{ij} = 0$, se cumple

$$p_i \cdot p_j = E_i E_j (1 - \cos(0)) = 0. \quad (3.16)$$

(3.16) es de suma importancia para el cálculo, ya que los factores de forma (B.14)-(B.21) contienen en el denominador productos $p_i \cdot p_j$, estos términos provienen del propagador del gluon virtual dentro de los diagramas de triángulo. Así, para el caso en que los gluones finales son colineales entre sí, los factores de forma divergen, lo que lleva a que la amplitud total (2.48) diverja. Este tipo de divergencias se conocen en la literatura como divergencias colineales.

Las divergencias infrarrojas surgen si la teoría bajo investigación incluye campos sin masa, como el caso del fotón o el gluon. Por otro lado, si el campo sin masa se acopla con otros campos sin masa o consigo mismo, se genera lo que se conoce como divergencia colineal o singularidad de masa, se le conoce genéricamente como divergencia infrarroja [29, 35]. Las divergencias colineales pueden surgir no sólo por la existencia de partículas virtuales sin masa dentro de la integral de lazo, la emisión real de partículas sin masa da lugar a divergencias similares tras integrar sobre el espacio fase de las partículas emitidas [24].

Una amplitud de Feynman puede tener, además de las infrarrojas y colineales, otra clase de divergencia, las conocidas con el nombre de ultravioleta, las cuales surgen de momentos muy grandes en lazos. Estos son efectos de distancias muy cortas y se tratan mediante renormalización. Como se vio en el capítulo previo, este tipo de divergencias no está presente en el decaimiento $H \rightarrow ggg$. Sin embargo, como ya se comentó, este proceso sí sufre de divergencias colineales.

Usando (3.16) se puede escribir el producto de cuádrimomentos como

$$p_1 \cdot p_2 = \frac{m_H^2}{2}(-1 + x + y) = E_1 E_2 (1 - \cos \theta_{12}), \quad (3.17)$$

para el caso colineal

$$\theta_{12} = 0 \Rightarrow x + y = 1, \quad (3.18)$$

de la misma forma

$$p_1 \cdot p_3 = \frac{m_H^2}{2}(1 - y) = E_1 E_3 (1 - \cos \theta_{13}), \quad (3.19)$$

$$\theta_{13} = 0 \Rightarrow y = 1, \quad (3.20)$$

finalmente

$$p_2 \cdot p_3 = \frac{m_H^2}{2}(1 - x) = E_2 E_3 (1 - \cos \theta_{23}), \quad (3.21)$$

$$\theta_{23} = 0 \Rightarrow x = 1. \quad (3.22)$$

La región en la que existe la divergencia colineal se grafica en la Fig. (3.1). Las divergencias aparecen en $y = 1 - x$.

En la literatura se reportan métodos para aminorar el impacto de las divergencias colineales, una forma de proceder es mediante la regularización de las singularidades de masa [36]. Para llevar a cabo la regularización se le asigna una masa ficticia al gluon. Para evitar la dependencia de esta masa en el resultado final se toman en cuenta las contribuciones del mismo orden en α_s atribuibles a la interferencia. Así, la contribución total es la suma de la parte que proviene de los diagramas reales y los de interferencia, este resultado debe ser finito e independiente de la masa ficticia del gluon. Otro método se lleva a cabo en [37], para lidiar con las divergencias se introduce en la anchura de decaimiento un parámetro de corte ϵ , aunque los autores enfatizan que no es del todo necesario porque para $\epsilon = 0$ obtienen un resultado finito, el corte se aplica más por razones experimentales que teóricas. En los cálculos siguientes adoptaremos este segundo método.

CAPÍTULO 3. ANCHURA DE DECAIMIENTO
3.2. DIVERGENCIAS COLINEALES EN $H \rightarrow GGG$

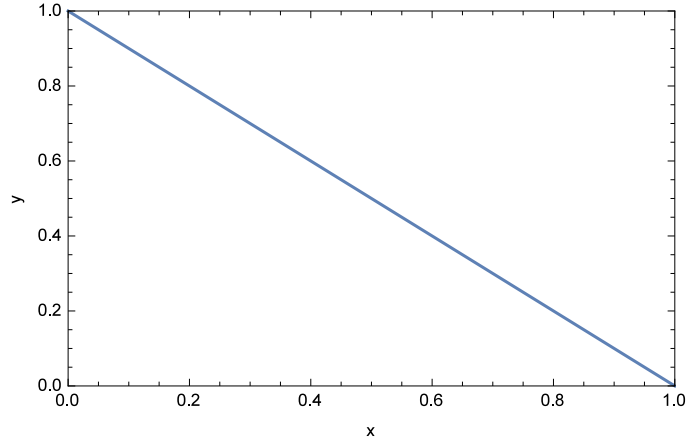


Figura 3.1: Gráfica de la región permitida para las variables de integración x y y .

Sustituyendo el resultado de (3.14) en (3.1) es posible escribir la anchura del decaimiento de $H \rightarrow ggg$ introduciendo el parámetro de corte ϵ en el límite de integración adecuado

$$\begin{aligned} \Gamma_{H \rightarrow ggg} &= \frac{G_F \alpha_s^3 m_H^3}{32\sqrt{2}\pi^4} \int_0^1 \int_{1-x+\epsilon}^1 \left(\sum_{i,j=1}^6 \sum_{k,l=1}^4 f_k^{q_i} f_l^{q_j^*} C_{kl} \right) dy dx \\ &= \frac{G_F \alpha_s^3 m_H^3}{32\sqrt{2}\pi^4} \int_0^1 \int_{1-x+\epsilon}^1 \left[\sum_{i=1}^6 \sum_{k,l=1}^4 f_k^{q_i} f_l^{q_i^*} C_{kl} + \sum_{i \neq j}^6 \sum_{k,l=1}^4 2\text{Re}(f_k^{q_i} f_l^{q_j^*} C_{kl}) \right] dy dx. \quad (3.23) \end{aligned}$$

Esta expresión analítica de la anchura de decaimiento se usa para llevar a cabo el análisis numérico. Los resultados se presentan en el siguiente capítulo.

Capítulo 4

Resultados

Este capítulo está dedicado a exponer los resultados numéricos obtenidos para el decaimiento $H \rightarrow ggg$. Se comienza con el análisis del comportamiento del decaimiento en función de un quark genérico cuya masa es denotada por m_q y para distintos valores del parámetro de corte ϵ . El propósito central de este análisis es mostrar la sensibilidad del proceso al tipo de quarks circulando en el lazo (ligero o pesado), así como al parámetro que permite aislar las divergencias colineales. Se concluye con un estudio detallado del impacto de los quarks que componen el ME y de la importancia del decaimiento comparado con el decaimiento a dos gluones.

A lo largo de la investigación se toma como referencia los valores actualizados de la física conocida [34]. Los valores usados para las masas son: $m_H = 125$, $m_u = 0.0023$, $m_d = 0.0048$, $m_s = 0.095$, $m_c = 1.275$, $m_b = 4.18$, $m_t = 173.07 \text{ GeV}$. Se consideró además a la constante corredora alfa fuerte $\alpha_s(m_H) = 0.113067$ con cinco quarks activos y el quark top desacoplado de acuerdo con [18], [33] y [34]. La suma de la constante de estructura $\sum_{a,b,c} f_{abc}^2 = N(N^2 - 1) = 24$, ya que se tienen tres gluones en el estado final (ver Apéndice A). El cómputo numérico de la doble integración de las funciones escalares de Passarino-Veltman, se lleva a cabo con LoopTools en Fortran mediante una cuadratura de Gauss-Legendre de 75 nodos.

4.1. Análisis general

Se utiliza la expresión genérica para la anchura del decaimiento de $H \rightarrow ggg$ dada por la ecuación (3.23) para estudiar su comportamiento. En la Fig. (4.1) se presenta la anchura de decaimiento para tres distintos valores del parámetro de corte ϵ como función de la masa de un quark genérico m_q . En la Fig. (4.2) se da un acercamiento al comportamiento de la anchura mediante la elección de un intervalo más estrecho de variación de la masa m_q . Debe destacarse el hecho de que la anchura es prácticamente insensible al corte realizado para aislar la divergencia colineal.

