



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

**Señales de desviaciones de la simetría de Lorentz
en colisionadores fotónicos y hadrónicos**

Tesis presentada al

Posgrado de Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Doctor en Ciencias Física Aplicada

por

Felipe de Jesús Tlachino Macuitl

asesorado por

Dr. Fernando I. Ramírez Zavaleta (FCFM-UMSNH)

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

Puebla Pue.
Enero 2014



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Fisico-Matemáticas

Señales de desviaciones de la simetría de Lorentz en colisionadores fotónicos y hadrónicos

Tesis presentada al

Posgrado de Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Doctor en Ciencias Física Aplicada

por

Felipe de Jesús Tlachino Macuitl

asesorado por

Dr. Fernando I. Ramírez Zavaleta (FCFM-UMSNH)

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

Puebla Pue.
Enero 2014

Título: Señales de desviaciones de la simetría de Lorentz en colisionadores fotónicos y hadrónicos

Estudiante:FELIPE DE JESÚS TLACHINO MACUITL

COMITÉ

Dr. J. Lorenzo Díaz Cruz
(FCFM-BUAP)
Presidente

Dr. Alfonso Rosado Sánchez
(IF-BUAP)
Secretario

Dr. Javier M. Hernández López
(FCFM-BUAP)
Vocal

Dr. Miguel Ángel Pérez Angón
(CINVESTAV)
Vocal externo

Dr. Eduardo S. Tututi Hernández
(FCFM-UMSNH)
Vocal externo

Dr. Arturo Fernández Tellez
(FCFM-BUAP)
Suplente

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

Dr. Fernando I. Ramírez Zavaleta
(FCFM-UMSNH)

Asesores

Agradecimientos

Al finalizar este trabajo de tesis, es inevitable recordar que esto no lo hubiera podido lograr solo pues muchas veces, me desanime, perdí el entusiasmo y todo lo que tiende a pasar cuando las cosas no se están dando como queremos, y es cuando entra Dios, mis padres, hermanos, familia, mis asesores y toda esa gente que de una manera u otra siempre estuvo a mi lado apoyándome.

Mucho se me ha dicho que pida a Dios que me ilumine y ayude en lo que hago y que de las gracias por ello, sin embargo, siempre he pensado que no tengo nada que pedirle pues me dio la libertad de ser y hacer lo que quiera, es esto por lo que le doy gracias a Dios. Los éxitos o fracasos ya son resultado de nuestras propias decisiones y actos, sin embargo, para lograr realizar nuestros deseos y objetivos uno puede contar con la familia, amigos y demás personas que están ahí para ayudarnos, por esta razón quiero agradecer y dedicar esta tesis:

A mis padres, por creer en mí a pesar de todo y por dejarme ser y hacer lo que me gusta.

A mis hermanos, por confiar en mí y hacerme sentir el mejor de todos.

A mi hermana y su familia, a los que quiero mucho sobre todo a mis tres sobrinos.

A mis abuelos, a los que aun tengo conmigo y a los que ya están en el cielo.

A mi ahijado, a quien quiero mucho.

A toda mi familia, con la que he pasado tantos momentos buenos y malos.

A mis amigos y compañeros, con los que recorrí este trayecto haciéndolo más fácil y placentero.

A todos mis profesores, que durante toda mi formación lograron hacer que me enamorara más de esta hermosa carrera

A mis asesores, por no permitir que me rindiera y hacer posible que continúe haciendo lo que más me gusta.

A un gran colaborador y amigo, del cual he aprendido mucho y gracias a él logre hacer parte de esta tesis.

Por último al CONACYT, por la beca otorgada, gracias a la cual muchos estudiantes como yo podemos dedicarnos de tiempo completo a realizar estos estudios de posgrado.

Índice general

1. Introducción	3
2. El Modelo Estándar	7
2.1. Introducción	7
2.2. El Modelo Estándar de las interacciones electrodébiles	7
2.2.1. Introducción	7
2.2.2. Sector de Higgs	9
2.2.3. Sector de Yang-Mills	11
2.2.4. Sector de Yukawa	12
2.2.5. Sector de corrientes	15
2.3. El lagrangiano de QCD	16
3. Lagrangiano efectivo de Yang-Mills	17
3.1. Los vértices $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$ en el CESM	19
3.2. Los vértices $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$ en el SME	21
4. El proceso $\gamma e \rightarrow W\nu_e$	25
4.1. Cinemática	25
4.2. Las amplitudes de helicidad del Modelo Estándar	27
4.3. Efectos de nueva física en el contexto de la CESM	27
4.4. Efectos de nueva física en el contexto del SME	28
4.5. Discusión	29
4.5.1. Sección eficaz diferencial	30
4.5.2. Sección eficaz total	35
4.5.3. Asimetría	37
5. El proceso $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$	39
5.1. Cinemática	39
5.2. Amplitudes invariantes de norma	40
5.2.1. Amplitud invariante de norma para el SM	41
5.2.2. Amplitud invariante de norma para la CESM	41
5.2.3. Amplitud invariante de norma para el SME	42
5.3. Amplitudes de helicidad	44
5.3.1. Amplitudes de helicidad para la CESM	45
5.3.2. Amplitudes de helicidad en el SME	46
5.4. Discusión	49
5.4.1. Sección eficaz diferencial	49
5.4.2. Sección eficaz total	53
5.4.3. Asimetrías	56

6. Modelo Estándar en cinco Dimensiones	59
6.1. Estructura básica del SM con una dimensión extra universal	59
6.2. Acoplamiento de escalares a pares de fermiones	62
6.3. Acoplamiento de bosones de norma a par de fermiones	62
6.4. Acoplamiento entre escalares y bosones de norma	63
7. Fusión $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en el SM5D	65
7.1. Fusión resonante $gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma$, $S \equiv H^{(0)}, A^{(2n)}$	66
7.1.1. Fusión $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$	67
7.1.2. Fusión $gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma$	68
7.2. Fusión $gg \rightarrow \text{Caja} \rightarrow \gamma\gamma$	69
7.3. Sección eficaz de $gg \rightarrow \gamma\gamma$	70
7.4. Escalares resonantes y la aproximación de anchura estrecha NWA	70
7.5. Resultados	72
7.5.1. Fusión $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en el SM5D	72
7.5.2. Fusión $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en el SM5D	73
7.5.3. Pseudoescalares resonantes del SM5D	78
8. Conclusiones	83
A. Factores de forma de las cajas en la dispersión $gg \rightarrow \gamma\gamma$	85

Resumen

En esta tesis de doctorado, se presenta un estudio de posibles señales de desviaciones de la simetría de Lorentz en colisionadores fotónicos y hadrónicos. Dicho estudio se realiza en el contexto de dos teorías efectivas diferentes, pero que tienen en común un grupo de Lorentz extendido como fuente de nueva física. En un caso, se estudian posibles efectos de violación de la simetría de Lorentz en el contexto del Modelo Estándar (SM) Extendido (SME), el cual es una teoría de campo efectiva que introduce violación de CPT y de Lorentz en forma independiente de modelo. En este tipo de teoría, la nueva física surge de fuentes tales como, por ejemplo, un rompimiento espontáneo de la simetría de Lorentz o por la presencia de un espacio-tiempo no conmutativo (NCSM); la característica de este tipo de nueva física es la presencia de tensores de Lorentz constantes que señalan direcciones preferenciales en el espacio. En el otro tipo de teoría, se estudian posibles señales de nueva física provenientes de la presencia de una quinta dimensión espacial compacta, a través de la formulación del Modelo Estándar en cinco dimensiones (SM5D), en este esquema no hay violación de la simetría de Lorentz, pero los efectos de nueva física tienen que ver con una modificación al grupo de Lorentz: $SO(1, 4)$ es roto explícitamente a $SO(1, 3)$ vía compactificación. La característica de este tipo de teorías es un grupo de Lorentz más grande que el estándar, el cual da lugar a la presencia de nuevos campos masivos conocidos con el nombre de excitaciones de Kaluza-Klein.

En el marco del SME, el cual contiene como subteoría al NCSM, se propone una extensión del sector de Yang-Mills de la teoría electrodébil que consiste en la introducción del invariante de $SU_L(2)$, $\mathcal{O}_{\alpha\beta} = Tr(W_{\alpha\lambda}W_{\beta\rho}W^{\lambda\rho})$, el cual es un 2-tensor de Lorentz. Este operador es contraído con un tensor constante totalmente antisimétrico, $b^{\alpha\beta}\mathcal{O}_{\alpha\beta}$, que conduce a modificaciones en los vértices $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$. Los efectos de estos vértices modificados con respecto a su estructura estándar, son estudiados a través de los procesos de colisión $\gamma e \rightarrow W\nu_e$ y $\gamma\gamma \rightarrow WW$ en el contexto del Colisionador Lineal Internacional (ILC). Los efectos de la violación de la simetría de Lorentz son contrastados con posibles efectos de nueva física provenientes de otro tipo de fuentes, los cuales se parametrizan en el contexto de la extensión del SM por medio de una teoría efectiva convencional (CESM), y que en este caso consiste en realizar la contracción de $\mathcal{O}_{\alpha\beta}$ con el tensor métrico, $g^{\alpha\beta}\mathcal{O}_{\alpha\beta}$. De esta manera, los efectos de violación de Lorentz en el SME están caracterizados por la parte antisimétrica de $\mathcal{O}_{\alpha\beta}$, mientras que los efectos de la CESM surgen de su parte simétrica. Se muestra que las señales de desviaciones de la simetría de Lorentz pueden ser aisladas de otro tipo de señales de nueva física.

En el marco del SM5D, se presenta un análisis completo del proceso $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en el contexto del Gran Colisionador Hadrónico (LHC). Se estudian los efectos a nivel de un lazo de los modos de Kaluza-Klein sobre el proceso resonante $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ y también sobre el proceso directo de caja $gg \rightarrow \gamma\gamma$. Se analiza el rango de valores de la escala de compactificación que es consistente con los resultados presentados para el canal difotónico por los experimentos ATLAS y CMS. También, se estudia la resonancia de más alta energía dada por el proceso $gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma$, donde $A^{(2n)}$ es una excitación pseudoescalar de Kaluza-Klein.

Capítulo 1

Introducción

La búsqueda por conocer y entender los mecanismos más sutiles de la naturaleza nos ha llevado a la idea pretenciosa de intentar comprender cómo y porqué es que dichos mecanismos están presentes. En este sentido, algunos aspectos a destacar han sido el desarrollo del método científico a lo largo de la historia de la humanidad, así como las técnicas para generar conocimiento mediante el empleo, por ejemplo, de las matemáticas como herramienta fundamental. De este modo, la exploración de las preguntas fundamentales de la naturaleza siempre va ligada a una interpretación de la manera como la percibimos a ésta. Dicha interpretación, unida a un análisis cuantitativo, nos dan como resultado conjeturas libres de especulaciones.

Uno de los caminos a los que nos ha llevado el método científico es el estudio de lo que sucede a un nivel más profundo de lo macroscópico. En otras palabras, anhelamos entender aquello que no se puede percibir con nuestros sentidos. Uno de esos campos de investigación es el de las partículas elementales, que tiene por sustento teórico al modelo estándar de las interacciones electrodébiles y fuertes. Esta teoría ha tenido gran éxito ya que ha sido muy precisa en las predicciones de numerosos resultados experimentales, que han sido escrutados mediante los colisionadores de partículas durante las últimas décadas. Infortunadamente, el SM no es suficiente para explicar diversas cuestiones fundamentales, por ejemplo, el problema de las familias fermiónicas. De este modo, surge la motivación por conocer qué fenómenos suceden más allá del SM, pues las evidencias experimentales nos llevan a suponer que el SM es una teoría representando el límite que se obtiene a bajas energías de una teoría mucho más general. Esta teoría fundamental, válida a energías mayores a las que están a nuestro alcance actualmente, debería explicar las preguntas fundamentales para las que el SM carece de respuesta. En este contexto, uno de los caminos a explorar consiste en estudiar los modelos extendidos, de tal modo que seamos capaces de cuantificar con precisión todas y cada una de las desviaciones del SM por pequeñas que éstas sean. Si los resultados experimentales corroboran estas desviaciones, tendríamos evidencia de la presencia de efectos de nueva física.

En este trabajo de tesis se abordan diversos problemas en el contexto de algunos modelos extendidos. Entre los objetivos principales de estudio tenemos la búsqueda de efectos de violación de la simetría de Lorentz y la búsqueda de posibles efectos a nivel de fluctuaciones cuánticas relacionados con la presencia de dimensiones extra. Esta tesis se compone de ocho capítulos, en los cuales se describe con gran detalle al SM, para después abordar el tratamiento de dos problemas de frontera en la física de partículas elementales relacionados con el estudio de posibles efectos de violación de la simetría de Lorentz. En específico, se estudian los efectos de violación de la simetría de Lorentz a través de las colisiones $\gamma e \rightarrow W\nu_e$ y $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$, en el contexto del colisionador lineal internacional. El propósito de este estudio consiste en inducir efectos de violación de la simetría de Lorentz (EVL) por medio de la presencia de un campo tensorial de fondo, lo cual constituye un mecanismo simple para inducir direcciones preferenciales en el espacio-tiempo cuando se propaga la luz. Simultáneamente, se estudian los efectos de nueva física que pudieran surgir de fuentes convencionales de física más allá del SM, tales como los que aparecen en teorías

efectivas convencionales, las cuales respetan la simetría de norma y son invariantes relativistas. Los resultados obtenidos respecto a los dos enfoques teóricos mencionados con antelación nos serán de mucha utilidad para poder distinguir que tipo de nueva física se está manifestando y si sería posible encontrar evidencia del efecto puro de violación de Lorentz. Los efectos de nueva física correspondientes a violación de la simetría de Lorentz y a la presencia de la CESM son inducidos a través de los vértices $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$. Nuestro estudio requiere reproducir los resultados correspondientes a las amplitudes de helicidad de los procesos $\gamma e \rightarrow W\nu_e$ y $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ en el contexto del SM, ya que sus contribuciones a observables tales como la sección eficaz diferencial y la sección eficaz total deben ser comparadas con las contribuciones que surgen del modelo estándar extendido, que es el modelo que no respeta la simetría de Lorentz, y también con las contribuciones de la CESM. Pues dicha comparación nos permitirá introducir escenarios en los cuales se podrían apreciar de forma clara los efectos de nueva física; especialmente aquellos relacionados con violación de la simetría de Lorentz. En particular, nos enfocaremos en los observables donde las contribuciones del SM se encuentren suprimidas con respecto a las contribuciones de nueva física o incluso no existan, pues en este tipo de casos tendremos una excelente oportunidad para destacar los efectos de nueva física y compararlos entre sí.

Como otro objetivo importante de este trabajo de tesis, se estudiarán las contribuciones de los llamados modos excitados de Kalulza-Klein (KK) sobre la dispersión $gg \rightarrow \gamma\gamma$, en el contexto del Modelo Estándar en cinco dimensiones. Como se sabe, este proceso ha jugado un papel central en el reciente descubrimiento del bosón de Higgs del SM realizado por los experimentos ATLAS y CMS del CERN. La fusión de gluones a pares de fotones ($gg \rightarrow \gamma\gamma$) es una reacción que se ha estudiado exhaustivamente en el contexto del SM. Se ha encontrado que dicha fusión de gluones es un proceso tan importante como la aniquilación de pares de quarks a pares de fotones. Inclusive, la primera es aproximadamente dos veces mayor que la aniquilación de pares de quarks. La producción de pares de fotones vía fusión de gluones constituye un fondo (background) intrínseco respecto a la producción de pares de fotones a través del bosón de Higgs. Así, uno de los objetivos de esta tesis consiste en estudiar los efectos de los modos KK en la fusión de gluones a pares de fotones, es decir, nuestro estudio se enfoca en el análisis del proceso de dispersión $gg \rightarrow \gamma\gamma$ (el fondo debido a los lazos de caja y la señal de resonancia del bosón de Higgs $H^{(0)}$), mediado por los modos KK de los quarks del SM. Además, para redondear el estudio y en búsqueda de posibles efectos de nueva física, también se analizará la resonancia de un pseudoescalar, $A^{(2n)}$, vía el proceso $gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma$, el cual aparece en el contexto del SM5D. Cabe mencionarse que el SM5D es una teoría altamente predictiva, ya que las observables del SM son renormalizables a orden de un lazo, además de que sólo introduce un parámetro adicional, a saber, la escala de nueva física caracterizada por el tamaño de la dimensión extra. Nuestro objetivo central es investigar de manera sistemática la sensibilidad del proceso $gg \rightarrow \gamma\gamma$ a la escala de compactificación. En particular, estableceremos para que rango de valores de esta escala existe compatibilidad con los últimos resultados presentados por los experimentos ATLAS y CMS.

El contenido de la tesis está organizado de la siguiente manera: en el capítulo 2 se describe con gran detalle al SM. En el capítulo 3 se presentan los Lagrangianos del sector de Yang-Mills para la CESM y el modelo estándar no conmutativo (NCSM por sus siglas en inglés)¹, puesto que de dichos Lagrangianos se obtendrán las reglas de Feynman asociadas a los vértices $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$. En el capítulo 4 se muestran los resultados analíticos de las amplitudes de helicidad para la dispersión $\gamma e \rightarrow W\nu_e$ en el contexto del SM, de la CESM y del SME. Además, se presentan los resultados numéricos para la sección eficaz diferencial, la sección eficaz total y la asimetría RL en el contexto de los tres modelos mencionados arriba. En el capítulo 5 se presenta el estudio analítico y numérico de amplitudes de helicidad para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow W^-W^+$ en el contexto del SM, de la CESM y del SME, estudiándose la sección eficaz diferencial, la sección eficaz total y tres tipos de asimetrías, en el contexto del SM, de la CESM y el SME. En el capítulo 6 se presenta el marco teórico necesario para el cálculo de reglas de Feynman involucradas en el proceso $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en el contexto del SM5D.

¹El NCSM está incluido dentro del SME.

En el capítulo 7 se estudian analíticamente los procesos $gg \rightarrow H, A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma$ en el contexto del SM5D, posteriormente, se estudia el impacto numérico de los modos KK sobre dichos procesos y se realiza una comparación entre las contribuciones del bosón de Higgs y el pseudoescalar $A^{(2n)}$, ambos en la vecindad de resonancia. Finalmente, en el capítulo 8 presentamos las conclusiones de este trabajo de tesis.

Capítulo 2

El Modelo Estándar

2.1. Introducción

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

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

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

2.2. El Modelo Estándar de las interacciones electrodébiles

2.2.1. Introducción

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

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

donde $u_i = u, c, t$, $d_i = d, s, b$, son quarks de tipo up y down, respectivamente. Por otra parte, $l_i = e, \mu, \tau$, son los leptones cargados y $\nu_i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$, sus respectivos neutrinos. En nuestra

notación i representa un índice de sabor. Por otra parte, los estados de helicidad derecha son introducidos como singletes de $SU_L(2)$; l_{iR} , u_{iR} y d_{iR} . Los estados de helicidad izquierda y derecha de un fermión Ψ son definidos por:

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

En la teoría no se introducen los estados de helicidad derecha de los neutrinos debido a que experimentalmente no se han detectado. Hoy en día se sabe que esto sólo podría ser una aproximación, pues todo indica que los neutrinos deben poseer masas distintas de cero aunque muy pequeñas [3].

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

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

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

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

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

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

en el sector de Yukawa. El modelo contiene, además, el llamado sector de Yang-Mills, el cual representa la esencia de la estructura de norma de la teoría.

El lagrangiano para la teoría electrodébil (TED) se divide en dos partes, una que contiene solamente a los campos bosónicos y otra que contiene campos fermiónicos y bosónicos (ver capítulo 11 de [1]). La parte bosónica se divide a su vez en los sectores de Higgs y de Yang-Mills. El sector bosónico-fermiónico se divide también en los sectores de corrientes y de Yukawa. De este modo, el lagrangiano se puede escribir como:

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

donde

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

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

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

2.2.2. Sector de Higgs

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

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

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

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

donde

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_{1,1} + i\phi_{1,2} \\ \phi_{2,1} + i\phi_{2,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

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

$$\Phi_0^\dagger \Phi_0 = |\phi_1^0|^2 + |\phi_2^0|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}, \quad (2.11)$$

donde $\Phi_0 = \langle |\Phi| \rangle$ es el valor esperado en el vacío del doblete de Higgs, el cual rompe espontáneamente la simetría electrodébil a el grupo electromagnético. Esto significa que Φ_0 debe ser invariante bajo el grupo electromagnético (esto es necesario para garantizar la conservación de la carga eléctrica), es decir, si $U \in U_{em}(1)$, entonces $U\Phi_0 = \Phi_0$, lo que implica que el generador de este grupo dado por la ecuación (2.4) lo aniquila: $Q\Phi_0 = 0$. Sin pérdida de generalidad se puede elegir la siguiente dirección

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

con

$$v^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}, \quad (2.13)$$

ya que cualquier otra elección de Φ_0 esta relacionada con la ecuación (2.12) mediante una transformación global del grupo electrodébil.

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

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

$$\Phi \rightarrow \Phi_0 + \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_W^+ \\ (H + iG_Z)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

donde G_W^+ y G_Z son los pseudobosones de Goldstone asociados a los bosones de norma débiles W^\pm y Z^0 , respectivamente, en tanto que H representa al escalar de Higgs. En términos de la expresión anterior, el potencial de Higgs toma la forma

$$\begin{aligned} V(\Phi^\dagger, \Phi) &= \mu^2(\Phi_0 + \Phi)^\dagger(\Phi_0 + \Phi) + \lambda[(\Phi_0 + \Phi)^\dagger(\Phi_0 + \Phi)]^2 \\ &= \frac{\lambda v^4}{4} - \frac{m_H^2}{2} H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 \\ &\quad - 2\lambda v H(G_Z^2 + 2G_W^+ G_W^-) - \frac{\lambda}{2} G_Z^2 H^2 \\ &\quad - \lambda(H^2 + G_Z^2)G_W^+ G_W^- - \frac{\lambda}{4} G_Z^4 - \lambda(G_W^+ G_W^-)^2, \end{aligned} \quad (2.15)$$

de donde se puede apreciar que sólo el campo de Higgs, H , tiene masa distinta de cero dada por $m_H^2 = 2\lambda v^2$. Es en esta parte donde se dan los autoacoplamientos del bosón de Higgs.

En lo que respecta a la parte cinética del sector Higgs, ésta se puede escribir de la siguiente manera

$$\begin{aligned} [D_\mu(\Phi_0 + \Phi)]^\dagger [D^\mu(\Phi_0 + \Phi)] &= (D_\mu \Phi_0)^\dagger (D^\mu \Phi_0) + (D_\mu \Phi_0)^\dagger (D^\mu \Phi) \\ &\quad + (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi_0) + (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi), \end{aligned} \quad (2.16)$$

donde Φ_0 y Φ son las expresiones dadas en la ecuación (2.14). De esta expresión se pueden identificar los términos de masa para los bosones débiles, dados por

$$(D_\mu \Phi_0)^\dagger (D^\mu \Phi_0) = m_W^2 W_\mu^- W_\mu^+ + (W_\mu^3, B_\mu) M \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

donde $m_W = g_2 v/2$ es la masa asociada al bosón de norma débil cargado, definido por

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (2.18)$$

además

$$M = \frac{1}{2} m_W^2 \begin{pmatrix} 1 & -g_1/g_2 \\ -g_1/g_2 & g_1^2/g_2^2 \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

es la matriz de masa asociada con los campos W_μ^3 y B_μ , la cual debe ser diagonalizada para eliminar el término bilineal $W_\mu^3 B^\mu$. Resolviendo el problema de eigenvalores y definiendo $c_W = g_2/\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$ y $s_W = g_1/\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$, con $c_W = \cos \theta_W$ y $s_W = \sin \theta_W$, se encuentra que la siguiente matriz

$$S = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

diagonaliza a M , en efecto

$$S^\dagger M S = \frac{1}{2} m_W^2 \begin{pmatrix} 1 + g_1^2/g_2^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

además

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Por lo tanto,

$$(D_\mu \Phi_0)^\dagger (D^\mu \Phi_0) = m_W^2 W_\mu^- W_\mu^+ + \frac{m_Z^2}{2} Z_\mu Z^\mu, \quad (2.23)$$

donde $m_Z = m_W/c_W$ es la masa del bosón débil neutro Z_μ . El bosón A_μ permanece sin masa, por lo que es identificado como el fotón. De los dos términos de la parte cinética que involucran la mezcla de Φ_0 y Φ resultan los acoplamientos trilineales HHV , mientras que el último término genera los términos cuárticos $HHVV$ ($V = W, Z$).

2.2.3. Sector de Yang-Mills

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

$$W'_{\mu\nu} = U W_{\mu\nu} U^\dagger, \quad U \in SU_L(2), \quad (2.24)$$

y

$$B'_{\mu\nu} = B_{\mu\nu}. \quad (2.25)$$

De manera explícita, los tensores de campo están dados por

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \quad (2.26)$$

y

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.27)$$

Con estos objetos, se puede construir el siguiente lagrangiano renormalizable

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{2} \text{Tr}[W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu}] - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (2.28)$$

el cual, después de utilizar la normalización $\text{Tr}[T^i T^j] = \delta^{ij}/2$ para los generadores del grupo $SU_L(2)$, el lagrangiano se puede reescribir como

$$\mathcal{L}^{YM} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (2.29)$$

Con los campos de masa W_μ^\pm (definidos en la ecuación (2.18)), Z_μ y A_μ (los cuales surgen directamente de la ecuación (2.22)) dados por

$$W_\mu^\pm = c_W Z_\mu \mp s_W A_\mu, \quad (2.30)$$

$$B_\mu = -s_W Z_\mu + c_W A_\mu, \quad (2.31)$$

e introduciendo, además, los siguientes tensores:

$$\widehat{W}_{\mu\nu}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{\mu\nu}^1 \mp i W_{\mu\nu}^2), \quad (2.32)$$

$$Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \quad (2.33)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad (2.34)$$

el lagrangiano de Yang-Mills adquiere la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{YM} = & -\frac{1}{2}\widehat{W}_{\mu\nu}^-\widehat{W}_+^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \\ & - ig_2(s_W F_{\mu\nu} + c_W Z_{\mu\nu})W^{-\mu}W^{+\nu} \\ & + g_2^2(W_\mu^-W_\nu^+ - W_\mu^+W_\nu^-)(W^{-\mu}W^{+\nu} - W^{+\mu}W^{-\nu}). \end{aligned} \quad (2.35)$$

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

2.2.4. Sector de Yukawa

Como ya se mencionó con antelación, el SM contiene dos sectores de fermiones con estructura de norma y de Lorentz completamente diferentes. Uno de estos es el sector de Yukawa, cuya estructura de Lorentz es de tipo escalar y pseudoescalar. Este sector tiene el propósito de generar las masas de los fermiones vía el rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil, ya que, del hecho de que los estados de helicidad se definen en diferentes representaciones del grupo, no es posible definir sus masas en forma invariante de norma. Además, dicho sector contiene invariantes que se construyen como productos de campos de norma que vinculan fermiones de diferente helicidad acoplados al doblete de Higgs. Puesto que en la TED no se definen los estados de helicidad derecha de los neutrinos, éstos no tienen ninguna manifestación física en este sector.

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

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

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}_q^Y + \mathcal{L}_l^Y, \quad (2.36)$$

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

Sector de Yukawa para quarks

Dado que en el caso de los quarks existen estados derechos para los dos miembros del doblete izquierdo, es necesario considerar otro objeto que transforme covariantemente bajo el grupo $SU_L(2)$, el cual está dado por

$$\tilde{\Phi} = i\sigma^2\Phi^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^- \\ \phi^{0*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \quad (2.37)$$

done σ^2 es una de las matrices de Pauli. $\tilde{\Phi}$ también tiene valor de hipercarga $Y = +1$. Con la ayuda de este objeto podemos escribir el lagrangiano del sector de Yukawa para los quarks de la siguiente manera

$$\mathcal{L}_q^Y = -Y_{ij}^u \bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi} u'_{jR} - Y_{ij}^d \bar{Q}'_{iL} \Phi d'_{jR} + h.c., \quad (2.38)$$

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

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

$$U' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}, \quad D' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}, \quad (2.39)$$

y de las matrices de masa

$$M_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^u, \quad M_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^d, \quad (2.40)$$

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^Y &= - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U}'_L M^u U'_R + \bar{D}'_L M^d D'_R) \\ &\quad + \frac{i}{v} G_Z (\bar{U}'_L M^u U'_R - \bar{D}'_L M^d D'_R) \\ &\quad - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^- \bar{D}'_L M^u U'_R + \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{U}'_L M^d D'_R + h.c. \end{aligned} \quad (2.41)$$

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

$$U_{L,R} = V_{L,R}^u U'_{L,R}, \quad D_{L,R} = V_{L,R}^d D'_{L,R}, \quad (2.42)$$

las matrices $V_{L,R}^{u,d}$ deben ser unitarias con el fin de preservar la estructura canónica de los términos cinéticos que aparecen en el sector de corrientes, que a su vez garantiza la existencia de propagadores en su forma canónica. Existe un teorema del álgebra lineal que nos garantiza que para cualquier matriz M , es posible encontrar dos matrices unitarias A y B , tales que AMB sea real y diagonal. La demostración de este teorema se sigue directamente de la descomposición polar de la matriz M , dada por

$$M = HU, \quad (2.43)$$

donde la matriz H es hermítica y U es unitaria. Dado que toda matriz hermítica puede ser diagonalizada por una matriz unitaria, es decir, $S^\dagger HS$ es diagonal con $S^\dagger = S^{-1}$, es claro que tomando $A = S^\dagger$ y $B = U^\dagger S$, obtenemos que

$$AMB = S^\dagger M U^\dagger S = S^\dagger (HU) U^\dagger S = S^\dagger HS, \quad (2.44)$$

el cual es diagonal y real, ya que los eigenvalores de $H^\dagger = H$ son reales.

Dado que las matrices $V_{L,R}^{u,d}$ son unitarias, este teorema nos garantiza que las matrices $V_L^{u,d} M^{u,d} V_R^{u,d\dagger}$ sean reales y diagonales, como debe ser ya que los elementos de la diagonal representan a las masas de los quarks.

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

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q^Y &= - \left(1 + \frac{H}{v} \right) (\bar{U} \bar{M}^u U + \bar{D} \bar{M}^d D) \\ &\quad + \frac{i\gamma^5}{v} G_Z (\bar{U} \bar{M}^u U - \bar{D} \bar{M}^d D) \\ &\quad - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^- \bar{D} (K^\dagger \bar{M}^u P_R - \bar{M}^d K^\dagger P_L) U \\ &\quad + \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{U} (K \bar{M}^d P_R - \bar{M}^u K P_L) D, \end{aligned} \quad (2.45)$$

donde

$$K = V_L^u V_L^{d\dagger}, \quad (2.46)$$

es la matriz de CKM. Y $\bar{M}^{u,d}$ son matrices de masa dadas por

$$\bar{M}^u = V_L^u M^u V_R^{u\dagger} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad \bar{M}^d = V_L^d M^d V_R^{d\dagger} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \quad (2.47)$$

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

Sector de Yukawa para leptones

Para el caso de los leptones, tomando en cuenta que no existen los estados de helicidad derecha para los neutrinos, podemos escribir el lagrangiano para este sector de la siguiente forma

$$\mathcal{L}_l^Y = -Y_{ij}^l \bar{L}'_{iL} \Phi l'_{jR} + h.c. \quad (2.48)$$

donde Y_{ij}^l son las componentes de la matriz de Yukawa.

En términos de los campos en el espacio de sabor

$$E' = \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}, \quad \nu' = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}, \quad (2.49)$$

y de la matriz de masa

$$M_{ij}^l = \frac{v}{\sqrt{2}} Y_{ij}^l, \quad (2.50)$$

podemos escribir al lagrangiano del sector de Yukawa para los leptones como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^Y &= - \left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{E}'_L M^l E'_R \\ &\quad - \frac{i}{v} G_Z \bar{E}'_L M^l E'_R - \frac{\sqrt{2}}{v} G_W^+ \bar{\nu}' M^l E'_R + h.c. \end{aligned} \quad (2.51)$$

Como en el caso de los quarks, las masas de los leptones se definen diagonalizando la parte cuadrática del lagrangiano. Como antes, se definen los campos de masa mediante las siguientes transformaciones

$$E_{L,R} = V_{L,R}^l E'_{L,R}, \quad \nu_L = V_L^l \nu'_L, \quad (2.52)$$

donde $V_{L,R}^l$ son matrices de rotación unitarias. Así, en términos de los campos de masa, el lagrangiano de Yukawa para los leptones se escribe como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_l^Y &= - \left(1 + \frac{H}{v}\right) \bar{E} \bar{M}^l E \\ &\quad - \frac{i\gamma^5}{v} G_Z \bar{E} \bar{M}^l E - \frac{\sqrt{2}}{v} (G_W^+ \bar{\nu} \bar{M}^l P_R E + G_W^- \bar{E} \bar{M}^l P_L \nu). \end{aligned} \quad (2.53)$$

Puesto que siempre es posible encontrar las matrices unitarias $V_{L,R}^l$ tales que $\bar{M}^l = V_L^l M^l V_R^{l\dagger}$ se real y diagonal, como se requiere para definir los términos de masa. La matriz \bar{M}^l está dada por

$$\bar{M}^l = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}, \quad (2.54)$$

donde los elementos de la diagonal son las masa de los respectivos leptones cargados.

Como ocurre en el sector de quarks, en términos de los campos de masa, el sector de Yukawa para los leptones conserva el sabor, es decir, el bosón de Higgs sólo se acopla al mismo tipo de leptón cargado.

2.2.5. Sector de corrientes

Este sector se genera al sustituir la derivada ordinaria por la derivada covariante asociada al grupo electrodébil en el sector cinético de quarks y leptones, lo cual da lugar a la presencia de acoplamientos de los fermiones con los campos de norma que poseen estructuras de Lorentz caracterizadas por las matrices de Dirac γ_μ y $\gamma^5\gamma_\mu$. Todos los términos contienen un par de fermiones de la misma helicidad, lo que resulta de la necesidad de conservar la invariancia de norma. A los acoplamientos de pares de fermiones con el bosón W^\pm se les conoce como corrientes cargadas, mientras que a los acoplamientos con los bosones Z y A reciben el nombre de corrientes neutras. El lagrangiano invariante de norma se descompone en dos partes

$$\mathcal{L}^C = \mathcal{L}_q^C + \mathcal{L}_l^C, \quad (2.55)$$

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

Sector de corrientes para quarks

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

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{Q}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu Q'_{iL} + i\bar{u}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu u'_{iR} + i\bar{d}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu d'_{iR}, \quad (2.56)$$

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

$$\mathcal{L}_q^C = i\bar{U}\gamma^\mu\partial_\mu U + i\bar{D}\gamma^\mu\partial_\mu D + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.57)$$

en donde se han definido las corrientes cargadas $J^{-\mu}$ y neutras J_Z^μ y J_A^μ de la siguiente forma

$$J^{-\mu} = \bar{U}_L\gamma^\mu K D_L, \quad (2.58)$$

$$J_Z^\mu = \bar{U}\gamma^\mu(g_V^u + g_A^u\gamma^5)U + \bar{D}\gamma^\mu(g_V^d + g_A^d\gamma^5)D, \quad (2.59)$$

$$J_A^\mu = \bar{U}\gamma^\mu U + \bar{D}\gamma^\mu D. \quad (2.60)$$

En estas expresiones K es la matriz de CKM dada en la ecuación (2.46), mientras que $g_V^{u_i}$ y $g_A^{u_i}$ ($u_i = u, d$) son constantes de acoplamiento que dependen esencialmente de la carga del quark u_i . Se puede observar que, como consecuencia de la unitariedad de las matrices de rotación $V_{L,R}^{u,d}$, las corrientes neutras conservan el sabor, sin embargo en las corrientes cargadas se dan transiciones entre diferentes familias a través de la matriz de CKM. La presencia de corrientes cargadas con cambio de sabor a nivel de árbol da lugar a que se generen corrientes neutras con cambio de sabor a nivel de un lazo.

