



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Efectos del bosón de norma W sobre el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en dimensiones extra

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestra en Ciencias en Física Aplicada

por

Laura Sies Ramos

asesorada por

Dr. Eric Martínez Pascual

Dr. J. Jesús Toscano Chávez

Puebla Pue.
28 de enero de 2015



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Efectos del bosón de norma W sobre el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en dimensiones extra

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestra en Ciencias en Física Aplicada

por

Laura Sies Ramos

asesorada por

Dr. Eric Martínez Pascual

Dr. J. Jesús Toscano Chávez

Puebla Pue.
28 de enero de 2015

Título: Efectos del bosón de norma W sobre el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en dimensiones extra

Estudiante: LAURA SIES RAMOS

COMITÉ

Dr. Gilberto Tavares Velasco
Presidente

Dr. Alfonso Rosado Sánchez
Secretario

Dr. Gilberto Silva Ortigoza
Vocal

Dr. Javier Miguel Hernández López
Suplente

Dr. Eric Martínez Pascual
Asesor

Dr. J. Jesús Toscano Chávez
Asesor

AGRADECIMIENTOS

Agradezco por todo el apoyo brindado a lo largo de este camino largo que he recorrido junto a ellos mis padres quienes han confiado en mí en todo momento, por el amor que día a día me brindan.

Un verdadero amigo es alguien que te conoce tal como eres, comprende dónde has estado, te acompaña en tus logros y en tus fracasos, celebra tus alegrías, comparte tu dolor y jamás te juzga por tus errores, por eso te doy gracias que hayas estado conmigo recorriendo este camino juntas, especialmente a ti Lucerito mi gran amiga sin descartar a mis amigos que también has estado en todo momento: Paola, Jhony, Josué y compañeros de trabajo en común. A ti José Luis te agradezco por la paciencia que me has tenido en este último mes y darme ánimos para terminar este trabajo.

A mis formadores en especial al Dr. Eric Martínez Pascual quien me guió durante el último año para que este trabajo tuviera la mejor presentación. Finalmente y como más importante, me gustaría agradecer sinceramente a mi asesor de Tesis Dr. J. Jesús Toscano Chávez por sus orientaciones, su manera de trabajar, su persistencia y su motivación para que este trabajo saliera adelante. A su manera, ha sido capaz de ganarse mi lealtad y admiración así como sentirme en deuda por todo lo recibido durante el periodo que ha durado esta Tesis.

Por todo el apoyo económico y técnico científico para el desarrollo de esta tesis, exiendo el más sincero agradecimiento al CONACYT y a la FCFM-BUAP.

Índice general

Resumen	1
Intro	2
1. Modelo Estándar	5
1.1. Características generales	5
1.2. Modelo Estándar electrodébil	6
1.2.1. Rompimiento espontáneo de una simetría	7
1.3. Sectores del modelo Estándar electrodébil	10
1.3.1. Sector Yang-Mills	10
1.3.2. Sector de Higgs	11
1.3.3. Sector de Yukawa	12
1.3.4. Sector de Corrientes	13
2. El decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en el Modelo Estándar	15
2.1. Contribución fermiónica	16
2.2. Contribución bosónica	17
2.3. La anchura de decaimiento	19
3. El Modelo estándar con dimensiones extra	21
3.1. El sector de Yang-Mills	22
3.2. El Sector de Higgs	26
3.3. Espectro de masas de campos escalares	30
3.4. El Potencial de Higgs	32
3.5. Mezclas bilineales	33
3.6. Acoplamientos del bosón de Higgs a bosones cargados	34
4. Efectos del bosón W al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en dimensiones extra	35
4.1. Contribución vectorial	35
4.2. Contribución escalar	36
4.3. Propiedades de la amplitud	38
5. Conclusiones y perspectivas	41
A. Reglas de Feynman	43
A.1. Reglas de Feynman para $H \rightarrow \gamma\gamma$, sector fermiónico	43
A.1.1. Reglas de Feynman sector bosónico	43
A.1.2. Reglas de Feynman para escalares	44
B. Código latex para las ecuaciones (2.13) y (2.35)	45

IV

ÍNDICE GENERAL

C. Objetos Covariantes

47

Bibliografía

48

Resumen

Se estudia el decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones, $H \rightarrow \gamma\gamma$, en el contexto del Modelo Estándar formulado en un espacio-tiempo con n dimensiones extra compactas. Cuando el número de dimensiones extra n es mayor o igual a 2, los decaimientos y procesos en 4 dimensiones son impactados de manera no trivial debido a que la teoría original es formulada con base en un grupo de Poincaré extendido $ISO(1, 3+n)$. Como consecuencia, una vez realizada la compactificación, hay más de un campo asociado con la misma partícula, los cuales tienen su origen en dos fuentes: (1) un número infinito de modos de Kaluza-Klein que resultan de romper explícitamente el subgrupo de las traslaciones de $ISO(1, 3+n)$ en el grupo ordinario de 4 dimensiones mediante la integración de las dimensiones extra; (2) los que resultan del hecho de que un espinor del grupo de Lorentz extendido $SO(1, 3+n)$ se convierte en $2^{\frac{n}{2}}$ espinores del grupo de Lorentz estándar $SO(1, 3)$, mientras que una representación vectorial de $SO(1, 3+n)$ se convierte en una representación vectorial más n representaciones escalares de $SO(1, 3)$. En un primer acercamiento al estudio del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, se calculan las contribuciones de un lazo de los modos de Kaluza-Klein que emergen de los diversos campos asociados a la partícula W . Se demuestra que estas contribuciones satisfacen varios requerimientos de consistencia, como son la ausencia de divergencias ultravioletas en lo que concierne a las 4 dimensiones conocidas, así como invariancia bajo el grupo de norma electromagnético.

Introducción

Los experimentos ATLAS y CMS del Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés) han tenido evidencia [1, 2] de una partícula eléctricamente neutra y de espín cero, justo con las características del bosón de Higgs que predice el Modelo Estándar (SM). Como consecuencia, muchos de los experimentos en el mediano, e incluso largo plazo, tanto del colisionador LHC, como del acelerador lineal que se tiene contemplado construir en el futuro (ILC, por sus siglas en inglés) [3], estarán enfocados a medir con altos niveles de precisión todos sus posibles decaimientos. En particular, una medición de alto nivel de precisión sobre el decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones $H \rightarrow \gamma\gamma$ reviste gran importancia, ya que este proceso es una predicción de orden de un lazo del ME y es, por lo tanto, muy sensible a efectos de nueva física. Este proceso constituye un laboratorio único para buscar fuentes de nueva física.

En esta tesis de maestría se estudia el decaimiento del bosón de Higgs $H \rightarrow \gamma\gamma$ en presencia de dimensiones extra compactas [4, 5]. Nuestro estudio está basado en una extensión del ME que incorpora un número arbitrario n de dimensiones extra. El decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ ya ha sido estudiado en el contexto de dimensiones extra. Un primer estudio fue realizado en el contexto del ME con solo una dimensión extra [6]. Diversos estudios han sido realizados antes [7] y después [8, 9] del descubrimiento de esta partícula considerando hasta dos dimensiones extra y asumiendo varios tipos de geometrías para la variedad compacta. Nuestro principal objetivo en esta tesis es estudiar la sensibilidad de este proceso no sólo al tamaño de la variedad compacta, sino también a su dimensión. Aunque la geometría específica de la variedad puede ser también de gran importancia desde el punto de vista fenomenológico, en este trabajo se considera una generalización simple de la variedad usada en el caso de una sola dimensión extra [10, 11], la cual consiste en la introducción de una orbifold S^1/Z_2 , con S^1 el círculo de radio R . Este esquema consiste en la introducción de n copias de la geometría usada en el caso de $n = 1$, la cual ha sido ya implementada en la referencia [12].

En la realización de este trabajo se han usado diversos elementos técnicos que se han estado desarrollando [13] durante el proceso de una generalización consistente del ME en un espacio-tiempo que incorpora una subvariedad compacta de dimensión arbitraria n . Una extensión del ME de esta naturaleza comprende aspectos técnicos como la introducción de representaciones espinoriales y tensoriales del grupo de Lorentz extendido $SO(1, 3 + n)$, así como su posterior mapeo en representaciones del grupo estándar $SO(1, 3)$. Por ejemplo, los espinores de $SO(1, 3 + n)$, los cuales tienen dimensión $2^{\frac{4+n}{2}}$, se pueden descomponer en $2^{\frac{n}{2}}$ espinores de $SO(1, 3)$. Este mapeo requiere de una formulación explícita de las $4 + n$ matrices de Dirac de dimensión $2^{\frac{4+n}{2}} \times 2^{\frac{4+n}{2}}$ en términos de las bien conocidas matrices de Dirac cuatridimensionales. Aunque se han resuelto de manera satisfactoria todos los aspectos técnicos involucrados en la generalización de los sectores de Yang-Mills y de Higgs (ver referencias [10, 11, 12]), aun persisten algunos aspectos cruciales en los sectores de Yukawa y corrientes en lo concerniente a una definición consistente de las masas asociadas a los diversos campos fermiónicos que surgen después de realizar la compactificación [13]. Debido a esto, este trabajo se centrará en la contribución del sector bosónico a la amplitud del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$. Dado que no existe en la literatura un estudio de este tipo, se ha considerado oportuno diferir el impacto del sector fermiónico a este decaimiento para una etapa posterior. El presente trabajo está enfocado en la realización del cálculo a orden de un lazo que involucra las contribuciones de los diversos tipos de campos asociados al bosón W que surgen en este tipo de teorías, los cuales, en contraste con todas las extensiones del ME, no representan nuevas partículas, sino que deben ser vistos como una parametrización que resulta del hecho de que las partículas ya

conocidas, en este caso la partícula W , se puedan propagar en más de cuatro dimensiones.

Resulta que en este tipo de teorías una partícula que en el espacio extendido es descrita por un tipo de campo que corresponde a una representación del grupo de Lorentz $SO(1, 3 + n)$, en el espacio ordinario de 4 dimensiones es caracterizada por varios campos, cada uno de ellos formando una representación del grupo estándar $SO(1, 3)$. Esto resulta de un mapeo de objetos covariantes de $SO(1, 3 + n)$ a objetos covariantes de $SO(1, 3)$, el cual es necesario con el fin de implementar el proceso de compactificación. Por ejemplo, en el espacio de dimensión $4 + n$ un quark está caracterizado por un espinor de $SO(1, 3 + n)$, pero en el espacio de 4 dimensiones hay asociados a éste $2^{\frac{n}{2}}$ espinores de $SO(1, 3)$ y todos ellos deben estar vinculados al mismo quark. Esta multiplicidad de campos surge del mapeo covariante entre los dos grupos de Lorentz en consideración, pero existe otro tipo de multiplicidad, la cual surge como consecuencia de romper explícitamente el subgrupo de las traslaciones asociado al grupo de Poincaré $ISO(1, 3 + n)$ al subgrupo de las traslaciones del grupo estándar de Poincaré $ISO(1, 3)$. A este tipo de campos, cuyo número es infinito, se les conoce con el nombre de campos de Kaluza-Klein o excitaciones de Kaluza-Klein. El estudio de las implicaciones fenomenológicas de este tipo de teorías, plantea retos de carácter técnico, esto es, de índole matemático, pero también de tipo conceptual en la correcta interpretación física de los resultados. En este trabajo no se abordará este tipo de problemática, sino que el análisis se restringirá, como ya se dijo, al cálculo de las contribuciones a un lazo sobre el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ de los diversos tipo de campos asociados con la partícula W , atendiendo aspectos de consistencia sobre los mismos, como son ausencia de divergencias ultravioletas en la parte que corresponde a las 4 dimensiones conocidas e invariancia bajo el grupo de norma electromagnético. Otros aspectos, tales como las divergencias asociadas con la presencia de dimensiones extra y el análisis fenomenológico del proceso, no serán abordados, ya que es necesario disponer de las contribuciones de todas las partículas del modelo, las cuales comprenden, además del bosón de norma W , a los leptones cargados y quarks.

El resto de la tesis se ha organizado de la siguiente manera. En el capítulo 1 se presenta una breve discusión sobre la estructura de los diversos sectores del ME. En el capítulo 2 se presenta el cálculo de la anchura de decaimiento del proceso $H \rightarrow \gamma\gamma$ en el contexto del ME. El capítulo 3 está dedicado a discutir, a grandes rasgos, la estructura del sector bosónico del ME en $4 + n$ dimensiones. Se presentan las lagrangianas que caracterizan los vértices necesarios para el cálculo. El capítulo 4 está dedicado a presentar los cálculos de las diversas contribuciones asociadas con la partícula W que recibe el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ a orden de un lazo. Finalmente, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones y perspectivas del trabajo.

Capítulo 1

Modelo Estándar

En este capítulo se da una introducción de las características generales del Modelo Estándar (ME). El modelo estándar es la teoría que describe de manera consistente las interacciones electromagnética, débil y fuerte de las partículas elementales. Fueron S.L. Glashow, A. Salam y S. Weinberg quienes modelaron la interacción electrodébil para leptones y posteriormente fue extendido para quarks. En este capítulo realizamos una breve descripción del ME incluyendo el fenómeno del rompimiento espontáneo de simetría (RES). En particular, se detallarán los sectores que se refieren a la interacción electrodébil. Ya que el objetivo principal del presente trabajo es investigar sobre el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en presencia de dimensiones compactas extra, en este primer capítulo enfatizaremos como se lleva a cabo tal decaimiento en el ME formulado en cuatro dimensiones espacio-temporales

1.1. Características generales

El ME es una teoría que describe las interacciones fundamentales, excepto la gravitacional. Es una teoría cuántica relativista y renormalizable basada en el grupo de norma,

$$\underbrace{SU_c(3)}_{G_\mu^a} \times \underbrace{SU_L(2)}_{W_\mu^i} \times \underbrace{U_Y(1)}_{B_\mu}, \quad (1.1)$$

donde $a = 1, \dots, 8$ y $i = 1, 2, 3$. El grupo de simetría $SU_C(3)$ el cual describe la interacción fuerte, tiene asociados ocho campos de norma, G_μ^a , llamados campos gluónicos. Las 8 partículas asociadas a este grupo se llaman gluones y el subíndice “ c ” denota el color. El grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ describe las interacciones electrodébiles. Es el primer modelo exitoso de una teoría de unificación en la fenomenología de las partículas elementales. A $SU_L(2)$ se le asocian tres campos de norma, $W_\mu^i(x)$, conocidos como campos débiles. Por otro lado $U_Y(1)$ tiene asociado el campo de norma, B_μ , llamado de hipercarga. Por un lado, el subíndice “ L ” en $SU(2)_L$ denota que este grupo actúa solamente sobre partículas con quiralidad izquierda (Left en inglés); por otro lado, el subíndice “ Y ” esta asociado al número cuántico de la hipercarga y está relacionada a la carga eléctrica Q y al isoespín I_3 vía $Y = Q - I_3$. Las partículas pueden ser clasificadas, dependiendo de sus características, en dos distintos grupos, en primer lugar, podemos distinguir a las partículas de espín entero, en unidades de \hbar ($0, \hbar, 2\hbar, \dots$), que obedecen la estadística de Bose-Einstein llamados bosones. Por otro lado tenemos a las partículas de espín semi-entero ($\frac{1}{2}\hbar, \frac{3}{2}\hbar, \frac{5}{2}\hbar, \dots$) las cuales siguen la estadística de Fermi-Dirac y se conocen como fermiones.

Los fermiones son los constituyentes básicos de la materia (tanto estable como inestable). Dependiendo del tipo de interacciones a las que son sensibles, estas partículas se clasifican en leptones y quarks. Los leptones son partículas que se caracterizan por no poseer carga de color, así que no interaccionan

fuertemente. Se agrupan en tres familias o generaciones, estas partículas poseen espín semi-entero (ver tabla (1.1)). [14, 15]

Sabor	Símbolo	Masa	Carga
Electrón neutrino	ν_e	$< 15 \times 10^{-6}$	0
Electrón	e^-	0.5	-1
Muon neutrino	ν_μ	$< 0,17$	0
Muon	μ^-	105,7	-1
Tauon neutrino	ν_τ	< 19	0
Tauon	τ^-	1777	-1

Tabla 1.1 Fermiones y sus propiedades

Los quarks poseen espín de 1/2 en unidades de \hbar . Son seis partículas las cuales se denotan como se indica en la siguiente tabla:

Sabor	Símbolo	Masa	Carga
Up	u	2.3	2/3
Down	d	4.8	-1/3
Charm	c	1290	2/3
Strange	s	95	-1/3
Top	t	173340	2/3
Bottom	b	4180	-1/3

Tabla 2.2 Quarks y sus propiedades

Los bosones son partículas que poseen espín entero, estos se clasifican en dos tipos, los bosones de norma y un bosón escalar. El bosón escalar tiene espín igual a cero y es conocido como bosón de Higgs. Este campo, introducido por Peter Higgs a mediados de los 60's dota a algunos bosones y fermiones de masa mediante el mecanismo de Higgs el cual involucra el rompimiento espontáneo del grupo $SU(2) \times U(1)$ en $U(1)$. Los bosones de norma son los 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 y se pueden clasificar como sigue:

Interacción fundamental	Mediador
Fuerte	8 Gluones
Electromagnética	γ
Débil	W^+, W^-, Z
Bosón de Higgs	h

Tabla 3. Interacciones fundamentales y mediadores

1.2. Modelo Estándar electrodébil

En esta sección se aborda el sector electrodébil del ME. Esta es una teoría unificada que describe las interacciones débil y electromagnética. Este sector se basa en un grupo de norma no abeliano dado por $SU_L(2) \times U_Y(1)$, acompañada por el mecanismo de Higgs. Su prototipo fue el modelo de Glashow para combinar interacciones débiles y electromagnéticas en el marco de la simetría $SU_L(2) \times U_Y(1)$. Weinberg y Salam implementaron el mecanismo de Higgs para generar las masas de las partículas de norma y los fermiones involucrados y lograron colocar el modelo en el marco matemático de las teorías de norma. En particular, las constantes de acoplamiento electromagnética y débil no son independientes, ellas están correlacionadas en la teoría. Las características de unificación aparecen principalmente en el proceso de corrientes neutras (NC). Una predicción crucial de este modelo es la existencia de tres bosones vectoriales W_μ^+, W_μ^- y Z_μ^0 .

La densidad lagrangiana de la teoría tiene una estructura tal que bajo las transformaciones de los grupos $SU_L(2)$ y $U_Y(1)$ es invariante. La fuerza débil tiene la característica de distinguir entre los estados de helicidad, los cuales tipifican a las partículas de espín $1/2$. Estos estados son asociados con los operadores de proyección P_L y P_R definidos de la siguiente manera:

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5), \quad (1.2)$$

$$P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5). \quad (1.3)$$

Estos operadores son hermíticos y proyectan espinores Ψ a estados de helicidad izquierda ($P_L\Psi$) o derecha ($P_R\Psi$). Dichos estados se transforman de diferente manera bajo el grupo $SU_L(2)$: ($P_L\Psi$) son dobletes y ($P_R\Psi$) son singletes, es decir:

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L, \quad l_{Ri} = (\nu_i)_R \quad (1.4)$$

donde l_i representa a uno de los leptones de la tabla 1.1 (e, μ ó τ) y ν_i al neutrino correspondiente (ν_e, ν_μ ó ν_τ) así que cada valor del índice i corresponde a una familia de Leptones.

Al igual que con los leptones, a los quarks se les acomoda un doblete y un singlete, por cada color:

$$Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L, \quad u_{Ri} = (u_i)_R, \quad d_{Ri} = (d_i)_R. \quad (1.5)$$

La Lagrangiana del modelo estándar electrodébil fue construida de tal manera que bajo el grupo $SU_L(2) \times U_Y(1)$ permanezca invariante, la derivada covariante en la interacción electrodébil se escribe como:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu - ig \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i, \quad (1.6)$$

donde B_μ es el campo de norma del grupo $U_Y(1)$ con una constante de acoplamiento g' . Asociado al grupo $SU_L(2)$, se tienen los campos W_μ^i y los generadores $\frac{\tau^i}{2}$ en la representación fundamental del grupo; la constante de acoplamiento en este caso es denotada por g . Los campos cargados eigenestados de masa se define por medio:

$$W^{\pm\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^\mu \mp iW_2^\mu), \quad (1.7)$$

Por otra parte, los campos eigenestados norma (W_μ^3, B_μ) están relacionados con los campos eigenestados de masa (Z_μ, A_μ), mediante la siguiente transformación ortogonal

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

donde que se ha introducido la notación breve $s_W(c_W)$ para el seno(coseno) del ángulo débil, el cual esta definido por:

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (1.9)$$

1.2.1. Rompimiento espontáneo de una simetría

La simetría electrodébil no permite la introducción directa de términos de masa, ni para los bosones de norma ni para los diversos fermiones de la teoría. Para generar las masas de las partículas conocidas, se introduce el concepto de rompimiento espontáneo de una simetría. *Un sistema físico tiene una simetría que es espontáneamente rota si las interacciones que gobiernan la dinámica del sistema poseen tal simetría pero el estado base no.*

Primero examinemos un caso muy simple. Consideremos una teoría descrita por la siguiente lagrangiana

$$\mathcal{L} = T - V = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - \left(\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4\right), \quad (1.10)$$

donde $V = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4$. Los parámetros μ y λ pueden ser tomados como parámetros dentro del potencial. Esta teoría tiene una simetría la cual nos dice que es invariante bajo $\phi \rightarrow -\phi$. La masa es determinada por la forma de la Lagrangiana cerca del mínimo clásico.

