



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Decaimiento del bosón de Higgs con cambio de sabor
leptónico $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ en modelos de leptoquarks

Tesis presentada al

**Posgrado en ciencias
(Física Aplicada)**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Maestría en Ciencias
(Física Aplicada)**

por

Helena Gabriela Galicia Santos

asesorada por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Dra. Azucena Bolaños Carrera

Puebla Pue.
26 de junio de 2018



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Decaimiento del bosón de Higgs con cambio de sabor leptónico $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ en modelos de leptoquarks

Tesis presentada al

**Posgrado en ciencias
(Física Aplicada)**

como requisito parcial para la obtención del grado de

**Maestría en Ciencias
(Física Aplicada)**

por

Helena Gabriela Galicia Santos

asesorada por

Dr. Gilberto Tavares Velasco

Dra. Azucena Bolaños Carrera

Puebla Pue.
26 de junio de 2018

Título: Decaimiento del bosón de Higgs con cambio de sabor leptónico $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ en modelos de leptoquarks

Estudiante: HELENA GABRIELA GALICIA SANTOS

COMITÉ

Dr. Arturo Fernández Téllez
Presidente

Dr. Cupatitzio Ramírez Romero
Secretario

Dr. Jaime Hernández Sánchez
Vocal

Dr. Marco Antonio Arroyo Ureña
Suplente

Suplente

Índice general

Resumen	XI
1. Modelo Estándar	3
1.1. Características de las fuerzas y clasificación de fermiones	3
1.2. Construcción del Modelo Estándar	5
1.2.1. La densidad lagrangiana del ME	6
1.2.2. Rompimiento Espontáneo de la simetría y el mecanismo de Higgs . .	9
1.2.3. Teorema de Goldstone	11
1.3. El mecanismo de Higgs en una teoría abeliana	13
2. Fenomenología del bosón de Higgs	17
2.1. El bosón de Higgs en el ME	17
2.2. El mecanismo de Higgs en el ME	19
2.3. Mecanismos de producción en los colisionadores de hadrones	21
2.4. Producción del bosón de Higgs en colisionadores leptónicos	24
2.4.1. Procesos de producción del bosón de Higgs en los colisionadores de leptones	24
2.5. Modos de decaimiento del bosón de Higgs	26
2.5.1. Decaimiento a leptones y quarks	26
2.5.2. Decaimientos a bosones de norma	26
2.5.3. Decaimientos a dos cuerpos inducido a nivel de un lazo	27
2.5.4. Anchura total de decaimiento y fracciones de decaimiento	31
2.6. Decaimientos raros del bosón de Higgs	32
3. Física de LQs	35
3.1. Modelos de LQs	35
3.1.1. Tipos de LQs	36
3.1.2. Posible contribución de los LQs al decaimiento del protón	38
3.2. Acoplamientos independientes de modelo de los LQs	39
3.2.1. Acoplamientos a fermiones	39
3.2.2. Acoplamientos a bosones de norma	39
3.2.3. Acoplamientos al bosón de Higgs	40
3.3. Reglas de Feynman de LQs escalares	40

4. Decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ en el modelo de LQs	43
4.1. Cambio de sabor leptónico	43
4.2. Amplitud invariante	44
4.2.1. Integración por el método de Passarino-Veltman	45
4.2.2. Divergencias ultravioletas	47
4.3. Anchura de decaimiento	48
5. Cotas a los parámetros de los LQs	51
5.1. Contribución de los LQs a a_μ y $\Gamma(\ell_i \rightarrow \ell_k \gamma)$	51
5.2. Cotas para los parámetros de los LQs	53
5.2.1. Cotas sobre la masa de los LQs	54
5.2.2. Cotas para el acoplamiento λ_S	54
5.2.3. Cotas para los acoplamientos de LQs a fermiones	55
6. Análisis numérico y discusión	59
6.1. Conclusiones y perspectivas	61
A. Método de Passarino-Veltman	65
Bibliografía	67

Índice de figuras

1.1. Potencial V del campo escalar ϕ en el caso de $\mu^2 > 0$ (izquierda) y $\mu^2 < 0$ (derecha).	10
2.1. Diagramas de Feynman para la producción de un bosón de Higgs mediante (a) fusión de gluones, (b) fusión de bosones de norma débiles, (c) Higgsstrahlung (o asociado a la producción con un bosón de norma) y (d) asociado a la producción con un quark pesado $Q = b, t$	23
2.2. Mecanismos dominantes de producción de un bosón de Higgs a muy altas energías en un colisionador e^+e^-	24
2.3. Diagramas de Feynman a nivel de un lazo para los decaimientos $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$ y $H \rightarrow gg$. En el caso del decaimiento a dos gluones solo contribuyen los lazos de quarks.	28
2.4. Anchura parcial del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ como función de M_H	29
2.5. Anchura parcial del decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$ como función de M_H	30
2.6. La anchura parcial para el decaimiento $H \rightarrow gg$ como función de la masa del bosón de Higgs.	31
2.7. Fracciones de decaimiento $BR(H \rightarrow X)$ del bosón de Higgs del ME para los canales principales en función de M_H	32
3.1. Representación esquemática del decaimiento del protón $p \rightarrow \pi^0 e^+$ a nivel de árbol debido a la mediación de LQ vectorial (izquierda) y escalar (derecha).	38
3.2. Reglas de Feynman para las interacciones de los LQs y del bosón de Higgs.	41
3.3. Reglas de Feynman para la interacción $A_\mu \bar{f} f$, los propagadores de un fermión y un escalar y las líneas externas.	42
4.1. Diagramas de Feynman correspondientes a las contribuciones de los LQs al decaimiento del bosón de Higgs con cambio de sabor $H \rightarrow f_i \bar{f}_j$. Aquí f_i y f_j son fermiones de distinto sabor: si f_i y f_j son quarks, f_k es un leptón y viceversa.	44
5.1. Diagramas de Feynman que inducen el momento dipolar magnético anómalo de un fermión a través del LQ escalar S_k	52
5.2. Diagramas de Feynman de la contribución de un LQ escalar al decaimiento $\ell_i \rightarrow \ell_k \gamma$	53

- 5.3. Area permitida con un 95 % C.L. en el plano $|\text{Re}(\lambda_L^{\mu q} \lambda_R^{\mu q*})|$ vs m_S consistente con la discrepancia Δa_μ . El área oscura muestra la región correspondiente en donde un LQ escalar acompañado del quark c o t explica la discrepancia (no se considera la contribución simultanea de ambos quarks). Note que los acoplamientos del LQ deben tener signos opuestos para dar una contribución positiva a a_μ 56
- 5.4. Area en el plano $\lambda^{\tau q}$ vs m_S consistente la discrepancia Δa_μ y la cota sobre el decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$. Por simplicidad se consideró que $|\lambda_L^{\ell q}| = |\lambda_R^{\ell q}| \equiv \lambda^{\ell q}$ ($\ell = \mu, \tau$ y $q = c, t$), donde los valores de $\lambda^{\mu q}$ se eligieron de manera que se encuentran dentro del área permitida mostrada en la Fig. 5.3. 57
- 6.1. Contribución de un LQ escalar acompañado del quark t y el quark c a la anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)$ para $(|\lambda_L^{q\tau} \lambda_R^{q\mu}|^2 + |\lambda_R^{q\tau} \lambda_L^{q\mu}|^2) \simeq O(1)$ y tres valores de λ_S . La línea horizontal es la anchura total del bosón de Higgs del ME. 61
- 6.2. Fracción de decaimiento $\text{BR}(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)$ inducida por un LQ escalar acompañado del quark t para $\lambda_S = -1$ y valores de los acoplamientos $\lambda_L^{q\ell}$ del orden de 10^{-1} y 10^{-2} 61
- 6.3. Area permitida para los acoplamientos $\lambda_{L,R}^{t\ell}$ obtenida a partir de la cota experimental sobre la fracción de decaimiento $\text{BR}(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)$. Se utiliza $m_S = 500$ GeV y $\lambda_S = 1$ 62
- A.1. Diagramas esquemáticos de las funciones escalares de Passarino-Veltman de dos (esquina superior izquierda) y tres (esquina superior derecha) puntos. . . 65

Índice de tablas

1.1. Interacciones fundamentales y sus mediadores.	4
1.2. Propiedades de los quarks.	4
1.3. Propiedades de los leptones.	4
2.1. Sección eficaz, en unidades de pb, para la producción del bosón de Higgs del ME con masa $M_H = 125$ en el LHC, en función de la energía de centro de masa, \sqrt{s}	23
2.2. Fracciones de decaimiento para los principales canales de decaimiento del bosón de Higgs del ME con $M_H = 125$ GeV.	33
3.1. Posibles tipos de LQs: S y R (U y V) representan LQs de tipo escalar (vectorial). En la segunda columna se muestra el número fermiónico correspondiente y en la tercera columna se presentan los número cuánticos correspondientes del multiplete de LQs.	37
5.1. Cotas para los acoplamientos de los LQs escalares con el bosón de Higgs del ME obtenidas a partir de un ajuste global a los datos experimentales de ATLAS y CMS.	55

Agradecimientos

Mi gratitud total a mi asesor, Dr. Gilberto Tavares Velasco, porque sin su valioso apoyo, paciencia, motivación y dedicación éste trabajo no hubiera podido concluirse. Ha sido un privilegio poder contar con su guía y ayuda.

Así mismo a la Dra. Azucena Bolaños Carrera, quien también fungió como asesora, apoyándome generosamente con su tiempo ayudó a finalizar esta tesis.

Gracias MADRE, María de Lourdes Santos López.

Resumen

En esta tesis se realiza el estudio del decaimiento con cambio de sabor leptónico del bosón de Higgs $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ en un modelo con leptokuarks escalar, en donde se induce a nivel de un lazo. Los leptokuarks son partículas hipotéticas predichas en diversas teorías de extensión del modelo estándar. Dichas partículas acarrearán número bariónico y leptónico y se acoplan simultáneamente a leptones y quarks. Se presenta la base teórica del modelo de los leptokuarks, y se discuten las cotas experimentales en sus acoplamientos con fermiones a partir de las cotas experimentales para el momento dipolar magnético anómalo del muón y del decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$. El cálculo de la anchura de decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ se realiza en el esquema de descomposición tensorial de Passarino-Veltman y se demuestra que se cancelan las divergencias ultravioletas de la amplitud invariante. Se realiza un análisis numérico del comportamiento de la fracción de decaimiento $\text{BR}(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)$ en función de la masa del leptokuark y de la magnitud de los acoplamientos de los leptokuarks, pero se encuentra que las cotas experimentales ponen un fuerte límite al valor máximo que puede alcanzar esta fracción de decaimiento, la cual estaría fuera del alcance de medición experimental. Se discute un escenario en donde las cotas sobre los acoplamientos se pueden evadir, pero esto implica una cancelación muy fuerte (fine tuning) entre las contribuciones de dos leptokuarks al decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$. En este escenario los acoplamientos de los leptokuarks no estarían acotados y $\text{BR}(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)$ podría ser del orden de la cota experimental actual.

Introducción

El estudio de los decaimientos del bosón de Higgs ha sido de un gran interés desde el mismo surgimiento del modelo estándar (ME) de las interacciones electrodébiles, lo que se debe a que esta partícula es el remanente del mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, que es responsable de dotar de masa a las demás partículas fundamentales. En el año 2012 se dio a conocer evidencia de una nueva partícula en el Large Hadron Collider (LHC) del CERN, la cual tiene todas propiedades del bosón de Higgs, por lo que el interés en el estudio de la fenomenología de esta partícula se ha incrementado notoriamente. Las mediciones experimentales recopiladas hasta ahora apuntan a que la partícula encontrada en el LHC tiene las características del bosón de Higgs del ME, pero aún se deben determinar con alta precisión todas sus propiedades, entre ellas sus anchuras de decaimiento y acoplamientos, lo que ayudará a determinar si hay alguna desviación que apunte a efectos de nueva física.

Aunque el ME solo predice un bosón de Higgs, en principio no existe una razón fundamental para que no se puedan tener más bosones de Higgs. De hecho hay innumerables teorías de extensión que predicen de manera fundamentada un número más amplio de bosones de Higgs neutros y cargados eléctricamente. En estas teorías el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría se lleva a cabo mediante un sector escalar extendido. Se espera que en el futuro se pueda hacer la búsqueda experimental de diversos canales de decaimiento raros del bosón de Higgs, como los decaimientos a partículas invisibles (no detectadas en el colisionador) o con cambio de sabor leptónico. Estos últimos tienen gran interés puesto que en el ME la violación de sabor leptónico está prohibida a todos órdenes en teoría de perturbaciones debido a que los neutrinos del ME no tienen masa. Sin embargo, debido a que hay evidencias experimentales de que los neutrinos sí tienen masa, es posible que exista la violación de sabor leptónico en la naturaleza y que arroje evidencias experimentales que permitan tener alguna señal que permita construir una teoría de interacciones entre partículas elementales más completa que el ME. En el LHC se realiza la búsqueda de los decaimientos del bosón de Higgs con cambio de sabor leptónico. Alrededor de 2015 se encontraron evidencias que apuntaban a un exceso en la fracción de decaimiento de este canal, pero dichas evidencias no fueron confirmadas posteriormente.

El cálculo del decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$, que puede ocurrir a nivel de árbol o a nivel de un lazo, ha sido realizado en diversas extensiones del ME, como son los modelos supersimétricos, los modelos con dos dobletes de Higgs, los modelos con simetría izquierda y derecha, los modelos con un bosón de Higgs ligero, etc. Debido al interés en este canal de decaimiento, conviene estudiar los efectos de posibles contribuciones de partículas hipotéticas exóticas que pudieran acoplarse al bosón de higgs y dar una contribución mayor a sus decaimientos en comparación con lo que se espera suceda en el ME. Las partículas exóticas

son aquellas que pueden tener propiedades distintas (por ejemplo, la carga eléctrica) a las propiedades de las partículas elementales conocidas hasta hoy en día. En este trabajo de tesis nos interesa estudiar el efecto de partículas llamadas leptoquarks, que son predichas de manera natural en diversas teorías de extensión como las teorías de gran unificación. Los leptoquarks son partículas de tipo escalar o vectorial que acarrean simultáneamente número bariónico y número leptónico, por lo cual se acoplan simultáneamente a un par leptón-quark.

Este trabajo de tesis está organizado como sigue. En el capítulo 1 se presenta una breve descripción del marco teórico del ME. El Capítulo 2 está dedicado a discutir el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil y la fenomenología del llamado bosón de Higgs, poniendo énfasis en sus mecanismos de producción en colisionadores hadrónicos (LHC) o leptónicos, así como sus modos de decaimiento. Una breve introducción a las propiedades de los leptoquarks se presenta en el Capítulo 3, en donde se presenta de manera general los tipos de leptoquarks y sus acoplamientos a los fermiones, bosones de norma y el bosón de Higgs, en una forma independiente de modelo. El Capítulo 4 está enfocado en discutir el cálculo de la anchura de decaimiento del proceso con cambio de sabor $H \rightarrow f_i \bar{f}_j$ ($i \neq j$), donde $f_{i,j}$ puede ser un leptón o un quark, en el modelo de leptoquarks. Este decaimiento ocurre a nivel de un lazo y su amplitud se obtuvo mediante el método de reducción de Passarino-Veltman, que permite la integración en el espacio de momentos dando como resultado expresiones en términos de las llamadas funciones escalares de Passarino-Veltman. La anchura correspondiente puede ser empleada de manera inmediata para obtener la anchura del decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$. En el Capítulo 5 se presenta un análisis de las cotas sobre los parámetros del modelo de leptoquarks obtenidas a partir de datos experimentales. Finalmente en el Capítulo 6 se presenta un análisis numérico del comportamiento de la anchura del decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ en el modelo de leptoquarks, y se presentan las conclusiones y perspectivas.

Capítulo 1

Modelo Estándar

1.1. Características de las fuerzas y clasificación de fermiones

¿De qué está hecho el universo?, ¿Cuáles son los bloques de materia más fundamentales de los cuales está construido el universo?, ¿Cómo es que estas partículas fundamentales interactúan con otras?

En el siglo V antes de nuestra era, Demócrito propuso que el cosmos estaba constituido por átomos, definidos como elementos indivisibles, y vacío. Se continuó con esta línea de pensamiento hasta el descubrimiento del electrón gracias a los experimentos de dispersión que indicaron que los átomos no son fundamentales. Los experimentos ayudaron a los científicos a determinar que los átomos están constituidos por un núcleo y una nube de electrones, y que a su vez, los núcleos están formados por neutrones y protones. Con el avance en los experimentos y técnicas de medición se descubrieron que estos últimos también poseen una estructura interna. Actualmente sabemos que las partículas elementales son los bloques más fundamentales de los cuales está constituida la materia. Una partícula se considera elemental si no hay evidencia experimental de que esté compuesta por entes más pequeños.

Varios siglos después de emprender la búsqueda de los constituyentes fundamentales que forman el universo y la manera en que interactúan, surgió una teoría conocida como el modelo estandar de la física de partículas (ME). El ME fue desarrollado a lo largo de la segunda mitad del siglo XX. La formulación actual se terminó en la década de 1970 después de la confirmación experimental de la existencia de los quarks. Matemáticamente, el ME es una teoría consistente con la mecánica cuántica y la relatividad especial, que se basa en la simetría de norma no abeliana (teoría de Yang-Mills), con la implementación del rompimiento espontáneo de la simetría (mecanismo de Higgs). El ME describe tres de las cuatro interacciones conocidas en la naturaleza: la electromagnética, la fuerza débil (que está involucrada en la formación de elementos químicos) y la fuerza fuerte (la cual mantiene a los protones, neutrones y núcleos juntos). La gravedad no está descrita en el ME debido a que su intensidad es muy débil y como resultado de ello no tiene efectos observables a la escala en que se realizan los experimentos de la física de partículas, además de que es la única fuerza fundamental conocida que aún no logra ser cuantizada. El ME asegura que la materia en el universo está constituida por fermiones elementales que

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.1. CARACTERÍSTICAS DE LAS FUERZAS Y CLASIFICACIÓN DE FERMIONES

Campo de la interacción	Mediador (Bosón)	Espín
Campo gravitacional	Gravitón (G)	2
Campo débil	Bosones de norma débiles (W^+ , W^- , Z)	1
Campo electromagnético	Fotón (γ)	1
Campo fuerte	Gluón (g)	1

Tabla 1.1: Interacciones fundamentales y sus mediadores.

Quark	Carga eléctrica (e)	Masa (MeV/c^2)
Up (u)	+2/3	1.5-4
Down (d)	-1/3	4-8
Charmed (c)	+2/3	1.15-1.35
Strange (s)	-1/3	80-130
Top (t)	+2/3	175×10^3
Bottom (b)	-1/3	$4,4 \times 10^3$

Tabla 1.2: Propiedades de los quarks.

interactúan a través de campos, de los cuales ellos mismos son las fuentes. Las partículas de fuerza asociadas con los campos de interacción son los bosones de norma. Los cuantos del campo de la interacción electromagnética entre fermiones cargados eléctricamente son las partículas sin masa llamadas fotones, mientras que los cuantos de los campos de la interacción débil entre fermiones está mediada por los bosones cargados W^+ y W^- y el bosón neutro Z (descubierto en el CERN en 1983). Ya que estos bosones de norma son masivos, la interacción débil es de corto alcance ($\approx 10^{-3}$ fm). En cuanto a la interacción fuerte, los cuantos se llaman gluones, que tienen masa cero como en el caso de los fotones, por ello podría esperarse que tuvieran un alcance infinito. Sin embargo, a diferencia del campo electromagnético, los gluones están confinados. Finalmente, aunque no se considera en la formulación del ME, se postula que la gravedad es mediada por los gravitones. Esta información se muestra en forma resumida en la Tabla 1.1. La materia se compone de fermiones, que son partículas de espín 1/2, en unidades de \hbar , que cumplen el principio de exclusión de Pauli y en aislamiento podrían ser descritos por la ecuación de Dirac.

	Masa (MeV/c^2)	Vida media (s)	Carga eléctrica (e)
Electrón (e^-)	0.5110	∞	-1
Neutrino del electrón (ν_e)	$< 3 \times 10^{-6}$		0
Muon (μ^-)	105.658	2.197×10^{-6}	-1
Neutrino del muón (ν_μ)			0
Tau (τ^-)	1777	$(291.0 \pm 1.5) \times 10^{-15}$	-1
Neutrino del tau (ν_τ)			0

Tabla 1.3: Propiedades de los leptones.

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.2. CONSTRUCCIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR

En el ME existen 12 fermiones elementales. La ecuación de Dirac para fermiones masivos cargados predice la existencia de una antipartícula de la misma masa y con el mismo espín, pero carga opuesta, y momento magnético opuesto relativo a la dirección del espín, así que cada fermión tiene una antipartícula correspondiente. Los fermiones se clasifican de acuerdo a la forma en la que interactúan. Actualmente se conoce la existencia de 6 quarks, por lo que se dice que poseen 6 grados de libertad llamados "sabores". Un sabor de quark puede cambiar a otro sabor a través de las interacciones débiles mediadas por los bosones débiles cargados W^\pm ; además los quarks tienen otro grado de libertad llamado "color". Las interacciones entre quarks debidas a la carga de "color", la cual no es nada más que la interacción fuerte, es mediada por los gluones, pero los quarks también interactúan a través de las fuerzas electromagnética y débil. Una de las dificultades en la investigación experimental de los quarks es que los quarks aislados jamás han sido observados. Los quarks siempre están confinados en sistemas compuestos que se extienden sobre distancias de alrededor 1 fm. Los quarks se pueden agrupar formando bariones, compuestos por tres quarks, y los mesones, formados por un par de quarks (quark-antiquark). Los otros 6 fermiones elementales son los llamados leptones, los cuales interactúan solamente a través de la interacción electromagnética (si están cargados eléctricamente) y débil. La producción y decaimiento de los leptones es descrita satisfactoriamente por el ME de las interacciones electrodébiles. En el ME los fermiones se clasifican en tres generaciones o familias: cada generación contiene un par de leptones y un par de quarks. Salvo por la diferencia en su masa, los fermiones de la segunda o tercera familia exhiben un comportamiento físico similar a los fermiones de la primera familia. Cada miembro de una generación tiene una masa mayor que las partículas correspondientes a las generaciones anteriores. Algunas propiedades de los quarks y los leptones aparecen en las Tablas 1.2 y 1.3, respectivamente [1].

1.2. Construcción del Modelo Estándar

Pensemos en un sistema físico arbitrario cuyo comportamiento está regido por un conjunto de leyes expresadas en forma de ecuaciones matemáticas. Si el sistema se encuentra en un estado cuyas propiedades no se ven afectadas al realizar un cambio o transformación en él mismo, diremos que el estado es simétrico bajo dicha transformación. Análogamente, las leyes físicas que gobiernan el sistema son simétricas o invariantes bajo una transformación si las ecuaciones correspondientes no cambian al aplicar sobre ellas la transformación mencionada. Así, cada simetría tiene como consecuencia una ley de conservación. Las simetrías se pueden clasificar en globales o locales. Las simetrías tienen un carácter global cuando alguna de las características del sistema, cualquiera que sea, se altera por una cantidad que es la misma en todos los puntos del espacio-tiempo. Desde el punto de vista matemático, la simetría surge cuando las soluciones de un conjunto de ecuaciones permanecen inalteradas, a pesar de que alguna de las características del sistema físico que esas ecuaciones describen se haya alterado. Cuando este cambio es el mismo en todos los puntos del espacio-tiempo, se dice que la simetría es global. Para una simetría local, imaginemos que a cada punto del espacio-tiempo, aquella característica del sistema que alteramos se cambia de manera diferente. Si la ley física que analizamos mantiene su validez, se dice que tiene simetría local. En particular, si hablamos de una teoría de campos y deseamos que

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.2. CONSTRUCCIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR

ésta sea invariante frente a una transformación local, surge necesariamente una interacción, aunque al inicio no la hayamos considerado. Así, la fuerza surge como algo necesario de la teoría. Estas nuevas teorías de campo de norma con simetría local implican que las partículas y sus interacciones están íntimamente ligadas entre sí y no pueden existir unas sin las otra. Así, se asocia a cada fuerza una o más partículas intermediarias, llamadas bosones de norma, las cuales son responsables de transmitir la información de la fuerza correspondiente [2]. De acuerdo a la teoría de grupos, toda simetría que pueda ser representada mediante un grupo de Lie está caracterizada por un número de generadores, y los elementos del grupo pueden representarse mediante una transformación unitaria:

$$U = e^{i\alpha_a T^a}, \quad (1.1)$$

donde los α_a son los parámetros de la transformación y las T^a son los generadores del grupo en la representación correspondiente. Estos últimos cumplen las relaciones de conmutación siguientes:

$$[T^a, T^b] = if_{abc} T^c. \quad (1.2)$$

donde f_{abc} son las constantes de estructura del álgebra de Lie correspondiente.

La teoría de campos para la interacción fuerte entre los quarks (color) está formulada por una teoría de norma no-abeliana con simetría de color $SU(3)_C$. Las interacciones débil y electromagnética que describen las interacciones entre los quarks y leptones están formuladas por la teoría de norma con grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde L se refiere a que los campos que participan en la interacción son izquierdos e Y denota la hipercarga. Así que el grupo de norma del ME es $G = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. El grupo de simetrías de las interacciones electromagnéticas, $U(1)_{em}$ aparece en el ME como un subgrupo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y es en este sentido que se dice que las interacciones débiles y electromagnéticas están unificadas. La teoría es perturbativa a energías muy altas y renormalizable, por lo cual describe estas interacciones a nivel cuántico. La dinámica entre las partículas fundamentales esta dada por la densidad lagrangiana \mathcal{L}_{ME} , la cual es invariante de norma ante el grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dado que los términos de masa para los bosones de norma y para los fermiones violan la invarianza de norma, es necesario llevar a cabo el mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría, el cual permite dotar de masa a estas partículas. Como remanente de este mecanismo aparece una partícula escalar neutra que se conoce como bosón de Higgs.