En la Fig.(4.3) se grafica la anchura $\Gamma_{H \rightarrow ggg}$ como función de la masa m_q . En esta gráfica se desglosa, además, los comportamientos de las partes real e imaginaria de la amplitud. La presentación de estas gráficas tiene por objetivo asegurarnos de que nuestros resultados son correctos. Un indicador de que esto es así lo muestra el hecho de que la anchura presenta un efecto resonante justo en el punto $m_q = m_H/2$, en el cual alcanza su valor más alto. En la Fig.(4.4) se presenta en mismo tipo de información pero para el decaimiento a dos gluones, el cual se presenta en el Apéndice C.

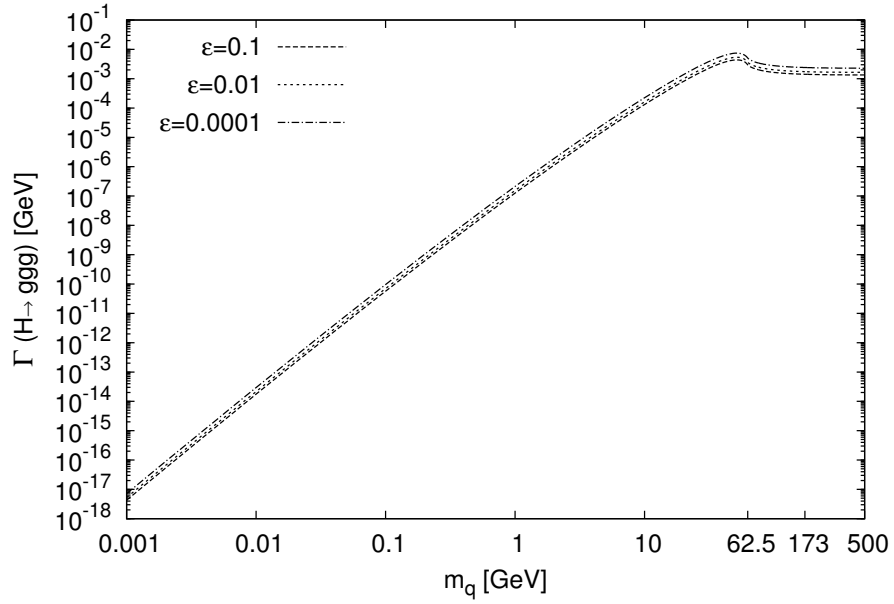


Figura 4.1: Anchura de decaimiento a nivel de un lazo de $H \rightarrow ggg$ en función de la masa m_q de un quark genérico para distintos valores de ϵ .

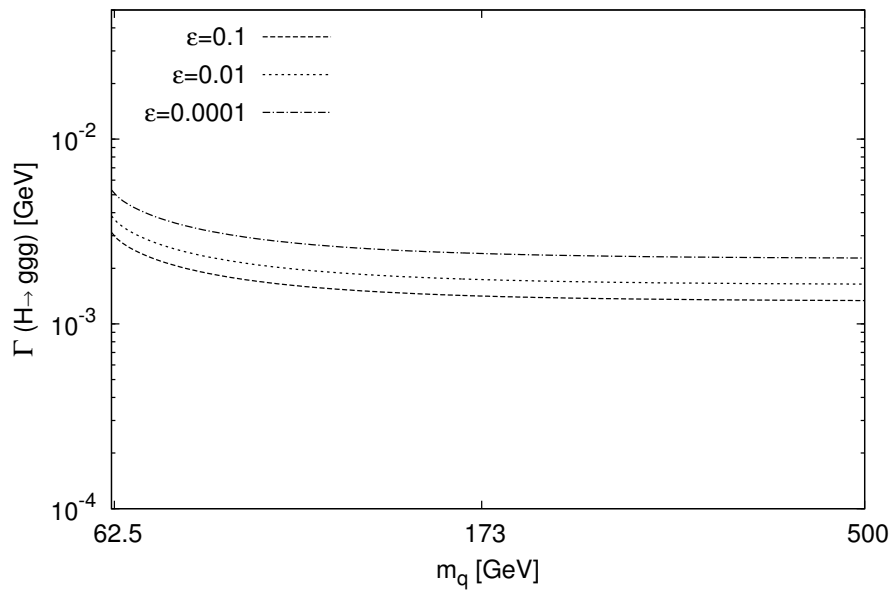


Figura 4.2: Acercamiento al comportamiento de la anchura de decaimiento a nivel de un lazo de $H \rightarrow ggg$ en función de la masa m_q de un quark genérico para distintos valores de ϵ .

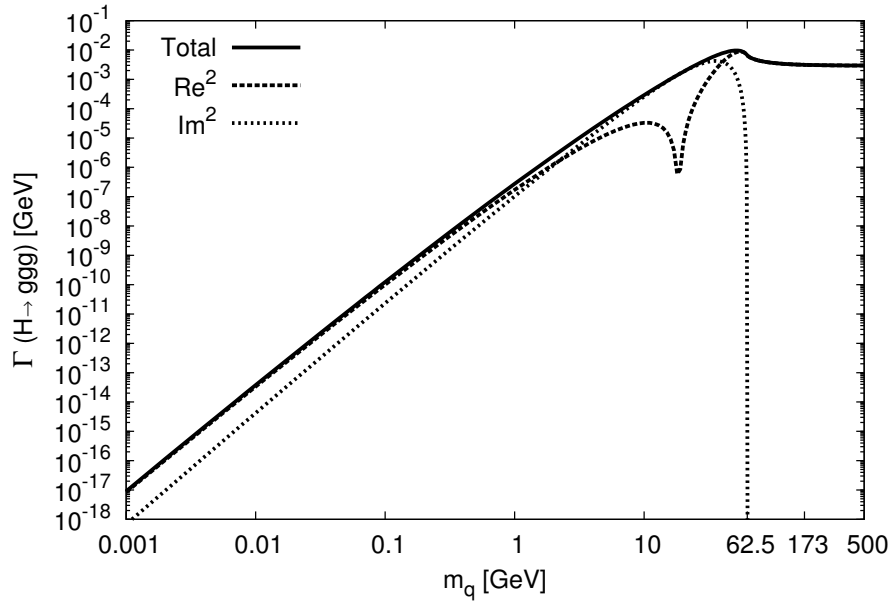


Figura 4.3: Anchura de decaimiento a nivel de un lazo de $H \rightarrow ggg$ en función de la masa m_q de un quark genérico.

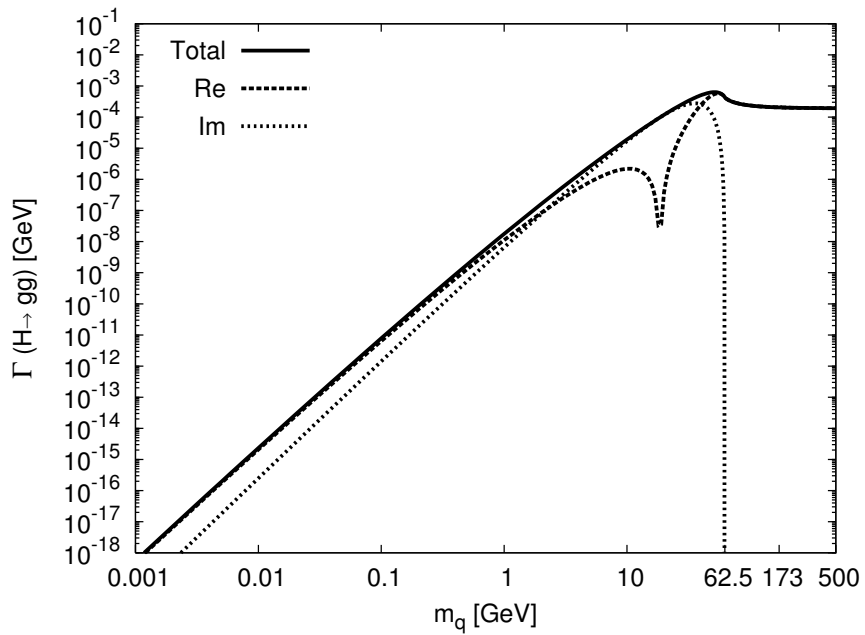


Figura 4.4: Anchura de decaimiento a orden de un lazo de $H \rightarrow gg$ en función de la masa m_q de un quark genérico.