Analicemos el valor de ϕ_0 para el cual el potencial es mínimo. Se tiene

$$\left.\frac{\partial V}{\partial\phi}\right|_{\phi_0} = (\mu^2 + \lambda\phi_0^2)\phi_0 = 0. \quad (1.11)$$

De la expresión anterior podemos observar dos casos:

1. $\mu^2 > 0$ El único valor viable que puede tomar ϕ_0 para el cual se cumple la condición de extremo es $\phi_0 = 0$ y corresponde a un mínimo no degenerado. Este caso corresponde al de una partícula escalar con masa dada por $m = \mu$.
2. $\mu^2 < 0$. Los posibles valores que puede tomar ϕ_0 para los cuales se cumple la condición de extremo son:

$$\phi_0^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} = v^2 \quad (1.12)$$

La elección de un $\phi_0 = \pm v$ (figura 1.1), es lo que significa romper espontáneamente la simetría.

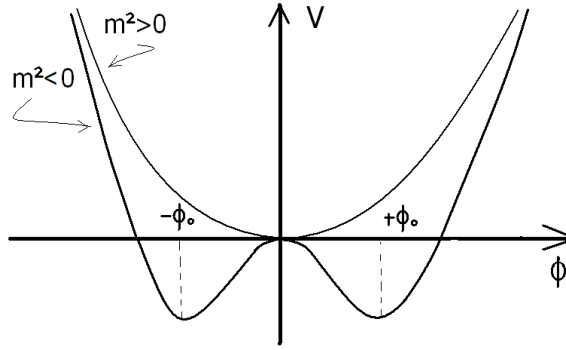


Figura 1.1: Potencial de Higgs para masas reales e imaginarias.

Para determinar el espectro de masas, estudiamos la teoría en la región del mínimo, considerando pequeñas perturbaciones alrededor del mismo.

$$\phi(x) = v + h(x) \quad (1.13)$$

Sustituyendo (1.13) en la expresión de la lagrangiana y utilizando las condiciones del mínimo, tenemos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}\partial_\mu h(x)\partial^\mu h(x) - \left(\frac{1}{2}\mu^2[v^2 + 2h(x)v + h(x)^2] \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4}\lambda[v^4 + 4v^3h(x) + 6v^2h(x)^2 + 4vh(x)^3 + h(x)^4] \right) \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu h(x))^2 - \frac{1}{2}(2\lambda v^2)h(x)^2 - \lambda v h(x)^3 - \frac{1}{4}\lambda h(x)^4 + \frac{1}{4}\lambda v^4. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Observamos que el término que acompaña a $h^2(x)$ es interpretado como la masa al cuadrado del campo $h(x)$:

$$m^2 = 2\lambda v^2 . \quad (1.15)$$

Podemos examinar el efecto de un rompimiento espontáneo en diferentes tipos de simetrías. Es interesante analizar el caso de una simetría es continua. Consideremos un grupo de Lie G (ortogonal o unitario) y H un subgrupo. Sea $\Phi(x)$ un multiplete de campos escalares en alguna representación de G . El rompimiento espontáneo de G en H , denotado por $G \rightarrow H$, consiste en la elección de una dirección particular $\Phi_0 = cte$ en el espacio de $\Phi(x)$, tal que $H \subset G$ tiene por elementos los $U(g)$ que dejan invariante Φ_0 :

$$U(g)\Phi_0 = \Phi_0 . \quad (1.16)$$

Observe que existirán $U(g) \in G$ pero que no están en H , tales que

$$U(g)\Phi_0 \neq \Phi_0 . \quad (1.17)$$

Entonces, al considerar la lagrangiana,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \Phi)^\dagger (\partial^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger, \Phi), \quad \lambda > 0, \quad (1.18)$$

donde $V(\Phi^\dagger, \Phi) = \frac{\mu^2}{2}(\Phi^\dagger \Phi) + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2$ es el potencial escalar o de Higgs, la existencia de un rompimiento espontáneo depende de un estado mínimo de energía degenerado, el cual surge de la condición de extremo dada por

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi_i} = 0 \Rightarrow [\mu^2 + 4\lambda(\Phi^\dagger \Phi)]\Phi^i = 0 . \quad (1.19)$$

Existen dos formas posibles de satisfacer esta condición:

1. $\Phi_0 = 0$,
2. $\mu^2 < 0 \Rightarrow \Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{4\lambda} \equiv v^2$.

Dependiendo de como se elija Φ_0 es lo que determina H . La elección de un Φ_0 particular es lo que significa romper espontáneamente el grupo G en el subgrupo H . El campo $\Phi(x)$ en \mathcal{L} es remplazado por

$$\Phi \rightarrow \Phi_0 + \Phi(x) \quad (1.20)$$

y observamos que Φ no destruye la invariancia de \mathcal{L} bajo G , lo que ya no es invariante es la dirección de una de las componentes cuando se rompe la simetría. Tenemos dos casos interesantes, con lo que sucede lo siguiente: Si G es global tenemos lo que se denomina **Teorema de Goldstone**. Si G es local (de norma) tenemos el **mecanismo de Higgs**.

Recordando que todo $U(g)$ se puede escribir en términos de los generadores del grupo como

$$U(g) = e^{i\alpha^a T^a}, \quad a = 1, 2, \dots, n^2 - 1 = N, \quad (1.21)$$

donde α^a son los parámetros y T^a los generadores de G . Si $U(g) \in H$, entonces, después de desarrollar en serie el elemento del grupo, se tiene la condición,

$$T^a \Phi_0 = 0, \quad a = 1, \dots, M . \quad (1.22)$$

Estos son los generadores no rotos, los cuales definen al subgrupo H . Por el contrario, si $U(g) \in G$

$$U(g)\Phi_0 \neq \Phi_0 \Rightarrow T^a \Phi_0 \neq 0, \quad a = M + 1, \dots, N .$$

Estos son los generadores de G que están rotos. Dependiendo del tipo de simetría, si la simetría es global tenemos el teorema de Goldstone y si la simetría es local tenemos el mecanismo de Higgs.

- Teorema de Goldstone

El teorema de Goldstone establece que dada una teoría de campo que es un invariante de Lorentz y tiene un espacio de Hilbert con un producto escalar definido positivo, si una simetría global se rompe espontáneamente, a continuación aparece una partícula sin masa para cada generador que rompe la simetría. Estas partículas se denominan partículas de Goldstone o Nambu-Goldstone.

- Mecanismo de Higgs

Si G es local, los bosones de Goldstone se incorporan a los bosones de norma asociados con los generadores rotos para formar el estado de polarización longitudinal del bosón de norma en consideración.

1.3. Sectores del modelo Estándar electrodébil

El lagrangiano del Modelo Estándar electrodébil (MEE), se divide en cuatro sectores: Yang-Mills, Higgs, corrientes y Yukawa. Cada uno de estos sectores es separadamente invariante de norma y tiene un propósito bien definido. La lagrangiana correspondiente puede ser escrita como:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_C + \mathcal{L}_Y$$

1.3.1. Sector Yang-Mills

El sector de Yang-Mills está determinado por la parte de norma del grupo electrodébil. Se construye usando las curvaturas asociadas con los grupos $SU_L(2)$ y $U_Y(1)$, dadas por

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \quad (1.23)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.24)$$

la primera de las cuales transforma en la representación adjunta de $SU_L(2)$, en tanto que la segunda se transforma como un escalar bajo el grupo $U_Y(1)$. Usando este hecho, podemos escribir la lagrangiana de del sector de Yang-Mills como

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \quad (1.25)$$

Usando las relaciones entre campos eigenestados de norma, (W^i, B) , con los campos eigenestados de masa, (W^\pm, Z, A) , definidas antes, podemos escribir este sector de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{2}\hat{W}_{\mu\nu}^- \hat{W}^{+\mu\nu} - \frac{1}{4}\hat{W}_{\mu\nu}^3 \hat{W}^{3\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (1.26)$$

donde

$$\hat{W}_{\mu\nu}^+ = \partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+ + ie(W_\mu^+ A_\nu - W_\nu^+ A_\mu) + igc_W(W_\mu^+ Z_\nu - W_\nu^+ Z_\mu), \quad (1.27)$$

$$\hat{W}_{\mu\nu}^3 = s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu} + ig(W_\mu^- W_\nu^+ - W_\nu^- W_\mu^+), \quad (1.28)$$

$$B_{\mu\nu} = c_W F_{\mu\nu} - s_W Z_{\mu\nu}, \quad (1.29)$$

con

$$W_{\mu\nu}^\pm = \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm, \quad (1.30)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad (1.31)$$

$$Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu. \quad (1.32)$$

Además, $\hat{W}_{\mu\nu}^- = (\hat{W}_{\mu\nu}^+)^\dagger$. Este sector contiene las partes cinéticas de los bosones de norma y da lugar a las interacciones de tres y cuatro campos: $WW\gamma$, WWZ , $WW\gamma\gamma$, $WW\gamma Z$, $WWZZ$ y $WWWW$.

1.3.2. Sector de Higgs

Este sector es el responsable de generar las masas de los bosones débiles W y Z mediante la implementación del mecanismo del Higgs; además que genera la masa del bosón de Higgs, así como sus autointeracciones y acoplamientos con los bosones de norma W^\pm y Z . Este sector lo determina un doblete del grupo electrodébil con hipercarga $Y = +1$, Φ , llamado doblete de Higgs, dado por:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi_1(x) \\ \Phi_2(x) \end{pmatrix}. \quad (1.33)$$

La lagrangiana correspondiente está dada por

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

donde D_μ es la derivada covariante del grupo electrodébil en la representación fundamental, mientras que $V(\Phi)$ es el potencial de Higgs dado por

$$V(\Phi) = \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi. \quad (1.35)$$

En el potencial, el coeficiente λ representa un número real y positivo, mientras que μ es un parámetro con dimensiones de masa mediante el cual se establece la condición esencial para realizar un rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. Si $\mu^2 > 0$, tenemos un estado no degenerado. Pero si $\mu^2 < 0$ el grupo electrodébil es roto al grupo electromagnético, estamos ante un vacío degenerado el cual cumple con lo siguiente:

$$\Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda}. \quad (1.36)$$

Se elige el vacío

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

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, para esto se realiza la traslación [16]

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi_0 + \Phi(x) = \begin{pmatrix} G_W^\pm \\ \frac{v+H+iG_Z}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.38)$$

Siendo H el bosón de Higgs, mientras que G_W^\pm y G_Z son los pseudo-bosones de Goldstone asociados con los bosones de norma débiles W^\pm y Z .

Existe una transformación de norma particular en el cual podemos obtener:

$$G_W'^\pm = 0, \quad G_Z' = 0. \quad (1.39)$$

En este caso se ha fijado la norma con respecto a los generadores rotos de $SU_L(2) \times U_Y(1)$, pero no con respecto al generador no roto, esta es la norma unitaria. En esta norma tenemos

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.40)$$

así la lagrangiana para el sector de Higgs toma la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H = & \frac{1}{2} (\partial_\mu H) (\partial^\mu H) - \frac{1}{2} m_H^2 H^2 - \frac{g}{2} \frac{m_H^2}{m_W} H^3 - \frac{g^2}{8} \frac{m_H^2}{m_W^2} H^4 + m_W^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \\ & + g m_W H W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{g m_Z}{2 c_W} H Z_\mu Z^\mu + \frac{g^2}{4} H^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{g^2}{8 c_W^2} H^2 Z_\mu Z^\mu, \end{aligned} \quad (1.41)$$

donde $m_W = \frac{gv}{2}$, $m_Z = \frac{m_W}{c_W}$ y $m_H = \sqrt{\lambda}v$ son las masas de los bosones W^\pm , Z y H , respectivamente.

1.3.3. Sector de Yukawa

El sector de Yukawa corresponde a invariantes electrodébiles que se pueden construir con los dobletes izquierdos de los fermiones, los singletes derechos y el doblete de Higgs. Este sector introduce de manera covariante la masa de los fermiones vía rompimiento espontáneo de simetría y determina las interacciones del bosón de Higgs con estos. Este sector se divide en los sectores de Yukawa de leptones y quarks. Así, la lagrangiana de Yukawa se divide en

$$\mathcal{L}_Y = \mathcal{L}_Y^l + \mathcal{L}_Y^q. \quad (1.42)$$

Sector de Yukawa leptónico

La lagrangiana del sector leptónico se puede escribir como,

$$\mathcal{L}_Y^l = -Y_{ij}^l \bar{L}_i \Phi l_{Rj} + h.c., \quad (1.43)$$

la cual, después del RES y en la norma unitaria, toma la forma

$$\mathcal{L}_Y^l = -(1 + \frac{H}{v}) \bar{E}_L M^l E_R + h.c. \quad (1.44)$$

En este caso se considera que no existen estados derechos para los neutrinos, donde Y_{ij}^l son las constantes de Yukawa. Definimos los siguientes vectores en el espacio de sabor,

$$U = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}, \quad D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad E = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}, \quad \nu = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

Después del rompimiento espontáneo de simetría, se definen las matrices de masa que son generadas por interacciones fermiónicas bilineales, cuyo elementos están dados por

$$M_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u, \quad M_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d. \quad (1.46)$$

La diagonalización de estas matrices de masa se realiza mediante las siguientes transformaciones

$$\begin{aligned} E_{L,R} &= V_{L,R}^l E'_{L,R}, \\ \nu_L &= V_L^l \nu'_R, \end{aligned} \quad (1.47)$$

donde las $V_{L,R}^l$ son matrices unitarias. Usando las transformaciones anteriores podemos escribir a la lagrangiana del sector leptónico como,

$$\mathcal{L}_Y^l = -(1 + \frac{H}{v}) \bar{E} \bar{M}^l E, \quad (1.48)$$

donde la matriz \bar{M}^l representa la masa de leptones cargados, dada por

$$\bar{M}^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}. \quad (1.49)$$

Resumiendo, vemos que este sector determina las masas de los bosones W^\pm , Z y H , a la vez que proporciona los diversos acoplamientos entre estas partículas. Note que el acoplamiento del bosón de Higgs a pares de bosones débiles es proporcional a su masa. Observe también que el acoplamiento con el fotón no existe a este nivel, lo cual se debe a que esta partícula tiene masa igual a cero. Como veremos más adelante, dicho acoplamiento ocurre a orden de un lazo.

Sector de Yukawa de quarks

La lagrangiana del sector de quarks la podemos escribir como

$$\mathcal{L}_Y^q = -Y_{ij}^u \bar{Q}_i \tilde{\Phi} U_{Rj} - Y_{ij}^d \bar{Q}_i \Phi d_{Rj} + h.c., \quad (1.50)$$

donde Y_{ij}^u y Y_{ij}^d son constantes de Yukawa de este sector, con i, j denotando índices de sabor. Además, se introdujo el doblete de hipercarga -1,

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v+H}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.51)$$

En la norma unitaria, se tiene

$$\mathcal{L}_Y^q = -(1 + \frac{H}{v})(\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R) + h.c., \quad (1.52)$$

con

$$U'_{L,R} = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}_{L,R}, \quad D'_{L,R} = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_{L,R} \quad (1.53)$$

y las matrices de masa con componentes dadas por

$$M_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u, \quad M_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d, \quad (1.54)$$

las cuales, una vez diagonalizadas, definen las masas de los quarks. Dicha diagonalización define a los campos eigenestados de masa mediante las siguientes transformaciones,

$$U_{L,R} = V_{L,R}^u U'_{L,R} \quad D_{L,R} = V_{L,R}^d D'_{L,R}, \quad (1.55)$$

donde las matrices $V_{L,R}^u$ y $V_{L,R}^d$ son unitarias para preservar la estructura canónica de los términos cinéticos. Finalmente, el sector de Yukawa toma la forma

$$\mathcal{L}_Y^q = -(1 + \frac{H}{v})(\bar{U}_L \bar{M}^u U_R + \bar{D}_L \bar{M}^d D_R) + h.c., \quad (1.56)$$

con \bar{M}^u y \bar{M}^d matrices de masa dadas por

$$\bar{M}^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad \bar{M}^d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \quad (1.57)$$

En resumen, el sector de Yukawa sirve para generar las masas de los leptones cargados y quarks, al mismo tiempo que proporciona los acoplamientos del bosón de Higgs con estas partículas, el cual es proporcional a sus masas. Note que los neutrinos permanecen sin masa, razón por la cual no se acoplan con el bosón de Higgs.

1.3.4. Sector de Corrientes

Este sector se genera como consecuencia de sustituir la derivada ordinaria por la derivada covariante asociada al grupo electrodébil en el sector cinético de quarks y leptones. Este sector determina los términos cinéticos de leptones y quarks, así como sus interacciones con los bosones de norma. A los acoplamientos de pares de fermiones con el bosón W^\pm se les conoce con el nombre de corrientes cargadas, mientras que los acoplamientos con los bosones Z y A reciben el nombre de corrientes neutras. La lagrangiana correspondiente se puede dividir en una parte leptónica y una parte de quarks,

$$\mathcal{L}_C = \mathcal{L}_C^l + \mathcal{L}_C^q \quad (1.58)$$

Sector de Corrientes leptónica

La lagrangiana para el caso de corrientes leptónicas se puede escribir como

$$\mathcal{L}_C^l = i\bar{L}'_i D_\mu L'_i + i\bar{l}'_{Ri} D_\mu l'_{Ri}, \quad (1.59)$$

donde la D_μ del primer término actúa sobre dobletes,

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\sigma^a}{2}W_\mu^a - ig'\frac{Y_L}{2}B_\mu, \quad (1.60)$$

mientras que la D_μ del segundo término actúa sobre singletes

$$D_\mu = \partial_\mu - ig'\frac{Y_{lR}}{2}B_\mu. \quad (1.61)$$

En la representación del grupo $SU_L(2)$ podemos identificar al operador de carga eléctrica por

$$Q \equiv \frac{\sigma^3}{2} + \frac{Y}{2} \quad (1.62)$$

Pasando a los campos eigenestados de masa definidos en los sectores de Higgs, para los bosones de norma, y en el sector de Yukawa, para leptones y quarks, podemos escribir finalmente,

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{E}_i\gamma^\mu\partial_\mu E_i + i\bar{\nu}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2cw}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (1.63)$$

donde se han definido las corrientes

$$\begin{aligned} J^{-\mu} &= \bar{\nu}_L\gamma^\mu E_L, \\ J_Z^\mu &= \bar{\nu}\gamma^\mu(g_v^\mu + g_A^\mu\gamma^5)\nu + \bar{E}\gamma^\mu(g_v^E + g_A^E\gamma^5)E, \\ j_A^\mu &= \bar{\nu}\gamma^\mu\nu + \bar{E}\gamma^\mu E. \end{aligned} \quad (1.64)$$

En estas expresiones, E y ν son vectores en el espacio de sabor leptónico con componentes (e, μ, τ) y $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$, respectivamente. En este sector, las corrientes neutras y cargadas conservan el sabor a todo orden de la serie perturbativa.

Sector de Corrientes de Quarks

La lagrangiana para el caso de corrientes de Quarks está dada por

$$\mathcal{L}_C^q = i\bar{Q}'_i D_\mu Q'_i + i\bar{U}'_{Ri} D_\mu U'_{Ri} + i\bar{d}'_{Ri} D_\mu d'_{Ri}, \quad (1.65)$$

la cual, expresada en términos de los campos eigenestados de masa, toma la forma

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu\partial_\mu D + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2cw}Z_\mu J_z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (1.66)$$

donde se han introducido las corrientes del sector dadas por

$$\begin{aligned} J^{-\mu} &= \bar{U}_L\gamma_\mu K D_L, \\ J_Z^\mu &= \bar{U}\gamma_\mu(g_v^u + g_A^u\gamma^5)U + \bar{D}\gamma_\mu(g_v^d + g_A^d\gamma^5)D, \\ J_A^\mu &= \bar{U}\gamma_\mu U + \bar{D}\gamma_\mu D. \end{aligned} \quad (1.67)$$

En esta expresión, K es la matriz de mezcla de Kobayashi–Maskawa, en tanto que los coeficientes $g_A^{u_i}, g_V^{u_i}$ con $u_i = u, d$, son constantes de acoplamiento que dependen de la carga del quark en consideración. En este caso las corrientes neutras conservan el sabor mientras que las cargadas no. Las cantidades D y U son vectores en el espacio de sabor con componentes (d, s, b) y (u, c, t) respectivamente.

Capítulo 2

El decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en el Modelo Estándar

En este capítulo se revisan brevemente las principales características del decaimiento del bosón de Higgs a dos fotones, $H \rightarrow \gamma\gamma$, en el contexto del ME. Este decaimiento emerge como una fluctuación cuántica de un lazo, ya que no puede generarse a nivel de acción clásica debido a que es una interacción de tipo no renormalizable. En efecto, dicho acoplamiento es dictado por la simetría de Lorentz y electromagnética, la última de las cuales sólo permite que el fotón se acople a través del tensor de campo $F_{\mu\nu}$. Como consecuencia, el acoplamiento es de la forma

$$\frac{A}{m_W} H F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}. \quad (2.1)$$

donde A es un factor de forma adimensional que surge a orden de un lazo. Nuestro objetivo es calcular este factor de forma. El decaimiento recibe contribuciones de todas las partículas cargadas del modelo, esto es, de leptones cargados, quarks y el bosón de norma W^\pm . Las contribuciones de los fermiones cargados, $f = l, q$, se dan a través de los dos diagramas de Feynman mostrados en la Fig.2.1, mientras que las contribuciones del bosón de norma W ocurren, en la norma unitaria, por medio de los tres diagramas mostrados en la Fig.2.2. La amplitud invariante puede ser escrita de la siguiente manera,

$$\mathcal{M} = -e^2 g \Gamma_{\mu\nu} \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2), \quad (2.2)$$

donde $\epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1)$ y $\epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2)$ son los vectores de polarización de los dos fotones, en tanto que k_1 y k_2 son sus momentos. La notación y convenciones del proceso se establecen en la reacción:

$$H(p) \rightarrow A^\mu(k_1) + A^\nu(k_2). \quad (2.3)$$

Las condiciones de transversalidad sobre los fotones implica que $k_{1\mu} \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) = 0$ y $k_{2\nu} \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) = 0$, lo cual significa que podemos hacer $k_{1\mu}$ y $k_{2\nu}$ igual a cero durante el cálculo. Por otra parte, la condición de capa de masa sobre fotones reales implica que $k_1^2 = 0$ y $k_2^2 = 0$, lo cual, junto con la conservación del momento $p = k_1 + k_2$ conduce a la relación $2k_1 \cdot k_2 = m_H^2$. Esta es la cinemática del proceso. Por otra parte, la amplitud tensorial $\Gamma_{\mu\nu}$ parametriza los efectos de orden de un lazo, la cual se divide como

$$\Gamma_{\mu\nu} = \Gamma_{\mu\nu}^{\frac{1}{2}} + \Gamma_{\mu\nu}^1, \quad (2.4)$$

donde $\Gamma_{\mu\nu}^{\frac{1}{2}}$ es la contribución fermiónica o de espín 1/2, en tanto que $\Gamma_{\mu\nu}^1$ es la contribución del bosón de norma W o de espín 1.