1.2.1. La densidad lagrangiana del ME

Como ya se mencionó anteriormente, la densidad lagrangiana del ME \mathcal{L}_{ME} es invariante de norma ante el grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ antes del mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. Esta densidad lagrangiana contiene dos tipos de campos: los campos de materia o campos fermiónicos y los campos asociados a los generadores del grupo de norma o campos de norma. En primer lugar mencionaremos a los campos de materia, los cuales están asociados a las tres generaciones de quarks y leptones con quiralidad izquierda y derecha, $f_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)f$ [3]. Los fermiones izquierdos están acomodados en dobletes, mientras que los fermiones derechos aparecen en singletes:

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR
1.2. CONSTRUCCIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R1} = e_R^-, \quad (1.3)$$

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad u_{R1} = u_R, \quad d_{R1} = d_R, \quad (1.4)$$

$$L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R2} = \mu_R^-, \quad (1.5)$$

$$Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad u_{R2} = c_R, \quad d_{R2} = s_R, \quad (1.5)$$

$$L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad e_{R3} = \tau_R^-, \quad (1.6)$$

$$Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \quad u_{R3} = t_R, \quad d_{R3} = b_R. \quad (1.6)$$

En el ME se considera que los neutrinos no tienen masa y por lo tanto aparecen solo con sus componentes izquierdas.

La hipercarga de los fermiones, definida en términos de la tercera componente del isospín débil I_f ($I_f = 1/2$ para ν_i y u_i e $I_f = -1/2$ para e_i y d_i) y la carga eléctrica Q_f , en unidades de la carga del positrón $+e$, está dada por $Y_f = 2Q_f - 2I_f^3$, entonces se tiene

$$Y_{L_i} = -1, \quad (1.7)$$

$$Y_{e_{R_i}} = -2, \quad (1.8)$$

$$Y_{Q_i} = \frac{1}{3}, \quad (1.9)$$

$$Y_{u_{R_i}} = \frac{4}{3}, \quad (1.10)$$

$$Y_{d_{R_i}} = -\frac{2}{3}, \quad (1.11)$$

para $i = 1, 2, 3$. Por otra parte, los quarks son tripletes bajo el grupo de simetría $SU(3)_C$, mientras que los leptones son singletes de color. Esto nos lleva a la expresión

$$\sum_f Y_f = \sum_f Q_f = 0. \quad (1.12)$$

lo que garantiza la cancelación de anomalías quirales dentro de cada generación, con lo que se preserva la renormalización de la teoría electrodébil.

En la densidad lagrangiana del ME también se introducen los campos de norma correspondientes a bosones de espín 1, que son los mediadores de las interacciones. En el sector electrodébil, tenemos el campo B_μ , que corresponde al generador del grupo $U(1)_Y$ y los tres campos $W_\mu^{1,2,3}$ que corresponden a los generadores T^a (con $a = 1, 2, 3$) del grupo $SU(2)$, que en la representación fundamental son las matrices de Pauli $T^a = \frac{1}{2}\tau^a$ ($a = 1, 2, 3$):

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.2. CONSTRUCCIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR

con las relaciones de conmutación dadas por

$$[T^a, T^b] = i\epsilon^{abc}T_c \quad \text{y} \quad [Y, Y] = 0, \quad (1.14)$$

donde ϵ^{abc} es el tensor antisimétrico de Levi-Civita.

En el sector de la interacción fuerte hay un octete de campos de gluones G_μ^1, \dots, G_μ^8 los cuales corresponden a los ocho generadores del grupo $SU(3)_C$, las matrices de Gell-Mann, que anticonmutan y obedecen las relaciones

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T_c, \quad \text{con} \quad \text{Tr}[T^a T^b] = \frac{1}{2}\delta_{ab} \quad (1.15)$$

donde el tensor f^{abc} representa a las constantes de estructura del grupo $SU(3)_C$.

Los tensores de intensidad de campo están dadas por

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \\ W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned} \quad (1.16)$$

donde g_s , g_2 y g_1 son las constantes de acoplamiento de $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente.

Dada la naturaleza no-abeliana de los grupos $SU(2)$ y $SU(3)$, hay auto-interacciones de los campos de norma, $V_\mu \equiv W_\mu$ o G_μ :

- Acoplamiento triple de los bosones de norma: $ig_i \text{Tr}(\partial_\nu V_\mu - \partial_\mu V_\nu)[V_\mu, V_\nu]$,
- Acoplamiento cuártico de bosones de norma: $\frac{1}{2}g_i^2 \text{Tr}[V_\mu, V_\nu]^2$.

Los campos de materia ψ estan mínimamente acoplados a los campos de norma a través de la derivada covariante D_μ , que en el caso de los quarks se define por

$$D_\mu \psi_q = \left(\partial_\mu - ig_s T_a G_\mu^a - ig_2 T_a W_\mu^a - ig_1 \frac{Y_q}{2} B_\mu \right) \psi_q, \quad (1.17)$$

donde ψ_q es un triplete de $SU(3)$. Los leptones no interactúan fuertemente por lo que la derivada covariante está dada por

$$D_\mu \psi_\ell = \left(\partial_\mu - ig_2 T_a W_\mu^a - ig_1 \frac{Y_\ell}{2} B_\mu \right) \psi_\ell. \quad (1.18)$$

Esto conduce a los acoplamientos entre los fermiones y los campos de norma V_μ de la forma

$$-g_i \bar{\psi} V_\mu \gamma^\mu \psi. \quad (1.19)$$

El lagrangiano del ME, sin los términos de masa para los fermiones y los bosones de norma está dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ME} &= -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ &+ \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L_i + \bar{e}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu e_{R_i} + \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu u_{R_i} + \bar{d}_{R_i} i D_\mu \gamma^\mu d_{R_i}. \end{aligned} \quad (1.20)$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.2. CONSTRUCCIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR

Este lagrangiano es invariante bajo las transformaciones de norma locales del grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ para los fermiones y campos de norma. Por ejemplo, en el caso del sector electrodébil se tiene

$$\begin{aligned}
 L(x) &\rightarrow L'(x) = e^{i\alpha_a(x)T^a + i\beta(x)Y} L(x), \\
 R(x) &\rightarrow R'(x) = e^{i\beta(x)Y} R(x), \\
 \vec{W}_\mu(x) &\rightarrow \vec{W}_\mu(x) - \frac{1}{g_2} \partial_\mu \vec{\alpha}(x) - \vec{\alpha}(x) \times \vec{W}_\mu(x), \\
 B_\mu(x) &\rightarrow B_\mu(x) - \frac{1}{g_1} \partial_\mu \beta(x).
 \end{aligned} \tag{1.21}$$

Hasta aquí, los campos de norma y los campos fermiónicos se han mantenido sin masa. En el caso de las interacciones fuertes, los gluones son partículas sin masa, mientras que los términos de masa de la forma $-m_q \bar{\psi} \psi$ se pueden generar para los quarks de color (y para los leptones) en una forma invariante bajo el grupo $SU(3)$. En el caso del sector electrodébil, la situación es más problemática: si agregamos los términos de masa, $\frac{1}{2} M_V^2 W_\mu W^\mu$, para los bosones de norma (ya que experimentalmente se ha demostrado que son masivos, porque la interacción débil actúa a corta distancia), esto violaría la invariancia de norma local bajo el grupo $SU(2) \times U(1)$. Esto se puede visualizar tomando el ejemplo de electrodinámica cuántica donde el fotón no tiene masa debido a la simetría local $U(1)_Q$, ya que si agregamos un término de masa para éste, después de la transformación $A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{q} \partial_\mu \alpha$, tendríamos

$$\frac{1}{2} M_A^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2} M_A^2 \left(A_\mu - \frac{1}{q} \partial_\mu \alpha \right) \left(A^\mu - \frac{1}{q} \partial^\mu \alpha \right) \neq \frac{1}{2} M_A^2 A_\mu A^\mu \tag{1.22}$$

Además si incluimos explícitamente un término de masa $-m_f \bar{\psi}_f \psi_f$ para cada fermión f del ME en el lagrangiano, tendríamos, por ejemplo:

$$-m_e \bar{e} e = -m_e \bar{e} \left(\frac{1}{2} (1 - \gamma_5) + \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \right) e = -m_e (\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R), \tag{1.23}$$

el cual no es invariante bajo la transformación de simetría del isospín debido a que e_L es miembro de un doblete de $SU(2)_L$ mientras que e_R es miembro de un singlete.

En conclusión, la incorporación de los términos de masa para los bosones de norma y los fermiones, conduce a una ruptura manifiesta de la invariancia de norma local bajo el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Sin embargo, las evidencias experimentales señalan que, a excepción del fotón y los gluones, las demás partículas son masivas, incluso los neutrinos tendrían una masa distinta de cero aunque muy pequeña, entonces se debería abandonar la idea de la invarianza de norma. Afortunadamente, para generar la masa de los bosones de norma y los fermiones sin violar la invariancia de norma bajo el grupo $SU(2) \times U(1)$, Higgs-Brout-Englert-Gurankil-Hagen-Kibble propusieron un mecanismo de rompimiento espontáneo de la simetría, conocido como mecanismo de Higgs, el cual describiremos a continuación.

1.2.2. Rompimiento Espontáneo de la simetría y el mecanismo de Higgs

Consideremos un campo escalar real ϕ con una densidad lagrangiana,

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi) - V(\phi), \tag{1.24}$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR
1.2. CONSTRUCCIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR

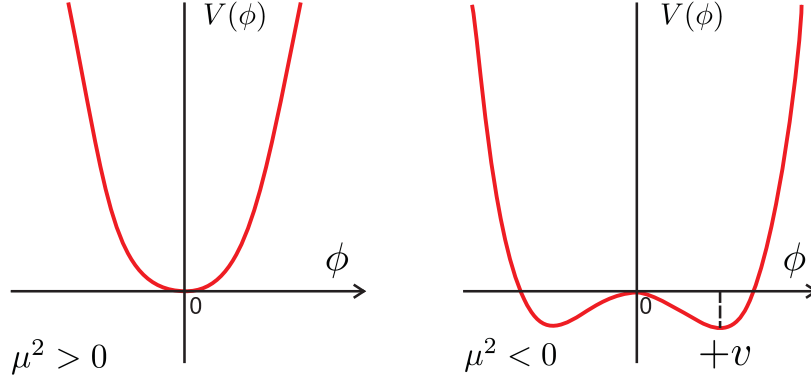


Figura 1.1: Potencial V del campo escalar ϕ en el caso de $\mu^2 > 0$ (izquierda) y $\mu^2 < 0$ (derecha).

donde el potencial está dado por

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

aquí se omiten potencias de ϕ de orden mayor que cuatro para tener una teoría perturbativa renormalizable, mientras que el coeficiente λ debe ser positivo para tener un potencial acotado por debajo. Este lagrangiano es invariante bajo la transformación de reflexión:

$$\phi \rightarrow -\phi, \quad (1.26)$$

debido a que no contiene términos cúbicos. Se pueden distinguir dos casos, dependiendo del signo del parámetro μ^2 . La forma que adopta el potencial para $\mu^2 > 0$ ($\mu^2 < 0$) se muestra en la parte izquierda (derecha) de la Figura 1.1.

- El caso con $\mu^2 > 0$ corresponde a la situación usual, donde el potencial $V(\phi)$ es también positivo (modo de Wigner), y tenemos para el valor de expectación del vacío o valor mínimo del potencial:

$$\langle \phi \rangle_0 \equiv \langle 0 | \phi | 0 \rangle = 0, \quad (\mu^2 > 0) \quad (1.27)$$

Expandiendo alrededor de $\langle \phi \rangle_0$ a segundo orden se tiene

$$\mathcal{L} \simeq \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi) - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2, \quad (1.28)$$

lo cual corresponde a la densidad lagrangiana de un campo escalar libre de masa μ . Entonces podemos interpretar las pequeñas oscilaciones del campo (cuantizadas) alrededor del origen como partículas, y en este caso el parámetro μ juega el papel de la masa de dichas partículas.

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR
1.2. CONSTRUCCIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR

- Si consideramos el caso de $\mu^2 < 0$, el potencial $V(\phi)$ tiene un mínimo cuando $\partial V/\partial\phi = \mu^2\phi + \lambda\phi^3$, es decir, cuando

$$\langle\phi\rangle_0 = \pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \equiv \pm v. \quad (1.29)$$

Entonces ahora existen dos estados del vacío, por lo cual existe degeneración.

La diferencia entre las dos situaciones anteriores es característica de una transición de fase. Los valores mínimos $\langle\phi\rangle_0 = \pm v$ son equivalentes y cada uno puede ser elegido como el estado fundamental (vacío) del sistema. Como el lagrangiano es invariante bajo la transformación (1.26), los resultados físicos deben ser independientes de la elección, sin embargo, una vez que el vacío se elige, este deja de ser invariante bajo dicha transformación. Este es un típico caso del rompimiento espontáneo de la simetría, o más descriptivamente, la simetría queda oculta: el lagrangiano es invariante bajo una operación de simetría, pero el vacío no. Este es un ejemplo extremadamente simple, pero contiene muchas de las cualidades que caracterizan al rompimiento espontáneo de la simetría:

1. Existe un valor de expectación en el estado de vacío de un campo.
2. La teoría clásica resultante tiene un vacío degenerado, con la elección entre los valores equivalentes completamente arbitraria.
3. La transición del vacío simétrico al vacío degenerado ocurre como una fase de transición, cuando algunos parámetros son variados.
4. El estado de vacío elegido no posee la misma simetría que el lagrangiano.
5. En la expansión alrededor del vacío elegido, la simetría original del lagrangiano ya no es evidente. Los valores degenerados del vacío están relacionados entre sí por las operaciones de simetría (1.26), lo cual nos dice que la simetría se mantiene, pero no se manifiesta sino que está oculta.

Sin embargo, hay dos aspectos importantes del rompimiento espontáneo de la simetría que no aparecen en este modelo. Estos ocurrirán solo cuando la simetría que se rompe espontáneamente es continua:

- Si la simetría rota espontáneamente es una simetría global continua, aparece en la teoría un campo escalar sin masa (bosón de Goldstone) por cada generador del grupo que se ha roto.
- Si la simetría rota espontáneamente es una simetría local continua, no se producen bosones de Goldstone pero los bosones de norma podrán adquirir su masa sin arruinar la invariancia de norma (mecanismo de Higgs).

1.2.3. Teorema de Goldstone

Ahora consideremos la densidad lagrangiana de un campo escalar complejo:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu\phi)^\dagger (\partial^\mu\phi) - \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2, \quad (1.30)$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR
1.2. CONSTRUCCIÓN DEL MODELO ESTÁNDAR

donde $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$ y $\lambda > 0$. Esta densidad lagrangiana es invariante bajo las transformaciones de fase global del grupo $U(1)$

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = e^{i\theta} \phi(x), \quad (1.31)$$

donde θ es independiente de x . Definimos

$$\rho = \phi^\dagger \phi, \quad (1.32)$$

con lo cual podemos identificar el potencial

$$V(\rho) = \mu^2 \rho + \lambda \rho^2. \quad (1.33)$$

Nuevamente se tienen dos casos: cuando $\mu^2 > 0$, el mínimo está en $\rho = \phi = 0$, y el estado fundamental clásico es simétrico, mientras que cuando $\mu^2 < 0$, el mínimo ocurre en el plano complejo de ϕ sobre un círculo de radio

$$|\phi| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (1.34)$$

Entonces en el caso $\mu^2 < 0$ se tiene un número infinito de estados fundamentales degenerados. Eligiémos como vacío el punto sobre el eje real de ϕ , $Re(\phi) = v/\sqrt{2}$, y después expandiremos alrededor para investigar el espectro de partículas. Podemos entonces escribir

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \xi(x) + i\chi(x)), \quad (1.35)$$

y al sustituir en la densidad lagrangiana (1.30) se obtiene

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \chi)^2 - \lambda v^2 \xi^2 - \lambda v \xi (\xi^2 + \chi^2) - \frac{1}{4} \lambda (\xi^2 + \chi^2)^2 + ctes. \quad (1.36)$$

Esta es una densidad lagrangiana para campos, ξ y χ . El campo χ no tiene masa, pero el campo ξ tiene una masa

$$m_\xi = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}. \quad (1.37)$$

El modo masivo ξ corresponde a las oscilaciones radiales en contra del potencial de restauración; podemos decir que el campo ξ ha adquirido su masa espontáneamente. El modo sin masa χ corresponde al movimiento angular alrededor del fondo del valle circular, para el cual no hay fuerza de restauración.

La aparición de los campos escalares sin masa es un fenómeno general en el rompimiento espontáneo de la simetría global, lo que da lugar al siguiente teorema:

Teorema de Goldstone: si una simetría global continua se rompe espontáneamente, por cada generador roto del grupo deberá aparecer en la teoría una partícula escalar sin masa. Las partículas sin masa son cuantos de campos escalares o pseudoescalares, que se denominan bosones de Goldstone.

En este ejemplo, el grupo $U(1)$ tiene un generador que se rompe espontáneamente. Una vez

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR

1.3. EL MECANISMO DE HIGGS EN UNA TEORÍA ABELIANA

que la simetría se oculta al elegir un vacío particular del número infinito de posibilidades equivalentes, la simetría bajo rotaciones de fase se oculta. Como consecuencia, aparece en la teoría un campo escalar sin masa asociado al generador que fue roto. Los bosones de Goldstone acarrean los número cuánticos del generador roto.

En general, el rompimiento de una simetría global puede involucrar más de un generador roto y surgirá un bosón de Goldstone asociado a cada generador roto. Consideremos una densidad lagrangiana con n campos escalares reales ϕ_i

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_i) (\partial^\mu \phi_i) - \frac{1}{2} \mu^2 \phi_i \phi_i - \frac{1}{4} \lambda (\phi_i \phi_i)^2. \quad (1.38)$$

Esta densidad lagrangiana es invariante bajo las transformaciones ortogonales del grupo $O(n)$ en n dimensiones, el cual tiene $\frac{1}{2}n(n-1)$ generadores. Cuando $\mu^2 < 0$ se tiene un mínimo sobre un círculo de radio $\phi_i \phi_i = -\mu^2/\lambda \equiv v$ y la simetría se rompe espontáneamente. El estado de vacío se puede elegir como

$$\langle \phi \rangle_0 \equiv \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \vdots \\ \phi_n \end{pmatrix}_{vac} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ -\mu^2/\lambda \end{pmatrix}. \quad (1.39)$$

En este caso todos los estados del vacío se relacionan por las rotaciones $O(n)$. Las simetrías no rotas residuales $O(n-1)$ tienen $\frac{1}{2}(n-1)(n-2)$ generadores y además hay $n-1$ bosones de Goldstone sin masa. Por ejemplo, en el caso de rompimiento espontáneo del grupo $O(4)$ habría 3 bosones de Goldstone.

El mismo ejercicio puede hacerse para un doblete complejo de campos escalares

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 - i\phi_2 \\ \phi_3 - i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (1.40)$$

con el producto invariante dado por $\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = \frac{1}{2} \phi_i \phi_i$.

1.3. El mecanismo de Higgs en una teoría abeliana

Cuando la simetría que se rompe espontáneamente es una simetría local o de norma, los bosones de Goldstone son absorbidos por los bosones de norma para adquirir términos de masa. A este mecanismo se le conoce como el mecanismo de Higgs [4]. Consideremos como ejemplo una teoría invariante de norma basada en el grupo $U(1)$, que se conoce como el modelo de Higgs abeliano. Introduciremos un campo escalar complejo acoplado a sí mismo y a un campo de norma A_μ :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.41)$$

donde el potencial está dado como

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.42)$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR
1.3. EL MECANISMO DE HIGGS EN UNA TEORÍA ABELIANA

con λ positivo y

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2), \quad (1.43)$$

$$D^\mu = \partial^\mu + iqA^\mu, \quad (1.44)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.45)$$

Este lagrangiano es invariante ante las rotaciones globales del grupo $U(1)$ y ante las transformaciones de norma locales

$$\phi(x) \rightarrow e^{iq\alpha(x)}\phi(x), \quad (1.46)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \partial_\mu\alpha(x). \quad (1.47)$$

Nuevamente podemos distinguir dos casos: cuando $\mu^2 > 0$ el potencial tiene un mínimo en $\phi = \phi^\dagger = 0$, que es único. La simetría del lagrangiano también es la simetría del estado fundamental (el vacío), y el espectro contiene un fotón sin masa, A_μ , y un par de campos escalares, ϕ y ϕ^\dagger con masa μ ; por otra parte, cuando $\mu^2 < 0$ se produce el rompimiento espontáneo de la simetría local. Igual que en el ejemplo anterior, debemos obtener el mínimo absoluto (vacío degenerado). El potencial se puede escribir como

$$V(\phi^\dagger\phi) = \frac{\mu^2}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2) + \lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2, \quad (1.48)$$

Derivando con respecto a ϕ_1 e igualando a cero, se tiene

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_1} = \mu^2\phi_1 + 2\lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2)\phi_1 = 0, \quad (1.49)$$

y procediendo de manera análoga para ϕ_2 , se deduce que existe un mínimo en

$$|\phi|^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2}. \quad (1.50)$$

Elegiremos el vacío como

$$\langle \phi \rangle_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (1.51)$$

con v real y positivo. Si ahora empleamos la parametrización

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \eta(x)]e^{i\xi(x)/v}, \quad (1.52)$$

y sustituimos en la Ec. (1.41), se tiene

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \simeq & \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) + \mu^2\eta^2 + \frac{1}{2}(\partial^\mu\xi)(\partial_\mu\xi) \\ & + qvA_\mu(\partial^\mu\xi) + \frac{1}{2}q^2v^2A_\mu A^\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \dots \end{aligned} \quad (1.53)$$

En este lagrangiano se pueden identificar tres campos: η , ξ y A^μ . Por inspección vemos que el campo η tiene masa

$$m_\eta = \sqrt{-2\mu^2}, \quad (1.54)$$

CAPÍTULO 1. MODELO ESTÁNDAR
1.3. EL MECANISMO DE HIGGS EN UNA TEORÍA ABELIANA

mientras que el campo A_μ ha adquirido masa

$$m_A = qv, \quad (1.55)$$

y el campo ξ permanece sin masa. Ahora contemos los grados de libertad: originalmente teníamos 2 grados correspondientes al campo escalar complejo y dos grados correspondientes al bosón de norma sin masa. Después de que se ha roto espontáneamente la simetría tenemos un grado asociado al campo η , un grado asociado al campo ξ y tres grados asociados al campo vectorial masivo A_μ , lo que en total nos da cinco grados de libertad. Aparentemente se ha ganado un grado de libertad después del rompimiento espontáneo de la simetría, pero en realidad esto no ocurre, como se puede hacer obvio si se hace un cambio apropiado de norma. Apliquemos la transformación local

$$\phi(x) \rightarrow e^{-i\xi(x)/v}\phi(x) = \frac{v + \eta(x)}{\sqrt{2}}, \quad (1.56)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{qv}\partial_\mu\xi(x) \equiv A'_\mu(x), \quad (1.57)$$

con lo cual el lagrangiano toma la forma

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) + \mu^2\eta^2 + \frac{1}{2}q^2v^2A'_\mu A'^\mu - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu}. \quad (1.58)$$

Ahora el espectro de partículas se conforma de una partícula escalar η con masa $\sqrt{-2\mu^2}$ y un campo vectorial masivo A'_μ con masa qv . El campo escalar ξ ha desaparecido y el número de grados de libertad se reduce a 4: uno para η y tres para A_μ . En este caso no aparece físicamente el bosón de Goldstone ξ , si no que aparece como un nuevo grado de libertad de polarización longitudinal del campo de norma, dándole su masa. El campo escalar masivo η es llamado bosón de Higgs. La elección de la norma para los cuales solo las partículas físicas se mantienen en el lagrangiano se llama la norma unitaria. Es común decir que el campo de norma absorbió a un bosón de Goldstone y adquirió masa, o que el campo de Goldstone se convirtió en el tercer estado de polarización del bosón vectorial masivo [3, 5].

El análisis puede ser adaptado a otras teorías de norma abelianas o no abelianas. Para que los campos de norma adquieran masa se deberá romper la simetría del vacío espontáneamente. Por cada generador del grupo de norma roto, aparece un bosón de Goldstone que es absorbido por un bosón de norma para ganar su estado de polarización longitudinal y adquirir masa. Los campos escalares remanentes se convierten en campos escalares físicos que se conocen como bosones de Higgs. El ME es una teoría de norma no abeliana con simetría de norma bajo el grupo $SU(2) \times U(1)$. En el capítulo 2 de esta tesis se dará una descripción más detallada del mecanismo de Higgs en el ME.

Capítulo 2

Fenomenología del bosón de Higgs

2.1. El bosón de Higgs en el ME

La observación del ATLAS y CMS de un nuevo bosón con una masa de aproximadamente 125 GeV decayendo a los bosones $\gamma\gamma$, WW y ZZ son la piedra angular para validar el mecanismo de ruptura de la simetría electrodébil que permite generar las masas de las partículas elementales conocidas. Este mecanismo se conoce como mecanismo de Higgs, el cual proporciona un marco teórico para mantener intacta la estructura de las interacciones de norma a altas energías y a su vez generar las masas de las partículas elementales. En el ME, el cual describe las interacciones electrodébiles mediante una teoría de campo invariante de norma bajo el grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, el mecanismo de Higgs requiere un doblete complejo de campos escalares auto-interactuantes, con una interacción renormalizable dispuesta de tal manera que la componente neutra del doblete escalar adquiere un valor de expectación del vacío (VEV) $v \approx 246$ GeV, que establece la escala del rompimiento de la simetría electrodébil (RES). De los cuatro grados de libertad del doblete escalar complejo, tres son absorbidos para dar masa a los bosones de norma W y Z , mientras que la componente restante se convierte en el bosón de Higgs, una nueva partícula escalar fundamental. Las masas de todos los fermiones son también consecuencia del RES debido a que el doblete de Higgs es postulado para acoplarse a los fermiones a través de las interacciones de Yukawa. Sin embargo, la verdadera estructura detrás del recién descubierto bosón, incluyendo la dinámica exacta que desencadena el VEV del doblete de Higgs, y el problema de la jerarquía aún no se resuelven. Aun si el bosón de Higgs recién descubierto tiene acoplamientos a todos los grados de libertad del ME, es posible que sea parte de una estructura de simetría extendida o que surja de una resonancia del sector fuerte. Es necesario entonces que se establezca si el bosón de Higgs es único o si hay otros bosones de Higgs.