Para propósitos de comparación, se estudia el comportamiento de las anchuras $\Gamma_{H \rightarrow ggg}$ y $\Gamma_{H \rightarrow gg}$, como función de la masa m_q . La similitud existente entre los comportamientos de ambos decaimientos se hace notoria en la Fig. (4.5), en la cual se grafican ambos decaimientos como función de la masa de un quark virtual. En la Fig. (4.6) se muestra de manera ampliada la razón entre ambos decaimientos $\Gamma_{H \rightarrow ggg}/\Gamma_{H \rightarrow gg}$. Se puede apreciar de esta figura que la variación que existe de la razón para los quarks ligeros es mínima comparada con la razón de los quarks pesados, siendo más específicos, para el caso de los quarks ligeros, el decaimiento $H \rightarrow ggg$ es aproximadamente 17.2 veces mayor que el decaimiento $H \rightarrow gg$; mientras que para el caso de los quarks pesados, $H \rightarrow ggg$ es aproximadamente 15.9 veces mayor que $H \rightarrow gg$.

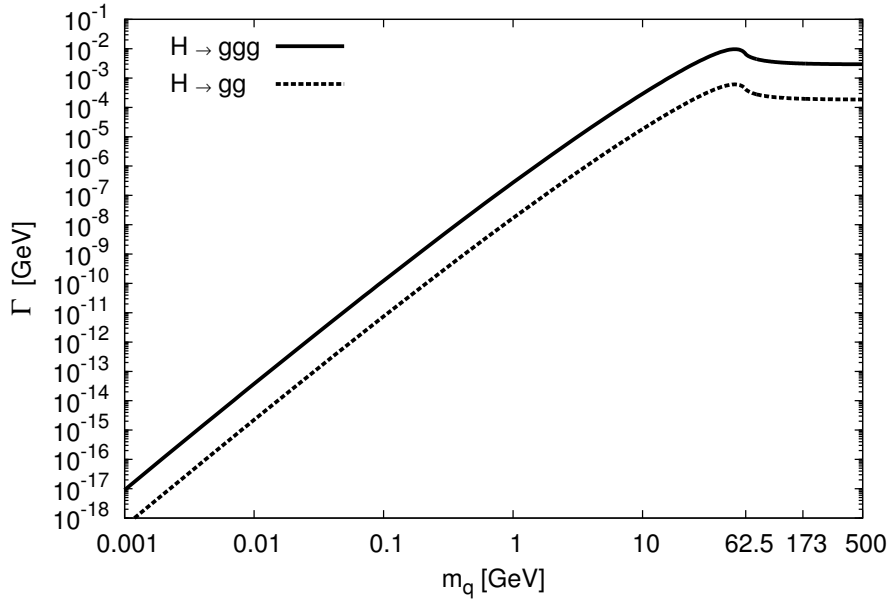


Figura 4.5: Comparación de $H \rightarrow ggg$ con y $H \rightarrow gg$ en función de la masa m_q de un quark genérico.

Vale la pena estudiar la importancia relativa de diagramas de caja y diagramas de triángulo que conforman el proceso. La Fig. (4.7) desentraña el comportamiento de las dos topologías presentes en el proceso, es notorio de este comportamiento que la topología de triángulo es la predominante en el decaimiento, mientras que para la contribución de caja se puede ver que se desacopla a partir de $m_H/2$. El carácter dominante de los diagramas reducibles de triángulo con respecto a los diagramas de caja es típico en correcciones radiativas.

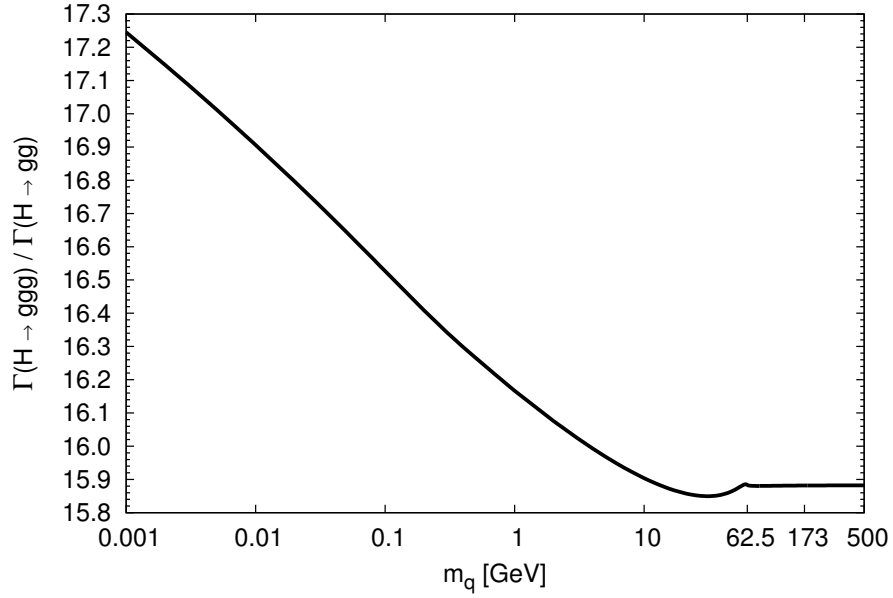


Figura 4.6: Razón $\Gamma_{H \rightarrow ggg} / \Gamma_{H \rightarrow gg}$ como función de la masa de un quark genérico.

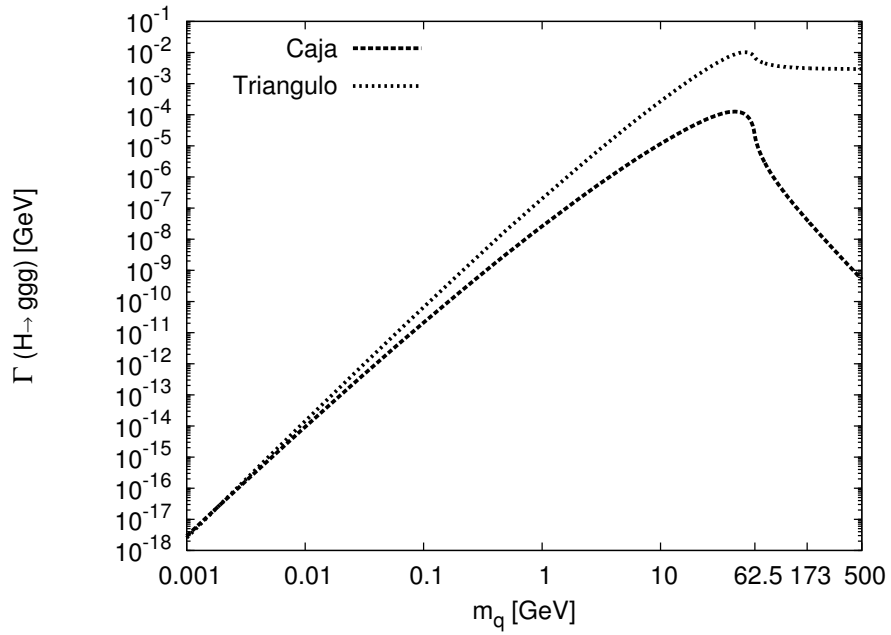


Figura 4.7: Contribuciones explícitas de las topologías de caja y triángulo del decaimiento $H \rightarrow ggg$.

4.2. Valores en el Modelo Estándar

Usando los datos presentados por el Particle Data Group [34], se encuentra que $\Gamma_{H \rightarrow ggg} = 2.76 \times 10^{-3} \text{ GeV}$, sin tomar en cuenta el parámetro de corte ya que la anchura es prácticamente insensible al valor de este parámetro. Es interesante analizar con detalle la sensibilidad del decaimiento a cada tipo de quark, así como la importancia relativa de los diagramas de caja y de triángulo. De importancia central es su comparación con la anchura del decaimiento a dos gluones.