Como consecuencia de las simetrías que gobiernan al procesos, así como de teoría de renormalización, el decaimiento está sujeto a satisfacer los siguientes requerimientos:

- Invariancia de norma. Invariancia bajo el grupo de norma electromagnético requiere que las amplitudes tensoriales o funciones vértice satisfagan las siguientes identidades de Ward:

$$k_1^\mu \Gamma_{\mu\nu} = 0, \quad (2.5)$$

$$k_2^\nu \Gamma_{\mu\nu} = 0. \quad (2.6)$$

De hecho, dichas identidades deben ser satisfechas separadamente por las funciones vértices fermiónica y bosónica.

- Estadística de Bose. El estado final está hecho de dos partículas idénticas bosónicas, así que la función vértice debe ser simétrica bajo los intercambios $k_1 \longleftrightarrow k_2$ y $\mu \longleftrightarrow \nu$.
- Renormalizabilidad. Dado que el ME es una teoría renormalizable, la amplitud del proceso debe estar libre de divergencias ultravioletas.

2.1. Contribución fermiónica

Como ya se dijo, la contribución fermiónica al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ ocurre a través de los diagramas mostrados en la Fig.2.1, donde en los lazos circulan todos los quarks y leptones cargados de la teoría. La amplitud tensorial puede ser escrita como

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\frac{1}{2}} = \sum_{f=l,q} \frac{Q_f^2 N_C m_f}{2m_W} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left(\frac{T_{\mu\nu}^1}{\Delta_1} + \frac{T_{\mu\nu}^2}{\Delta_2} \right), \quad (2.7)$$

donde Q_f es el contenido de carga del fermión f en unidades de e , N_C es el índice de color, 3 para quarks (cada quark puede estar presente en tres tipos de colores) y 1 para leptones. Además,

$$T_{\mu\nu}^1 = \text{Tr}[(\not{k} + m_f)(\not{k} - \not{k}_1 - \not{k}_2 + m_f)\gamma_\nu(\not{k} - \not{k}_1 + m_f)\gamma_\mu], \quad (2.8)$$

$$T_{\mu\nu}^2 = \text{Tr}[(\not{k} + m_f)(\not{k} - \not{k}_1 - \not{k}_2 + m_f)\gamma_\mu(\not{k} - \not{k}_2 + m_f)\gamma_\nu], \quad (2.9)$$

$$\Delta_1 = [k^2 - m_f^2][(k - k_1)^2 - m_f^2][(k - k_1 - k_2)^2 - m_f^2], \quad (2.10)$$

$$\Delta_2 = [k^2 - m_f^2][(k - k_2)^2 - m_f^2][(k - k_1 - k_2)^2 - m_f^2], \quad (2.11)$$

donde se introdujo un signo menos global debido a que se trata de lazos fermiónicos. Note que la amplitud para del diagrama (2) se obtiene del diagrama (1) mediante los cambios $\mu \longleftrightarrow \nu$ y $k_1 \longleftrightarrow k_2$. Ahora, haciendo el cambio de variable $k \rightarrow -k + k_1 + k_2$ en el diagrama (2), vemos que Δ_2 se convierte en $\Delta_1 \equiv \Delta$, así que podemos escribir

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\frac{1}{2}} = - \sum_{f=l,q} \frac{Q_f^2 N_C m_f}{2m_W} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left(\frac{T_{\mu\nu}^1 + T_{\mu\nu}^2(k \rightarrow -k + k_1 + k_2)}{\Delta} \right). \quad (2.12)$$

Esta integral se resuelve muy fácilmente usando el programa FeynCalc [ver Apéndice B]. El resultado se puede escribir como

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\frac{1}{2}} = - \frac{i}{(4\pi)^2} \sum_{f=l,q} \frac{Q_f^2 N_C m_H^2}{m_W} \tau_f [2 + (\tau_f - 1) m_H^2 C_0] P_{\mu\nu}, \quad (2.13)$$

donde $C_0 = C_0(0, 0, m_H^2, m_f^2, m_f^2, m_f^2)$ es la función escalar de Passarino-Veltman de tres puntos. Además, hemos introducido la siguiente definición

$$\tau_f = \frac{4m_f^2}{m_H^2}. \quad (2.14)$$

CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR
2.2. CONTRIBUCIÓN BOSÓNICA

Finalmente, $P_{\mu\nu}$ es la estructura tensorial de norma, dada por

$$P_{\mu\nu} = \frac{1}{m_H^2} (k_{2\mu} k_{1\nu} - k_1 \cdot k_2 g_{\mu\nu}) . \quad (2.15)$$

Dado que $k_1^\mu P_{\mu\nu} = 0 = k_2^\nu P_{\mu\nu}$, C_0 es finita y todos los términos son simétricos bajo el intercambio de los fotones, se concluye que este resultado satisface todos los requerimientos mencionados antes.

Ahora bien, la función C_0 tiene solución simple en términos de funciones elementales. Usando la técnica de parametrización de Feynman, uno puede escribir

$$C_0 = - \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{m_f^2 \left[1 - \frac{4}{\tau_f} y(1-x-y) \right]} , \quad (2.16)$$

cuya solución es dada por

$$C_0 = - \frac{2}{m_H^2} f(\tau_f) , \quad (2.17)$$

donde

$$f(\tau_f) = \begin{cases} \arctan\left(\frac{1}{\sqrt{\tau_f-1}}\right) , & \tau_f > 1 , \\ \frac{1}{2} \left[\log\left(\frac{1+\sqrt{1-\tau_f}}{1-\sqrt{1-\tau_f}}\right) - i\pi \right] , & \tau_f < 1 . \end{cases} \quad (2.18)$$

Usando este resultado, podemos escribir finalmente la contribución fermiónica como [17]

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\frac{1}{2}} = \frac{i}{(4\pi)^2} \frac{m_H^2}{m_W} \sum_{f=l,q} Q_f^2 N_C \mathcal{A}_{\frac{1}{2}} P_{\mu\nu} , \quad (2.19)$$

donde

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} = -2\tau_f [1 + (1 - \tau_f) f(\tau_f)] . \quad (2.20)$$

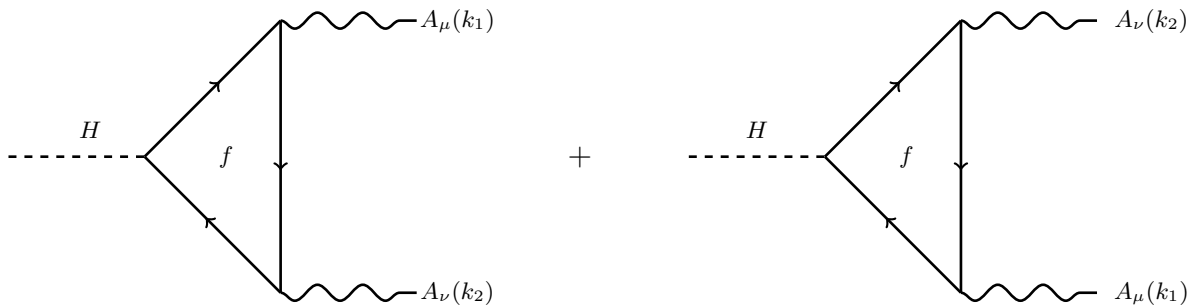


Figura 2.1: Contribución fermiónica al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$.

2.2. Contribución bosónica

Se estudia ahora la contribución del bosón de norma W al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$. En la norma unitaria, la contribución de esta partícula ocurre a través de los diagramas mostrados en la Fig.2.2. Usando las reglas de Feynman dadas en el Apéndice A, podemos escribir la amplitud de la siguiente manera

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(1)} = -m_W \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left(\frac{S_{\mu\nu}^1}{\Delta_1} + \frac{S_{\mu\nu}^2}{\Delta_2} + \frac{S_{\mu\nu}^3}{\Delta_3} \right) , \quad (2.21)$$

CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR
2.2. CONTRIBUCIÓN BOSÓNICA

donde cada uno de los tres términos del integrando es asociado con los diagramas respectivos. Así, el diagrama (1) de la Fig.2.2 es descrito por

$$S_{\mu\nu}^1 = g_{\alpha\beta} P^{\alpha\lambda} P^{\rho\eta} P^{\beta\xi} \Gamma_{\lambda\rho\mu} \Gamma_{\eta\xi\nu}, \quad (2.22)$$

$$\Delta_1 = [k^2 - m_W^2][(k - k_1)^2 - m_W^2][(k - k_1 - k_2)^2 - m_W^2], \quad (2.23)$$

donde los tensores P corresponden a los numeradores de los propagadores del bosón W que circula en el lazo, los cuales están dados por

$$P^{\alpha\lambda} = g^{\alpha\lambda} - \frac{k^\alpha k^\lambda}{m_W^2}, \quad (2.24)$$

$$P^{\rho\eta} = g^{\rho\eta} - \frac{(k - k_1)^\rho (k - k_1)^\eta}{m_W^2}, \quad (2.25)$$

$$P^{\beta\xi} = g^{\beta\xi} - \frac{(k - k_1 - k_2)^\beta (k - k_1 - k_2)^\xi}{m_W^2}, \quad (2.26)$$

en tanto que los tensores $\Gamma_{\lambda\rho\mu}$ y $\Gamma_{\eta\xi\nu}$ son las funciones vértice asociadas a los dos acoplamientos $WW\gamma$ que aparecen en el diagrama. Una vez usada la regla de Feynman para dicho acoplamiento dada en el apéndice, se obtiene

$$\Gamma_{\lambda\rho\mu} = 2k_\mu g_{\lambda\rho} - (k + k_1)_\rho g_{\mu\lambda} - (k - 2k_1)_\lambda g_{\rho\mu}, \quad (2.27)$$

$$\Gamma_{\eta\xi\nu} = 2(k - k_1)_\nu g_{\eta\xi} - (k - k_1 + k_2)_\xi g_{\eta\nu} - (k - k_1 - 2k_2)_\eta g_{\xi\nu}. \quad (2.28)$$

Por otra parte, la amplitud para el diagrama (2) se obtiene a partir de la amplitud para el diagrama (1) mediante los intercambios $\mu \leftrightarrow \nu$ y $k_1 \leftrightarrow k_2$, esto es,

$$S_{\mu\nu}^2 = S_{\mu\nu}^1 (\mu \leftrightarrow \nu, k_1 \leftrightarrow k_2), \quad (2.29)$$

$$\Delta_2 = \Delta_1 (k_1 \leftrightarrow k_2). \quad (2.30)$$

Finalmente, el diagrama (3) está caracterizado por

$$S_{\mu\nu}^3 = -g_{\alpha\beta} P^{\alpha\lambda} P^{\beta\xi} \Gamma_{\mu\nu\lambda\xi}, \quad (2.31)$$

$$\Delta_3 = \frac{\Delta_1}{[(k - k_1)^2 - m_W^2]}, \quad (2.32)$$

donde $\Gamma_{\mu\nu\lambda\xi}$ es la función vértice asociada con el acoplamiento $WW\gamma\gamma$, la cual está dada por

$$\Gamma_{\mu\nu\lambda\xi} = 2g_{\mu\nu} g_{\lambda\xi} - g_{\mu\xi} g_{\nu\lambda} - g_{\mu\lambda} g_{\nu\xi}. \quad (2.33)$$

El cálculo se simplifica considerablemente si se hace el cambio de variable $k \rightarrow -k + k_1 + k_2$ en los diagramas (2) y (3). Se puede ver que el diagrama (3) es invariante bajo esta transformación, mientras que en el caso del diagrama (2) se tiene que Δ_2 se convierte en Δ_1 . De esta manera, la amplitud se puede escribir en forma tal que ahora sólo contiene el denominador $\Delta_1 \equiv \Delta$, esto es,

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(1)} = -m_W \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left(\frac{S_{\mu\nu}^1 + S_{\mu\nu}^2 (k \rightarrow -k + k_1 + k_2) + [(k - k_1)^2 - m_W^2] S_{\mu\nu}^3}{\Delta} \right). \quad (2.34)$$

Usando el programa FeynCalc [Ver Apéndice B], se obtiene

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(1)} = \frac{i}{(4\pi)^2} \frac{m_H^2}{2m_W} [2(2 + 3\tau_W) + 3\tau_W(\tau_W - 2)m_H^2 C_0], \quad (2.35)$$

CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR
2.3. LA ANCHURA DE DECAIMIENTO

donde $C_0 = C_0(0, 0, m_H^2, m_W^2, m_W^2, m_W^2)$ es la función escalar de Passarino-Veltman ya encontrada en el caso de la contribución fermiónica, sólo que ahora depende de la masa del bosón W . Como hemos visto, su solución está dada por $m_H^2 C_0 = -2f(\tau_W)$. Usando este resultado, podemos escribir

$$\Gamma_{\mu\nu}^{(1)} = \frac{i}{(4\pi)^2} \frac{m_H^2}{m_W} \mathcal{A}_1 P_{\mu\nu}, \quad (2.36)$$

donde

$$\mathcal{A}_1 = 2 + 3\tau_W + 3\tau_W(2 - \tau_W)f(\tau_W). \quad (2.37)$$

Note que $\Gamma_{\mu\nu}^{(1)}$ no tiene divergencias, es invariante de norma y simétrica bajo el intercambio del par de fotones.

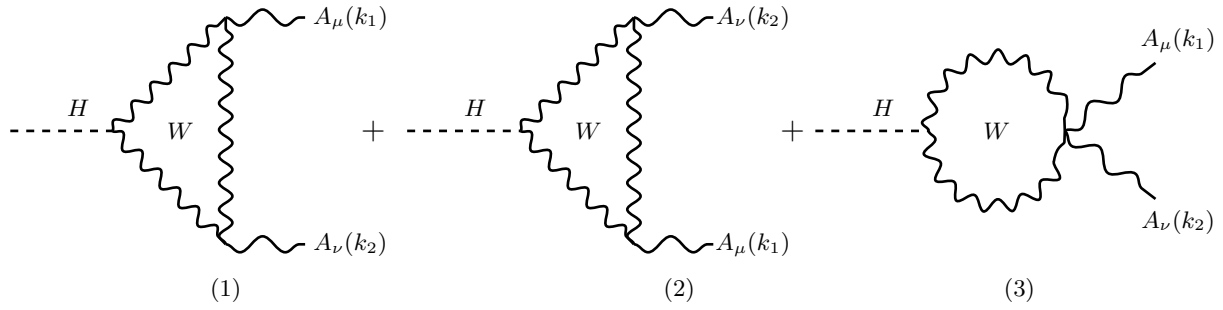


Figura 2.2: Contribución del bosón W al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en la norma unitaria.

2.3. La anchura de decaimiento

La anchura de decaimiento de una partícula está estrechamente relacionada con su tiempo de vida. Por eso, las anchuras siempre se calculan en el marco de reposo de la partícula que decae. Cuando el decaimiento ocurre a dos partículas de masa cero, como es el caso que nos ocupa, la anchura de decaimiento está dada por [18]

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{2} \frac{|\mathcal{M}|^2}{16\pi m_H}, \quad (2.38)$$

donde se ha incluido el factor $1/2$ para tomar en cuenta que el estado final está hecho de dos partículas idénticas. Ahora, reagrupando las contribuciones fermiónicas bosónicas, podemos escribir la amplitud invariante \mathcal{M} en la forma

$$\mathcal{M} = -\frac{ig\alpha}{4\pi} \frac{m_H^2}{m_W} \left(\sum_{f=l,q} Q_f^2 N_C \mathcal{A}_{\frac{1}{2}} + \mathcal{A}_1 \right) P_{\mu\nu} \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2). \quad (2.39)$$

Normalmente, al cuadrar amplitudes invariantes suele sumarse sobre los estados finales de polarización. [19] Entonces, sumando sobre los estados de polarización de los fotones, se tiene

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= \left(\sum_{\lambda_1=1}^2 \right) \left(\sum_{\lambda_2=1}^2 \right) \mathcal{M} \mathcal{M}^* \\ &= \frac{\alpha^3 m_H^4}{4\pi s_W^2 m_W^2} \left(\sum_{\lambda_1=1}^2 \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^\alpha(k_1, \lambda_1) \right) \left(\sum_{\lambda_2=1}^2 \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2) \epsilon^\beta(k_2, \lambda_2) \right) P_{\mu\nu} P_{\alpha\beta} |\mathcal{A}|^2 \\ &= \frac{\alpha^3 m_H^4}{8\pi s_W^2 m_W^2} |\mathcal{A}|^2, \end{aligned} \quad (2.40)$$

CAPÍTULO 2. EL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma$ EN EL MODELO ESTÁNDAR
2.3. LA ANCHURA DE DECAIMIENTO

donde se ha definido

$$\mathcal{A} = \sum_{f=l,q} Q_f^2 N_C \mathcal{A}_{\frac{1}{2}} + \mathcal{A}_1. \quad (2.41)$$

Por lo tanto, la anchura está dada por [20]

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^3 m_H}{2^8 \pi^2 s_W^2} \left(\frac{m_H^2}{m_W^2} \right) |\mathcal{A}|^2. \quad (2.42)$$

La fracción de decaimiento (branching ratio), se obtiene dividiendo por la anchura total, [14]

$$BR(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^3}{2^8 \pi^2 s_W^2} \left(\frac{m_H}{\Gamma_H} \right) \left(\frac{m_H^2}{m_W^2} \right) |\mathcal{A}|^2, \quad (2.43)$$

donde Γ_H es la anchura total del bosón de Higgs.

El decaimiento es determinado esencialmente por las contribuciones del bosón W y el quark top, las cuales interfieren destructivamente debido a que obedecen estadísticas diferentes. No obstante, la contribución del bosón W es dominante. Usando los valores experimentales para las masas de las partículas [21], [22] y el valor teórico de $\Gamma_H = 4 \cdot 411 \times 10^{-3} GeV$ predicho por el ME, se obtiene el siguiente valor para la anchura de decaimiento

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = 9 \cdot 272 \times 10^{-6} GeV. \quad (2.44)$$

Entonces, la fracción de decaimiento es igual a

$$BR(H \rightarrow \gamma\gamma) = 1 \cdot 372 \times 10^{-3}. \quad (2.45)$$

Capítulo 3

El Modelo estándar con dimensiones extra

Este capítulo está dedicado a presentar una breve descripción del Modelo Estándar con n dimensiones extra compactas. Antes, conviene presentar la notación y convenciones que serán usadas a lo largo del trabajo. La variedad que caracteriza al espacio-tiempo plano en consideración es denotada por $\mathcal{M}^{4+n} = \mathcal{M}^4 \times \mathcal{N}^n$, donde \mathcal{M}^4 es la variedad de espacio-tiempo estándar y \mathcal{N}^n representa las dimensiones espaciales extra. Puntos sobre \mathcal{M}^{4+n} son denotados por $x^M = (x^\mu, x^{\bar{\mu}})$, donde $x^\mu \in \mathcal{M}^4$ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) y $x^{\bar{\mu}} \in \mathcal{N}^n$ ($\bar{\mu} = 5, 6, \dots, n$). La distancia entre puntos se determina usando una métrica con signatura $diag(1, -1, \dots, -1)$. Los grupos de Poincaré y Lorentz son denotados por $ISO(1, 3+n)$ y $SO(1, 3+n)$, respectivamente. El grupo de norma de esta extensión del ME son denotados por $G_{4+n} \equiv SU_C(3, \mathcal{M}^{4+n}) \times SU_L(2, \mathcal{M}^{4+n}) \times U_Y(1, \mathcal{M}^{4+n})$, en contraposición con los grupos estándar, los cuales son denotados por $G_4 \equiv SU_C(3, \mathcal{M}^4) \times SU_L(2, \mathcal{M}^4) \times U_Y(1, \mathcal{M}^4)$. La notación hace énfasis en el hecho de que la diferencia entre los grupos de norma de ambas teorías no radica en el número de generadores, el cual es en realidad el mismo, sino sólo en las variedades soporte, sobre las cuales los parámetros de norma toman valores [10, 11, 12].