Sin el bosón de Higgs se tendrían serios problemas en la estructura del ME. En particular, la unitariedad perturbativa se perdería a altas energías, como queda evidente en la amplitud de la dispersión $W^-W^+ \rightarrow W^-W^+$, la cual crecería conforme el centro de masa incrementara su energía. Por otra parte, las correcciones radiativas a las auto-energías del bosón de norma correspondientes a sus componentes longitudinales contendrían divergencias logarítmicas muy peligrosas. Con el descubrimiento del bosón de Higgs, se ha establecido experimentalmente que el ME esta basado en una teoría de norma que podría

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.1. EL BOSÓN DE HIGGS EN EL ME

a priori ser consistentemente extrapolada hasta la escala de Planck. Los acoplamientos del bosón de Higgs a los bosones de norma W y Z y a los fermiones deben ser similares a los predichos por el ME para mantener la consistencia de la teoría a altas energías, por lo tanto, formalmente no hay necesidad para nueva física a la escala electrodébil. Sin embargo, el bosón de Higgs del ME es una partícula escalar, por lo tanto, sin una simetría para proteger su masa, a nivel cuántico hay sensibilidad a la física en el regimen ultravioleta

$$M_H^2(Q) = M_H^2(\mu) + \delta M_H^2, \quad (2.1)$$

con

$$\delta M_H^2 = \sum_{F,B} \frac{3m_{F,B}^2}{8\pi^2} \lambda_{F,B}^2 (-1)^{2S} \ln \left(\frac{\mu^2}{Q^2} \right). \quad (2.2)$$

donde las correcciones al cuadrado de la masa se suman sobre los grados de libertad fermiónicos (F) y bosónicos (B) con un signo que depende de su espín (S). Dado el valor de la masa del bosón de Higgs (o equivalentemente el parámetro de masa del bosón de Higgs en el potencial escalar) a una escala μ como dato de entrada, la masa del bosón de Higgs a otra escala Q , por ejemplo, a la escala electrodébil, recibe contribuciones que dependen cuadráticamente de todas las masas $m_{F,B}$ de las partículas que interactúan con el bosón de Higgs con acoplamientos $\lambda_{F,B}$. Por lo tanto, en general, no puede existir un bosón de Higgs ligero en presencia de estados pesados a la escala de la gran-unificación, super cuerdas o la escala de Planck. Esto es conocido como el problema de la jerarquía o naturalidad [6–8].

Hay varios enfoques para resolver el problema de la naturalidad, los cuales pueden tener importantes efectos en la fenomenología del bosón de Higgs asociado con el RES. Uno de estos enfoques está basado en una nueva simetría fermion-bosón en la naturaleza, la cual se llama supersimetría (SUSY). En este enfoque, débilmente acoplado, el bosón de Higgs permanece elemental y las correcciones a su masa se cortan a la escala en la cual SUSY se rompe por lo cual permanece insensible a la física a escalas superiores. Estas teorías predicen al menos tres partículas de Higgs neutras y una cargada. Uno de los bosones neutros de Higgs, más frecuentemente el bosón de Higgs más ligero par ante CP, tiene las propiedades que se asemejan al bosón de Higgs del ME. A este bosón de Higgs se le denomina bosón de Higgs tipo ME, lo que significa que su VEV es predominantemente responsable del RES, y por lo tanto tiene acoplamientos tipo ME a los bosones de norma W y Z .

Un enfoque alternativo que se ha considerado recientemente en la literatura como una solución al problema de la jerarquía, considera la posibilidad de que el bosón de Higgs descubierto en el LHC sea un pseudo-bosón de Goldstone que quedó como remanente del rompimiento espontáneo de una simetría global de la teoría. Esta simetría global, asociada a una nueva interacción fuerte, se rompe ligeramente para permitir que un bosón de Goldstone adquiera masa. Este tipo de modelos se conocen como modelos con un bosón de Higgs ligero. Dada la buena concordancia de las mediciones experimentales con las predicciones del ME, este tipo de modelos requieren un marco teórico muy complejo.

El problema de la naturalidad ha sido el argumento principal para la aparición de nueva física a escalas de TeV. Pero la ausencia de cualquier señal directa de nueva dinámica y la aparente concordancia de los acoplamientos del Higgs con las predicciones del ME, junto

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS
2.2. EL MECANISMO DE HIGGS EN EL ME

con los límites experimentales derivadas de los datos electrodébiles de alta precisión y la física del sabor dejan abierta la posibilidad de que el bosón de Higgs puede ser elemental, débilmente acoplado y el único bosón de Higgs con masa menor que la escala de Planck. Tal escenario, obligaría a los físicos a repensar los conceptos básicos de la física de altas energías [6].

2.2. El mecanismo de Higgs en el ME

En el caso del ME necesitamos generar masa para los tres bosones de norma W^\pm y Z , pero el fotón debe permanecer sin masa y por lo tanto la invarianza de norma electromagnética debe ser una simetría exacta. Entonces necesitamos al menos 3 grados de libertad para los campos escalares. La elección más simple es un doblete complejo del grupo $SU(2)$ de campos escalares Φ [3,5]

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

con hipercarga débil $Y_\phi = +1$. Usando el lagrangiano del ME discutido previamente, ignorando la parte de la interacción fuerte, tenemos

$$\mathcal{L}_{ME} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \bar{L}iD_\mu\gamma^\mu L + \bar{e}_R iD_\mu\gamma^\mu e_R + \dots, \quad (2.4)$$

pero a este lagrangiano necesitamos agregarle el término cinético del campo escalar

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu\Phi)^\dagger (D_\mu\Phi) - \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2. \quad (2.5)$$

Cuando $\mu^2 < 0$, se romperá espontáneamente la simetría. Seleccionemos a la componente neutra del doblete del campo Φ como el valor de expectación del vacío

$$\langle\phi\rangle_0 \equiv \langle 0|\phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

con

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}. \quad (2.7)$$

Los generadores de $SU(2)$ son $T_i \equiv \tau_i/2$, con

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

mientras que $U(1)$ tiene un solo generador

$$y = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

A partir de estos cuatro generadores es conveniente formar un nuevo conjunto de generadores (τ_1, τ_2, K, Q) con

$$K \equiv \frac{\tau_3 - y}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad Q \equiv \frac{\tau_3 + y}{2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS
2.2. EL MECANISMO DE HIGGS EN EL ME

donde Q es la carga. Por cada generador que no aniquila el vacío esperamos que aparezca un bosón de Goldstone como un estado de polarización longitudinal de un bosón de norma. Operando con los generadores sobre el vacío se tiene

$$\tau_1 \langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.11)$$

$$\tau_2 \langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -iv/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.12)$$

$$K \langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0 \quad (2.13)$$

$$Q \langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = 0. \quad (2.14)$$

Entonces, tres de los generadores no aniquilan el vacío, y por lo tanto tres de los bosones de norma deben adquirir masa. El resultado (2.14) implica que el vacío es invariante ante la simetría local de $U(1)_{QED}$, es decir, la simetría se rompe espontáneamente de $SU(2) \times U(1)_y$ a $U(1)_{QED}$, pero la carga eléctrica se conserva.

Para investigar el espectro de partículas de la teoría se examinarán las fluctuaciones alrededor del vacío. Para esto es conveniente parametrizar a Φ como

$$\Phi = \exp^{i\frac{\xi \cdot \tau}{2v}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \equiv U^{-1}(\xi) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

y haciendo una transformación de norma, lo que se conoce como norma unitaria, se tiene

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi' = U(\xi)\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Ahora expandiremos explícitamente el término $|D_\mu \Phi|^2$ del lagrangiano \mathcal{L}_S :

$$\begin{aligned} |D_\mu \Phi|^2 &= \left| \left(\partial_\mu - ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{1}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{i}{2} (g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu) & -\frac{ig_2}{2} (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -\frac{ig_2}{2} (W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu + \frac{i}{2} (g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{8} g_2^2 (v + H)^2 |W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8} (v + H)^2 |g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu|^2 \end{aligned} \quad (2.17)$$

Ahora definamos los campos físicos W_μ^\pm , Z_μ y A_μ como

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \quad A_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \quad (2.18)$$

y tomemos los términos que son bilineales en los campos W^\pm , Z y A , es decir,

$$\frac{1}{2} v g_2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{4} v \sqrt{g_2^2 + g_1^2} Z_\mu Z^\mu, \quad (2.19)$$

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS
2.3. MECANISMOS DE PRODUCCIÓN EN LOS COLISIONADORES DE HADRONES

con lo cual observamos que los bosones W y Z han adquirido masa:

$$M_W = \frac{1}{2}vg_2 \quad y \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_2^2 + g_1^2}, \quad (2.20)$$

mientras que el fotón se mantiene sin masa, como era de esperarse dadas las evidencias experimentales. Entonces, se ha roto espontáneamente la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{QED}$. Tres bosones de Goldstone han sido absorbidos por W^\pm y Z para formar sus componentes longitudinales y así obtener sus masas. Como $U(1)_{QED}$ se mantiene sin romperse, el fotón permanece sin masa.

Hasta aquí solo se ha hablado de la generación de masa para los bosones de norma, pero se puede generar masa para los fermiones usando el mismo campo Φ , con hipercarga $Y = 1$, y el isodoublete $\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*$, el cual tiene hipercarga $Y = -1$. Ahora introducimos el lagrangiano de Yukawa para cualquier generación de fermiones de la siguiente forma

$$\mathcal{L}_F = -\lambda_e \bar{L}\Phi e_R - \lambda_d \bar{Q}\Phi d_R - \lambda_u \bar{Q}\tilde{\Phi} u_R + h.c. \quad (2.21)$$

Si tomamos por ejemplo el caso del electrón, obtenemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_e (\bar{\nu}_e, \bar{e}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} e_R + \dots \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_e (v + H) \bar{e}_L e_R + \dots, \end{aligned} \quad (2.22)$$

donde el término constante enfrente de $\bar{e}_L e_R$ (y $h.c.$) se identifica con la masa del electrón:

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}. \quad (2.23)$$

y de manera similar para los demás leptones cargados y los quarks. En conclusión, con el mismo doublete Φ de campos escalares podemos generar las masas de los bosones vectoriales débiles W^\pm y Z , así como la masa de los fermiones, preservando al mismo tiempo la simetría de norma $SU(2) \times U(1)$, la cual es rota espontáneamente, o dicho de otra forma queda oculta. La simetría electromagnética $U(1)_{QED}$, así como la simetría de color $SU(3)$ permanecen sin romperse. El ME se refiere, de hecho, a una teoría cuántica de campos con invariancia de norma ante $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ cuando se combina con el rompimiento espontáneo de la simetría mediante el mecanismo de Higgs. De este proceso surge una bosón escalar neutro masivo, que se conoce como bosón de Higgs. La búsqueda de esta partícula requirió grandes esfuerzos y muchos recursos. Finalmente, en el año 2012 se encontraron en el LHC del CERN las primeras evidencias que apuntaban al descubrimiento de esta partícula, con lo cual se confirmaría que el mecanismo de Higgs es el marco adecuado para dotar de masa a las partículas en el contexto del ME. En seguida presentaremos una descripción de la fenomenología de esta partícula, en particular de sus modos de producción y sus modos de decaimiento.

2.3. Mecanismos de producción en los colisionadores de hadrones

En el ME, los principales mecanismos de producción de un bosón de Higgs en un colisionador de hadrones, como el LHC, se originan a partir de los acoplamientos dominantes

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS
2.3. MECANISMOS DE PRODUCCIÓN EN LOS COLISIONADORES DE HADRONES

del bosón de Higgs a las partículas pesadas, esto es, a los bosones vectoriales masivos W y Z , al quark top y en menor medida al quark bottom. Los cuatro principales procesos de producción de un sólo bosón de Higgs en un colisionador hadrónico son, en orden de importancia:

- Fusión de gluones: $gg \rightarrow H$.
- Fusión de bosones de norma $V = W, Z$: $qq \rightarrow V^*V^* \rightarrow qq + H$.
- Producción asociada con un bosón de norma $V = W, Z$: $q\bar{q} \rightarrow V + H$.
- Producción asociada con un par de quarks pesados $Q = b, t$: $gg, q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q} + H$.

En la Figura 2.1 se muestran los diagramas de Feynman a menor orden correspondientes a estos procesos de producción. Las secciones eficaces para la producción del bosón de Higgs del ME como función de \sqrt{s} , la energía de centro de masa, en el LHC, se resumen en la Tabla 2.1 [9], en donde se usa un valor de 125 GeV para la masa del bosón de Higgs, mientras que para los valores de la energía del centro de masa se usa $\sqrt{s} = 7, 8$ y 14 TeV. Algunas observaciones importantes respecto a estos modos de producción son las siguientes:

- En los colisionadores de hadrones, el mecanismo de producción del bosón de Higgs con la sección eficaz más grande es el proceso de fusión de gluones, $gg \rightarrow H + X$, que se origina a nivel de un lazo mediante un diagrama de triángulo en el que circula un quark top virtual. Las contribuciones de los quarks más ligeros están suprimidas ya que son proporcionales a m_q^2 .
- El modo de producción de un bosón de Higgs del ME que ocupa el segundo lugar en cuanto a la magnitud de la sección eficaz es la fusión de bosones vectoriales. La producción del bosón de Higgs por medio de este proceso, $qq \rightarrow qqH$, procede de la dispersión de dos quarks (anti-quarks), mediada por el intercambio de los bosones W y Z , con el bosón de Higgs radiado por el propagador del bosón débil. Los quarks dispersados dan lugar a dos jets que emergen tanto delante como detrás del detector. Después de la aplicación de cortes cinemáticos, este canal da lugar a un entorno limpio no sólo para la búsqueda del Higgs sino para determinar los acoplamientos del bosón de Higgs.
- El modo de producción de un bosón de Higgs acompañado de un bosón de norma débil es el tercer mecanismo de producción más relevante en el LHC. La sección eficaz de los procesos de producción asociados, $pp \rightarrow VH + X$, con $V = W^\pm, Z$, recibe contribuciones al orden más bajo, dadas por las correcciones de cromodinámica cuántica a la sección eficaz de Drell-Yan y a las correcciones electrodébiles. Como tanto el bosón de Higgs como los bosones de norma débiles son partículas inestables, sus modos de decaimiento también se deben tener en cuenta para observar la señal de los procesos de producción. Proporcionar información cinemática completa sobre los productos de decaimiento puede ayudar a suprimir el ruido asociado a la señal. El modo de producción de un bosón de Higgs asociado con un bosón de norma débil, junto con la producción de un bosón de Higgs asociado a un par de quarks top, ofrecen un entorno relativamente limpio para el estudio de la desintegración del bosón de Higgs a un par de quarks bottom.

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS
2.3. MECANISMOS DE PRODUCCIÓN EN LOS COLISIONADORES DE HADRONES

\sqrt{s} (TeV)	$gg \rightarrow H$	$V^*V^* \rightarrow qqH$	$q\bar{q} \rightarrow WH$	$q\bar{q} \rightarrow ZH$	$gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H$	Total
7	15.1	1.22	0.58	0.33	0.09	17.4
8	19.3	1.58	0.70	0.41	0.13	22.1
14	49.8	4.18	1.50	0.88	0.61	57.0

Tabla 2.1: Sección eficaz, en unidades de pb, para la producción del bosón de Higgs del ME con masa $M_H = 125$ en el LHC, en función de la energía de centro de masa, \sqrt{s} .

- El modo de producción de un bosón de Higgs acompañado por un par de quarks top, $pp \rightarrow Ht\bar{t}$, puede darnos información importante acerca del acoplamiento de Yukawa $t\bar{t}H$ y también puede darnos acceso a la medición del decaimiento del bosón de Higgs a un par de quarks bottom.

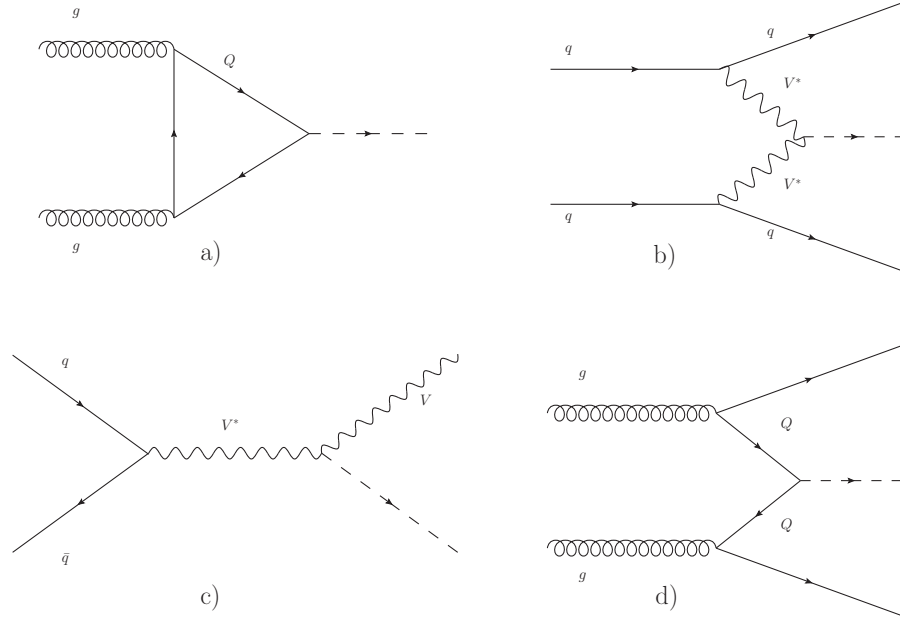


Figura 2.1: Diagramas de Feynman para la producción de un bosón de Higgs mediante (a) fusión de gluones, (b) fusión de bosones de norma débiles, (c) Higgs-strahlung (o asociado a la producción con un bosón de norma) y (d) asociado a la producción con un quark pesado $Q = b, t$.

En el LHC también se pueden producir copiosamente un par de bosones de Higgs mediante el proceso $pp \rightarrow HH + X$, donde los sub-procesos relevantes son $gg \rightarrow HH$, el cual ocurre a través de loops de quarks top y bottom, la producción doble asociada con los bosones de norma masivos, $q\bar{q} \rightarrow HHV$, y la fusión de bosones $V q\bar{q} \rightarrow V^*V^* \rightarrow HHq\bar{q}$. Sin embargo, debido a la supresión de los acoplamientos electrodébiles, estos mecanismos tienen una sección eficaz pequeña en comparación con los procesos de la Tabla 2.1. También están suprimidos los procesos en los que el Higgs se produce en asociación con uno, dos o tres jets en la fusión gluón-gluón, los asociados a pares de bosones de norma, la producción

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.4. PRODUCCIÓN DEL BOSÓN DE HIGGS EN COLISIONADORES LEPTÓNICOS

con bosones vectoriales y dos jets. Finalmente, los bosones de Higgs también pueden ser producidos en procesos de difracción. Para estos procesos, el mecanismo es mediado por el intercambio de singletes de color que conducen a la difracción de los hadrones entrantes y se produce el bosón de Higgs. Una mezcla de efectos perturbativos y no perturbativos de cromodinámica cuántica son necesarios para evaluar las secciones eficaces, dando lugar a mucha incertidumbre en las predicciones [5, 6].

2.4. Producción del bosón de Higgs en colisionadores leptónicos

La colisión e^+e^- solo es mediada por las fuerzas electromagnética y débil por lo que la señal final tiene poco ruido y por lo tanto ofrece un entorno experimental favorable que permite buscar fácilmente nuevos fenómenos y llevar a cabo estudios de muy alta precisión. Los procesos físicos en las colisiones e^+e^- son en general mediados por el fotón y el bosón Z , en el canal s , con secciones eficaces inversamente proporcionales al cuadrado de la energía del centro de masa, $\sigma \propto 1/s$ o $\sigma \propto 1/(s - M_Z^2)$, o mediante el intercambio de bosones de norma o de un electrón o un neutrino, en el canal t , con las secciones eficaces que pueden crecer como $\log(s)$. En los procesos en el canal t , únicamente las partículas que pueden acoplarse directamente a los electrones dan contribuciones en el orden más bajo de teorías de perturbaciones. El intercambio en el canal s es el proceso más interesante debido a que permitiría la producción de partículas conocidas o nuevas cuando la energía del centro de masa sea lo suficientemente alta. A continuación mencionaremos los más importantes procesos de producción de un bosón de Higgs en un colisionador e^-e^+ .

2.4.1. Procesos de producción del bosón de Higgs en los colisionadores de leptones

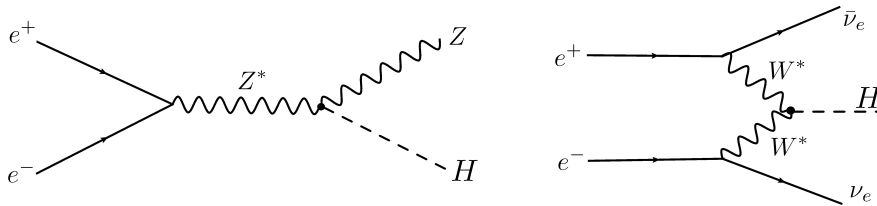


Figura 2.2: Mecanismos dominantes de producción de un bosón de Higgs a muy altas energías en un colisionador e^+e^- .

En las colisiones e^+e^- con energías de centro de masa más allá de la alcanzada en el LEP2 (210 GeV), los principales mecanismos de producción para un bosón de Higgs son los procesos de radiación de un bosón de Higgs de un bosón Z conocido como Higgs-strahlung, $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$, y el mecanismo de fusión de un par de bosones de norma cargados WW , $e^+e^- \rightarrow W^*W^* \rightarrow \bar{\nu}\nu H$, cuyos diagramas de Feynman están representados en la Figura 2.2 [6]. Hay otros mecanismos mediante los cuales los bosones de Higgs pueden ser producidos en las colisiones e^+e^- : los procesos de fusión ZZ , la radiación de un bosón

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.4. PRODUCCIÓN DEL BOSÓN DE HIGGS EN COLISIONADORES LEPTÓNICOS

de Higgs de un quark top y la producción de dos bosones de Higgs, ya sea mediante Higgs-strahlung o mediante la fusión de WW/ZZ :

- Fusión de bosones de norma neutros ZZ : $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(Z^*Z^*) \rightarrow e^+e^-H$.
- Radiación de fermiones pesados: $e^+e^- \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow f\bar{f}H$.
- Producción asociada de dos bosones de Higgs: $e^+e^- \rightarrow ZHH, \mathcal{L}HH$.

Estos mecanismos de producción del bosón de Higgs, que han sido ordenados de mayor a menor importancia, tienen secciones eficaces mucho más pequeñas que los procesos de Higgs-strahlung y de fusión WW . Sin embargo, debido a la alta luminosidad con la que están planeados los futuros colisionadores lineales e^-e^+ , este tipo de mecanismos podrían ser de utilidad. En particular, estos procesos son extremadamente interesantes porque permitirían determinar algunas de las propiedades fundamentales del bosón de Higgs, tales como sus auto-acoplamiento HHH y el acoplamiento de Yukawa a los quarks top $t\bar{t}H$.

Existen otros procesos que se generan a más alto orden en teoría de perturbaciones mediante los cuales se pueden producir bosones de Higgs en las colisiones e^+e^- , aunque las secciones eficaces correspondientes son más pequeñas. Por ejemplo la producción de un bosón de Higgs acompañado con un fotón, $e^+e^- \rightarrow H + \gamma$, la producción de un par de bosones de Higgs, $e^+e^- \rightarrow HH$, la producción de un bosón de Higgs acompañada de un par de bosones de norma, $e^+e^- \rightarrow VV + H$, y la producción de dos bosones de norma y dos fermiones, $e^+e^- \rightarrow VH + f\bar{f}$. Excepto por los dos últimos procesos, las secciones eficaces correspondientes son en general de un orden de magnitud inferior a los femtobarn, o sea, muy pequeñas para que los procesos sean detectados en el futuro, a no ser que el colisionador cuente con una muy alta luminosidad.

Los futuros colisionadores lineales e^+e^- también contarían con las opciones $\gamma\gamma$ y $e\gamma$. Mediante la opción $\gamma\gamma$ también se podría producir un bosón de Higgs en resonancia emergiendo de un lazo triangular de fermiones $\gamma\gamma \rightarrow H$, de manera similar a la fusión de gluones. Este mecanismo permitiría la medición del acoplamiento $H\gamma\gamma$. En la opción $e\gamma$, también se puede producir el bosón de Higgs mediante la reacción $e\gamma \rightarrow \nu_e W^- H$.

Finalmente, otro tipo de colisionadores que podrían ser construidos en el futuro son los colisionadores circulares de muones, $\mu^-\mu^+$. Mientras que los colisionadores circulares e^-e^+ tienen limitaciones ya que no se puede aumentar el diámetro de la circunferencia debido a que aumentaría de manera considerable la energía perdida por radiación, limitando la energía del centro de masa, en un colisionador de muones no existiría este problema puesto que la energía radiada es inversamente proporcional a la masa de la partícula que se usa para la colisión. La masa del muón es 200 veces más grande que la del electrón y por lo tanto sería una opción viable el construir un colisionador circular de muones. En el caso de las colisiones e^-e^+ , un colisionador de muy alta energía debe ser lineal para evitar la pérdida de energía por radiación. Otra ventaja de un colisionador de muones sobre un colisionador e^-e^+ es que el primero podría servir como una fábrica de bosones de Higgs en resonancia, $\mu^+\mu^- \rightarrow H$, ya que el acoplamiento de un bosón de Higgs a un par de fermiones es proporcional a la masa de estos. En el caso de un colisionador e^-e^+ , la sección eficaz de producción $e^-e^+ \rightarrow H$ es extremadamente pequeña.

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.5. MODOS DE DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS

2.5. Modos de decaimiento del bosón de Higgs

En el ME. una vez que la masa del Higgs se fija, el perfil de esta partícula se determina de manera única. Los acoplamientos del bosón de Higgs a los bosones de norma y los fermiones es directamente proporcional a las masa de dichas partículas y por lo tanto el bosón de Higgs tenderá a decaer al conjunto de partículas con la mayor masa cinemáticamente permitida. Dado que las masas de los bosones de norma y fermiones son conocidas (las masas de los electrones y de los quarks ligeron son muy pequeñas para ser relevantes) todas las anchuras parciales de los decaimientos a nivel de árbol del bosón de Higgs se pueden predecir [10].

Las anchuras de decaimiento a un par de bosones V con $V = W, Z$ son directamente proporcionales al cuadrado de los acoplamientos HVV , los cuales están dados en el ME por el lagrangiano de interacción [5]:

$$\mathcal{L}(HVV) = \left(\sqrt{2}G_\mu\right)^{1/2} M_V^2 HV^\mu V_\mu. \quad (2.24)$$

Las anchuras de decaimiento a fermiones son proporcionales al cuadrado de los acoplamientos $Hf\bar{f}$:

$$g_{Hf\bar{f}} \propto \frac{m_f}{v} = \left(\sqrt{2}G_\mu\right)^{1/2} m_f. \quad (2.25)$$

Los números cuánticos $J^{CP} = 0^{++}$ correspondientes al espín y la paridad del bosón de Higgs del ME lleva también a predicciones únicas para las distribuciones angulares y de energía de las anchuras parciales de decaimiento.