Sector de corrientes para leptones

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

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{L}'_{iL}\gamma^\mu D_\mu L'_{iL} + i\bar{l}'_{iR}\gamma^\mu D_\mu l'_{iR}, \quad (2.61)$$

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

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

$$\mathcal{L}_l^C = i\bar{E}_i\gamma^\mu\partial_\mu E_i + i\bar{\nu}_L\gamma^\mu\partial_\mu\nu_L + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ J^{-\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) + \frac{g_2}{2c_W}Z_\mu J_Z^\mu + eA_\mu J_A^\mu, \quad (2.62)$$

donde, como en el caso de los quarks, se han definido las corrientes cargadas $J^{-\mu}$ y neutras J_Z^μ y J_A^μ de la siguiente manera

$$J^{-\mu} = \bar{\nu}_L \gamma^\mu E_L, \quad (2.63)$$

$$J_Z^\mu = \bar{\nu} \gamma^\mu (g_V^\nu + g_A^\nu \gamma^5) \nu + \bar{E} \gamma^\mu (g_V^E + g_A^E \gamma^5) E, \quad (2.64)$$

$$J_A^\mu = \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{E} \gamma^\mu E, \quad (2.65)$$

donde $g_V^{l_i}$, $g_A^{l_i}$ ($l_i = \nu, E$) son constantes de acoplamiento que dependen de los números cuánticos con que se acomodan los leptones en el grupo electrodébil. En este caso, debido a la ausencia de neutrinos derechos, las corrientes cargadas y neutras conservan el sabor a todo orden en la serie perturbativa. Es importante señalar que la ausencia de interacciones entre leptones de diferentes familias mediadas por el bosón débil cargado, en contraste con lo que ocurre con los quarks, no sólo se debe a la inexistencia de neutrinos derechos, sino también a que el sector de corrientes es originalmente invariante de sabor.

2.3. El lagrangiano de QCD

La interacción fuerte es descrita por una teoría de Yang-Mills, basado en el grupo $SU_C(3)$. Esto, junto con el requerimiento de que la teoría sea renormalizable, fija completamente la forma del lagrangiano. La teoría es llamada Cromodinámica Cuántica (QCD por sus siglas en ingles) y el lagrangiano usualmente se escribe como

$$\mathcal{L}^{QCD} = -\frac{1}{2} Tr[G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}] + \bar{q}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m_i) q_i, \quad (2.66)$$

en esta expresión existe una suma sobre el índice de sabor i ($q_i = u, d, s, c, b, t$), la derivada covariante está dada por

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s G_\mu, \quad (2.67)$$

y

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu - ig_s [G_\mu, G_\nu], \quad (2.68)$$

g_s es la constante fuerte de acoplamiento asociada al grupo $SU_C(3)$. El campo de norma $G_\mu = G_\mu^a \lambda^a / 2$, donde las matrices λ^a son las matrices de Gell-Mann, los generadores del grupo $SU_C(3)$, las cuales satisfacen la siguiente relación de conmutación

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc} \lambda^c, \quad (2.69)$$

f_{abc} es la constante de estructura antisimétrica del grupo, además se tiene la condición de normalización

$$Tr[\lambda^a \lambda^b] = 2\delta^{ab}. \quad (2.70)$$

Los campos de norma de la interacción fuerte G_μ^a , son llamados “gluones”, y en acuerdo con la simetría de norma $SU_C(3)$ están presentes ocho gluones. La invariancia de norma de color es exacta, irrompible ante cualquier mecanismo, tal que los gluones no adquieren masa. Incluso, como se trata de una teoría no abeliana, como en el caso de la interacción débil, los gluones interactúan entre sí, por lo tanto, surgen vértices trilineales y cuárticos. Además, en analogía con la parte electrodébil de la teoría, del Lagrangiano de interacción entre fermiones y bosones de norma, aparecen los acoplamientos entre quarks y gluones.

Capítulo 3

Lagrangiano efectivo de Yang-Mills

Algunos mecanismos de violación de la simetría de Lorentz han sido encontrados dentro del contexto de gravedad cuántica [4]. Debido a que este tipo de teorías no se han establecido físicamente por completo, se ha formulado una versión efectiva que contiene al SM junto con gravedad. Más aún, existe una interpretación mínima de dicha teoría efectiva, en la cual no está presente la gravedad [5], conocida como SME [6]. Si bien el SME tiene su motivación en escenarios específicos en el contexto de teoría de cuerdas o en relatividad general con rompimiento espontáneo de la simetría, éste modelo trasciende más allá pues su propiedad de ser una teoría efectiva le da el valor de la generalidad. Por tanto, el SME ofrece una herramienta poderosa para investigar posibles efectos de violación de Lorentz en forma independiente del modelo. Violación de Lorentz también puede surgir dentro del contexto de teorías de campo formuladas en un espacio-tiempo no conmutativo [7]. La idea de que el espacio-tiempo podría ser no conmutativo a cortas distancias o a muy altas energías ha sido objeto de mucho interés recientemente, como consecuencia de la propuesta teórica de Seiberg y Witten en modelos de cuerdas [8], en donde se pueden conectar teorías de norma conmutativas y no conmutativas. Un método para formular al SM no conmutativo como una teoría efectiva, expresada en potencias del parámetro de la no conmutatividad del espacio-tiempo ha sido propuesto en las referencias [9, 10]. La teoría efectiva resultante es menos amplia que el SME, pues ésta proviene de la idea específica de la no conmutatividad del espacio-tiempo; en la referencia [11] se ha probado que el NCSM es un subconjunto del SME. Aunque estas teorías introducen campos de fondo constantes que llevan consigo índices de Lorentz, estos no son invariantes de Lorentz bajo transformaciones generales de Lorentz, sólo son invariantes ante transformaciones de Lorentz de tipo observador. Como está discutido en la referencia [11], existen dos distintas clases de transformaciones de Lorentz, a saber, transformaciones de Lorentz tipo observador y transformaciones de Lorentz de partícula. La primera clase corresponde a los cambios de coordenadas, mientras que la segunda clase está asociada con el cambio de aparato de medición [12].

La violación de la simetría de Lorentz sería una indicación dramática de la presencia de efectos de nueva física. Puesto que se ha predicho que esta clase de fenómenos podrían originarse a muy altas energías, su manifestación a bajas energías sólo podría detectarse en aquellos procesos que se encuentran muy suprimidos o prohibidos en el contexto del SM. En particular, como parte de esta tesis deseamos estudiar la sensibilidad a efectos de violación de Lorentz vía procesos de dispersión tales como $\gamma e \rightarrow W\nu_e$ y $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ ante la presencia de los acoplamientos anómalos $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$. Estos dos vértices pueden aparecer en los contextos del SME, el NCSM y la CESM; esta última difiere de las dos primeras en el sentido de que es formulada bajo la suposición de que debe respetar simultáneamente simetría de Lorentz y simetría de norma. En cuanto a efectos de violación de Lorentz se refiere, los vértices anómalos $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$ provienen de un sector electrodébil de

Yang-Mills acoplado con un 2-tensor antisimétrico constante $b^{\alpha\beta}$. Este campo de fondo constante que surge en el contexto del NCSM como una medición de la no conmutatividad del espacio-tiempo (usualmente establecido como $[x^\alpha, x^\beta] = i\theta^{\alpha\beta}$ [10]) o como un valor de expectación de vacío de un campo tensorial $B^{\alpha\beta}$ [13] en relatividad general, no ha sido considerado hasta ahora dentro del SME, pues sólo se han introducido interacciones invariantes de tipo observador de dimensión menor que cuatro que no involucran objetos constantes con dos índices. Otra motivación para estudiar violación de Lorentz por medio de este tensor proviene del hecho de que éste puede acoplarse con operadores de dimensión seis invariantes ante $SU_L(2) \times U_Y(1)$, lo cual se consigue sólo con la intensidad de dicho tensor acoplándose con $SU_L(2)$; en su versión invariante de Lorentz, esta propuesta ha sido objeto de gran interés en la literatura [14, 15, 16, 17, 18, 40]. Por otra parte, como ya se ha discutido en el contexto de cuantización de teoría de cuerdas [8] y en relatividad general con rompimiento espontáneo de la simetría [13], existe más que una simple analogía entre las seis cantidades $b^{\alpha\beta}$ y las seis componentes del tensor de campo electromagnético $F^{\alpha\beta}$. Para cualquier propósito práctico, los campos de fondo constantes adimensionales $e^i \equiv \Lambda_{LV}^2 b^{0i}$ y $b^i \equiv (1/2)\Lambda_{LV}^2 \epsilon^{ijk} b^{jk}$, donde Λ_{LV} la escala de nueva física, juegan el rol de un agente externo que puede inducir desviaciones respecto a predicciones del SM, las cuales en principio posiblemente podrían observarse en experimentos futuros de altas energías.

Como se mencionó arriba, nos centraremos en la parte del sector de Yang-Mills que caracteriza al SME (o también al NCSM) modificado por la presencia del invariante tipo observador que surge de la contracción de $b^{\alpha\beta}$ con un 2-tensor de Lorentz invariante bajo el grupo de norma $SU_L(2)$. Este sector extendido de Yang-Mills genera los vértices no renormalizables $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$, los cuales difieren sustancialmente del que aparece en el contexto de la CESH. Se verá más adelante que los vértices anómalos $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$ surgen en el SME (o en el NCSM) de un operador de dimensión seis el cual es invariante bajo el grupo de norma $SU_L(2)$, pero es un 2-tensor bajo el grupo de Lorentz, mientras que en la CESH, este operador es invariante bajo el grupo de norma y el grupo de Lorentz. Técnicamente hablando, esto significa que sólo la parte antisimétrica en los dos índices de Lorentz contribuye a las amplitudes físicas en el SME debido a la antisimetría de $b^{\alpha\beta}$, en contraste, sólo la parte simétrica en la CESH contribuye puesto que el operador invariante es obtenido a través de la contracción del tensor métrico $g^{\alpha\beta}$ en lugar de $b^{\alpha\beta}$.

A continuación, presentamos una breve discusión sobre las principales diferencias entre el SME, el NCSM y la CESH. El sector electrodébil extendido de Yang-Mills que se considerará aquí puede surgir tanto en el SME como en el NCSM; el último siendo un subconjunto del primero [11]. Por lo tanto, comparemos primero el NCSM con la CESH. El NCSM está caracterizado por un Lagrangiano efectivo de la forma [10]¹

$$\mathcal{L}_{NCSM} = \mathcal{L}_{SM} + \theta^{\alpha\beta} \sum_{i=1}^{N_6} \mathcal{O}_{i\alpha\beta}^{(6)} + \theta^{\alpha\beta} \theta^{\mu\nu} \sum_{i=1}^{N_8} \mathcal{O}_{i\alpha\beta\mu\nu}^{(8)} + \dots, \quad (3.1)$$

donde \mathcal{L}_{SM} es el Lagrangiano usual del SM. Aquí, $\mathcal{O}_{i\alpha\beta}^{(6)}$, $\mathcal{O}_{i\alpha\beta\mu\nu}^{(8)}$, \dots , son conjuntos de N_6 , N_8 , \dots , correspondientes a operadores invariantes ante $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ de dimensión canónica 6, 8, \dots , y son tensores de Lorentz de rango 2, 4, \dots , respectivamente, los cuales se acoplan al tensor de fondo constante $\theta^{\alpha\beta}$. Debe notarse que debido al carácter antisimétrico de $\theta^{\alpha\beta}$ sólo la parte antisimétrica de los tensores invariantes de Lorentz $\mathcal{O}_{i\alpha\beta}^{(6)}$, $\mathcal{O}_{i\alpha\beta\mu\nu}^{(8)}$, \dots contribuirán. Por otro lado, la CESH es construida con operadores no renormalizables $\mathcal{O}^{(n)}$ de dimensión $n > 4$ que son invariantes bajo el grupo de norma y el grupo de Lorentz:

$$\mathcal{L}_{CESM} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{n=5}^{N_n} \sum_{i=1} \frac{\alpha_i^n}{\Lambda^{n-4}} \mathcal{O}_i^{(n)}. \quad (3.2)$$

¹En esta parte de la presentación, se usará $\theta^{\alpha\beta}$ en lugar de $b^{\alpha\beta}$, ya que esta es la notación usada en la literatura relacionada con el NCSM.

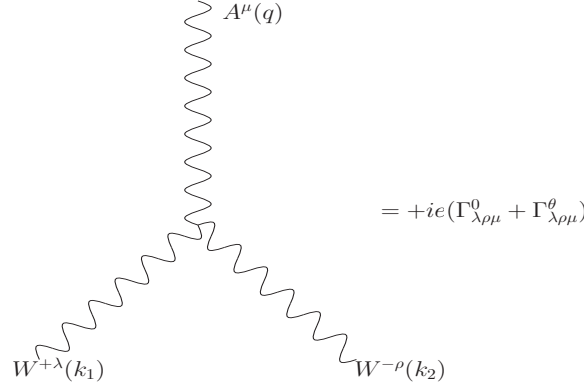


Figura 3.1: vértice $WW\gamma$, (todas las partículas entrando).

No es difícil convencerse que la parte simétrica de los tensores de Lorentz que aparecen en $\mathcal{L}_{NC\text{SM}}$, definidos a través de la contracción con el tensor métrico $\mathcal{O}_i^{(6)} = g^{\alpha\beta}\mathcal{O}_{i\alpha\beta}^{(6)}$, $\mathcal{O}_i^{(8)} = g^{\alpha\beta}g^{\mu\nu}\mathcal{O}_{i\alpha\beta\mu\nu}^{(8)} + \dots$, es la que contribuye en la CESM [20]. No obstante, es importante señalar que la contribución a observables físicos de los operadores que aparecen en \mathcal{L}_{CESM} deben diferir de aquella que surge en $\mathcal{L}_{NC\text{SM}}$, pues en el primer caso sólo contribuye la parte simétrica de $\mathcal{O}_{i\alpha\beta}^{(6)}$, $\mathcal{O}_{i\alpha\beta\mu\nu}^{(8)}$, \dots , al contrario, en el último caso, sólo contribuye la parte antisimétrica. Este punto será clarificado más abajo para el caso específico del sector de Yang-Mills.

A partir de ahora, nos enfocamos en presentar las características que son relevantes para nuestra discusión, es así que dirigimos la atención a los Lagrangianos en los cuales están contenidos los vértices $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$ en el contexto del NCSM y la CESM.

3.1. Los vértices $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$ en el CESM

El sector de Yang-Mills extendido para la CESM está dado por el siguiente Lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{YM}^{CESM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \mathcal{L}_{GF}^{YM} - \frac{4ig}{3!}\frac{\alpha_W}{\Lambda^2}\mathcal{O}^W, \quad (3.3)$$

donde \mathcal{L}_{GF}^{YM} es el término que fija la norma, el cual para nuestros propósitos, conviene se defina mediante el uso de una norma no lineal [22]. Este procedimiento es covariante bajo el grupo electromagnético, debido a lo cual permite cancelar los vértices no físicos. En nuestro caso, la norma no lineal permite eliminar dos de los cinco diagramas de Feynman que aparecen al usar la norma lineal para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$. Los primeros tres términos de \mathcal{L}_{YM}^{CESM} corresponden a las contribuciones usuales en el sector de Yang-Mills del SM, mientras que en el último término se establece la forma del sector de Yang-Mills extendido para la CESM, en donde el operador \mathcal{O}^W es el responsable de la aparición de nuevas contribuciones a los vértices $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$. En específico, $\mathcal{O}^W = g^{\alpha\beta}\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{(6)}$, donde $\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{(6)}$ es un operador con dimensión canónica seis y es un invariante del grupo de norma $SU_L(2)$. En forma explícita, este operador se encuentra dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{\alpha\beta}^{(6)} &= Tr[W_{\alpha\mu}W_{\beta\nu}W^{\mu\nu}] \\ &= \frac{i}{4}\epsilon_{abc}W_{\alpha\mu}^a W_{\beta\nu}^b W^{c\mu\nu}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

donde $W_{\mu\nu} = T^a W_{\mu\nu}^a$ y T^a son los generadores del grupo $SU_L(2)$ que satisfacen $Tr[T^a, T^b] = \frac{\delta^{ab}}{2}$. Debe notarse que en esta formulación contribuye únicamente la parte simétrica del tensor $\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{(6)}$.

Una vez que se aplica el rompimiento espontáneo de la simetría, el lagrangiano que contiene al vértice $WW\gamma$ queda dado por

$$\mathcal{L}_{WW\gamma}^{CESM} = \mathcal{L}_{WW\gamma\gamma}^0 + \mathcal{L}_{WW\gamma\gamma}^{\alpha W}, \quad (3.5)$$

donde la parte correspondiente al SM tiene la siguiente forma

$$\mathcal{L}_{WW\gamma}^0 = ie \left[(W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) A^\mu - F^{\mu\nu} [W^{-\mu}, W^{+\nu}] - \frac{1}{\xi} A_\mu (W^{-\mu} \partial_\nu W^{+\nu} - W^{+\mu} \partial_\nu W^{-\nu}) \right], \quad (3.6)$$

mientras que la contribución efectiva al acoplamiento $WW\gamma$ está dada por

$$\mathcal{L}_{WW\gamma}^{\alpha W} = \frac{ie\alpha W}{\Lambda^2} F^{\rho\eta} W_{\lambda\rho}^- W_\eta^{+\lambda}. \quad (3.7)$$

De este Lagrangiano se deriva la regla de Feynman para el vértice $WW\gamma$, que se escribe de la siguiente manera ²

$$\Gamma_{\mu\lambda\rho}^{CESM}(q, k_2, k_3) = \Gamma_{\mu\lambda\rho}^0(q, k_2, k_3) + \Gamma_{\mu\lambda\rho}^{\alpha W}(q, k_2, k_3),$$

donde

$$\Gamma_{\mu\lambda\rho}^0(q, k_2, k_3) = ie \left[(k_2 - k_3)_\mu g_{\lambda\rho} + (q - k_2 - \frac{1}{\xi} k_3)_\rho g_{\lambda\mu} - (q - k_3 - \frac{1}{\xi} k_2)_\lambda g_{\rho\mu} \right], \quad (3.8)$$

es la contribución del SM a la función vértice $\Gamma_{\mu\lambda\rho}^{CESM}(q, k_2, k_3)$ y

$$\Gamma_{\mu\lambda\rho}^{\alpha W}(q, k_2, k_3) = \frac{ie\alpha W}{\Lambda^2} (q^\eta \delta_\mu^\beta - q^\beta \delta_\mu^\eta) (k_2^\alpha g_{\eta\lambda} - k_{2\eta} \delta_\lambda^\alpha) (k_{3\alpha} g_{\beta\rho} - k_{3\beta} g_{\alpha\rho}), \quad (3.9)$$

es la contribución anómala a $\Gamma_{\mu\lambda\rho}^{CESM}(q, k_2, k_3)$. Nótese que la función vértice $\Gamma_{\mu\lambda\rho}^{\alpha W}(q, k_2, k_3)$ satisface las siguientes identidades de Ward simples

$$\begin{aligned} q^\mu \Gamma_{\mu\lambda\rho}^{\alpha W}(q, k_2, k_3) &= 0, \\ k_2^\lambda \Gamma_{\mu\lambda\rho}^{\alpha W}(q, k_2, k_3) &= 0, \\ k_3^\rho \Gamma_{\mu\lambda\rho}^{\alpha W}(q, k_2, k_3) &= 0. \end{aligned}$$

Por otra parte, el Lagrangiano asociado al vértice $WW\gamma\gamma$ está dado por

$$\mathcal{L}_{WW\gamma\gamma}^{CESM} = \mathcal{L}_{WW\gamma\gamma}^0 + \mathcal{L}_{WW\gamma\gamma}^{\alpha W}, \quad (3.10)$$

donde

$$\mathcal{L}_{WW\gamma\gamma}^0 = -\frac{e^2}{2} (A_\mu W_\nu^- - A_\nu W_\mu^-) (A^\mu (W^{+\nu} - A^\nu W^{+\mu}) - \frac{e^2}{\xi} A_\mu A_\nu W^{-\mu} W^{+\nu}), \quad (3.11)$$

es la contribución del SM y

$$\mathcal{L}_{WW\gamma\gamma}^{\alpha W} = \frac{e^2\alpha W}{\Lambda^2} F^{\rho\eta} [W_{\lambda\rho}^- (A_\eta W^{+\lambda} - W_\eta^+ A^\lambda) + (A_\lambda W_\rho^- - W_\lambda^- A_\rho) W_\eta^{+\lambda}], \quad (3.12)$$

es la contribución anómala.

De $\mathcal{L}_{WW\gamma\gamma}^{CESM}$ se desprende la función vértice referente al acoplamiento $WW\gamma\gamma$ ³, la cual se puede escribir como

$$\Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^{CESM} = \Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^0 + \Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W},$$

²La regla de Feynman se interpreta siguiendo la notación de la figura 3.1.

³Se debe usar la notación de la figura 3.2 para interpretar la regla de Feynman.

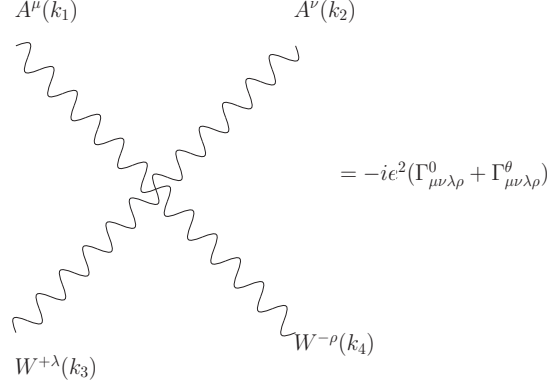


Figura 3.2: vértice $WW\gamma\gamma$, (todas las partículas entrando).

donde

$$\Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^0 = -ie^2 \left[2g_{\lambda\rho}g_{\mu\nu} - \left(1 - \frac{1}{\xi}\right)(g_{\lambda\mu}g_{\rho\nu} + g_{\rho\mu}g_{\lambda\nu}) \right], \quad (3.13)$$

es la contribución del SM y

$$\Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W}(k_1, k_2, k_3, k_4) = \frac{ie^2\alpha_W}{\Lambda^2} (\Gamma_{\mu}^{\sigma\eta}\Gamma_{\sigma\eta\lambda\rho\nu}(k_3, k_4) + \Gamma_{\nu}^{\sigma\eta}\Gamma_{\sigma\eta\lambda\rho\mu}(k_3, k_4)), \quad (3.14)$$

es la aportación anómala, siendo

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu}^{\sigma\eta} &= k_1^{\sigma}\delta_{\mu}^{\eta} - k_1^{\eta}\delta_{\mu}^{\sigma}, \\ \Gamma_{\nu}^{\sigma\eta} &= k_2^{\sigma}\delta_{\nu}^{\eta} - k_2^{\eta}\delta_{\nu}^{\sigma}, \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned} \Gamma_{\sigma\eta\lambda\rho\nu}(k_3, k_4) &= (g_{\alpha\nu}g_{\eta\lambda} - g_{\eta\nu}g_{\alpha\lambda})(k_{4\alpha}g_{\sigma\rho} - k_{4\sigma}g_{\alpha\rho}) \\ &\quad - (g_{\alpha\nu}g_{\sigma\rho} - g_{\sigma\nu}g_{\alpha\rho})(k_{3\alpha}g_{\eta\lambda} - k_{3\eta}g_{\alpha\lambda}). \end{aligned}$$

$\Gamma_{\sigma\eta\lambda\rho\mu}(k_3, k_4)$ se obtiene de $\Gamma_{\sigma\eta\lambda\rho\nu}(k_3, k_4)$ al sustituir ν por μ .

La función vértice anómala $\Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W}$ satisface las siguientes identidades

$$\begin{aligned} k_1^{\mu}\Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W} &= \frac{ie^2\alpha_W}{\Lambda^2}\Gamma_{\nu}^{\sigma\eta}k_1^{\mu}\Gamma_{\sigma\eta\lambda\rho\mu} \\ k_2^{\nu}\Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W} &= \frac{ie^2\alpha_W}{\Lambda^2}\Gamma_{\mu}^{\sigma\eta}k_2^{\nu}\Gamma_{\sigma\eta\lambda\rho\nu} \\ k_1^{\mu}k_2^{\nu}\Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W} &= 0. \end{aligned}$$

Estas propiedades serán de gran utilidad para demostrar invariancia de norma en el proceso $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$.

3.2. Los vértices $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$ en el SME

En el contexto del espacio-tiempo no conmutativo (como se mencionó anteriormente, el NCSM es un subconjunto de SME), el sector de Yang-Mills de la teoría electrodébil se puede escribir como sigue [21, 23]

$$\mathcal{L}_{YM}^{NC} = \mathcal{L}_{YM}^{SM} - igb^{\alpha\beta}\mathcal{O}_{\alpha\beta}. \quad (3.15)$$

donde $b^{\alpha\beta}$ es un tensor antisimétrico de segundo rango que representa a un campo de fondo constante, el cual es responsable de la violación de la simetría de Lorentz [24]. De este modo, sólo la parte antisimétrica de $\mathcal{O}_{\alpha\beta}^{(6)}$ contribuye al SME.

A continuación escribiremos los Lagrangianos correspondientes a los vértices anómalos $WW\gamma$ y $WW\gamma\gamma$, junto con sus respectivas funciones vértice, donde únicamente se presenta la contribución del tensor $b^{\alpha\beta}$, ya que la contribución del SM se analizó en la sección anterior. El efecto del campo de fondo $b^{\alpha\beta}$ sobre el vértice $WW\gamma$ se aprecia en el siguiente Lagrangiano

$$\mathcal{L}_{WW\gamma}^b = \frac{ie}{2} b^{\alpha\beta} (W_{\alpha\lambda}^- W_{\beta\rho}^+ F^{\lambda\rho} + W_{\alpha\lambda}^+ W^{-\lambda\rho} F_{\beta\rho} + W_{\beta\rho}^- W^{+\lambda\rho} F_{\alpha\lambda}). \quad (3.16)$$

De este Lagrangiano se obtiene la regla de Feynman asociada a la contribución de $b^{\alpha\beta}$ para el vértice $WW\gamma$, que explícitamente se puede escribir así

$$\Gamma_{\mu\lambda\rho}^b(q, k_2, k_3) = \frac{ie}{2} b^{\alpha\beta} T_{\mu}^{\eta\xi} \Gamma_{\alpha\beta\eta\xi\lambda\rho}, \quad (3.17)$$

donde

$$T_{\mu}^{\eta\xi} = q^{\xi} \delta_{\mu}^{\eta} - q^{\eta} \delta_{\mu}^{\xi}, \quad (3.18)$$

con

$$\begin{aligned} \Gamma_{\alpha\beta\eta\xi\lambda\rho} &= (k_{2\beta} g_{\xi\lambda} - k_{2\xi} g_{\beta\lambda})(k_{3\alpha} g_{\eta\rho} - k_{3\eta} g_{\alpha\rho}) \\ &\quad + g_{\eta\beta} (k_{2\alpha} g_{\sigma\lambda} - k_{2\sigma} g_{\alpha\lambda})(k_3^{\sigma} g_{\xi\rho} - k_{3\xi} \delta_{\rho}^{\sigma}) \\ &\quad + g_{\eta\alpha} (k_{2\xi} \delta_{\lambda}^{\sigma} - k_2^{\sigma} g_{\xi\lambda})(k_{3\beta} g_{\sigma\rho} - k_{3\sigma} g_{\beta\rho}). \end{aligned}$$

Note que $q^{\mu} T_{\mu}^{\sigma\eta} = 0$, lo cual indica que existe invariancia de norma explícita bajo el grupo $U_{\epsilon}(1)$. Además, tenemos que

$$\begin{aligned} k_2^{\lambda} \Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\lambda\rho} &= 0, \\ k_3^{\rho} \Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\lambda\rho} &= 0, \end{aligned}$$

lo que implica que el campo de norma W se manifiesta únicamente a través del tensor $W_{\mu\nu}$ en el acoplamiento $WW\gamma$. Esto significa que no hay contribuciones del modo longitudinal del bosón W a dicho acoplamiento, lo que garantiza resultados analíticos invariantes de norma.

Por otra parte, el efecto del campo de fondo $b^{\alpha\beta}$ sobre el vértice $WW\gamma\gamma$ se visualiza en el siguiente Lagrangiano

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WW\gamma\gamma}^b &= -\frac{e^2}{2} b^{\alpha\beta} F^{\sigma\eta} [W_{\alpha\sigma}^- (A_{\beta} W_{\eta}^+ - A_{\eta} W_{\beta}^+) - W_{\beta\eta}^+ (A_{\alpha} W_{\sigma}^- - A_{\sigma} W_{\alpha}^-) \\ &\quad + g_{\beta\sigma} (W_{\omega\eta}^- (A_{\alpha} W^{+\omega} - A^{\omega} W_{\alpha}^+) - W_{\alpha\omega}^+ (A^{\omega} W_{\eta}^- - A_{\eta} W^{-\omega})) \\ &\quad + g_{\alpha\sigma} (W_{\beta\omega}^- (A_{\eta} W^{+\omega} - A^{\omega} W_{\eta}^+) - W_{\eta\omega}^+ (A_{\beta} W^{-\omega} - A^{\omega} W_{\beta}^-))]. \end{aligned} \quad (3.19)$$

De la fórmula (3.19) se deriva la función vértice $WW\gamma\gamma$, que al usar la notación de la figura 3.2, se puede escribir como sigue

$$\Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^b = -\frac{ie^2}{2} b^{\alpha\beta} (\Gamma_{\mu}^{\sigma\eta} \Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\lambda\rho\nu} + \Gamma_{\nu}^{\sigma\eta} \Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\lambda\rho\mu}), \quad (3.20)$$

donde

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu}^{\sigma\eta} &= k_1^{\sigma} \delta_{\mu}^{\eta} - k_1^{\eta} \delta_{\mu}^{\sigma}, \\ \Gamma_{\nu}^{\sigma\eta} &= k_2^{\sigma} \delta_{\nu}^{\eta} - k_2^{\eta} \delta_{\nu}^{\sigma}, \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\lambda\rho\nu}(k_3, k_4) = & (g_{\beta\nu}g_{\eta\lambda} - g_{\eta\nu}g_{\beta\lambda})(k_{4\alpha}g_{\sigma\rho} - k_{4\sigma}g_{\alpha\rho}) \\
& - (g_{\alpha\nu}g_{\sigma\rho} - g_{\sigma\nu}g_{\alpha\rho})(k_{3\beta}g_{\eta\lambda} - k_{3\eta}g_{\beta\lambda}) \\
& + g_{\beta\sigma}[g_{\alpha\nu}(k_{4\lambda}g_{\eta\rho} - k_{4\eta}g_{\lambda\rho}) - g_{\alpha\lambda}(k_{4\nu}g_{\eta\rho} - k_{4\eta}g_{\nu\rho}) \\
& - g_{\eta\rho}(k_{3\alpha}g_{\lambda\nu} - k_{3\nu}g_{\alpha\lambda}) - g_{\eta\nu}(k_{3\alpha}g_{\lambda\rho} - k_{3\rho}g_{\alpha\lambda})] \\
& + g_{\alpha\sigma}[g_{\eta\nu}(k_{4\beta}g_{\lambda\rho} - k_{4\lambda}g_{\beta\rho}) - g_{\eta\lambda}(k_{4\beta}g_{\rho\nu} - k_{4\nu}g_{\beta\rho}) \\
& - g_{\beta\nu}(k_{3\eta}g_{\lambda\rho} - k_{3\rho}g_{\eta\lambda}) - g_{\beta\rho}(k_{3\eta}g_{\lambda\nu} - k_{3\nu}g_{\eta\lambda})].
\end{aligned}$$

Obsérvese que $\Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\lambda\rho\mu}(k_3, k_4)$ se obtiene de $\Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\lambda\rho\nu}(k_3, k_4)$ al sustituir ν por μ .

La función vértice $\Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^b$ satisface las siguientes identidades

$$\begin{aligned}
k_1^\mu \Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^b &= -\frac{1}{2} b^{\alpha\beta} \Gamma_\nu^{\sigma\eta} k_1^\mu \Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\lambda\rho\mu} \\
k_2^\nu \Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^b &= -\frac{1}{2} b^{\alpha\beta} \Gamma_\mu^{\sigma\eta} k_2^\nu \Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\lambda\rho\nu} \\
k_1^\mu k_2^\nu \Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^b &= 0.
\end{aligned}$$

Claramente,

$$\begin{aligned}
k_1^\mu \Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\lambda\rho\mu} &\neq 0 \\
k_2^\nu \Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\lambda\rho\nu} &\neq 0.
\end{aligned}$$

Esta información será usada para mostrar invariancia de norma explícita en el proceso $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ a través de su amplitud.

Capítulo 4

El proceso $\gamma e \rightarrow W \nu_e$

En este capítulo presentamos los resultados del cálculo analítico de las amplitudes helicidad correspondientes a la dispersión $\gamma e \rightarrow W \nu_e$ [24]. La contribución anómala a dicho proceso es inducida por el acoplamiento anómalo $WW\gamma$ en el contexto de la CESM y el SME. El estudio teórico de las amplitudes se realizó en el marco de referencia de centro de masa.

4.1. Cinemática

La notación y convenciones usadas en la cinemática que interviene en el proceso $\gamma e \rightarrow W \nu_e$ se muestran en las figuras 4.1 y 4.2, en donde el momento del fotón se toma a lo largo de la dirección $+z$. Los índices de Lorentz y momentos se especifican de la siguiente manera:

$$A_\mu(k_1) + e^-(p_1) \rightarrow W_\nu^-(k_2) + \nu_e(p_2). \quad (4.1)$$

Entonces, en dicho marco de referencia, los vectores de momento y polarización se pueden escribir de la siguiente manera:

$$p_1^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, 1), \quad (4.2)$$

$$k_1^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, -1), \quad (4.3)$$

$$p_2^\mu = \frac{s - m_W^2}{2\sqrt{s}}(1, \sin \theta, 0, \cos \theta), \quad (4.4)$$

$$k_2^\mu = \frac{s + m_W^2}{2\sqrt{s}}(1, -r \sin \theta, 0, -r \cos \theta), \quad (4.5)$$

$$e^\mu(k_1, \lambda_\gamma) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, -i\lambda_\gamma, 0), \quad (4.6)$$

$$\epsilon^{*\nu}(k_2, \lambda_W) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, \cos \theta, i\lambda_W, -\sin \theta), \quad (4.7)$$

$$\epsilon^{*\nu}(k_2, 0) = \frac{s + m_W^2}{2m_W\sqrt{s}}(r, -\sin \theta, 0, -\cos \theta), \quad (4.8)$$

donde

$$r = \frac{s - m_W^2}{s + m_W^2}. \quad (4.9)$$

Aquí, λ_W representa los estados de polarización transversales del bosón de norma W . Por otra parte, las variables de Mandelstam están dadas por

$$s = (k_1 + p_1)^2, \quad (4.10)$$

$$t = (k_1 - k_2)^2 = -(s - m_W^2) \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (4.11)$$

$$u = (k_1 - p_2)^2 = -(s - m_W^2) \cos^2 \frac{\theta}{2}. \quad (4.12)$$

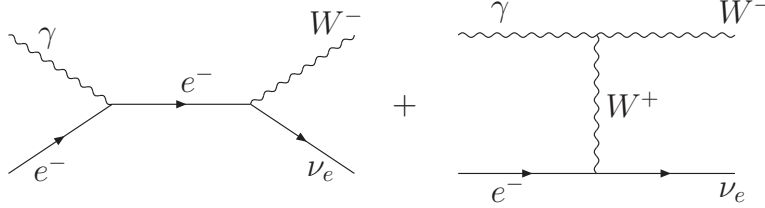


Figura 4.1: Diagramas de Feynman que contribuyen a la reacción $\gamma e \rightarrow W\nu_e$ a nivel árbol.