En el espacio de $(4+n)$ dimensiones, el ME es una teoría de campo efectiva gobernada por los grupos $ISO(1, 3+n)$ y G_{4+n} . Dado que la teoría es no renormalizable en el sentido de Dyson, no hay límite para el número de invariantes independientes bajo estos grupos que pueden ser introducidos en la acción del modelo. Esto significa que la lagrangiana en $(4+n)$ dimensiones comprende una serie infinita de invariantes de dimensión canónica creciente:

$$\mathcal{L}_{(4+n)}^{eff} = \mathcal{L}_{(4+n)}^{SM} + \sum_N \frac{\beta_N \hat{g}_{(4+n)}^{N_1}}{M_s^{N_2}} \mathcal{O}_N, \quad (3.1)$$

donde $\mathcal{L}_{(4+n)}^{SM}$ representa la lagrangiana de la versión del ME en $(4+n)$ dimensiones, \mathcal{O}_N son objetos invariantes de Lorentz y de norma de dimensión canónica mayor que $4+n$, M_s es una escala de energía por encima de la cual se manifestarían nuevas partículas gobernadas por algún tipo desconocido de interacción, β_N es un parámetro adimensional, el cual depende de los detalles de la física desconocida. Se asume que en esta lagrangiana se han incluido todos los términos independientes que respetan las simetrías $ISO(1, 3+n)$ y G_{4+n} y que cada uno de ellos es multiplicado por un parámetro desconocido adimensional β_i . La dimensión canónica de cada término de la serie está corregido de manera apropiada mediante la introducción de constantes de acoplamiento de los grupos de norma, las cuales tienen dimensiones en el espacio-tiempo extendido, (g_{4+n} es una notación estándar para g_{s4+n} , g_{4+n} y g'_{4+n}) y M_s . En estas expresiones, \hat{g}_{4+n} es una notación compacta para un producto apropiado de constantes de acoplamiento del grupo de norma del ME en el espacio extendido, las cuales están relacionadas con las constantes adimensionales, g , por $g_{4+n} = \sqrt{R_1 \cdots R_n} g$. Es de esperarse que las contribuciones que pueden surgir de términos de dimensiones canónicas más altas sean de carácter marginal comparadas con los efectos

generados por $\mathcal{L}_{(4+n)}^{SM}$, ya que aquellos involucran potencias de M_s^{-1} [23]. La lagrangiana efectiva en 4 dimensiones, la cual contiene sólo interacciones de dimensión menor o igual que 4, está dada por

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_4^{eff} &= \int d^n \bar{x} \mathcal{L}_{(4+n)}^{eff} \\ &= \int d^n \bar{x} \mathcal{L}_{(4+n)}^{SM} + \sum_N \frac{\beta_N \hat{g}_{(4+n)}^{N_1}}{\Lambda^{N_2}} \int d^n \bar{x} \mathcal{O}_N.\end{aligned}\quad (3.2)$$

En lo que sigue, enfocaremos la discusión sobre el primer término de esta expresión. Aunque esta lagrangiana efectiva contiene sólo acoplamientos de tipo renormalizable en el sentido de Dyson, la teoría no es renormalizable debido a la presencia de sumas discretas infinitas que resultan del proceso de compactificación de las dimensiones extras. Para $n > 1$, tales sumas divergen.

El resto del capítulo está dedicado a presentar una breve descripción de los sectores de la versión del ME en $4 + n$ dimensiones, los cuales surgen de la lagrangiana $\mathcal{L}_{(4+n)}^{eff}$ [13].

3.1. El sector de Yang-Mills

Siguiendo la referencia [12], la lagrangiana del sector de Yang-Mills en $4 + n$ dimensiones puede ser escrita como

$$\mathcal{L}_{(4+n)}^{YM} = -\frac{1}{4} \mathcal{G}_{MN}^a(x, \bar{x}) \mathcal{G}_a^{MN}(x, \bar{x}) - \frac{1}{4} \mathcal{W}_{MN}^i(x, \bar{x}) \mathcal{W}_i^{MN}(x, \bar{x}) - \frac{1}{4} \mathcal{B}_{MN}(x, \bar{x}) \mathcal{B}^{MN}(x, \bar{x}), \quad (3.3)$$

donde $\mathcal{G}_{MN}^a(x, \bar{x})$, $\mathcal{W}_{MN}^i(x, \bar{x})$, y $\mathcal{B}_{MN}(x, \bar{x})$ son las curvaturas de los grupos de norma $SU_C(3, \mathcal{M}^{4+n})$, $SU_L(2, \mathcal{M}^{4+n})$ y $U_Y(1, \mathcal{M}^{4+n})$, respectivamente, las cuales son dadas por

$$\mathcal{G}_{MN}^a = \partial_M \mathcal{G}_N^a - \partial_N \mathcal{G}_M^a + g_{s4+n} f^{abc} \mathcal{G}_M^b \mathcal{G}_N^c, \quad (3.4)$$

$$\mathcal{W}_{MN}^i = \partial_M \mathcal{W}_N^i - \partial_N \mathcal{W}_M^i + g_{4+n} \epsilon^{ijk} \mathcal{W}_M^j \mathcal{W}_N^k, \quad (3.5)$$

$$\mathcal{B}_{MN} = \partial_M \mathcal{B}_N - \partial_N \mathcal{B}_M. \quad (3.6)$$

La lagrangiana (3.3) puede ser expresada en términos de los objetos $\mathcal{F}_{\mu\nu}$, $\mathcal{F}_{\mu\bar{\mu}}$ y $\mathcal{F}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}$, los cuales se transforman como un 2-tensor, un 1-tensor y un 0-tensor bajo $SO(1, 3)$, respectivamente [10, 11, 12]. Lo anterior surge como consecuencia del hecho que las componentes $\mathcal{A}_\mu(x, \bar{x})$ y $\mathcal{A}_{\bar{\mu}}(x, \bar{x})$ del campo de norma $\mathcal{A}_M(x, \bar{x})$ se transforman como un 1-tensor y 0-tensor bajo $SO(1, 3)$, respectivamente. Aquí, \mathcal{A} representa a cualquiera de los campos \mathcal{G} , \mathcal{W} o \mathcal{B} , y \mathcal{F} a cualquiera de las curvaturas involucradas.

La variedad \mathcal{N}^n es considerada como el producto de n círculos de radios R_1, \dots, R_n . También, se asume que los campos y parámetros de norma son periódicos sobre esta variedad:

$$\mathcal{A}_M(x, \bar{x} + 2\pi R) = \mathcal{A}_M(x, \bar{x}), \quad (3.7)$$

$$\alpha^A(x, \bar{x} + 2\pi R) = \alpha^A(x, \bar{x}), \quad (3.8)$$

donde α^A representa uno cualquiera de los parámetros de norma α^a , α^i y α . Cada dimensión extra es reemplazada por un círculo sujeto a la acción de Z_2 , de tal modo que $x^{\bar{\mu}}$ es identificado con el punto diametralmente opuesto sobre S^1 . Lo anterior hace posible la recuperación de la bien conocida teoría pura de Yang-Mills en 4 dimensiones. Para tal propósito, uno asume las siguientes condiciones de paridad sobre los campos y parámetros de norma:

$$\mathcal{A}_\mu(x, -\bar{x}) = \mathcal{A}_\mu(x, \bar{x}), \quad (3.9)$$

$$\mathcal{A}_{\bar{\mu}}(x, -\bar{x}) = -\mathcal{A}_{\bar{\mu}}(x, \bar{x}), \quad (3.10)$$

$$\alpha^A(x, -\bar{x}) = \alpha^A(x, \bar{x}). \quad (3.11)$$

CAPÍTULO 3. EL MODELO ESTÁNDAR CON DIMENSIONES EXTRA
3.1. EL SECTOR DE YANG-MILLS

Observe que esto significa que las curvaturas $\mathcal{F}_{\mu\nu}$, $\mathcal{F}_{\mu\bar{\nu}}$ y $\mathcal{F}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}$ son par, impar y par, respectivamente. De estas consideraciones, junto con el hecho de que estas curvaturas son periódicas sobre la subvariedad compacta, uno puede expresarlas como desarrollos en serie de Fourier y enseguida realizar la integración sobre las coordenadas extra para obtener [12]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{4YM} = & -\frac{1}{4} \sum_{\mathcal{F}=\mathcal{G},\mathcal{W},\mathcal{B}} \left[\mathcal{F}_{\mu\nu}^{(0,\dots,0)a} \mathcal{F}_a^{(0,\dots,0)\mu\nu} + \mathcal{F}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(0,\dots,0)a} \mathcal{F}_a^{(0,\dots,0)\bar{\mu}\bar{\nu}} \right. \\ & + \sum'_{\underline{m}_1,\dots,\underline{m}_n} \left(\mathcal{F}_{\mu\nu}^{(\underline{m}_1,\dots,\underline{m}_n)a} \mathcal{F}_a^{(\underline{m}_1,\dots,\underline{m}_n)\mu\nu} \right. \\ & \quad \left. + 2\mathcal{F}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(\underline{m}_1,\dots,\underline{m}_n)a} \mathcal{F}_a^{(\underline{m}_1,\dots,\underline{m}_n)\bar{\mu}\bar{\nu}} \right. \\ & \quad \left. + \mathcal{F}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(\underline{m}_1,\dots,\underline{m}_n)a} \mathcal{F}_a^{(\underline{m}_1,\dots,\underline{m}_n)\bar{\mu}\bar{\nu}} \right) \left. \right]. \end{aligned} \quad (3.12)$$

La suma discreta que aparece en esta expresión es una notación compacta para una expresión más complicada dada por [12]

$$\begin{aligned} \sum'_{\underline{m}_1,\dots,\underline{m}_n} \mathcal{A}(\underline{m}_1,\dots,\underline{m}_n) = & \sum_{m_1=1}^{\infty} \mathcal{A}^{(m_1,0,\dots,0)} + \sum_{m_2=1}^{\infty} \mathcal{A}^{(0,m_2,0,\dots,0)} + \dots + \sum_{m_n=1}^{\infty} \mathcal{A}^{(0,0,\dots,m_n)} \\ & + \sum_{m_1=1}^{\infty} \sum_{m_2=1}^{\infty} \mathcal{A}^{(m_1,m_2,\dots,0)} + \dots + \sum_{m_{n-1}=1}^{\infty} \sum_{m_n=1}^{\infty} \mathcal{A}^{(0,0,\dots,m_{n-1},m_n)} \\ & + \dots + \sum_{m_1=1}^{\infty} \dots \sum_{m_n=1}^{\infty} \mathcal{A}^{(m_1,\dots,m_n)}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Hay n sumas simples, $n(n-1)/2!$ sumas dobles, $n(n-1)(n-2)/3!$ sumas triples, \dots , y 1 suma de multiplicidad n . Estas sumas infinitas son las responsables de la presencia de divergencias ultravioletas, las cuales vienen de las dimensiones compactas. En un proceso dado, algunas de estas sumas son finitas por debajo de cierto grado de multiplicidad, lo cual depende de manera crucial del grado de divergencia de las sumas continuas, esto es, de las integrales usuales que surgen de las 4 dimensiones infinitas. Las curvaturas que aparecen en esta expresión son dadas en la referencia [12] y no serán presentadas aquí. En este trabajo adoptaremos una notación más compacta, la cual consiste en lo siguiente: $(\underline{0}) \equiv (0, \dots, 0)$ y $(\underline{m}) \equiv (\underline{m}_1, \dots, \underline{m}_n)$. Toda cantidad con índices repetidos de la forma $S^{(\underline{m})}T^{(\underline{m})}$ implicará una suma del tipo ya descrito.

En lo que resta de esta sección, nos enfocaremos en los vértices de este sector que contribuyen al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ a orden de un lazo. Además de los vértices del modelo estándar $W^{(\underline{0})}-W^{(\underline{0})+}A^{(\underline{0})}$ y $W^{(\underline{0})}-W^{(\underline{0})+}A^{(\underline{0})}A^{(\underline{0})}$, los cuales contribuyen a la amplitud del ME de este decaimiento, debemos considerar los vértices análogos que contienen excitaciones de Kaluza-Klein (KK) del bosón de norma W , esto es, necesitamos derivar las lagrangianas para los vértices $W^{(\underline{m})}-W^{(\underline{m})+}A^{(\underline{0})}$ y $W^{(\underline{m})}-W^{(\underline{m})+}A^{(\underline{0})}A^{(\underline{0})}$. Una vez que se ha pasado de la base de eigenestados de norma $(W^{(\underline{0})i}, B^{(\underline{0})}, W^{(\underline{m})i}, B^{(\underline{m})})$ a la base de eigenestados de masa $(W^{(\underline{0})\pm}, Z^{(\underline{0})}, A^{(\underline{0})}, W^{(\underline{m})\pm}, Z^{(\underline{m})}, A^{(\underline{m})})$ por medio de la transformación

$$W_{\mu}^{(\underline{m})\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W_{\mu}^{(\underline{m})1} \mp W_{\mu}^{(\underline{m})2} \right) \quad (3.14)$$

y

$$\begin{pmatrix} W_{\mu}^{(\underline{m})3} \\ B_{\mu}^{(\underline{m})} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_{\mu}^{(\underline{m})} \\ A_{\mu}^{(\underline{m})} \end{pmatrix}, \quad (3.15)$$

la cual se puede comparar con las ecs.(1.8) y (1.7) del capítulo 1, uno obtiene la siguiente lagrangiana

CAPÍTULO 3. EL MODELO ESTÁNDAR CON DIMENSIONES EXTRA
3.1. EL SECTOR DE YANG-MILLS

para los vértices trilineales

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WW\gamma} = & -ie \left[\left(W_{\mu\nu}^{(\underline{0})-} - W^{(\underline{0})+\mu} - W_{\mu\nu}^{(\underline{0})+} + W^{(\underline{0})-\mu} \right) A^{(\underline{0})\nu} + F_{\mu\nu}^{(\underline{0})} W^{(\underline{0})-\mu} W^{(\underline{0})+\nu} \right. \\ & \left. + \left(W_{\mu\nu}^{(\underline{m})-} - W^{(\underline{m})+\mu} - W_{\mu\nu}^{(\underline{m})+} + W^{(\underline{m})-\mu} \right) A^{(\underline{0})\nu} + F_{\mu\nu}^{(\underline{0})} W^{(\underline{m})-\mu} W^{(\underline{m})+\nu} \right], \end{aligned} \quad (3.16)$$

donde también se ha incluido la expresión del vértice estándar. Es muy importante resaltar que ambos vértices, estándar y no estándar, tiene la misma estructura de Lorentz. Esto significa que dichos vértices tienen asociada exactamente la misma regla de Feynman. Como se verá más adelante, este hecho simplifica de manera considerable los cálculos de la amplitud del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$. En lo que respecta a los vértices cuárticos, la lagrangiana correspondiente está dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WW\gamma\gamma} = & -\frac{e^2}{2} \left[\left(W_{\mu}^{(\underline{0})-} A_{\nu}^{(\underline{0})} - W_{\nu}^{(\underline{0})-} A_{\mu}^{(\underline{0})} \right) \left(W^{(\underline{0})+\mu} A^{(\underline{0})\nu} - W^{(\underline{0})+\nu} A^{(\underline{0})\mu} \right) \right. \\ & \left. + \left(W_{\mu}^{(\underline{m})-} A_{\nu}^{(\underline{0})} - W_{\nu}^{(\underline{m})-} A_{\mu}^{(\underline{0})} \right) \left(W^{(\underline{m})+\mu} A^{(\underline{0})\nu} - W^{(\underline{m})+\nu} A^{(\underline{0})\mu} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Note que, como en el caso anterior, ambos vértices tienen la misma estructura de Lorentz.

Este sector también contiene escalares cargados que pueden contribuir al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$. Observe que cada campo de norma en $4+n$ dimensiones \mathcal{A}_M^a , el cual forma una representación vectorial de $SO(1, 3+n)$, se desdobla en un campo vectorial A_μ^a más n campos escalares $A_{\bar{\mu}}^a$ de $SO(1, 3)$. De los n campos escalares, uno de ellos aporta los pseudo-bosones de Goldstone que son absorbidos por las componentes longitudinales de las excitaciones de KK de los vectores A_μ^a . De esta manera, restan $n-1$ campos escalares, los cuales son interpretados como manifestaciones físicas del campo de más alta dimensión que caracteriza a la partícula en consideración, la cual puede moverse en el espacio de dimensión $4+n$. En el caso que nos ocupa, se trata del bosón de norma W , el cual es descrito en $4+n$ dimensiones por el vector $\mathcal{W}_M^i(x, \bar{x})$, pero que una vez realizada la compactificación se descompone en el campo vectorial $W_\mu^{(\underline{0})\pm}$ y sus $2^n - 1$ diferentes torres de excitaciones de KK $W_\mu^{(\underline{m}_1 0 \dots 0)\pm}, W_\mu^{(0 \underline{m}_2 0 \dots 0)\pm}, \dots, W_\mu^{(\underline{m}_1 \dots \underline{m}_n)\pm}$, que brevemente denotaremos como $W_\mu^{(\underline{m})\pm}$, así como en n torres correspondientes de escalares cargados $W_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})\pm}$, $n-1$ de las cuales son físicas. En lo que sigue, mantendremos la etiqueta $\bar{\mu}$ para denotar a los escalares físicos, la cual corre desde 5 hasta $4+n$, pero bajo el entendido que sólo $n-1$ de ellos deben ser considerados (ver referencias [12]). Las interacciones entre campos escalares y vectoriales surge de las curvaturas $\mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^i$. La lagrangiana de interés esta dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{W_{\bar{\mu}} W_\mu} = & -\frac{1}{2} \mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^{(\underline{m})i} \mathcal{W}_i^{(\underline{m})\mu\bar{\nu}} \\ = & +\frac{1}{2} \mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^{(\underline{m})i} \mathcal{W}_i^{(\underline{m})\mu}_{\bar{\nu}} \\ = & \mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^{(\underline{m})-} \mathcal{W}^{(\underline{m})\mu+}_{\bar{\nu}} + \frac{1}{2} \mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^{(\underline{m})3} \mathcal{W}^{(\underline{m})3\mu}_{\bar{\nu}}, \end{aligned} \quad (3.18)$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^{(\underline{m})+} = & D_\mu^{(\underline{0})3} W_{\bar{\nu}}^{(\underline{m})+} + 2\pi \left(\frac{m_1 \delta_{\bar{\nu}5}}{R_1} + \dots + \frac{m_n \delta_{\bar{\nu}4+n}}{R_n} \right) W_\mu^{(\underline{m})+} \\ & + ig W_\mu^{(\underline{0})+} W_{\bar{\nu}}^{(\underline{m})3} + ig \Delta'_{(\underline{m})(\underline{x})(\underline{k})} \left(W_\mu^{(\underline{k})-} W_{\bar{\nu}}^{(\underline{x})3} - W_\mu^{(\underline{k})3} W_{\bar{\nu}}^{(\underline{x})+} \right), \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_{\mu\bar{\nu}}^3 = & \partial_\mu W_{\bar{\nu}}^{(\underline{m})3} + 2\pi \left(\frac{m_1 \delta_{\bar{\nu}5}}{R_1} + \dots + \frac{m_n \delta_{\bar{\nu}4+n}}{R_n} \right) W_\mu^{(\underline{m})3} \\ & + ig \left(W_\mu^{(\underline{0})-} W_{\bar{\nu}}^{(\underline{m})+} - W_\mu^{(\underline{0})+} W_{\bar{\nu}}^{(\underline{m})-} \right) \\ & + ig \Delta'_{(\underline{m})(\underline{x})(\underline{k})} \left(W_\mu^{(\underline{k})-} W_{\bar{\nu}}^{(\underline{x})+} - W_\mu^{(\underline{k})+} W_{\bar{\nu}}^{(\underline{x})-} \right). \end{aligned} \quad (3.20)$$

CAPÍTULO 3. EL MODELO ESTÁNDAR CON DIMENSIONES EXTRA
3.1. EL SECTOR DE YANG-MILLS

En estas expresiones, $D_\mu^{(0)3} = \partial_\mu - igW_\mu^{(0)3}$, con $W_\mu^{(0)3} = s_W A_\mu^{(0)3} + c_W Z_\mu^{(0)3}$. Note que $D_\mu^{(0)3}$ contiene a la derivada covariante electromagnética. El símbolo $\Delta'_{(m)(r)(k)}$ que aparece en estas expresiones es definido en la referencia [12], y corresponde a:

$$\Delta'_{(m)(r)(k)} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (\delta_{\underline{m}_1 \underline{r}_1 + \underline{k}_1} \dots \delta_{\underline{m}_n \underline{r}_n + \underline{k}_n} + \delta_{\underline{r}_1 \underline{m}_1 + \underline{k}_1} \dots \delta_{\underline{r}_n \underline{m}_n + \underline{k}_n} - \delta_{\underline{k}_1 \underline{m}_1 + \underline{r}_1} \dots \delta_{\underline{k}_n \underline{m}_n + \underline{r}_n}) \quad (3.21)$$

Finalmente, la notación $2\pi \left(\frac{m_1 \delta_{\bar{\nu}5}}{R_1} + \dots + \frac{m_n \delta_{\bar{\nu}4+n}}{R_n} \right)$ significa que se debe considerar una suma igual al número de índices de Fourier que aparecen en el exponente (\underline{m}) del campo al cual multiplica.