2.5.1. Decaimiento a leptones y quarks

Como los acoplamientos del bosón de Higgs H a los fermiones son proporcionales a la masa de los fermiones, la anchura de decaimiento a cualquier fermión f es proporcional a m_f^2 [5, 7]. La anchura parcial para el decaimiento del bosón de Higgs a cualquier par de fermiones, a nivel de árbol, es

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c g^2 m_f^2}{32\pi m_W^2} M_H \beta_f^3, \quad (2.26)$$

con $\beta = (1 - 4m_f^2/M_H^2)^{1/2}$ siendo la velocidad de los fermiones en el estado final y N_c el factor de color $N_c = 3(1)$ para quarks (leptones). En el caso de los quarks el decaimiento más relevante es el $H \rightarrow b\bar{b}$, mientras que el decaimiento a un par de quarks top estaría cinemáticamente prohibido. En el caso de los leptones, solo es importante el decaimiento al par $\tau^+\tau^-$ y, en mucho menor medida, el decaimiento a un par de muones. Se observa que las anchuras de decaimiento parciales exhiben una supresión fuerte cerca del umbral, $\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) \sim \beta_f^3 \rightarrow 0$, para $M_H \simeq 2m_f$. Esto es típico para el decaimiento de un bosón de Higgs escalar.

2.5.2. Decaimientos a bosones de norma

En cuanto al bosón de Higgs recién descubierto, con una masa de 125 GeV, no están permitidos cinemáticamente los decaimientos $H \rightarrow VV$, con los dos bosones de norma

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.5. MODOS DE DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS

$V = W, Z$ reales. Sin embargo, aún por debajo del umbral cinemático $M_H < 2M_V$, los modos de decaimiento del bosón de Higgs a un par de bosones de norma $H \rightarrow VV^*$, con V^* un bosón de norma virtual, son muy importantes. En el caso del bosón de Higgs del ME con masa de 125 GeV, la anchura del decaimiento $H \rightarrow WW^*$, con el bosón W virtual acoplándose a un leptón cargado y su neutrino, es del mismo orden de magnitud que el canal $H \rightarrow b\bar{b}$. Esto es debido al hecho que, a pesar de que el decaimiento $H \rightarrow WW^*$ es un decaimiento a tres cuerpos, en éste aparece una potencia adicional del cuadrado del acoplamiento $HWW \sim M_W$ que es de mayor intensidad que el acoplamiento $Hb\bar{b} \sim M_b$. Esto compensa el hecho de que existe una menor supresión en el decaimiento a dos cuerpos $H \rightarrow b\bar{b}$ debida al espacio fase.

La anchura parcial del decaimiento $H \rightarrow VV^* \rightarrow Vff^*$ está dada por [5]

$$\Gamma(H \rightarrow VV^*) = \frac{3G_\mu^2 M_V^4}{16\pi^3} M_H \delta'_V R_T(x), \quad (2.27)$$

donde se ha despreciado la masa de los fermiones, además $\delta'_W = 1$, $\delta'_Z = \frac{7}{12} - \frac{10}{9} \sin^2 \theta_W + \frac{40}{9} \sin^4 \theta_W$ y

$$\begin{aligned} R_T(x) &= \frac{3(1 - 8x + 20x^2)}{(4x - 1)^{1/2}} \arccos\left(\frac{3x - 1}{2x^{3/2}}\right) - \frac{1 - x}{2x}(2 - 13x + 47x^2) \\ &\quad - \frac{3}{2}(1 - 6x + 4x^2) \log x. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Este modo de decaimiento fue útil para detectar al bosón de Higgs en el LHC, usando los estados finales obtenidos cuando los bosones de norma decaen leptónicamente $Z \rightarrow \ell\ell$ y $W \rightarrow \nu\ell$.

2.5.3. Decaimientos a dos cuerpos inducido a nivel de un lazo

Como los gluones y fotones son partículas sin masa, no se acoplan al bosón de Higgs directamente. Sin embargo, los vértices Hgg y $H\gamma\gamma$, así como los acoplamientos $HZ\gamma$, pueden ser generados a nivel cuántico con lazos que acarrear partículas masivas (con carga de color y carga eléctrica) las cuales se acoplan al bosón de Higgs. Los acoplamientos $H\gamma\gamma$ y $HZ\gamma$ ocurren mediante lazos de fermiones cargados y del bosón W , mientras que el acoplamiento Hgg es inducido únicamente mediante lazos de quarks. (ver Figura 2.3). En el caso de los fermiones, solo el quark top y, en menor medida, el quark bottom contribuyen sustancialmente a estos decaimientos si la masa del bosón de Higgs es de 125 GeV.

Cuando la partícula en el lazo tiene una masa $M_{F,B}$ mucho más grande que la masa del bosón de Higgs, no hay desacoplo de los efectos de estas partículas ya que sus acoplamientos con el bosón de Higgs crecen con $M_{F,B}$, lo que compensa la supresión proveniente de la integral a nivel de un lazo. Por lo tanto estos decaimientos son muy interesantes debido que su anchura es sensible a escalas más allá de la masa del bosón de Higgs y pueden ser usadas para probar la existencia de nuevas partículas con carga eléctrica o de color, con masas generadas por el mecanismo de Higgs, las cuales podrían ser muy pesadas para ser producidas directamente en un colisionador. Debido a la supresión de las constantes de acoplamiento débil y fuerte que aparecen en la amplitud correspondiente, estos decaimientos son poco importantes solo cuando la masa del Higgs es menor de 130 GeV, cuando la anchura total de decaimiento es demasiado pequeña. Sin embargo, las anchuras parciales

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS
2.5. MODOS DE DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS

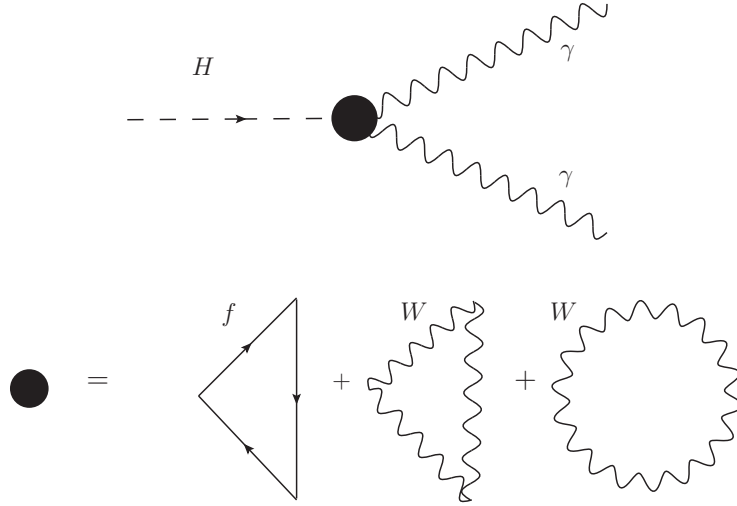


Figura 2.3: Diagramas de Feynman a nivel de un lazo para los decaimientos $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$ y $H \rightarrow gg$. En el caso del decaimiento a dos gluones solo contribuyen los lazos de quarks.

de decaimiento son importantes para el cálculo de la producción de un bosón de Higgs en colisionadores hadrónicos o fotónicos [5].

Decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$

El decaimiento del bosón de Higgs del ME a dos fotones es mediado por lazos de fermiones cargados y del bosón de norma W . La anchura parcial de decaimiento puede ser escrita como [11]

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_\mu \alpha^2 M_H^3}{128 \sqrt{2} \pi^3} \left| \sum_f N_c Q_f^2 A_{1/2}^H(\tau_f) + A_1^H(\tau_W) \right|^2, \quad (2.29)$$

con los factores para las partículas de spin $-\frac{1}{2}$ y 1 dados por

$$A_{1/2}^H(\tau) = 2 [\tau + (\tau - 1)f(\tau)] \tau^{-2}, \quad (2.30)$$

$$A_1^H(\tau) = -[2\tau^2 + 3\tau + 3(2\tau - 1)f(\tau)] \tau^{-2}, \quad (2.31)$$

mientras que la función $f(\tau)$ se define como

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2 \sqrt{\tau} & \tau \leq 1 \\ -\frac{1}{4} \left[\log \frac{1+\sqrt{1-\tau^{-1}}}{1-\sqrt{1-\tau^{-1}}} - i\pi \right]^2 & \tau > 1 \end{cases} \quad (2.32)$$

Los parámetros $\tau_i = M_H^2/4M_i^2$ con $i = f, W$ están definidos por las masas correspondientes de las partículas virtuales. La constante electromagnética en el acoplamiento debe ser tomada a la escala $q^2 = 0$ debido a que los fotones del estado final son reales. A manera de ilustración, en la Figura 2.4 se muestra la anchura parcial de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)$ como

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS
2.5. MODOS DE DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS

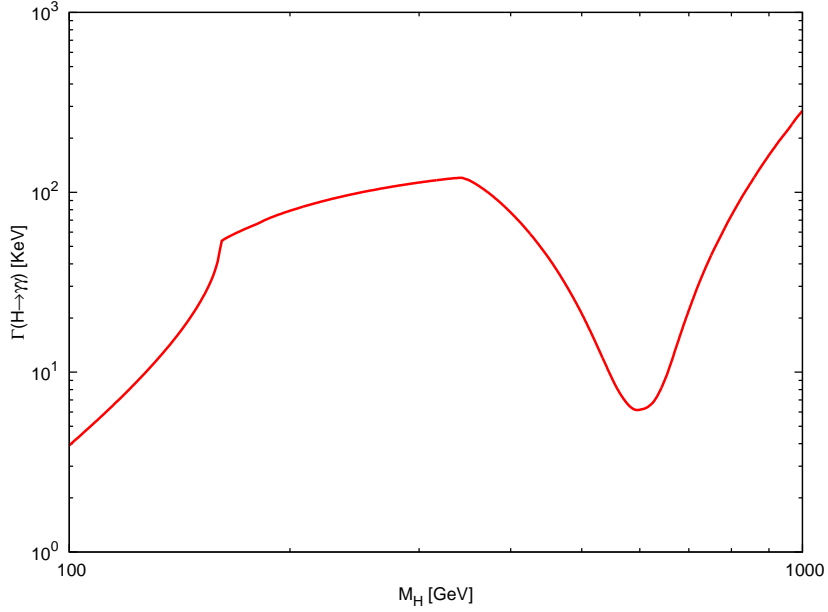


Figura 2.4: Anchura parcial del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ como función de M_H .

función de M_H . Observamos que esta anchura varía rápidamente desde unos pocos KeV para $M_H \sim 100$, hasta unos ~ 100 KeV para $M_H \sim 300$ GeV, debido a que es proporcional al cubo de M_H . Alrededor de $M_H = 125$ GeV se tiene $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) \simeq 10$ KeV. Como ya se mencionó anteriormente, las contribuciones más importantes a esta anchura provienen del quark top y del bosón de norma W . En el caso de un bosón de Higgs tipo ME con una masa cercana a 500 GeV existiría una cancelación entre ambas contribuciones y por ello se observa una concavidad en la curva de la Figura 2.4.

Decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$

De manera similar al caso $H \rightarrow \gamma\gamma$, el decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$ se genera por los lazos del quark top y del bosón de norma W . La anchura parcial de decaimiento está dada por [12, 13],

$$\Gamma(H \rightarrow Z\gamma) = \frac{G_\mu^2 M_W^2 \alpha M_H^3}{64\pi^4} \left(1 - \frac{M_Z^2}{M_H^2}\right)^3 \left| \sum_f N_f \frac{Q_f \hat{v}_f}{c_W} A_{1/2}^H(\tau_f, \lambda_f) + A_1^H(\tau_W, \lambda_W) \right|^2 \quad (2.33)$$

con $\tau_i = 4M_i^2/M_H^2$, $\lambda_i = 4M_i^2/M_Z^2$ y los factores dados por

$$A_{1/2}^H(\tau, \lambda) = [I_1(\tau, \lambda) - I_2(\tau, \lambda)], \quad (2.34)$$

$$A_1^H(\tau, \lambda) = c_w \left\{ 4 \left(3 - \frac{s_W^2}{c_W^2}\right) I_2(\tau, \lambda) + \left[\left(1 + \frac{2}{\tau}\right) \frac{s_W^2}{c_W^2} - \left(5 + \frac{2}{\tau}\right) \right] I_1(\tau, \lambda) \right\} \quad (2.35)$$

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS
2.5. MODOS DE DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS

con $\hat{v}_f = 2I_f^3 - 4Q_f s_W^2$. Las funciones I_1 e I_2 están dadas por

$$\begin{aligned} I_1(\tau, \lambda) &= \frac{\tau\lambda}{2(\tau - \lambda)} + \frac{\tau^2\lambda^2}{2(\tau - \lambda)^2} [f(\tau^{-1}) - f(\lambda^{-1})] + \frac{\tau^2\lambda}{(\tau - \lambda)^2} [g(\tau^{-1}) - g(\lambda^{-1})], \\ I_2(\tau, \lambda) &= -\frac{\tau\lambda}{2(\tau - \lambda)} [f(\tau^{-1}) - f(\lambda^{-1})], \end{aligned} \quad (2.36)$$

donde la función $f(\tau)$ está definida en la Ec. (2.32) y la función $g(\tau)$ puede ser expresada como

$$g(\tau) = \begin{cases} \sqrt{\tau^{-1} - 1} \arcsin \sqrt{\tau} & \tau \geq 1 \\ \frac{\sqrt{1 - \tau^{-1}}}{2} \left[\log \frac{1 + \sqrt{1 - \tau^{-1}}}{1 - \sqrt{1 - \tau^{-1}}} - i\pi \right] & \tau < 1 \end{cases} \quad (2.38)$$

Debido a la invariancia ante conjugación de carga, solo el acoplamiento vectorial del bosón Z contribuye al lazo de fermiones. El cálculo demuestra que la contribución del bosón W es la más dominante. Cuando M_H es menor que $2M_W$, este decaimiento podría tener una fracción de decaimiento visible, y se puede hacer la aproximación $A_1^H \simeq -4,6 + 0,3M_H^2/M^W$. La contribución del quark top interfiere destructivamente pero es muy pequeña. La anchura parcial de decaimiento es del orden de unos KeV, como se puede ver en la Figura 2.5. Para $M_H = 125$ GeV se tiene $\Gamma(H \rightarrow Z\gamma) \simeq 1$ KeV.

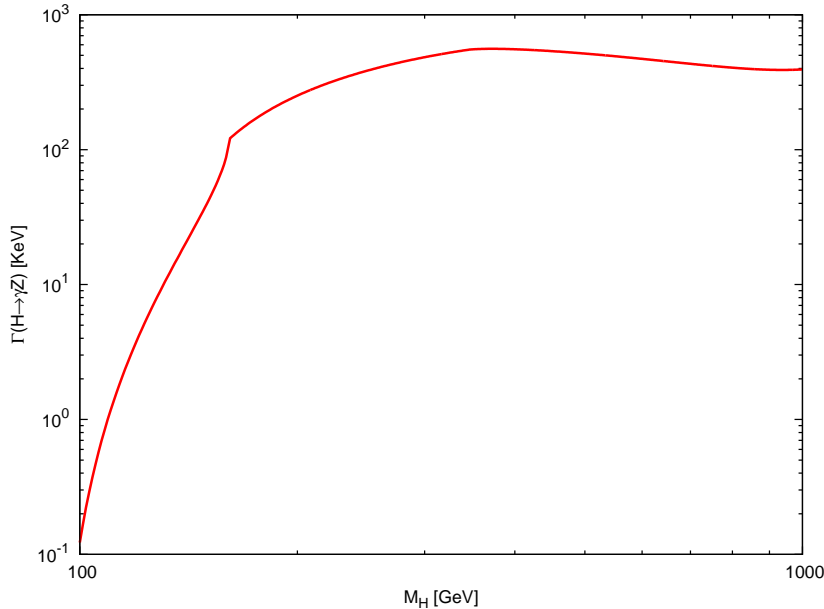


Figura 2.5: Anchura parcial del decaimiento $H \rightarrow Z\gamma$ como función de M_H .

Decaimiento $H \rightarrow gg$

A nivel de un lazo, el decaimiento del bosón de Higgs a dos gluones procede solo por los lazos de quarks, lo que significa que la contribución dominante proviene del quark top y

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS
2.5. MODOS DE DECAIMIENTO DEL BOSÓN DE HIGGS

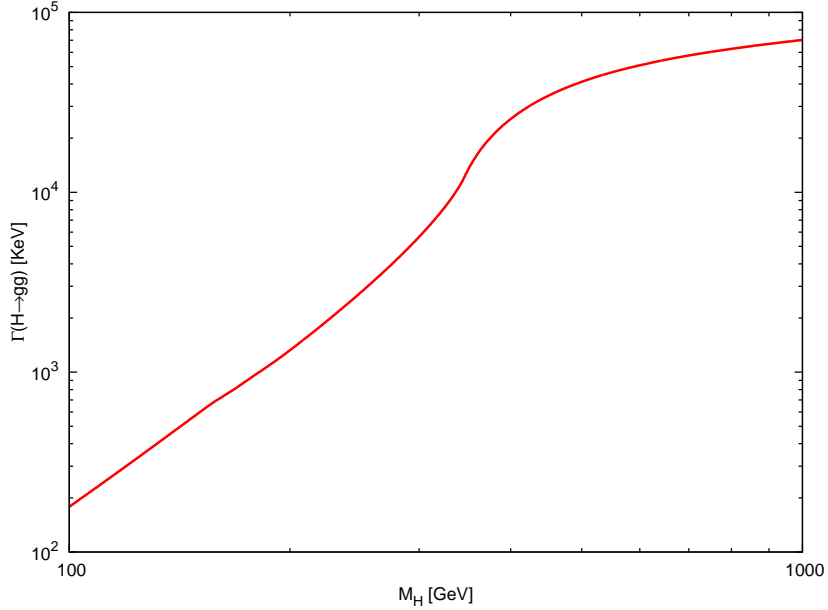


Figura 2.6: La anchura parcial para el decaimiento $H \rightarrow gg$ como función de la masa del bosón de Higgs.

en menor medida del quark bottom. La anchura parcial de decaimiento está dada por [14]

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{G_\mu \alpha_s^2 M_H^3}{36\sqrt{2}\pi^3} \left| \frac{3}{4} \sum_Q A_{1/2}^H(\tau_Q) \right|^2, \quad (2.39)$$

donde el parámetro $\tau_Q = M_H^2/4m^2Q$ está definido por la masa m_Q del quark pesado. La forma del factor $A_{1/2}(\tau_Q)$ es similar a la del decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, dada por (2.30). La anchura del $H \rightarrow gg$ se muestra como función de la masa del bosón de Higgs en la Figura 2.6. En este caso se incluye la contribución de los quarks top y bottom, sin embargo, la contribución del quark top da una buena aproximación a la anchura parcial del decaimiento. En la Figura observamos que $\Gamma(H \rightarrow gg) \simeq 30$ KeV para $M_H = 125$ GeV. Aunque este decaimiento no es detectable La interacción $H \rightarrow gg$ es importante porque provee el mecanismo de producción dominante en los colisionadores de hadrones. Para incorporar las correcciones de cromodinámica cuántica se necesita considerar además correcciones virtuales donde los gluones están acoplados a las líneas de los quarks.

2.5.4. Anchura total de decaimiento y fracciones de decaimiento

Para un mejor entendimiento e interpretación de los resultados experimentales, el cálculo de las anchuras de decaimiento relevantes del bosón de Higgs es esencial, con una estimación de sus incertidumbres y, también, los efectos de los decaimientos del bosón de Higgs a partículas fuera de capa de masa con los sucesivos decaimientos a partículas más ligeras. Una masa del bosón de Higgs de cerca de 125 GeV proporcionaría una excelente oportunidad para explorar los acoplamientos del bosón de Higgs a las partículas del

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS

2.6. DECAIMIENTOS RAROS DEL BOSÓN DE HIGGS

ME. En particular, los modos de decaimiento dominantes son $H \rightarrow b\bar{b}$ y $H \rightarrow WW^*$, seguidos de $H \rightarrow gg$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, $H \rightarrow c\bar{c}$ y $H \rightarrow ZZ^*$. Los decaimientos $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$ y $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ son de especial relevancia debido a que el ruido de la señal puede ser controlado [15, 16]. Dado que los decaimientos a dos gluones, dos fotones y $Z\gamma$ son inducidos a un lazo, proporcionarían información indirecta de los acoplamientos a HWW y $Ht\bar{t}$. Los decaimientos $H \rightarrow WW^*$ y $H \rightarrow ZZ^*$ necesitan ser estudiados considerando los decaimientos de los bosones de norma, con lo que se tendrían cuatro fermiones en el estado final. Las fracciones de decaimiento $BR(H \rightarrow X)$ para los modos de decaimiento más relevantes del bosón de Higgs del ME se muestran en la Figura 2.7 en función de M_H en un intervalo de M_H alrededor de 125 GeV. Por último, en la Tabla 2.2 se muestran los decaimientos dominantes junto con su fracción de decaimiento para $M_H = 125$ GeV. La anchura total de decaimiento es $\Gamma_H = 0,00407$ GeV, con incertidumbres relativas de +4,0% y -3,9%. En la Tabla 2.2 no se incluye el decaimiento a un par de gluones porque no es detectable experimentalmente, aunque el vértice a un lazo Hgg es muy relevante para el cálculo de la producción de un bosón de Higgs mediante la fusión de dos gluones, como ya se ha señalado [17].

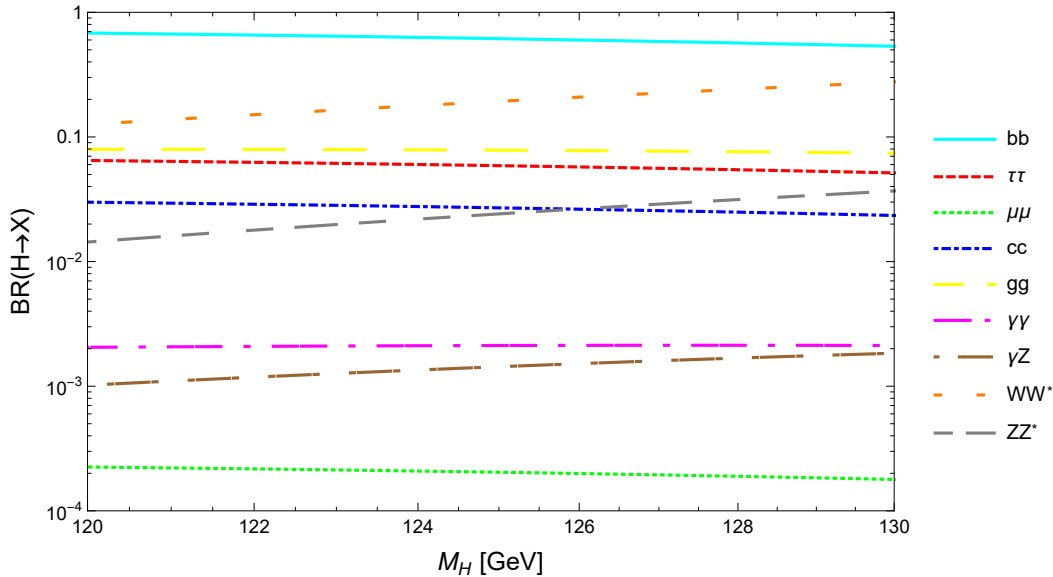


Figura 2.7: Fracciones de decaimiento $BR(H \rightarrow X)$ del bosón de Higgs del ME para los canales principales en función de M_H .

2.6. Decaimientos raros del bosón de Higgs

Después del descubrimiento del bosón de Higgs del ME aún quedan diversas tareas pendientes por realizar. En particular, se deberán medir con mayor precisión las propiedades de esta partícula, tales como su masa, su tiempo de vida media, sus acoplamientos a las demás partículas del ME, sus anchuras parciales de decaimiento, sus propiedades de transformación ante las simetrías C y P , etc. En un futuro, con el propósito de buscar algún efecto de nueva física también será posible tratar de detectar algunas anchuras de

CAPÍTULO 2. FENOMENOLOGÍA DEL BOSÓN DE HIGGS
2.6. DECAIMIENTOS RAROS DEL BOSÓN DE HIGGS

Decaimiento	Fracción de decaimiento
$H \rightarrow \gamma\gamma$	$2,28 \times 10^{-3}$
$H \rightarrow ZZ^*$	$2,64 \times 10^{-2}$
$H \rightarrow WW^*$	$2,15 \times 10^{-1}$
$H \rightarrow \tau^- \tau^+$	$6,32 \times 10^{-2}$
$H \rightarrow b\bar{b}$	$5,77 \times 10^{-1}$
$H \rightarrow Z\gamma$	$1,54 \times 10^{-2}$
$H \rightarrow \mu^- \mu^+$	$2,19 \times 10^{-4}$

Tabla 2.2: Fracciones de decaimiento para los principales canales de decaimiento del bosón de Higgs del ME con $M_H = 125$ GeV.

decaimiento del bosón de Higgs a canales exóticos que no están permitidos en el ME o cuya anchura de decaimiento es despreciable en esta teoría dado que ocurren a nivel de un lazo. Entre estos canales de decaimiento exóticos podemos mencionar el decaimiento a un par de partículas invisibles $H \rightarrow \cancel{E}_T$, los decaimientos con cambio de sabor leptónico $H \rightarrow \bar{\ell}_i \ell_j$ ($\ell_i = e, \mu, \tau$ e $i \neq j$), los decaimientos raros a tres cuerpos $H \rightarrow Z\gamma\gamma$, $H \rightarrow Zgg$, etc.

En particular, las violación del sabor leptónico está prohibida en el ME a todo orden en teoría de perturbaciones y cualquier evidencia del decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ representaría una prueba irrefutable de nueva física. Este decaimiento ha sido extensamente estudiado en la literatura en una gran cantidad de extensiones del ME, como los modelos con dos dobletes de Higgs, modelos supersimétricos, modelos con un bosón de Higgs ligero, modelos con simetría izquierda-derecha, modelos con simetría de norma $SU(3) \times U(1)$, etc. En ésta tesis realizaremos el cálculo del decaimiento raro del bosón de Higgs del ME a un par de fermiones de distinto sabor $H \rightarrow f_i f_j$ en el modelo de leptoquarks, en donde ocurre a nivel de un lazo al menor orden de teoría de perturbaciones, y posteriormente nos enfocaremos en el decaimiento con cambio de sabor leptónico $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$. Para realizar el análisis numérico examinaremos las cotas sobre los acoplamientos de los leptoquarks obtenidas a partir de las mediciones experimentales de procesos con cambio de sabor como son $\tau \rightarrow \mu\gamma$ y el momento magnético anómalo del muón.