En la Tabla (4.1) se enlistan en la primera columna el valor de la anchura de decaimiento de $H \rightarrow ggg$ para cada uno de los seis quarks que comprende el ME, se presenta también el valor de la interferencia existente y finalmente, el valor de la anchura total; se presentan en la segunda columna los mismos valores correspondientes al proceso $H \rightarrow gg$. En la tercera columna, se presentan los valores correspondientes a cada quark del ME, la interferencia y el valor total de la razón $\Gamma_{H \rightarrow ggg} / \Gamma_{H \rightarrow gg}$.

Cuadro 4.1: Comparación de contribuciones de quarks individuales de $H \rightarrow ggg$ vs. los de $H \rightarrow gg$ de 1 lazo de orden bajo.

Quark	$\Gamma_{H \rightarrow ggg}$ [GeV]	$\Gamma_{H \rightarrow gg}$ [GeV]	$\Gamma_{H \rightarrow ggg} / \Gamma_{H \rightarrow gg}$
<i>u</i>	1.88×10^{-16}	1.10×10^{-17}	17.09
<i>d</i>	2.70×10^{-15}	1.59×10^{-16}	16.98
<i>s</i>	1.03×10^{-10}	6.26×10^{-12}	16.45
<i>c</i>	5.97×10^{-7}	3.71×10^{-8}	16.09
<i>b</i>	2.35×10^{-5}	1.47×10^{-6}	15.98
<i>t</i>	3.12×10^{-3}	1.97×10^{-4}	15.83
Interf.	-3.85×10^{-4}	-2.43×10^{-5}	15.84
Total	2.76×10^{-3}	1.74×10^{-4}	15.86

La Tabla (4.2) presenta en la primera columna los valores por separado para los diagramas de caja y de triángulo del decaimiento $H \rightarrow ggg$. Para propósitos de comparación, en la segunda columna se dan los valores para $H \rightarrow gg$, en este caso, se presenta sólo el valor para los diagramas de triángulo ya que para este decaimiento no existen diagramas de caja (ver Apéndice C) y por tanto, no existe interferencia. En la tercera columna se enlistan los valores de la razón $\Gamma_{H \rightarrow ggg} / \Gamma_{H \rightarrow gg}$.

Cuadro 4.2: Comparación de contribuciones de subdiagramas de $H \rightarrow ggg$ vs. $H \rightarrow gg$ de 1 lazo de orden bajo.

Diagrama	$\Gamma_{H \rightarrow ggg}$ [GeV]	$\Gamma_{H \rightarrow gg}$ [GeV]	$\Gamma_{H \rightarrow ggg} / \Gamma_{H \rightarrow gg}$
Caja	2.05×10^{-6}	—	0.01
Triángulo	2.76×10^{-3}	1.74×10^{-4}	15.86
Interf.	-9.37×10^{-6}	—	-0.05
Total	2.76×10^{-3}	1.74×10^{-4}	15.86

Capítulo 5

Conclusiones

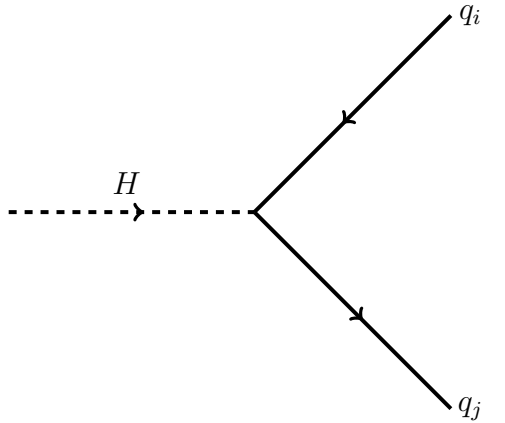
El reciente descubrimiento del bosón de Higgs constituye un poderoso incentivo para estudiar todos los procesos que involucren a esta partícula, incluso aquellos considerados como raros por no estar presentes en la acción clásica del Modelo Estándar. Es el caso del decaimiento a tres gluones $H \rightarrow ggg$, el cual surge como una fluctuación cuántica de un lazo a través de efectos virtuales de quarks.

El decaimiento $H \rightarrow ggg$ sólo había sido abordado parcialmente en la literatura por medio de lagrangianos efectivos. En esta tesis se ha presentado un estudio detallado de este decaimiento en el contexto del Modelo Estándar, del cual destacan los siguientes resultados:

- Se presentaron resultados analíticos exactos en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman. Se mostró que la amplitud es libre de divergencias ultravioletas, como es requerido por renormalización, satisface invariancia de norma bajo el grupo de color $SU_C(3)$ y es simétrica bajo el intercambio de pares de gluones, como lo dicta la estadística de Bose.
- La anchura de decaimiento fue sometida a diversos chequeos numéricos con el fin de asegurar su buen comportamiento. Por ejemplo, se analizó su comportamiento con respecto a la variación de la masa de un quark virtual m_q , observándose un buen comportamiento para un amplio rango de variación de esta masa genérica. En particular, se comparó su variación con respecto a la anchura del decaimiento a dos gluones $H \rightarrow gg$, observándose un comportamiento enteramente similar de ambas anchuras.
- Se estudió la contribución de cada tipo de quark a la anchura de decaimiento, manteniendo siempre como referencia el comportamiento del decaimiento a dos gluones para propósitos de comparación.
- Se encontró que la anchura de decaimiento es $\Gamma_{H \rightarrow ggg} = 2.76 \times 10^{-3} \text{ GeV}$, la cual es un orden de magnitud mayor que la anchura asociada con el decaimiento a dos gluones, $\Gamma_{H \rightarrow gg} = 1.74 \times 10^{-4} \text{ GeV}$.

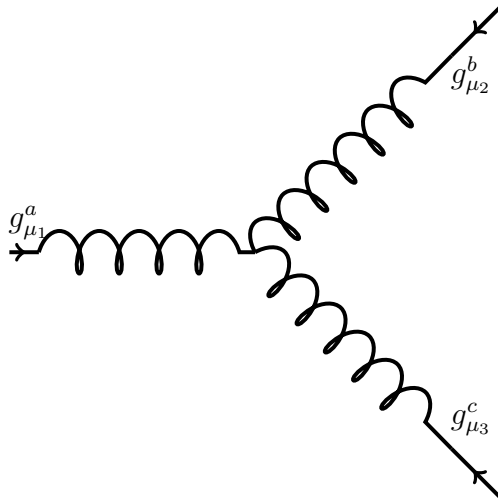
Finalmente, nos gustaría comentar que el decaimiento $H \rightarrow ggg$ presenta divergencias de tipo colineal, las cuales surgen cuando un par de gluones son emitidos en la misma dirección. Este tipo de divergencias son inherentes a partículas de masa cero, como es el caso de los gluones. Esta singularidad se manifiesta en los límites de integración de las variables del espacio fase, justo en la frontera de la región de integración. Diversos chequeos fueron realizados con el fin de detectar la sensibilidad del resultado a este tipo de singularidad. Cabe señalar que el proceso de integración (via un programa numérico) no es capaz de detectar este efecto. Aún más, se introdujo un parámetro de corte en la región de integración, sin que los resultados mostraran una variación apreciable en un amplio rango de valores del parámetro de corte ($10^{-3} < \epsilon < 10^{-1}$). Es posible que cerca de la singularidad, la amplitud se comporte como la razón de dos cantidades que tienden simultáneamente a cero, en cuyo caso, como es bien sabido del cálculo elemental, el límite existe. Sin embargo, esto requiere de un análisis más cuidadoso, el cual se tiene contemplado realizar en el futuro próximo.