Los acoplamientos $W_\mu^{(m)-} W_{\bar{\nu}}^{(m)+} A_\mu^{(0)}$ y $W_\mu^{(m)-} W_{\bar{\nu}}^{(m)+} A_\mu^{(0)} A_{\bar{\nu}}^{(0)}$ pueden contribuir al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$. Dichos acoplamientos son dictados por electrodinámica escalar y surgen del siguiente término

$$\mathcal{L}_{SQED} = \left(D_\mu^{(0)3} W_{\bar{\nu}}^{(m)+} \right)^\dagger \left(D_\mu^{(0)3} W_{\bar{\nu}}^{(m)+} \right) \quad (3.22)$$

Otro tipo de acoplamientos que también pueden contribuir a este decaimiento surgen del siguiente término

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SW} &= \left(\frac{2\pi m_1 \delta_{\bar{\nu}5}}{R_1} + \dots + \frac{2\pi m_n \delta_{\bar{\nu}n+4}}{R_n} \right) \\ &\times \left[W^{(m)+\mu} \left(D_\mu^{(0)3} W_{\bar{\nu}}^{(m)+} \right)^\dagger + W^{(m)-\mu} \left(D_\mu^{(0)3} W_{\bar{\nu}}^{(m)+} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Es importante notar que, además de generar el vértice trilineal $W_\mu^{(m)\pm} W_{\bar{\mu}}^{(m)\mp} A_\lambda^{(0)}$, este término también induce la mezcla bilineal $W_\mu^{(m)\pm} W_{\bar{\mu}}^{(m)\mp}$, dada por:

$$\mathcal{L}_{W\bar{W}} = \left(\frac{2\pi m_1 \delta_{\bar{\nu}5}}{R_1} + \dots + \frac{2\pi m_n \delta_{\bar{\nu}n+4}}{R_n} \right) \left(W^{(m)+\mu} \partial_\mu W_{\bar{\nu}}^{(m)-} + W^{(m)-\mu} \partial_\mu W_{\bar{\nu}}^{(m)+} \right). \quad (3.24)$$

Ambos acoplamientos, los cuales están vinculados por la simetría de norma electromagnética, así que, en principio, la mezcla bilineal podría tener algún efecto sobre el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$. Sin embargo, es importante remarcar que esta mezcla sólo ocurre con los campos escalares de masa cero. Por lo tanto, en una teoría sin rompimiento espontáneo de la simetría, como QCD o QED, dicha mezcla no tiene ninguna consecuencia física, ya que desaparece en la norma unitaria. Sin embargo, las cosas son diferentes en el caso de la fuerza débil, ya que, como veremos en la siguiente sección, los escalares sin masa reciben una contribución en el sector de Higgs, de tal suerte que es necesario realizar una nueva diagonalización para definir los verdaderos pseudo-bosones de Goldstone. *Notablemente, el término completo dado por (3.23) es cancelado exactamente por otro término similar que surge del sector cinético de Higgs. Este resultado es muy importante, ya que implica que los vértices de tipo electromagnético $W_\mu^{(m)\pm} W_{\bar{\mu}}^{(m)\mp} A_\lambda^{(0)}$, no existen en realidad. Como consecuencia, el número de diagramas de Feynman a considerar en el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ se reduce considerablemente.*

Finalmente, las masas de los escalares físicos emergen de la curvatura escalar $\mathcal{W}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(m)i}$. La lagrangiana correspondiente para el sector electrodébil puede ser escrita de la manera siguiente:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Ma} &= -\frac{1}{4} \mathcal{W}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(m)i} \mathcal{W}^{(m)i\bar{\mu}\bar{\nu}} \\ &= -\frac{1}{2} \mathcal{W}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(m)-} \mathcal{W}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(m)+} - \frac{1}{4} \mathcal{W}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(m)3} \mathcal{W}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(m)3}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

donde

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{(m)+} &= 2\pi \left[\left(\frac{m_1 \delta_{5\bar{\mu}}}{R_1} + \dots + \frac{m_n \delta_{4+n\bar{\mu}}}{R_1} \right) W_{\bar{\nu}}^{(m)+} - \left(\frac{m_1 \delta_{5\bar{\nu}}}{R_1} + \dots + \frac{m_n \delta_{4+n\bar{\nu}}}{R_1} \right) W_{\bar{\mu}}^{(m)+} \right] \\ &+ ig \Delta'_{(k)(r)(m)} \left(W_{\bar{\mu}}^{(k)+} W_{\bar{\nu}}^{(r)3} - W_{\bar{\nu}}^{(r)+} W_{\bar{\mu}}^{(k)3} \right), \end{aligned} \quad (3.26)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_{\mu\nu}^{(m)3} &= 2\pi \left[\left(\frac{\underline{m}_1 \delta_{5\bar{\mu}}}{R_1} + \dots + \frac{\underline{m}_n \delta_{4+n\bar{\mu}}}{R_1} \right) W_{\bar{\nu}}^{(m)3} - \left(\frac{\underline{m}_1 \delta_{5\nu}}{R_1} + \dots + \frac{\underline{m}_n \delta_{4+n\nu}}{R_1} \right) W_{\bar{\mu}}^{(m)3} \right] \\ &\quad + ig \Delta'_{(\underline{k})(\underline{r})(\underline{m})} \left(W_{\bar{\mu}}^{(\underline{k})-} W_{\bar{\nu}}^{(\underline{r})+} - W_{\bar{\nu}}^{(\underline{r})-} W_{\bar{\mu}}^{(\underline{k})+} \right). \end{aligned} \quad (3.27)$$

De estas expresiones se desprenden los siguientes resultados: (1) para campos con un sólo índice de Fourier, de los cuales hay un total de n^2 , n tienen masa exactamente igual a cero y $n(n-1)$ tienen masa. El número de campos escalares sin masa coincide con el número de excitaciones de KK del campo vectorial con un sólo índice de Fourier, así que estos campos escalares son pseudo-bosones de Goldstone. (2) A partir de campos con dos índices de Fourier se generan mezclas, debido a lo cual es necesario realizar un proceso de diagonalización [12]. Por ejemplo, hay $n[n(n-1)/2]$ campos escalares con dos índices de Fourier, los cuales pueden ser diagonalizados por pares $((m_1, m_2), (m_1, m_3), \dots)$. En cada diagonalización surge un campo de masa cero, el cual es el pseudo-bosón de Goldstone de la excitación vectorial con dos índices de Fourier. El otro campo debe ser reconocido como físico. El proceso puede ser continuado hasta que se determina un total de $2^n - 1$ torres de KK de pseudo-bosones de Goldstone y un total de $(n-1)(2^n - 1)$ torres de campos escalares físicos.

Como veremos en la próxima sección, el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil causa que se generen correcciones a las masas de los escalares físicos que surgen en este sector. Más importante aún, en este sector se inducen mezclas entre las componentes del doblete de Higgs y los pseudo-bosones de Goldstone que hemos visto se generan en el sector de Yang-Mills, así que es necesario realizar una nueva diagonalización, de la cual resultan los verdaderos pseudo-bosones de Goldstone. Es muy importante señalar que dicha mezcla no ocurre con los campos escalares físicos ya identificados en el sector de Yang-Mills. Éstos sólo reciben una corrección diagonal a su masa. Debido a la importancia de este hecho, el cual es crucial para la consistencia interna de la teoría, más adelante presentaremos un estudio detallado para el caso $n = 2$.

Note que en este sector no pueden aparecer acoplamiento con el bosón de Higgs. Sin embargo, como veremos en la siguiente sección, tales acoplamiento aparecen en el sector cinético de Higgs.

3.2. El Sector de Higgs

La lagrangiana en $(4+n)$ dimensiones para el sector de Higgs está dada por

$$\mathcal{L}_{(4+n)}^H = (D_M \Phi)^\dagger(x, \bar{x})(D^M \Phi)(x, \bar{x}) - V(\Phi^\dagger, \Phi)(x, \bar{x}), \quad (3.28)$$

donde $\Phi(x, \bar{x})$ es el doblete de Higgs, $V(\Phi^\dagger, \Phi)(x, \bar{x}) = \mu^2(\Phi^\dagger \Phi) + \lambda_{4+n}(\Phi^\dagger \Phi)^2$ es el potencial de Higgs y D_M es la derivada covariante electrodébil, la cual, en la representación fundamental del grupo, es dada por

$$D_M = \partial_M - ig_{4+n} \frac{\sigma^i}{2} \mathcal{W}_M^i(x, \bar{x}) - ig'_{4+n} \frac{Y}{2} \mathcal{B}_M(x, \bar{x}). \quad (3.29)$$

Con el fin de recuperar el ME en el límite en que el tamaño de la variedad compacta es muy pequeño, es necesario asignarle paridad par al doblete de Higgs, de tal manera que su desarrollo de Fourier es:

$$\begin{aligned} \Phi(x, \bar{x}) &= \left(\frac{1}{R_1 \dots R_n} \right)^{1/2} \Phi^{(0, \dots, 0)}(x) \\ &\quad + \left(\frac{2}{R_1 \dots R_n} \right)^{1/2} \sum'_{\underline{m}_1, \dots, \underline{m}_n} \Phi^{(\underline{m}_1, \dots, \underline{m}_n)}(x) \cos \left[2\pi \left(\frac{\underline{m}_1 \bar{x}^1}{R_1} + \dots + \frac{\underline{m}_n \bar{x}^n}{R_n} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.30)$$

El sector cinético puede descomponerse como

$$\mathcal{L}_{(4+n)HK} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) + (D_{\bar{\mu}} \Phi)^\dagger (D^{\bar{\mu}} \Phi). \quad (3.31)$$

CAPÍTULO 3. EL MODELO ESTÁNDAR CON DIMENSIONES EXTRA
3.2. EL SECTOR DE HIGGS

Dado que Φ es par, $D_\mu\Phi$ también es par, pero $D_{\bar{\mu}}\Phi$ es impar. Tomando en cuenta esto, uno puede escribir la lagrangiana en 4 dimensiones como sigue:

$$\mathcal{L}_{4HK} = (D_\mu\Phi)^{(\mathbb{Q})\dagger}(D^\mu\Phi)^{(\mathbb{Q})} + (D_\mu\Phi)^{(\underline{m})\dagger}(D^\mu\Phi)^{(\underline{m})} + (D_{\bar{\mu}}\Phi)^{(\underline{m})\dagger}(D^{\bar{\mu}}\Phi)^{(\underline{m})}, \quad (3.32)$$

donde

$$(D_\mu\Phi)^{(\mathbb{Q})} = D_\mu^{(0,\dots,0)}\Phi^{(\mathbb{Q})} - i\left(g\frac{\sigma^i}{2}W_\mu^{(\underline{m})} + g'\frac{Y}{2}B_\mu^{(\underline{m})}\right)\Phi^{(\underline{m})}, \quad (3.33)$$

$$(D_\mu\Phi)^{(\underline{m})} = D_\mu^{(\underline{r})}\Phi^{(\underline{r})} - i\left(g\frac{\sigma^i}{2}W_\mu^{(\underline{m})} + g'\frac{Y}{2}B_\mu^{(\underline{m})}\right)\Phi^{(\mathbb{Q})}, \quad (3.34)$$

$$(D_{\bar{\mu}}\Phi)^{(\underline{m})} = D_{\bar{\mu}}^{(\underline{r})}\Phi^{(\underline{r})} - i\left(g\frac{\sigma^i}{2}W_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})} + g'\frac{Y}{2}B_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})}\right)\Phi^{(\mathbb{Q})}, \quad (3.35)$$

con

$$D_\mu^{(\mathbb{Q})} = \partial_\mu - ig\frac{\sigma^i}{2}W_\mu^{(\mathbb{Q})i} - ig'\frac{Y}{2}B_\mu^{(\mathbb{Q})}, \quad (3.36)$$

$$D_\mu^{(\underline{m})}(\underline{r}) = \delta^{(\underline{m})}(\underline{r})D_\mu^{(\mathbb{Q})} - i\Delta^{(\underline{m})}(\underline{k})(\underline{r})\left(g\frac{\sigma^i}{2}W_\mu^{(\underline{k})i} + g'\frac{Y}{2}B_\mu^{(\underline{k})}\right), \quad (3.37)$$

$$\begin{aligned} D_{\bar{\mu}}^{(\underline{m})}(\underline{r}) &= -2\pi\left(\frac{\underline{m}_1\delta_{\bar{\mu}5}}{R_1} + \dots + \frac{\underline{m}_n\delta_{\bar{\mu}4+n}}{R_n}\right)\delta^{(\underline{m})}(\underline{r}) \\ &\quad - i\Delta^{(\underline{m})}(\underline{k})(\underline{r})\left(g\frac{\sigma^i}{2}W_{\bar{\mu}}^{(\underline{k})i} + g'\frac{Y}{2}B_{\bar{\mu}}^{(\underline{k})}\right), \end{aligned} \quad (3.38)$$

donde el símbolo $\Delta^{(\underline{m})}(\underline{k})(\underline{r})$ es definido en la referencia [12].

$$\Delta^{(\underline{m})}(\underline{r})(\underline{k}) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(\delta_{\underline{m}_1\underline{r}_1+\underline{k}_1}\dots\delta_{\underline{m}_n\underline{r}_n+\underline{k}_n} + \delta_{\underline{r}_1\underline{m}_1+\underline{k}_1}\dots\delta_{\underline{r}_n\underline{m}_n+\underline{k}_n} + \delta_{\underline{k}_1\underline{m}_1+\underline{r}_1}\dots\delta_{\underline{k}_n\underline{m}_n+\underline{r}_n}) \quad (3.39)$$

En las expresiones anteriores, $\Phi^{(\mathbb{Q})}$ es el doblete de Higgs estándar, en tanto que $\Phi^{(\underline{m})}$ representan sus excitaciones de KK, las cuales se transforman idénticamente bajo el grupo electrodébil, pero no adquieren un valor esperado en el vacío. Con el fin de identificar los vértices de interés, conviene desarrollar de manera explícita estas expresiones en términos de campos eigenestados de masa. Dichas expresiones son presentadas en el Apéndice C. Con el uso de estos resultados, podemos escribir

$$\begin{aligned} (D_\mu\Phi)^{(\mathbb{Q})\dagger}(D^\mu\Phi)^{(\mathbb{Q})} &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H^{(\mathbb{Q})})(\partial^\mu H^{(\mathbb{Q})}) \\ &\quad + \left(m_{W^{(\mathbb{Q})}}^2 + gm_{W^{(\mathbb{Q})}}H^{(\mathbb{Q})} + \frac{g^2}{4}H^{(\mathbb{Q})}H^{(\mathbb{Q})}\right) \\ &\quad \times \left(W_\mu^{(\mathbb{Q})-}W^{(\mathbb{Q})+\mu} + \frac{1}{2c_W^2}Z_\mu^{(\mathbb{Q})}Z^{(\mathbb{Q})\mu}\right) \\ &\quad + \frac{ig}{2}\partial_\mu H^{(\mathbb{Q})}\left(W^{(\underline{m})+\mu}G_W^{(\underline{m}-)} - W^{(\underline{m})-\mu}G_W^{(\underline{m}+)}\right) + \dots, \end{aligned} \quad (3.40)$$

donde las primeras tres líneas de esta expresión corresponde al resultado del ME, mientras que la última representa el término que es relevante para el estudio del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$. El resto de los términos que involucra este factor del sector cinético de Higgs no han sido mostrados, pero ellos pueden ser reproducidos directamente del uso de las fórmulas dadas en el apéndice.

CAPÍTULO 3. EL MODELO ESTÁNDAR CON DIMENSIONES EXTRA
3.2. EL SECTOR DE HIGGS

Por otra parte, el uso de los resultados dados en el Apéndice C, conduce a

$$\begin{aligned}
(D_\mu \Phi)^{(m)\dagger} (D^\mu \Phi)^{(m)} &= \left(D_\mu^{(0)e} G_W^{(m)+} \right)^\dagger \left(D^{(0)e\mu} G_W^{(m)+} \right) \\
&\quad - i \left(m_{W^{(0)}} + \frac{g}{2} H^{(0)} \right) \left[W_\mu^{(m)+} \left(D^{(0)e\mu} G_W^{(m)+} \right)^\dagger \right. \\
&\quad \left. - W_\mu^{(m)-} \left(D^{(0)e\mu} G_W^{(m)+} \right) \right] \\
&\quad + \left(m_{W^{(0)}}^2 + g m_{W^{(0)}} H^{(0)} + \frac{g^2}{4} H^{(0)} H^{(0)} \right) \\
&\quad \times \left(W_\mu^{(m)-} W^{(m)+\mu} + \frac{1}{2c_W^2} Z_\mu^{(m)} Z^{(m)\mu} \right) + \dots, \tag{3.41}
\end{aligned}$$

donde sólo han sido escritos los términos que son relevantes para el proceso en estudio. En esta expresión, $D_\mu^{(0)e}$ es la derivada covariante electromagnética. El primer término de esta expresión da lugar a los vértices electromagnéticos $G_W^{(m)-} G_W^{(m)+} \gamma$ y $G_W^{(m)-} G_W^{(m)+} \gamma \gamma$. El segundo término induce los acoplamientos del bosón de Higgs $H^{(0)} W_\mu^{(m)\pm} G_W^{(m)\mp}$ y $H^{(0)} W_\mu^{(m)\pm} G_W^{(m)\mp} \gamma$. Es importante notar que este término también induce una mezcla bilineal de la forma $W_\mu^{(m)\pm} G_W^{(m)\mp}$, la cual debe ser tomada en cuenta en el cálculo del decaimiento en $H \rightarrow \gamma \gamma$. Dicho término surge de una derivada covariante electromagnética, el cual está dado por

$$\mathcal{L}_{WGW} = -i m_{W^{(0)}} \left[W_\mu^{(m)+} \left(D^{(0)e\mu} G_W^{(m)+} \right)^\dagger - W_\mu^{(m)-} \left(D^{(0)e\mu} G_W^{(m)+} \right) \right]. \tag{3.42}$$

Como se enfatizó en el sector de Yang-Mills, este término es exactamente cancelado por una mezcla similar dada por la ecuación (3.23). Más adelante se ilustrará con el caso especial $n = 2$ la forma en que dicha cancelación opera.

Finalmente, el último término de (3.41) proporciona los acoplamientos del bosón de Higgs con pares de excitaciones de KK del bosón de norma W . Aunque no son necesarios para el cálculo, para propósitos de mostrar la consistencia de la teoría, se escriben también los acoplamientos correspondientes con las excitaciones de KK asociadas al bosón Z . Note que hemos incluido la corrección que reciben las masas de las excitaciones de KK de ambos bosones de norma a la escala electrodébil. Se deduce de estas expresiones y de los resultados del sector de Yang-Mills que dichas masas están dadas por

$$\begin{aligned}
m_{W^{(m)}}^2 &= \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 + \dots + \left(\frac{2\pi m_n}{R_n} \right)^2 + m_{W^{(0)}}^2 \\
m_{Z^{(m)}}^2 &= \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 + \dots + \left(\frac{2\pi m_n}{R_n} \right)^2 + m_{Z^{(0)}}^2. \tag{3.43}
\end{aligned}$$

Finalmente, tenemos

$$\begin{aligned}
(D_{\bar{\mu}}\Phi)^{(m)\dagger}(D^{\bar{\mu}}\Phi)^{(m)} &= -\left(m_{W^{(0)}} + \frac{g}{2}H^{(0)}\right)^2 W_{\bar{\mu}}^{(m)-}W_{\bar{\mu}}^{(m)+} \\
&\quad -\left(m_{Z^{(0)}} + \frac{g}{2c_W}H^{(0)}\right)^2 Z_{\bar{\mu}}^{(m)-}Z_{\bar{\mu}}^{(m)+} \\
&\quad -\left[\left(\frac{2\pi m_1}{R_1}\right)^2 + \dots + \left(\frac{2\pi m_n}{R_n}\right)^2\right] \\
&\quad \times\left[G_W^{(m)-}G_W^{(m)+} + \frac{1}{2}\left(H^{(m)}H^{(m)} + G_Z^{(m)}G_Z^{(m)}\right)\right] \\
&\quad +\left(\frac{2\pi m_1\delta_{\bar{\mu}5}}{R_1} + \dots + \frac{2\pi m_n\delta_{\bar{\mu}4+n}}{R_n}\right) \\
&\quad \times\left\{i\left(m_{W^{(0)}} + \frac{g}{2}H^{(0)}\right)\left(W_{\bar{\mu}}^{(m)-}G_W^{(m)+} - W_{\bar{\mu}}^{(m)+}G_W^{(m)-}\right)\right. \\
&\quad \left.+ \left(m_{Z^{(0)}} + \frac{g}{2c_W}H^{(0)}\right)Z_{\bar{\mu}}^{(m)}G_Z^{(m)}\right\}. \tag{3.44}
\end{aligned}$$

Este resultado contiene información que es clave para la consistencia interna del modelo: (1) los primeros dos términos nos dicen que todos los campos escalares que aparecen en el sector de Yang-Mills reciben una contribución a su masa, incluso aquellos que en tal sector fueron identificados como pseudo-bosones de Goldstone debido a que carecían de masa. Pero la presencia de estos términos de masa a la escala de Fermi nos muestra que ya no tienen esa categoría. (2) el segundo término nos muestra que las tres componentes de las excitaciones de KK del doblete de Higgs, $G_W^{(m)\pm}$, $G_Z^{(m)}$ y $H^{(m)}$ reciben masa a la escala de compactificación, pero no así a la escala de Fermi. De ser así, tendríamos dificultades con el modelo, ya que estas excitaciones de KK deben estar asociadas a las partículas W , Z y H . Consistencia requiere que las masas de estas partículas sean exactamente de la forma

$$\begin{aligned}
m_{W^{(m)}}^2 &= \left(\frac{2\pi m_1}{R_1}\right)^2 + \dots + \left(\frac{2\pi m_n}{R_n}\right)^2 + m_{W^{(0)}}^2 \\
m_{Z^{(m)}}^2 &= \left(\frac{2\pi m_1}{R_1}\right)^2 + \dots + \left(\frac{2\pi m_n}{R_n}\right)^2 + m_{Z^{(0)}}^2, \tag{3.45}
\end{aligned}$$

para las excitaciones asociadas con las componentes longitudinales de los bosones de norma W y Z . Esto es, las masas de estos campos deben coincidir con las masas de las excitaciones de KK de los campos vectorial W_{μ} y Z_{μ} . Las masas de los escalares asociados a estos campos vectoriales que surgen en el sector de Yang-Mills deben ser exactamente iguales. Este es un aspecto no trivial que debe cumplirse si es que deseamos tener una interpretación satisfactoria de una partícula que se mueve en más de cuatro dimensiones. Por otra parte, la masa de las excitaciones asociadas con el bosón de Higgs deben ser de la forma:

$$m_{H^{(m)}}^2 = \left(\frac{2\pi m_1}{R_1}\right)^2 + \dots + \left(\frac{2\pi m_n}{R_n}\right)^2 + m_{H^{(0)}}^2. \tag{3.46}$$

Veremos en una siguiente sección que todos estos requerimientos son satisfechos una vez que se ha hecho la identificación correcta de los campos escalares eigenestados de masa. (3) el tercer término de la misma expresión, nos muestra la existencia de mezclas bilineales entre los escalares que surgen de las excitaciones del doblete de Higgs con los escalares que emergen del sector de Yang-Mills. Pero un aspecto muy interesante es que dicha mezcla ocurre con los escalares que en el sector de Yang-Mills fueron identificados como pseudo-bosones de Goldstone, pero no con aquellos que son masivos. Veremos que como consecuencia de este hecho, el desacoplamiento de estos escalares (los asociados con el doblete de Higgs y los que no tienen masa en el sector de Yang-Mills) conduce a nuevos escalares físicos con la masa correcta y a escalares de masa nula, en el número justo para ser identificados con los pseudo-bosones de Goldstone de las excitaciones de KK de los vectores W y Z . Esto será discutido en la siguiente sección.