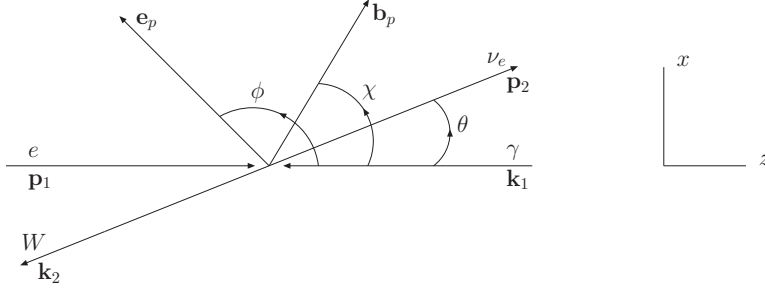


Figura 4.2: La reacción $\gamma e \rightarrow W\nu_e$ en el marco de c.m. en presencia de un campo de fondo constante $b^{\alpha\beta}$. En la figura, e_p y b_p son las componentes de los vectores \mathbf{e} y \mathbf{b} en el plano de colisión.

Al usar la información presentada arriba podemos determinar la sección eficaz diferencial polarizada en función de las amplitudes de helicidad. Entonces, la sección eficaz diferencial polarizada puede ser escrita como:

$$\left(\frac{d\sigma_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}}{d\Omega} \right)_{\text{CM}} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{s - m_W^2}{s^2} |\mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}|^2, \quad (4.13)$$

donde $\mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}$ son las amplitudes de helicidad, cuyas componentes transversal y longitudinal están definidas por

$$\mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W} = \begin{cases} \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \lambda_W}, & \lambda_W = \pm 1 \\ \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \lambda_W^0}, & \lambda_W^0 = 0. \end{cases} \quad (4.14)$$

Debido a que las energías utilizadas en el estudio del proceso $\gamma e \rightarrow W\nu_e$ son varios órdenes de magnitud mayores que la masa del electrón, podemos despreciar esta última. En esta aproximación, el electrón y el neutrino son izquierdos.

Las amplitudes de helicidad se pueden escribir de la siguiente manera:

$$\mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W} = \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}^{SM} + \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}^{NP} \quad (4.15)$$

donde los superíndices SM y NP denotan las contribuciones para SM y nueva física, respectivamente. Como ya se ha comentado, se considerarán los efectos de física más allá de la escala de

Fermi sobre el vértice $WW\gamma$ en dos esquemas independientes de modelo, a saber, la CESM, que respeta la simetría de Lorentz y la invariancia de norma del SM, y el SME, el cual viola la simetría de Lorentz pero respeta la invariancia de norma del SM.

4.2. Las amplitudes de helicidad del Modelo Estándar

En la aproximación de Born, la contribución del SM al proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ se da a través de los diagramas de Feynman que se muestran en la figura 4.1. La amplitud correspondiente está dada por

$$\mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}^{SM} = \frac{eg}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_2) P_R \Gamma_{\mu\nu}^{SM} u(p_1) \varepsilon^\mu(k_1, \lambda_\gamma) \varepsilon^{*\nu}(k_2, \bar{\lambda}_W), \quad (4.16)$$

donde

$$\Gamma_{\mu\nu}^{SM} = -\frac{i}{s} \left\{ \gamma_\nu (\not{p}_1 + \not{k}_1) \gamma_\mu + \frac{s}{(t - m_W^2)} [2\gamma_\mu k_{1\nu} + 2\gamma_\nu k_{2\mu} - g_{\mu\nu} (\not{k}_1 + \not{k}_2)] \right\}, \quad (4.17)$$

$P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$ es el proyector derecho, y se ha utilizado de forma explícita las condiciones de transversalidad: $k_1 \cdot \varepsilon(k_1, \lambda_\gamma) = 0$ y $k_2 \cdot \varepsilon^*(k_2, \bar{\lambda}_W) = 0$. Los cálculos se realizaron en la norma unitaria. Observe que $k_1^\mu \bar{u}(p_2) P_R \Gamma_{\mu\nu}^{SM} u(p_1) = 0$, lo cual refleja invariancia de norma electromagnética. En forma explícita, las amplitudes de helicidad correspondientes se pueden escribir de la siguiente manera

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \lambda_W}^{SM} &= -\frac{i\sqrt{2}\pi\alpha}{s_W} \frac{\sqrt{1-x} \cos(\frac{\theta}{2})}{1+x-(1-x)\cos\theta} \left(\lambda_W + \lambda_\gamma - 3(1 + \lambda_\gamma \lambda_W) \right. \\ &\quad \left. + x(\lambda_W - 1)(\lambda_\gamma - 3) + (x(\lambda_W - 1) - \lambda_W - 1)(\lambda_\gamma + 1)\cos\theta \right), \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$\mathcal{M}_{\lambda_\gamma \lambda_W^0}^{SM} = -\frac{i8\pi\alpha}{s_W} \frac{\sqrt{1-x}\sqrt{x}(\lambda_\gamma + 1)\cos^2(\frac{\theta}{2})\sin(\frac{\theta}{2})}{1+x-(1-x)\cos\theta}, \quad (4.19)$$

donde $x = m_W^2/s$ y $s_W = \sin\theta_W$, siendo θ_W el ángulo de Weinberg. Note que $\mathcal{M}_{-+}^{SM} = 0$ y $\mathcal{M}_{-0}^{SM} = 0$ a este orden de teoría de perturbaciones.

4.3. Efectos de nueva física en el contexto de la CESM

En este escenario de física más allá del SM, la simetría de Lorentz es respetada, por lo que solamente la parte simétrica del operador $\mathcal{O}_{\alpha\beta}$ contribuye a la reacción $e\gamma \rightarrow W\nu_e$. La contribución correspondiente a la amplitud se puede escribir como

$$\mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}^{CESM} = \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}^{SM} - \frac{ieg\alpha_W}{\sqrt{2}\Lambda^2} \frac{1}{t - m_W^2} [\bar{u}(p_2) P_R \gamma^\alpha u(p_1)] \Gamma_{\alpha\mu\nu}^{CESM} \varepsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \varepsilon^{*\nu}(k_2, \bar{\lambda}_W), \quad (4.20)$$

donde

$$\Gamma_{\alpha\mu\nu}^{CESM} = (k_1^\rho \delta_\mu^\eta - k_1^\eta \delta_\mu^\rho) (k_2^\lambda g_{\eta\nu} - k_{2\eta} \delta_\nu^\lambda) [(k_2 - k_1)_\lambda g_{\rho\alpha} - (k_2 - k_1)_\rho g_{\lambda\alpha}]. \quad (4.21)$$

Después de varios cálculos algebraicos, se obtienen las amplitudes de helicidad

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \lambda_W}^{CESM} - \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \lambda_W}^{SM} &= \frac{i2\sqrt{2}\pi\alpha}{s_W} \alpha_W \left(\frac{s}{\Lambda^2} \right) \frac{\sqrt{1-x} \sin^2(\frac{\theta}{2}) \cos(\frac{\theta}{2})}{1+x-(1-x)\cos\theta} \\ &\quad \times [1 - \lambda_\gamma \lambda_W - (1 - \lambda_W) \lambda_\gamma x], \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\lambda_\gamma 0}^{CESM} - \mathcal{M}_{\lambda_\gamma 0}^{SM} &= \frac{i\pi\alpha}{s_W} \alpha_W \left(\frac{s}{\Lambda^2} \right) \frac{\sqrt{x}\sqrt{1-x}\sin(\frac{\theta}{2})}{1+x-(1-x)\cos\theta} \\ &\quad \times \{(1 + \lambda_\gamma)(1 - x) + [3 - x - (1 + x)\lambda_\gamma] \cos\theta\}. \end{aligned} \quad (4.23)$$

Observe que $\mathcal{M}_{++}^{CESM} = \mathcal{M}_{++}^{SM}$, pero $\mathcal{M}_{\pm 0}^{CESM} \neq \mathcal{M}_{\pm 0}^{SM}$.

4.4. Efectos de nueva física en el contexto del SME

En esta sección se presentan las amplitudes helicidad para el proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ en presencia de un tensor de fondo antisimétrico constante $b^{\alpha\beta}$. Las características geométricas de la colisión se muestran en la figura 4.2. En esta figura, los campos de fondo constantes, tipo eléctrico, $e^i \equiv \Lambda_{LV}^2 b^{0i}$, y tipo magnético, $b^i \equiv (1/2)\Lambda_{LV}^2 \epsilon^{ijk} b^{jk}$, se han descompuesto en componentes paralelas, e_p y b_p , y perpendiculares, e_y y b_y , al plano de colisión (el plano $x-z$). El ángulo de colisión en el marco de centro de masa se denota por θ , mientras ϕ y χ son los ángulos formados por e_p y b_p con el eje $+z$, respectivamente. Al hacer uso de la siguiente identidad

$$a_\alpha b^{\alpha\beta} c_\beta = \frac{1}{\Lambda_{LV}^2} [c_0 \mathbf{e} \cdot \mathbf{a} - a_0 \mathbf{e} \cdot \mathbf{c} + \mathbf{b} \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{c})], \quad (4.24)$$

la cual es válida para dos 4-vectores arbitrarios a_μ y c_μ . La amplitud se puede escribir como sigue:

$$\mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}^{SME} = \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}^{SM} + \frac{ieg}{2\sqrt{2}} [\bar{u}(p_2) P_R \Gamma_{\mu\nu}^{SME} u(p_1)] \varepsilon^\mu(k_1, \lambda_\gamma) \varepsilon^{*\nu}(k_2, \lambda_{\bar{W}}), \quad (4.25)$$

donde

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mu\nu}^{SME} = & \frac{b^{\alpha\beta}}{2(t - m_W^2)} \left\{ (m_W^2 - t)(\gamma_\mu g_{\alpha\nu} k_{2\beta} - \gamma_\mu g_{\alpha\nu} k_{1\beta} - \gamma_\beta k_{2\alpha} g_{\mu\nu}) \right. \\ & + (m_W^2 + t)(\gamma_\alpha k_{1\beta} g_{\mu\nu} - \gamma_\mu k_{1\alpha} g_{\beta\nu}) \\ & + \gamma_\nu [(m_W^2 - t) ((k_{1\alpha} - k_{2\alpha}) g_{\beta\mu} + g_{\alpha\mu} k_{2\beta}) + 4k_{2\alpha} k_{1\beta} k_{2\mu}] \\ & + 2 [k_{2\alpha} (2\gamma_\mu k_{1\beta} + \gamma_\beta k_{2\mu}) + \gamma_\alpha (k_{1\beta} k_{2\mu} - m_W^2 g_{\beta\mu})] k_{1\nu} \\ & + 2k_1 [-2k_{2\alpha} k_{1\beta} g_{\mu\nu} + (k_{1\alpha} g_{\beta\nu} + g_{\alpha\nu} (k_{1\beta} - k_{2\beta})) k_{2\mu} \\ & \left. - (k_{1\alpha} - k_{2\alpha}) g_{\beta\mu} k_{1\nu} + g_{\alpha\mu} (t g_{\beta\nu} + k_{2\beta} k_{1\nu}) \right\} \end{aligned} \quad (4.26)$$

Después de varios cálculos algebraicos tediosos, las amplitudes de helicidad asociadas pueden escribirse de la siguiente manera

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}^{SME} - \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W}^{SM} = & \left(\frac{\pi\alpha}{16\sqrt{2}s_W} \right) \left(\frac{s}{\Lambda_{LV}^2} \right) \frac{\sqrt{1-x}}{1+x - (1-x)\cos\theta} \\ & \times [E_y^{\lambda_W} e_y + B_p^{\lambda_W} b_p + i(E_p^{\lambda_W} e_p + B_y^{\lambda_W} b_y)], \end{aligned} \quad (4.27)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W^0}^{SME} - \mathcal{M}_{\lambda_\gamma \bar{\lambda}_W^0}^{SM} = & \left(\frac{\pi\alpha}{16s_W} \right) \left(\frac{s}{\Lambda_{LV}^2} \right) \frac{\sqrt{1-x}}{\sqrt{x}(1+x - (1-x)\cos\theta)} \\ & \times [E_y^{\lambda_W^0} e_y + B_p^{\lambda_W^0} b_p + i(E_p^{\lambda_W^0} e_p + B_y^{\lambda_W^0} b_y)], \end{aligned} \quad (4.28)$$

donde

$$\begin{aligned} E_y^{\lambda_W} = & 4 \left\{ -\lambda_W + \lambda_\gamma + x[\lambda_W x + x + 4\lambda_W + (2x + 4(x+3)\lambda_W + 7)\lambda_\gamma - 1] \right. \\ & \left. + (\lambda_W - \lambda_\gamma + x(\lambda_W x + x - 2\lambda_W + (2x + 4(x-1)\lambda_W + 3)\lambda_\gamma + 5)) \cos(\theta) \right\} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_p^{\lambda_W} = & -2 \left\{ [2(4\lambda_\gamma \lambda_W + \lambda_W + 2\lambda_\gamma + 1)x^2 + (4\lambda_\gamma \lambda_W + 2\lambda_W + 9\lambda_\gamma - 11)x - 5\lambda_\gamma - 4(3\lambda_\gamma \lambda_W \right. \\ & + \lambda_W) + 3] \sin(\theta - \chi) + (x-1)[\lambda_W x + x - \lambda_W + 2(x-1)(2\lambda_W + 1)\lambda_\gamma + 1] \sin(2\theta - \chi) \\ & - [(x-1)(x + (x-5)\lambda_W + 3) + 2(6\lambda_W + x(x+2(x-4)\lambda_W + 3) + 2)\lambda_\gamma] \sin(\chi) \\ & \left. - [2\lambda_W x + x - 2\lambda_W + (x-1)(4\lambda_W + 1)\lambda_\gamma + 1] \sin(\theta + \chi) \right\} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_p^{\lambda W} = & -2 \left[2(x+3)((x-1)\lambda_W - 2) - (-3\lambda_W + x(x + (x+18)\lambda_W + 12) + 3)\lambda\gamma \right. \\
& + 4(-\lambda\gamma\lambda_W + 2\lambda_W - 2x(\lambda_W + 2) + x(\lambda_W + 3)\lambda\gamma + \lambda\gamma + 4) \cos(\theta) \\
& \left. + (x-1)((x-1)\lambda_W(\lambda\gamma - 2) + x\lambda\gamma + \lambda\gamma + 4) \cos(2\theta) \right] \cos(\phi) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\
& - 2 \left[-2x((x+5)\lambda_W + 12) + (-\lambda_W + x(x + (x-12)\lambda_W - 4) + 3)\lambda\gamma \right. \\
& + 2(\lambda_W - \lambda\gamma + x(-2x\lambda_W + \lambda_W + (x + (x-1)\lambda_W + 4)\lambda\gamma - 6)) \cos(\theta) \\
& \left. + (x-1)((x-1)\lambda_W(\lambda\gamma - 2) + x\lambda\gamma + \lambda\gamma + 4) \cos(2\theta) + 4 \right] \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin(\phi),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_y^{\lambda W} = & 4 \left\{ [\lambda_W(\lambda\gamma - 2) + \lambda\gamma]x^2 + [2(\lambda\gamma - 1) + 3\lambda_W(\lambda\gamma + 1)]x \right. \\
& - 3\lambda_W - 2\lambda_W\lambda\gamma - 3\lambda\gamma[(\lambda_W(\lambda\gamma - 2) + \lambda\gamma)x^2 - (3\lambda\gamma\lambda_W + \lambda_W + 4\lambda\gamma + 6)x \\
& \left. + 3\lambda_W + 2\lambda_W\lambda\gamma + 3\lambda\gamma + 4] \cos(\theta) - 4 \right\} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right),
\end{aligned}$$

$$E_y^{\lambda_0 W} = 4x(-\lambda\gamma + x((2x+5)\lambda\gamma - 4) + (\lambda\gamma + x(2x\lambda\gamma + \lambda\gamma + 4) + 2) \cos(\theta) - 2) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right),$$

$$\begin{aligned}
B_p^{\lambda_0 W} = & 4x \left\{ [x(x\lambda\gamma + \lambda\gamma + 3) + (-\lambda\gamma + x(2x\lambda\gamma + 3\lambda\gamma - 4) + 2) \cos(\theta) \right. \\
& + (x-1)((x-1)\lambda\gamma + 1) \cos(2\theta) - 1] \sin(\chi) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\
& - [2(\lambda\gamma + x(2x\lambda\gamma - \lambda\gamma - 1) - 1) \cos(\theta) \\
& \left. + (x-1)(3(x\lambda\gamma + \lambda\gamma - 1) + ((x-1)\lambda\gamma + 1) \cos(2\theta))] \cos(\chi) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right\},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_p^{\lambda_0 W} = & 4x [\lambda\gamma + x(x + 3\lambda\gamma + 7) + (x+1)(2x - 2\lambda\gamma + 1) \cos(\theta) \\
& + (x-1)(x - \lambda\gamma - 3) \cos(2\theta) - 4] \sin(\phi) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\
& - 4x [3x(x - \lambda\gamma) + 3\lambda\gamma + 4((x-1)x - (x+1)\lambda\gamma) \cos(\theta) \\
& + (x-1)(x - \lambda\gamma - 3) \cos(2\theta) + 5] \cos(\phi) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right),
\end{aligned}$$

$$B_y^{\lambda_0 W} = -4x(2x^2 - 2\lambda\gamma x + x + 2\lambda\gamma + (2x^2 + x + 2(x-1)\lambda\gamma - 1) \cos(\theta) + 1) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right).$$

Como ya se mencionó, estamos interesados no sólo en el estudio de posibles desviaciones del SM sobre la reacción $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ bajo los contextos de la CESM y del SME, sino también en la comparación entre sí de estas fuentes de nueva física.

4.5. Discusión

En esta sección se analizan los resultados numéricos. Se puede observar a partir de las ecuaciones (4.18)-(4.19) que existen seis estados de polarización, a saber: $(-, -)$, $(-, +)$, $(-, 0)$, $(+, -)$, $(+, +)$ y $(+, 0)$. A pesar de que las amplitudes polarizadas $(-, +)$ y $(-, 0)$ del SM son exactamente cero

a nivel del árbol, estas amplitudes polarizadas reciben contribuciones a nivel de un lazo [25]. Sin embargo, por simplicidad, en este estudio no se considerarán dichas contribuciones, es así que concentramos toda la atención en los efectos a nivel de árbol.

La nueva física que viola la simetría de Lorentz proporciona información adicional que podría ser más interesante que la nueva física que respeta dicha simetría. Esto puede ser evidenciado no sólo por el valor relativo de la escala de nueva física, sino también debido a las direcciones privilegiadas que surgen con la presencia de los campos de fondo constantes \mathbf{b} y \mathbf{e} . Con el fin de buscar posibles escenarios de violación de la simetría de Lorentz se estudiará con detalle a la sección eficaz diferencial para el proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$. Es importante hacer hincapié en que la información sobre la dependencia simultánea de direcciones angulares privilegiadas de los campos de fondo y el ángulo de dispersión se pierde al estudiar la sección eficaz total, ya que el ángulo de dispersión se integra. Por lo tanto, esto justifica la necesidad de realizar un estudio exhaustivo de la sección eficaz diferencial. Una de las preguntas que queremos responder es si la violación de Lorentz es más sensible al campo de fondo \mathbf{b} o al campo de fondo \mathbf{e} . Principalmente, estamos interesados en la búsqueda de escenarios en los que, o bien la contribución del SM esté ausente, o los efectos de nueva física sean mucho más grandes que la contribución del SM. En este sentido, buscamos los valores óptimos para los parámetros que violan simetría de Lorentz pues los efectos de nueva física derivados de SME se magnificarán. Para ello, analizaremos tres escenarios diferentes, a saber: a) $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$, b) $\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} = 0$ y c) $\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} \neq 0$.

Como ya se ha señalado, nos interesa contrastar los efectos de nueva física que surgen en el enfoque de la CESM con aquellos que aparecen en el contexto del SME, ya que cualquiera de los dos podría ser observado en el ILC. Para hacer predicciones, se deben asumir valores para los parámetros de la CESM, (Λ, α_W) , y para los respectivos parámetros del SME, $(\Lambda_{LV}, E_p, e_y, b_p, b_y, \chi, \phi)$. En la referencia [21], se calculó una cota sobre la escala de energía a la cual aparecerían los EVL proveniente de los datos experimentales sobre el decaimiento $B \rightarrow X_S\gamma$, en específico, $\Lambda_{LV} > 1.96$ TeV. Debido a esto y por motivos de comparación se asumirá que $\Lambda = \Lambda_{LV} = 2$ TeV. Además, se tomará $\alpha_W = 1$.

4.5.1. Sección eficaz diferencial

Debido a las limitaciones experimentales, se discutirá nuestro análisis numérico de la sección eficaz diferencial en el intervalo de ángulo de dispersión $20^\circ < \theta < 160^\circ$, lo cual, además, es consistente con los cortes cinemáticos introducidos en la referencia [25], en donde se calcula la dispersión $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ en el contexto del SM. Sólo analizaremos el comportamiento de las secciones eficaces diferenciales para los estados de polarización $(+, +)$, $(+, -)$, $(-, +)$, $(-, 0)$, ya que los efectos de nueva física son marginales para los estados $(-, -)$, $(+, 0)$.

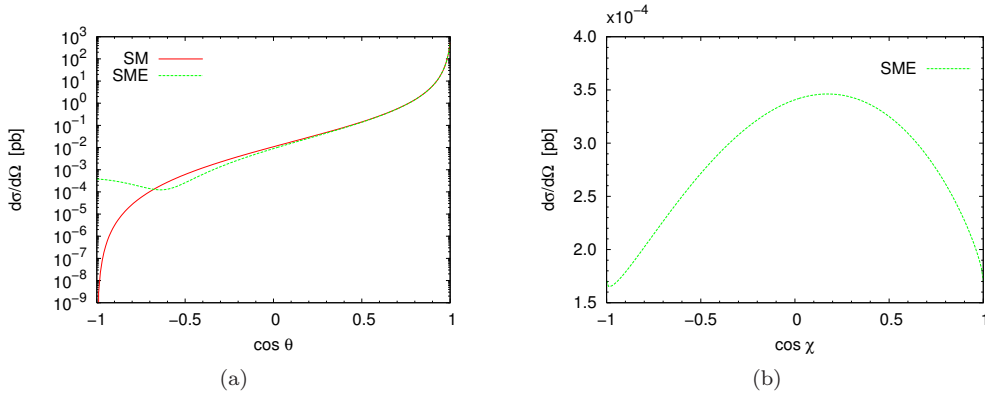


Figura 4.3: Sección eficaz diferencial para el proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ en el estado de polarización $(+, +)$, con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$). (a) $\chi = 78.46^\circ$. (b) $\theta = 160^\circ$.

Escenario $\mathbf{e} = 0, \mathbf{b} \neq 0$

En todos los casos, vamos a utilizar los valores $b_p = b_y = 1$ para el campo constante \mathbf{b} .

Colisión (+, +). En este tipo de colisión no hay contribución anómala proveniente de la CESM, por lo que los efectos de nueva física surgen exclusivamente del SME. En consecuencia, este es un buen escenario para detectar señales de violación de Lorentz. En la figura 4.3, se presenta la sección eficaz diferencial polarizada en función del ángulo de dispersión y del ángulo χ . En la figura 4.3(a), se muestran las secciones eficaces diferenciales tanto para el SM como para el SME en función de $\cos\theta$. De esta figura, se puede apreciar que el efecto que viola Lorentz es aproximadamente dos órdenes de magnitud más grande que la predicción del SM para $\chi = 78.46^\circ$ y $\theta = 160^\circ$. La figura 4.3(b) muestra a la sección eficaz diferencial como una función de $\cos\chi$, en donde se aprecia claramente que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en $\chi = 78.46^\circ$. De ambas figuras se puede concluir que el efecto de violación de Lorentz se hace más intenso en la vecindad de $\theta = 160^\circ$ y $\chi = 78.46^\circ$. *La característica principal de esta colisión es que sólo aparece la nueva física que tiene como fuente a la violación de Lorentz.*

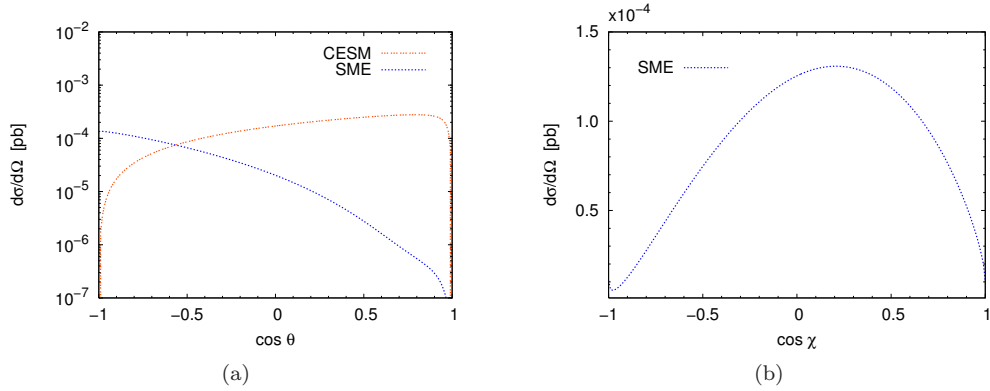


Figura 4.4: Sección eficaz diferencial para el proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ en el estado de polarización $(-, +)$, con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} = 0, \mathbf{b} \neq 0$), donde no hay contribución de SM. (a) $\chi = 78.46^\circ$. (b) $\theta = 160^\circ$.

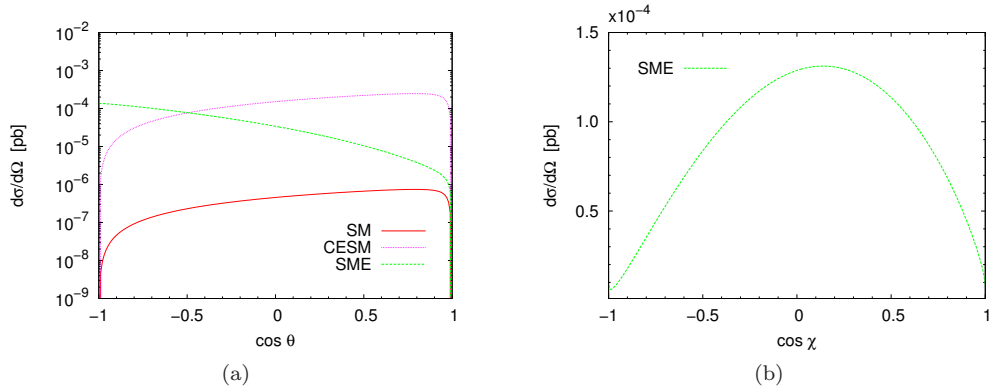


Figura 4.5: Sección eficaz diferencial para el proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ en el estado de polarización $(+, -)$, con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} = 0, \mathbf{b} \neq 0$). (a) $\chi = 79.63^\circ$. (b) $\theta = 160^\circ$.

Colisión $(-, +)$. La característica principal de esta colisión es que la contribución del SM es exactamente cero a este orden de teoría de perturbaciones. Por lo tanto, es un buen escenario para confrontar los efectos de nueva física provenientes de la CESM y del SME. En la figura 4.4, se presenta la sección eficaz diferencial polarizada en el estado $(-, +)$ como función del ángulo de

dispersión y el ángulo χ . De esta figura se puede apreciar un comportamiento totalmente diferente entre los dos tipos de efectos de nueva física. En la figura 4.4(a), la cual despliega a la sección eficaz diferencial en función de $\cos\theta$, se puede observar que la contribución de la CESM es más grande que la del SME alrededor de 3 órdenes de magnitud para $\theta = 25^\circ$. Sin embargo, cuando $\theta = 155^\circ$, la contribución del SME es mayor que la contribución de la CESM en aproximadamente 1 orden de magnitud. En la figura 4.4(b), se puede apreciar que los efectos de nueva física derivados del SME se ven favorecidos por direcciones angulares en la vecindad de $\chi = 78.46^\circ$ y $\theta = 160^\circ$. *La detección de efectos de nueva física se ve favorecida por esta colisión, ya que la contribución de SM surge por primera vez a orden de un lazo. Las señales procedentes del SME y de la CESM se distinguen claramente en algunas regiones angulares.*

Colisión (+, -). En la figura 4.5 mostramos la sección eficaz diferencial polarizada (+, -) como una función del ángulo de dispersión y la dirección angular χ , correspondiente a b_p . En este caso, la contribución del SM es subdominante. En esta figura se puede apreciar un comportamiento muy diferente entre las contribuciones del SME y de la CESM. En la figura 4.5(a), aparece la sección eficaz diferencial en función de $\cos\theta$, mostrando que la brecha entre la contribución de SME y SM se maximiza cuando el ángulo de dispersión tiende a 180° . En particular, para $\chi = 78.46^\circ$ y $\theta = 155^\circ$ la contribución del SME domina en 3 órdenes de magnitud. Para el mismo ángulo de dispersión, la contribución de la CESM es también más grande que la del SM en alrededor de 2 órdenes de magnitud. Sin embargo, la contribución de la CESM es mayor que la del SME cerca de 2 órdenes de magnitud para $\theta = 25^\circ$. Una vez más, en la figura 4.5(b), podemos ver que la dirección angular preferencial para la física procedente del SME tiene lugar en la vecindad de $\chi = 78.46^\circ$ para $\theta = 160^\circ$. *La peculiaridad de esta colisión es que la contribución del SM es subdominante con respecto a los efectos de nueva física que surgen tanto en el SME y la CESM. Además, ambas fuentes de física más allá del SM se pueden distinguir en algunas regiones angulares.*

Colisión (-, 0). Esta colisión es un buen modo de buscar efectos de nueva física, ya que no hay contribuciones del SM a nivel árbol. En la figura 4.6 se muestra la sección eficaz diferencial polarizada (-, 0) en función del ángulo de dispersión y la dirección angular χ , correspondiente a b_p . De esta figura se observa un comportamiento completamente diferente entre las contribuciones del SME y de la CESM. En particular, la contribución de la CESM es exactamente cero para $\theta = 90^\circ$. De la figura 4.6(a), la cual muestra la sección eficaz diferencial en función de $\cos\theta$, se puede apreciar claramente la violación de Lorentz en la vecindad de $\theta = 90^\circ$. La figura 4.6(b) muestra que la detección óptima de señal de violación de Lorentz podría ocurrir en la vecindad de $\chi = 25^\circ$ o $\chi = 155^\circ$.

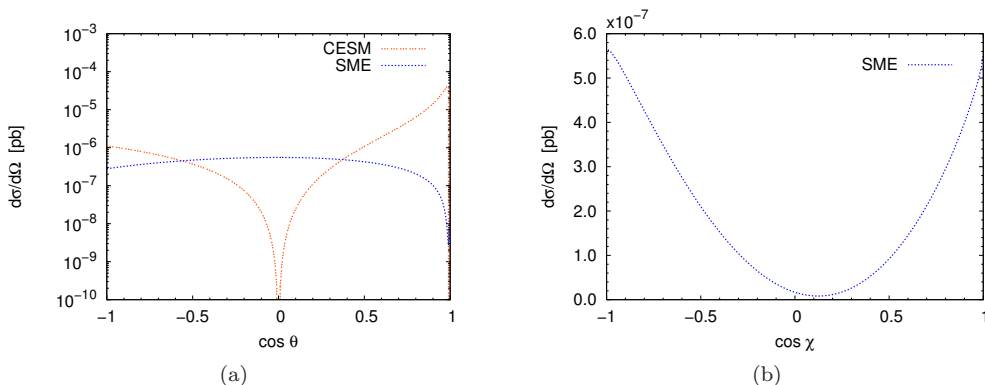


Figura 4.6: Sección eficaz diferencial para el proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ en el estado de polarización (-, 0), con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$), donde no hay contribución de SM. (a) $\chi = 0^\circ$. (b) $\theta = 90^\circ$.

Para terminar, nos gustaría resumir nuestros resultados sobre el impacto de la violación de Lorentz caracterizada por la presencia de un campo de fondo constante tipo magnético. Nos en-

focamos en los escenarios óptimos para buscar señales de violación de Lorentz. Los efectos de violación de Lorentz en la colisión $(+, +)$ se manifiestan claramente en la vecindad de $\theta = 160^\circ$ y $\chi \simeq 79^\circ$. La sección eficaz diferencial correspondiente es aproximadamente 10^{-4} pb, siendo la predicción del SM aproximadamente 2 órdenes de magnitud más pequeña. En cuanto a la colisión $(-, +)$ se refiere, la señal de violación de Lorentz también se hace nítida en la vecindad de $\theta = 160^\circ$ y $\chi \simeq 79^\circ$, y la sección eficaz diferencial correspondiente es también del orden de 10^{-4} pb. La característica principal de este caso es que la contribución del SM es exactamente cero a este orden de la teoría de perturbaciones, lo cual implica que tenemos señales puras de nueva física. Por otra parte, la colisión $(+, -)$ muestra que, como en los dos casos anteriores, las señales de violación de Lorentz son favorecidas en la vecindad de $\theta = 160^\circ$ y $\chi \simeq 79^\circ$, en donde la sección eficaz diferencial asociada es del orden de 10^{-4} pb. En este caso, la contribución del SM es subdominante para todos los ángulos de dispersión. En cuanto a la colisión $(-, 0)$ se refiere, vemos que ésta muestra un comportamiento atípico, ya que una señal de violación de Lorentz se ve favorecida en la vecindad de $\theta = 90^\circ$ y $\chi \simeq 0^\circ$. Aunque la sección eficaz diferencial es menor que en las otras colisiones en aproximadamente 2 órdenes de magnitud, es importante tener en cuenta que se trata de una señal muy clara de violación de Lorentz debido a que la contribución del SM desaparece exactamente a este orden de la teoría de perturbaciones y la contribución de la CESH es cercana a cero en dicha vecindad.

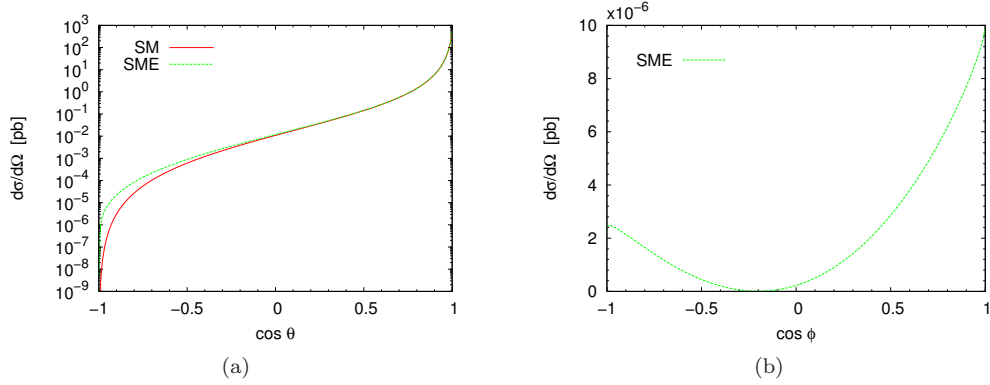


Figura 4.7: Sección eficaz diferencial para el proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ en el estado de polarización $(+, +)$, con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} = 0$). (a) $\phi = 0^\circ$. (b) $\theta = 160^\circ$.

Escenario $\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} = 0$

En este caso vamos a utilizar $e_p = e_y = 1$ para los componentes paralelas y normal del campo de fondo constante \mathbf{e} .