- Acoplamiento del bosón de Higgs a quarks



$$= -i \frac{gm_q}{2m_W} \delta_{ij}.$$

- Acoplamiento de tres gluones



$$= -g_s f_{abc} [g_{\mu_2 \mu_3} (k_2 - k_3)_{\mu_1} + g_{\mu_3 \mu_1} (k_3 - k_1)_{\mu_2} + g_{\mu_1 \mu_2} (k_1 - k_3)_{\mu_3}].$$

El grupo $SU_C(3)$ puede estar definido en término de su representación fundamental, matrices unitarias 3×3 ; se tienen pues, ocho generadores, dados en la relación $L_3^a = \lambda^a/2$, donde las matrices de Gell-mann λ^a , con $a = 1, \dots, 8$ satisfacen [32]

$$\begin{aligned} Tr\left(\frac{\lambda^a}{2}\right) &= 0, \\ Tr\left(\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2}\right) &= \frac{\delta^{ab}}{2}, \\ Tr\left(\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2}, \frac{\lambda^c}{2}\right) &= \frac{d_{abc} + if_{abc}}{4}, \end{aligned} \tag{A.1}$$

donde d_{abc} y f_{abc} son las constantes de estructura del grupo simétrica y antisimétrica respectivamente, al cuadrado toman los siguientes valores para el grupo $SU(N)$

$$\sum_{a,b,c} d_{abc}^2(N) = \frac{(1 - N^2)(4 - N^2)}{N}, \tag{A.2}$$

$$\sum_{a,b,c} f_{abc}^2(N) = -N(1 - N^2), \tag{A.3}$$

$$\sum_{a,b} (\delta^{ab})^2 = N^2 - 1, \tag{A.4}$$

tomando $N = 3$, ya que en el decaimiento hay tres gluones en el estado final y, por tanto, $SU(3)$ es el grupo de interés, se tienen directamente los valores

$$\begin{aligned} d_{abc}^2 &= 40/3, \\ f_{abc}^2 &= 24, \\ (\delta^{ab})^2 &= 8. \end{aligned} \tag{A.5}$$

También son de utilidad las siguientes relaciones para las constantes [31, 40]

$$g = 2m_W \sqrt{\sqrt{2}G_F}, \tag{A.6}$$

$$g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}, \tag{A.7}$$

con $G_F = 1.1663787 \times 10^{-5} GeV^{-2}$ y $\alpha_s(m_H) = 0.113067$, de acuerdo con [34].

Por último, el valor tanto de la masa del bosón de Higgs como la masa de los quarks contenidos en el ME empleados en las evaluaciones fueron tomados de la referencia [34]

$$\begin{aligned} m_H &= 125 GeV, \\ m_u &= 0,0023 GeV, \\ m_d &= 0,0048 GeV, \\ m_s &= 0,095 GeV, \\ m_c &= 1,275 GeV, \\ m_b &= 4,18 GeV, \\ m_t &= 173,07 GeV. \end{aligned} \tag{A.8}$$

Apéndice B

Funciones escalares de Passarino-Veltman y factores de forma

Se denotan las funciones escalares de Passarino-Veltman como

$$B_0(1) \equiv B_0(2p_{12}, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.1})$$

$$B_0(2) \equiv B_0(2p_{13}, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.2})$$

$$B_0(3) \equiv B_0(2p_{23}, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.3})$$

$$B_0(4) \equiv B_0(m_H^2, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.4})$$

$$C_0(1) \equiv C_0(0, 0, 2p_{12}, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.5})$$

$$C_0(2) \equiv C_0(0, 0, 2p_{13}, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.6})$$

$$C_0(3) \equiv C_0(0, 0, 2p_{23}, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.7})$$

$$C_0(4) \equiv C_0(0, 2p_{12}, m_H^2, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.8})$$

$$C_0(5) \equiv C_0(0, 2p_{13}, m_H^2, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.9})$$

$$C_0(6) \equiv C_0(0, 2p_{23}, m_H^2, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.10})$$

$$D_0(1) \equiv D_0(0, 0, 0, m_H^2, 2p_{12}, 2p_{13}, m_q^2, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.11})$$

$$D_0(2) \equiv D_0(0, 0, 0, m_H^2, 2p_{12}, 2p_{23}, m_q^2, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.12})$$

$$D_0(3) \equiv D_0(0, 0, 0, m_H^2, 2p_{13}, 2p_{23}, m_q^2, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad (\text{B.13})$$

donde $p_{ij} \equiv p_i \cdot p_j$, con $i, j = 1, 2, 3$.

B.1. Factores de forma

A continuación se enlistan los factores de forma, el subíndice C_k o T_k con $k = 1, 2, 3, 4$, indican la procedencia de la contribución de caja o triángulo respectivamente.

$$\begin{aligned}
f_{C_1}^q = & -\frac{2m_q^2 p_{12}(p_{13} + 2p_{23})}{p_{23}^2(p_{13} + p_{23})^2} B_0(1) - \frac{2m_q^2}{p_{23}^2} B_0(2) + \frac{2m_q^2[(p_{13} + p_{23})^2 + p_{12}(p_{13} + 2p_{23})]}{p_{23}^2(p_{13} + p_{23})^2} B_0(4) \\
& - \frac{2m_q^2 p_{12}^2}{p_{23}^3} C_0(1) - \frac{2m_q^2 p_{12} p_{13}}{p_{23}^3} C_0(2) \\
& + \frac{m_q^2 \{2p_{12} p_{13}(p_{13} + p_{23})^2 + p_{23}[p_{23}^3 - p_{13}^2 p_{23} + 2m_q^2(p_{13}^2 + 2p_{23} p_{13} - p_{23}^2)]\}}{p_{13} p_{23}^3 (p_{13} + p_{23})} C_0(4) \\
& + \frac{m_q^2(p_{12} + p_{23})[2p_{12} p_{13} + (2m_q^2 - p_{23})p_{23}]}{p_{13} p_{23}^3} C_0(5) + \frac{m_q^2(p_{12} + p_{13})(p_{23} - 2m_q^2)}{p_{13} p_{23}^2} C_0(6) \\
& + \frac{m_q^2 p_{12}[4p_{12} p_{13} + (6m_q^2 - p_{23})p_{23}]}{p_{23}^3} D_0(1) + \frac{m_q^2 p_{12}(p_{23} - 2m_q^2)}{p_{13} p_{23}} D_0(2) \\
& + \left(m_q^2 - \frac{2m_q^4}{p_{23}} \right) D_0(3) + \frac{2m_q^2}{p_{23}^2 + p_{13} p_{23}}, \tag{B.14}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_{C_2}^q = & \frac{2m_q^2 p_{12}(2p_{13} + p_{23})}{p_{13}^2(p_{13} + p_{23})^2} B_0(1) + \frac{2m_q^2}{p_{13}^2} B_0(3) - \frac{2m_q^2[(p_{13} + p_{23})^2 + p_{12}(2p_{13} + p_{23})]}{p_{13}^2(p_{13} + p_{23})^2} B_0(4) \\
& + \frac{2m_q^2 p_{12}^2}{p_{13}^3} C_0(1) + \frac{2m_q^2 p_{12} p_{23}}{p_{13}^3} C_0(3) \\
& + \frac{m_q^2 \{2m_q^2 p_{13}(p_{13}^2 - 2p_{23} p_{13} - p_{23}^2) - (p_{13} + p_{23})[p_{13}^3 - (p_{13} - 2p_{12})p_{23} p_{13} + 2p_{12} p_{23}^2]\}}{p_{13}^3 p_{23} (p_{13} + p_{23})} C_0(4) \\
& + \frac{m_q^2(2m_q^2 - p_{13})(p_{12} + p_{23})}{p_{13}^2 p_{23}} C_0(5) - \frac{m_q^2(p_{12} + p_{13})(2p_{13} m_q^2 - p_{13}^2 + 2p_{12} p_{23})}{p_{13}^3 p_{23}} C_0(6) \\
& + \frac{m_q^2 p_{12}(2m_q^2 - p_{13})}{p_{13} p_{23}} D_0(1) + \frac{m_q^2 p_{12}(-6p_{13} m_q^2 + p_{13}^2 - 4p_{12} p_{23})}{p_{13}^3} D_0(2) \\
& + m_q^2 \left(\frac{2m_q^2}{p_{13}} - 1 \right) D_0(3) - \frac{2m_q^2}{p_{13}^2 + p_{23} p_{13}}, \tag{B.15}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_{C_3}^q = & -\frac{2m_q^2 p_{13}(2p_{12} + p_{23})}{p_{12}^2(p_{12} + p_{23})^2} B_0(2) - \frac{2m_q^2}{p_{12}^2} B_0(3) + \frac{2m_q^2[p_{12}^2 + 2(p_{13} + p_{23})p_{12} + p_{23}(p_{13} + p_{23})]}{p_{12}^2(p_{12} + p_{23})^2} B_0(4) \\
& - \frac{2m_q^2 p_{13}^2}{p_{12}^3} C_0(2) - \frac{2m_q^2 p_{13} p_{23}}{p_{12}^3} C_0(3) + \frac{m_q^2(p_{12} - 2m_q^2)(p_{13} + p_{23})}{p_{12}^2 p_{23}} C_0(4) \\
& + \frac{m_q^2 \{2p_{12}(-p_{12}^2 + 2p_{23} p_{12} + p_{23}^2) m_q^2 + (p_{12} + p_{23})[p_{12}^3 - (p_{12} - 2p_{13})p_{23} p_{12} + 2p_{13} p_{23}^2]\}}{p_{12}^3 p_{23} (p_{12} + p_{23})} C_0(5) \\
& + \frac{m_q^2(p_{12} + p_{13})(2p_{12} m_q^2 - p_{12}^2 + 2p_{13} p_{23})}{p_{12}^3 p_{23}} C_0(6) + \frac{m_q^2(p_{12} - 2m_q^2) p_{13}}{p_{12} p_{23}} D_0(1) \\
& + \left(m_q^2 - \frac{2m_q^4}{p_{12}} \right) D_0(2) + \frac{m_q^2 p_{13}(6p_{12} m_q^2 - p_{12}^2 + 4p_{13} p_{23})}{p_{12}^3} D_0(3) + \frac{2m_q^2}{p_{12}^2 + p_{23} p_{12}}, \tag{B.16}
\end{aligned}$$