3.3. Espectro de masas de campos escalares

Los términos de masa para los diversos campos escalares surgen tanto del sector de Yang-Mills como del sector cinético de Higgs. Para ilustrar cómo siempre es posible identificar los campos físicos y pseudo-bosones de Goldstone, conviene analizar con detalle el caso más simple, el cual corresponde a $n = 2$. En este caso, existen tres diferentes torres de Fourier de los dos campos vectoriales, $W_\mu^{(m_1,0)\pm}$, $W_\mu^{(0,m_2)\pm}$ y $W_\mu^{(m_1,m_2)\pm}$ para el bosón de norma $W_\mu^{(0,0)\pm}$, mientras que $Z_\mu^{(0,0)}$ tiene las siguientes torres $Z_\mu^{(m_1,0)}$, $Z_\mu^{(0,m_2)}$ y $Z_\mu^{(m_1,m_2)}$. El campo $W_\mu^{(0,0)\pm}$ también tiene asociadas las torres de escalares $W_5^{(m_1,0)\pm}$, $W_6^{(m_1,0)\pm}$, $W_5^{(0,m_2)\pm}$, $W_6^{(0,m_2)\pm}$, $W_5^{(m_1,m_2)\pm}$, $W_6^{(m_1,m_2)\pm}$, $G_W^{(m_1,0)\pm}$, $G_W^{(0,m_2)\pm}$, $G_W^{(m_1,m_2)\pm}$. El campo $Z_\mu^{(0,0)}$ tiene asociadas un número similar de torres de escalares. A partir de ahora, centraremos el análisis en el bosón W . Como se muestra en la referencia [12], las torres $W_5^{(m_1,0)\pm}$ y $W_6^{(0,m_2)\pm}$ tienen masa igual a cero, pero $W_6^{(m_1,0)\pm}$ y $W_5^{(0,m_2)\pm}$ tienen masa al cuadrado dada por $(2\pi m_1/R_1)^2$ y $(2\pi m_2/R_2)^2$, respectivamente. Por otra parte, se encuentra que las torres $W_5^{(m_1,m_2)\pm}$ y $W_6^{(m_1,m_2)\pm}$ se mezclan, pero su desacoplamiento conduce a un escalar de masa nula y otro de masa al cuadrado dada por $(2\pi m_1/R_1)^2 + (2\pi m_2/R_2)^2$. Las nuevas torres de campos están definidas mediante la siguiente transformación ortogonal [12]

$$\tilde{W}_5^{(m_1,m_2)\pm} = c_\alpha W_5^{(m_1,m_2)\pm} - s_\alpha W_6^{(m_1,m_2)\pm}, \quad (3.47)$$

$$\tilde{W}_6^{(m_1,m_2)\pm} = s_\alpha W_5^{(m_1,m_2)\pm} + c_\alpha W_6^{(m_1,m_2)\pm}, \quad (3.48)$$

donde $\tilde{W}_6^{(m_1,m_2)\pm}$ es la torre de masa nula y el ángulo de mezcla α está dado por

$$\tan \alpha = \frac{\frac{2\pi m_1}{R_1}}{\frac{2\pi m_2}{R_2}}. \quad (3.49)$$

Entonces, los términos de masa no nulos del sector de Yang-Mills están dados por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{MYM} = & -\frac{1}{2} \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 W_6^{(m_1,0)-} W_6^{(m_1,0)+} - \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right)^2 W_5^{(0,m_2)-} W_5^{(0,m_2)+} \\ & - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 + \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right)^2 \right] \tilde{W}_5^{(m_1,m_2)-} \tilde{W}_5^{(m_1,m_2)+} \end{aligned} \quad (3.50)$$

Por otra parte, ya hemos señalado que todos los escalares del sector de Yang-Mills reciben una nueva contribución a su masa dada por $m_{W(\mathbb{Q})}$, pero que sólo aquellos que tienen masa nula en dicho sector se mezclan con los campos escalares que surgen del del doblete de Higgs. Los términos mezclados están dados por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Mezcla} = & +im_{W(\mathbb{Q})} \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right) \left(W_5^{(m_1,0)-} G_W^{(m_1,0)+} - W_5^{(m_1,0)+} G_W^{(m_1,0)-} \right) \\ & +im_{W(\mathbb{Q})} \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right) \left(W_6^{(0,m_2)-} G_W^{(0,m_2)+} - W_6^{(0,m_2)+} G_W^{(0,m_2)-} \right) \\ & +im_{W(\mathbb{Q})} \sqrt{\left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 + \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right)^2} \left(\tilde{W}_6^{(m_1,m_2)-} G_W^{(m_1,m_2)+} \right. \\ & \left. - \tilde{W}_6^{(m_1,m_2)+} G_W^{(m_1,m_2)-} \right). \end{aligned} \quad (3.51)$$

Note que no ocurren mezclas entre torres diferentes. Es hace que el proceso de diagonalización sea realmente simple. En efecto, tomando en cuenta los términos diagonales para estas torres que se mezclan,

CAPÍTULO 3. EL MODELO ESTÁNDAR CON DIMENSIONES EXTRA
3.3. ESPECTRO DE MASAS DE CAMPOS ESCALARES

podemos reunir las en la siguiente lagrangiana

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{WG} &= \left(G_W^{(m_1,0)-} \ W_5^{(m_1,0)-} \right) \begin{pmatrix} \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 & im_{W(\mathbb{Q})} \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right) \\ -im_{W(\mathbb{Q})} \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right) & m_{W(\mathbb{Q})}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_W^{(m_1,0)+} \\ W_5^{(m_1,0)+} \end{pmatrix} \\
&+ \left(G_W^{(0,m_2)-} \ W_6^{(0,m_2)-} \right) \begin{pmatrix} \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right)^2 & im_{W(\mathbb{Q})} \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right) \\ -im_{W(\mathbb{Q})} \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right) & m_{W(\mathbb{Q})}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_W^{(0,m_2)+} \\ W_6^{(0,m_2)+} \end{pmatrix} \\
&+ \left(G_W^{(m_1,m_2)-} \ \tilde{W}_6^{(m_1,m_2)-} \right) \\
&\quad \times \begin{pmatrix} \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 + \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right)^2 & im_{W(\mathbb{Q})} \sqrt{\left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 + \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right)^2} \\ -im_{W(\mathbb{Q})} \sqrt{\left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 + \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right)^2} & m_{W(\mathbb{Q})}^2 \end{pmatrix} \\
&\quad \times \begin{pmatrix} G_W^{(m_1,m_2)+} \\ \tilde{W}_6^{(m_1,m_2)+} \end{pmatrix}. \tag{3.52}
\end{aligned}$$

Fácilmente se puede determinar que estas matrices tienen pares de eigenvalores dados por $((2\pi m_1/R_1)^2 + m_{W(\mathbb{Q})}^2, 0)$, $((2\pi m_2/R_2)^2 + m_{W(\mathbb{Q})}^2, 0)$ y $((2\pi m_1/R_1)^2 + (2\pi m_2/R_2)^2 + m_{W(\mathbb{Q})}^2, 0)$, respectivamente. Este resultado es importante por dos razones. En primer lugar, muestra que existe justo el número de torres de campos de masa cero, necesarios para la interpretación de pseudo-bosones de Goldstone. En segundo lugar, muestra que las torres de escalares cargados asociados con el doblete de Higgs tienen la masa correcta, la cual es justamente la asociada a los eigenvalores distintos de cero. Las transformaciones correspondientes son unitarias y están dadas por

$$G_W^{(m_1,0)+} = c_{\alpha_1} \tilde{G}_W^{(m_1,0)+} + s_{\alpha_1} \tilde{W}_5^{(m_1,0)+}, \tag{3.53}$$

$$W_5^{(m_1,0)+} = -is_{\alpha_1} \tilde{G}_W^{(m_1,0)+} + ic_{\alpha_1} \tilde{W}_5^{(m_1,0)+}, \tag{3.54}$$

$$G_W^{(0,m_2)+} = c_{\alpha_2} \tilde{G}_W^{(0,m_2)+} + s_{\alpha_2} \tilde{W}_6^{(0,m_2)+}, \tag{3.55}$$

$$W_6^{(0,m_2)+} = -is_{\alpha_2} \tilde{G}_W^{(0,m_2)+} + ic_{\alpha_2} \tilde{W}_6^{(0,m_2)+}, \tag{3.56}$$

$$G_W^{(m_1,m_2)+} = c_{\alpha_3} \tilde{G}_W^{(m_1,m_2)+} + s_{\alpha_3} \tilde{\tilde{W}}_6^{(m_1,m_2)+}, \tag{3.57}$$

$$\tilde{\tilde{W}}_6^{(m_1,m_2)+} = -is_{\alpha_3} \tilde{G}_W^{(m_1,m_2)+} + ic_{\alpha_3} \tilde{\tilde{W}}_6^{(m_1,m_2)+}, \tag{3.58}$$

donde los ángulos de mezcla están dados por

$$\tan \alpha_1 = \frac{m_{W(\mathbb{Q})}}{\frac{2\pi m_1}{R_1}}, \tag{3.59}$$

$$\tan \alpha_2 = \frac{m_{W(\mathbb{Q})}}{\frac{2\pi m_2}{R_2}}, \tag{3.60}$$

$$\tan \alpha_3 = \frac{m_{W(\mathbb{Q})}}{\sqrt{\left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right)^2 + \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right)^2}}. \tag{3.61}$$

Las torres de campos $(\tilde{G}_W^{(m_1,0)+}, \tilde{G}_W^{(0,m_2)+}, \tilde{G}_W^{(m_1,m_2)+})$ son físicas, en tanto que las torres $(\tilde{\tilde{W}}_5^{(m_1,0)+}, \tilde{\tilde{W}}_6^{(0,m_2)+}, \tilde{\tilde{W}}_6^{(m_1,m_2)+})$ representan pseudo-bosones de Goldstone. Todos estos campos, incluyendo las torres físicas $(W_6^{(m_1,0)+}, W_5^{(0,m_2)+}, \tilde{W}_5^{(m_1,m_2)+})$, están asociadas al bosón de norma W . Algo

enteramente similar ocurre para el bosón de norma Z . En la norma unitaria para las transformaciones de norma de tipo no estándar [10, 11, 12], las torres de campos ($\tilde{W}_5^{(m_1,0)^+}$, $\tilde{W}_6^{(0,m_2)^+}$, $\tilde{W}_6^{(m_1,m_2)^+}$) simplemente desaparecen de la teoría.

Los resultados anteriores nos muestran que asociadas a las torres de los campos W y Z , existe, en el caso analizado de $n = 2$, dos torres correspondientes de campos escalares con exactamente la misma masa. Para el caso de $n = 1$ sólo existe una torre asociada, la cual surge del doblete de Higgs [10].

Recapitulando, en el caso de una n arbitraria, existen $2^n - 1$ torres de KK asociadas a cada campo vectorial: $A_\mu^{(m_1,0,\dots,0)^a}$, \dots , $A_\mu^{(m_1,m_2,\dots,m_n)^a}$ y $n(2^n - 1)$ torres asociadas con los n campos escalares que aparecen en el sector de Yang-Mills, además de $2^n - 1$ que emergen del doblete de Higgs. En el sector de Yang-Mills, surgirán mezclas entre miembros de diferentes torres que tengan índices de Fourier comunes, pero, en principio, siempre será posible desacoplarlos, de tal suerte que al final se tendrá $(n-1)(2^n - 1)$ torres de campos con masa, y $2^n - 1$ torres de campos sin masa. Para teorías sin rompimiento espontáneo de la simetría, las primeras torres son físicas y las segundas corresponden a los pseudo-bosones de Goldstone asociados con las torres de campos de norma. Este es el caso de QCD y QED . En el caso electrodébil, como ya hemos visto, el sector de Higgs genera nuevas mezclas. En este caso, las $2^n - 1$ torres de campos sin masa se mezclan con las $2^n - 1$ torres que aparecen del doblete de Higgs. En contraste, las $(n-1)(2^n - 1)$ torres que reciben masa en el sector de Yang-Mills no se mezclan con dichas torres, pero reciben una corrección diagonal a su masa. Cuando se desacoplan estas mezclas, lo cual es relativamente simple, se obtienen $2^n - 1$ torres de campos escalares de masa nula, los cuales se identifican con los pseudo-bosones de Goldstone asociados con las torres de campos de norma. Las otras $2^n - 1$ torres tienen masa exactamente igual a las $(n-1)(2^n - 1)$ torres, la cual es justamente la masa de las torres del campo de norma. Entonces, al final, en una teoría con n dimensiones espaciales extra, cada campo de norma tiene asociado n campos escalares si la simetría está rota espontáneamente, como es el caso de la interacción electrodébil, y $n - 1$ si el campo de norma no tiene masa. En el caso que nos ocupa, el bosón de Higgs se acoplará a las torres de n campos escalares, pero el acoplamiento no será el mismo para uno de tales campos, a saber, para el campo que surge del doblete de Higgs, ya que dicho acoplamiento es dictado por el potencial de Higgs, mientras que el acoplamiento a los $n - 1$ restantes, los cuales vienen del sector de Yang-Mills, surge de la parte cinética del sector de Higgs. A continuación presentaremos una breve descripción del potencial de Higgs.

3.4. El Potencial de Higgs

Un vez realizada la integración sobre las coordenadas compactas, el potencial de Higgs en 4 dimensiones tiene la forma

$$V_4 = V_0 + V_n, \quad (3.62)$$

done V_0 es el potencial estándar dado por

$$V_0 = \mu^2 \left(\Phi^{(0,\dots,0)\dagger} \Phi^{(0,\dots,0)} \right) + \lambda \left(\Phi^{(0,\dots,0)\dagger} \Phi^{(0,\dots,0)} \right)^2, \quad (3.63)$$

con las constantes dimensionales y adimensionales relacionadas por $\lambda_{4+n} = (R_1 \cdots R_n)\lambda$. Por otra parte, el potencial efectivo V_n está dado por

$$\begin{aligned} V_n &= \left[\mu^2 + 2\lambda \left(\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(0)} \right) \right] \left(\Phi^{(m)\dagger} \Phi^{(m)} \right) \\ &+ \lambda \left(\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(m)} + \Phi^{(m)\dagger} \Phi^{(0)} \right) \left(\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(m)} + \Phi^{(m)\dagger} \Phi^{(0)} \right) \\ &+ 2\lambda \Delta^{(m)(k)(r)} \left(\Phi^{(k)\dagger} \Phi^{(r)} \right) \left(\Phi^{(0)\dagger} \Phi^{(m)} + \Phi^{(m)\dagger} \Phi^{(0)} \right) \\ &+ \lambda \Delta^{(m)(k)(r)(s)} \left(\Phi^{(m)\dagger} \Phi^{(k)} \right) \left(\Phi^{(r)\dagger} \Phi^{(s)} \right), \end{aligned} \quad (3.64)$$

donde el símbolo $\Delta^{\underline{m}_1 \cdots \underline{m}_n \underline{k}_1 \cdots \underline{k}_n \underline{r}_1 \cdots \underline{r}_n \underline{s}_1 \cdots \underline{s}_n}$ es definido en la referencia [12]. Note que usando el hecho de que $\mu^2 = -\lambda v^2$, se da una cancelación exacta en el primer término, de tal manera que no se genera

un término de masa para la torre de excitaciones cargadas $G_W^{(\underline{m})\pm}$, lo cual es necesario debido a que la contribución a las masas de esta torre proporcional a la escala de Fermi emerge del sector cinético después de realizar la diagonalización que define a los pseudo-bosones de Goldstone. Esto en contraste con las torres asociadas al bosón de Higgs $H^{(\underline{m})}$, cuyas masas no reciben contribución proporcional a la escala de Fermi en ese sector. Sin embargo, esta contribución surge del segundo término de V_n , justamente dada por $m_{H^{(\underline{Q})}}$ de tal suerte que se obtiene las masas para estas torres dadas por la ecuación (3.46). Note que este mismo término no genera masa para las torres de $G_Z^{(\underline{m})}$, como debe ser, ya que la corrección a estas masas ocurre en el sector cinético, también mediante la diagonalización que conduce a los pseudo-bosones de Goldstone asociados con las torres de $Z_\mu^{(\underline{m})}$.

3.5. Mezclas bilineales

Esta sección está dedicada a estudiar el mecanismo mediante el cual ocurre la cancelación exacta entre los términos dados por las ecuaciones (3.23) y (3.42). Dado que dicha cancelación no es en modo alguno trivial, se ilustra cómo es que esto ocurre para el caso especial de $n = 2$. Se estudia la cancelación de los términos bilineales, lo cual implica la cancelación del término completo dado por la ecuaciones (3.23) y (3.42).

Un cálculo directo permite expresar la expresión dada por la ecuación (3.24) en la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{W\tilde{W}}^{n=2} &= \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right) \left(W^{(m_1,0)+\mu} \partial_\mu W_5^{(m_1,0)-} + W^{(m_1,m_2)+\mu} \partial_\mu W_5^{(m_1,m_2)-} + h.c. \right) \\ &+ \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right) \left(W^{(0,m_2)+\mu} \partial_\mu W_6^{(0,m_2)-} + W^{(m_1,m_2)+\mu} \partial_\mu W_6^{(m_1,m_2)-} + h.c. \right). \end{aligned} \quad (3.65)$$

Ahora, después de usar la rotación ortogonal dada en (3.47) para desacoplar los dos escalares con doble índice de Fourier, uno encuentra una mezcla que involucra sólo escalares de masa nula,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{W\tilde{W}}^{n=2} &= \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right) W^{(m_1,0)+\mu} \partial_\mu W_5^{(m_1,0)-} + \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right) W^{(0,m_2)+\mu} \partial_\mu W_6^{(0,m_2)-} \\ &+ \sqrt{\left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 + \left(\frac{2\pi m_2}{R_2} \right)^2} W^{(m_1,m_2)+\mu} \partial_\mu \tilde{W}_6^{(m_1,m_2)-} + h.c. \end{aligned} \quad (3.66)$$

Ahora, usando las transformaciones unitarias dadas por las ecuaciones (3.53,3.55,3.57) que nos permiten pasar a campos eigenestados de masa y pseudo-bosones de Goldstone, se tiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{W\tilde{W}}^{n=2} &= -im_{W^{(\underline{Q})}} \left\{ \right. \\ &W^{(m_1,0)-\mu} \left[\frac{\sqrt{m_{W^{(m_1,0)}}^2 - m_{W^{(\underline{Q})}}^2}}{m_{W^{(m_1,0)}}} \partial_\mu \tilde{G}_W^{(m_1,0)+} - \frac{m_{W^{(\underline{Q})}}}{m_{W^{(m_1,0)}}} \partial_\mu \tilde{W}_5^{(m_1,0)+} \right] \\ &+ W^{(0,m_2)-\mu} \left[\frac{\sqrt{m_{W^{(0,m_2)}}^2 - m_{W^{(\underline{Q})}}^2}}{m_{W^{(0,m_2)}}} \partial_\mu \tilde{G}_W^{(0,m_2)+} - \frac{m_{W^{(\underline{Q})}}}{m_{W^{(0,m_2)}}} \partial_\mu \tilde{W}_6^{(0,m_2)+} \right] \\ &+ W^{(m_1,m_2)-\mu} \left[\frac{\sqrt{m_{W^{(m_1,m_2)}}^2 - m_{W^{(\underline{Q})}}^2}}{m_{W^{(m_1,m_2)}}} \partial_\mu \tilde{G}_W^{(m_1,m_2)+} - \frac{m_{W^{(\underline{Q})}}}{m_{W^{(m_1,m_2)}}} \partial_\mu \tilde{W}_6^{(m_1,m_2)+} \right] \left. \right\} \\ &+ h.c. \end{aligned} \quad (3.67)$$

Observe que las torres $\tilde{W}_5^{(m_1,0)+}$, $\tilde{W}_6^{(0,m_2)+}$ y $\tilde{W}_6^{(m_1,m_2)+}$ representan pseudo-bosones de Goldstone, los cuales desaparecen en la norma unitaria. Si denotamos a las torres de escalares físicos que surgen del

CAPÍTULO 3. EL MODELO ESTÁNDAR CON DIMENSIONES EXTRA
3.6. ACOPLAMIENTOS DEL BOSÓN DE HIGGS A BOSONES CARGADOS

sector de Higgs, esto es, $\tilde{G}_W^{(m_1,0)\pm}$, $\tilde{G}_W^{(0,m_2)\pm}$ y $\tilde{G}_W^{(m_1,m_2)\pm}$ por el símbolo $H^{(\underline{m})\pm}$ y a los pseudo-bosones de Goldstone por $G^{(\underline{m})\pm}$, podemos sintetizar la expresión anterior en

$$\mathcal{L}_{WW}^{n=2} = -i \frac{m_{W^{(\underline{Q})}}}{m_{W^{(\underline{m})}}} W^{(\underline{m})-\mu} \left[\sqrt{m_{W^{(\underline{m})}}^2 - m_{W^{(\underline{Q})}}^2} \partial_\mu H^{(\underline{m})+} - m_{W^{(\underline{Q})}} \partial_\mu G^{(\underline{m})+} \right] + h. c. \quad (3.68)$$

De hecho, esta expresión es válida para todo n . A partir de este resultado, uno puede ver que la transformación de la ecuación (3.23) está dada por

$$\mathcal{L}_{W\bar{W}} = -i \frac{m_{W^{(\underline{Q})}}}{m_{W^{(\underline{m})}}} W^{(\underline{m})-\mu} \left[\sqrt{m_{W^{(\underline{m})}}^2 - m_{W^{(\underline{Q})}}^2} D_\mu^{(\underline{Q})e} H^{(\underline{m})+} - m_{W^{(\underline{Q})}} D_\mu^{(\underline{Q})e} G^{(\underline{m})+} \right] + h. c. \quad (3.69)$$

Por otra parte, un análisis de la ecuación (3.42) conduce al resultado

$$\mathcal{L}_{WG_W} = +i \frac{m_{W^{(\underline{Q})}}}{m_{W^{(\underline{m})}}} W^{(\underline{m})-\mu} \left[\sqrt{m_{W^{(\underline{m})}}^2 - m_{W^{(\underline{Q})}}^2} D_\mu^{(\underline{Q})e} H^{(\underline{m})+} - m_{W^{(\underline{Q})}} D_\mu^{(\underline{Q})e} G^{(\underline{m})+} \right] + h. c. , \quad (3.70)$$

de tal suerte que

$$\mathcal{L}_{W\bar{W}} + \mathcal{L}_{WG_W} = 0. \quad (3.71)$$

La conclusión más importante de este resultado es que no existen mezclas bilineales $W^{(\underline{m})\pm} H^{(\underline{m})\mp}$ ni los acoplamientos electromagnéticos $W^{(\underline{m})\pm} H^{(\underline{m})\mp} A^{(\underline{Q})}$. Este hecho conduce a importantes simplificaciones en los cálculos para el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$.