Colisión $(+, +)$. Debe recordarse que no hay contribuciones de la CESH a esta colisión. En la figura 4.7, se muestra la sección eficaz diferencial polarizada $(+, +)$ en función del ángulo de dispersión y la dirección angular ϕ , correspondiente a e_p . De esta figura, se puede apreciar que la sección eficaz diferencial es del orden de 10^{-6} pb en la vecindad de $\chi = 78.46^\circ$ para $\theta = 160^\circ$. Esto contrasta con el escenario $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$, donde la sección eficaz diferencial correspondiente es del orden de 10^{-4} pb. De la figura 4.7 se puede concluir que el efecto de violación de Lorentz no es importante en este estado de polarización. *Esta colisión es esencialmente insensible a efectos de nueva física.*

Colisión $(-, +)$. Como ya se ha comentado, en este caso no hay contribución del SM al orden más bajo en teoría de perturbaciones. En la figura 4.8, se presenta la sección eficaz diferencial polarizada $(-, +)$ en función del ángulo de dispersión y del ángulo ϕ , en donde se puede observar que la contribución de la CESH es aproximadamente 2 órdenes de magnitud más grande que la que proviene del SME y es dominante en casi todo el rango de variación del ángulo de dispersión. *En*

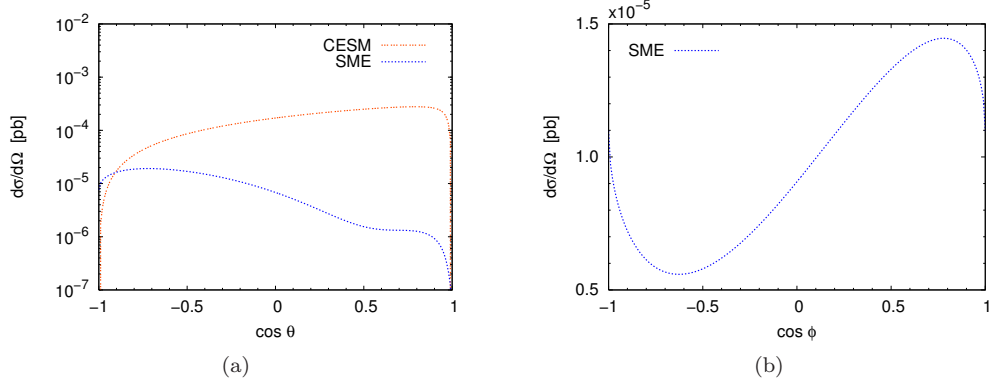


Figura 4.8: Sección eficaz diferencial para el proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ en el estado de polarización $(-, +)$, con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} = 0$), no hay contribución de SM. (a) $\phi = 36.87^\circ$. (b) $\theta = 160^\circ$.

esta colisión, los efectos de nueva física, cuya fuente no es la violación de Lorentz son claramente dominantes.

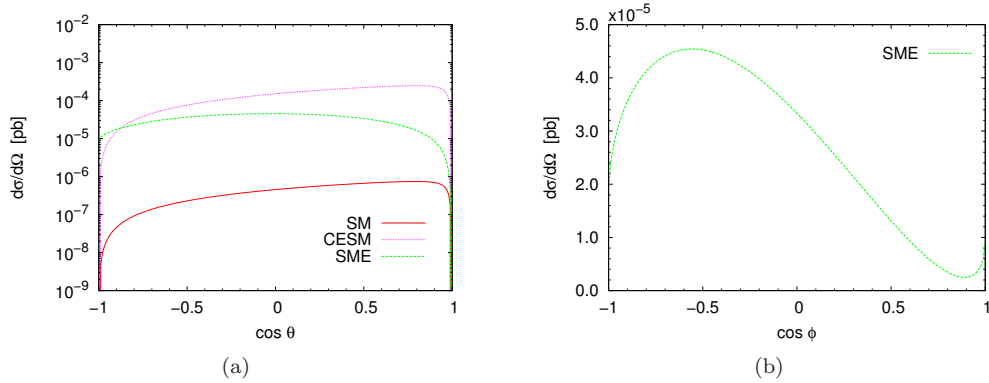


Figura 4.9: Sección eficaz diferencial para el proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ en el estado de polarización $(+, -)$, con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} = 0$). (a) $\phi = 123.37^\circ$. (b) $\theta = 90^\circ$.

Colisión $(+, -)$. La figura 4.9 muestra la sección eficaz diferencial polarizada $(-, +)$ en función del ángulo de dispersión y la dirección angular ϕ , correspondiente a e_p . Al igual que en el escenario anterior, aquí también la contribución del SM es subdominante. En la figura 4.9(a) se presenta la sección eficaz diferencial en función de $\cos\theta$. A partir de esta figura, se puede apreciar que la contribución de la CESM es más grande que la contribución del SME en aproximadamente un orden de magnitud para $\theta = 25^\circ$. Una vez más, los efectos de nueva física derivados de la CESM dominan sobre los efectos del SME.

Colisión $(-, 0)$. Recordemos que no hay contribución de SM para esta colisión. En la figura 4.10 mostramos la sección eficaz diferencial polarizada $(-, 0)$ en función del ángulo de dispersión y del ángulo ϕ . En la figura 4.10(a) se exhibe la sección eficaz diferencial en función de $\cos\theta$, mientras que la figura 4.10(b) muestra que la región de detección óptima de señales de violación de Lorentz corresponde a $\phi = 90^\circ$. De ambas figuras, se puede apreciar una clara señal de violación de Lorentz en la vecindad de $\theta = 90^\circ$ y $\phi = 90^\circ$. Esta colisión muestra una ventana a través de la cual se podría observar una señal de violación de Lorentz.

En resumen, las señales de violación de Lorentz están menos favorecidas en este escenario, con la excepción de la colisión $(-, 0)$, la cual muestra una clara señal de violación de Lorentz en la vecindad de $\theta = 90^\circ$ y $\phi = 90^\circ$; sin embargo, la sección eficaz diferencial correspondiente es del

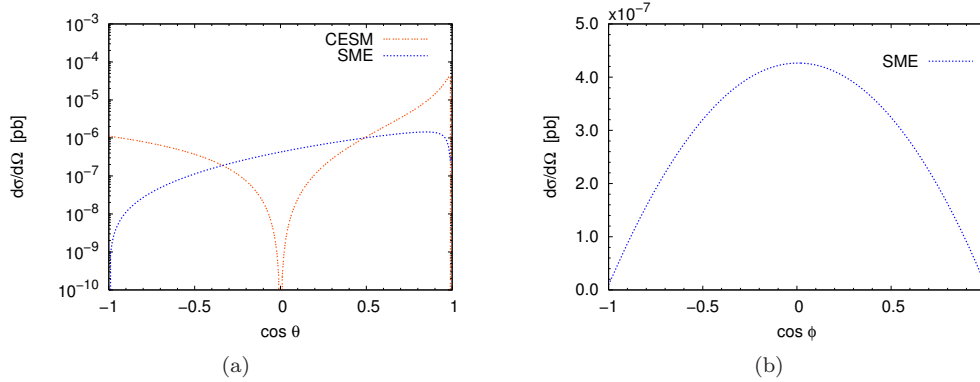


Figura 4.10: Sección eficaz diferencial para el proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ en el estado de polarización $(-, 0)$, con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} = 0$), no hay contribución de SM. (a) $\phi = 90^\circ$. (b) $\theta = 90^\circ$.

orden 10^{-6} pb, lo cual está a 2 órdenes de magnitud por abajo de los casos favorables de violación de Lorentz que surgen en el escenario $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$.

Escenario $\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} \neq 0$

Como se ha venido enfatizando, el objetivo principal de este estudio consiste en encontrar regiones angulares para las secciones eficaces diferenciales donde las señales de violación de Lorentz puedan aislarse no sólo de la contribución del SM, sino también de otras fuentes anómalas de nueva física. En los dos escenarios analizados con antelación, hemos encontrado que las señales de violación de Lorentz se pueden observar claramente cuando $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$, no así para $\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} = 0$, en la que los efectos de nueva física, que surgen de otras fuentes son dominantes. Por otra parte, los valores de las secciones eficaces diferenciales en el primer escenario son, en términos generales, 2 órdenes de magnitud mayores que en el segundo escenario. Por lo tanto, se puede esperar que en un escenario más general con los dos campos de fondo presentes, los campos tipo eléctrico y tipo magnético, no se modifiquen esencialmente las predicciones obtenidas para cuando $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$. Se realizó un análisis exhaustivo para el escenario $\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} \neq 0$ considerando efectos sutiles de interferencia, pero en esencia no se encuentran cambios sustanciales al comparar estos resultados con aquellos obtenidos en el escenario $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$.

4.5.2. Sección eficaz total

En este apartado concentramos la atención en aquellas regiones angulares en donde las señales de violación de la simetría de Lorentz se destaquen notoriamente. En particular, se analizará únicamente el escenario $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$ por ser el más prometedor. Como se demostró en secciones anteriores, las señales de violación de Lorentz se magnifican en la vecindad de $\theta = 160^\circ$ y $\chi = 80^\circ$ para secciones eficaces diferenciales con estados de polarización $(+, +)$, $(+, -)$ y $(-, +)$, las cuales son del mismo orden de magnitud cuando son evaluadas en dichos valores de parámetros angulares. En cuanto al caso de la sección eficaz diferencial $(-, 0)$ se refiere, recordemos que aparece una señal de violación de Lorentz muy clara en la vecindad de $\theta = 90^\circ$ y $\chi = 0^\circ$, pero está suprimida por cerca de 2 órdenes de magnitud con respecto a las secciones eficaces diferenciales con estados de polarización $(+, +)$, $(+, -)$ y $(-, +)$. Con esta información en mente y para poder distinguir mejor los efectos de violación de Lorentz, restringiremos el intervalo de integración a la región angular $150^\circ < \theta < 170^\circ$ para las secciones eficaces diferenciales en los estados de polarización $(+, +)$, $(+, -)$ y $(-, +)$, con $\chi = 80^\circ$. Para el caso de la sección eficaz polarizada $(-, 0)$, vamos a considerar una región de integración angular correspondiente a $80^\circ < \theta < 100^\circ$, con $\chi = 0^\circ$.

En la figura 4.11, podemos visualizar el comportamiento de la sección eficaz polarizada (+, +) en función de la energía de centro de masa; que está integrada en la región angular $150^\circ < \theta < 170^\circ$. De esta figura, se observa un claro efecto de violación de Lorentz a partir de $\sqrt{s} \simeq 350$ GeV, el cual puede alcanzar un valor de hasta 3 órdenes de magnitud por encima de la señal del SM para $\sqrt{s} \simeq 1000$ GeV (recordemos que no hay señal de la CESM para este estado polarización).

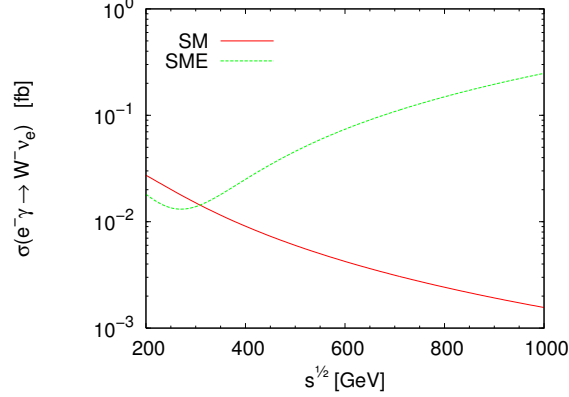


Figura 4.11: Sección eficaz polarizada (+, +) para la reacción $e\gamma \rightarrow W\nu_e$; integrada en el intervalo $150^\circ < \theta < 170^\circ$. Se considera sólo el escenario dominante $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$, con $\chi = 80^\circ$.

La figura 4.12 describe el comportamiento de la sección eficaz polarizada (+, -) para el intervalo de energía $200 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 1000 \text{ GeV}$. En esta figura, se puede observar que la señal del SME es dominante sobre las señales de la CESM y del SM en al menos un orden de magnitud a partir de $\sqrt{s} \simeq 560$ GeV. Como ocurre en el caso (+, +), para energías mayores que $\sqrt{s} = 350$ GeV, la señal de violación de Lorentz es claramente más grande que las demás señales.

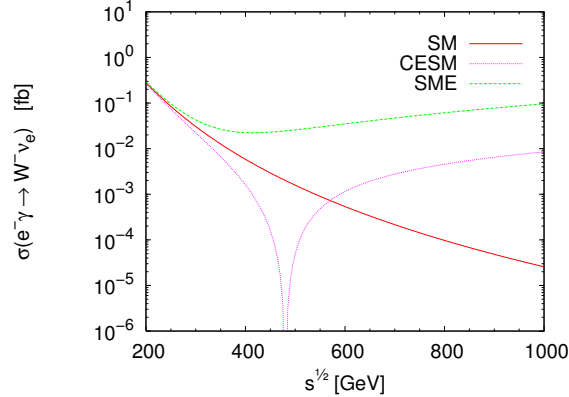


Figura 4.12: Sección eficaz polarizada (+, -) para la reacción $e\gamma \rightarrow W\nu_e$; integrada en el intervalo $150^\circ < \theta < 170^\circ$. Sólo se considera el escenario dominante $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$, con $\chi = 80^\circ$.

En la figura 4.13 se muestra la sección eficaz polarizada (-, +) en función de la energía de centro de masa, en donde se observa que la señal del SME es más grande que la señal de la CESM (recordemos que no hay contribución del SM para este estado de polarización a nivel de árbol) en alrededor de un orden de magnitud para la región $200 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 1000 \text{ GeV}$.

En los tres casos previos analizados, la señal de violación de Lorentz se manifiesta con intensidades que van desde 10^{-2} fb a 10^{-1} fb. Estos resultados serán contrastados con aquellos obtenidos para el estado de polarización (-, 0). La figura 4.14 describe la sección eficaz polarizada (-, 0) en

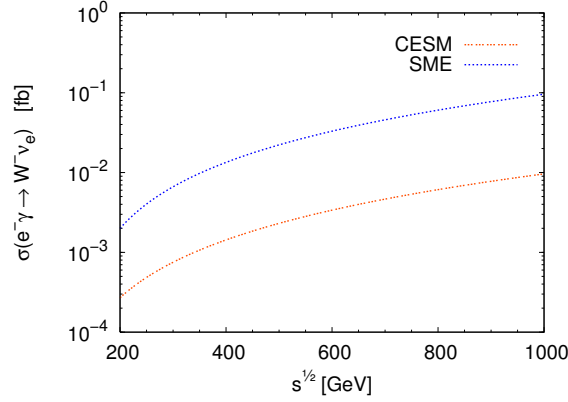


Figura 4.13: Sección eficaz polarizada $(-, +)$ para la reacción $e\gamma \rightarrow W\nu_e$; integrada en el intervalo $150^\circ < \theta < 170^\circ$. Sólo se considera el escenario dominante $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$, con $\chi = 80^\circ$.

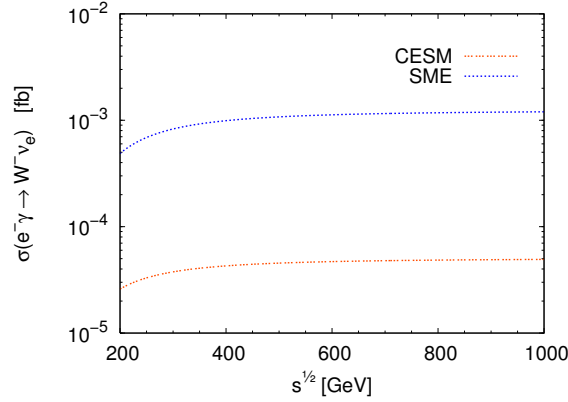


Figura 4.14: Sección eficaz polarizada $(-, 0)$ para la reacción $e\gamma \rightarrow W\nu_e$; integrada en el intervalo $80^\circ < \theta < 100^\circ$. Se considera sólo el escenario dominante $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$, con $\chi = 0^\circ$.

función de la energía de centro de masa. De dicha figura, se puede percibir que el SME predice una sección eficaz que va desde 10^{-5} fb a 10^{-3} fb, la cual es mayor que la es predicha por la CESM en más de un orden de magnitud en todo el intervalo de energía considerado. Aquí, la señal de violación de Lorentz está suprimida en más de un orden de magnitud en comparación con las señales de violación de Lorentz que surgen en los estados de polarización $(+, +)$, $(+, -)$ y $(-, +)$. Con la recopilación de información descrita en esta sección, podemos estimar el número de eventos correspondientes a señales de violación de Lorentz en el ILC. Puesto que en el ILC se espera una luminosidad integrada de 500 fb^{-1} en los primeros años de operación [26], estimamos alrededor de algunas decenas de eventos para señales de violación de la simetría Lorentz correspondientes a los estados de polarización mejor favorecidos.

4.5.3. Asimetría

Una observable de interés experimental es la asimetría de la polarización, la cual está definida como [25]

$$A_{RL} = \frac{\sigma(\lambda_\gamma = +) - \sigma(\lambda_\gamma = -)}{\sigma(\lambda_\gamma = +) + \sigma(\lambda_\gamma = -)}. \quad (4.29)$$

Puesto que estamos interesados en estudiar el impacto de violación de la simetría de Lorentz sobre esta observable, al igual que en la sección anterior, centraremos nuestro análisis en el escenario en el cual se maximiza la predicción del SME; este corresponde a $150^\circ < \theta < 170^\circ$, $\chi = 80^\circ$ y $(\mathbf{e} = 0, b_p = 1, b_y = 1)$. En el análisis, por propósitos de comparación con trabajos previos realizados en el contexto del SM [25], están incluidos los resultados para A_{RL} sin el uso de cortes en el ángulo de dispersión ($0^\circ < \theta < 180^\circ$).

En la figura 4.15(a) se muestra la asimetría A_{RL} en función de la energía de centro de masa de la colisión, en donde se presentan resultados con corte y sin corte en el ángulo de dispersión. En el primer caso, se considera una región angular establecida por $150^\circ < \theta < 170^\circ$. En el segundo caso, hemos reproducido el resultado para el SM a nivel árbol [25]. En particular, se comprobó que la asimetría del SM sin corte angular, A_{RL}^{SM} , tiende a cero a medida que la energía se hace muy grande. Este fenómeno no aparece cuando se introduce el corte en el ángulo de dispersión. Antes de proseguir con la discusión, es importante señalar que en este análisis no se incluyen los resultados de la contribución de la CESM, puesto que sus efectos están muy suprimidos y no se aprecian diferencias significativas al ser comparados con la contribución del SM. La figura 4.15(a) muestra un comportamiento interesante para la asimetría del SME con corte angular, en la que se puede apreciar que el efecto de violación de Lorentz reduce el comportamiento negativo proveniente de la asimetría con corte del SM. Se debe tener en cuenta que este efecto va creciendo a medida que aumenta la energía de colisión.

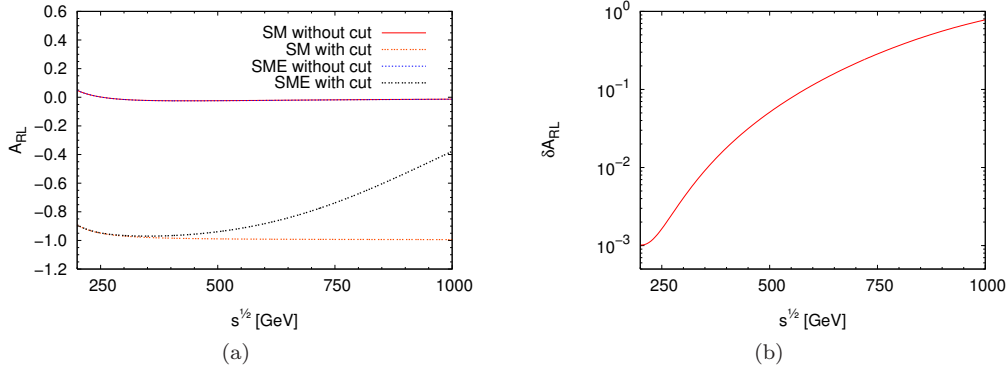


Figura 4.15: (a) Asimetría en la reacción $e\gamma \rightarrow W\nu_e$ a nivel árbol. (b) Corrección del SME a la asimetría del SM a nivel árbol para el proceso $e\gamma \rightarrow W\nu_e$.

Con el objetivo de enfatizar la importancia relativa de la contribución del SME a la asimetría, se puede separar la contribución de nueva física de la siguiente manera

$$A_{RL} = A_{RL}^{SM} + \delta A_{RL}, \quad (4.30)$$

donde A_{RL}^{SM} es la asimetría del SM y δA_{RL} contiene la contribución de la interferencia entre el SM y el SME, así como la contribución pura de nueva física. En la figura 4.15(b) se presenta δA_{RL} en función de la energía de colisión en el centro de masa. A energías de colisión cercanas a 1 TeV, la contribución del SME a la asimetría está por encima de la predicción del SM. Además, se puede observar que el efecto puro de nueva física del SME conduce a una desviación en la asimetría, la cual es cercana a la unidad para $\sqrt{s} = 1$ TeV, lo que constituye una clara señal de violación de la simetría de Lorentz.

Capítulo 5

El proceso $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$

En esta sección se presentan las amplitudes correspondientes a la reacción $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ en el contexto del SM, la CESM y el SME. Dichas amplitudes evidenciarán de manera explícita invariancia de norma. Además, exhibiremos las amplitudes de helicidad para el SM, la CESM y el SME.

5.1. Cinemática

La notación y convenciones usadas en esta subsección quedan determinadas a través de las figuras 5.1 y 5.2. Los índices de Lorentz, cuádrimomentos y cuádrivectores de polarización se especifican a continuación:

$$A^\mu(k_1)A^\nu(k_2) \rightarrow W^{-\lambda}(k_3)W^{+\rho}(k_4) \quad (5.1)$$

$$k_1^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, 1), \quad (5.2)$$

$$k_2^\nu = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, -1), \quad (5.3)$$

$$k_3^\lambda = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, \beta \sin \theta, 0, \beta \cos \theta), \quad (5.4)$$

$$k_4^\rho = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, -\beta \sin \theta, 0, -\beta \cos \theta), \quad (5.5)$$

$$\epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, i\lambda_1, 0), \quad (5.6)$$

$$\epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, -1, i\lambda_2, 0), \quad (5.7)$$

$$\epsilon^{*\lambda}(k_3, \lambda_3) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, \cos \theta, i\lambda_3, -\sin \theta), \quad (5.8)$$

$$\epsilon^{*\rho}(k_4, \lambda_4) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, -\cos \theta, i\lambda_4, \sin \theta), \quad (5.9)$$

$$\epsilon^{*\lambda}(k_3, \lambda_3^0) = \frac{\sqrt{s}}{2m_W}(\beta, \sin \theta, 0, \cos \theta), \quad (5.10)$$

$$\epsilon^{*\rho}(k_4, \lambda_4^0) = \frac{\sqrt{s}}{2m_W}(\beta, -\sin \theta, 0, -\cos \theta), \quad (5.11)$$

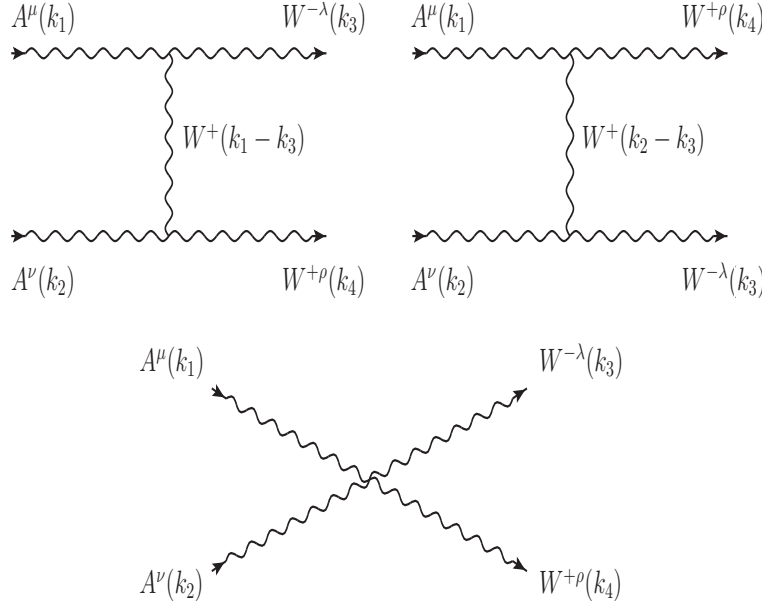


Figura 5.1: Diagramas de Feynman que contribuyen al proceso $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ en una norma no lineal (con los fotones entrando y los bosones W saliendo).

donde $\beta = \sqrt{1 - 4m_W^2/s}$, $\lambda_i = \pm 1$ para $i = 1, 2, 3, 4$ y $\lambda_{3,4}^0 = 0$. Por otro lado, las variables de Mandelstam quedan determinadas explícitamente por

$$s = (k_1 + k_2)^2, \quad (5.12)$$

$$t = (k_1 - k_3)^2 = -\frac{s}{2} \left(1 - \frac{2m_W^2}{s} - \beta \cos \theta \right), \quad (5.13)$$

$$t = (k_1 - k_4)^2 = -\frac{s}{2} \left(1 - \frac{2m_W^2}{s} + \beta \cos \theta \right). \quad (5.14)$$

Al considerar toda la información expuesta arriba podemos determinar la sección eficaz diferencial polarizada en función de las amplitudes de helicidad. Por tanto, la sección eficaz diferencial polarizada puede ser escrita como

$$\left(\frac{d\sigma_{\lambda_1 \lambda_2 \bar{\lambda}_3 \bar{\lambda}_4}}{d\Omega} \right)_{CM} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{\sqrt{s - 4m_W^2}}{s^{3/2}} |\mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \bar{\lambda}_3 \bar{\lambda}_4}|^2, \quad (5.15)$$

donde $\mathcal{M}_{\lambda_1 \lambda_2 \bar{\lambda}_3 \bar{\lambda}_4}$ son las amplitudes de helicidad y $\bar{\lambda}_i \equiv \lambda_i^0$, λ_i son las helicidades longitudinales y transversales del bosón de norma W , respectivamente.

5.2. Amplitudes invariantes de norma

Antes de obtener las amplitudes de helicidad se analizan las amplitudes con invariancia de norma explícita para el SM, la CESM y el SME. La contribución al proceso $\gamma\gamma \rightarrow W^-W^+$ en la norma no lineal está dada por los diagramas que se muestran en la figura 5.1. Se mostrarán resultados con simetría de Bose e invariancia de norma explícita.

5.2.1. Amplitud invariante de norma para el SM

La amplitud invariante se puede escribir como

$$\mathcal{M}^{SM} = \mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^{SM} \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \epsilon^{\lambda^*}(k_3, \bar{\lambda}_3) \epsilon^{\rho^*}(k_4, \bar{\lambda}_4).$$

Al agrupar de forma adecuada se logra obtener una amplitud con invariancia de norma explícita, la cual está dada por

$$\mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^{SM} = 2ie^2 \sum_{i=1}^5 N_{\mu\nu\lambda\rho}^{SM(i)}, \quad (5.16)$$

donde

$$\begin{aligned} N_{\mu\nu\lambda\rho}^{SM(1)} &= (k_{1\xi}g_{\lambda\mu} - k_{1\lambda}g_{\xi\mu})(k_{2\xi}g_{\rho\nu} - k_{2\rho}g_{\xi\nu}), \\ N_{\mu\nu\lambda\rho}^{SM(3)} &= \left(\frac{k_{4\mu}}{k_1 \cdot k_4} - \frac{k_{3\mu}}{k_1 \cdot k_3} \right) (k_{2\lambda}g_{\nu\rho} - k_{2\rho}g_{\lambda\nu}), \\ N_{\mu\nu\lambda\rho}^{SM(5)} &= g_{\lambda\rho} \left(\frac{k_{3\mu}k_{4\nu}}{k_1 \cdot k_3} + \frac{k_{3\nu}k_{4\mu}}{k_1 \cdot k_4} - g_{\mu\nu} \right) = g_{\lambda\rho} \left(\frac{k_{3\mu}k_{4\nu}}{k_2 \cdot k_4} + \frac{k_{3\nu}k_{4\mu}}{k_2 \cdot k_3} - g_{\mu\nu} \right), \end{aligned}$$

las estructuras $N_{\mu\nu\lambda\rho}^{SM(2,4)}$ se obtienen, respectivamente, de $N_{\mu\nu\lambda\rho}^{SM(1,3)}$ por simetría de Bose. Las estructuras $N_{\mu\nu\lambda\rho}^i$ son invariantes de norma por sí solas, es decir, satisfacen las identidades de Ward

$$N_{\mu\nu\lambda\rho}^{(i)} k_1^\mu = 0, \quad (5.17)$$

$$N_{\mu\nu\lambda\rho}^{(i)} k_2^\nu = 0. \quad (5.18)$$

5.2.2. Amplitud invariante de norma para la CESM

Para el caso de la CESM, su amplitud invariante está dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{CESM} &= (\mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^{SM} + \mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W}) \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \epsilon^{\lambda^*}(k_3, \bar{\lambda}_3) \epsilon^{\rho^*}(k_4, \bar{\lambda}_4), \\ &= \mathcal{M}^{SM} + \mathcal{M}^{\alpha W}. \end{aligned}$$

Puesto que en la sección anterior se analizó la amplitud \mathcal{M}^{SM} , aquí sólo nos enfocamos en la contribución efectiva, a primer orden en α_W , cuya amplitud asociada está dada por

$$\begin{aligned} -i\mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W} &= \frac{\Gamma_{\rho\chi\nu}^0(-k_4, k_1 - k_3, k_2) \Gamma_{\chi\lambda\mu}^{\alpha W}(k_3 - k_1, -k_3, k_1)}{t - m_W^2} \\ &+ \frac{\Gamma_{\chi\lambda\mu}^0(k_3 - k_1, -k_3, k_1) \Gamma_{\rho\chi\nu}^{\alpha W}(-k_4, k_1 - k_3, k_2)}{t - m_W^2} \\ &+ \frac{\Gamma_{\rho\chi\mu}^0(-k_4, k_2 - k_3, k_1) \Gamma_{\chi\lambda\nu}^{\alpha W}(k_3 - k_2, -k_3, k_2)}{u - m_W^2} \\ &+ \frac{\Gamma_{\chi\lambda\lambda\nu}^0(k_3 - k_2, -k_3, k_2) \Gamma_{\rho\chi\nu}^{\alpha W}(-k_4, k_2 - k_3, k_1)}{u - m_W^2} \\ &+ \Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W}(k_1, k_2, -k_3, -k_4), \end{aligned} \quad (5.19)$$

donde $\Gamma_{\mu\nu\lambda}^{0, \alpha W}(k_1, k_2, k_3)$ y $\Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W}(k_1, k_2, k_3, k_4)$ son las funciones vértice correspondientes a los acoplamientos $W^-W^+\gamma$ y $W^-W^+\gamma\gamma$ respectivamente. Después de manipulaciones algebraicas se puede obtener una amplitud con invariancia de norma explícita, que se puede escribir como

$$\mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W} = \frac{ie^2\alpha_W}{\Lambda^2} \sum_{i=1}^{10} N_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W(i)}, \quad (5.20)$$

donde

$$N_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W(1)} = \frac{1}{k_2 \cdot k_4} (k_1^\eta \delta_\mu^\beta - k_1^\beta \delta_\mu^\eta) (k_{2\chi} g_{\rho\nu} - k_{2\rho} g_{\chi\nu}) (k_{3\beta} g_{\alpha\lambda} - k_{3\alpha} g_{\beta\lambda}) ((k_2 - k_4)^\alpha g_{\eta\chi} - (k_2 - k_4)_\eta \delta_\chi^\alpha),$$

$$N_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W(3)} = \frac{1}{k_2 \cdot k_4} (k_{1\lambda} g_{\chi\mu} - k_{1\chi} g_{\lambda\mu}) (k_2^\eta \delta_\nu^\beta - k_2^\beta \delta_\nu^\eta) (k_{4\eta} \delta_\rho^\alpha - k_4^\alpha g_{\eta\rho}) ((k_2 - k_3)_\alpha g_{\beta\chi} - (k_1 - k_3)_\beta g_{\alpha\chi}),$$

$$N_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W(5)} = (k_1^\eta \delta_\mu^\beta - k_1^\beta \delta_\mu^\eta) \left(\frac{k_{3\nu}}{k_2 \cdot k_3} - \frac{k_{4\nu}}{k_2 \cdot k_4} \right) (k_{3\beta} g_{\alpha\lambda} - k_{3\alpha} g_{\beta\lambda}) (k_{4\eta} \delta_\rho^\alpha - k_4^\alpha g_{\eta\rho}),$$

$$N_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W(7)} = (k_1^\eta \delta_\mu^\beta - k_1^\beta \delta_\mu^\eta) \left(\frac{k_{4\nu}}{k_2 \cdot k_4} (k_2^\alpha g_{\eta\rho} - k_{2\eta} \delta_\rho^\alpha) - (\delta_\nu^\alpha g_{\eta\rho} - g_{\eta\nu} \delta_\rho^\alpha) \right) (k_{3\beta} g_{\alpha\lambda} - k_{3\alpha} g_{\beta\lambda}),$$

$$N_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W(9)} = (k_1^\eta \delta_\mu^\beta - k_1^\beta \delta_\mu^\eta) \left(\frac{k_{3\nu}}{k_2 \cdot k_3} (k_{2\alpha} g_{\beta\lambda} - k_{2\beta} g_{\alpha\lambda}) - (g_{\alpha\nu} g_{\beta\lambda} - g_{\beta\nu} g_{\alpha\lambda}) \right) (k_{4\eta} \delta_\rho^\alpha - k_4^\alpha g_{\eta\rho}),$$

el resto de las estructuras se obtienen por simetría de Bose. Las estructuras $N_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha W(i)}$ son invariantes de norma por sí solas, es decir, satisfacen las identidades de Ward dadas en las ecuaciones (5.17) y (5.18).