**APÉNDICE B. FUNCIONES ESCALARES DE PASSARINO-VELTMAN Y
FACTORES DE FORMA**
B.1. FACTORES DE FORMA

$$\begin{aligned}
f_{C_4}^q = & -\frac{m_q^2}{p_{13}p_{23}}B_0(1) - \frac{m_q^2}{p_{12}p_{23}}B_0(2) - \frac{m_q^2}{p_{12}p_{13}}B_0(3) + \frac{m_q^2(p_{12} + p_{13} + p_{23})}{p_{12}p_{13}p_{23}}B_0(4) \\
& - \frac{m_q^2p_{12}(p_{13}^2 + p_{23}^2)}{p_{13}^2p_{23}^2}C_0(1) - \frac{m_q^2p_{13}(p_{12}^2 + p_{23}^2)}{p_{12}^2p_{23}^2}C_0(2) - \frac{m_q^2(p_{12}^2 + p_{13}^2)p_{23}}{p_{12}^2p_{13}^2}C_0(3) \\
& + \frac{m_q^2(p_{13} + p_{23})(p_{13}^2 + p_{23}^2)}{p_{13}^2p_{23}^2}C_0(4) + \frac{m_q^2(p_{12} + p_{23})(p_{12}^2 + p_{23}^2)}{p_{12}^2p_{23}^2}C_0(5) \\
& + \frac{m_q^2(p_{12} + p_{13})(p_{12}^2 + p_{13}^2)}{p_{12}^2p_{13}^2}C_0(6) + \frac{m_q^2[2p_{12}p_{13} + (2m_q^2 - p_{23})p_{23}]}{p_{23}^2}D_0(1) \\
& + \frac{m_q^2(2p_{13}m_q^2 - p_{13}^2 + 2p_{12}p_{23})}{p_{13}^2}D_0(2) + \frac{m_q^2(2p_{12}m_q^2 - p_{12}^2 + 2p_{13}p_{23})}{p_{12}^2}D_0(3) , \quad (B.17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_{T_1}^q = & \frac{2m_q^2}{(p_{12} + p_{23})^2}B_0(2) - \frac{2m_q^2}{(p_{12} + p_{23})^2}B_0(4) + \frac{2m_q^2(-2m_q^2 + p_{12} + p_{23})}{p_{13}(p_{12} + p_{23})}C_0(5) \\
& + \frac{2m_q^2}{p_{23}^2 + p_{13}p_{23}} , \quad (B.18)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_{T_2}^q = & -\frac{2m_q^2}{(p_{12} + p_{13})^2}B_0(3) + \frac{2m_q^2}{(p_{12} + p_{13})^2}B_0(4) - \frac{2m_q^2(-2m_q^2 + p_{12} + p_{13})}{(p_{12} + p_{13})p_{23}}C_0(6) \\
& - \frac{2m_q^2}{p_{13}^2 + p_{23}p_{13}} , \quad (B.19)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_{T_3}^q = & \frac{2m_q^2}{(p_{12} + p_{13})^2}B_0(3) - \frac{2m_q^2}{(p_{12} + p_{13})^2}B_0(4) + \frac{2m_q^2(-2m_q^2 + p_{12} + p_{13})}{(p_{12} + p_{13})p_{23}}C_0(6) \\
& + \frac{2m_q^2}{p_{13}^2 + p_{23}p_{13}} , \quad (B.20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_{T_4}^q = & -\frac{2m_q^2}{(p_{13} + p_{23})^2}B_0(1) - \frac{2m_q^2}{(p_{12} + p_{23})^2}B_0(2) - \frac{2m_q^2}{(p_{12} + p_{13})^2}B_0(3) \\
& + \frac{2m_q^2}{(p_{12} + p_{13})^2(p_{12} + p_{23})^2(p_{13} + p_{23})^2} \times [p_{12}^4 + 2(p_{13} + p_{23})p_{12}^3 \\
& + (3p_{13}^2 + 8p_{23}p_{13} + 3p_{23}^2)p_{12}^2 + 2(p_{13} + p_{23})(p_{13}^2 + 3p_{23}p_{13} + p_{23}^2)p_{12} \\
& + (p_{13}^2 + p_{23}p_{13} + p_{23}^2)^2]B_0(4) + \frac{2m_q^2(2m_q^2 - p_{13} - p_{23})}{p_{12}(p_{13} + p_{23})}C_0(4) \\
& + \frac{2m_q^2(2m_q^2 - p_{12} - p_{23})}{p_{13}(p_{12} + p_{23})}C_0(5) + \frac{2m_q^2(2m_q^2 - p_{12} - p_{13})}{(p_{12} + p_{13})p_{23}}C_0(6) . \quad (B.21)
\end{aligned}$$

Se puede ver fácilmente que las expresiones B.19 y B.20 cumplen lo siguiente

$$f_{T_3}^q = -f_{T_2}^q. \quad (B.22)$$

Apéndice C

El decaimiento $H \rightarrow gg$

Se calcula el decaimiento del bosón de Higgs a dos gluones, $H \rightarrow gg$ en el contexto del ME, este proceso es generado a orden de un lazo de quark, el decaimiento se representa mediante el siguiente diagrama

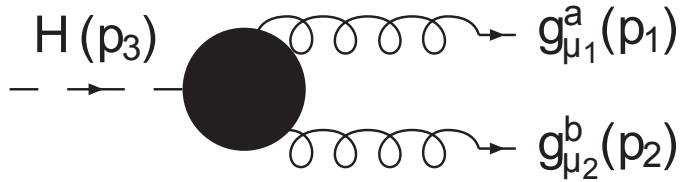


Figura C.1: Decaimiento $H \rightarrow gg$ a orden de un lazo.

de acuerdo con la Fig. (C.1), los cuatrimomentos, índices de Lorentz y de color para el decaimiento quedan establecidos como

$$g_{\mu_1}^a(p_1)g_{\mu_2}^b(p_2)H(p_3), \quad (\text{C.1})$$

con $p_{1,2,3}$ indicando los cuatrimomentos, $\mu_{1,2}$ los índices de Lorentz, y a, b los índices de color del grupo $SU_C(3)$.

Las condiciones de cinemática se encuentran dadas por

$$\begin{aligned} p_1^{\mu_1} &= p_2^{\mu_2} = 0, \\ p_1 \cdot p_1 &= p_2 \cdot p_2 = 0, \\ p_1 \cdot p_2 &= \frac{m_H^2}{2}. \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

donde m_H denota la masa del bosón de Higgs.