3.6. Acoplamiento del bosón de Higgs a bosones cargados

En esta sección, se presenta un resumen de los acoplamientos del bosón de Higgs a pares de bosones de norma y escalares cargados que contribuyen al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$.

De las expresiones para los términos $(D_\mu \Phi)^{(\underline{Q})\dagger} (D^\mu \Phi)^{(\underline{Q})}$ y $(D_\mu \Phi)^{(\underline{m})\dagger} (D^\mu \Phi)^{(\underline{m})}$ se desprende que el acoplamiento del bosón de Higgs a pares de bosones W y sus excitaciones de KK están dados por

$$\mathcal{L}_{HWW} = gm_{W^{(\underline{Q})}} H^{(\underline{Q})} \left(W_\mu^{(\underline{Q})-} W^{(\underline{Q})+\mu} + W_\mu^{(\underline{m})-} W^{(\underline{m})+\mu} \right). \quad (3.72)$$

Note que el acoplamiento del bosón de Higgs a los pares $W^{(\underline{Q})-} W^{(\underline{Q})}$ y $W^{(\underline{m})-} W^{(\underline{m})+}$ son idénticos. Este hecho conduce a enormes simplificaciones en las contribuciones del bosón W y sus excitaciones al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$. En efecto, basta con usar el resultado bien conocido del ME para obtener la expresión de todas las torres de KK del bosón de norma W .

Pero la contribución del bosón W no sólo se da a través de las torres de KK asociadas al campo vectorial, sino también por medio de las torres de los n escalares. A partir del término $(D_{\hat{\mu}} \Phi)^{(\underline{m})\dagger} (D^{\hat{\mu}} \Phi)^{(\underline{m})}$, uno encuentra que el acoplamiento de $H^{(\underline{Q})}$ a las torres de KK de los $n-1$ escalares que no se mezclan con las torres de los escalares asociadas al doblete de Higgs, es dado por

$$\mathcal{L}_{H\bar{W}W} = -gm_{W^{(\underline{Q})}} H^{(\underline{Q})} W_{\hat{\mu}}^{(\underline{m})-} W_{\hat{\mu}}^{(\underline{m})+}, \quad (3.73)$$

donde $\hat{\mu} = 1, 2, \dots, n-1$ es un índice de conteo, no de covariancia. Note la similitud del acoplamiento con el dado por la ecuación (3.72). El acoplamiento del bosón de Higgs con las torres de KK asociadas con el escalar $H^{(\underline{m})\pm}$ surge del potencial de Higgs. Dicho acoplamiento está dado por

$$\mathcal{L}_{HH^{(\underline{m})-}H^{(\underline{m})+}} = -\frac{gm_{H^{(\underline{Q})}}^2}{2m_{W^{(\underline{Q})}}^2} \left(\frac{m_{W^{(\underline{m})}}^2 - m_{W^{(\underline{Q})}}^2}{m_{W^{(\underline{m})}}^2} \right) H^{(\underline{Q})} H^{(\underline{m})-} H^{(\underline{m})+} \quad (3.74)$$

Capítulo 4

Efectos del bosón W al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en dimensiones extra

En este capítulo se estudia la contribución del bosón de norma W al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en el contexto del ME formulado en un espacio-tiempo plano que contiene un número arbitrario n de dimensiones extra. Como ya se discutió ampliamente en el capítulo 3, en $4 + n$ dimensiones la partícula W es descrita por una representación vectorial $\mathcal{W}_M^\pm(x, \bar{x})$ del grupo $SO(1, 3 + n)$, el cual, con el propósito de implementar un esquema de compactificación de las dimensiones extra, debe mapearse en una representación vectorial, $\mathcal{W}_\mu^\pm(x, \bar{x})$, y n representaciones escalares, $\mathcal{W}_{\bar{\mu}}^\pm(x, \bar{x})$, del grupo estándar de Lorentz $SO(1, 3)$. El proceso de compactificación, el cual comprende la integración de las coordenadas compactas, implica un rompimiento explícito del grupo de las traslaciones asociado con el grupo de Poincaré extendido $ISO(1, 3 + n)$ al grupo de las traslaciones del grupo estándar $ISO(1, 3)$. Este proceso se realiza a través de un mapeo dado por series múltiples de Fourier, en el cual, los campos $\mathcal{W}_\mu^\pm(x, \bar{x})$ y $\mathcal{W}_{\bar{\mu}}^\pm(x, \bar{x})$ son mapeados en torres de KK, esto es, $\mathcal{W}_\mu^\pm(x, \bar{x}) \mapsto (W_\mu^{(0)\pm}(x), W_\mu^{(m)\pm}(x))$ y $\mathcal{W}_{\bar{\mu}}^\pm(x, \bar{x}) \mapsto (W_{\bar{\mu}}^{(m)\pm}(x))$. A continuación se presentan por separado las contribuciones vectoriales y escalares al proceso $H \rightarrow \gamma\gamma$.

4.1. Contribución vectorial

La contribución de un lazo de las torres de KK vectoriales, $W_\mu^{(m)\pm}(x)$, al decaimiento del bosón de Higgs en dos fotones ocurre a través de los diagramas mostrados en la Fig.4.1. Como se enfatizó en el capítulo 3, los acoplamientos $H^{(0)}W^{(m)-}W^{(m)+}$, $A^{(0)}W^{(m)-}W^{(m)+}$ y $A^{(0)}A^{(0)}W^{(m)-}W^{(m)+}$ son idénticos a los correspondientes vértices del ME. En consecuencia, la diferencia entre esta amplitud y la generada por el ME surge no de la dinámica (vértices), sino de los propagadores. En la norma unitaria, el propagador asociado con las torres vectoriales de KK del bosón W , está dado por

$$\frac{-i}{k^2 - m_{W^{(m)}}^2} \left(g^{\alpha\beta} - \frac{k^\alpha k^\beta}{m_{W^{(m)}}^2} \right). \quad (4.1)$$

De estos hechos se desprende que el cálculo de esta amplitud se simplifique si se usan los resultados obtenidos en el capítulo 2 para el caso del ME, el cual, en esta extensión de la teoría, corresponde al modo zero de Fourier $W^{(0)\pm}$. Entonces, podemos usar el programa en FeynCalc que se diseñó para calcular la contribución del ME para calcular la contribución de las torres de KK mediante el simple reemplazo de la masa $m_{W^{(0)}}$ por la masa $m_{W^{(m)}}$. Pero en realidad, ni siquiera esto es necesario, ya que podemos derivar la amplitud $\mathcal{A}_1^{(m)}$ del modelo en dimensiones extra directamente de la amplitud del ME $\mathcal{A}_1^{(0)}$. En efecto, la nueva amplitud esta hecha de las siguientes piezas:

- Un factor $m_{W^{(0)}}$, el cual viene del vértice $H^{(0)}W^{(m)-}W^{(m)+}$.

**CAPÍTULO 4. EFECTOS DEL BOSÓN W AL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma$ EN
DIMENSIONES EXTRA
4.2. CONTRIBUCIÓN ESCALAR**

- Un factor $m_{H^{(Q)}}^2/m_{W^{(m)}}^2$ que multiplica a la amplitud que en el capítulo 2 denotamos con \mathcal{A}_1 . Esta amplitud, la cual denotaremos por $\mathcal{A}_1^{(m)}$, tiene la misma forma funcional de la que fue derivada en ese capítulo, la cual ahora denotaremos por $\mathcal{A}_1^{(Q)}$, sólo que la primera es función de

$$\tau_{W^{(m)}} = \frac{4m_{W^{(m)}}^2}{m_{H^{(Q)}}^2}, \quad (4.2)$$

mientras que la segunda es función de

$$\tau_{W^{(Q)}} = \frac{4m_{W^{(Q)}}^2}{m_{H^{(Q)}}^2}. \quad (4.3)$$

- El producto de los factores $m_{W^{(Q)}}$ y $m_{H^{(Q)}}^2/m_{W^{(m)}}^2$ puede escribirse como

$$m_{W^{(Q)}} \frac{m_{H^{(Q)}}^2}{m_{W^{(m)}}^2} = \left(\frac{m_{H^{(Q)}}^2}{m_{W^{(Q)}}} \right) \left(\frac{\tau_{W^{(Q)}}}{\tau_{W^{(m)}}} \right), \quad (4.4)$$

donde el primer factor es común a ambas amplitudes, $\mathcal{A}_1^{(Q)}(\tau_{W^{(Q)}})$ y $\mathcal{A}_1^{(m)}(\tau_{W^{(m)}})$.

Entonces, aparte de un factor global $\frac{-ig\alpha m_{H^{(Q)}}^2}{4\pi m_{W^{(Q)}}}$, común a ambos tipos de contribuciones, la amplitud que describe las contribuciones de las torres vectoriales de KK asociadas a la partícula W se puede escribir como

$$\mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_1^{(Q)} + \sum_{(m)} \left(\frac{\tau_{W^{(Q)}}}{\tau_{W^{(m)}}} \right) \mathcal{A}_1^{(m)}, \quad (4.5)$$

donde se ha incluido la contribución del modo zero o contribución del ME.

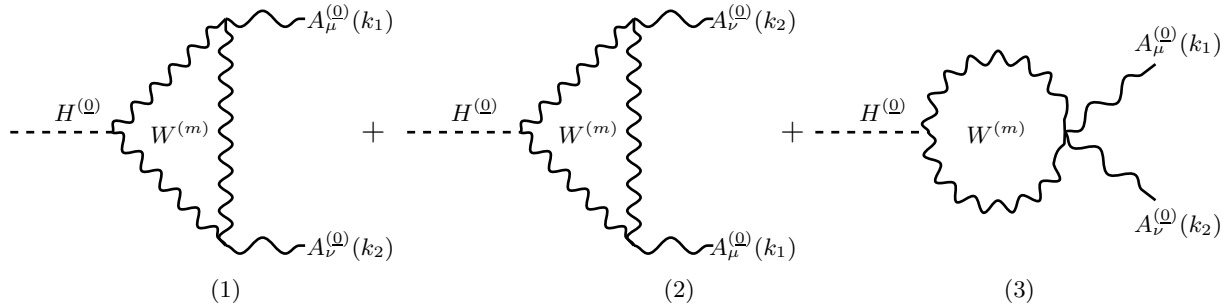


Figura 4.1: Contribución de torres de KK vectoriales del bosón W al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ en la norma unitaria.

4.2. Contribución escalar

La contribución de las torres escalares de KK asociadas con la partícula W al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ ocurren a través de los diagramas mostrados en la Fig.4.2. En el capítulo 3 se discutió con amplitud el número de escalares asociados con el bosón W , así como la estructura de sus acoplamientos con el bosón de Higgs. Recordemos que existen n torres de escalares asociadas con el bosón W , de las cuales, $n - 1$ se acoplan al bosón de Higgs proporcionalmente a $-gm_{W^{(Q)}}$ y que la torres restante se acopla de proporcionalmente a

$$-\frac{gm_{H^{(Q)}}^2}{2m_{W^{(Q)}}} \frac{m_{W^{(m)}}^2 - m_{W^{(Q)}}^2}{m_{W^{(m)}}^2}. \quad (4.6)$$

**CAPÍTULO 4. EFECTOS DEL BOSÓN W AL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma$ EN
DIMENSIONES EXTRA
4.2. CONTRIBUCIÓN ESCALAR**

Las funciones vértice correspondientes se obtienen simplemente multiplicando estos coeficientes por un factor de i . Por otra parte, los acoplamientos de dos escalares con uno y dos fotones surgen de electrodinámica escalar. También es importante recordar que todas estas torres escalares tienen la misma masa, la cual es idéntica a la masa de las torres vectoriales. Esto da lugar a enormes simplificaciones en los cálculos. Nótese también que la diferencia entre los acoplamientos de estas torres con el bosón de Higgs tiene que ver con el hecho de que las $n - 1$ torres tienen su origen en el sector de Yang-Mills, mientras que la torre restante aparece en el sector de Higgs, es decir, está asociada a la componente longitudinal del bosón W . Dado que la única diferencia en las diversas amplitudes que generan estas torres a través de los diagramas de la Fig.4.2 tiene que ver con este vértice, en pasos intermedios del cálculo usaremos una función vértice genérica para el acoplamiento del bosón de Higgs a un par de escalares dada por $-igm$.

La amplitud que emerge de los diagramas dados en la Fig.4.2 se puede escribir como

$$\mathcal{M} = -ge^2 \Gamma_{\mu\nu}^0 \epsilon^{\mu*}(k_1, \lambda_1) \epsilon^{\nu*}(k_2, \lambda_2), \quad (4.7)$$

donde

$$\Gamma_{\mu\nu}^0 = -m \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left(\frac{N_{\mu\nu}^1}{\Delta_1} + \frac{N_{\mu\nu}^2}{\Delta_2} + \frac{N_{\mu\nu}^3}{\Delta_3} \right), \quad (4.8)$$

donde aún no se ha tomado en cuenta la suma sobre las torres de KK. En esta expresión

$$N_{\mu\nu}^1 = 4k_\mu(k - k_1)_\nu, \quad (4.9)$$

$$N_{\mu\nu}^2 = 4k_\nu(k - k_2)_\mu, \quad (4.10)$$

$$N_{\mu\nu}^3 = -2g_{\mu\nu}. \quad (4.11)$$

Los denominadores Δ_i que aparecen aquí son los mismos dados en el capítulo 2 pero con la masa m_W reemplazada por la masa de las torres $m_{W^{(\underline{m})}}$. Procediendo de la misma manera que en el cálculo del ME, esto es, haciendo el cambio de variable $k \rightarrow -k + k_1 + k_2$ en los diagramas segundo y tercero, uno obtiene la expresión más simple

$$\Gamma_{\mu\nu}^0 = -m \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{N_{\mu\nu}}{\Delta}, \quad (4.12)$$

donde

$$N_{\mu\nu} = 2 [4k_\mu(k - k_1)_\nu - [(k - k_1)^2 - m_{W^{(\underline{m})}}^2]g_{\mu\nu}]. \quad (4.13)$$

Usando FeynCalc, se obtiene

$$\Gamma_{\mu\nu}^0 = \frac{i}{(4\pi)^2} 4m (1 + 2m_{W^{(\underline{m})}}^2 C_0) P_{\mu\nu}, \quad (4.14)$$

donde $C_0 = C_0(0, 0, m_H^2, m_{W^{(\underline{m})}}^2, m_{W^{(\underline{m})}}^2, m_{W^{(\underline{m})}}^2)$ es la función escalar de Passarino-Veltman que ya hemos encontrado en el capítulo 2, sólo que ahora depende de las masas de los modos de KK, cuya solución, en este caso, es

$$C_0 = -\frac{2}{m_{H^{(\underline{Q})}}^2} f(\tau_{W^{(\underline{m})}}). \quad (4.15)$$

Entonces, usando este resultado, se obtiene, salvo el factor global $\frac{-ig\alpha m_{H^{(\underline{Q})}}^2}{4\pi m_{W^{(\underline{Q})}}}$, la siguiente expresión para la amplitud asociada con las torres de escalares

$$\hat{\mathcal{A}}_0^{(\underline{m})} = \frac{4m m_{W^{(\underline{Q})}}}{m_{H^{(\underline{Q})}}^2} \mathcal{A}_0^{(\underline{m})} \quad (4.16)$$

donde

$$\mathcal{A}_0^{(\underline{m})} = [1 - \tau_{W^{(\underline{m})}} f(\tau_{W^{(\underline{m})}})]. \quad (4.17)$$

**CAPÍTULO 4. EFECTOS DEL BOSÓN W AL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma$ EN
DIMENSIONES EXTRA**

4.3. PROPIEDADES DE LA AMPLITUD

En este resultado también juega un papel crucial el hecho de que los campos escalares se acoplan al bosón de Higgs de manera proporcional a la escala de Fermi y no a la escala de compactificación. Por lo tanto, los efectos de dimensiones extra se desacoplan en el límite en que la escala de compactificación es muy grande comparada con la escala de Fermi,

$$\lim_{\tau_{W(\underline{m})} \rightarrow \infty} \mathcal{A}_W = \mathcal{A}. \quad (4.25)$$

Otro aspecto relevante en los resultados que hemos obtenido es que las integrales del espacio de momentos asociadas con las dimensiones infinitas estándar no conducen a divergencias de tipo ultravioleta. Este buen comportamiento se debe al hecho de que todos los acoplamientos que intervinieren tienen dimensión canónica que respetan el criterio de renormalización de Dyson, esto es, son de dimensión 4. Dado que la teoría original no es renormalizable debido a que contiene constantes de acoplamiento con dimensiones, estos efectos deben surgir como consecuencia de la existencia de dimensiones extra. Dado que estas dimensiones son compactas, en lugar de tener integrales, como ocurre para las 4 dimensiones infinitas, debemos tener sumas discretas, ya que una partícula moviéndose en una dimensión compacta tiene un momento que está cuantizado en esas direcciones. Así, si el bosón de norma W se propaga en $4 + n$ dimensiones debe tener un momento dado por $P^M = (p^\mu, \bar{p}^{\bar{\mu}})$, donde p^μ es el 4-momento usual y $\bar{p}^{\bar{\mu}}$ representa a las componentes del momento de la partícula a lo largo de las dimensiones extra. Pero dado que estas dimensiones son compactas, estas componentes del momento están cuantizadas, esto es,

$$\bar{p}^{\bar{\mu}} = \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} + \dots + \frac{2\pi m_n}{R_n} \right), \quad (4.26)$$

lo cual surge de demandar que las soluciones de campo libre, cuya dependencia sobre el espacio-tiempo es dada a través de una onda plana, satisfagan condiciones de frontera en lo que respecta a las coordenadas compactas. Ahora, de acuerdo con el grupo de Lorentz extendido $SO(1, 3 + n)$ debe cumplirse la relación de capa de masa

$$P_M P^M = m_{W(\underline{\omega})}^2, \quad (4.27)$$

la cual, desde el punto de vista del grupo de Lorentz estándar, toma la forma

$$p_\mu p^\mu = -\bar{p}_{\bar{\mu}} \bar{p}^{\bar{\mu}} + m_{W(\underline{\omega})}^2, \quad (4.28)$$

esto es,

$$\begin{aligned} p^2 &= \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 + \dots + \left(\frac{2\pi m_n}{R_n} \right)^2 + m_{W(\underline{\omega})}^2 \\ &= m_{W(\underline{m})}^2. \end{aligned} \quad (4.29)$$

Entonces, en la teoría efectiva 4-dimensional tenemos torres de KK de campos a los cuales asociamos masas efectivas dadas por esta relación. Como consecuencia del carácter discreto de los momentos a lo largo de las dimensiones compactas, las divergencias de la teoría no surgen de las sumas continuas, sino de las sumas discretas sobre estas componentes del momento. Con el fin de simplificar estas sumas divergentes, hagamos un desarrollo en serie de las funciones $\mathcal{A}_1^{(\underline{m})}$ y $\mathcal{A}_0^{(\underline{m})}$ a primer orden en $1/\tau_{W(\underline{m})}$. Una vez hechos estos desarrollos, se obtiene

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_W &= \mathcal{A}_0 + \sum_{(\underline{m})} \left(7 - \frac{n-1}{3} - \frac{2}{3\tau_{W(\underline{\omega})}} \right) \frac{\tau_{W(\underline{\omega})}}{\tau_{W(\underline{m})}} \\ &= \mathcal{A}_0 + \sum_{(\underline{m})} \left(7 - \frac{n-1}{3} - \frac{1}{6} \frac{m_{H(\underline{\omega})}^2}{m_{W(\underline{\omega})}^2} \right) \frac{m_{W(\underline{\omega})}^2}{m_{W(\underline{m})}^2}, \end{aligned} \quad (4.30)$$

esto es,

$$\mathcal{A}_W = \mathcal{A}_0 + \left(7 - \frac{n-1}{3} - \frac{1}{6} \frac{m_{H(\underline{\omega})}^2}{m_{W(\underline{\omega})}^2} \right) \sum_{(\underline{m})} \frac{m_{W(\underline{\omega})}^2}{k_{(\underline{m})}^2 + m_{W(\underline{\omega})}^2}, \quad (4.31)$$

**CAPÍTULO 4. EFECTOS DEL BOSÓN W AL DECAIMIENTO $H \rightarrow \gamma\gamma$ EN
DIMENSIONES EXTRA**
4.3. PROPIEDADES DE LA AMPLITUD

donde hemos introducido una notación más sugestiva para el cuadrado del momento discreto sobre el cual debe sumarse,

$$k_{(\underline{m})}^2 = \left(\frac{2\pi m_1}{R_1} \right)^2 + \dots + \left(\frac{2\pi m_n}{R_n} \right)^2. \quad (4.32)$$

Existen n sumas simples cuando se considera sólo una componente del momento discreto a la vez:

$$\sum_{m_1=1}^{\infty} \frac{m_{W^{(\Omega)}}^2}{k_{m_1}^2 + m_{W^{(\Omega)}}^2} + \dots + \sum_{m_n=1}^{\infty} \frac{m_{W^{(\Omega)}}^2}{k_{m_n}^2 + m_{W^{(\Omega)}}^2}. \quad (4.33)$$

Estas sumas son convergentes a un valor finito de la función zeta de Riemann. Pero también existen $\frac{n(n-1)}{2}$ sumas dobles que surgen de considerar todas las posibles formas de tener un momento con sólo dos componentes discretas distintas de cero,

$$\sum_{m_2=1}^{\infty} \sum_{m_1=1}^{\infty} \frac{m_{W^{(\Omega)}}^2}{k_{m_1}^2 + k_{m_2}^2 + m_{W^{(\Omega)}}^2} + \dots + \sum_{m_i=1}^{\infty} \sum_{m_j=1}^{\infty} \frac{m_{W^{(\Omega)}}^2}{k_{m_i}^2 + k_{m_j}^2 + m_{W^{(\Omega)}}^2} + \dots, \quad (4.34)$$

$\frac{n(n-1)(n-2)}{3!}$ sumas de multiplicidad 3, etc., concluyendo con una suma de multiplicidad n que corresponde a una situación en que el momento tiene componentes a lo largo de todas las direcciones compactas,

$$\sum_{m_1=1}^{\infty} \sum_{m_2=1}^{\infty} \dots \sum_{m_n=1}^{\infty} \frac{m_{W^{(\Omega)}}^2}{k_{m_1}^2 + k_{m_2}^2 + \dots + k_{m_n}^2 + m_{W^{(\Omega)}}^2}. \quad (4.35)$$

Resulta que, con la excepción de las n sumas simples, el resto de sumas es divergente. A mayor multiplicidad de la suma, más alto es el grado de divergencia. Ahora bien, la existencia de divergencias en una teoría efectiva es natural, así que lo que debe de establecerse de manera no ambigua es la forma en que serán definidas las observables. Dado que la acción efectiva contiene todos las interacciones posibles que permiten los grupos de simetría, la cancelación de infinitos no constituye un problema, ya que siempre estará disponible el contratérmino necesario. El problema técnico radica en la introducción de un esquema de regularización que nos permita la manipulación algebraica de estas cantidades. Dado que hasta nuestro conocimiento no existe en la literatura resultados al respecto, actualmente se trabaja en el desarrollo [13] de un esquema de regularización apropiado para este tipo de cantidades divergentes. Es por esta razón que en esta tesis no se concluye con un análisis completo de estas amplitudes.