5.2.3. Amplitud invariante de norma para el SME

La amplitud invariante se encuentra dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{NC} &= (\mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^{SM} + \mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^b) \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \epsilon^{\lambda^*}(k_3, \bar{\lambda}_3) \epsilon^{\rho^*}(k_4, \bar{\lambda}_4), \\ &= (\mathcal{M}^{SM} + \mathcal{M}^b). \end{aligned}$$

Al igual que en la sección anterior, aquí nos concentramos sólo en el efecto del campo de fondo, que a primer orden en $b^{\alpha\beta}$, tiene asociada la siguiente amplitud

$$\begin{aligned} -i\mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^b &= \frac{\Gamma_{\rho\chi\nu}^{0,b}(-k_4, k_1 - k_3, k_2) \Gamma_{\chi\lambda\mu}^b(k_3 - k_1, -k_3, k_1)}{t - m_W^2} \\ &\quad + \frac{\Gamma_{\chi\lambda\mu}^{0,b}(k_3 - k_1, -k_3, k_1) \Gamma_{\rho\chi\nu}^b(-k_4, k_1 - k_3, k_2)}{t - m_W^2} \\ &\quad + \frac{\Gamma_{\rho\chi\mu}^{0,b}(-k_4, k_2 - k_3, k_1) \Gamma_{\chi\lambda\nu}^b(k_3 - k_2, -k_3, k_2)}{u - m_W^2} \\ &\quad + \frac{\Gamma_{\chi\lambda\lambda\nu}^{0,b}(k_3 - k_2, -k_3, k_2) \Gamma_{\rho\chi\nu}^b(-k_4, k_2 - k_3, k_1)}{u - m_W^2} \\ &\quad + \Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^b(k_1, k_2, -k_3, -k_4), \end{aligned} \quad (5.21)$$

donde $\Gamma_{\mu\nu\lambda}^{0,b}(k_1, k_2, k_3)$ y $\Gamma_{\mu\nu\lambda\rho}^b(k_1, k_2, k_3, k_4)$ son las funciones vértice correspondientes a los acoplamientos $W^-W^+\gamma$ y $W^-W^+\gamma\gamma$ respectivamente. Después de manipulaciones algebraicas se logra obtener una amplitud con invariancia de norma explícita, la cual se puede escribir como

$$\mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^b = \frac{ie^2}{2} b^{\alpha\beta} \sum_{i=1}^{26} N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(i)}, \quad (5.22)$$

donde

$$\begin{aligned}
N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(1)} &= (k_1^\sigma \delta_\mu^\eta - k_1^\eta \delta_\mu^\sigma)(k_{2\rho} \delta_\nu^\chi - k_2^\chi g_{\rho\nu}) \left(\frac{\Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\chi\lambda}^1}{2k_2 \cdot k_4} \right), \\
N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(3)} &= (k_1^\sigma \delta_\mu^\eta - k_1^\eta \delta_\mu^\sigma)(k_2^\chi g_{\lambda\nu} - k_{2\lambda} \delta_\nu^\chi) \left(\frac{\Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\rho\chi}^3}{2k_2 \cdot k_3} \right), \\
N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(5)} &= (k_1^\sigma \delta_\mu^\eta - k_1^\eta \delta_\mu^\sigma) \left(\frac{k_{4\nu}}{2k_2 \cdot k_4} - \frac{k_{3\nu}}{2k_2 \cdot k_3} \right) \Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\rho\lambda}^5, \\
N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(7)} &= (k_1^\sigma \delta_\mu^\eta - k_1^\eta \delta_\mu^\sigma) \left(\frac{k_{3\nu}}{2k_2 \cdot k_3} (k_{2\alpha} g_{\sigma\lambda} - k_{2\sigma} g_{\alpha\lambda}) - \frac{1}{2} (g_{\alpha\nu} g_{\sigma\lambda} - g_{\sigma\nu} g_{\alpha\lambda}) \right) (k_{4\beta} g_{\eta\rho} - k_{4\eta} g_{\beta\rho}), \\
N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(11)} &= (k_1^\sigma \delta_\mu^\eta - k_1^\eta \delta_\mu^\sigma) \left(\frac{k_{4\nu}}{2k_2 \cdot k_4} k_3 \cdot k_2 - \frac{1}{2} k_{3\nu} \right) (g_{\alpha\sigma} g_{\eta\rho} g_{\beta\lambda} - g_{\beta\sigma} g_{\alpha\rho} g_{\eta\lambda}), \\
N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(15)} &= (k_1^\sigma \delta_\mu^\eta - k_1^\eta \delta_\mu^\sigma) \left(\frac{k_{4\nu}}{2k_2 \cdot k_4} k_{2\alpha} - \frac{1}{2} g_{\alpha\nu} \right) (k_{3\rho} g_{\eta\lambda} - k_{3\eta} g_{\lambda\rho}) g_{\beta\sigma}, \\
N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(19)} &= (k_1^\sigma \delta_\mu^\eta - k_1^\eta \delta_\mu^\sigma) \left(\frac{k_{4\nu}}{2k_2 \cdot k_4} k_{2\eta} - \frac{1}{2} g_{\eta\nu} \right) (k_{3\beta} g_{\rho\lambda} - k_{3\rho} g_{\beta\lambda}) g_{\alpha\sigma}, \\
N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(23)} &= (k_1^\sigma \delta_\mu^\eta - k_1^\eta \delta_\mu^\sigma) \left(\frac{k_{4\nu}}{2k_2 \cdot k_4} k_{2\lambda} - \frac{1}{2} g_{\lambda\nu} \right) (k_{3\eta} g_{\beta\sigma} g_{\alpha\rho} - k_{3\beta} g_{\alpha\sigma} g_{\eta\rho}),
\end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\chi\lambda}^1 &= (k_{3\sigma} g_{\alpha\lambda} - k_{3\alpha} g_{\sigma\lambda}) ((k_3 - k_1)_\beta g_{\eta\chi} - (k_3 - k_1)_\eta g_{\beta\chi}) \\
&\quad + g_{\beta\sigma} (k_{3\eta} \delta_\lambda^\omega - k_3^\omega g_{\eta\lambda}) ((k_3 - k_1)_\alpha g_{\omega\chi} - (k_3 - k_1)_\omega g_{\alpha\chi}) \\
&\quad + g_{\alpha\sigma} (k_{3\omega} g_{\beta\lambda} - k_{3\beta} g_{\omega\lambda}) ((k_3 - k_1)_\eta \delta_\chi^\omega - (k_3 - k_1)^\omega g_{\eta\chi}), \\
\Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\rho\chi}^3 &= (k_{4\eta} g_{\beta\rho} - k_{4\beta} g_{\eta\rho}) ((k_2 - k_3)_\alpha g_{\sigma\chi} - (k_2 - k_3)_\sigma g_{\alpha\chi}) \\
&\quad + g_{\beta\sigma} (k_{4\omega} g_{\alpha\rho} - k_{4\alpha} g_{\omega\rho}) ((k_2 - k_3)^\omega g_{\eta\chi} - (k_2 - k_3)_\eta \delta_\chi^\omega) \\
&\quad + g_{\alpha\sigma} (k_4^\omega g_{\eta\rho} - k_{4\eta} \delta_\rho^\omega) ((k_2 - k_3)_\beta g_{\omega\chi} - (k_2 - k_3)^\omega g_{\beta\chi}), \\
\Gamma_{\alpha\beta\sigma\eta\chi\lambda}^5 &= (k_{3\sigma} g_{\alpha\lambda} - k_{3\alpha} g_{\sigma\lambda}) (k_{4\eta} g_{\beta\rho} - k_{4\beta} g_{\eta\rho}) \\
&\quad + g_{\beta\sigma} (k_{3\eta} \delta_\lambda^\omega - k_3^\omega g_{\eta\lambda}) (k_{4\omega} g_{\alpha\rho} - k_{4\alpha} g_{\omega\rho}) \\
&\quad + g_{\alpha\sigma} (k_{3\omega} g_{\beta\lambda} - k_{3\beta} g_{\omega\lambda}) (k_4^\omega g_{\eta\rho} - k_{4\eta} \delta_\rho^\omega).
\end{aligned}$$

El resto de las estructuras de norma se obtienen mediante los siguientes intercambios:

$$\begin{array}{l}
 k_1 \leftrightarrow k_2, \quad \mu \leftrightarrow \nu \\
 \\
 k_3 \leftrightarrow k_4, \quad \lambda \leftrightarrow \rho \\
 \\
 k_1 \leftrightarrow k_2, \quad \mu \leftrightarrow \nu, \quad k_3 \leftrightarrow k_4, \quad \lambda \leftrightarrow \rho
 \end{array}
 \left\{
 \begin{array}{l}
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(1)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(2)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(3)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(4)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(5)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(6)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(7)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(8)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(11)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(12)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(15)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(16)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(19)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(20)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(23)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(23)} \\
 \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(7)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(9)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(11)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(13)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(15)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(17)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(19)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(21)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(23)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(25)} \\
 \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(7)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(10)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(11)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(14)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(15)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(18)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(19)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(22)} \\
 N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(23)} \rightarrow N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(26)}
 \end{array}
 \right.$$

Se puede mostrar fácilmente que las estructuras $N_{\alpha\beta\mu\nu\lambda\rho}^{b(i)}$ satisfacen las identidades de Ward dadas en las ecuaciones (5.17) y (5.18).

5.3. Amplitudes de helicidad

Para obtener las amplitudes de helicidad contraemos las amplitudes tensoriales con los vectores de polarización asociados a los fotones y bosones W . De esta manera, las amplitudes de helicidad para el SM se pueden escribir como

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^{SM} = \frac{ie^2}{4(\beta^2 \cos^2(\theta) - 1)} & \{ -(\lambda_1\lambda_2 + 3)(1 + \lambda_3\lambda_4)\beta^2 + 4(\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_3 + \lambda_4)\beta \\
 & - 6\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4 + 2\lambda_3\lambda_4 - 4 + 4(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_4)\cos(\theta) \\
 & + (1 - \lambda_1\lambda_2)[\beta^2(1 + \lambda_3\lambda_4) - 2]\cos(2\theta) \},
 \end{aligned}$$

$$\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^{SM} = \frac{ie^2 s}{8m_W^2(\beta^2 \cos^2(\theta) - 1)} (\beta^2 - 1) \{ -(\lambda_1\lambda_2 + 3)\beta^2 + (\beta^2 - 2)(1 - \lambda_1\lambda_2)\cos(2\theta) + 4 \},$$

$$\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^{SM} = \frac{ie^2\sqrt{s}}{\sqrt{2}m_W(\beta^2 \cos^2(\theta) - 1)} (\beta^2 - 1) \{ (1 - \lambda_1\lambda_2)\cos(\theta) - (\lambda_1 - \lambda_2)\lambda_3 \} \sin(\theta),$$

$$\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4}^{SM} = \frac{ie^2\sqrt{s}}{\sqrt{2}m_W(\beta^2 \cos^2(\theta) - 1)} (\beta^2 - 1) \{ (1 - \lambda_1\lambda_2)\cos(\theta) + (\lambda_1 - \lambda_2)\lambda_4 \} \sin(\theta).$$

De aquí se puede observar que las amplitudes en los estados de polarización $(\pm, \pm, 0, \pm)$, $(\pm, \pm, \pm, 0)$, $(\pm, \pm, 0, \mp)$, $(\pm, \pm, \mp, 0)$, (\pm, \pm, \pm, \mp) y (\pm, \pm, \mp, \pm) , son idénticamente cero, como

en la referencia [27]. Además, se corroboran las siguientes simetrías

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\bar{\lambda}_3\bar{\lambda}_4}^{SM}(s, t, u) &= \mathcal{M}_{\lambda_2\lambda_1\bar{\lambda}_3\bar{\lambda}_4}^{SM}(s, u, t), \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\bar{\lambda}_3\bar{\lambda}_4}^{SM}(s, t, u) &= \mathcal{M}_{\lambda_{-1}\lambda_{-2}\bar{\lambda}_{-4}\bar{\lambda}_{-3}}^{SM}(s, u, t), \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\bar{\lambda}_3\bar{\lambda}_4}^{SM}(s, t, u) &= \mathcal{M}_{\lambda_{-2}\lambda_{-1}\bar{\lambda}_{-4}\bar{\lambda}_{-3}}^{SM}(s, t, u),\end{aligned}$$

que corresponden a las simetrías de Bose, CP y Bose+CP, respectivamente. Con respecto a las simetrías de paridad P y conjugación de carga C , se tienen las siguientes relaciones

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^{SM}(s, t, u) & \quad \bar{P} \quad \mathcal{M}_{\lambda_{-1}\lambda_{-2}\lambda_{-3}\lambda_{-4}}^{SM}(s, t, u), \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^{SM}(s, t, u) & \quad \bar{C} \quad \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_4\lambda_3}^{SM}(s, u, t),\end{aligned}$$

5.3.1. Amplitudes de helicidad para la CESM

Al considerar sólo la contribución efectiva α_W , las amplitudes de helicidad se obtienen de la siguiente manera

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^{\alpha_W} &= \frac{ie^2\alpha_W}{\Lambda^2} \mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha_W} \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \epsilon^{\lambda^*}(k_3, \lambda_3) \epsilon^{\rho^*}(k_4, \lambda_4), \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^{\alpha_W} &= \frac{ie^2\alpha_W}{\Lambda^2} \mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha_W} \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \epsilon^{\lambda^*}(k_3, \lambda_3) \epsilon^{\rho^*}(k_4, \lambda_4^0), \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4}^{\alpha_W} &= \frac{ie^2\alpha_W}{\Lambda^2} \mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha_W} \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \epsilon^{\lambda^*}(k_3, \lambda_3^0) \epsilon^{\rho^*}(k_4, \lambda_4), \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^{\alpha_W} &= \frac{ie^2\alpha_W}{\Lambda^2} \mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^{\alpha_W} \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \epsilon^{\lambda^*}(k_3, \lambda_3^0) \epsilon^{\rho^*}(k_4, \lambda_4^0),\end{aligned}$$

en donde después de realizar algunas operaciones algebraicas, podemos escribir las amplitudes de helicidad como sigue

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^{\alpha_W} &= \frac{ie^2\alpha_W s}{16\Lambda^2(1-\beta^2\cos^2(\theta))} \{3(\lambda_1+\lambda_2)(\lambda_3+\lambda_4)\beta^3 - 2(\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4 - \lambda_3\lambda_4 - 2)\beta^2 \\ & \quad - 5(\lambda_1+\lambda_2)(\lambda_3+\lambda_4)\beta - 2(\lambda_1\lambda_2+1)(2\lambda_3\lambda_4+1) \\ & \quad + [(\beta^3+\beta)(\lambda_1+\lambda_2)(\lambda_3+\lambda_4) \\ & \quad - \lambda_1\lambda_2(2-(6\lambda_3\lambda_4+4)\beta^2) - 2] \cos(2\theta)\},\end{aligned}$$

$$\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^{\alpha_W} = \frac{-ie^2\alpha_W s^2}{8m_W^2\Lambda^2(\beta^2\cos^2(\theta)-1)} (\beta^2-1)^2 (\lambda_1\lambda_2+1) \sin^2(\theta),$$

$$\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^{\alpha_W} = \frac{-ie^2\alpha_W s^{3/2}(\beta^2-1)\sin(\theta)}{8\sqrt{2}m_W\Lambda^2(\beta^2\cos^2(\theta)-1)} \{(\lambda_1-\lambda_2)\lambda_3\beta^2 + [2(\beta^2-1)\lambda_1\lambda_2 + \beta(\lambda_1+\lambda_2)\lambda_3 - 2] \cos(\theta)\},$$

$$\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4}^{\alpha_W} = \frac{-ie^2\alpha_W s^{3/2}(\beta^2-1)\sin(\theta)}{8\sqrt{2}m_W\Lambda^2(\beta^2\cos^2(\theta)-1)} \{(\lambda_2-\lambda_1)\lambda_4\beta^2 + [2(\beta^2-1)\lambda_1\lambda_2 + \beta(\lambda_1+\lambda_2)\lambda_4 - 2] \cos(\theta)\}.$$

En estos casos, se puede observar que las amplitudes en los estados de polarización (\pm, \mp, \pm, \mp) , (\pm, \mp, \mp, \pm) y $(\pm, \mp, 0, 0)$, son igual a cero.

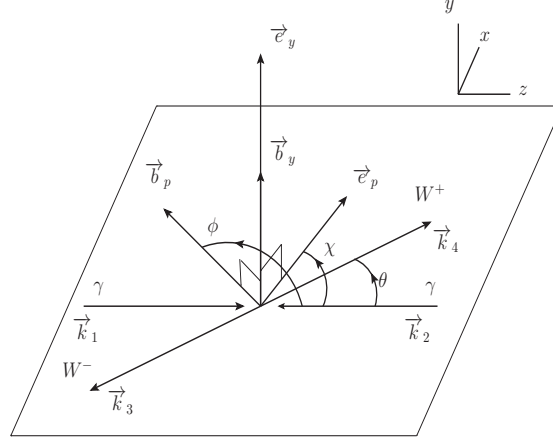


Figura 5.2: Reacción $\gamma\gamma \rightarrow W^-W^+$ en el marco de c.m. en presencia del campo de fondo $b^{\alpha\beta}$. En la figura, e_p y b_p son las componentes de los vectores \mathbf{e} y \mathbf{b} en el plano de colisión, respectivamente.

5.3.2. Amplitudes de helicidad en el SME

Ahora presentaremos el análisis de las amplitudes de helicidad en presencia del campo de fondo, las cuales quedan dadas por

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^b &= ie^2 \mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^b \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \epsilon^{\lambda^*}(k_3, \lambda_3) \epsilon^{\rho^*}(k_4, \lambda_4), \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^b &= ie^2 \mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^b \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \epsilon^{\lambda^*}(k_3, \lambda_3) \epsilon^{\rho^*}(k_4, \lambda_4^0), \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4}^b &= ie^2 \mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^b \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \epsilon^{\lambda^*}(k_3, \lambda_3^0) \epsilon^{\rho^*}(k_4, \lambda_4), \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^b &= ie^2 \mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^b \epsilon^\mu(k_1, \lambda_1) \epsilon^\nu(k_2, \lambda_2) \epsilon^{\lambda^*}(k_3, \lambda_3^0) \epsilon^{\rho^*}(k_4, \lambda_4^0).\end{aligned}$$

Las características geométricas de la colisión se muestran en la figura 5.2. En dicha figura, el campo tipo eléctrico, $e^i \equiv \Lambda_{LV}^2 b^{0i}$, y el campo tipo magnético, $b^i \equiv (1/2)\Lambda_{LV}^2 \epsilon^{ijk} b^{jk}$, se han descompuesto en componentes paralelas, e_p y b_p , y perpendiculares, e_y y b_y , con respecto al plano de colisión (el plano $x-z$). El ángulo de dispersión se denota por θ , mientras que ϕ y χ son los ángulos formados por e_p y b_p con el eje $+z$, respectivamente. Además, para simplificar el análisis haremos uso de la identidad (4.24).

Después de realizar la contracción de la amplitud, $\mathcal{M}_{\mu\nu\lambda\rho}^b$, con los vectores de polarización y utilizando la cinemática del proceso junto con la identidad anterior se obtienen las siguientes expresiones

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^b &= \frac{e^2 s [E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^y e_y + B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^p b_p + i(E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^p e_p + B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^y b_y)]}{128\Lambda_{LV}^2 (\beta^2 \cos^2(\theta) - 1)}, \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^b &= \frac{e^2 s^{3/2} [E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^y e_y + B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^p b_p + i(E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^p e_p + B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^y b_y)]}{64\sqrt{2}m_W \Lambda_{LV}^2 (\beta^2 \cos(2\theta) + \beta^2 - 2)}, \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4}^b &= \frac{e^2 s^{3/2} [E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4}^y e_y + B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4}^p b_p + i(E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4}^p e_p + B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4}^y b_y)]}{64\sqrt{2}m_W \Lambda_{LV}^2 (\beta^2 \cos(2\theta) + \beta^2 - 2)}, \\ \mathcal{M}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^b &= \frac{e^2 s^2 [E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^y e_y + B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^p b_p + i(E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^p e_p + B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^y b_y)]}{32m_W^2 \Lambda_{LV}^2 (\beta^2 \cos(2\theta) + \beta^2 - 2)}.\end{aligned}$$

Las expresiones para $E^{p,y}$ y $B^{p,y}$ se presentan a continuación. En primer lugar, mostramos las expresiones correspondientes a las componentes transversales de los bosones de norma W ($\lambda_{3,4} =$

± 1):

$$\begin{aligned}
 E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^p &= \sin(\theta) \sin(\phi) \{ \beta [16(\lambda_2(\lambda_4 - 2\lambda_3) + \lambda_1(\lambda_3 - 2\lambda_4)) - (\lambda_1(14\lambda_3 - \lambda_4) + \lambda_2(14\lambda_4 - \lambda_3))\beta^2 \\
 &\quad - (2\lambda_1\lambda_2(1 - 16\lambda_3\lambda_4) + 24)\beta] + 2[(4 - 6\lambda_1\lambda_2 - 6\lambda_3\lambda_4)\beta^3 + (2\lambda_1\lambda_3 - 21(\lambda_2\lambda_3 + \lambda_1\lambda_4) \\
 &\quad + 2\lambda_2\lambda_4)\beta^2 - 2(14 - 4\lambda_3\lambda_4 - \lambda_1\lambda_2(3 - 16\lambda_3\lambda_4))\beta - 4(\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_3 + \lambda_4)] \cos(\theta) \\
 &\quad + \beta [8((\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_4 + \lambda_3)\beta^2 - 4(\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4 + 1)\beta + \lambda_1(\lambda_3 - 3\lambda_4) + \lambda_2(\lambda_4 - 3\lambda_3)) \cos(2\theta) \\
 &\quad + 2(\beta(2\lambda_1\lambda_3 - 7\lambda_2\lambda_3 - 7\lambda_1\lambda_4 + 2\lambda_2\lambda_4 - 2\beta(\lambda_1\lambda_2 + \lambda_3\lambda_4 + 2)) - 2(2 - \lambda_1\lambda_2)) \cos(3\theta) \\
 &\quad + \beta(-\beta\lambda_2(2\lambda_4 + \lambda_3) - \beta\lambda_1(2\lambda_3 + \lambda_4) + 2\lambda_1\lambda_2 - 8) \cos(4\theta)] \} \cos(\phi) + 2\{ 2[-2(\lambda_1\lambda_2 \\
 &\quad + 5\lambda_3\lambda_4 + 6)\beta^3 + (5\lambda_1\lambda_3 - 4\lambda_2\lambda_3 - 4\lambda_1\lambda_4 + 5\lambda_2\lambda_4)\beta^2 + 2(6\lambda_3\lambda_4 - \lambda_1\lambda_2(8\lambda_3\lambda_4 + 1) \\
 &\quad - 2)\beta + 5(\lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_3 + \lambda_4)] + \beta [(-\lambda_2\lambda_3\beta^2 - (10\lambda_1\lambda_2 + 40)\beta + 2\lambda_3(11\lambda_1 - 7\lambda_2) \\
 &\quad + (22\lambda_2 - \lambda_1(\beta^2 + 32\lambda_2\lambda_3\beta + 14))\lambda_4) \cos(\theta) + 2(-2(\lambda_1\lambda_2 + \lambda_3\lambda_4 + 2)\beta^2 - 9(\lambda_2\lambda_3 + \lambda_1\lambda_4)\beta \\
 &\quad + 2(\lambda_1\lambda_2 - 2)) \cos(2\theta) + \beta(2\lambda_1(\lambda_2 - \beta\lambda_3) - \beta\lambda_2(\lambda_3 + 2\lambda_4) - \beta\lambda_1\lambda_4 - 8) \cos(3\theta)] \}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^y &= -2\beta \{ [(\lambda_2 - \lambda_1)(2\beta^2 - 5) - (\lambda_1\lambda_2\lambda_3 + 2\lambda_3)\beta - (-\beta(\lambda_1\lambda_2 + 2) \\
 &\quad + 2(5\beta^2 - 6)(\lambda_1 - \lambda_2)\lambda_3)\lambda_4] \sin(\theta) + 2[2(\lambda_4 - \lambda_3)\beta^2 - (\lambda_1 - \lambda_2)\lambda_3\lambda_4\beta \\
 &\quad + \lambda_1\lambda_2(\lambda_4 - \lambda_3)] \sin(2\theta) + [2\lambda_2(\lambda_3\lambda_4 + 1)\beta^2 - 2\lambda_1(\lambda_3\lambda_4 + 1)\beta^2 \\
 &\quad - \lambda_1\lambda_2(\lambda_3 - \lambda_4)\beta - 2(\lambda_3 - \lambda_4)\beta + \lambda_1 - \lambda_2] \sin(3\theta),
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^p &= -2\{ \cos(\theta) [2\beta((\lambda_1 + \lambda_2)\beta^2 - (3 - 2\lambda_1\lambda_2)(\lambda_3 + \lambda_4)\beta - 2(\lambda_1 + \lambda_2)(1 + 2\lambda_3\lambda_4)) \\
 &\quad - 4(\lambda_1\lambda_2 + 1)(\lambda_3 + \lambda_4) + \beta((-5(\lambda_3 + \lambda_4)\beta^2 - (\lambda_1 + \lambda_2)(8\lambda_3\lambda_4 + 5)\beta \\
 &\quad + 4(\lambda_1\lambda_2 + 1)(\lambda_3 + \lambda_4)) \cos(\theta) + 2(-2\lambda_2 + \beta(\lambda_3 + \lambda_4 - \beta\lambda_2) - \lambda_1(\beta^2 + 4\lambda_2(\lambda_3 + \lambda_4)\beta \\
 &\quad + 2)) \cos(2\theta) + \beta(\beta\lambda_3 - 3\lambda_2 - \lambda_1(4\beta\lambda_2(\lambda_3 + \lambda_4) + 3) + \beta\lambda_4) \cos(3\theta)] \} \cos(\chi) \\
 &\quad + [2((\lambda_1 + \lambda_2)(3 + 2\lambda_3\lambda_4)\beta^3 + (3 - 14\lambda_1\lambda_2)(\lambda_3 + \lambda_4)\beta^2 - 2(\lambda_1 + \lambda_2)(2 - \lambda_3\lambda_4)\beta \\
 &\quad - 2(4\lambda_1\lambda_2 + 3)(\lambda_3 + \lambda_4)) + \beta((3 - 32\lambda_1\lambda_2)(\lambda_3 + \lambda_4)\beta^2 - (\lambda_1 + \lambda_2)(5 - 4\lambda_3\lambda_4)\beta \\
 &\quad - 4(4\lambda_1\lambda_2 + 1)(\lambda_3 + \lambda_4)) \cos(\theta) + 2\beta(-2\lambda_2 - \beta(\beta\lambda_2(1 + 2\lambda_3\lambda_4) - 3(\lambda_3 + \lambda_4)) \\
 &\quad - \lambda_1((2\lambda_3\lambda_4 + 1)\beta^2 + 4\lambda_2(\lambda_3 + \lambda_4)\beta + 2)) \cos(2\theta) + \beta^2(\beta\lambda_3 - 3\lambda_2 \\
 &\quad - \lambda_1(4\beta\lambda_2(\lambda_3 + \lambda_4) + 3) + \beta\lambda_4) \cos(3\theta)] \sin(\theta) \sin(\chi) \},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}^y &= [4(9\beta^2 + 1)\lambda_2\lambda_3 + 2(15\beta^2 + 2)\lambda_2\lambda_4 + \lambda_1(-36\lambda_4 + 30\lambda_3)\beta^2 - 4(\lambda_3 + \lambda_4)] \sin(\theta) \\
 &\quad + \beta [(\lambda_2 + \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_3) \sin(4\theta)\beta^2 + 2((\lambda_2 - 4\lambda_1)\lambda_4 - (\lambda_1 - 4\lambda_2)\lambda_3) \sin(3\theta)\beta \\
 &\quad - 2((\lambda_1 - \lambda_2)(10\lambda_3\beta^2 + 10\lambda_4\beta^2) + \lambda_1(7\lambda_4 - \lambda_3) - \lambda_2(7\lambda_3 - \lambda_4)) \sin(2\theta)].
 \end{aligned}$$

En segundo lugar, se muestran las funciones $E^{p,y}$ y $B^{p,y}$ para las componentes longitudinales de los bosones de norma W ($\lambda_{3,4}^0 = 0$):

$$\begin{aligned}
 E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^p &= 2\beta(\beta^2 - 1) [-\cos(\theta)(4\beta^2 + 5(4 - 3\lambda_1\lambda_2)\beta \cos(\theta) + (4 - \lambda_1\lambda_2)\beta \cos(3\theta) - 14\lambda_1\lambda_2 \\
 &\quad + (4 - 4\beta^2 - 2\lambda_1\lambda_2) \cos(2\theta) - 20) \cos(\phi) - (2(8\beta^2 - \lambda_1\lambda_2 - 18) - \beta(3\lambda_1\lambda_2 \\
 &\quad + 28) \cos(\theta) + (4 - 8\beta^2 - 2\lambda_1\lambda_2) \cos(2\theta) + \beta(4 - \lambda_1\lambda_2) \cos(3\theta)) \sin(\theta) \sin(\phi)],
 \end{aligned}$$

$$E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^y = -2\beta(\beta^2 - 1)(\lambda_1 - \lambda_2)(-4\beta^2 + 10\beta \cos(\theta) + \cos(2\theta) + 13) \sin(\theta),$$

$$\begin{aligned}
 B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^p &= \beta(\beta^2 - 1)(\lambda_1 + \lambda_2) \{ \cos(\theta) [\beta(6\beta - 19 \cos(\theta) + 3 \cos(3\theta)) + 2(\beta^2 + 2) \cos(2\theta) \\
 &\quad - 28] \cos(\chi) + [\beta(2\beta + \cos(\theta) + 3 \cos(3\theta)) + 2(\beta^2 + 2) \cos(2\theta) - 4] \sin(\theta) \sin(\chi) \},
 \end{aligned}$$

$$B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4^0}^y = 0.$$

Finalmente, se exponen las funciones $E^{p,y}$ y $B^{p,y}$ cuando se tiene una componente longitudinal y una componente transversal de los bosones de norma W ($\lambda_3 = \pm 1$, $\lambda_4^0 = 0$):

$$\begin{aligned}
 E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^p = & 2\{4\beta[\beta^2 - (3\beta^2 - 5)\lambda_1\lambda_2] - 2[2(\beta^4 + \beta^2 + 1)\lambda_1 - (5\beta^4 - 11\beta^2 - 2)\lambda_2]\lambda_3 \\
 & + \beta[(12 - 11\lambda_1\lambda_2)\beta^3 - (22\lambda_1 - \lambda_2)\lambda_3\beta^2 - 2(4 - 9\lambda_1\lambda_2)\beta + 8(\lambda_1 - 3\lambda_2)\lambda_3] \cos(\theta) \\
 & + (4(\beta^2 + (1 - \beta^2)\lambda_1\lambda_2 - 2) - 2\beta(4\lambda_1\beta^2 - 3\lambda_2\beta^2 - 2\lambda_1 - 7\lambda_2)\lambda_3) \cos(2\theta) \\
 & + \beta((\beta^2 - 2)(4 - \lambda_1\lambda_2) - \beta(2\lambda_1 + \lambda_2)\lambda_3) \cos(3\theta)\} \cos(\phi) \sin(\theta) + \{\beta((3\lambda_1\lambda_2 + 20)\beta^3 \\
 & - (32\lambda_1 - 45\lambda_2)\lambda_3\beta^2 - 6(4 - \lambda_1\lambda_2)\beta + 2(23\lambda_1 - 27\lambda_2)\lambda_3) - 2((13\lambda_1 - 6\lambda_2)\lambda_3\beta^4 \\
 & - 6(\lambda_1\lambda_2 + 6)\beta^3 - (28\lambda_1 - \lambda_2)\lambda_3\beta^2 + 2(18 - \lambda_1\lambda_2)\beta + 10(\lambda_1 + \lambda_2)) \cos(\theta) \\
 & - \beta[2(-2(\lambda_1\lambda_2 + 4)\beta^3 - (11\lambda_1 - 3\lambda_2)\lambda_3\beta^2 + 2(4 - \lambda_1\lambda_2)\beta + (11\lambda_1 - 7\lambda_2)\lambda_3) \cos(2\theta) \\
 & - 2(\beta(\beta^2(3\lambda_1 - 4\lambda_2) + 9\lambda_2)\lambda_3 - 2(\beta^2 - 1)(2 - \lambda_1\lambda_2)) \cos(3\theta) + \beta((\beta^2 - 2)(4 - \lambda_1\lambda_2) \\
 & - \beta(\lambda_2 + 2\lambda_1)\lambda_3) \cos(4\theta)]\} \sin(\phi),
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^y = & 2\{(7(\beta^2 - 3)\lambda_2 - 4\beta\lambda_3)\beta^2 + [-11\lambda_2 - \beta(3\lambda_3\beta^2 - 4\lambda_2\beta + 2\lambda_3) \\
 & + \lambda_1(17\beta((1 - \beta^2)\lambda_2\lambda_3 - \beta) + 19)]\beta \cos(\theta) + (3(\lambda_2 - \lambda_1)\beta^3 - 2(3\lambda_1\lambda_2 + 2)\lambda_3\beta^2 \\
 & + (3\lambda_1 - 7\lambda_2)\beta - 2\lambda_1\lambda_2\lambda_3)\beta \cos(2\theta) + [\lambda_1 - \lambda_2 - 3\lambda_1\beta^2 - (\beta^2 + (1 - \beta^2)\lambda_1\lambda_2 \\
 & + 2)\lambda_3\beta]\beta \cos(3\theta) + 10\lambda_2 + \lambda_1[\beta(\beta(\beta^2 - 26\lambda_2\lambda_3\beta - 11) + 34\lambda_2\lambda_3) + 10]\},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^p = & -2\{-(6\lambda_2 + 10\lambda_1)\beta^3 + 8(\lambda_1 + \lambda_2)\beta + [-(3\lambda_1 + 4\lambda_2)\beta^3 + 3(8\lambda_1\lambda_2 + 7)\lambda_3\beta^2 \\
 & + (5\lambda_1 - 7\lambda_2)\beta + 4\lambda_1\lambda_2\lambda_3 + 4\lambda_3) \cos(\theta) - 2((2 - \beta^2)\lambda_2 + \beta(5\beta^2 - 1)\lambda_3 \\
 & + \lambda_1(\beta^2 + 4\lambda_2\lambda_3\beta + 2)) \cos(2\theta) + \beta(\beta\lambda_3 - 3\lambda_2 + \lambda_1(3\beta^2 - 4\lambda_2\lambda_3\beta - 3)) \cos(3\theta)]\beta \\
 & + 2(3\beta^4 - (10\lambda_1\lambda_2 + 9)\beta^2 - 2\lambda_1\lambda_2 - 2)\lambda_3\} \cos(\chi) \sin(\theta) - \{(2\beta^4 - 29\beta^2 - 4)\lambda_2 \\
 & + \beta(21\beta^2 + 4)\lambda_3 + \lambda_1(-7\beta^4 + 23\beta^2 + 4(11\beta^2 + 4)\lambda_2\lambda_3\beta + 4) + \beta[2(-3\lambda_2 + \lambda_1)\beta^3 \\
 & + 2(12\lambda_1\lambda_2 + 5)\lambda_3\beta^2 + 7(\lambda_1 - \lambda_2)\beta + 8\lambda_1\lambda_2\lambda_3 + 2\lambda_3) \cos(2\theta) + 2(-(\beta^2 + 2)\lambda_2 \\
 & + 3\beta(\beta^2 - 1)\lambda_3 + \lambda_1(\beta^2 + 4\lambda_2\lambda_3\beta + 2)) \cos(3\theta) - \beta(\beta\lambda_3 - 3\lambda_2 + \lambda_1(3\beta^2 - 4\lambda_2\lambda_3\beta \\
 & - 3)) \cos(4\theta)] + 2(\lambda_3\beta^4 + (7\lambda_1 - 19\lambda_2)\beta^3 + 11(4\lambda_1\lambda_2 + 1)\lambda_3\beta^2 + 6(\lambda_1 - \lambda_2)\beta \\
 & + 4(3 + 4\lambda_1\lambda_2)\lambda_3) \cos(\theta)\} \sin(\chi),
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^y = & 2(-2\lambda_1\lambda_2 + 7)\beta^4 + (17\lambda_1 - 11\lambda_2)\lambda_3\beta^3 - 12(\lambda_1\lambda_2 + 6)\beta^2 + 2(5\lambda_1 - \lambda_2)\lambda_3\beta \\
 & + \{2[2\beta(-(\lambda_1\lambda_2 + 4)\beta^2 - \lambda_1\lambda_2 - 6) + ((11\lambda_1 - 3\lambda_2)\beta^2 - \lambda_1 - 7\lambda_2)\lambda_3] \cos(2\theta) \\
 & + \beta[-2(3\beta\lambda_1\lambda_2 + 4\lambda_3\lambda_2 + \lambda_1\lambda_2) \cos(3\theta) + \beta(2\beta + (\lambda_1 + \lambda_2)\lambda_3) \cos(4\theta)]\}\beta \\
 & - 8(3\lambda_1\lambda_2 + 4) + 2(2(\lambda_1 + 3\lambda_2)\lambda_3\beta^4 - (17\lambda_1\lambda_2 + 48)\beta^3 + (19\lambda_1 - 16\lambda_2)\lambda_3\beta^2 \\
 & - 4(\lambda_1\lambda_2 + 4)\beta + 2(\lambda_1 - \lambda_2)\lambda_3) \cos(\theta).
 \end{aligned}$$

Las funciones $E^{p,y}$ y $B^{p,y}$ para los estados de polarización restantes, a saber $\lambda_3^0 = 0$, $\lambda_4 = \pm 1$, se obtienen de las inmediatas anteriores al hacer los intercambios $\lambda_1 \leftrightarrow \lambda_2$ y $\lambda_3 \rightarrow \lambda_4$, lo cual implica que

$$\begin{aligned}
 E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^{p,y} & \rightarrow E_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4}^{p,y}, \\
 B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4^0}^{p,y} & \rightarrow -B_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3^0\lambda_4}^{p,y}.
 \end{aligned}$$

Debe notarse que todas las amplitudes de helicidad del SME son diferentes de cero; a diferencia de lo que ocurre en el SM y la CESM. Esto implica que tenemos estados de polarización en los cuales aparece puro el efecto de la física que viola simetría de Lorentz. A estos estados de polarización se les pondrá especial atención en la discusión de resultados.