APÉNDICE C. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow GG$

Los diagramas a orden de un lazo que contribuyen en este proceso se presentan a continuación en la Fig. (C.2),

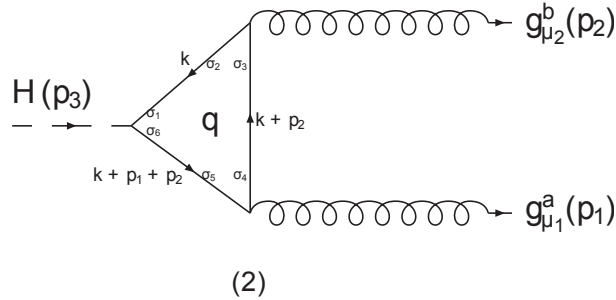
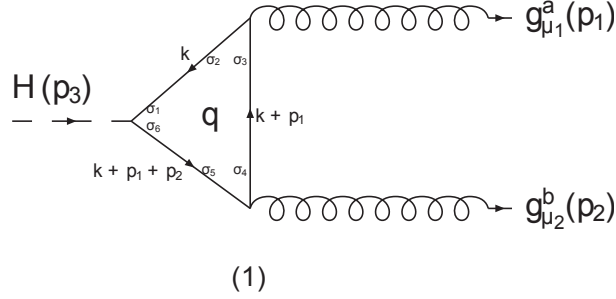


Figura C.2: Diagramas de triángulo que contribuyen al decaimiento $H \rightarrow gg$.

La amplitud invariante del proceso queda entonces denotada por $\mathcal{M}_{H \rightarrow gg}$, está compuesta por la suma de los dos diagramas que contribuyen al proceso, es decir,

$$\mathcal{M}_{H \rightarrow gg} = \mathcal{M}_{Diagrama_1} + \mathcal{M}_{Diagrama_2}, \quad (C.3)$$

donde $\mathcal{M}_{Diagrama_1}$ y $\mathcal{M}_{Diagrama_2}$ denotan la amplitud correspondiente a los diagramas (1) y (2) de la Fig. (C.2) respectivamente, se observa que se satisface la simetría de Bose entre los gluones dada en la ecuación (2.4). Los diagramas se resuelven tomando las reglas de Feynman presentadas en el Apéndice A.

Para el diagrama (1),

$$\mathcal{M}_{Diagrama_1}^{\mu_1 \mu_2} = \mathcal{F}_{Diagrama_1} \mathcal{I}_{Diagrama_1}^{\mu_1 \mu_2}, \quad (C.4)$$

el coeficiente $\mathcal{F}_{Diagrama_1}$ está dado por

$$\mathcal{F}_{Diagrama_1} = -\frac{gg_s^2}{2m_W} \text{Tr}[T^a T^b], \quad (C.5)$$

donde g y g_s son, como ya se mencionó en el Capítulo 2, las constantes de acoplamiento asociadas con los grupos $SU_L(2)$ y $SU_C(3)$ respectivamente, y $T^a = \lambda^a/2$. Siendo m_q la masa del quark que circula en el lazo, la integral indicada en la expresión (C.4) está dada por

$$\mathcal{I}_{Diagrama_1}^{\mu_1 \mu_2} = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\mathcal{N}_{Diagrama_1}^{\mu_1 \mu_2}}{\mathcal{D}_{Diagrama_1}}, \quad (C.6)$$

con

$$\mathcal{N}_{Diagrama_1}^{\mu_1\mu_2} = \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^{\mu_1}(\not{k} + \not{p}_1 + m_q)\gamma^{\mu_2}(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_2 + m_q)\}, \quad (\text{C.7})$$

$$\mathcal{D}_{Diagrama_1} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_1)^2 - m_q^2][(k + p_1 + p_2)^2 - m_q^2]. \quad (\text{C.8})$$

Para el segundo diagrama,

$$\mathcal{M}_{Diagrama_2}^{\mu_1\mu_2} = \mathcal{F}_{Diagrama_2} \mathcal{I}_{Diagrama_2}^{\mu_1\mu_2}, \quad (\text{C.9})$$

se tiene para este diagrama que

$$\mathcal{F}_{Diagrama_2} = \mathcal{F}_{Diagrama_1}, \quad (\text{C.10})$$

la integral es dada por

$$\mathcal{I}_{Diagrama_2}^{\mu_1\mu_2} = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\mathcal{N}_{Diagrama_2}^{\mu_1\mu_2}}{\mathcal{D}_{Diagrama_2}}, \quad (\text{C.11})$$

con

$$\mathcal{N}_{Diagrama_2}^{\mu_1\mu_2} = \text{Tr}\{m_q(\not{k} + m_q)\gamma^{\mu_2}(\not{k} + \not{p}_2 + m_q)\gamma^{\mu_1}(\not{k} + \not{p}_1 + \not{p}_2 + m_q)\}, \quad (\text{C.12})$$

$$\mathcal{D}_{Diagrama_2} = (k^2 - m_q^2)[(k + p_2)^2 - m_q^2][(k + p_1 + p_2)^2 - m_q^2]. \quad (\text{C.13})$$

De las ecuaciones (C.4) y (C.9) se observa que se cumple que

$$\mathcal{M}_{Diagrama_1}^{\mu_1\mu_2} - \mathcal{M}_{Diagrama_2}^{\mu_1\mu_2} = 0. \quad (\text{C.14})$$

Además, la amplitud total $\mathcal{M}_{H \rightarrow gg}^{\mu_1\mu_2}{}_{ab}$ es invariante de norma, se satisfacen las identidades de Ward

$$p_{1\mu_1} \mathcal{M}_{H \rightarrow gg}^{\mu_1\mu_2}{}_{ab} = 0, \quad (\text{C.15})$$

$$p_{2\mu_2} \mathcal{M}_{H \rightarrow gg}^{\mu_1\mu_2}{}_{ab} = 0. \quad (\text{C.16})$$

De manera explícita, la amplitud total de este decaimiento es

$$\mathcal{M}_{H \rightarrow gg}^{\mu_1\mu_2}{}_{ab} = \frac{igg_s^2}{16m_H^2 m_W \pi^2} m_q \delta_{ab} ((m_H^2 - 4m_q^2) C_0(m_H^2, 0, 0, m_q^2, m_q^2, m_q^2) - 2) (m_H^2 g^{\mu_1\mu_2} - 2p_2^{\mu_1} p_1^{\mu_2}). \quad (\text{C.17})$$

Es posible reescribir la amplitud total (C.17) como sigue

$$\mathcal{M}_{a,bH \rightarrow gg}^{\mu_1\mu_2} = \mathcal{F}_{H \rightarrow gg} (g^{\mu_1\mu_2} - \frac{p_2^{\mu_1} p_1^{\mu_2}}{p_1 \cdot p_2}) (\delta_{ab}), \quad (\text{C.18})$$

donde

$$\mathcal{F}_{H \rightarrow gg} = \frac{igg_s^2}{16m_W \pi^2} m_q^2 ((m_H^2 - 4m_q^2) C_0(m_H^2, 0, 0, m_q^2, m_q^2, m_q^2) - 2). \quad (\text{C.19})$$

A partir de esta amplitud, se obtiene el resultado bien conocido en la literatura del decaimiento $H \rightarrow gg$ [41, 42, 43]

$$\begin{aligned} \Gamma_{H \rightarrow gg} &= \frac{G_F \alpha_s^2}{8\sqrt{2}\pi^3 m_H} \sum_{a,b} \delta_{a,b}^2 \left| \sum_{i=1}^6 m_{q_i}^2 \left[1 + \left(2m_{q_i}^2 - \frac{m_H}{2} \right) C_0^H \right] \right|^2 \\ &= \frac{G_F \alpha_s^2 m_H^3}{36\sqrt{2}\pi^3} \left| \frac{3}{4} \sum_{i=1}^6 A_{1/2}(\tau_i) \right|^2, \end{aligned} \quad (\text{C.20})$$

en este resultado se sigue la notación de [17]

$$A_{\frac{1}{2}}(\tau) \equiv \frac{2[\tau + (\tau - 1)f(\tau)]}{\tau^2}, \quad (\text{C.21})$$

con

$$\tau \equiv \frac{m_H^2}{4m_q^2}, \quad (\text{C.22})$$

y

$$\begin{aligned} f(\tau) &\equiv \arctan^2 \frac{-i}{\sqrt{1-\tau^{-1}}} \\ &= \begin{cases} \arcsin^2 \sqrt{\tau} & , \tau \leq 1 \\ -\frac{1}{4} \left[\log \left(\frac{1+\sqrt{1-\tau^{-1}}}{1-\sqrt{1-\tau^{-1}}} \right) - i\pi \right]^2 & , \tau > 1 \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

La forma analítica para la función de Passarino-Veltman que aparece en la amplitud es

$$\begin{aligned} C_0^H &\equiv C_0(0, 0, m_H^2, m_q^2, m_q^2, m_q^2) \\ &= -\frac{2}{m_H^2} f(\tau). \end{aligned} \quad (\text{C.24})$$

Los resultados que se obtienen para este decaimiento mediante integración numérica se presentan en el Capítulo 4 de resultados, en la Fig. (4.4) se presenta la anchura de decaimiento en función de la masa de un quark genérico. En la Tabla (4.1) se presenta el valor de la anchura del decaimiento $H \rightarrow gg$ para cada uno de los quarks contenidos en el ME.