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

En esta tesis, se ha presentado un estudio de la contribución de un lazo del bosón de norma W al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, en el contexto del Modelo Estándar con n dimensiones extra compactas. Las aportaciones de este trabajo se pueden agrupar en dos apartados, uno que se refiere a la estructura del sector bosónico del Modelo Estándar con n dimensiones extra y otro concerniente a la corrección radiativa del bosón de norma W a la amplitud del decaimiento del bosón de Higgs en dos fotones.

En el ámbito del sector bosónico del modelo, se exploraron los siguientes aspectos sobre su consistencia interna:

- Se mostró que la partícula W , propagándose en $4 + n$ dimensiones, es descrita a nivel del espacio estándar por un campo vectorial y n campos escalares, con sus respectivas torres de Kaluza-Klein. Se encontró que todas estas torres tienen el mismo espectro de masas, dado por

$$m_{W^{(m)}}^2 = \left(\frac{2\pi m_1}{R_1}\right)^2 + \dots + \left(\frac{2\pi m_n}{R_n}\right)^2 + m_{W^{(0)}}^2 \quad (5.1)$$

- Se mostró que existe justo el número necesario de campos escalares sin masa o pseudo-bosones de Goldstone que requieren las torres vectoriales de KK $W_\mu^{(m)\pm}$ y $Z_\mu^{(m)}$.
- Se encontró que las masas de las torres de KK asociadas con el bosón de Higgs son de la forma

$$m_{H^{(m)}}^2 = \left(\frac{2\pi m_1}{R_1}\right)^2 + \dots + \left(\frac{2\pi m_n}{R_n}\right)^2 + m_{H^{(0)}}^2. \quad (5.2)$$

- Se determinaron todos los acoplamientos necesarios para calcular la contribución de un lazo de todas las torres de KK asociadas con el bosón W al decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$.

En lo que respecta a la corrección radiativa inducida por el bosón W a la amplitud del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, los resultados más relevantes son:

- Se encontró que las diversas torres de KK asociadas con el bosón W se acoplan al bosón de Higgs de la misma forma que en el Modelo Estándar. La amplitud depende de la escala de compactificación sólo a través de los propagadores de las excitaciones de KK. Como consecuencia, las amplitudes que generan las torres vectoriales $W_\mu^{(m)\pm}$ tienen la misma forma funcional que la que se genera en la teoría estándar. En lo que respecta a las amplitudes generadas por las n torres de KK asociadas al W , éstas no tienen contraparte en la teoría estándar, pero son bien comportadas y, al igual que las funciones asociadas con las torres vectoriales, no tienen divergencias ultravioletas en lo que respecta a las 4 dimensiones estándar. Las divergencias surgen de las sumas discretas a partir de $n = 2$.

CAPÍTULO 5. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

- Se demostró que los efectos de nueva física se desacoplan en el límite en el que el tamaño de la variedad compacta es muy pequeño.
- Se mostró con cierto grado de detalle el tipo de sumas que aparecen y se dio una interpretación de las mismas en términos de la cinemática del bosón de norma W propagándose en dimensiones compactas.

En cuanto a las perspectivas de este trabajo, se tiene contemplado realizar un estudio completo del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, el cual comprende el cálculo de las contribuciones de leptones cargados y quarks, así como la introducción de un esquema de regularización apropiado para las sumas discretas divergentes. El objetivo del trabajo es investigar la sensibilidad de este decaimiento no sólo al tamaño de la variedad compacta, sino también a su dimensión.

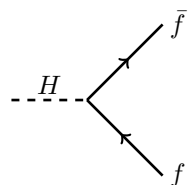
Apéndice A

Reglas de Feynman

A.1. Reglas de Feynman para $H \rightarrow \gamma\gamma$, sector fermiónico

A continuación escribimos las reglas de Feynman [24] las cuales son herramientas requeridas para realizar nuestros calculos.

Los vértices en el sector fermiónico están dados por las siguientes expresiones,



A Feynman diagram showing a dashed line labeled H on the left, which splits into two solid lines on the right. The upper solid line is labeled \bar{f} and the lower solid line is labeled f . Both solid lines have arrows pointing to the right, indicating the direction of fermion flow.

$$= -i \frac{(gm_f)}{2mW}$$



A Feynman diagram showing a wavy line labeled A_μ at the top, which splits into two solid lines at the bottom. The left solid line is labeled f and the right solid line is labeled \bar{f} . Both solid lines have arrows pointing to the right, indicating the direction of fermion flow.

$$= ieQ_f \gamma_\mu$$

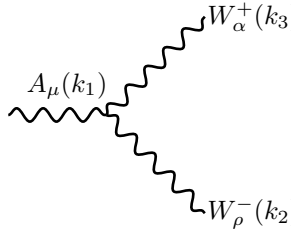
A.1.1. Reglas de Feynman sector bosónico

Los vértices del sector bosónico en la norma unitaria que intervienen en el decaimiento son:

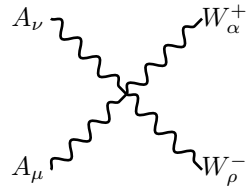


A Feynman diagram showing a dashed line labeled H on the left, which splits into two wavy lines on the right. The upper wavy line is labeled W_α^+ and the lower wavy line is labeled W_β^- .

$$= -igm_W g_{\alpha\beta}$$



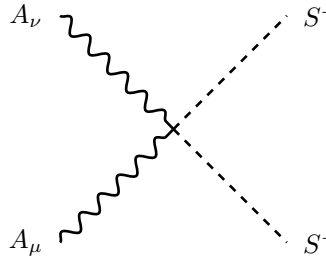
$$= -ie((k_1 - k_2)_\mu g_{\alpha\rho} + (k_2 - k_3)_\alpha g_{\rho\mu} + (k_3 - k_1)_\rho g_{\alpha\mu})$$



$$= -2g^2 s_W^2 (g_{\alpha\rho} g_{\mu\nu} - g_{\alpha\mu} g_{\rho\nu} - g_{\alpha\nu} g_{\rho\mu})$$

A.1.2. Reglas de Feynman para escalares

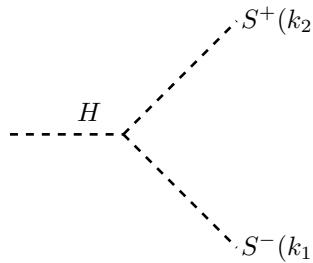
Escribimos las siguientes reglas en las que se involucran partículas escalares



$$= 2ig^2 s_W^2 g_{\mu\nu}$$



$$= -ie^2(k_1 - k_2)_\mu$$



$$= -igm_W$$

Apéndice B

Código latex para las ecuaciones (2.13) y (2.35)

En esta sección se muestra parte del código que se utilizó para la obtención de las ecuación (2.13) para el sector fermiónico.

```
<< HighEnergyPhysics'FeynCalc'
Pair[Momentum[k1], Momentum[k1]] = 0;
Pair[Momentum[k2], Momentum[k2]] = 0;
Pair[Momentum[k1], Momentum[k2]] =  $\frac{mH^2}{2}$ ;
Pair[LorentzIndex[μ], Momentum[k1]] = 0;
Pair[LorentzIndex[ν], Momentum[k2]] = 0;
numerador1 = Calc[Tr[GA[μ].(GS[k]+mf).(GS[k-k1-k2]+mf).GA[ν].(GS[k-k1]+mf)]] // FCI;
denominator1 = FAD[k,mf,k-k1,mf,k-k1-k2,mf] // FCI;
integrando1 = numerador1 denominator1;
% // Expand // Length
Variables[integrando1]
numerador2 = Calc[Tr[GA[ν].(GS[k]+mf).(GS[k-k1-k2]+mf).GA[μ].(GS[k-k2]+mf)]] // FCE;
denominator2 = FAD[k,mf,k-k2,mf,k-k1-k2, mf] // FCI ;
integrando2 = numerador2 denominator2;
% // Expand // Length
Variables[integrando2]
lazo1 = OneLoop[k, (1/(I * (Pi)^2)) * integrando1] // PaVeReduce // FullSimplify
% // Expand // Length
Variables[lazo1];
lazo2 = OneLoop[k, (1/(I * (Pi)^2)) * integrando2] // PaVeReduce // FullSimplify
% // Expand // Length
Variables[lazo2];
amplitud = lazo1 + lazo2
% // Expand // Length
Variables[amplitud]
```

Aquí mostramos el código con el cual se obtiene la ecuación (2.35)

```
<< HighEnergyPhysics'FeynCalc'
Pair[Momentum[k1], Momentum[k1]] = 0;
Pair[Momentum[k2], Momentum[k2]] = 0;
Pair[Momentum[k1], Momentum[k2]] =  $\frac{mH^2}{2}$ ;
Pair[LorentzIndex[μ], Momentum[k1]] = 0;
```

APÉNDICE B. CÓDIGO LATEX PARA LAS ECUACIONES (2.13) Y (2.35)

```

Pair[LorentzIndex[ν], Momentum[k2]] = 0;
numerador1=Contract[[(FV[(k1-2*k),μ]*MT[λ,ρ])+(FV[-2*k1+k,λ]*MT[ρ,μ])+(FV[k1+k,ρ]*MT[λ,μ])*(MT[λ,α]-
   $\frac{FV[k,\lambda]FV[k,\alpha]}{mW^2}$ )*MT[α,β]*(MT[β,η]- $\frac{FV[k-k1-k2,\beta]FV[k-k1-k2,\eta]}{mW^2}$ )*((FV[(2*k1)-
  (2*k)+k2,ν]*MT[η,ξ])+(FV[k-k1-2*k2,ξ]*MT[η,ν])      +(FV[k-k1+k2,η]*MT[ξ,      ν]))*(MT[ξ,ρ]-
   $\frac{FV[k-k1,\xi]FV[k-k1,\rho]}{mW^2}$ )]// FCI;
denominator1 = FAD[k, mW,k-k1,mW,k-k1-k2,mW] // FCI;
integrando1 = numerador1 denominator1;
% // Expand // Length
Variables[integrando1]
El numerador 2 resulta al intercambiar p1 por p2 y μ por ν
numerador3=Contract[MT[α,β]*(MT[β,ρ]- $\frac{FV[k-k1-k2,\beta]FV[k-k1-k2,\rho]}{mW^2}$ )*(2*MT[μ,ν]*MT[λ,ρ]-
  MT[μ,ρ]*MT[ν,λ]-MT[μ,λ]*MT[ν,ρ])*(MT[α,λ]- $\frac{FV[k,\alpha]FV[k,\lambda]}{mW^2}$ )]//FCI;
denominator3 = FAD[k,mW,k-k1-k2,mW] // FCI;
integrando3 = numerador3 denominator3;
% // Expand // Length
Variables[integrando3]
lazo1=OneLoop[k, $\frac{1}{(I*(Pi)^2)}$ *integrando1] // PaVeReduce // FullSimplify
% // Expand // Length
Variables[lazo1];
lazo2=OneLoop[k, $\frac{1}{(I*(Pi)^2)}$ *integrando2] // PaVeReduce// FullSimplify
% // Expand // Length
Variables[lazo2];
lazo3=OneLoop[k, $\frac{1}{(I*(Pi)^2)}$ *integrando3] // PaVeReduce // FullSimplify
% // Expand // Length
Variables[lazo3];
amplitud=lazo1+lazo2-lazo3 // Simplify
% // Expand // Length
Variables[amplitud]

```

Apéndice C

Objetos Covariantes

En este apéndice se presentan expresiones para los objetos covariantes que definen la parte cinética del sector Higgs en términos de los campos eigenestados de masa. En la norma unitaria ($G_W^{(0)\pm} = 0$ y $G_Z^{(0)} = 0$), se tiene

$$(D_\mu \Phi)^{(0)} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\partial_\mu H^{(0)}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} - \frac{ig}{2} (v + H^{(0)}) \begin{pmatrix} W_\mu^{(0)+} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}c_W} Z_\mu^{(0)} \end{pmatrix} - \frac{ig}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} (H^{(m)} + iG_Z^{(m)}) W_\mu^{(m)+} \\ G_W^{(m)+} W_\mu^{(m)-} \end{pmatrix} \\ - \frac{ig}{2c_W} Z_\mu^{(m)} \begin{pmatrix} c_{2W} G_W^{(m)+} \\ -\frac{H^{(m)} + iG_Z^{(m)}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} ieA_\mu^{(m)} G_W^{(m)+} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (C.1)$$

donde $c_{2W} = c_W^2 - s_W^2$. Por otra parte, la forma explícita del objeto $(D_\mu \Phi)^{(m)}$ en términos de campos eigenestados de masa está dada por

$$(D_\mu \Phi)^{(m)} = \begin{pmatrix} \frac{\partial_\mu G_W^{(m)+}}{\frac{\partial_\mu H^{(m)} + i\partial_\mu G_Z^{(m)}}{\sqrt{2}}} \\ \frac{\partial_\mu G_W^{(m)+}}{\frac{\partial_\mu H^{(m)} + i\partial_\mu G_Z^{(m)}}{\sqrt{2}}} \end{pmatrix} - \frac{ig}{2c_W} Z_\mu^{(0)} \begin{pmatrix} c_{2W} G_W^{(m)+} \\ -\frac{H^{(m)} + iG_Z^{(m)}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} ieA_\mu^{(0)} G_W^{(m)+} \\ 0 \end{pmatrix} \\ - \frac{ig}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} (H^{(m)} + iG_Z^{(m)}) W_\mu^{(0)+} \\ G_W^{(m)+} W_\mu^{(0)-} \end{pmatrix} - \frac{ig}{2} (v + H^{(0)}) \begin{pmatrix} W_\mu^{(m)+} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}c_W} Z_\mu^{(m)} \end{pmatrix} \\ - \Delta_{(m)(k)(r)} \left\{ \frac{ig}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \left(\frac{H^{(r)} + iG_Z^{(r)}}{\sqrt{2}} \right) W_\mu^{(k)+} \\ G_W^{(r)+} W_\mu^{(k)-} \end{pmatrix} - \frac{ig}{2c_W} Z_\mu^{(k)} \begin{pmatrix} c_{2W} G_W^{(r)+} \\ -\frac{H^{(r)} + iG_Z^{(r)}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right. \\ \left. - \begin{pmatrix} ieA_\mu^{(k)} G_W^{(r)+} \\ 0 \end{pmatrix} \right\}. \quad (C.2)$$

Finalmente,

$$(D_{\bar{\mu}} \Phi)^{(m)} = -2\pi \left(\frac{m_1 \delta_{\bar{\mu}5}}{R_1} + \dots + \frac{m_n \delta_{\bar{\mu}4+n}}{R_n} \right) \begin{pmatrix} G_W^{(m)+} \\ \frac{H^{(m)} + iG_Z^{(m)}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} - \frac{ig}{2} (v + H^{(0)}) \begin{pmatrix} W_{\bar{\mu}}^{(m)+} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}c_W} Z_{\bar{\mu}}^{(m)} \end{pmatrix} \\ - \Delta'_{(m)(k)(r)} \left\{ \frac{ig}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \left(\frac{H^{(r)} + iG_Z^{(r)}}{\sqrt{2}} \right) W_{\bar{\mu}}^{(k)+} \\ +G_W^{(r)+} W_{\bar{\mu}}^{(k)-} \end{pmatrix} - \frac{ig}{2c_W} Z_{\bar{\mu}}^{(k)} \begin{pmatrix} c_{2W} G_W^{(r)+} \\ -\frac{H^{(r)} + iG_Z^{(r)}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right. \\ \left. - \begin{pmatrix} -ieA_{\bar{\mu}}^{(k)} G_W^{(r)+} \\ 0 \end{pmatrix} \right\}. \quad (C.3)$$

Bibliografía

- [1] The ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716**, 1 (2012), arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [2] The CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [3] For a review, see M. Battaglia, arXiv:0705.3997v1 [hep-ph]; J. Brau *et al*, arXiv: 0712.1950.
- [4] I. Antoniadis, Phys. Lett. B **246**, 377 (1990).
- [5] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, Phys. Lett. B **429**, 263 (1998), arXiv:hep-ph/9803315; I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, Phys. Lett. **B436**, 257 (1998), arXiv:hep-ph/9804398.
- [6] F. J. Petriello, JHEP **0220**, 003 (2002).
- [7] Kenji Nishiwaki, JHEP **1205**, 111 (2012), arXiv: 1101.0649 [hep-ph].
- [8] G. Belanger, A. Belyaev, M. Brown, M. Kakizaki, and A. Pukhov, Phys. Rev. D **87**, 016008 (2013), arXiv: 1207.0798 [hep-ph]; T. Kakuda, K. Nishiwaki, Kin-ya Oda, and R. Watanabex, Phys. Rev. D **88**, 035007 (2013), arXiv: 1305.1686 [hep-ph]; U. Kumar Dey and T. S. Ray, Phys. Rev. D **88**, 056016 (2013), arXiv: 1305.1016 (2013).
- [9] A. Datta, A. Patra, and S. Raychaudhuri, Phys. Rev. D **89**, 093008 (2014), arXiv: 1311.0926 [hep-ph].
- [10] H. Novales-Sanchez, J.J. Toscano, Phys.Rev. **D82**, 116012 (2010), arXiv: 1008.4638 [hep-ph].
- [11] M. A. López Osorio, E. Martínez-Pascual, H. Novales- Sánchez, and J. J. Toscano, Phys. Rev. **D88**, 036015 (2013), arXiv: 1302.2981 [hep-ph].
- [12] M. A. López Osorio, E. Martínez-Pascual, H. Novales- Sánchez, and J. J. Toscano, Phys. Rev. **D89**, arXiv: 1402.5940 [hep-th].
- [13] I. García-Jiménez, M. A. López-Osorio, E. Martínez-Pascual, G. I. Nápoles-Cañedo, J. J. Toscano (trabajo en curso).
- [14] *Quarks and leptons: An introductory course in modern Particle Physics*. Francis Halzen and Alan D. Martin. John Wiley and Sons (1984).
- [15] *Quarks and leptons: An introduction to the Standard Model of Particle Physics*. W.N Cottingham and Derek Greenwood. Cambridge University Press (2007).
- [16] *The Standard Model and Beyond*. P. Langacker. CRC Press (2009).

- [17] *The Higgs Hunter's Guide*. John F. Gunion, Howard E. Haber, Gordon Kane, Sally Dawson. Perseus Publishing, Cambridge Massachusetts.
- [18] *Introduction to Elementary Particles*. David Griffiths. John Wiley and Sons , Inc.
- [19] *Introduction to Quantum Field Theory*. Peskin, Schroeder. Perseus Book Publishing (1995).
- [20] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz and P. M. Zerwas, *Higgs boson production at the LHC*, Nucl. Phys. **B453**, 17 (1995) [hep-ph/9504387]
- [21] J. Beringer *et al.*[Particle Data Group Collaboration], *Review of particle physics*, Phys. Rev. **D86**, 010001, (2012).
- [22] S. Dittmair, C. Marriotti, 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] Ver, por ejemplo, A. Flores-Tlalpa, J. Montaña, H. Novales-Sánchez, F. Ramírez-Zavaleta, and J. J. Toscano, Phys. Rev. D **83**, 016011 (2011), arXiv: 1009.0063 [hep-ph].
- [24] *Gauge theory of elementary particle physics*. Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li. Clarendon Press. Oxford. (1982).