Capítulo 3

Física de LQs

3.1. Modelos de LQs

Los LQs (LQs) son partículas hipotéticas que surgen de manera natural en modelos de gran unificación [18–24], los cuales tienen el objetivo de unificar las fuerzas electromagnética, débil y fuerte en una teoría invariante de norma bajo un grupo de gran unificación. En el modelo estándar (ME) los leptones y los quarks se introducen en multipletes de $SU(2)$ independientes, pero la aparente simetría que existe entre estos sectores (3 familias, mismo número de quarks y leptones, entre otras) además del hecho de que la cancelación de anomalías quirales requiere a todos los fermiones, sugiere que los leptones y los quarks están relacionados de manera más fundamental. Los LQs fueron postulados por Pati y Salam en 1974 [18, 19], quienes propusieron una teoría de gran unificación bajo el grupo de norma $SU(4)_R \times SU(4)_L \times SU(4')$ en donde el número leptónico se considera como el cuarto número de color, y los leptones y quarks se introducen en los multipletes del grupo de norma. Los bosones de norma de esta teoría acarrearán simultáneamente número bariónico y número leptónico, por lo que se acoplan simultáneamente a leptones y quarks. Sin embargo, los LQs se acoplarían a un par de quarks, por lo que podrían dar contribuciones peligrosas al decaimiento del protón. Por lo tanto, los LQs vectoriales de este tipo deben tener una masa del orden de la escala de Planck para evitar dar una contribución al decaimiento del protón. En la práctica solo son de interés los modelos de LQs que tienen conservación de número bariónico y leptónico. Aparte de las teorías de gran unificación, existen otras teorías que predicen LQs de tipo escalar, tales como los modelos con un sector escalar extendido [25, 26], los modelos con fermiones compuestos [27–29], las teorías supersimétricas [30, 31], las teorías de technicolor [32–34], etc. En conclusión existen una gran cantidad de modelos de extensión bien motivados que predicen LQs de tipo vectorial y de tipo escalar. Los efectos fenomenológicos de este tipo de partículas han sido estudiados extensamente en la literatura y la detección de cualquier efecto derivado de los LQs en los colisionadores de partículas sería una muestra innegable de la existencia de nueva física. Los LQ han sido considerados como candidatos para explicar posibles anomalías que han aparecido en mediciones experimentales en los colisionadores de partículas. Sin embargo, dichas anomalías no fueron confirmadas por mediciones más detalladas por lo que no se logró confirmar la presencia de este tipo de partículas. Recientemente se ha propuesto la posibilidad de que los LQs sean responsables de las siguientes anomalías:

- Desviaciones con respecto a la estimación teórica del ME reportada por LHCb del decaimiento $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$.
- Violación de la universalidad leptónica en los decaimientos $B \rightarrow K \mu^+ \mu^-$ y $B \rightarrow K e^+ e^-$.

3.1.1. Tipos de LQs

Dado que existe una gran cantidad de modelos que predicen la existencia de LQs [35], se ha encontrado que es conveniente estudiar sus efectos de manera independiente de modelo. Para ello se han considerado todos los posibles multipletes de LQs escalares (espín 0) y vectoriales (espín 1) y los operadores invariantes ante el grupo de norma $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ que se pueden generar en conjunción con los campos del ME. Debido a que el número de representaciones de los campos de quarks y leptones en el ME es finito y pequeño, es fácil clasificar todos los posibles tipos de LQs. Los multipletes de fermiones del ME son los siguientes:

$$\begin{aligned}
 L_L^i &= \begin{pmatrix} \nu_L^i \\ e_L^i \end{pmatrix} \equiv (1, 2, -1/2)^i, \\
 e_R^i &\equiv (1, 1, -1)^i, \\
 Q_L^i &= \begin{pmatrix} u_L^i \\ d_L^i \end{pmatrix} \equiv (3, 2, 1/6)^i, \\
 u_R^i &\equiv (3, 1, 2/3)^i, \\
 d_R^i &\equiv (3, 1, -1/3)^i,
 \end{aligned}$$

donde los números en paréntesis representan las propiedades de transformación ante el grupo de norma $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. El superíndice $i (= 1, 2, 3)$ es un índice de generación y el subíndice L y R denota la quiralidad de los campos fermiónicos (izquierdo- y derecho), respectivamente. De acuerdo a la convención usual, los quarks (leptones) tienen número bariónico (leptónico) $B = 1/3$ ($L = 1$). Esto permite que los LQs tengan un número fermiónico bien definido, dado por $F = 3B + L$. La hipercarga está definida a través de $\hat{Q} = I^3 + Y$, donde \hat{Q} es el operador de carga eléctrica que produce eigenvalores en unidades de la carga eléctrica del positrón, I^3 representa la tercera componente de isoespín, e Y es el operador de hipercarga de $U(1)$. La clasificación de los posibles tipos de LQs se muestra en la Tabla 3.1.

Algunas características importantes de los LQs son las siguientes:

- Todos los quarks (leptones) son tripletes (singletes) bajo el grupo $SU(3)$. Esto significa que todos los LQ se deben transformar como tripletes o antitripletes en la representación de $SU(3)$ con el fin de preservar la invarianza bajo las transformaciones del grupo $SU(3)$. Una consecuencia de ello es que algunos LQs se pueden acoplar a un par quark-quark.
- La representación de los LQs bajo el grupo $SU(2)$ es menos trivial, si se compara con su representación ante $SU(3)$ debido a que quarks y leptones son singletes o dobletes de $SU(2)$. Las contracciones quark-leptón puede entonces ser tripletes,

CAPÍTULO 3. FÍSICA DE LQS
3.1. MODELOS DE LQS

Tabla 3.1: Posibles tipos de LQs: S y R (U y V) representan LQs de tipo escalar (vectorial). En la segunda columna se muestra el número fermiónico correspondiente y en la tercera columna se presentan los número cuánticos correspondientes del multiplete de LQs.

Leptoquark	$3B + L$	$SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$
S_3	-2	$(\bar{3}, 3, 1/3)$
R_2	0	$(3, 2, 7/6)$
\tilde{R}_2	0	$(3, 2, 1/6)$
\tilde{S}_1	-2	$(\bar{3}, 1, 4/3)$
S_1	-2	$(\bar{3}, 1, 1/3)$
\bar{S}_1	-2	$(\bar{3}, 1, -2/3)$
U_3	0	$(3, 3, 2/3)$
V_2	-2	$(\bar{3}, 2, 5/6)$
\tilde{V}_2	-2	$(\bar{3}, 2, -1/6)$
\tilde{U}_1	0	$(3, 1, 5/3)$
U_1	0	$(3, 1, 2/3)$
\bar{U}_1	0	$(3, 1, -1/3)$

dobletes o singletes de $SU(2)$. Estas representaciones necesitan ser contraídas con los multipletes de LQs que tengan la misma dimensionalidad de $SU(2)$ para crear términos invariantes de norma. Así que los LQ pueden ser introducidos como tripletes, dobletes o singletes de $SU(2)$. La dimensionalidad bajo $SU(2)$ se puede usar en consecuencia para distinguir entre diferentes tipos de LQs. Esta corresponde al subíndice del símbolo que acompaña al tipo de LQ, que se puede observar en la primera columna de la Tabla 1.1 . Si los multipletes tienen la misma dimensionalidad bajo $SU(2)$ pero difieren en el valor de la hipercarga, se introduce adicionalmente una tilde o una barra arriba del símbolo del símbolo que representa al tipo de LQ.

- Las evidencias experimentales indican que los neutrinos son masivos aunque aún no es posible determinar experimentalmente si son de tipo de Dirac o de Majorana. En consecuencia, en la literatura se suele agregar contenido fermiónico al ME que consiste en uno o más campos eléctricamente neutros que podrían jugar el papel de neutrinos con quiralidad derecha. Estos fermiones hipotéticos se denotan como $\nu_R \equiv (1, 1, 0)$. Los LQs \bar{S}_1 y \bar{U}_1 de la Tabla 3.1 solo se pueden acoplar a los neutrinos quirales derechos que no forman parte del contenido de campos del ME.
- Las posibles cargas eléctricas de los LQs son $Q = \pm 5/3$, $Q = \pm 4/3$, $Q = \pm 2/3$ y $Q = \pm 1/3$. Dependiendo del número fermiónico los LQs se acoplan a los fermiones del ME tal que si $|F| = 2$ ($F = 0$) decaen a pares quark-leptón (antiquark-leptón).
- Existen LQs de primera, segunda o tercera generación, de acuerdo a la generación de leptones y quarks a los que se acoplan.
- La quiralidad de los acoplamientos de los LQs a los fermiones del ME también son usadas para clasificarlos. Si los LQ se acoplan a quarks izquierdos y derechos simultáneamente, estos se conocen como LQ no quirales, mientras que si se acoplan solo a quarks derechos o izquierdos se conocen como LQs quirales.

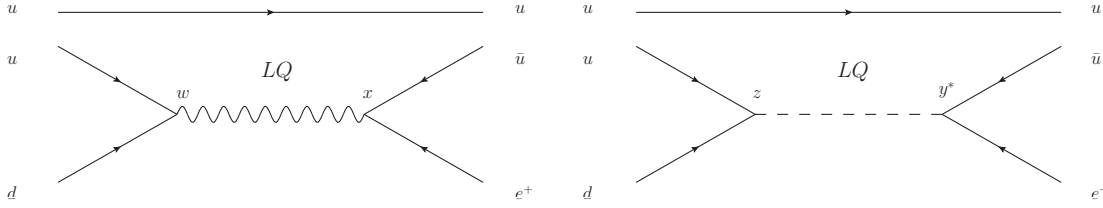


Figura 3.1: Representación esquemática del decaimiento del protón $p \rightarrow \pi^0 e^+$ a nivel de árbol debido a la mediación de LQ vectorial (izquierda) y escalar (derecha).

3.1.2. Posible contribución de los LQs al decaimiento del protón

Como ya mencionamos anteriormente, una fuerte limitante de los modelos de LQs es que pueden dar contribuciones peligrosas al decaimiento del protón. En este sentido, debido al interés en el estudio de procesos que se pueden realizar en colisionadores y en experimentos de precisión, nos interesa estudiar los modelos que permitan tener LQs con masas del orden de unos cuantos cientos de GeVs, por lo que debemos asegurarnos que exista concordancia con la estabilidad de la materia, lo que puede imponer restricciones muy fuertes sobre la masa m_Q de los LQs y sus acoplamientos a los fermiones. Sin embargo, si se prohíbe cualquier contribución de los LQs a nivel de árbol al decaimiento del protón, estaremos asegurando que los LQs puedan ser relativamente ligeros.

Los LQs con número fermiónico $F = 0$ no permiten el acoplamiento a diquarks, sin embargo, los LQs con número fermiónico $F = -2$ pueden mediar el decaimiento del protón si no se prohíbe el acoplamiento de LQ a diquarks. Este tipo de LQs deben ser muy pesados y/o sus acoplamientos a los fermiones deben ser muy pequeños. Este tipo de LQs son precisamente los que son predichos en el contexto de las teorías de gran unificación. Podemos estimar los límites inferiores de las masas de los LQs vectoriales y escalares en términos generales estudiando el proceso de decaimiento del protón a dos cuerpos, $p \rightarrow \pi^0 e^+$. En el caso de los LQs de tipo vectorial, que se muestra en el diagrama de la izquierda de la Figura 3.1, observamos a la izquierda del propagador del LQ el acoplamiento al par quark-quark y en la parte derecha el acoplamiento a un leptón y a un quark. Si w y x representan los valores genéricos para los acoplamientos antes mencionados, la anchura de decaimiento del protón debido al intercambio del LQ vectorial se puede escribir como

$$\Gamma \sim \frac{(xw)^2}{m_{LQ}^4} m_p^5, \quad (3.1)$$

Si tomamos $x = w = 1/2$, $m_p \approx 1$ GeV y un tiempo de vida para el protón $\tau_p^{exp} > 1,0 \times 10^{34}$ años. obtenemos que

$$m_{LQ} \gtrsim 10^{16} \text{ GeV}. \quad (3.2)$$

Ahora, cuando tenemos LQs escalares con $|F| = 2$, el diagrama que induce el decaimiento del protón es similar al del LQ vectorial. El diagrama correspondiente se muestra en la parte derecha de la Figura 3.1, donde y y z representan los valores genéricos de los acoplamientos de Yukawa del LQ a los pares quark-quark y quark-leptón, respectivamente.

CAPÍTULO 3. FÍSICA DE LQS

3.2. ACOPLAMIENTOS INDEPENDIENTES DE MODELO DE LOS LQS

Estimando la anchura de decaimiento, tenemos

$$\Gamma \sim \frac{|y|^2 |z|^2}{m_{LQ}^4} m_p^5, \quad (3.3)$$

Si ahora asociamos $|y|$ y $|z|$ con los acoplamientos de Yukawa del quark up ($|y| = |z| \approx 10^{-5}$) obtenemos que

$$m_{LQ} \gtrsim 2 \times 10^{11} \text{ GeV}. \quad (3.4)$$

Notamos que los límites de la masa del LQ escalar es aproximadamente un factor de $\sqrt{|yz|/|xw|} \approx 10^{-5}$ más débil con respecto a los límites de la masa del LQ vectorial.

En conclusión, los modelos de LQs que aún tienen interés son los que prohíben cualquier contribución a nivel de árbol del decaimiento del protón inducido por los acoplamientos a diquarks.

3.2. Acoplamientos independientes de modelo de los LQs

3.2.1. Acoplamientos a fermiones

Como ya se mencionó arriba, dada la variedad de modelos que predicen LQs, es conveniente trabajar en un esquema independiente de modelo. En nuestro análisis solo consideraremos LQs de tipo escalar ya que actualmente existen cotas muy fuertes para los acoplamientos de los LQs de tipo vectorial. Si se consideran los distintos tipos de LQs escalares mostrados en la Tabla 3.1, se puede construir un lagrangiano efectivo de dimensión 4 invariante de norma bajo la simetría $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, el cual está dado como sigue

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset &+ y_{3ij}^{LL} \bar{Q}_L^{Ci,a} \epsilon^{ab} (\tau^k S_3^k)^{bc} L_L^{j,c} - y_{2ij}^{RL} \bar{u}_R^i R_2^a \epsilon^{ab} L_L^{j,b} + y_{2ij}^{LR} \bar{e}_R^i R_2^{a*} Q_L^{j,a} - \tilde{y}_{2ij}^{RL} \bar{d}_R^i \tilde{R}_2^a \epsilon^{ab} L_L^{j,b} \\ &+ \tilde{y}_{2ij}^{LR} \bar{Q}_L^{i,a} \tilde{R}_2^a \nu_R^j + \tilde{y}_{1ij}^{RR} \bar{d}_R^i \tilde{S}_1 e_R^j + y_{1ij}^{LL} \bar{Q}_L^{Ci,a} S_1 \epsilon^{ab} L_L^{j,b} + y_{1ij}^{RR} \bar{u}_R^i S_1 e_R^j + y_{1ij}^{\overline{RR}} \bar{d}_R^i S_1 \nu_R^j \\ &+ \tilde{y}_{1ij}^{\overline{RR}} \bar{u}_R^i \tilde{S}_1 \nu_R^j + \text{H.c.} \end{aligned} \quad (3.5)$$

donde τ^k , con $k = 1, 2, 3$, son las matrices de Pauli, $i, j = 1, 2, 3$ son índices de generación, $a, b = 1, 2$ son índices de $SU(2)$, $\epsilon^{ab} = (i\tau^2)^{ab}$, y $S_f^k, R_f^k, \tilde{S}_f^k, \tilde{R}_f^k$ y \tilde{S}_f^j son las componentes de los LQs escalares en el espacio de $SU(2)$. Hay suma sobre índices repetidos y se omiten los índices de $SU(3)$. El superíndice C denota la operación de conjugación de carga. La notación es tal que para cualquier campo fermiónico ψ , se puede escribir $\psi_{L,R} = P_{L,R} \psi$, $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ y $\psi^C = C \bar{\psi}^T$, donde $P_{L,R} = (1 \mp \gamma^5)/2$ y $C = i\gamma^2 \gamma^0$. Las y representan matrices arbitrarias de 3×3 de los acoplamientos de Yukawa y parametrizan la intensidad de las interacciones de los LQs con los pares quark-leptón. Los superíndice LL, RR, LR , y RL denotan la quiralidad de los fermiones a los que el LQ correspondiente se acopla.

3.2.2. Acoplamientos a bosones de norma

En nuestro análisis también necesitaremos los acoplamientos de los LQs a los bosones de norma del ME, las cuales se originan del sector cinético de los LQs. Para un LQ escalar, denotado como ϕ , todas las interacciones de norma están contenidas en el término

$$\mathcal{L} \supset (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) \quad (3.6)$$

CAPÍTULO 3. FÍSICA DE LQS
3.3. REGLAS DE FEYNMAN DE LQS ESCALARES

mientras que para un LQ vectorial se debe sustituir la derivada covariante en lugar de la derivada ordinaria en el tensor de curvatura de los LQs.

La derivada covariante de $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ para los LQs está dada como

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 Y B_\mu + ig_2 I^k W_\mu^k + ig^3 \frac{\lambda^A}{2} G_\mu^A \quad (3.7)$$

donde Y es la hipercarga de los LQs, I^k son los generadores de $SU(2)$ en la representación correspondiente al LQ: para un singlete $I^k = 0$, para un doblete $I^k = \tau^k/2$, para un triplete $(I^k)_{ij} = i\epsilon_{kij}$ con $i, j, k = 1, 2, 3$. Como todos los estados de LQ se transforman como tripletes bajo $SU(3)$ entonces $\lambda^A, A = 1, \dots, 8$ son las matrices de Gell-Mann. Después del rompimiento espontáneo de la simetría tenemos $e = g_2 \sin \theta_W > 0$ y $g_1/g_2 = \tan \theta_W$.

3.2.3. Acoplamiento al bosón de Higgs

No hay una razón fundamental que prohíba la interacción de LQ con el bosón de Higgs del ME. Denotaremos al doblete complejo del ME como $\hat{H} \equiv (1, 2, -1/2)$. La forma más general para el lagrangiano de la interacción entre los LQs y el bosón de Higgs se escribe como

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \supset & -\lambda'_\Phi \hat{H}^{\dagger a} \Phi^a \Phi^{\dagger b} \hat{H}^b - \lambda''_\Phi \hat{H}^{\dagger a} (\tau^i \Phi^i)^{ab} (\tau^j \Phi^j)^{\dagger bc} \hat{H}^c \\ & - \left(\eta_\Phi m_\Phi^2 + \lambda_\Phi \hat{H}^\dagger \hat{H} \right) \left(\Phi^\dagger \Phi \right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

donde Φ denota genéricamente un LQ y $\eta_\Phi = 1$ (-1) para LQs escalares (vectoriales). Se asume que $\Phi^\dagger \Phi$ es una contracción en $SU(2)$, $SU(3)$ o el espacio de Lorentz según sea apropiado. El término proporcional a λ'_Φ corresponde a los LQs que son dobletes de $SU(2)$, el término proporcional a λ''_Φ corresponde a los LQs que son tripletes de $SU(2)$, y el término del segundo renglón es para todos los tipos de LQs.

Es de interés para nuestro cálculo la interacción del LQ con un par de bosones de Higgs. A nivel de árbol, la interacción de un LQ escalar S al bosón de Higgs puede escribirse genéricamente como

$$\mathcal{L} \supset \lambda_S (S_{ia}^\dagger S_{ia}) \left(\hat{H}_j^\dagger \hat{H}_j \right) = -\lambda_S v S_{ia}^\dagger S_{ia} H + \dots \quad (3.9)$$

donde $v = 246,22$ GeV es el valor de expectación del vacío del ME y se muestra la suma sobre índices débiles (i, j) y de color (a) explícitamente. Vemos que esta interacción solo depende del parámetro λ_S .

3.3. Reglas de Feynman de LQs escalares

Dado que nos interesan decaimientos con cambio de sabor entre fermiones de la segunda y tercera familia (los acoplamiento de los LQs con fermiones de la primera familia están fuertemente acotados por restricciones experimentales), en nuestro análisis nos enfocaremos únicamente en los LQs que no se acoplan a diquarks por lo que sus parámetros no estarán acotados tan fuertemente. Es decir, únicamente consideraremos a los LQs escalares con número fermiónico $F = 0$. En particular, para nuestro análisis será suficiente considerar el LQ $R_2 = (R_{1/2}, R_{-1/2})^T$ con números cuánticos $(3, 2, 7/6)$ bajo el grupo de

CAPÍTULO 3. FÍSICA DE LQS
3.3. REGLAS DE FEYNMAN DE LQS ESCALARES

norma $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. Este doblete da lugar a dos LQs escalares $S_1 \equiv R_{1/2}$ and $S_2 \equiv R_{-1/2}$ con cargas eléctricas $5/3e$ y $2/3e$, respectivamente, los cuales se acoplan a quarks up y leptones. Entonces, de la interacción más general mostrada anteriormente solo necesitamos considerar la interacción efectiva siguiente

$$\mathcal{L}_{F=0} = h_{2L}^{ij} R_2^T \bar{u}_R^i \tau_2 \ell_L^j + h_{2R}^{ij} \bar{q}_L^i e_R^j R_2 + \text{H.c.}, \quad (3.10)$$

donde $\ell_L^i = (\nu_L^i, e_L^i)$ y $q_L^i = (u_L^i, d_L^i)$. De este lagrangiano se obtienen las interacciones de los LQs con un par leptón-quark. Expandiendo el lagrangiano en términos de los componentes de los dobletes se tiene

$$\mathcal{L}_{F=0} = \bar{e}^i \left(\lambda_L^{ij} P_L + \lambda_R^{ij} P_R \right) u^j S_1^* + \bar{e}^i \eta_R^{ij} P_R d^j S_2^* + \text{H.c.}, \quad (3.11)$$

donde i, j son índices de generación. En esta última expresión se han considerado los eigenestado de masa así que los nuevos acoplamientos λ_L^{ij} , λ_R^{ij} , y η_R^{ij} contienen esta información. Debemos notar que mientras que S_1 tiene acoplamiento izquierdos y derechos pero S_2 solo tiene acoplamientos derechos.

También necesitamos los acoplamientos del LQ a un fotón, los cuales se originan del término cinético descrito anteriormente. Esta interacción puede ser escrita como

$$\mathcal{L} = ieQ_i S_i \overleftrightarrow{\partial}_\mu S_i^* A^\mu, \quad (3.12)$$

donde Q_i es la carga eléctrica del LQ en unidades de e .

Todas las reglas de Feynman necesarias para nuestro cálculo pueden ser obtenidas de estos lagrangianos de interacción y se muestran en la Fig. 3.2, mientras que en la Fig. 3.3 se muestran las reglas de Feynman estándar que serán de utilidad en nuestros cálculos.

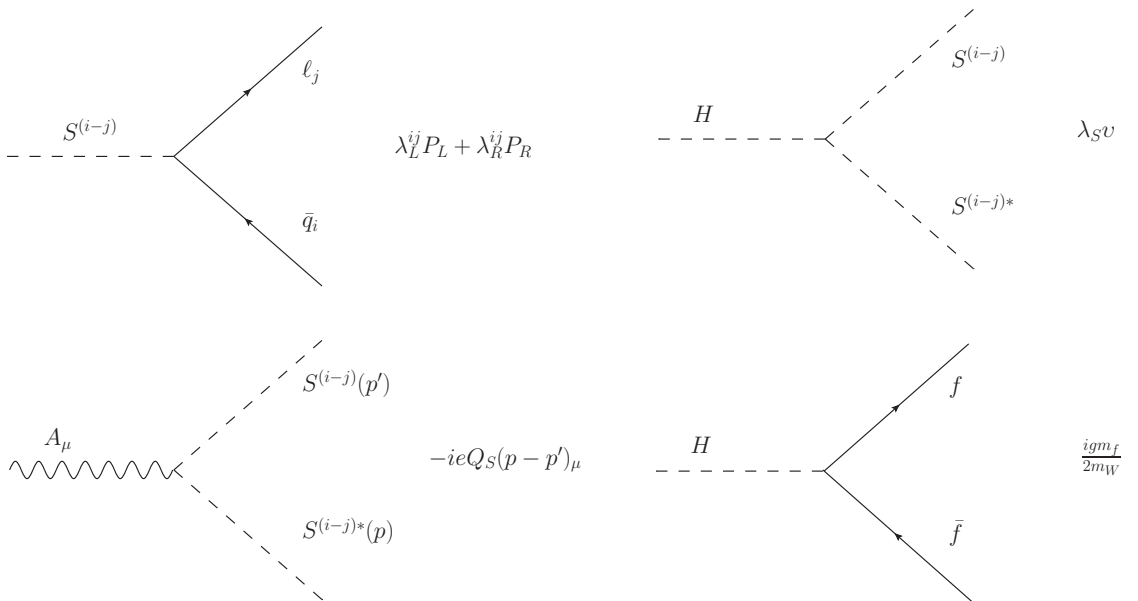


Figura 3.2: Reglas de Feynman para las interacciones de los LQs y del bosón de Higgs.

CAPÍTULO 3. FÍSICA DE LQS
3.3. REGLAS DE FEYNMAN DE LQS ESCALARES

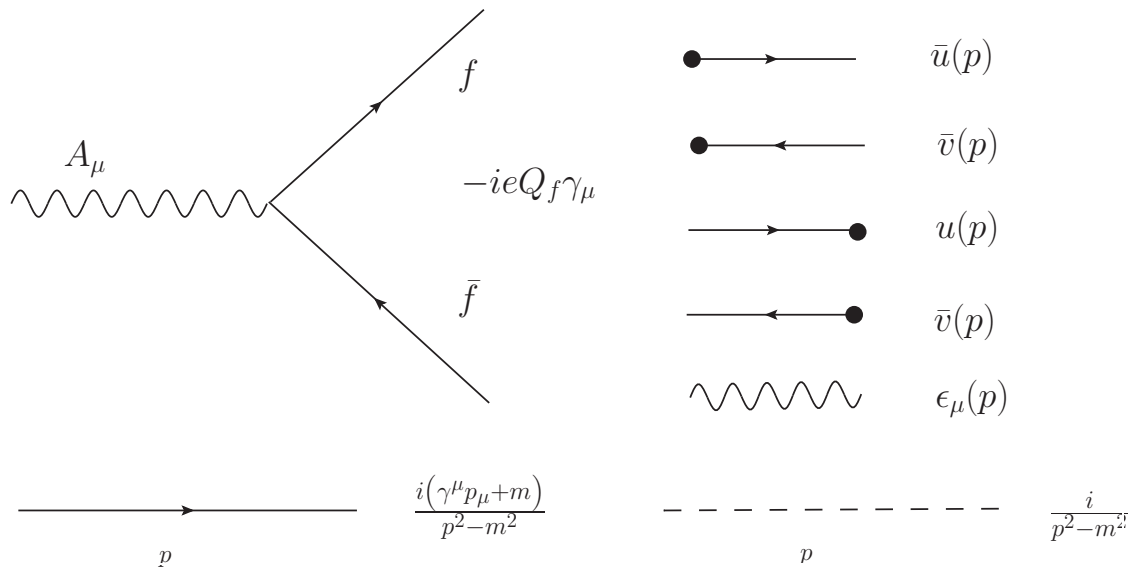


Figura 3.3: Reglas de Feynman para la interacción $A_\mu \bar{f} f$, los propagadores de un fermión y un escalar y las líneas externas.