Bibliografía

- [1] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry And The Mass Of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964).
P. W. Higgs, *Broken Symmetries And The Masses Of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. 13, 508 (1964).
G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, *Global Conservation Laws And Massless Particles* Phys. Rev. Lett. 13, 585 (1964).
- [2] ATLAS Collaboration, arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [3] CMS Collaboration, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [4] A. Flores-Tlalpa, J. Montaña, F. Ramírez Zavaleta and J. J. Toscano, *Decays $Z \rightarrow ggg$ And $Z' \rightarrow ggg$ In The Minimal 331 Model*. Phys. Rev. D 80, 033006 (2009), arXiv:0906.1852 [hep-ph].
- [5] A. Flores-Tlalpa, J. Montaña, F. Ramírez Zavaleta and J. J. Toscano, *Decays $Z \rightarrow gg\gamma$ And $Z' \rightarrow gg\gamma$ In The Minimal 331 Model*. Phys. Rev. D. 80, 077301 (2009), arXiv:0908.3728 [hep-ph].
- [6] J. Montaña, M. Napsuciale and C. A. Vaquera-Araujo, *$Z' \rightarrow ggg$ Decay In Left-Right Symmetric Models With Three And Four Fermion Families*, Phys. Rev. D 84, 115010 (2011), arXiv:1011.4986 [hep-ph].
- [7] J. Montaña, M. A. Pérez, F. Ramírez Zavaleta and J. J. Toscano, *Decays $Z' \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ and $Z \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ In The Minimal 331 Model*, Phys. Rev. D 85, 035012 (2012), arXiv:1110.3446 [hep-ph].
- [8] J. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, *A Phenomenological Profile of the Higgs Boson*, Nucl. Phys. B 106, 292 (1976).
- [9] F. Wilczek, *Decays of Heavy Vector Mesons Into Higgs Particles*. Phys. Rev. Lett. 39, 1304 (1977).
- [10] G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*. Phys. Rev. Lett. 13, 585 (1964).
- [11] T. Inami, T. Kubota and Y. Okada, *Effective Gauge Theory And The Effect Of Heavy Quarks In Higgs Boson Decays*, Z. Phys. C 18, 69 (1983).
- [12] Carl R. Schmidt, *$H \rightarrow ggg(gg\bar{q})$ At Two Loops In The Large- M_t Limit*. Phys. Lett. B 413, 391 (1997).
- [13] Bernd A. Kniehl, *Higgs Phenomenology At One Loop In The Standard Model*. Phys. Rep. 240 (1994).
- [14] R. K. Ellis, I. Hinchliffe, M. Soldate and J. J. van der Bij, *Higgs Decay to $\tau^+\tau^-$: A Possible Signature of Intermediate Mass Higgs Boson At The SSC*, Nucl. Phys. B 297, 221 (1988).

- [15] S. Dawson, *Radiative Corrections To Higgs Boson Production*, Nucl. Phys. B 359, 283 (1991).
- [16] A. Djouadi, M. Spira and P.M. Zerwas, *Production Of Higgs Boson In Proton Colliders: QCD Corrections*. Phys. Lett B 264, 440 (1991).
- [17] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz and P. M. Zerwas, *Higgs boson production at the LHC*, Nucl. Phys. B 453, 17 (1995) [hep-ph/9504387]
- [18] A. Djouadi, *The anatomy of electro-weak symmetry breaking I: The Higgs boson in the standard model*, Phys. Rept. 457, (2008)[hep-ph/0503172].
- [19] A. Cordero-Cid, J. M. Hernández, G. Tavares Velazco and J. J. Toscano *Rare Top Quark Decay $t \rightarrow u_1 \bar{u}_2 u_2$ In The Standard Model*. Phys. Rev. D 73, 094005 (2006).
- [20] G. Eilam, M. Frank and I. Turan, *Rare Decay Of The Top $t \rightarrow cgg$ In The Standard Model*. Phys. Rev. D 73, 053011 (2006).
- [21] S. Dittmair *et. al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*, arXiv: 1101.0593 [hep-ph].
- [22] S. Dittmair, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka S. Alekhin, J. Alwall and E. A. Bagnaschi *et. al.* *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions*, arXiv:1201.3084 [hep-ph].
- [23] S. Heinemeyer *et. al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties*, arXiv:1307.1347 [hep-ph].
- [24] *Gauge Theories of the Strong and Electroweak Interaction*. M. Böhm, A. Denner and H. Joos. B. G. Teubner Stuttgart, Leipzig, Wiesbaden (2001).
- [25] *Elementary Particles and their interactions, Concepts and Phenomena*. Quan Ho-Kim and Xuan-Yem Pham. Springer (1998).
- [26] *Introduction to Elementary Particle Physics*. A. Bettini. University of Padua. Italy. Cambridge University Press (2008).
- [27] *Particles and fundamental interactions, An introduction to Particle Physics*. Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli and Maurizio Spurio. Springer (2012).
- [28] *Elementary Particle Physics Volume 2: Foundations of the Standard Model*. Yorikiyo Nagashima. WILEY-VCH Verlag GmbH (2013).
- [29] *Foundations of Quantum Chromodynamics. An introduction to Perturbative Methods in Gauge Theories*. T. Muta. World Scientific (1998).
- [30] *Gauge theory of elementary particle physics*. Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li. Clarendon Press. Oxford. (1982).
- [31] *Introduction to Quantum Field Theory*. Peskin, Schroeder. Perseus Book Publishing (1995).
- [32] *The Standard Model and Beyond*. P. Langacker. CRC Press (2009).
- [33] *Collider Physics*. Venon D. Barger. Roger J. N. Phillips. Redwood City. Addison-Wesley (1997).
- [34] J. Beringer *et al.*[Particle Data Group Collaboration], *Review of particle physics*, Phys. Rev. D 86, 010001, (2012).
- [35] *Foundations of Perturbative QCD*. John Collins. Cambridge University Press (2011).
- [36] *Quarks and Leptons. An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Francis Halzen and Alan D. Martin. John Wiley and Sons (1984).

- [37] Morten L. Laursen and Mark A. Samuel. *Z⁰ Decay and Electron Positron Annihilation Into Three Gluons*. Z. Phys. C (1982).
- [38] *The Physics of the Standard Model and Beyond*. T. Morii, C. S. Lim and S.N. Mukherjee. World Scientific (2003).
- [39] *The Higgs Hunter's Guide*. John F. Gunion, Howard E. Haber, Gordon Kane, Sally Dawson. Perseus Publishing, Cambridge Massachusetts.
- [40] *Introduction to Elementary Particles*. David Griffiths. John Wiley and Sons , Inc.
- [41] Wai-Yee Keung and W. J. Marciano, *Higgs-Scalar decays: H → W[±] + X*. Phys. Rev. D 30, 248 (1984).
- [42] M Steinhauser, *Higgs Decay Into Gluons Up To O(α_s³G_Fm_t²)*. hep-ph/9809507 (1998).
- [43] M. Schreck and M. Steinhauser, *Higgs Decay To Gluons At NNLO*. Phys. Lett. B 655 (2007).