5.4. Discusión

Al igual que en el proceso $\gamma e \rightarrow W\nu_e$, buscamos los valores óptimos para los parámetros que violan simetría de Lorentz pues los efectos de nueva física derivados del SME se magnificarán. Para ello, analizaremos tres escenarios diferentes, a saber: a) $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$, b) $\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} = 0$ y c) $\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} \neq 0$. En cuanto a predicciones se refiere, al igual que en el estudio del proceso $\gamma e \rightarrow W\nu_e$, se asumen los mismos valores de parámetros para la CESM, (Λ, α_W) , y para el SME, $(\Lambda_{LV}, e_p, e_y, b_p, b_y, \phi, \chi)$.

La nomenclatura de los distintos estados de polarización usará la notación introducida en la referencia [28]. Los estados de polarización de las partículas involucradas en la dispersión $\gamma\gamma \rightarrow WW$ se indican de la siguiente manera: el primer par corresponde a los fotones, y el segundo par toca a los bosones W . Se utilizarán las etiquetas $+$, $-$ para indicar fotones derechos e izquierdos, respectivamente, L para el estado longitudinal del bosón W y T indica la suma de dos polarizaciones transversales del bosón W .

5.4.1. Sección eficaz diferencial

Debido a las limitaciones experimentales, se discutirá nuestro análisis numérico de la sección eficaz diferencial en el intervalo de ángulo de dispersión $20^\circ < \theta < 160^\circ$, lo cual, además, es consistente con los cortes cinemáticos introducidos en la referencia [28], en donde se calcula el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$ en el contexto del SM. Sólo analizaremos el comportamiento de las secciones eficaces diferenciales para los estados de polarización (\pm, \pm, L, L) , (\pm, \mp, L, L) , $(\pm, \mp, (L, T+T, L))$, $(\pm, \pm, (L, T+T, L))$, ya que los efectos de nueva física son marginales para los estados (\pm, \pm, T, T) , (\pm, \mp, T, T) . Resulta importante destacar que la contribución anómala proveniente de la CESM resulta ser casi nula para todos los estados de colisión y como se mencionó anteriormente en algunos estados es exactamente cero.

Escenario $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$

Aquí utilizaremos los valores $b_y = b_p = 1$ para el campo \mathbf{b} . En este escenario tampoco se analiza el estado de polarización (\pm, \mp, L, L) , ya que los efectos de nueva física son marginales.

Colisión (\pm, \pm, L, L) . Para este tipo de colisión los efectos de nueva física que provienen del SME llegan a estar hasta 2 órdenes de magnitud por encima de la señal del SM. En la figura 5.3 se presenta la sección eficaz diferencial polarizada en función del ángulo de dispersión y la dirección angular χ , correspondiente a b_p . En la figura 5.3(a) se puede apreciar claramente que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en $\chi = 176.96^\circ$ y $\theta = 20^\circ$, siendo del orden de 10^{-2} pb. En la figura 5.3(b) se observa que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo cerca de los extremos del intervalo angular χ , para $\chi \approx 0^\circ$ y $\chi \approx 180^\circ$, específicamente, el valor máximo corresponde a $\chi = 176.96^\circ$. De ambas cifras uno puede concluir que la violación de Lorentz se hace más intensa en la vecindad de $\theta = 20^\circ$ y $\chi = 176.96^\circ$.

Colisión $(\pm, \mp, (L, T+T, L))$. En este tipo de colisión los efectos de nueva física referentes al SME llegan a estar hasta 3 órdenes de magnitud por encima de la señal del SM. La sección eficaz diferencial polarizada en función del ángulo de dispersión y la dirección angular χ , correspondiente a b_p , se presenta en la figura 5.4. En la figura 5.4(a), se observa claramente que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en la región donde $\theta = 20^\circ$, para $\chi = 97.41^\circ$, siendo del orden de 10 pb. En la figura 5.4(b) se puede apreciar que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en $\chi = 97.41^\circ$. Del estudio previo se puede concluir que los efectos de violación de Lorentz se hace más intensos en la vecindad de $\theta = 20^\circ$ y $\chi = 97.41^\circ$.

Colisión $(\pm, \pm, (L, T+T, L))$. Este estado de polarización resulta interesante ya que sólo están presentes efectos de nueva física, puesto que la contribución del SM a nivel árbol es exactamente cero. Por lo tanto es un buen escenario para confrontar los efectos de nueva física procedentes de la CESM y del SME. En la figura 5.5 se presenta la sección eficaz diferencial polarizada en función del ángulo de dispersión y la dirección angular χ , correspondiente a b_p . En la figura 5.5(a), se observa

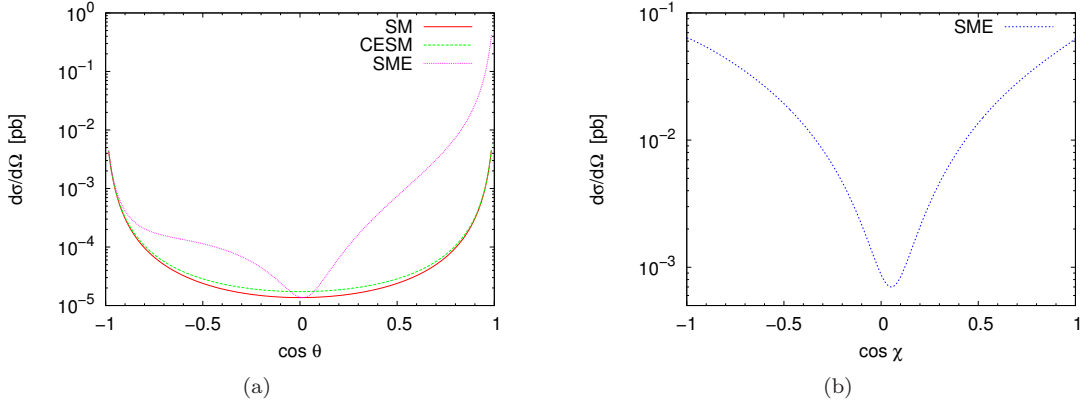


Figura 5.3: Sección eficaz diferencial para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$ en el estado de polarización (\pm, \pm, L, L) , con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$). (a) $\chi = 176.96^\circ$. (b) $\theta = 20^\circ$.

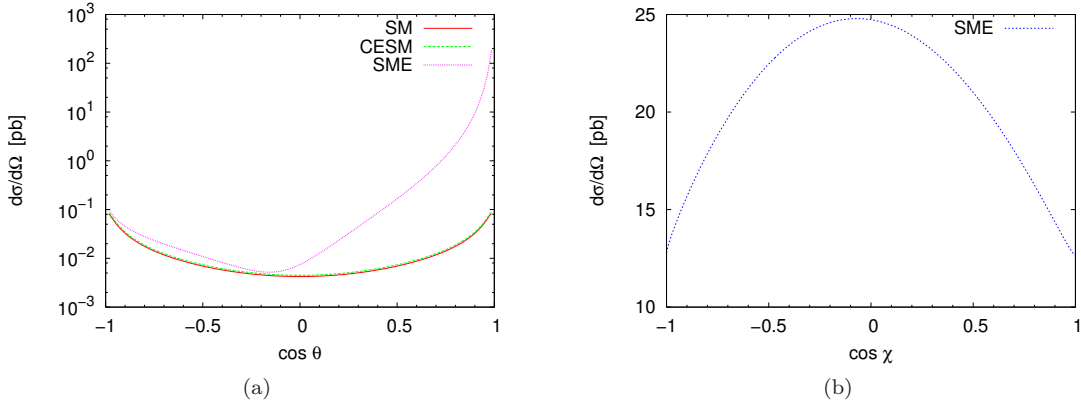


Figura 5.4: Sección eficaz diferencial para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$ en el estado de polarización $(\pm, \mp, (L, T + T, L))$, con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$). (a) $\chi = 97.41^\circ$. (b) $\theta = 20^\circ$.

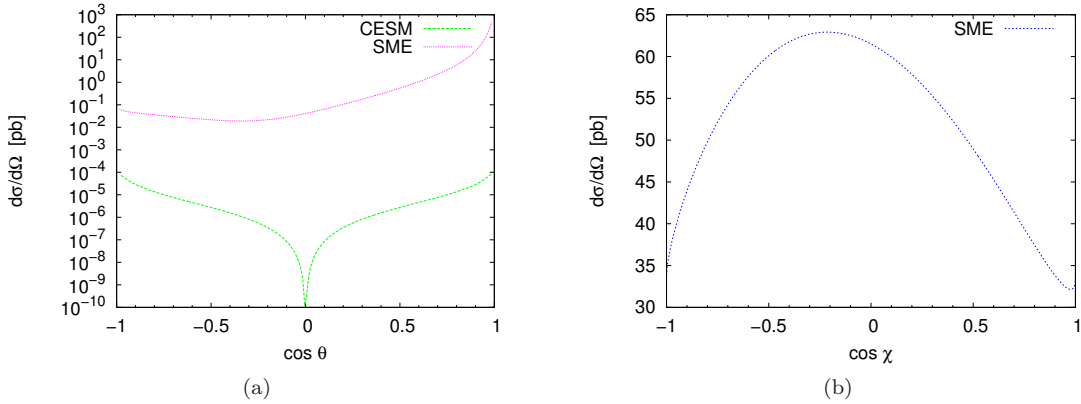


Figura 5.5: Sección eficaz diferencial para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$ en el estado de polarización $(\pm, \pm, (L, T + T, L))$, con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$). (a) $\chi = 102.36^\circ$. (b) $\theta = 20^\circ$.

claramente que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en $\theta = 20^\circ$ para $\chi = 102.36^\circ$, siendo del orden de 10^2 pb. De la figura 5.5(b) se puede apreciar que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo $\chi = 102.36^\circ$. De ambas cifras uno puede concluir que la violación de Lorentz se hace más intensa en la vecindad de $\theta = 20^\circ$ y $\chi = 102.36^\circ$. *Esta colisión es relevante pues la detección de efectos de nueva física con violación de simetría de Lorentz se pueden observar con mayor facilidad en este estado de polarización, ya que como se mencionó anteriormente, la contribución de SM es cero a este orden de teoría de perturbaciones, además de que la señal procedente de la CESM está suprimida.*

Escenario $\mathbf{e} \neq 0, \mathbf{b} = 0$

Aquí utilizaremos los valores $e_y = e_p = 1$ para el campo \mathbf{e} .

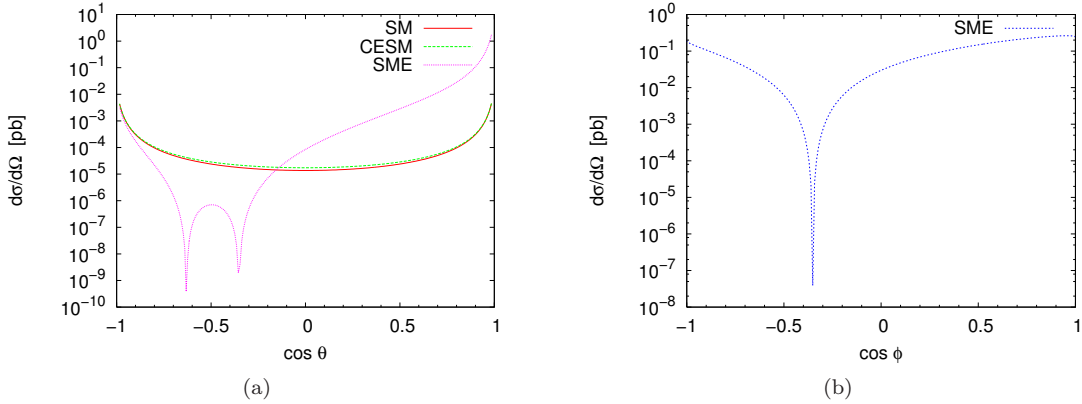


Figura 5.6: Sección eficaz diferencial para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$ en el estado de polarización (\pm, \pm, L, L) , con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} \neq 0, \mathbf{b} = 0$). (a) $\phi = 17.48^\circ$. (b) $\theta = 20^\circ$.

Colisión (\pm, \pm, L, L) . En este tipo de colisión hay una región angular en la que los efectos de nueva física provenientes del SME llegan a ser hasta 2 órdenes de magnitud superior a la señal del SM. En la figura 5.6 se presenta la sección eficaz diferencial polarizada en función del ángulo de dispersión y la dirección angular ϕ , correspondiente a e_p . En la figura 5.6(a), se puede apreciar claramente que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en $\phi = 17.48^\circ$ y $\theta = 20^\circ$, siendo del orden de 10^{-1} pb. De la figura 5.6(b) se observa que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo cerca de los extremos, $\phi \approx 0^\circ$ y $\phi \approx 180^\circ$, y que mediante un análisis detallado se encuentra que el valor máximo está en $\phi = 17.48^\circ$. De ambas cifras uno puede concluir que la violación de Lorentz se hace más intensa en la vecindad de $\theta = 20^\circ$ y $\phi = 17.48^\circ$.

Colisión (\pm, \mp, L, L) . Para este tipo de colisión, a diferencia del escenario anterior, existe una región angular en la que los efectos de nueva física provenientes del SME resultan ser ligeramente mayores a la contribución del SM. En la figura 5.7 se presenta la sección eficaz diferencial polarizada en función del ángulo de dispersión y la dirección angular ϕ , correspondiente a e_p . En la figura 5.7(a) se puede apreciar claramente que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en $\phi = 79.76^\circ$ y $\theta = 20^\circ$, siendo del mismo orden que la respectiva contribución del SM, aun así, es ligeramente más grande. De la figura 5.7(b) se observa que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en $\phi = 17.48^\circ$. De ambas cifras uno puede concluir que la violación de Lorentz se hace más intensa en la vecindad de $\theta = 20^\circ$ y $\phi = 17.48^\circ$. *La peculiaridad de esta colisión es que no hay contribución del vértice anómalo correspondiente al CESM, sin embargo, la nueva física que viola simetría de Lorentz es del mismo orden que la contribución del SM.*

Colisión $(\pm, \mp, (L, T + T, L))$. En este tipo de colisión los efectos de nueva física provenientes del SME resultan estar hasta 2 órdenes de magnitud por encima de la señal del SM. En la figura 5.8, se presenta la sección eficaz diferencial polarizada en función del ángulo de dispersión y la dirección

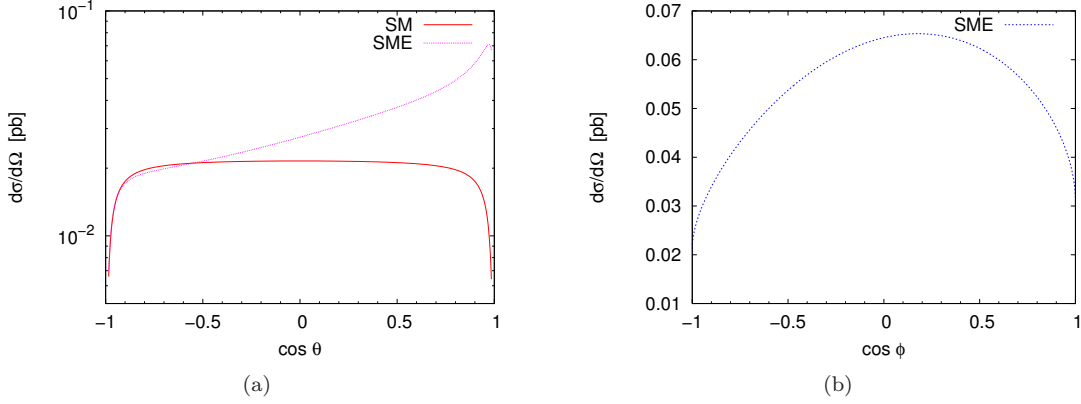


Figura 5.7: Sección eficaz diferencial para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$ en el estado de polarización (\pm, \mp, L, L) , con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{e} \neq 0, \mathbf{b} = 0$). (a) $\phi = 79.76^\circ$. (b) $\theta = 20^\circ$.

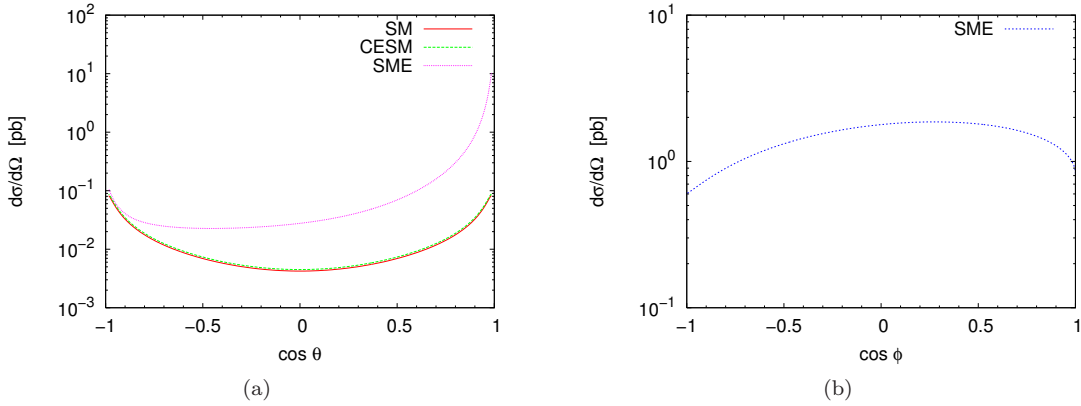


Figura 5.8: Sección eficaz diferencial para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$ en el estado de polarización $(\pm, \pm, (L, T + T, L))$, con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{b} = 0, \mathbf{e} \neq 0$). (a) $\phi = 73.99^\circ$. (b) $\theta = 20^\circ$.

angular ϕ , correspondiente a e_p . En la figura 5.8(a), se puede ver claramente que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en $\phi = 162.19^\circ$ y $\theta = 20^\circ$, siendo del orden 10 pb. En la figura 5.8(b), se puede observar que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en $\phi = 162.19^\circ$. De ambas cifras uno puede concluir que la violación de Lorentz se hace más intensa en la vecindad de $\theta = 20^\circ$ y $\phi = 162.19^\circ$.

Colisión $(\pm, \pm, (L, T + T, L))$. Recuerde que para este tipo de colisión no hay contribución del SM. En la figura 5.9 se presenta la sección eficaz diferencial polarizada en función del ángulo de dispersión y la dirección angular ϕ , correspondiente a e_p . En la figura 5.9(a), se percibe claramente que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en $\phi = 73.99^\circ$ y $\theta = 20^\circ$, siendo del orden 10 pb. En la figura 5.9(b) se aprecia que la sección eficaz diferencial alcanza su valor máximo en $\phi = 73.99^\circ$. Lo anterior nos lleva a concluir que la violación de Lorentz se hace más intensa en la vecindad de $\theta = 20^\circ$ y $\phi = 73.99^\circ$.

Escenario $e \neq 0, b \neq 0$

Como se ha venido enfatizando, el objetivo principal de este estudio consiste en encontrar regiones angulares por medio de las secciones eficaces diferenciales en donde las señales de violación de Lorentz puedan aislarse no sólo de la contribución del SM, sino también de otras fuentes

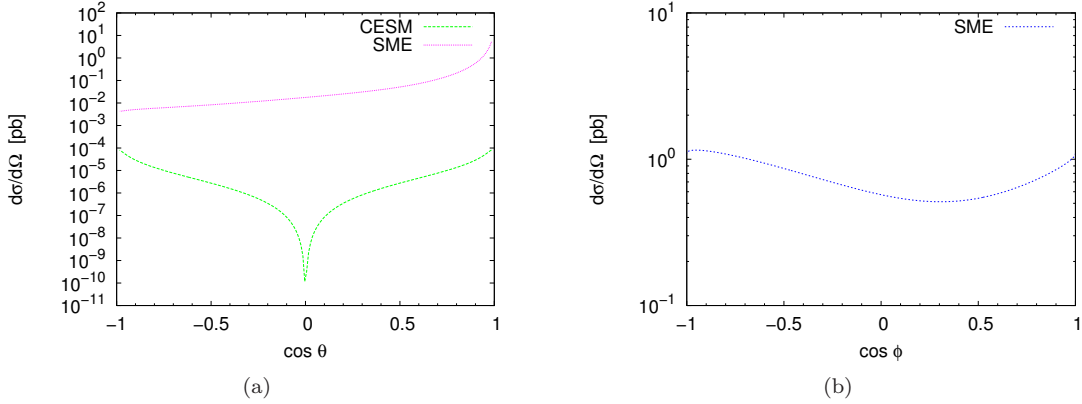


Figura 5.9: Sección eficaz diferencial para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$ con polarización $(\pm, \pm, (L, T + T, L))$, con $\sqrt{s} = 1$ TeV ($\mathbf{b} = 0$, $\mathbf{e} \neq 0$). (a) $\phi = 162,19^\circ$. (b) $\theta = 20^\circ$.

anómalas de nueva física. En los dos escenarios analizados anteriormente, hemos encontrado que las señales de violación de Lorentz se pueden ver claramente en los estados de polarización (\pm, \pm, L, L) , $(\pm, \mp, (L, T + T, L))$ y $(\pm, \pm, (L, T + T, L))$. Por otra parte, los valores de las secciones eficaces diferenciales para los estados de polarización $(\pm, \mp, (L, T + T, L))$ y $(\pm, \pm, (L, T + T, L))$ en el primer escenario son, en términos generales, un orden de magnitud mayores que en el segundo escenario. Por lo tanto, se puede esperar que en un escenario más general con los dos campos de fondo presentes, los campos tipo eléctrico y tipo magnético, no se modifiquen esencialmente las predicciones obtenidas para cuando $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$. Sin embargo, para el estado de polarización (\pm, \pm, L, L) los valores de las secciones eficaces diferenciales en el segundo escenario son, al menos en la región $20 < q < 40$, un orden de magnitud mayores que en el primer escenario. Se realizó un análisis exhaustivo para el escenario $\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} \neq 0$ considerando efectos sutiles de interferencia, pero en esencia no se encuentran cambios tangibles respecto al patrón genérico encontrado para el escenario $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$.

5.4.2. Sección eficaz total

En este apartado enfocamos la atención en aquellas regiones angulares en donde las señales de violación de la simetría de Lorentz se destaquen notoriamente. Como se demostró en secciones anteriores, las señales de violación de Lorentz se magnifican en la vecindad de $\theta = 20^\circ$ y $\chi \simeq 100^\circ$ para secciones eficaces diferenciales con estados de polarización $(\pm, \mp, (L, T + T, L))$ y $(\pm, \pm, (L, T + T, L))$. En cuanto al caso de la sección eficaz diferencial (\pm, \pm, L, L) se refiere, recordemos que aparece una señal de violación de Lorentz muy clara en la vecindad de $\chi = 176.96^\circ$ y $\theta = 20^\circ$, pero, en general, está suprimida en al menos un orden de magnitud con respecto a las secciones eficaces diferenciales con estados de polarización $(\pm, \mp, (L, T + T, L))$ y $(\pm, \pm, (L, T + T, L))$. Con esta información en mente y para poder distinguir mejor los efectos de violación de Lorentz, se tomará como intervalo de integración a la región angular en la que se maximice este efecto. En la figura 5.10 podemos visualizar el comportamiento de la sección eficaz polarizada $(\pm, \mp, (L, T + T, L))$ en función de la energía de centro de masa; que está integrada en la región angular $20^\circ < \theta < 40^\circ$. De esta figura, se observa un claro efecto de violación de Lorentz a partir de $\sqrt{s} \simeq 500$ GeV, el cual puede alcanzar un valor de hasta 2 órdenes de magnitud por encima de la señal del SM para $\sqrt{s} \simeq 900$ GeV. En la figura 5.11 podemos visualizar el comportamiento de la sección eficaz polarizada $(\pm, \pm, (L, T + T, L))$ en función de la energía de centro de masa; que está integrada en la región angular $20^\circ < \theta < 40^\circ$. Recordemos que para este estado de polarización sólo existen las contribuciones anómalas. De las gráficas, se puede observar que las sección eficaces crecen con la

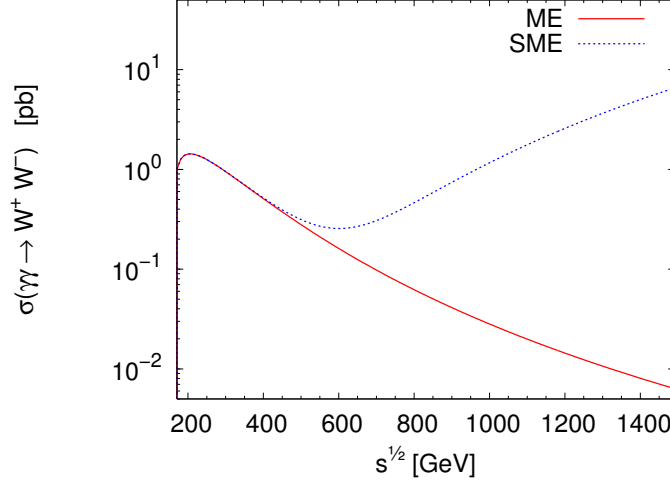


Figura 5.10: Sección eficaz para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$ en el estado de polarización $(\pm, \mp, (L, T + T, L))$; integrada en el intervalo $20^\circ < \theta < 40^\circ$. Se considera sólo el escenario dominante ($\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$).

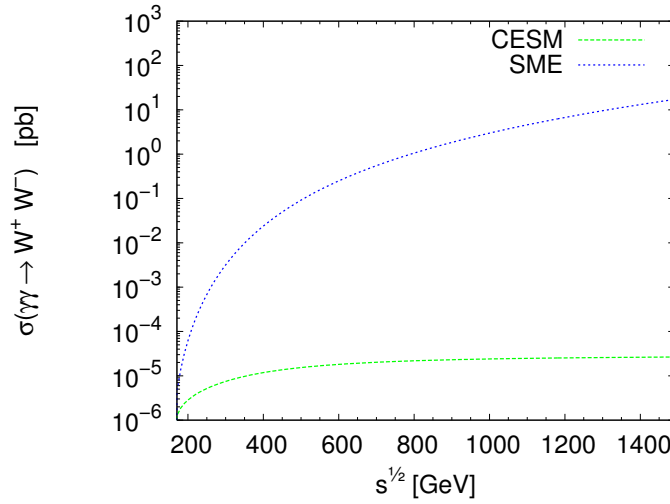


Figura 5.11: Sección eficaz para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$ en el estado de polarización $(\pm, \pm, (L, T + T, L))$; integrada en el intervalo $20^\circ < \theta < 40^\circ$. Se considera sólo el escenario dominante ($\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$).

energía, pero la contribución proveniente del SME es claramente dominante, pues en $\sqrt{s} \simeq 1000$ GeV llega a ser más de 5 órdenes de magnitud mayor que la respectiva contribución de la CESM.

En la figura 5.12 podemos visualizar el comportamiento de la sección eficaz polarizada (\pm, \pm, L, L) en función de la energía de centro de masa; que está integrada en la región angular $20^\circ < \theta < 40^\circ$. De esta figura, se observa un claro efecto de violación de Lorentz a partir de $\sqrt{s} \simeq 600$ GeV, el cual puede alcanzar un valor de un orden de magnitud por encima de la señal del SM para $\sqrt{s} \simeq 1000$ GeV.

Finalmente, realizaremos un estudio sobre la producción de pares de bosones W en términos de la escala de energía de violación de Lorentz. La información recabada nos dirá si es factible visualizar

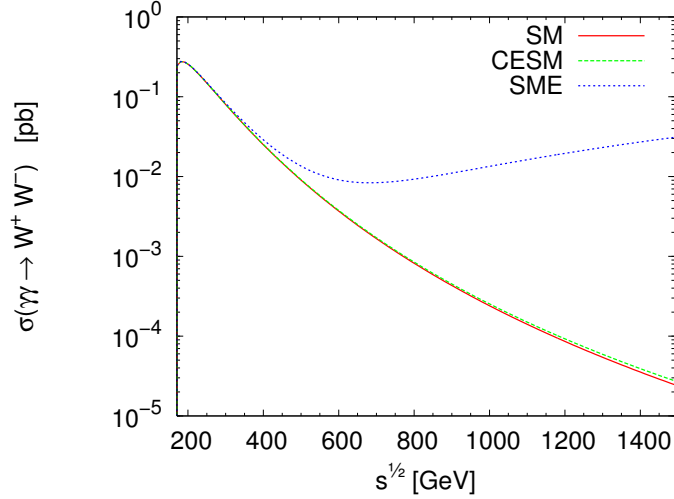


Figura 5.12: Sección eficaz para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$ en el estado de polarización (\pm, \pm, L, L) ; integrada en el intervalo $20^\circ < \theta < 40^\circ$. Se considera sólo el escenario dominante ($\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} = 0$).

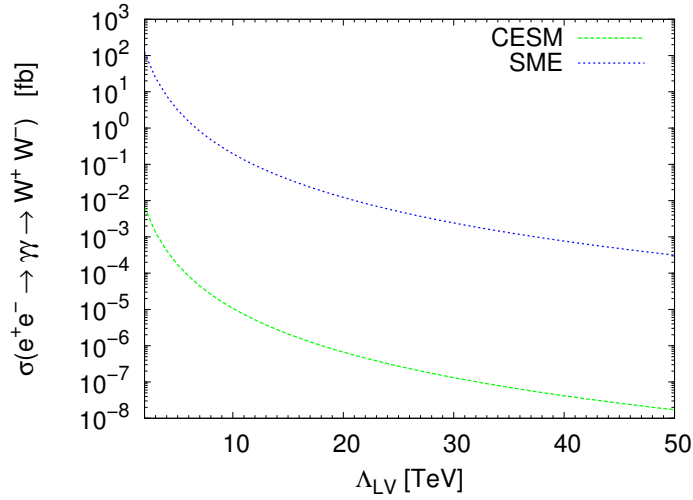


Figura 5.13: Sección eficaz convolucionada para el estado de polarización $(\pm, \pm, (L, T+T, L))$ en función de Λ_{LV} . Se considera sólo el escenario dominante ($\mathbf{e} \neq 0$, $\mathbf{b} = 0$).

posibles efectos de violación de Lorentz consistentes con escalas de energía de violación de Lorentz obtenidas en estudios recientes [29], en donde éstos valores son completamente discordantes, debido a que las cotas van desde 150 GeV hasta 10^6 TeV. De acuerdo con nuestros resultados, es claro que el escenario ideal de estudio donde la simetría de Lorentz se viola, corresponde a $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$ para el estado de polarización $(\pm, \pm, (L, T+T, L))$, puesto que este escenario ofrece contribuciones puras de nueva física. Así, para analizar la posibilidad de detección de señales de violación de Lorentz en el ILC, vía la reacción $\gamma\gamma \rightarrow WW$, es esencial calcular la sección eficaz total convolucionada $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow WW$ [30]. La figura 5.13 muestra a la sección eficaz convolucionada en función de la escala de violación de Lorentz, la cual va desde 2 TeV a 50 TeV. Se aprecia claramente que la contribución de la CESM es marginal al ser comparada con la señal de violación de Lorentz, debido a que la última es 4 órdenes de magnitud más intensa a lo largo del intervalo de escalas de energía

considerado. En la última etapa de operación del ILC, se espera que este colisionador opere a una energía de centro de masa de 1 TeV con una luminosidad integrada de 1000 fb^{-1} [26]. Por lo tanto, es estimado que el número de eventos esperados para el estado de polarización $(\pm, \pm, (L, T+T, L))$ sería cuando mucho de dos eventos para $\Lambda_{LV} = 32 \text{ TeV}$ [31].

5.4.3. Asimetrías

En la literatura se han introducido observables las cuales tienen la peculiaridad de ser sensibles a la presencia de acoplamientos anómalos [28, 32]. Estos observables pueden depender de la sección eficaz total polarizada y no polarizada como se aprecia a continuación

$$\begin{aligned} R_{IO} &= \frac{\sigma(|\cos\theta| < 0.4)}{\sigma(|\cos\theta| < 0.8)}, \\ R_{LT} &= \frac{\sigma_{LL}}{\sigma_{TT}}, \\ R_{02} &= \frac{\sigma_{++}}{\sigma_{+-}}. \end{aligned}$$

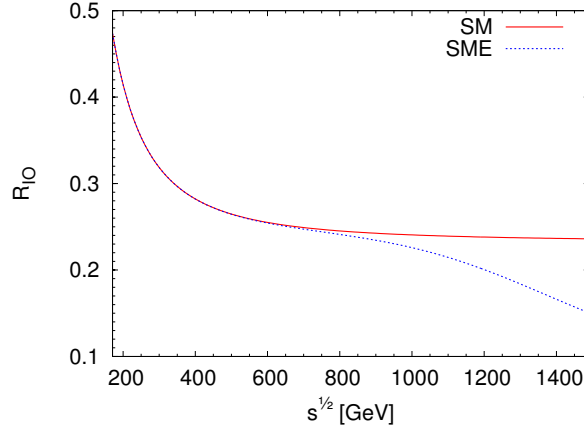


Figura 5.14: Asimetría R_{IO} en la reacción $\gamma\gamma \rightarrow WW$. Sólo se estudia el escenario dominante ($\mathbf{e} = 0, \mathbf{b} \neq 0$).

Puesto que el principal objetivo de este capítulo es estudiar el impacto de posibles efectos de violación de Lorentz, enfocamos el estudio en el escenario ($\mathbf{e} = 0, \mathbf{b} \neq 0$). En cuanto a la asimetría R_{IO} se refiere, el análisis se realizará en el mismo escenario donde se calculó la contribución del SM [28, 32]. Para las asimetrías restantes se propone el intervalo de estudio $20^\circ < \theta < 40^\circ$ para $\chi = 100^\circ$; intervalo en donde se maximizan los efectos de violación de Lorentz (corte VL). Por razones de comparación con trabajos previos realizados en el contexto del SM [28, 32], resultados con el corte usual, $|\cos\theta| < 0.8$, también serán presentados.

El comportamiento de la asimetría R_{IO} en función de la energía de centro de masa se muestra en la figura 5.14. Se observa claramente una desviación de la contribución del SME respecto a la señal de SM a partir de $\sqrt{s} \simeq 800 \text{ GeV}$, donde efectos de violación de Lorentz interfieren negativamente reduciendo la intensidad de la asimetría del SM a medida que aumenta la energía. Al situarnos en $\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$, podemos apreciar una brecha de 0.01 en R_{IO} , lo cual constituye un efecto apreciable de violación de Lorentz. Es importante comentar que debido al intervalo angular elegido (en el cual están suprimidos los efectos de la CESM), la asimetría R_{IO} es insensible a los efectos de la CESM y no se aprecian desviaciones relevantes respecto a la predicción en el SM.