Capítulo 4

Decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ en el modelo de LQs

4.1. Cambio de sabor leptónico

En el ME, los neutrinos no tienen masa y la violación de sabor leptónico (VSL) está prohibida a todo orden en teoría de perturbaciones. Aún si la teoría se extiende con neutrinos de Dirac masivos, las transiciones con cambio de sabor leptónico estarían extremadamente suprimidas. Por ejemplo, se ha encontrado que $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) \simeq 10^{-25} - 10^{-45}$ en el ME con neutrinos con masa m_ν del orden de unos eVs [36]. Cualquier evidencia experimental de VSL representaría una muestra innegable de física más allá del ME. De hecho existe una enorme cantidad de modelos de extensión que predicen VSL a nivel de árbol, con lo cual se tendrían contribuciones a este tipo de procesos al alcance de detección experimental. Debido a que las evidencias experimentales recientes sugieren que los neutrinos tienen masa, se abre la posibilidad de tener procesos con VSL en la naturaleza. Entre los procesos que han sido buscados experimentalmente desde hace décadas se encuentran los decaimientos $l_i \rightarrow l_j\gamma$, $l_i \rightarrow l_j\bar{l}_k l_k$, $Z \rightarrow l_i l_j$ y más recientemente $H \rightarrow l_i l_j$, donde $i \neq j$ y $l_i = e, \mu, \tau$. Sin embargo, los procesos que involucran transiciones entre la primera y segunda familia están fuertemente acotados por decaimientos de mesones y de manera directa. Actualmente hay cotas muy fuertes para los decaimientos con VSL del muón, a saber, $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) < 4,2 \times 10^{-13}$ [37], $\text{BR}(\mu \rightarrow 3e) < 1,0 \times 10^{-12}$ [38], y $\text{BR}(\mu\text{Ti} \rightarrow e\text{Ti}) < 3,6 \times 10^{-11}$ [39]. Por lo que respecta a las transiciones con VSL que involucran al leptón tau, se tienen cotas menos fuertes que en el caso del muón: $\text{BR}(\tau \rightarrow e\gamma) < 3,3 \times 10^{-8}$ [40], $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4,4 \times 10^{-8}$ [40], $\text{BR}(\tau \rightarrow 3e) < 3,6 \times 10^{-8}$ [41], y $\text{BR}(\tau \rightarrow e^- e^+ \mu) < 3,7 \times 10^{-8}$ [42]. De hecho, debido a la disparidad en la masa de los fermiones de la tercera familia, se ha conjeturado que las transiciones con VSL que involucran a los leptones de la segunda y tercera familia pueden tener mayor fracción de decaimiento que las que ocurren entre el electrón. En cuanto a los decaimientos del bosón Z con cambio de sabor, las cotas más fuertes se obtuvieron en el LEP2 [43, 44]:

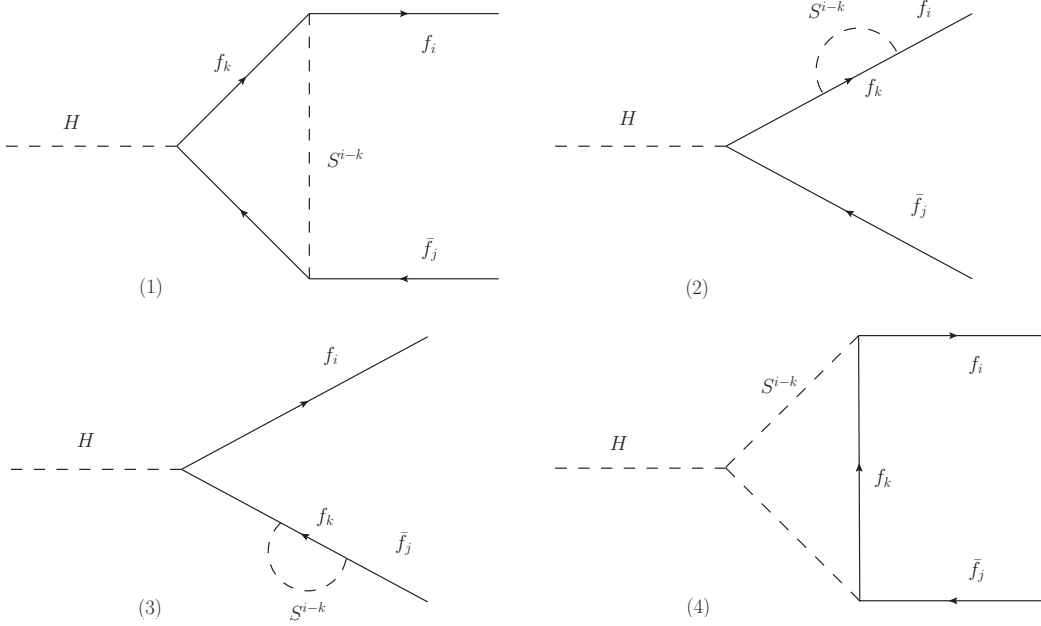


Figura 4.1: Diagramas de Feynman correspondientes a las contribuciones de los LQs al decaimiento del bosón de Higgs con cambio de sabor $H \rightarrow f_i \bar{f}_j$. Aquí f_i y f_j son fermiones de distinto sabor: si f_i y f_j son quarks, f_k es un leptón y viceversa.

$$\text{BR}(Z \rightarrow e^\mp \mu^\pm) < 1,7 \times 10^{-6}, \quad (4.1)$$

$$\text{BR}(Z \rightarrow e^\mp \tau^\pm) < 9,8 \times 10^{-6}, \quad (4.2)$$

$$\text{BR}(Z \rightarrow \mu^\mp \tau^\pm) < 1,2 \times 10^{-5}, \quad (4.3)$$

En el caso de las transiciones con VSL mediadas por el bosón de Higgs, recientemente el decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ ha sido objeto de gran interés a nivel teórico como experimental. En el área experimental, la colaboración CMS reportó un exceso de 2.4σ recientemente. Sin embargo, tal exceso fue descartado y actualmente existe una cota del orden de $\text{BR}(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp) < 0,0143$ con 95 % C.L [45].

En este trabajo vamos a analizar la contribución de los LQs escalares al decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$. De manera general presentaremos el cálculo del decaimiento $H \rightarrow f_i \bar{f}_j$, donde f_i y f_j pueden ser leptones o quarks de distinto sabor. Este decaimiento es inducido a nivel de un lazo en este modelo por los diagramas de Feynman de triángulo y burbuja que se muestran en la Figura 4.1. A continuación presentaremos la amplitud invariante.

4.2. Amplitud invariante

A continuación escribiremos las amplitudes de cada diagrama de Feynman de la Figura 4.1. Con este fin utilizaremos las reglas de Feynman estándar mostradas en la Fig. 3.3 y las reglas de Feynman para los vértices de interacción de los LQs y del bosón de Higgs mostradas en la Fig. 3.2. La nomenclatura empleada para los 4-momentos de las partículas

CAPÍTULO 4. DECAIMIENTO $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ EN EL MODELO DE LQS
4.2. AMPLITUD INVARIANTE

externas y las masas de las partículas externas e internas es como sigue: p_1 y p_2 son los 4-momentos de los fermiones finales \bar{f}_i y f_j , respectivamente, cuyas masas se denotan por m_i y m_j ; la masa del fermión interno se representa por m_k y la del leptarquark por m_S .

La amplitud de cada diagrama de Feynman se puede escribir como sigue

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_1 &= \frac{3g}{2m_W} m_k \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{T_1}{(k^2 - m_S^2)((p_1 - k)^2 - m_k^2)((p_2 + k)^2 - m_k^2)}, \\ \mathcal{M}_2 &= \frac{3g}{2m_W} \frac{m_j}{m_i^2 - m_j^2} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{T_2}{(k^2 - m_S^2)((p_1 - k)^2 - m_k^2)}, \\ \mathcal{M}_3 &= \frac{3g}{2m_W} \frac{m_i}{m_j^2 - m_i^2} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{T_3}{(k^2 - m_S^2)((p_2 + k)^2 - m_k^2)}, \\ \mathcal{M}_4 &= -3\lambda_S v \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{T_4}{(k^2 - m_k^2)((p_1 - k)^2 - m_S^2)((p_2 + k)^2 - m_S^2)},\end{aligned}$$

donde el factor 3 aparece por el número de color de los quarks y además

$$\begin{aligned}T_1 &= \bar{u}(p_1)(\lambda_L^{ki} P_L + \lambda_R^{ki} P_R)((\not{p}_1 - \not{k}) + m_k)((-\not{p}_2 - \not{k}) + m_k)(\lambda_L^{kj} P_L + \lambda_R^{kj} P_R)v(p_2) \\ T_2 &= \bar{u}(p_1)(\lambda_L^{ki} P_L + \lambda_R^{ki} P_R)((\not{p}_1 - \not{k}) + m_k)(\lambda_L^{kj} P_L + \lambda_R^{kj} P_R)(\not{p}_1 + m_j)v(p_2), \\ T_3 &= \bar{u}(p_1)(-\not{p}_2 + m_i)(\lambda_L^{ki} P_L + \lambda_R^{ki} P_R)((-\not{p}_2 - \not{k}) + m_k)(\lambda_L^{kj} P_L + \lambda_R^{kj} P_R)v(p_2), \\ T_4 &= \bar{u}(p_1)(\lambda_L^{ki} P_L + \lambda_R^{ki} P_R)(\not{k} + m_k)(\lambda_L^{kj} P_L + \lambda_R^{kj} P_R)v(p_2).\end{aligned}$$

aquí se ha utilizado el esquema de regularización dimensional para la integración a nivel de un lazo, de modo que D representa la dimensión del espacio tiempo. Después de aplicar la integración se tomará el límite $D \rightarrow 4$.

4.2.1. Integración por el método de Passarino-Veltman

Ahora aplicaremos el método de Passarino-Veltman para resolver las integrales de un lazo con ayuda de la paquetería FeynCalc, la cual funciona en el entorno de programación de Mathematica. Una breve descripción del método de Passarino-Veltman se presenta en el Apéndice A. Como resultado de este proceso se obtiene una expresión dada en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman de dos y tres puntos. En general podemos escribir cada amplitud \mathcal{M}_i de la manera siguiente después de realizar un poco de álgebra con ayuda de Mathematica:

$$\mathcal{M}_i = \frac{3}{16\pi^2} \bar{u}(p_1) (f_L^i P_L + f_R^i P_R) v(p_2), \quad (4.4)$$

CAPÍTULO 4. DECAIMIENTO $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ EN EL MODELO DE LQS
4.2. AMPLITUD INVARIANTE

en donde los $f_{L,R}^i$ ($i = 1, 2, 3, 4$) están dados en términos de funciones escalares de Passarino-Veltman como sigue (i representa el número de cada diagrama de Feynman):

$$\begin{aligned}
 f_L^1 &= \frac{gm_k}{2(m_H^2 - (m_i + m_j)^2)(m_H^2 - (m_i - m_j)^2)m_W} \quad (4.5) \\
 &\times \left(\left(\lambda_R^{ki} \lambda_R^{kj} (m_H^2 - m_i^2 - m_j^2) m_H^2 + 2\lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} m_j (m_H^2 + m_i^2 - m_j^2) m_k + 2\lambda_L^{ki} m_i (\lambda_L^{kj} m_j m_H^2 \right. \right. \\
 &+ \lambda_R^{kj} (m_H^2 - m_i^2 + m_j^2) m_k) \Big) B_0(m_H^2, m_k^2, m_k^2) - m_i \left(\lambda_L^{ki} \lambda_L^{kj} m_j (m_H^2 + m_i^2 - m_j^2) \right. \\
 &+ 2\lambda_L^{ki} \lambda_R^{kj} (m_H^2 - m_i^2 - m_j^2) m_k + \lambda_R^{ki} m_i (\lambda_R^{kj} (m_H^2 - m_i^2 + m_j^2) + 4\lambda_L^{kj} m_j m_k) \Big) B_0(m_i^2, m_k^2, m_S^2) \\
 &- m_j \left(\lambda_R^{ki} \lambda_R^{kj} m_j (m_H^2 + m_i^2 - m_j^2) + 2\lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} (m_H^2 - m_i^2 - m_j^2) m_k + \lambda_L^{ki} m_i (\lambda_L^{kj} (m_H^2 - m_i^2 + m_j^2) \right. \\
 &+ 4\lambda_R^{kj} m_j m_k) \Big) B_0(m_j^2, m_k^2, m_S^2) \\
 &+ \left(\lambda_L^{ki} m_i (\lambda_L^{kj} m_j m_H^2 + \lambda_R^{kj} (m_H^2 - m_i^2 + m_j^2) m_k) (m_H^2 - m_i^2 - m_j^2 - 2m_k^2 + 2m_S^2) \right. \\
 &+ \lambda_R^{ki} (\lambda_L^{kj} m_j (-m_H^2 - m_i^2 + m_j^2) m_k (-m_H^2 + m_i^2 + m_j^2 + 2m_k^2 - 2m_S^2) \\
 &+ \lambda_R^{kj} ((m_k^2 + m_S^2) m_H^4 + (m_i^2 (2m_j^2 - 3m_k^2 - m_S^2) - m_j^2 (3m_k^2 + m_S^2)) m_H^2 + 2(m_i^2 - m_j^2)^2 m_k^2) \Big) \\
 &\left. \times C_0(m_H^2, m_i^2, m_j^2, m_k^2, m_k^2, m_S^2) \right), \quad (4.6)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f_L^2 &= \frac{gm_j}{4m_i m_W (m_i^2 - m_j^2)} \\
 &\times \left(\left(\lambda_L^{ki} m_i (2\lambda_L^{kj} m_j m_k + \lambda_R^{kj} (m_i^2 + m_k^2 - m_S^2)) + \lambda_R^{ki} (\lambda_L^{kj} m_j (m_i^2 + m_k^2 - m_S^2) \right. \right. \\
 &+ 2\lambda_R^{kj} m_i^2 m_k) \Big) B_0(m_i^2, m_k^2, m_S^2) + (m_k^2 - m_S^2) \left(\lambda_L^{ki} \lambda_R^{kj} m_i - \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} m_j \right) B_0(0, m_k^2, m_S^2) \\
 &+ 2\lambda_L^{ki} \lambda_R^{kj} m_i (m_S^2 B_0(0, m_S^2, m_S^2) - m_k^2 + m_S^2) - 2\lambda_L^{ki} \lambda_R^{kj} m_i m_k^2 B_0(0, m_k^2, m_k^2) \Big), \quad (4.7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f_L^3 &= -\frac{gm_i}{4m_j m_W (m_i^2 - m_j^2)} \\
 &\times \left(\left(\lambda_L^{ki} m_i (2\lambda_L^{kj} m_j m_k + \lambda_R^{kj} (m_j^2 + m_k^2 - m_S^2)) + \lambda_R^{ki} m_j (\lambda_L^{kj} (m_j^2 + m_k^2 - m_S^2) \right. \right. \\
 &+ 2\lambda_R^{kj} m_j m_k) \Big) B_0(m_j^2, m_k^2, m_S^2) - (m_k^2 - m_S^2) \left(\lambda_L^{ki} \lambda_R^{kj} m_i - \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} m_j \right) B_0(0, m_k^2, m_S^2) \\
 &+ 2\lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} m_j (m_S^2 B_0(0, m_S^2, m_S^2) - m_k^2 + m_S^2) - 2\lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} m_j m_k^2 B_0(0, m_k^2, m_k^2) \Big), \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

CAPÍTULO 4. DECAIMIENTO $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ EN EL MODELO DE LQS
4.2. AMPLITUD INVARIANTE

y finalmente, para el cuarto diagrama se tiene

$$\begin{aligned}
 f_L^4 = & \frac{\lambda_S v}{(m_H^2 - (m_i + m_j)^2)(m_H^2 - (m_i - m_j)^2)} \\
 & \times \left(\left(\lambda_L^{ki} \lambda_R^{kj} m_j (m_H^2 (m_i^2 + m_k^2 - m_S^2) - (m_i^2 - m_j^2)(m_i^2 - m_k^2 + m_S^2)) \right. \right. \\
 & - \lambda_L^{kj} m_k (m_H^2 - (m_i + m_j)^2)(m_H^2 - (m_i - m_j)^2) + \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} m_i (m_H^2 (m_j^2 + m_k^2 - m_S^2) \\
 & + (m_i^2 - m_j^2)(m_j^2 - m_k^2 + m_S^2)) \left. \right) C_0(m_H^2, m_i^2, m_j^2, m_S^2, m_k^2) \\
 & + m_j \left(\lambda_L^{ki} \lambda_R^{kj} (m_i^2 + m_j^2 - m_H^2) - 2\lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} m_i m_j \right) B_0(m_j^2, m_k^2, m_S^2) \\
 & + \left(\lambda_L^{ki} \lambda_R^{kj} m_j (m_H^2 + m_i^2 - m_j^2) + \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} m_i (m_H^2 - m_i^2 + m_j^2) \right) B_0(m_H^2, m_S^2, m_j^2) \Big).
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

Además las funciones f_R^i no son independientes ya que se cumple que

$$f_R^i = f_L^i (L \leftrightarrow R). \tag{4.10}$$

En las expresiones anteriores, B_0 y C_0 denotan las funciones escalares de Passarino-Veltman escritas en la notación usual definida en el Apéndice A, las cuales pueden ser evaluadas analíticamente mediante parametrización de Feynman o numéricamente por medio de la utilería LoopTools, que funciona bajo el entorno de Mathematica.

4.2.2. Divergencias ultravioletas

Como se explica en el Apéndice A, las amplitudes a nivel de un lazo pueden contener divergencias ultravioletas que se aíslan de la parte finita mediante el método de regularización dimensional. En general cada amplitud de los diagramas de la Fig. 4.1 puede escribirse después de la integración por el método de Passarino-Veltman como

$$\mathcal{M}_i = \frac{3}{16\pi^2} \bar{u}(p_1) C_i^\Delta v(p_2) \Delta + \mathcal{M}_i^{\text{finita}}, \tag{4.11}$$

donde Δ contiene un polo en $D - 4$ que diverge cuando $D \rightarrow 4$. Estas divergencias ultravioletas solo aparecen en las funciones escalares de dos puntos B_0 y son independientes de los argumentos de estas funciones. Es decir, para encontrar las divergencias solo debemos reemplazar $B_0 \rightarrow \Delta$. Al calcular un proceso físico, es importante verificar que al sumar todas las amplitudes se tenga una amplitud total libre de divergencias ultravioletas. En el caso de los diagramas de Feynman de la Fig. 4.1, el primer diagrama contiene divergencias ultravioletas, pero éstas se cancelan con las divergencias ultravioletas que resultan de los diagramas de burbuja, mientras que el cuarto diagrama está libre de divergencias ultravioletas. De manera concreta los términos C_i^Δ que multiplican a la divergencia ultravioleta que aparece en la amplitud \mathcal{M}_i de cada diagrama de Feynman que induce el

CAPÍTULO 4. DECAIMIENTO $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ EN EL MODELO DE LQS
4.3. ANCHURA DE DECAIMIENTO

proceso $H \rightarrow f_i \bar{f}_j$ están dados por:

$$\begin{aligned}
C_1^\Delta &= \frac{gm_k}{2m_W} \left(P_L \lambda_L^{ki} \lambda_L^{kj} + P_R \lambda_R^{ki} \lambda_R^{kj} \right), \\
C_2^\Delta &= \frac{gm_j}{4m_W(m_i^2 - m_j^2)} \left[P_L (2\lambda_L^{ki} \lambda_L^{kj} m_j m_k + \lambda_L^{ki} \lambda_R^{kj} m_i^2 + \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} m_i m_j + 2\lambda_R^{ki} \lambda_R^{kj} m_i m_k) \right. \\
&\quad \left. + P_R (\lambda_L^{kj} m_i (2\lambda_L^{ki} m_k + \lambda_R^{ki} m_i) + \lambda_R^{kj} m_j (\lambda_L^{ki} m_i + 2\lambda_R^{ki} m_k)) \right], \\
C_3^\Delta &= \frac{-gm_i}{4m_W(m_i^2 - m_j^2)} \left[P_R (2\lambda_L^{ki} \lambda_L^{kj} m_j m_k + \lambda_L^{ki} \lambda_R^{kj} m_j^2 + \lambda_L^{kj} \lambda_R^{ki} m_i m_j + 2\lambda_R^{ki} \lambda_R^{kj} m_i m_k) \right. \\
&\quad \left. + P_L (\lambda_L^{ki} m_i (2\lambda_L^{kj} m_k + \lambda_R^{kj} m_j) + \lambda_R^{ki} m_j (\lambda_L^{kj} m_j + 2\lambda_R^{kj} m_k)) \right], \\
C_4^\Delta &= 0.
\end{aligned}$$

Se puede verificar que $C_1^\Delta + C_2^\Delta + C_3^\Delta = 0$, de modo que tenemos una amplitud total libre de divergencias ultravioletas.

4.3. Anchura de decaimiento

Ahora vamos a calcular la anchura parcial de decaimiento para el proceso $H \rightarrow f_i \bar{f}_j$. En general, para el decaimiento a N cuerpos de la partícula A de masa m_A con 4-momento P_A , la anchura parcial de decaimiento está dada por la expresión

$$d\Gamma(A \rightarrow A_1 + A_2 + \dots + A_N) = \frac{(2\pi)^4}{2m_A} |\overline{\mathcal{M}}|^2 d\Phi(P_A; p_1, p_2, \dots, p_N), \quad (4.12)$$

donde $d\Phi$ es el espacio fase

$$d\Phi(P_A; p_1, p_2, \dots, p_N) = \delta^4 \left(P_A - \sum_{i=1}^N p_i \right) \prod_{i=1}^N \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}. \quad (4.13)$$

Aquí $|\overline{\mathcal{M}}|^2$ es la amplitud invariante del decaimiento de interés elevada al cuadrado, sumada y promediada sobre polarizaciones de las partículas finales e inicial, respectivamente.

Para realizar la integración es conveniente usar el marco de referencia donde A está en reposo, por lo cual $E_A = m_A$. En el caso de un decaimiento a dos cuerpos $A(P_A) \rightarrow A_1(p_1) + A_2(p_2)$ se tiene

$$E_1 + E_2 = m_A, \quad (4.14)$$

y por conservación de 4-momento $P_A = p_1 + p_2$, lo que implica que

$$\begin{aligned}
(P_A - p_1)^2 &= P_A^2 + p_1^2 + 2P_A \cdot p_1 = m_A^2 + m_1^2 - 2m_A E_1 \\
&= p_2^2 = m_2^2
\end{aligned} \quad (4.15)$$

de donde

$$E_1 = \frac{m_A^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_A}, \quad (4.16)$$

$$E_2 = \frac{m_A^2 + m_2^2 - m_1^2}{2m_A}. \quad (4.17)$$

CAPÍTULO 4. DECAIMIENTO $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ EN EL MODELO DE LQS
4.3. ANCHURA DE DECAIMIENTO

Para obtener los momentos lineales usemos la expresión $E_1^2 = \vec{p}_1^2 + m_1^2$, con lo cual se deduce que

$$\begin{aligned} \vec{p}_1^2 &= \frac{m_A^4 + m_1^4 + m_2^4 - 2(m_A^2 m_1^2 - m_A^2 m_2^2 - m_1^2 m_2^2)}{4m_A^2} \\ &= \frac{(m_A^2 - (m_1 + m_2)^2)(m_A^2 - (m_1 - m_2)^2)}{4m_A^2}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Para integrar sobre el espacio fase conviene escribir la función delta de Dirac en la forma

$$\delta^4(P_A - p_1 - p_2) = \delta(m_A - E_1 - E_2) \delta^3(-\vec{p}_1 - \vec{p}_2), \quad (4.19)$$

de modo que después de integrar sobre $d^3\vec{p}_2$, la Ec. (4.12) toma la forma

$$d\Gamma(A \rightarrow A_1 + A_2) = \frac{|\mathcal{M}|^2}{32m_A\pi^2} \delta(m_A - E_1 - E_2) \frac{d^3\vec{p}_1}{E_1 E_2}, \quad (4.20)$$

con $\vec{p}_2 = -\vec{p}_1$. Ahora se tiene que

$$\begin{aligned} dE = dE_1 + dE_2 &= d\sqrt{\vec{p}_1^2 + m_1^2} + d\sqrt{\vec{p}_2^2 + m_2^2} \\ &= \frac{E_1 + E_2}{E_1 E_2} |\vec{p}_1| d|\vec{p}_1| = \frac{m_A}{E_1 E_2} |\vec{p}_1| d|\vec{p}_1|. \end{aligned} \quad (4.21)$$

En coordenadas esféricas, $d^3\vec{p}_1 = |\vec{p}_1|^2 d|\vec{p}_1| d\Omega_1$, donde Ω_1 es el ángulo sólido, entonces

$$d^3\vec{p}_1 = \frac{E_1 E_2}{m_A} |\vec{p}_1| dE d\Omega_1, \quad (4.22)$$

lo cual nos permite integrar sobre E . Finalmente, la anchura de un decaimiento a dos cuerpos está dada como

$$\Gamma(A \rightarrow A_1 + A_2) = \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{8m_A^2\pi} |\vec{p}_1|, \quad (4.23)$$

con

$$|\vec{p}_1| = \frac{[(m_A^2 - (m_1 + m_2)^2)(m_A^2 - (m_1 - m_2)^2)]^{1/2}}{2m_A}. \quad (4.24)$$

Como $|\overline{\mathcal{M}}|^2$ no depende de los ángulos, la integración sobre el ángulo sólido es inmediata y da 4π .