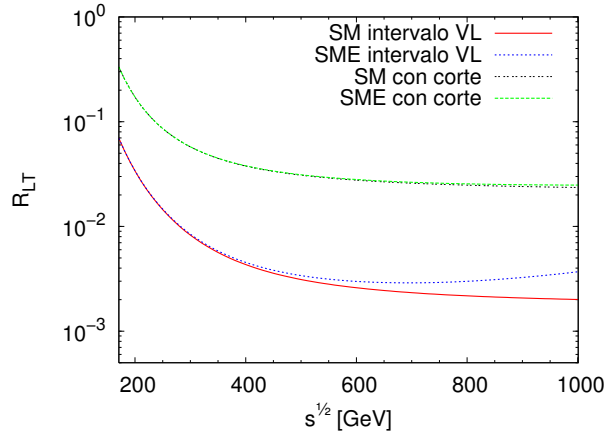


Figura 5.15: Asimetría R_{LT} en la reacción $\gamma\gamma \rightarrow WW$. Sólo es considerado el escenario dominante ($\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$).

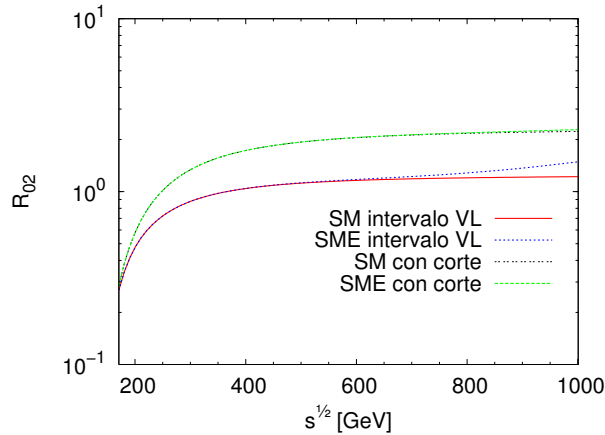


Figura 5.16: Asimetría R_{02} en la reacción $\gamma\gamma \rightarrow WW$. Sólo es considerado el escenario dominante ($\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$).

En la figura 5.15, se muestra la asimetría R_{LT} como función de la energía de centro de masa para el corte usual y el corte VL. De esta figura, se puede observar que cuando se usa el corte usual, no se aprecian diferencias significativas entre el SME y el SM. No obstante, cuando el corte VL es impuesto, se puede ver que la contribución del SME se comporta completamente diferente respecto de la señal del SM a medida que aumenta la energía de centro de masa; a partir de $\sqrt{s} \simeq 600$ GeV los efectos de violación de Lorentz contribuyen con interferencia constructiva, por lo que la señal del SM crece. En específico, si nos fijamos en $\sqrt{s} = 1$ TeV, la brecha entre la señal original del SM y la señal del SME es de 2×10^{-3} unidades, lo cual indica una clara señal de violación de Lorentz.

En la figura 5.16, se muestra la asimetría R_{02} en función de la energía de centro de masa para el corte usual y el corte VL. De dicha figura, en cuanto al primer caso se refiere, hemos de mencionar que se han reproducido los resultados del SM. En el segundo caso, a partir de $\sqrt{s} \simeq 800$ GeV, se pueden apreciar cambios bastante intensos entre las señales del SME y el SM. Para este observable, se destaca que los efectos de violación de Lorentz contribuyen con interferencia constructiva; en la vecindad de $\sqrt{s} = 1$ TeV, la diferencia entre las señales de SME y SM es de 0.3 unidades. Por lo tanto, este efecto representa una señal muy clara de violación de Lorentz.

Capítulo 6

Modelo Estándar en cinco Dimensiones

Como se sabe, la existencia de una partícula escalar con las características del bosón de Higgs que predice el SM ha sido establecida recientemente por los experimentos ATLAS [33, 34] y CMS [35, 36] del CERN. El propósito de este apartado de la tesis es estudiar las implicaciones de una quinta dimensión compacta sobre el proceso de fusión de gluones $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en el contexto del LHC a la luz de los últimos resultados reportados por los experimentos ATLAS y CMS sobre la producción del bosón de Higgs en el canal difotónico. Como ya se mencionó en la introducción, nuestro objetivo es investigar el rango de valores para la escala de compactificación consistente con los resultados experimentales existentes, mediante el estudio del proceso resonante $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$. A más altas energías, nos interesa estudiar el proceso directo de caja $gg \rightarrow \gamma\gamma$ y el proceso resonante $gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma$, donde $A^{(2n)}$ es un modo de Kaluza-Klein pseudoescalar. Un detallado análisis de estos procesos [37] será presentado en el siguiente capítulo. En este capítulo se presenta una breve discusión del marco teórico provisto por el SM5D [38] para la realización de los cálculos de estos procesos.

6.1. Estructura básica del SM con una dimensión extra universal

Las implicaciones fenomenológicas de dimensiones extra sobre observables del SM han sido objeto de importante interés desde que Antoniadis, Arkani-Hamed, Dimopoulos y Dvali [39] argumentaron que dimensiones extras relativamente grandes podrían ser detectadas a la escala de TeVs. En este tipo de formulaciones de teorías de campo (cuyos campos son genéricamente denotados por $\varphi_a(x, y)$, con a representando índices de covariancia y $x \in \mathcal{M}^4$, $y \in \mathcal{M}^n$), se asume la existencia de un espacio-tiempo caracterizado por una variedad m -dimensional de la forma $\mathcal{M}^m = \mathcal{M}^4 \times \mathcal{M}^n$, donde \mathcal{M}^4 es la variedad espacio-temporal estándar y \mathcal{M}^n es una subvariedad espacial de dimensión n que caracteriza las dimensiones extras. Por consistencia con el experimento, se asume que la subvariedad espacial \mathcal{M}^n está apropiadamente compactificada. Las teorías de campo que tienen como base la variedad soporte \mathcal{M}^m , son teorías de norma gobernadas por el grupo de norma $SU(N, \mathcal{M}^m)$ y por el grupo de Poincaré $ISO(1, m-1)$ [40, 41], esto es, los campos que determinan los grados de libertad de la teoría son objetos que se transforman covariantemente bajo ambos tipos de grupos. Dado que la variedad \mathcal{M}^n es compacta, uno puede realizar un desarrollo en serie de Fourier para los campos $\varphi_a(x, y)$ (y también para los momentos canónicos correspondientes) con respecto a las coordenadas compactas y . Los coeficientes de Fourier o modos de Fourier de la serie respectiva son funciones que dependen de las coordenadas x solamente. Como ha sido

demostrado en la referencia [41], el mapeo dado a través de la serie de Fourier es canónico en el sentido usual. Esta transformación canónica mapea objetos covariantes de los grupos $SU(N, \mathcal{M}^m)$ y $ISO(1, m-1)$ en objetos covariantes (los modos de Fourier o modos excitados de Kaluza-Klein) de los grupos estándar $SU(N, \mathcal{M}^4)$ y $ISO(1, 3)$.

Recientemente, una formulación completa del SM en 5 cinco dimensiones (SM5D) ha sido presentada [38]. Esta formulación introduce la presencia de una torre infinita de nuevos campos (los modos de KK) asociados a las partículas del SM. Considere al SM en un espacio-tiempo de cinco dimensiones, con la quinta coordenada y compactada en un círculo de radio R . Como ya fue establecido, las cuatro coordenadas estándar se indican mediante x , mientras que la coordenada de la quinta dimensión estará representada por y . En el contexto de dimensiones extras universales (UED por su siglas en inglés), uno asume que todos los campos y parámetros de norma son funciones periódicas en esta coordenada y expandidos en series de Fourier a lo largo de ella [38, 42]. En general, para un determinado campo o parámetro de norma, se tiene que:

$$\varphi(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \varphi^{(0)}(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\varphi^{(n)+}(x) \cos\left(\frac{ny}{R}\right) + \varphi^{(n)-}(x) \sin\left(\frac{ny}{R}\right) \right], \quad (6.1)$$

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

De acuerdo con lo anteriormente dicho, los campos de norma $\mathcal{A}_M^a(x, y)$ (con $\mathcal{A}_M^a(x, y)$ pudiendo ser uno de cualquiera de los campos de norma asociados con el grupo del SM, $SU(3, \mathcal{M}^m) \times SU_L(2, \mathcal{M}^m) \times U(1, \mathcal{M}^m)$), donde $M = \mu, 5$, se asume que son funciones periódicas con respecto a la quinta coordenada

$$\mathcal{A}_\mu^a(x, y + 2\pi R) = \mathcal{A}_\mu^a(x, y), \quad (6.2)$$

$$\mathcal{A}_5^a(x, y + 2\pi R) = \mathcal{A}_5^a(x, y), \quad (6.3)$$

los cuales están sujetos a satisfacer la siguientes condiciones de paridad

$$\mathcal{A}_\mu^a(x, -y) = \mathcal{A}_\mu^a(x, y), \quad (6.4)$$

$$\mathcal{A}_5^a(x, -y) = -\mathcal{A}_5^a(x, y). \quad (6.5)$$

Entonces, las series de Fourier correspondientes son:

$$\mathcal{A}_\mu^a(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} A_\mu^{(0)a}(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi R}} A_\mu^{(n)a}(x) \cos\left(\frac{ny}{R}\right), \quad (6.6)$$

$$\mathcal{A}_5^a(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi R}} A_5^{(n)a}(x) \sin\left(\frac{ny}{R}\right). \quad (6.7)$$

El modo cero y las excitaciones de KK son objetos covariantes bajo los grupos estándar $SO(1, 3)$ y $SU(N, \mathcal{M}^4)$. En efecto, $A_\mu^{(0)a}(x)$ son los campos de norma asociados con $SU(N, \mathcal{M}^4)$ y se transforman como un 4-vector bajo el grupo de Lorentz $SU(N, \mathcal{M}^4)SO(1, 3)$. Por otra parte, los modos de

KK, $A_\mu^{(n)a}(x)$ y $A_5^{(n)a}(x)$, son 4-vectores y escalares de Lorentz, respectivamente, y se transforman en la representación adujunta de $SU(N, \mathcal{M}^4)$ [40, 41, 38].

En lo que respecta al campo de Higgs, uno asume que satisface los siguientes requerimientos de periodicidad y paridad

$$\Phi(x, y + 2\pi R) = \Phi(x, y), \quad (6.8)$$

$$\Phi(x, -y) = \Phi(x, y), \quad (6.9)$$

así que el desarrollo de fourier correspondiente es

$$\Phi(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \Phi^{(0)}(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \Phi^{(n)}(x) \cos\left(\frac{ny}{R}\right). \quad (6.10)$$

En esta expresión, $\Phi^{(0)}(x)$ es identificado como el doblete de Higgs estándar, mientras que $\Phi^{(n)}(x)$ son excitaciones de KK que se transforman de igual manera que $\Phi^{(0)}(x)$ bajo el grupo electrodébil [38].

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

$$[\Gamma^M, \Gamma^N]_+ = 2g^{MN}, \quad (6.11)$$

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

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

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

El modo cero $f_R^{(0)}(x)$ representa al singulete izquierdo de $SU_L(2)$ del SM, mientras que el modo cero $F_L^{(0)}(x)$ representa al doblete derecho del SM, además, el modo $KK \hat{f}_L^{(n)} \left(\hat{f}_R^{(n)} \right)$ representa el singulete derecho (izquierdo) de $SU_L(2)$, mientras que $F_L^{(n)} \left(F_R^{(n)} \right)$ representa el doblete derecho (izquierdo) de $SU_L(2)$.

Como se ha demostrado en la referencia [38], las masas de los modos excitados de KK están dadas por

$$m_{f^{(n)}}^2 = (n/R)^2 + m_{f^{(0)}}^2, \quad (6.12)$$

$$m_{B^{(n)}}^2 = (n/R)^2 + m_{B^{(0)}}^2, \quad (6.13)$$

para fermiones y bosones, respectivamente. En estas expresiones, $m_{f^{(0)}}$ y $m_{B^{(0)}}$ representan las masas de las partículas del SM. El SM5D se discute con todo detalle en la referencia [38]. En este trabajo, sólo reproduciremos las reglas de Feynman necesarias para calcular los efectos de un lazo sobre el proceso de fusión de gluones $gg \rightarrow \gamma\gamma$. Como ya se mencionó, este proceso de dispersión

consta de tres subprocesos en el contexto del SM5D, a saber, el proceso resonante $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$, el cual es mediado por el vértice de un lazo $ggH^{(0)}$, en el cual circulan los quarks estándar y sus modos de KK, y por el lazo $H^{(0)}\gamma\gamma$, en el cual circulan todos los fermiones cargados y sus modos de KK, así como el bosón $W^{(0)}$ y sus excitaciones de KK. Otro proceso resonante de más altas energías, el cual no está presente en el SM, es $gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma$, donde $A^{(2n)}$ es un modo de KK pseudoescalar [38]. Este subproceso resonante está caracterizado también por dos lazos dados por los vértices $ggA^{(2n)}$ y $A^{(2n)}\gamma\gamma$, al primero de los cuales contribuyen los quarks excitados, mientras que al segundo contribuyen todos los modos excitados de los fermiones cargados. Finalmente, está el proceso directo de caja $gg \rightarrow \gamma\gamma$, al cual contribuyen todos los quarks y sus excitaciones de KK. A continuación presentaremos las Lagrangianas que generan los acoplamientos involucrados en estos procesos.

6.2. Acoplamiento de escalares a pares de fermiones

Como ya se dijo, para el proceso de nuestro interés, $gg \rightarrow \gamma\gamma$, es necesario conocer los acoplamientos del bosón de Higgs $H^{(0)}$ y el pseudoescalar $A^{(2n)}$, a pares de fermiones KK. El acoplamiento del bosón Higgs a pares de fermiones está dado por el siguiente Lagrangiano

$$\mathcal{L}_{H^{(0)}f^{(n)}f^{(n)}} = -\frac{gm_{f^{(0)}}}{2m_{W^{(0)}}}H^{(0)}\left\{\bar{f}^{(0)}f^{(0)} + [\sin\alpha_f^{(n)}(\bar{f}^{(n)}f^{(n)} + \tilde{f}^{(n)}\hat{f}^{(n)}) + \cos\alpha_f^{(n)}(\bar{f}^{(n)}\gamma_5\hat{f}^{(n)} + \tilde{f}^{(n)}\gamma_5f^{(n)})]\right\}, \quad (6.14)$$

donde f representa a un quark o un leptón cargado y $\alpha_f^{(n)}$ viene dado por $\tan\alpha_f^{(n)} = m_{f^{(0)}}/(n/R)$. Observe que están presentes acoplamientos con cambio de sabor, es decir, el acoplamiento $H^{(0)}f^{(n)}\hat{f}^{(n)}$.

Los modos KK del pseudoescalar $A^{(s)}$ surgen del siguiente doblete de KK

$$\Phi^{(s)} = \begin{pmatrix} \phi^{(s)+} \\ \frac{H^{(s)} + iA^{(s)}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (6.15)$$

las masas de los bosones pseudoescalares vienen dadas por: $m_{A^{(s)}}^2 = (s/R)^2 + m_{Z^{(0)}}^2$, $s \neq 0$. Los modos KK de fermiones cargados, $f^{(n)}$, sólo se acoplan a modos pares del pseudoescalar $A^{(2n)}$ (en los procesos de nuestro interés), este tipo de acoplamientos están dados por el siguiente Lagrangiano

$$\mathcal{L}_{A^{(2n)}q^{(n)}q^{(n)}} = -\frac{igm_f^{(0)}}{\sqrt{2}m_{W^{(0)}}}A^{(2n)}\left\{\sin\frac{\alpha_f^{(n)}}{2}\cos\frac{\alpha_f^{(n)}}{2}[\bar{f}^{(n)}\gamma_5f^{(n)} + \tilde{f}^{(n)}\gamma_5\hat{f}^{(n)}]\right\}. \quad (6.16)$$

6.3. Acoplamiento de bosones de norma a par de fermiones

Entre la información relevante necesaria para calcular los efectos de los modos KK sobre los procesos de dispersión que deseamos estudiar, es requerido conocer los acoplamientos de los bosones de norma $A^{(0)}$, $Z^{(0)}$, $W^{(0)}$ y $G^{(0)}$ a pares de fermiones KK. Así, se tiene que la correspondiente corriente electromagnética es diagonal y viene dada por

$$\mathcal{L}_{A^{(0)}f^{(n)}f^{(n)}} = e \sum_{f=e,u,d} Q_f \left(\bar{f}^{(0)}\gamma^\mu f^{(0)} + \bar{f}^{(n)}\gamma^\mu f^{(n)} + \tilde{f}^{(n)}\gamma^\mu \hat{f}^{(n)} \right) A_\mu^{(0)}, \quad (6.17)$$

donde Q_f es la carga del fermión, e representa a los leptones cargados del SM, u y d simbolizan a los quarks de tipo up y down, respectivamente. El acoplamiento entre gluones y quarks también

es diagonal

$$\mathcal{L}_{G^{(0)}q^{(n)}q^{(n)}} = e \sum_{q=u,d} Q_q \left(\bar{q}^{(0)} \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} q^{(0)} + \bar{q}^{(n)} \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} q^{(n)} + \bar{q}^{(n)} \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} \hat{q}^{(n)} \right) G_\mu^{(0)a}, \quad (6.18)$$

donde λ^a son las matrices de Gell-Mann. Las ecuaciones (6.17) y (6.18) nos dicen que las reglas de Feynman para los acoplamientos $A^{(0)} f^{(n)} f^{(n)}$, $A^{(0)} \hat{f}^{(n)} \hat{f}^{(n)}$, $G^{(0)} q^{(n)} q^{(n)}$ y $G^{(0)} \hat{q}^{(n)} \hat{q}^{(n)}$ son iguales a las que aparecen en el SM.

6.4. Acoplamiento entre escalares y bosones de norma

Además de los acoplamientos anteriores, se necesitan conocer los vértices para las interacciones: $H^{(0)} H^{(n)-} H^{(n)+}$, $H^{(0)} W^{(n)-} W^{(n)+}$, $A^{(0)} H^{(n)-} H^{(n)+}$ y $A^{(0)} W^{+(n)} W^{-(n)}$ (no confundir el campo del fotón $A^{(0)}$ con el del pseudoescalar $A^{(s)}$)¹, los cuales están definidos por los siguientes Lagrangianos:

$$\mathcal{L}_{H^{(0)} H^{(n)-} H^{(n)+}} = - \frac{gm_{H^{(0)}}^2}{4m_{W^{(0)}}^2} 2c_\alpha^2 H^{(0)} H^{(n)-} H^{(n)+}, \quad (6.19)$$

$$\mathcal{L}_{H^{(0)} W^{(n)-} W^{(n)+}} = g m_{W^{(0)}}^2 H^{(0)} (W_\mu^{(0)-} W^{(0)+\mu} + W_\mu^{(n)-} W^{(n)+\mu}), \quad (6.20)$$

$$\mathcal{L}_{A^{(0)} H^{(n)-} H^{(n)+}} = -ie A_\mu^{(0)} (H^{(n)+} \partial^\mu H^{(n)-} - H^{(n)-} \partial^\mu H^{(n)+}), \quad (6.21)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{W^{(0)3} W^{(n)-} W^{(n)+}} = & -ig \left[(W_{\mu\nu}^{(0)+} W^{(0)-\nu} - W_{\mu\nu}^{(0)-} W^{(0)+\nu}) W^{(0)3\mu} \right. \\ & + W_{\mu\nu}^{(0)3} W^{(0)-\mu} W^{(0)+\nu} \\ & + (W_{\mu\nu}^{(n)+} W^{(n)-\nu} - W_{\mu\nu}^{(n)-} W^{(n)+\nu}) W^{(0)3\mu} \\ & \left. + W_{\mu\nu}^{(0)3} W^{(n)-\mu} W^{(n)+\nu} \right], \end{aligned} \quad (6.22)$$

donde $c_\alpha \equiv \cos \alpha$ y $\tan \alpha = m_{W^{(0)}} / (nR^{-1})$ para $n \geq 1$. La masa de los escalares cargados está dada por $m_{H^{(n)+}} = \sqrt{(nR^{-1})^2 + m_{H^{(0)}}^2}$.

¹No es necesario introducir otra notación ya que no se estudiarán efectos de excitaciones KK del fotón, además, tampoco existe el modo (0) para el pseudoescalar.

Capítulo 7

Fusión $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en el SM5D

La fusión de gluones a pares de fotones es un proceso que se ha estudiado en el contexto del modelo estándar [43]. De dicho análisis se comprueba que la fusión de gluones es un proceso tan importante como la aniquilación de pares de quarks a pares de fotones. Incluso, la fusión de gluones es dos veces mayor que la aniquilación de pares de quarks debido principalmente a la presencia del quark top. La producción de pares de fotones vía fusión de gluones constituye un fondo (background) intrínseco respecto a la producción de un par de fotones mediante el decaimiento del Higgs, lo cual se vuelve importante si la masa del bosón de Higgs es menor que dos veces la masa del bosón W [43], lo cual ocurre en la naturaleza, pues ahora se sabe la masa del Higgs es de $m_H \simeq 125$ GeV [44, 45]. El objetivo principal de este trabajo radica en estudiar los efectos de los modos KK, en la fusión de gluones a pares de fotones, es decir, nuestro estudio se enfoca en el análisis del proceso de dispersión $gg \rightarrow \gamma\gamma$ (el fondo debido a los lazos de caja y la señal de resonancia del bosón de Higgs $H^{(0)}$), mediado por los modos KK de los quarks del SM; también se analizará la resonancia de un pseudoescalar $A^{(2n)}$, el cual surge en el SM5D.

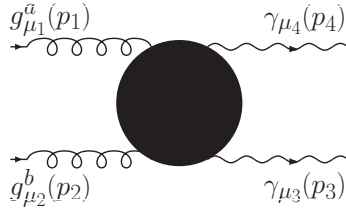


Figura 7.1: Fusión.

Siguiendo la figura 7.1, se establecen cuadrimomentos, índices de Lorentz y color de las partículas, como

$$g_{\mu_1}^a(p_1)g_{\mu_2}^b(p_2)\gamma_{\mu_3}(p_3)\gamma_{\mu_4}(p_4) . \quad (7.1)$$

La amplitud es

$$\mathcal{M}_{gg \rightarrow \gamma\gamma} = \mathcal{M}_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4 ab} \epsilon_{\mu_1}^a(\vec{p}_1, \lambda_1) \epsilon_{\mu_2}^b(\vec{p}_2, \lambda_2) \epsilon_{\mu_3}^*(\vec{p}_3, \lambda_3) \epsilon_{\mu_4}^*(\vec{p}_4, \lambda_4) , \quad (7.2)$$

con cinemática

$$p_{1,2,3,4}^{\mu_{1,2,3,4}} = 0 \quad , \quad p_{1,2,3,4}^2 = 0 \quad , \quad p_1 + p_2 = p_3 + p_4 . \quad (7.3)$$

La fusión en el SM5D está conformada por tres procesos, ilustrados en la figura 7.2, dados por

$$\mathcal{M}_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} = \mathcal{M}_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} + \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{M}_{gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} + \mathcal{M}_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} , \quad (7.4)$$

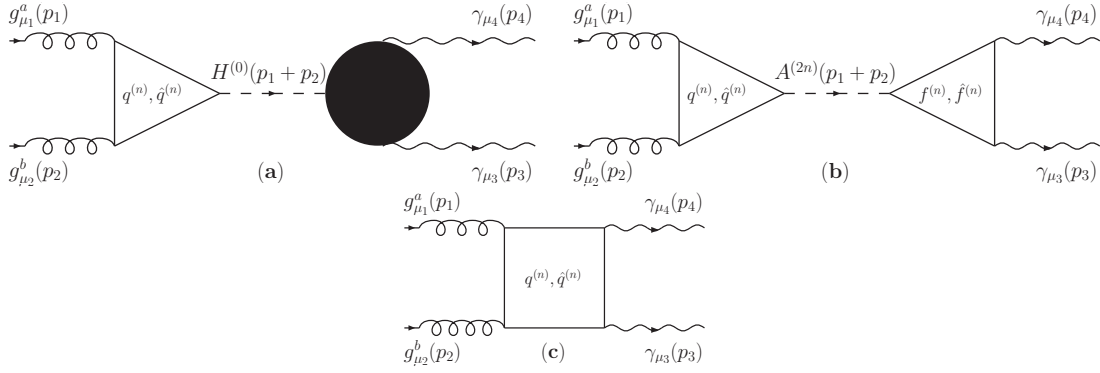


Figura 7.2: Fusión $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en el SM5D.

donde $H^{(0)}$ es el Higgs del SM, $A^{(2n)}$ son pseudoescalares¹ del SM5D y la caja es debida a quarks del SM5D. Téngase presente que el SM está contenido en el SM5D.

El estudio del proceso $gg \rightarrow \gamma\gamma$ se comenzará en primer lugar por los canales de señal más importante: $gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma$, $S \equiv H^{(0)}, A^{(2n)}$ resonantes cuando $\sqrt{s} = m_S$; en segundo lugar se estudiará la señal de fondo, o continua, $gg \rightarrow \text{Caja} \rightarrow \gamma\gamma$.

7.1. Fusión resonante $gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma$, $S \equiv H^{(0)}, A^{(2n)}$

Se tiene una fusión de dos lazos conectados mediante una partícula de espín 0. Este proceso es separable en los subprocesos $gg \rightarrow S$ y $S \rightarrow \gamma\gamma$ como

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma} &= \mathcal{M}_{gg \rightarrow S}^{\mu_1 \mu_2 \mu_3 \mu_4} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^* \\ &= \mathcal{M}_{gg \rightarrow S} D_S \mathcal{M}_{S \rightarrow \gamma\gamma}, \end{aligned} \quad (7.5)$$

dando lugar a dos subamplitudes, la primera es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{gg \rightarrow S} &= \mathcal{M}_{gg \rightarrow S}^{\mu_1 \mu_2 ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b \\ &= f_{gg \rightarrow S} T_{gg \rightarrow S}^{\mu_1 \mu_2} \delta_{ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b \end{aligned} \quad (7.6)$$

con $f_{gg \rightarrow S}$ factor de forma, $T_{gg \rightarrow S}^{\mu_1 \mu_2}$ estructura de Lorentz y δ_{ab} coeficiente de estructura de color. El propagador Breit-Wigner del escalar intermediario es

$$D_S \equiv \frac{i}{(p_1 + p_2)^2 - m_S^2 + im_S \Gamma_S} \quad (7.7)$$

con Γ_S la anchura de decaimiento principal de S . La segunda subamplitud es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{S \rightarrow \gamma\gamma} &= \mathcal{M}_{S \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3 \mu_4} \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^* \\ &= f_{S \rightarrow \gamma\gamma} T_{S \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3 \mu_4} \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^*. \end{aligned} \quad (7.8)$$

Finalmente

$$\mathcal{M}_{gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma} = f_{gg \rightarrow S} T_{gg \rightarrow S}^{\mu_1 \mu_2} \delta_{ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b D_S f_{S \rightarrow \gamma\gamma} T_{S \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3 \mu_4} \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^*. \quad (7.9)$$

Cabe adelantar que se satisface finitud, invariancia de norma de gluones y fotones

$$p_{i\mu_i} \mathcal{M}_{gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_1 \mu_2 \mu_3 \mu_4} = 0, \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (7.10)$$

y simetría de Bose entre gluones $p_1, \mu_1, a \leftrightarrow p_2, \mu_2, b$, y entre fotones $p_3, \mu_3 \leftrightarrow p_4, \mu_4$.

¹Puesto que surgen exclusivamente de la nueva física es entonces innecesario etiquetar su amplitud con SM5D, ésto con afán de no recargar notación.

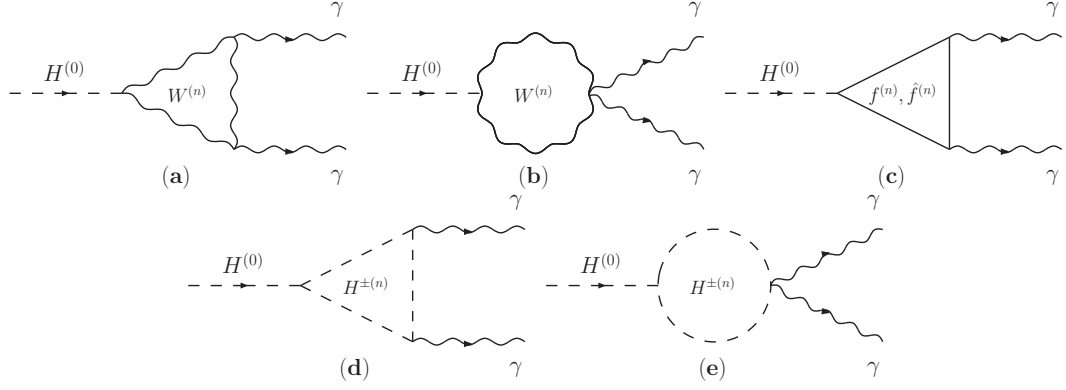


Figura 7.3: Decaimientos del Higgs en el canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ en el SM5D.

7.1.1. Fusión $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$

Este proceso es bien conocido en el SM y modelos extendidos, tiene una larga tradición en la literatura [46, 47, 48, 49, 50]. Ilustrado en la figura 7.2(a), el proceso en el SM5D tiene por amplitud

$$\mathcal{M}_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} = \mathcal{M}_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM5D}} D_{H^{(0)}} \mathcal{M}_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}. \quad (7.11)$$

Primer lazo, izquierdo, debido a un triángulo de quarks

$$\mathcal{M}_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM5D}} = f_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM5D}} T_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\mu_1 \mu_2} \delta_{ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b, \quad (7.12)$$

$$T_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\mu_1 \mu_2} = g^{\mu_1 \mu_2} - \frac{p_2^{\mu_1} p_1^{\mu_2}}{p_1 \cdot p_2}, \quad (7.13)$$

$$f_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM5D}} \equiv -\frac{i\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\pi} s_W m_{W^{(0)}}} \sum_{i=1}^6 \sum_{n=0}^{\infty} \delta^{(n)} \alpha_s^{(n)} m_{q_i^{(0)}} \zeta_{q_i^{(n)}} m_{q_i^{(n)}} \left[1 - (p_1 \cdot p_2 - 2m_{q_i^{(n)}}^2) C_0^{q_i^{(n)}} \right]. \quad (7.14)$$

donde n indica la torre de KK, $n = 0$ corresponde al SM, $n \geq 1$ a excitaciones KK; $\delta^{(n)} = \delta^{(0, \geq 1)} \equiv (1, 2)$ indica la degeneración de los quarks q y \hat{q} excitados; $\alpha_s^{(n)} = \alpha_s^{(0, \geq 1)} = (\alpha_s, \alpha_s^{\text{KK}})$, siendo α_s la usual dependiente de la energía del proceso [51], y α_s^{KK} en el contexto de dimensiones extra [52]; además $\zeta_{f_i^{(n)}} \equiv (1, \sin \alpha_{f_i^{(n)}})$, $\tan \alpha_{f_i^{(n)}} = m_{f_i^{(0)}} / (nR^{-1})$ con $n \geq 1$; por último, $\alpha = \alpha(m_Z)$ es la constante de estructura fina y $s_W \equiv \sin \theta_W$ el ángulo débil.

Para estudiar el bosón de Higgs en resonancia se debe tomar el propagador Breit-Wigner, el cual esta dado por

$$D_{H^{(0)}} \equiv \frac{i}{(p_1 + p_2)^2 - m_{H^{(0)}}^2 + im_{H^{(0)}} \Gamma_{H^{(0)}}}. \quad (7.15)$$

Segundo lazo, derecho, formado por los lazos ilustrados en la figura 7.3, tiene por amplitud

$$\mathcal{M}_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} = f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} T_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3 \mu_4} \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^*, \quad (7.16)$$

$$T_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3 \mu_4} = g^{\mu_3 \mu_4} - \frac{(p_1 + p_2)^{\mu_3} p_3^{\mu_4}}{(p_1 + p_2) \cdot p_3}, \quad (7.17)$$

$$f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} = f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^W + f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^f + f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{H^+}, \quad (7.18)$$

con los factores de forma

$$f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^W \equiv \frac{i\alpha^{3/2} m_{W^{(0)}}}{\sqrt{\pi} s_W} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ 3 + \frac{(p_1 + p_2) \cdot p_3}{m_{W^{(n)}}^2} + 6 \left[m_{W^{(n)}}^2 - (p_1 + p_2) \cdot p_3 \right] C_0^{W^{(n)}} \right\}; \quad (7.19)$$

$$f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^f \equiv -\frac{i2\alpha^{3/2}}{\sqrt{\pi}s_W m_{W^{(0)}}} \sum_{i=1}^9 \sum_{n=0}^{\infty} \delta^{(n)} Q_{f_i}^2 m_{f_i^{(0)}} N_C^{f_i} \zeta_{f_i^{(n)}} m_{f_i^{(n)}} \left\{ 1 - \left[(p_1 + p_2) \cdot p_3 - 2m_{f_i^{(n)}}^2 \right] C_0^{f_i^{(n)}} \right\}; \quad (7.20)$$

$$f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{H^+} \equiv \frac{i\alpha^{3/2} c_\alpha^2 m_{H^{(0)}}^2}{2\sqrt{\pi}s_W m_{W^{(0)}}} \sum_{n=1}^{\infty} \left(1 + 2m_{H^{(n)}}^2 C_0^{H^{(n)+}} \right), \quad (7.21)$$

siendo $f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^W$ el factor de forma debido a W virtuales, figura 7.3(a)-(b); $f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^f$ el debido a fermiones virtuales, figura 7.3(c); y $f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{H^+}$ el debido a bosones de Higgs virtuales cargados, figura 7.3(d)-(e), donde N_C^f es el número de color fermiónico, $N_C^q = 3$ para quarks y $N_C^l = 1$ para leptones.

La función escalar Passarino-Veltman C_0^m presente en todos los factores de forma está dada por

$$\begin{aligned} C_0^m &\equiv C_0(0, 0, s, m^2, m^2, m^2) \\ &= -\frac{2}{s} \arctan^2 \left(\frac{1}{\sqrt{\tau-1}} \right) \\ &= \begin{cases} -\frac{2}{s} \arcsin^2 \left(\frac{1}{\sqrt{\tau}} \right), & \tau \geq 1 \\ \frac{1}{2s} \left[\log \left(\frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} \right) - i\pi \right]^2, & \tau < 1 \end{cases}, \end{aligned} \quad (7.22)$$

$$\tau \equiv \frac{4m^2}{s}, \quad (7.23)$$

con el cuadrado de la energía de centro de masa de la fusión de gluones $s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = 2p_1 \cdot p_2 = 2(p_1 + p_2) \cdot p_3$.

Finalmente la amplitud para el proceso $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ en el SM5D se puede escribir como

$$\mathcal{M}_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} = f_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM5D}} T_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\mu_1 \mu_2} \delta_{ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b D_{H^{(0)}} f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} T_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3 \mu_4} \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^*. \quad (7.24)$$

7.1.2. Fusión $gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma$

El proceso, ilustrado en la figura 7.2(b), tiene por amplitud

$$\sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{M}_{gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} = \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{M}_{gg \rightarrow A^{(2n)}} D_{A^{(2n)}} \mathcal{M}_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma}. \quad (7.25)$$

Primer lazo, izquierdo,

$$\mathcal{M}_{gg \rightarrow A^{(2n)}} = f_{gg \rightarrow A^{(2n)}} T_{gg \rightarrow A^{(2n)}}^{\mu_1 \mu_2} \delta_{ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b, \quad (7.26)$$

$$T_{gg \rightarrow A^{(2n)}}^{\mu_1 \mu_2} = \epsilon^{\mu_1 \mu_2 p_1 p_2}, \quad (7.27)$$

$$f_{gg \rightarrow A^{(2n)}} \equiv -\frac{\sqrt{\alpha} \alpha_s^{(n)} \delta^{(n)}}{\sqrt{2\pi} s_W m_{W^{(0)}}} \sum_{i=1}^6 m_{q_i^{(0)}}^2 C_0^{q_i^{(n)}}. \quad (7.28)$$

Propagador Breit-Wigner del pseudoescalar intermediario

$$D_{A^{(2n)}} \equiv \frac{i}{(p_1 + p_2)^2 - m_{A^{(2n)}}^2 + im_{A^{(2n)}} \Gamma_{A^{(2n)}}}. \quad (7.29)$$

Segundo lazo, derecho,

$$\mathcal{M}_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} = f_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} T_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3 \mu_4} \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^*, \quad (7.30)$$

donde

$$T^{\mu_3\mu_4} = \epsilon^{\mu_3\mu_4(p_1+p_2)p_3} , \quad (7.31)$$

$$f_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} \equiv \frac{\sqrt{2}\alpha^{3/2}\delta^{(n)}}{\sqrt{\pi}s_W m_{W(0)}} \sum_{i=1}^9 Q_{f_i}^2 N_C^{f_i} m_{f_i}^2 C_0^{f_i^{(n)}} . \quad (7.32)$$

Las constantes presentes α , $\alpha_s^{(n)}$, $\delta^{(n)}$, $N_C^{f_i}$ y la función escalar C_0 se han comentado en la sección anterior.