La amplitud del decaimiento $H \rightarrow f_i \bar{f}_j$ puede escribirse de manera genérica como

$$\mathcal{M}(H \rightarrow f_i \bar{f}_j) = \bar{u}(p_1) (F_L P_L + F_R P_R) v(p_2), \quad (4.25)$$

donde los coeficientes F_L se obtienen al sumar las expresiones mostradas en las Ecs. (4.5)-(4.10) en términos de funciones de Passarino-Veltman:

$$F_{L,R} = \frac{3}{16\pi^2} \sum_i f_{L,R}^i. \quad (4.26)$$

CAPÍTULO 4. DECAIMIENTO $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ EN EL MODELO DE LQS
4.3. ANCHURA DE DECAIMIENTO

Después de sumar sobre polarizaciones de los fermiones finales (el bosón de Higgs solo tiene una polarización por lo que el promedio es inmediato) se obtiene la amplitud al cuadrado no polarizada $|\overline{\mathcal{M}}|^2$. Al insertar en la expresión para la anchura de decaimiento se tiene

$$\Gamma(H \rightarrow f_i \bar{f}_j) = \frac{m_H}{1024\pi} \sqrt{\left(4 - (\sqrt{\tau_j} - \sqrt{\tau_i})^2\right) \left(4 - (\sqrt{\tau_i} + \sqrt{\tau_j})^2\right) \left((4 - \tau_i - \tau_j) (|F_L|^2 + |F_R|^2) - 4\sqrt{\tau_i}\sqrt{\tau_j}\text{Re}(F_L F_R)\right)}, \quad (4.27)$$

donde usamos la abreviación $\tau_a = 4m_a^2/m_H^2$. Esta expresión es muy general pero nosotros nos enfocaremos en el estudio del decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$, el cual es mediado por los diagramas de Feynman de la Fig. 4.1, en donde se tiene que el fermion interno puede ser el quark c o el quark t . La obtención de la anchura correspondiente es inmediata a partir de nuestras expresiones generales, en donde solo debemos reemplazar $m_i \rightarrow m_\tau$, $m_j \rightarrow m_\mu$ y $m_k \rightarrow m_t$, junto con los correspondientes acoplamientos. El análisis numérico se realizará en el siguiente capítulo de esta Tesis.

Capítulo 5

Cotas a los parámetros de los LQs

En el capítulo anterior encontramos la anchura para el decaimiento del bosón de Higgs con cambio de sabor $H \rightarrow f_i \bar{f}_j$ inducido por LQs de tipo escalar. En esta tesis estamos interesados en realizar un análisis de la contribución de los LQs a la anchura del decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$. La motivación de este estudio ya se discutió al inicio del capítulo 4. Para evaluar la anchura de decaimiento necesitamos dar valores numéricos a los acoplamientos de los LQs $\lambda_{L,R}^{ij}$ y λ_S a su masa m_Q . Entonces debemos encontrar cotas para estos parámetros a partir de los datos experimentales sobre procesos con cambio de sabor leptónico. De esta manera podremos tener una estimación para la anchura de decaimiento del proceso $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ y concluir si este tipo de efectos se encuentra al alcance de la detección experimental. Para obtener cotas a los parámetros de los LQs utilizaremos los procesos siguientes: los datos experimentales de ATLAS y CMS sobre los acoplamientos del bosón de Higgs, el momento magnético anómalo del muón a_μ , y los decaimientos $\ell_i \rightarrow \ell_j \rightarrow \gamma$. En seguida presentamos las expresiones correspondientes para las contribuciones de los LQs escalares a las observables que incluyen acoplamientos con violación de sabor leptónico, las cuales fueron presentadas en [46].

5.1. Contribución de los LQs a a_μ y $\Gamma(\ell_i \rightarrow \ell_k \gamma)$

Es conocido que actualmente existe una discrepancia de más de 3 desviaciones estándar entre el valor experimental y la predicción teórica del ME a a_μ , dada como sigue

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{Exp.}} - a_\mu^{\text{ME}} = 287(80) \times 10^{-11}, \quad (5.1)$$

donde los errores experimentales y teóricos han sido agregados. Aunque tal discrepancia puede ser señal de nueva física, se requiere un cálculo más preciso de la contribución hadrónica del ME. Si esta discrepancia se debe a efectos de nueva física, la región permitida con un intervalo de confianza de 95 % es $130,2 \times 10^{-11} \leq \Delta a_\mu^{\text{NP}} \leq 443,8 \times 10^{-11}$.

La contribución de un LQ escalar al momento dipolar magnético anómalo de un fermión se genera de los diagramas de la Fig. 5.1. La expresión resultante se puede escribir como

$$a_i = -\frac{3\sqrt{x_i}}{16\pi^2} \left[\sqrt{x_i} \left(|\lambda_L^{ij}|^2 + |\lambda_R^{ij}|^2 \right) F^\gamma(x_i, x_j) + 2\sqrt{x_j} \text{Re} \left(\lambda_L^{ij} \lambda_R^{ij*} \right) G^\gamma(x_i, x_j) \right], \quad (5.2)$$

CAPÍTULO 5. COTAS A LOS PARÁMETROS DE LOS LQS
5.1. CONTRIBUCIÓN DE LOS LQS A A_μ Y $\Gamma(\ell_I \rightarrow \ell_K \gamma)$

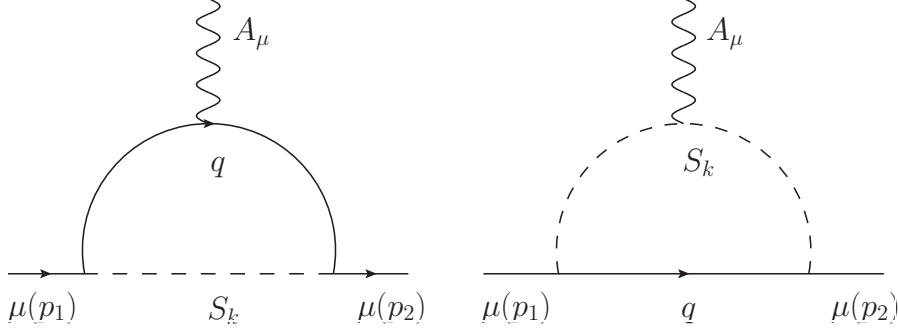


Figura 5.1: Diagramas de Feynman que inducen el momento dipolar magnético anómalo de un fermión a través del LQ escalar S_k .

donde $x_i = m_i^2/m_Q^2$ y

$$F^\gamma(z_1, z_2) = Q_j F_1^\gamma(z_1, z_2) + Q_{S_k} F_2^\gamma(z_1, z_2), \quad (5.3)$$

$$G^\gamma(z_1, z_2) = Q_j G_1^\gamma(z_1, z_2) + Q_{S_k} G_2^\gamma(z_1, z_2) \quad (5.4)$$

donde Q_j y Q_{S_k} son las cargas eléctricas del fermión interno y el LQ en unidades de e . Además se tiene

$$F_a^\gamma(z_1, z_2) = 2 \int_0^1 \frac{(1-x)x\xi_a(x)}{(1-x)(z_2-xz_1)+x} dx, \quad (5.5)$$

$$G_a^\gamma(z_1, z_2) = 2 \int_0^1 \frac{(1-x)\xi_a(x)}{(1-x)(z_2-xz_1)+x} dx \quad (5.6)$$

con $\xi_1(x) = 1-x$ y $\xi_2(x) = x$.

Si el LQ tiene acoplamientos no diagonales a los fermiones de la segunda y tercera familias, también puede contribuir al decaimiento $\ell_i \rightarrow \ell_k \gamma$, el cual procede mediante los diagramas de Feynman de la Fig. 5.2. La contribución del LQ S_k y el quark q a la amplitud invariante puede ser escrita como

$$\mathcal{M}(\ell_i \rightarrow \ell_k \gamma) = -\frac{ie}{m_{S_k}} \bar{\ell}_k(p_k) [A_L(x_i, x_q, x_k) P_L + A_R(x_i, x_q, x_k) P_R] \sigma_{\mu\nu} \ell_i(p_i) q^\nu \epsilon^\mu(q), \quad (5.7)$$

donde

$$A_L(z_1, z_2, z_3) = \frac{3}{16\pi^2} \left[\lambda_L^{kq} \lambda_L^{iq*} \sqrt{z_1} I(z_1, z_2, z_3) + \lambda_R^{kq} \lambda_R^{qi*} \sqrt{z_3} I(z_3, z_2, z_1) \right. \\ \left. + \lambda_L^{kq} \lambda_R^{iq*} \sqrt{z_2} J(z_1, z_2, z_3) \right], \quad (5.8)$$

y $A_R = A_L (L \leftrightarrow R)$. Las funciones I y J están dadas en términos de integrales de parámetros de Feynman como sigue

$$I(z_1, z_2, z_3) = Q_q I_1(z_1, z_2, z_3) + Q_S I_2(z_1, z_2, z_3), \quad (5.9)$$

$$J(z_1, z_2, z_3) = Q_q J_1(z_1, z_2, z_3) + Q_S J_2(z_1, z_2, z_3), \quad (5.10)$$

CAPÍTULO 5. COTAS A LOS PARÁMETROS DE LOS LQS
5.2. COTAS PARA LOS PARÁMETROS DE LOS LQS

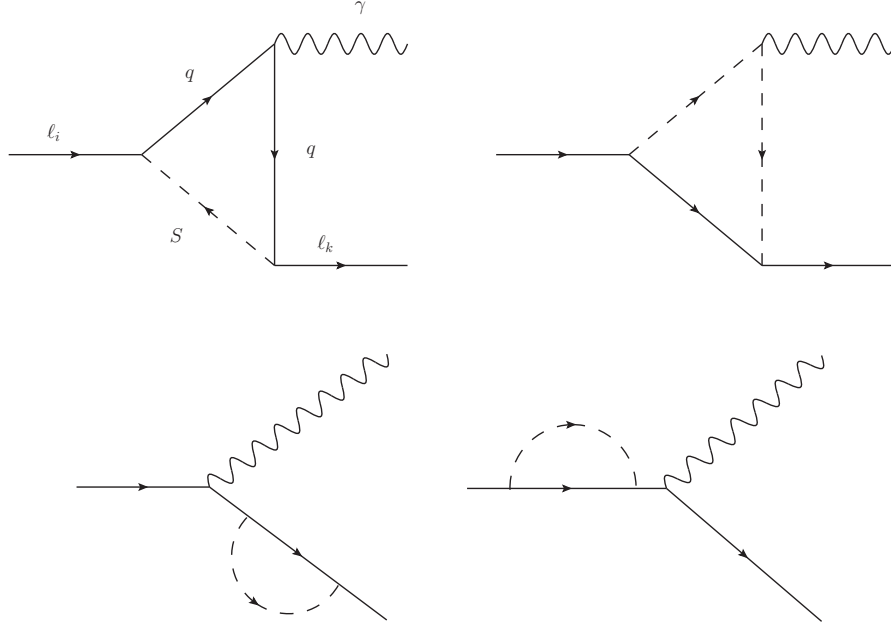


Figura 5.2: Diagramas de Feynman de la contribución de un LQ escalar al decaimiento $l_i \rightarrow l_k \gamma$.

con

$$I_a(z_1, z_2, z_3) = \frac{\xi_a(x)}{(1-x)x(z_1-z_3)^2} \left((x-1)x(z_1-z_3) - (x+(z_2-xz_3)(1-x)) \log \left(\frac{\eta(x, z_1, z_2)}{\eta(x, z_3, z_2)} \right) \right), \quad (5.11)$$

y

$$J_a(z_1, z_2, z_3) = -\frac{\xi_a(x)}{x(z_1-z_3)} \log \left(\frac{\eta(x, z_1, z_2)}{\eta(x, z_3, z_2)} \right), \quad (5.12)$$

donde $\eta(x, y, z) = (1-x)(z-xy) + x$ y las funciones $\xi_a(x)$ fueron definidas arriba. La anchura de decaimiento está dada por

$$\Gamma(l_i \rightarrow l_k \gamma) = \frac{m_i x_i \alpha}{4} \left[1 - \frac{x_k}{x_i} \right]^3 (|A_L(x_i, x_q, x_k)|^2 + |A_R(x_i, x_q, x_k)|^2). \quad (5.13)$$

5.2. Cotas para los parámetros de los LQs

Consideraremos las restricciones experimentales sobre los parámetros asociados a los LQs S_1 y S_2 introducidos en el Capítulo 3. Recordemos que estos leptoquarks son los

CAPÍTULO 5. COTAS A LOS PARÁMETROS DE LOS LQS

5.2. COTAS PARA LOS PARÁMETROS DE LOS LQS

componentes del doblete de $SU(2)$ R_2 con número fermiónico $F = 0$, el cual no induce acoplamientos con diquarks y por lo tanto no contribuye al decaimiento del protón. Entonces S_1 y S_2 pueden tener aún masas del orden de la escala electrodébil.

5.2.1. Cotas sobre la masa de los LQs

El doblete R_2 da lugar a dos LQs escalares $S_1 \equiv R_{1/2}$ and $S_2 \equiv R_{-1/2}$ con cargas eléctricas $5/3e$ y $2/3e$. Dado que existen fuertes restricciones experimentales obtenidas de procesos a bajas energías a los parámetros de los LQs que se acoplan a los fermiones de la primera generación [47–49], consideraremos que S_1 y S_2 se acoplan únicamente a fermiones de la segunda y tercera generación. En cuanto a la masa de estos LQs, la cota experimental más fuerte sobre la masa de un LQ escalar quiral de la tercera generación proviene del análisis de los datos experimentales tomado en el LHC [50] y es $m_S > 526$ GeV. En dicho análisis se supone que el LQ decae primordialmente al quark b y al leptón τ , como ocurre con el LQ S_2 . Dado que se requiere que los LQs S_1 y S_2 tengan una masa degenerada para evitar correcciones peligrosas al parámetro ρ [51], supondremos que la masa de los LQs S_1 y S_2 es mayor que 500 GeV. Ahora discutiremos como obtener cotas para los parámetros de los LQs y posteriormente evaluaremos la anchura del decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ en espacio de parámetros permitido.

5.2.2. Cotas para el acoplamiento λ_S

Los LQs escalares con masa alrededor de la escala electrodébil y acoplamiento a nivel de árbol al bosón de Higgs del ME ($S_i^\dagger S_i H$), pueden modificar significativamente los decaimientos del bosón de Higgs y los procesos de producción que son inducidos a nivel de un loop. Entre los ejemplos de este tipo de procesos se encuentran los decaimientos $H \rightarrow \gamma\gamma$ y $H \rightarrow Z\gamma$, así como los procesos de producción de bosones de Higgs solos o en pares: $gg \rightarrow H$ y $gg \rightarrow HH$. En estos procesos, los diagramas con loops inducidos por LQ suficientemente ligeros podrían dar contribuciones del mismo orden que las del ME a observables físicas como la sección eficaz y las anchuras parciales de decaimiento. Dado que las propiedades del bosón de Higgs encontrado en el LHC concuerdan no muestran desviaciones significativas de las predicciones del ME, se pueden encontrar cotas muy fuertes para los acoplamientos de los LQs al bosón de Higgs.

La interacción a nivel de árbol de un LQ escalar S al bosón de Higgs está dada por la Ec. (3.9), que repetimos aquí por conveniencia:

$$\mathcal{L} \supset \lambda_S (S_{ia}^\dagger S_{ia}) \left(\hat{H}_j^\dagger \hat{H}_j \right) = -\lambda_S v S_{ia}^\dagger S_{ia} H + \dots \quad (5.14)$$

donde $v = 246,22$ GeV es el valor de expectación del vacío del ME y se muestra la suma sobre índices débiles (i, j) y de color (a) explícitamente. Por lo tanto, este tipo de interacciones están determinadas solo por dos parámetros: la constante λ_S y la masa del LQ m_{LQ} .

Las datos experimentales relativos al bosón de Higgs descubierto en el LHC, obtenidos por las colaboraciones ATLAS y CMS, ha sido reportada en la literatura. Entre las mediciones realizadas se encuentran los datos que permiten realizar un ajuste global para las desviaciones permitidas a los acoplamientos del bosón de Higgs con respecto a los valores predicho por el ME al menor orden de teoría de perturbaciones. Las cotas para los

CAPÍTULO 5. COTAS A LOS PARÁMETROS DE LOS LQS
5.2. COTAS PARA LOS PARÁMETROS DE LOS LQS

acoplamiento $H\gamma\gamma$ y Hgg permiten obtener una cota para el valor de la constante λ_S en función de la masa del leptoquark. En la Tabla 5.1 se muestran las cotas para el cociente $\lambda_S(v/m_Q)^2$ obtenidas a partir de un ajuste global a las mediciones de ATLAS y CMS.

Tipo de LQ	Cota sobre $\lambda_S(v/m_Q)^2$
S_3	0.02 ± 0.25
R_2	-0.06 ± 0.31
\tilde{R}_2	0.11 ± 0.38
\tilde{S}_1	-0.14 ± 0.58
S_1	0.25 ± 0.74
\tilde{S}_1	0.16 ± 0.78

Tabla 5.1: Cotas para los acoplamientos de los LQs escalares con el bosón de Higgs del ME obtenidas a partir de un ajuste global a los datos experimentales de ATLAS y CMS.

5.2.3. Cotas para los acoplamientos de LQs a fermiones

En seguida discutiremos un posible escenario en donde se tiene un LQ escalar quiral con acoplamientos no diagonales a los fermiones de la segunda y tercera familias, lo cual permitiría el decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$. Este tipo de LQs puede dar contribuciones grandes al momento dipolar magnético anómalo del muón a_μ y al decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$, lo cual puede restringir fuertemente los acoplamientos correspondientes. En primera instancia supondremos que la discrepancia Δa_μ se debe a un LQ escalar quiral que con acoplamientos $S\mu t$ y $S\mu c$. En la Fig. 5.3 se muestran el área en el plano $|\text{Re}(\lambda_L^{\mu q} \lambda_R^{\mu q*})|$ vs m_S con un intervalo de confianza de 95 % en donde la contribución de un LQ escalar S y el quark q puede explicar dicha discrepancia. Observamos que el producto $\text{Re}(\lambda_L^{\mu t} \lambda_R^{\mu t*})$ está fuertemente suprimido pero esta supresión puede eliminarse si se cancelaran las contribuciones de los quarks c y t

Consideremos ahora que pasa con las cotas obtenidas a partir del decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$, cuya cota más fuerte es $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4,4 \times 10^{-8}$ [52]. En este caso los vértices $\mu\bar{q}S$ y $\tau\bar{q}S$ ($q = c, t$) aparecen en la amplitud de este decaimiento por lo que solo es útil para acotar el producto de acoplamientos $\lambda^{\mu q} \lambda^{\tau q}$. Para simplificar la situación tomaremos $|\lambda_L^{\ell q}| = |\lambda_R^{\ell q}| \equiv \lambda^{\ell q}$ ($\ell = \mu, \tau$) y consideraremos que solo uno de los lazos con el quark c o el quark t contribuye a la discrepancia de a_μ . Es decir, elegiremos valores de $\lambda^{\mu q}$ dentro del área permitida mostrada en la Fig. 5.3. En la Fig. 5.4, mostramos la región permitida en el plano $\lambda^{\tau q}$ vs m_S que es consistente con la discrepancia Δa_μ y la cota para el decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$. Se observa que el acoplamiento $\lambda^{\tau c}$ debe tener valores del orden de 10^{-1} mientras que $\lambda^{\tau t}$ debe tener valores un orden de magnitud menores.

Debe mencionarse que estas cotas tan restrictivas se pueden evadir si se supone que la discrepancia Δa_μ no es debida a los LQs, en cuyo caso podría ser debida a otras partículas que aparecieran en un modelo particular. Incluso puede darse el caso de que en el futuro dicha discrepancia desaparezca. En el siguiente capítulo efectuaremos un análisis numérico del comportamiento de la anchura del decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ en función de los parámetros del modelo de LQs.

CAPÍTULO 5. COTAS A LOS PARÁMETROS DE LOS LQS
5.2. COTAS PARA LOS PARÁMETROS DE LOS LQS

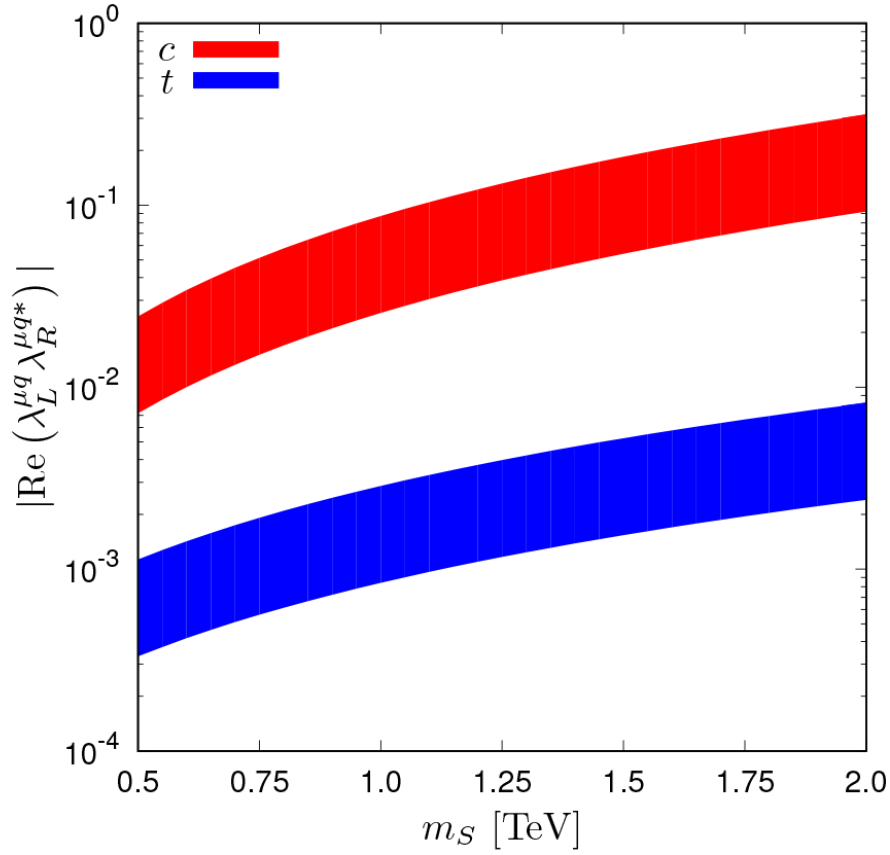


Figura 5.3: Área permitida con un 95 % C.L. en el plano $|\text{Re}(\lambda_L^{\mu q} \lambda_R^{\mu q*})|$ vs m_S consistente con la discrepancia Δa_μ . El área oscura muestra la región correspondiente en donde un LQ escalar acompañado del quark c o t explica la discrepancia (no se considera la contribución simultánea de ambos quarks). Note que los acoplamientos del LQ deben tener signos opuestos para dar una contribución positiva a a_μ .

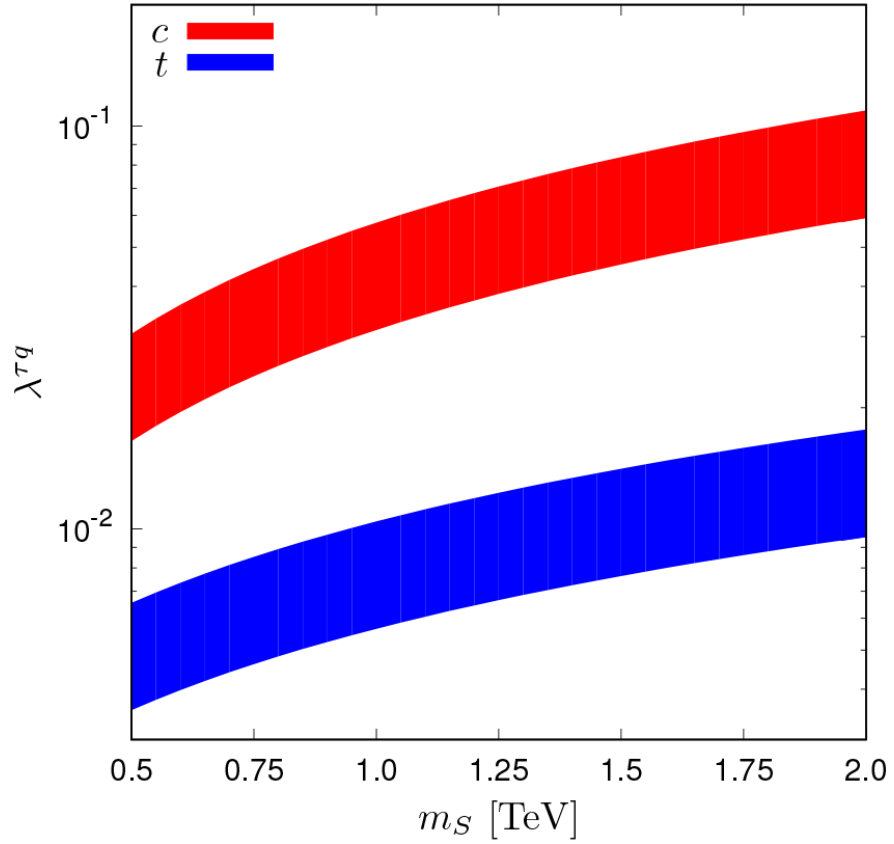


Figura 5.4: Area en el plano $\lambda^{\tau q}$ vs m_S consistente la discrepancia Δa_μ y la cota sobre el decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$. Por simplicidad se consideró que $|\lambda_L^{\ell q}| = |\lambda_R^{\ell q}| \equiv \lambda^{\ell q}$ ($\ell = \mu, \tau$ y $q = c, t$), donde los valores de $\lambda^{\mu q}$ se eligieron de manera que se encuentran dentro del área permitida mostrada en la Fig. 5.3.

Capítulo 6

Análisis numérico y discusión

Ahora analizaremos el comportamiento de la anchura del decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ en función de los parámetros de los LQs para valores de los parámetros del modelo consistentes con las cotas experimentales sobre procesos con cambio de sabor leptónico. En el Capítulo 4 presentamos la expresión para la anchura de decaimiento del proceso $H \rightarrow f_i \bar{f}_j$, que se puede escribir para el decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ como:

$$\Gamma(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp) = \frac{1}{64m_H^3 \pi} \sqrt{\left(m_H^2 - (m_\mu - m_\tau)^2\right) \left(m_H^2 - (m_\mu + m_\tau)^2\right)} \\ \times \left((m_H^2 - m_\tau^2 - m_\mu^2) (|F_L|^2 + |F_R|^2) - 4m_\tau m_\mu \text{Re}(F_L F_R) \right), \quad (6.1)$$

con las funciones $F_{L,R}$ dadas por

$$F_{L,R} = \frac{3}{16\pi^2} \sum_i f_{L,R}^i. \quad (6.2)$$

donde los coeficientes f_i^L se presentaron en las Ecs. (4.5)-(4.9) con $f_R^i = f_L^i (L \leftrightarrow R)$.

Puesto que los leptones son muy ligeros en comparación con las demás partículas que participan en el proceso, conviene obtener una expresión en el límite en que $m_\mu \rightarrow 0$ y $m_\tau \rightarrow 0$. En este caso se obtienen las expresiones simplificadas

$$\Gamma(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp) \simeq \frac{m_H}{64\pi} (|F_L|^2 + |F_R|^2), \quad (6.3)$$

con

$$F_L \simeq \frac{3}{16\pi^2} f(m_S, m_q) \lambda_L^{q\tau} \lambda_R^{q\mu}. \quad (6.4)$$

con

$$f(m_S, m_q) = \frac{3}{16\pi^2} \left(\frac{gm_q}{2m_W} \left((m_q^2 + m_S^2) C_0(m_H^2, 0, 0, m_q^2, m_q^2, m_S^2) \right. \right. \\ \left. \left. - (B_0(0, m_q^2, m_S^2) - B_0(m_H^2, m_q^2, m_q^2)) \right) - \lambda_S \nu m_q C_0(m_H^2, 0, 0, m_q^2, m_q^2, m_S^2) \right), \quad (6.5)$$

CAPÍTULO 6. ANÁLISIS NUMÉRICO Y DISCUSIÓN

y $F_R = F_L(L \leftrightarrow R)$. Hay que notar que se debe efectuar la sumatoria sobre las combicaciones de todo los quarks y LQs que contribuyen al decaimiento. La anchura de decaimiento se puede escribir entonces como

$$\Gamma(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp) \simeq \frac{m_H |f(m_S, m_q)|^2}{64\pi} (|\lambda_L^{q\tau} \lambda_R^{q\mu}|^2 + |\lambda_R^{q\tau} \lambda_L^{q\mu}|^2). \quad (6.6)$$

Entonces la fracción del decaimiento está dada como

$$\text{BR}(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp) = \frac{\Gamma(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)}{\Gamma_H}, \quad (6.7)$$

donde Γ_H es la anchura total del bosón de Higgs. Para $M_H = 125$ GeV se tiene en el ME

$$\Gamma_H = 0,00427 \text{ GeV}.$$

Vamos a considerar el escenario en que tenemos solo un LQ no quiral con acoplamientos no diagonales a los fermiones de la segunda y tercera generación. En este caso puede haber contribuciones del quark c y del quark t . En la Fig. 6.1 graficamos la contribución de cada quark a la anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)$ para $(|\lambda_L^{q\tau} \lambda_R^{q\mu}|^2 + |\lambda_R^{q\tau} \lambda_L^{q\mu}|^2) \simeq O(1)$ en función de la masa del LQ para tres valores de λ_S . Para obtener esta gráfica consideramos que dichas contribuciones no interfieren. Observamos que la contribución del quark c estaría muy suprimida. Notamos que los acoplamientos de los LQs $\lambda_L^{t\tau} \lambda_R^{t\mu}$ y $\lambda_R^{t\tau} \lambda_L^{t\mu}$ no pueden ser de orden mucho mayor de la unidad puesto que en ese caso se tendría una anchura de orden de la anchura total del bosón de Higgs, que se muestra mediante la línea horizontal. También notamos que hay poca sensibilidad de la anchura de decaimiento al parámetro λ_S , lo cual implica que la contribución del diagrama de Feynman número 4 de la Fig. 4.1

En la Fig. 6.2 mostramos la fracción de decaimiento $\text{BR}(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)$ para $\lambda_{L,R}^{t\ell}$ ($\ell = \mu, \tau$) del orden de 10^{-1} y 10^{-2} . Si los acoplamientos $\lambda_{L,R}^{t\ell}$ son del orden de 10^{-2} , como se deduce de las cotas para la discrepancia del momento dipolar magnético anómalo del muón Δa_μ y el decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$, tendríamos una fracción de decaimiento extremadamente suprimida, del orden de $\text{BR}(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp) \simeq 10^{-10}$, lo cual está fuera del alcance de detección experimental.

Por otra parte, tomando un enfoque alternativo, podemos usar la cota experimental $\text{BR}H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp \leq 0,00143$ con 95% C.L. para obtener una cota sobre los acoplamientos $\lambda_{L,R}^{t\ell}$. En la Fig. 6.3 se muestra dicha cota. Observamos que se requerían valores muy grandes de los acoplamientos $\lambda_{L,R}^{t\ell}$, del orden de la unidad para estar cerca del nivel de la cota experimental, lo cual contradice lo encontrado para las cotas de estos parámetros. Una forma de evadir las cotas es tener un modelo de al menos dos LQs con acoplamientos tales que sus contribuciones a la discrepancia Δa_μ y $\tau \rightarrow \mu\gamma$ se cancelen, de manera que ambos acoplamientos puedan tener un orden de magnitud cercano a la unidad sin alterar las predicciones para estas observables. Este enfoque fue seguido por los autores de la Ref. [53], que consideran valores de los parámetros de los LQs que se conjugan para cancelar una contribución al decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$, con lo cual estos parámetros no están restringidos. Este escenario de “ajuste fino” de los acoplamientos permitiría tener una fracción de decaimiento $\text{BR}H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ al alcance de detección experimental.

CAPÍTULO 6. ANÁLISIS NUMÉRICO Y DISCUSIÓN
6.1. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

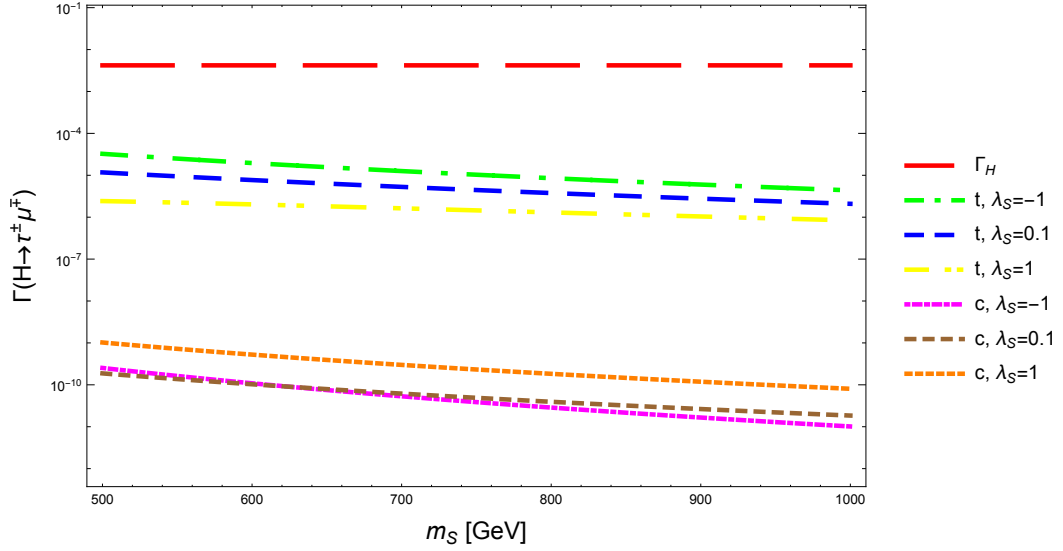


Figura 6.1: Contribución de un LQ escalar acompañado del quark t y el quark c a la anchura de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)$ para $(|\lambda_L^{q\tau} \lambda_R^{q\mu}|^2 + |\lambda_R^{q\tau} \lambda_L^{q\mu}|^2) \simeq O(1)$ y tres valores de λ_S . La línea horizontal es la anchura total del bosón de Higgs del ME.

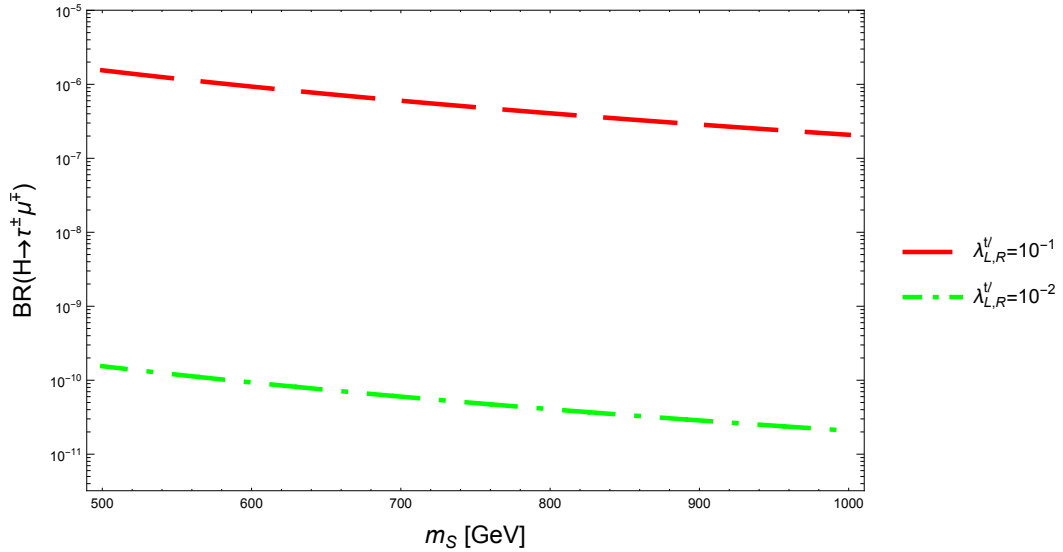


Figura 6.2: Fracción de decaimiento $BR(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)$ inducida por un LQ escalar acompañado del quark t para $\lambda_S = -1$ y valores de los acoplamientos $\lambda_L^{q\ell}$ del orden de 10^{-1} y 10^{-2} .

6.1. Conclusiones y perspectivas

- Los leptoquarks (LQs) son partículas exóticas propuestas originalmente en teorías de gran unificación.
- Los LQs acarrean número bariónico y leptónico y por tanto se acoplan a leptones y

CAPÍTULO 6. ANÁLISIS NUMÉRICO Y DISCUSIÓN
6.1. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

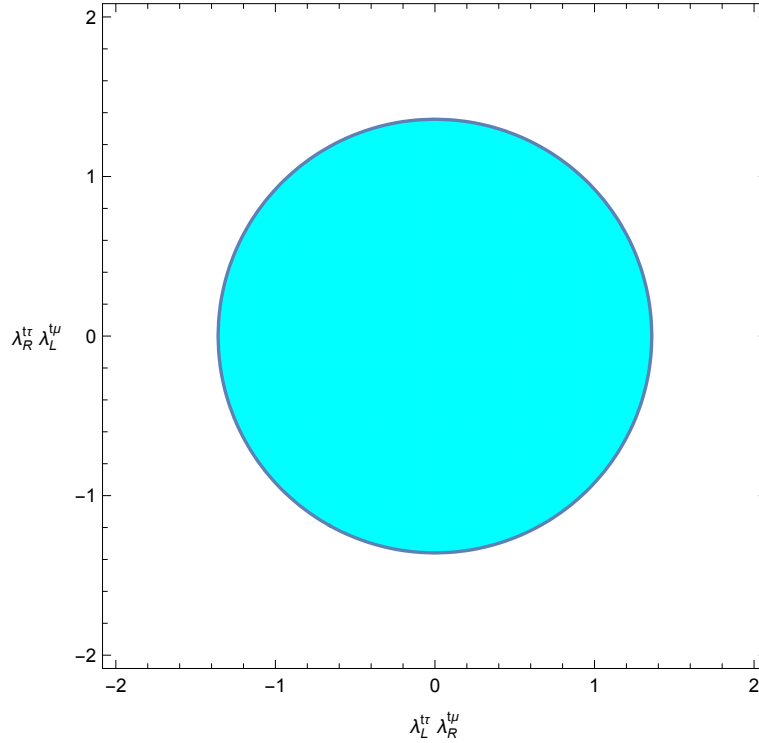


Figura 6.3: Area permitida para los acoplamientos $\lambda_{L,R}^{t\ell}$ obtenida a partir de la cota experimental sobre la fracción de decaimiento $\text{BR}(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)$. Se utiliza $m_S = 500$ GeV y $\lambda_S = 1$

quarks simultaneamente.

- La fenomenología de estas partículas ha sido extensamente estudiada, pero solo son fenomenológicamente viables los modelos en donde los LQs no se acoplan a diquarks y no inducen el decaimiento del protón.
- Uno de los efectos de los LQs es el cambio de sabor leptónico, que en el ME está prohibido y por lo tanto cualquier evidencia en este sentido sería una evidencia contundente de nueva física.
- Se ha estudiado el decaimiento $H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp$ en un modelo con LQs escalares, en el cual se origina a nivel de un lazo.
- Observamos que la fracción de decaimiento $\text{BR}(H \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp)$ es considerablemente pequeña si consideramos las cotas impuestas por los procesos con cambio de sabor leptónico $\tau \rightarrow \mu\gamma$ y el momento magnético anómalo del muón, lo cual haría que este tipo de contribuciones estuvieran lejos del alcance de detección experimental.
- Solo en caso de que se puedan evadir estas cotas se podría tener una fracción de decaimiento al alcance de detección. Esto sería posible si varios LQs dan contribuciones al decaimiento $\tau \rightarrow \mu\gamma$ que interfieran destructivamente pero esto requeriría ajuste fino (fine tuning) entre los parámetros del modelo.

CAPÍTULO 6. ANÁLISIS NUMÉRICO Y DISCUSIÓN
6.1. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

- Nuestro resultado general se puede emplear para estudiar otros decaimientos del bosón de Higgs como $H \rightarrow q_i q_j$.

Apéndice A

Método de Passarino-Veltman

El método de Passarino-Veltman [54] se basa en la descomposición de Lorentz de las integrales tensoriales a nivel de un lazo. Este método permite evaluar de manera sistemática la amplitud invariante a nivel de un lazo de un proceso físico determinado. Las integrales tensoriales de dos y tres puntos (no nos ocuparemos de las integrales tensoriales de cuatro puntos puesto que solo aparecen en diagramas de caja) se definen como:

$$\{B_0; B^\mu; B^{\mu\nu}\} = \frac{\mu^{D-4}}{i\pi^2} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^2} \frac{\{1; k^\mu; k^\mu k^\nu\}}{P_0 P_1}, \quad (\text{A.1})$$

$$\{C_0; C^\mu; C^{\mu\nu}; C^{\mu\nu\lambda}\} = \frac{\mu^{D-4}}{i\pi^2} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^2} \frac{\{1; k^\mu; k^\mu k^\nu; k^\mu k^\nu k^\lambda\}}{P_0 P_1 P_2}, \quad (\text{A.2})$$

en donde D es la dimensión del espacio tiempo, que en el esquema de regularización dimensional se toma como una variable continua. P_j es el j -ésimo propagador de la partícula j que circula por el lazo (ver Figura A.1):

$$P_j = q_j^2 - m_{j+1}^2 + i\epsilon \quad (\text{A.3})$$

con $q_j = k - \sum_{l=1}^j p_l$ el cuadri-momento que circula por el propagador y m_{j+1} la masa de la partícula virtual. La parte imaginaria $i\epsilon$ es un término infinitesimal cuya función es la de regular las singularidades de la integral y asegurar la causalidad.

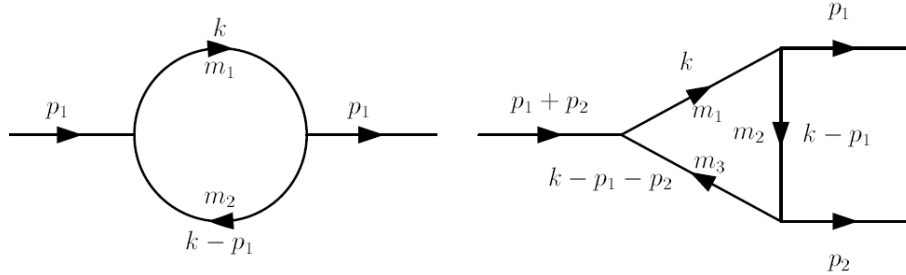


Figura A.1: Diagramas esquemáticos de las funciones escalares de Passarino-Veltman de dos (esquina superior izquierda) y tres (esquina superior derecha) puntos.

APÉNDICE A. MÉTODO DE PASSARINO-VELTMAN

Mediante invarianza de Lorentz, las funciones tensoriales pueden ser reducidas a una serie de términos que incluyen al tensor métrico $g_{\mu\nu}$ y los invariantes que pueden construirse a partir de los cuadri-momentos de las partículas externas p_i . Por ejemplo, la invarianza de Lorentz nos permite escribir:

$$B^\mu = p_1^\mu B_1, \quad (\text{A.4})$$

$$B^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} B_{00} + p_1^\mu p_1^\nu B_{11}, \quad (\text{A.5})$$

$$C^\mu = p_1^\mu C_1 + p_1^\mu C_2, \quad (\text{A.6})$$

$$C^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} C_{00} + p_1^\mu p_1^\nu C_{11} + p_1^\mu p_2^\nu C_{12} + p_2^\mu p_2^\nu C_{22}. \quad (\text{A.7})$$

Toda función tensorial de mayor orden puede ser expresada de una manera similar, la descomposición es extraordinariamente engorrosa y solo puede llevarse a cabo mediante un programa de cómputo. Sin embargo se tiene la ventaja de que se obtiene un número finito de funciones escalares que pueden ser evaluadas analíticamente mediante parametrización de Feynman o mediante evaluación numérica con ayuda de las paqueterías FF o LoopTools. La notación usual de los argumentos de las funciones escalares es la siguiente:

$$B_0(p_1^2, m_1^2, m_2^2), \quad (\text{A.8})$$

$$C_0(p_1^2, p_1^2, (p_1 + p_2)^2, m_1^2, m_2^2, m_3^2). \quad (\text{A.9})$$

El esquema de regularización dimensional permite aislar las divergencias que pueden aparecer en las integrales en términos de polos en $D-4$. Las integrales escalares se integran sobre todo el espacio del momento indeterminado k que circula en el lazo. Las divergencias ultravioletas se generan en el límite en que $k \rightarrow \infty$. Sólo la función escalar B_0 tiene una divergencia ultravioleta:

$$B_0 = \Delta + \text{Términos finitos}, \quad (\text{A.10})$$

en donde Δ contiene a un polo en $D-4$. Esta divergencia deben cancelarse al sumar todas las contribuciones de los diagramas que contribuyen a cierto proceso físico.

Bibliografía

- [1] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood, An introduction to the Standard Model of Particle Physics, 2nd ed., Cambridge University Press, 2007.
- [2] Gordon Kane, Modern Elementary Particle Physics, The Fundamental Particles and Forces, Perseus Publishing, 1993.
- [3] Mike Guidry, Gauge Field Theories: An introduction with applications, John Wiley & Sons, 1992.
- [4] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508; *ibid.* Phys. Rev. 145 (1966) 1156; F. Englert y R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321; G. S. Guralnik, C. R. Hagen y T. Kibble, Phys. Rev. Lett. 13 (1965) 585; T. Kibble, Phys. Rev. 155 (1967) 1554.
- [5] Abdelhak Djouadi, The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. I: The Higgs boson in the Standard Model, Phys. Rept. 457 (2008) 1-216, hep-ph/0503172.
- [6] M. Carena, C. Grojean, M. Kado y V. Sharma, Status of Higgs Boson Physics, Noviembre 2013.
- [7] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane and S. Dawson, The Higgs Hunter's Guide, Frontiers in Physics (Book 80), Westview Press, 2000.
- [8] Giudice Gian Francesco, Naturalness, arXiv:1307.7879, 2013.
- [9] LHC Higgs Cross Section Working Group, <http://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSection>
- [10] Blanchet Luc, Spallicci Alessandro, Whiting Bernard, Mass and Motion in General Relativity, Springer, 2011.
- [11] J. Ellis, M.K. Gaillard, D.V. Nanopoulos, Nucl. Phys. A phenomenological profile of the Higgs boson, (1976) 292.
- [12] R.N. Cahn, M.S. Chanowitz y N. Fleishon, Phys. Lett. B 82 (1979) 113.
- [13] L.Bergstrom, G. Hulth, Nucl. Phys. B259 (1985) 137.
- [14] J. Ellis, M. Gaillard, D. Nanopoulo y C. Sachrajda, Phys. Lett. B 83 (1979) 339; T. Rizzo, Phys. Rev, D 22 (1980) 178; F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1304.
- [15] S. Dittmaier *et al.*, Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables, arXiv: 1101.0593, 2011.

- [16] S. Dittmaier *et al.*, Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions, arXiv:1201.3084, 2012.
- [17] S. Heinemeyer, *et al.*, Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties, arXiv:1307.1347v2, 2013.
- [18] J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D **8**, 1240 (1973). doi:10.1103/PhysRevD.8.1240
- [19] J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974) Erratum: [Phys. Rev. D **11**, 703 (1975)]. doi:10.1103/PhysRevD.10.275, 10.1103/PhysRevD.11.703.2
- [20] H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32**, 438 (1974). doi:10.1103/PhysRevLett.32.438
- [21] H. Fritzsch and P. Minkowski, Annals Phys. **93**, 193 (1975). doi:10.1016/0003-4916(75)90211-0
- [22] P. Ramond, Nucl. Phys. B **110**, 214 (1976). doi:10.1016/0550-3213(76)90523-X
- [23] G. Senjanovic and A. Sokorac, Z. Phys. C **20**, 255 (1983). doi:10.1007/BF01574858
- [24] P. H. Frampton and B. H. Lee, Phys. Rev. Lett. **64**, 619 (1990). doi:10.1103/PhysRevLett.64.619
- [25] A. J. Davies and X. G. He, Phys. Rev. D **43**, 225 (1991). doi:10.1103/PhysRevD.43.225
- [26] J. M. Arnold, B. Fornal and M. B. Wise, Phys. Rev. D **88**, 035009 (2013) doi:10.1103/PhysRevD.88.035009 [arXiv:1304.6119 [hep-ph]].
- [27] B. Schrempp and F. Schrempp, Phys. Lett. **153B**, 101 (1985). doi:10.1016/0370-2693(85)91450-9
- [28] W. Buchmuller, Acta Phys. Austriaca Suppl. **27**, 517 (1985). doi:10.1007/978-3-7091-8830-9_8
- [29] B. Gripaios, JHEP **1002**, 045 (2010) doi:10.1007/JHEP02(2010)045 [arXiv:0910.1789 [hep-ph]].
- [30] E. Witten, Nucl. Phys. B **258**, 75 (1985). doi:10.1016/0550-3213(85)90603-0
- [31] J. L. Hewett and T. G. Rizzo, Phys. Rept. **183**, 193 (1989). doi:10.1016/0370-1573(89)90071-9
- [32] J. R. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos and P. Sikivie, Nucl. Phys. B **182**, 529 (1981). doi:10.1016/0550-3213(81)90133-4
- [33] E. Farhi and L. Susskind, Phys. Rept. **74**, 277 (1981). doi:10.1016/0370-1573(81)90173-3
- [34] C. T. Hill and E. H. Simmons, Phys. Rept. **381**, 235 (2003) Erratum: [Phys. Rept. **390**, 553 (2004)] doi:10.1016/S0370-1573(03)00140-6 [hep-ph/0203079].

- [35] I. Dorner, S. Fajfer, A. Greljo, J. F. Kamenik and N. Konik, Phys. Rept. **641**, 1 (2016) doi:10.1016/j.physrep.2016.06.001 [arXiv:1603.04993 [hep-ph]].
- [36] S. T. Petcov, Sov. J. Nucl. Phys. **25**, 340 (1977) [Yad. Fiz. **25**, 641 (1977)] [Erratum-ibid. **25**, 698 (1977)] [Erratum-ibid. **25**, 1336 (1977)].
- [37] A. M. Baldini *et al.* [MEG Collaboration], Eur. Phys. J. C **76**, no. 8, 434 (2016) doi:10.1140/epjc/s10052-016-4271-x [arXiv:1605.05081 [hep-ex]].
- [38] U. Bellgardt *et al.* [SINDRUM Collaboration], Nucl. Phys. B **299**, 1 (1988).
- [39] J. Kaulard *et al.* [SINDRUM II Collaboration], Phys. Lett. B **422**, 334 (1998).
- [40] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **104**, 021802 (2010) [arXiv:0908.2381 [hep-ex]].
- [41] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 251803 (2007) [arXiv:0708.3650 [hep-ex]].
- [42] Y. Miyazaki *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Lett. B **660**, 154 (2008) [arXiv:0711.2189 [hep-ex]].
- [43] R. Akers *et al.* [OPAL Collaboration], Z. Phys. C **67**, 555 (1995).
- [44] P. Abreu *et al.* [DELPHI Collaboration], Z. Phys. C **73**, 243 (1997).
- [45] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Eur. Phys. J. C **77**, no. 2, 70 (2017) doi:10.1140/epjc/s10052-017-4624-0 [arXiv:1604.07730 [hep-ex]].
- [46] A. Bolaños, A. Moyotl and G. Tavares-Velasco, Phys. Rev. D **89**, no. 5, 055025 (2014) doi:10.1103/PhysRevD.89.055025 [arXiv:1312.6860 [hep-ph]].
- [47] O. U. Shanker, Nucl. Phys. B **204**, 375 (1982). doi:10.1016/0550-3213(82)90196-1
- [48] S. Davidson, D. C. Bailey and B. A. Campbell, Z. Phys. C **61**, 613 (1994) doi:10.1007/BF01552629 [hep-ph/9309310].
- [49] J. K. Mizukoshi, O. J. P. Eboli and M. C. Gonzalez-Garcia, Nucl. Phys. B **443**, 20 (1995) doi:10.1016/0550-3213(95)00162-L [hep-ph/9411392].
- [50] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1212**, 055 (2012) doi:10.1007/JHEP12(2012)055 [arXiv:1210.5627 [hep-ex]].
- [51] E. Keith and E. Ma, Phys. Rev. Lett. **79**, 4318 (1997) doi:10.1103/PhysRevLett.79.4318 [hep-ph/9707214].
- [52] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **104**, 021802 (2010) doi:10.1103/PhysRevLett.104.021802 [arXiv:0908.2381 [hep-ex]].
- [53] K. Cheung, W. Y. Keung and P. Y. Tseng, Phys. Rev. D **93**, no. 1, 015010 (2016) doi:10.1103/PhysRevD.93.015010 [arXiv:1508.01897 [hep-ph]].
- [54] G. Passarino y M. Veltman, Nucl. Phys. B **160** (1979) 151; una excelente introducción al método de Passarino-Veltman aparece en: A. Denner, Forstchr. Phys. **41** (1993) 307.