Finalmente la amplitud para el proceso $gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma$ en el SM5D se puede escribir como

$$\mathcal{M}_{gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} = f_{gg \rightarrow A^{(2n)}} T_{gg \rightarrow A^{(2n)}}^{\mu_1\mu_2} \delta_{ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b D_{A^{(2n)}} f_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} T_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3\mu_4} \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^* . \quad (7.33)$$

7.2. Fusión $gg \rightarrow \text{Caja} \rightarrow \gamma\gamma$

Este canal de caja de quarks es la señal de fondo, o continua, de todo el proceso $gg \rightarrow \gamma\gamma$. Los lazos de caja involucrados son enteramente análogos a los trabajados en [53, 54, 55, 56], exceptuando la cinemática, por tanto no serán exhibidos aquí explícitamente.

Atendiendo a la simetría de Bose entre gluones y fotones surgen seis lazos, el primero, de acuerdo a la figura 7.2(c), tiene configuración $g_{\mu_1}^a(p_1)g_{\mu_2}^b(p_2)\gamma_{\mu_3}(p_3)\gamma_{\mu_4}(p_4)$, los restantes son $g_{\mu_1}^a g_{\mu_2}^b \gamma_{\mu_3} \gamma_{\mu_4}$, $g_{\mu_1}^a \gamma_{\mu_3} g_{\mu_2}^b \gamma_{\mu_4}$, $g_{\mu_2}^b g_{\mu_1}^a \gamma_{\mu_3} \gamma_{\mu_4}$, $g_{\mu_2}^b g_{\mu_1}^a \gamma_{\mu_4} \gamma_{\mu_3}$ y $g_{\mu_2}^b \gamma_{\mu_3} g_{\mu_1}^a \gamma_{\mu_4}$. La amplitud total es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} &= \mathcal{M}_{\text{Box}}^{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4 ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^* \\ &= -i8\alpha \sum_{i=1}^6 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{j=1}^{18} \delta^{(n)} \alpha_s^{(n)} Q_{q_i}^2 f_j^{q_i^{(n)}} T_j^{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4} \delta_{ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^* , \end{aligned} \quad (7.34)$$

donde n indica la torre de KK, $n = 0$ corresponde al SM, $n \geq 1$ a excitaciones KK; $\delta^{(n)} = \delta^{(0, \geq 1)} \equiv (1, 2)$ indica la degeneración de los quarks q y \hat{q} excitados; $\alpha_s^{(n)} = \alpha_s^{(0, \geq 1)} = (\alpha_s, \alpha_s^{\text{KK}})$, siendo α_s la usual dependiente de la energía del proceso [51], y α_s^{KK} en el contexto de dimensiones extra [52]. La amplitud es finita, satisface invariancia de norma

$$p_{i\mu_i} \mathcal{M}_{\text{Box}}^{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4 ab} = 0 , \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (7.35)$$

y cumple simetría de Bose entre gluones $p_1, \mu_1, a \leftrightarrow p_2, \mu_2, b$, y entre fotones $p_3, \mu_3 \leftrightarrow p_4, \mu_4$. Para la presentación final se aprovecha la base de 18 términos, desarrollada en [53] y también empleada en [54, 55, 56], cuya virtud es manifestar explícitamente la simetría de Bose entre gluones. Las estructuras de Lorentz son

$$T_1^{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4} = (p_1 \cdot p_2 g^{\mu_1\mu_2} - p_2^{\mu_1} p_1^{\mu_2})(p_1 \cdot p_3 g^{\mu_3\mu_4} - p_1^{\mu_3} p_3^{\mu_4}) , \quad (7.36)$$

$$T_7^{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4} = (p_1 \cdot p_3 p_2^{\mu_1} - p_1 \cdot p_2 p_3^{\mu_1})(p_2 \cdot p_3 g^{\mu_2\mu_3} - p_3^{\mu_2} p_2^{\mu_3}) p_2^{\mu_4} , \quad (7.37)$$

$$\begin{aligned} T_{13}^{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4} &= (p_1 \cdot p_3 g^{\mu_1\mu_2} - p_3^{\mu_1} p_1^{\mu_2})(p_2 \cdot p_3 g^{\mu_3\mu_4} - p_2^{\mu_3} p_3^{\mu_4}) \\ &\quad + (p_1 \cdot p_2 p_3^{\mu_1} - p_1 \cdot p_3 p_2^{\mu_1})(p_3^{\mu_2} g^{\mu_3\mu_4} - p_3^{\mu_4} g^{\mu_2\mu_3}) , \end{aligned} \quad (7.38)$$

satisfacen

$$p_{i\mu_i} T_i^{\mu_1\mu_2\mu_3\mu_4} = 0 , \quad i = 1, 2, 3 . \quad (7.39)$$

Los factores de forma f^q están dados en el apéndice. Los restantes términos se logran por simetría de Bose entre gluones, consúltese la tabla II de [53]. Desde luego, es posible implementar la invariancia ante $p_{4\mu_4}$ y obtener una base de 14 términos, pero ésta arruina la explicitéz de la simetría entre gluones.

7.3. Sección eficaz de $gg \rightarrow \gamma\gamma$

Téngase bien presente que en este trabajo interesa estimar la razón $\sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}/\sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}$ para la cual no es necesario calcular desde la fusión hadrónica² $\sigma(pp \rightarrow gg \rightarrow \gamma\gamma)$, porque las integrales de las funciones de densidad partónicas son las mismas para el SM y el SM5D, que en consecuencia se cancelan en la razón.

Para el proceso en turno la sección eficaz es

$$\sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{1}{16\pi s^2} \mathcal{S} \int_{-\frac{3}{4}s}^{-\frac{1}{4}s} |\overline{\mathcal{M}}_{gg \rightarrow \gamma\gamma}|^2 dt, \quad (7.40)$$

$$|\overline{\mathcal{M}}_{gg \rightarrow \gamma\gamma}|^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{N_g} \frac{1}{N_g} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow \gamma\gamma}|^2, \quad (7.41)$$

siendo ésta la amplitud cuadrada³ promediada, $\mathcal{S} = 1/2!$ es el factor estadístico debido a dos partículas idénticas en el estado final: los fotones. En (7.41) cada $1/2$ se debe al promedio de los estados de polarización de cada gluón, además, por cada gluón $1/N_g$ promedia el número de gluones $N_g = 8$. El límite de integración para el espacio completo es $-s \leq t \leq 0$, sin embargo, se aplica el corte implementado por Dicus en [43], siendo éste fenomenológicamente más adecuado como observable: $-1/2(120^\circ) \leq \cos \theta_{cm} \leq 1/2(60^\circ)$, que en términos de t es $-\frac{3}{4}s \leq t \leq -\frac{1}{4}s$, ésto mediante $t = -s(1 - \cos \theta_{cm})/2$.

La amplitud cuadrada para el SM está conformada por

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}|^2 &= |\mathcal{M}_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}|^2 + |\mathcal{M}_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}|^2 \\ &+ 2\text{Re} \left(\mathcal{M}_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}} \mathcal{M}_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{*\text{SM}} \right). \end{aligned} \quad (7.42)$$

Para el SM5D la amplitud cuadrada, de acuerdo a (7.4), es

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}|^2 &= |\mathcal{M}_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}|^2 + \left| \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{M}_{gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} \right|^2 + |\mathcal{M}_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}|^2 \\ &+ 2\text{Re} \left(\mathcal{M}_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} \mathcal{M}_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{*\text{SM5D}} \right) \\ &+ 2\text{Re} \left(\mathcal{M}_{gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} \mathcal{M}_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{*\text{SM5D}} \right), \end{aligned} \quad (7.43)$$

no hay interferencia $H^{(0)} - A^{(2n)}$. El SM es caso particular del SM5D.

Es oportuno enfatizar que el proceso total $gg \rightarrow \gamma\gamma$ alcanza sus mejores valores cuando en $gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma$ el escalar S está en resonancia $\sqrt{s} = m_S$. Fuera de dicho valor concreto de la energía la señal del canal resonante es altamente suprimida y entonces el proceso total es dominado por la contribución de caja.

7.4. Escalares resonantes y la aproximación de anchura estrecha NWA

Como ya se advirtió, el subproceso $gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma$ arrojará el valor más destacado de todo el proceso $gg \rightarrow \gamma\gamma$ cuando el escalar esté en resonancia, lo cual ocurre en $\sqrt{s} = m_S$. El estudio de dicha resonancia se llevará a cabo mediante la aproximación de anchura estrecha, *Narrow Width*

²En la literatura suele indicarse como $\sigma(\hat{\sigma}(\sqrt{s}))$, donde $\sigma(\sqrt{s})$ es la colisión hadrónica $pp \rightarrow gg$ con energía \sqrt{s} , y $\hat{\sigma}(\sqrt{s})$ refiere a $gg \rightarrow \gamma\gamma$ con energía \sqrt{s} .

³La suma de polarizaciones de gluones es $\sum_{\lambda=1,2} \epsilon_{\mu}^{a*}(p, \lambda) \epsilon_{\nu}^a(p, \lambda') = -g_{\mu\nu} \delta^{aa'}$, y la de fotones $\sum_{\lambda=1,2} \epsilon_{\mu}^*(p, \lambda) \epsilon_{\nu}(p, \lambda') = -g_{\mu\nu}$.

*Approximation*⁴ (NWA), la cual permite analizar dicha resonancia con información pura de capa de masa. Como se verá más adelante, tanto el Higgs como el pseudoescalar satisfacen las condiciones para la implementación de la NWA.

La fusión $gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma$ solamente tiene canal s , por tanto $\int_{-3s/4}^{-s/4} dt = \mathcal{C}s$, siendo $\mathcal{C} \equiv 1/2$ el corte fenomenológico implementado. Entonces, la sección eficaz de $gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma$ es

$$\sigma_{gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma}(\sqrt{s}) = \frac{1}{8192\pi s} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow S}|^2 |D_S|^2 |\mathcal{M}_{S \rightarrow \gamma\gamma}|^2 \mathcal{C}, \quad (7.44)$$

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow S}|^2 &= |f_{gg \rightarrow S}|^2 |T_{gg \rightarrow S}^{\mu_1 \mu_2} \delta_{ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b|^2, \\ |\mathcal{M}_{S \rightarrow \gamma\gamma}|^2 &= |f_{S \rightarrow \gamma\gamma}|^2 |T_{S \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3 \mu_4} \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^*|^2. \end{aligned} \quad (7.45)$$

La NWA [57] es válida cuando $\Gamma_S \ll m_S$, donde Γ_S es la anchura de decaimiento principal de S , está dada por

$$|D_S|^2 = \frac{1}{(s - m_S^2)^2 + m_S^2 \Gamma_S^2} \approx \frac{\pi}{m_S \Gamma_S} \delta(s - m_S^2), \quad (7.46)$$

donde la delta de Dirac tiene unidades GeV^{-2} . Aplicada a (7.44) resulta

$$\begin{aligned} \sigma_{gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{NWA}} &= \sigma_{gg \rightarrow S} \text{Br}_{S \rightarrow \gamma\gamma} \mathcal{C} \\ &= \frac{1}{8192m_S^3} \frac{|\mathcal{M}_{S \rightarrow gg}|^2 |\mathcal{M}_{S \rightarrow \gamma\gamma}|^2}{\Gamma_S} \mathcal{C} \delta(s - m_S^2), \end{aligned} \quad (7.47)$$

este último resultado es posible debido a que cuando $\sqrt{s} = m_S$ entonces $\mathcal{M}_{gg \rightarrow S} = \mathcal{M}_{S \rightarrow gg}$. La sección eficaz de producción $gg \rightarrow S$ es [47]

$$\sigma_{gg \rightarrow S} = \frac{\pi^2}{8m_S} \Gamma_{S \rightarrow gg} \delta(s - m_S^2), \quad (7.48)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{S \rightarrow gg} &= \frac{1}{32\pi m_S} |\mathcal{M}_{S \rightarrow gg}|^2 \\ &= \frac{1}{32\pi m_S} |f_{S \rightarrow gg}|^2 |T_{S \rightarrow gg}^{\mu_1 \mu_2} \delta_{ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b|^2, \end{aligned} \quad (7.49)$$

y la razón de decaimiento de $S \rightarrow \gamma\gamma$

$$\text{Br}_{S \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\Gamma_{S \rightarrow \gamma\gamma}}{\Gamma_S}, \quad (7.50)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{S \rightarrow \gamma\gamma} &= \frac{1}{32\pi m_S} |\mathcal{M}_{S \rightarrow \gamma\gamma}|^2 \\ &= \frac{1}{32\pi m_S} |f_{S \rightarrow \gamma\gamma}|^2 |T_{S \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3 \mu_4} \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^*|^2. \end{aligned} \quad (7.51)$$

Para el Higgs los tensores cuadrados son

$$\begin{aligned} |T_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\mu_1 \mu_2} \delta_{ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b|^2 &= 16, \\ |T_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3 \mu_4} \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^*|^2 &= 2. \end{aligned} \quad (7.52)$$

Para los pseudoescalares los tensores cuadrados son

$$\begin{aligned} |T_{gg \rightarrow A^{(2n)}}^{\mu_1 \mu_2} \delta_{ab} \epsilon_{\mu_1}^a \epsilon_{\mu_2}^b|^2 &= 4s^2, \\ |T_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\mu_3 \mu_4} \epsilon_{\mu_3}^* \epsilon_{\mu_4}^*|^2 &= \frac{s^2}{2}. \end{aligned} \quad (7.53)$$

⁴Conocida también como *Zero Width Approximation* (ZWA).

7.5. Resultados

7.5.1. Fusión $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en el SM5D

En el SM la sección eficaz es

$$\sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}(\sqrt{s}) = \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}} + \sigma_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}} + \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} - \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}. \quad (7.54)$$

Como se verá a continuación, la señal más importantes de $gg \rightarrow \gamma\gamma$ se debe en primer lugar a el canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ con el Higgs en resonancia $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$, fuera de dicho valor concreto de la energía la señal de este canal es altamente suprimida, siendo entonces, en segundo lugar, el canal $gg \rightarrow \text{Caja} \rightarrow \gamma\gamma$ quien aporta el mejor valor.

A continuación se analizan los diversos procesos que componen a $gg \rightarrow \gamma\gamma$, comenzando en primer lugar por la resonancia del Higgs, en segundo lugar por la contribución de caja, y en tercer lugar el análisis del proceso completo.

Higgs resonante en el SM

Comenzando por el subproceso $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$, éste presenta su más destacado valor cuando $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}} = 125$ GeV. Puesto que $\Gamma_{H^{(0)}} \ll m_{H^{(0)}}$, siendo $\Gamma_{H^{(0)}} = 4,03 \times 10^{-3}$ GeV [58], el proceso satisface el requisito para la aplicación de la NWA. De acuerdo a (7.44) y (7.52) la sección eficaz usual con Higgs intermediario en función de la energía es

$$\begin{aligned} \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}(\sqrt{s}) &= \frac{1}{8192\pi s} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM}}|^2 |D_{H^{(0)}}|^2 |\mathcal{M}_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}|^2 \mathcal{C} \\ &= \frac{1}{256\pi s} \frac{|f_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM}}|^2 |f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}|^2}{(s - m_{H^{(0)}}^2)^2 + m_{H^{(0)}}^2 \Gamma_{H^{(0)}}^2} \mathcal{C}. \end{aligned} \quad (7.55)$$

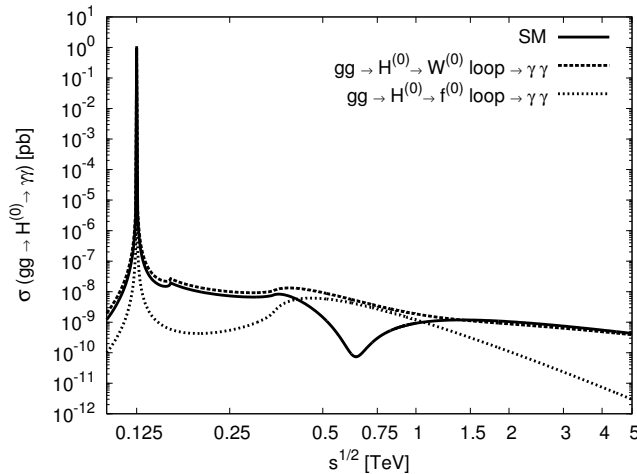


Figura 7.4: Canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$. El punto resonante $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ es evaluado con la NWA (7.56), fuera la resonancia la evaluación es con la sección eficaz usual (7.55).

En tanto que la sección eficaz con la NWA es

$$\begin{aligned}
 \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM,NWA}} &= \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM}} \text{Br}_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}} \mathcal{C} \\
 &= \frac{1}{256m_{H^{(0)}}^3} \frac{|f_{H^{(0)} \rightarrow gg}^{\text{SM}}|^2 |f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}|^2}{\Gamma_{H^{(0)}}} \mathcal{C} \delta(s - m_{H^{(0)}}^2) \\
 &= 9,50 \times 10^{-1} \text{ pb} ,
 \end{aligned} \tag{7.56}$$

ésto a partir de (7.48)-(7.51) y (7.52). La figura 7.4 ilustra el comportamiento del proceso en función de la energía (7.55), donde el punto resonante $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ es evaluado con la NWA (7.56), fuera la resonancia la evaluación es con la sección eficaz usual dada por la ecuación (7.55). En la tabla 7.1 se muestran los valores necesarios para obtener la sección eficaz para la señal del Higgs en resonancia, empleando la NWA, donde se ha aplicado el corte fenomenológico $C = 1/2$.

Tabla 7.1: Valores de $\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM,NWA}}$, con $\Gamma_{H^{(0)}} = 4,03 \times 10^{-3}$ GeV [58]. Téngase presente que se ha aplicado un corte fenomenológico.

\sqrt{s} [GeV]	$\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM,NWA}}$ [pb]	$\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM}}$ [pb]	$\Gamma_{H^{(0)} \rightarrow gg}^{\text{SM}}$ [GeV]	$\text{Br}_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}$	$\Gamma_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}$ [GeV]
$m_{H^{(0)}} = 125$	9.50×10^{-1}	7.29×10^2	1.89×10^{-4}	2.6×10^{-3}	1.06×10^{-5}

Caja en el SM

La sección eficaz del proceso $gg \rightarrow \text{Caja} \rightarrow \gamma\gamma$, fondo o continuo de $gg \rightarrow \gamma\gamma$, es

$$\sigma_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}} = \frac{1}{8192\pi s^2} \int_{-\frac{3}{4}s}^{-\frac{1}{4}s} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}|^2 dt . \tag{7.57}$$

Cuando $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ contribuye con 3.03×10^{-1} pb, que manifiestamente compite con la señal del Higgs resonante $9,50 \times 10^{-1}$ pb, siendo del mismo orden de magnitud. Téngase muy en cuenta que la caja es altamente sensible al corte fenomenológico aplicado, por ejemplo, sin corte resulta 5×10^3 pb. La figura 7.5 muestra su comportamiento en función de la energía $0.5 \leq \sqrt{s} \leq 10$ TeV, en tal intervalo a bajas energías la caja alcanza el orden 10^{-2} pb, en tanto que a altas energía desciende hasta 10^{-5} pb. El proceso se debe principalmente a la interferencia entre quarks ligeros y al up, predominando la señal de los quarks ligeros tipo up sobre la de los tipo down. Esta contribución es la predominante en todo el proceso $gg \rightarrow \gamma\gamma$ cuando $\sqrt{s} \neq m_{H^{(0)}}$.

Proceso total en el SM

El valor del proceso total $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en $\sqrt{s} = H^{(0)} = 125$ GeV es 1.25 pb. Los detalles de los canales que lo conforman están dados en la tabla 7.2, siendo destacable el hecho de que la resonancia y la caja, fondo del proceso, son del mismo orden de magnitud; la interferencia de la resonancia y la caja es destructiva, siendo del orden de 10^{-3} pb. Fuera de resonancia el proceso total se debe enteramente a la contribución de caja, compárense figuras 7.4 y 7.5.

7.5.2. Fusión $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en el SM5D

En el SM5D la sección eficaz es

$$\begin{aligned}
 \sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}(\sqrt{s}) &= \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} + \sigma_{gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} + \sigma_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} \\
 &\quad + \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} - \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} + \sigma_{gg \rightarrow A^{(2n)} - \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} .
 \end{aligned} \tag{7.58}$$

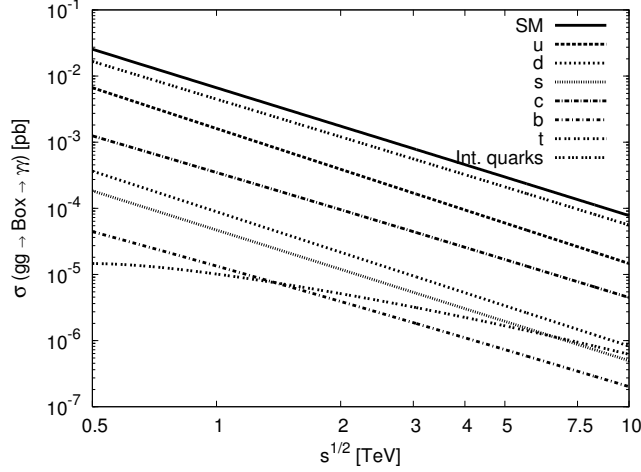


Figura 7.5: Canal $gg \rightarrow \text{Caja} \rightarrow \gamma\gamma$ del SM en función de \sqrt{s} . Los quarks ligeros tipo up son los que dan la mejor señal.

Tabla 7.2: Valores de $\sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}$ en la resonancia del Higgs. Téngase presente que se ha aplicado un corte fenomenológico.

\sqrt{s} [GeV]	$\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM,NWA}}$ [pb]	$\sigma_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}$ [pb]	$\sigma_{gg \rightarrow \text{Box} - H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}$ [pb]	$\sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}$ [pb]
$m_{H^{(0)}} = 125$	9.50×10^{-1}	3.03×10^{-1}	-3×10^{-3}	1.25

Análogamente al caso del SM, en el SM5D las principales contribuciones del proceso total ocurren cuando los canales $gg \rightarrow S \rightarrow \gamma\gamma$, $S \equiv H^{(0)}, A^{(2n)}$ entran en resonancia. El canal con Higgs intermediario entra en resonancia cuando $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$, en tanto que el canal con pseudoescalar intermediario entra en resonancia cuando $\sqrt{s} = m_{A^{(2n)}} = \sqrt{(2nR^{-1})^2 + m_{Z^{(0)}}^2}$. Fuera de dichas resonancias la señal del proceso es altamente suprimida y dominada por la contribución de fondo: la caja.

A continuación se analizan los diversos procesos que componen a $gg \rightarrow \gamma\gamma$, comenzando en primer lugar por la resonancia del Higgs, en segundo lugar por la resonancia de los pseudoescalares, en tercer lugar por la contribución de caja, y por cuarto y último el análisis del proceso completo.

Higgs resonante en el SM5D

Comenzando por el canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$, la sección eficaz usual, es decir, con propagador Breit-Wigner, es

$$\begin{aligned}
 \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}(\sqrt{s}) &= \frac{1}{8192\pi s} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM5D}}|^2 |D_{H^{(0)}}|^2 |\mathcal{M}_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}|^2 \mathcal{C} \\
 &= \frac{1}{256\pi s} \frac{|f_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM5D}}|^2 |f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}|^2}{(s - m_{H^{(0)}}^2)^2 + m_{H^{(0)}}^2 \Gamma_{H^{(0)}}^2} \mathcal{C}, \tag{7.59}
 \end{aligned}$$

con los factores de forma dados en (7.14) y (7.18). La sección eficaz con la NWA es

$$\begin{aligned}
 \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D,NWA}} &= \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)}}^{\text{SM5D}} \text{Br}_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} \mathcal{C} \\
 &= \frac{1}{256m_{H^{(0)}}^3} \frac{|f_{H^{(0)} \rightarrow gg}^{\text{SM5D}}|^2 |f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}|^2}{\Gamma_{H^{(0)}}} \mathcal{C} \delta(s - m_{H^{(0)}}^2). \tag{7.60}
 \end{aligned}$$

La figura 7.5.2 y la tabla 7.3 presentan la razón del canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ del SM vs. SM5D en función de R^{-1}

$$\frac{\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D,NWA}}}{\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM,NWA}}} = \frac{\left| f_{H^{(0)} \rightarrow gg}^{\text{SM5D}} \right|^2 \left| f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} \right|^2}{\left| f_{H^{(0)} \rightarrow gg}^{\text{SM}} \right|^2 \left| f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}} \right|^2}, \quad (7.61)$$

donde $\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM,NWA}} = 9,50 \times 10^{-1}$ pb dado en (7.56). El exceso de señal debido al SM5D es acorde con la literatura para este proceso en dimensiones extra [59, 60, 61], en particular compárese esta figura con la primera gráfica de la figura 5 de [59]. Experimentalmente, el canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ concuerda con el exceso de señal reportado en ATLAS [44] y CMS [45]. Más adelante se comparará lo aquí obtenido con lo experimental.

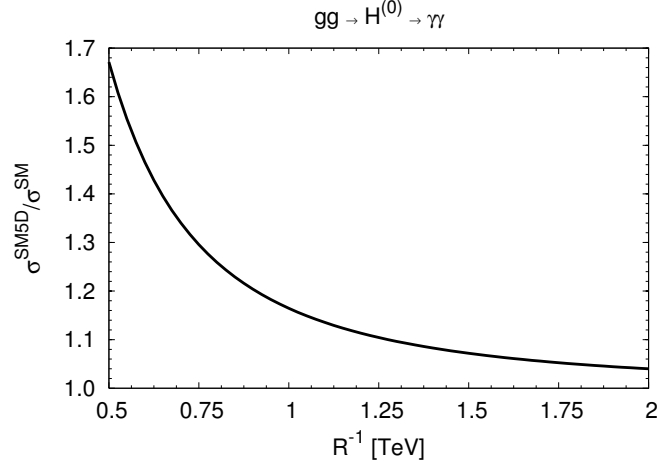


Figura 7.6: Razón del canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ con Higgs resonante $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ del SM vs. SM5D en función de R^{-1} .

Como es sabido, en la resonancia $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ el canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ puede ser estudiado por dos subprocesos, el de producción de Higgs $gg \rightarrow H^{(0)}$ y el de decaimiento del Higgs $H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$. El subproceso de producción de Higgs puede ser estimado mediante $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow VV^*$, $V \equiv W^{(0)\pm}, Z^{(0)}$,

$$\frac{\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow VV^*}^{\text{SM5D}}}{\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow VV^*}^{\text{SM}}} = \frac{\left| f_{H^{(0)} \rightarrow gg}^{\text{SM5D}} \right|^2}{\left| f_{H^{(0)} \rightarrow gg}^{\text{SM}} \right|^2}, \quad (7.62)$$

donde se cancela la señal $H^{(0)} \rightarrow VV^*$ por ser la misma para el SM y el SM5D, puesto que el SM5D no modifica el vértice de árbol $H^{(0)}VV$. La figura 7.5.2 y la tabla 7.4 muestran los valores de (7.62) en función de R^{-1} . El exceso resultante es fiel con la literatura de dimensiones extra para este canal [59, 60, 61], compárese esta figura con la segunda gráfica de la figura 5 de [59].

El segundo subproceso del canal resonante $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$, el decaimiento del Higgs $H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$, esta dado por

$$\frac{\Gamma_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}}{\Gamma_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}} = \frac{\left| f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}} \right|^2}{\left| f_{H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}} \right|^2}. \quad (7.63)$$

La figura 7.8 presenta la razón (7.63) en función del radio R^{-1} , evaluado en $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$. El déficit obtenido concuerda con la literatura de dimensiones extra para este canal [59, 60, 61], compárese esta figura con la tercera gráfica de la figura 5 de [59].

Tabla 7.3: Razón del canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ con Higgs resonante $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ del SM vs. SM5D en función de R^{-1} (valores de la figura 7.5.2).

R^{-1} [TeV]	$\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D,NWA}} / \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM,NWA}}$
0.5	1.67
0.6	1.46
0.7	1.34
0.8	1.26
0.9	1.20
1	1.16
1.1	1.14
1.2	1.11
1.3	1.10
1.4	1.08
1.5	1.07
1.6	1.06
1.7	1.06
1.8	1.05
1.9	1.04
2	1.04

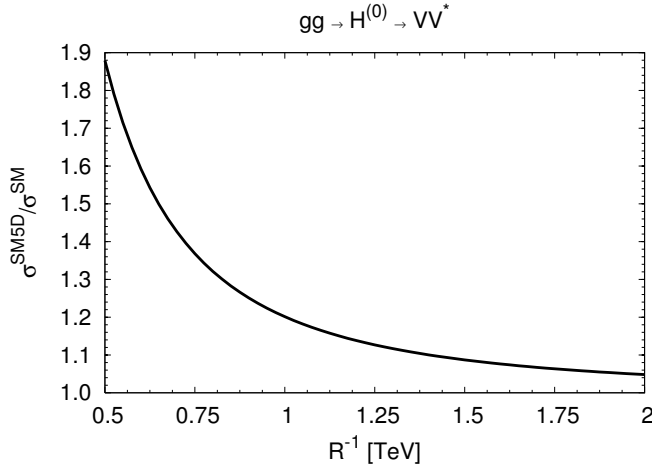


Figura 7.7: Razón del canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow VV^*$, $V \equiv W^\pm Z$, con Higgs resonante $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ del SM vs. SM5D en función de R^{-1} .

En síntesis, en el SM5D el exceso total de $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ se mantiene debido a que el excedente de producción de Higgs $gg \rightarrow H^{(0)}$ supera el déficit del decaimiento $H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$.

En cuanto a los últimos resultados experimentales reportado por ATLAS y CMS, para $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ se tiene $\sigma/\sigma_{SM} = 1.8 \pm 0.5$ ($m_H = 126.5$ GeV) en ATLAS [34], mientras que en CMS se tiene $\sigma/\sigma_{SM} = 0.78_{-0.26}^{+0.28}$ ($m_H = 125$ GeV) y $\sigma/\sigma_{SM} = 1.11_{-0.30}^{+0.32}$ ($m_H = 124.5$ GeV) ver tabla 4 de [36] (estos valores se obtuvieron en esquemas de análisis diferentes, para más detalle ver [36]). Para $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow VV^*$ en el canal ZZ^* reportan $\sigma/\sigma_{SM} = 1.2 \pm 0.6$ ($m_{H^{(0)}} = 125$ GeV) en ATLAS [34] y $\sigma/\sigma_{SM} = 0.91_{-0.24}^{+0.30}$ ($m_H = 125.8$ GeV) [63] en CMS; para el canal con WW^* se tiene $\sigma/\sigma_{SM} = 1.5 \pm 0.6$ ($m_H = 125$ GeV) en ATLAS [34] y $\sigma/\sigma_{SM} = 0.76 \pm 0.21$ ($m_H = 125$ GeV) en CMS, ver tabla 5 de [64].

Tabla 7.4: Razón del canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow VV^*$, $V \equiv W^\pm Z$ con Higgs resonante $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ del SM vs. SM5D en función de R^{-1} (valores de la figura 7.5.2).

R^{-1} [TeV]	$\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow VV^*}^{\text{SM5D}} / \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow VV^*}^{\text{SM}}$
0.5	1.88
0.6	1.59
0.7	1.43
0.8	1.32
0.9	1.25
1	1.20
1.1	1.17
1.2	1.14
1.3	1.12
1.4	1.10
1.5	1.09
1.6	1.08
1.7	1.07
1.8	1.06
1.9	1.05
2	1.05

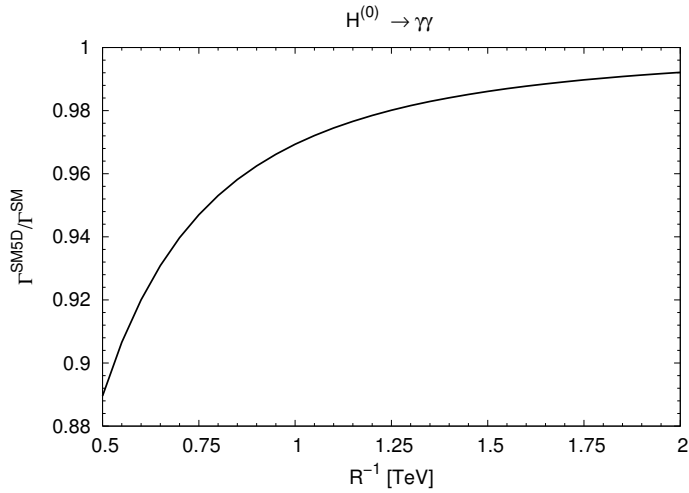


Figura 7.8: Razón del canal $H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$, evaluado en $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$, del SM vs. SM5D en función de R^{-1} .

De la figura 7.5.2 y la tabla 7.3, se observa que nuestros datos, para el proceso $gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$, concuerdan con lo reportado por ATLAS para un radio de compactación entre $500 \text{ GeV} \leq R^{-1} < 800 \text{ GeV}$, y con respecto a CMS (considerando $\sigma/\sigma_{SM} = 1.11^{+0.32}_{-0.30}$), se tiene que nuestros datos concuerdan para $R^{-1} > 600 \text{ GeV}$.

De la figura 7.5.2 y la tabla 7.4, para el canal ZZ^* , se observa que nuestros datos concuerdan con lo reportado por ATLAS para $R^{-1} \geq 500 \text{ GeV}$, y con respecto a CMS el radio debe ser $R^{-1} \geq 1 \text{ TeV}$. En cuanto al canal WW^* sólo es compatible con los datos obtenidos por ATLAS para $R^{-1} \geq 500 \text{ GeV}$, puesto que lo que reporta CMS es que lo observado es menor a lo que predice SM, caso opuesto a lo que se tiene en el SM5D.

7.5.3. Pseudoescalares resonantes del SM5D

Téngase presente que la resonancia del Higgs ocurre a *baja* energía cuando $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}} = 125$ GeV, en tanto que las resonancias pseudoescalares $gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma$ sucede a *alta* energía $\sqrt{s} = m_{A^{(2n)}} = \sqrt{(2nR^{-1})^2 + m_{Z^{(0)}}^2}$. La primera resonancia debida al pseudoescalar más ligero posible, en un escenario $R^{-1} = 500$ GeV, se da cuando $\sqrt{s} = m_{A^{(2)}} = 1004.15$ GeV. Fuera de dicho valor específico de la energía la señal es altamente suprimida.

La sección eficaz ordinaria, esto es, con Breit-Wigner, está dada por

$$\begin{aligned} \sigma_{gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma}(\sqrt{s}) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{8192\pi s} |\mathcal{M}_{gg \rightarrow A^{(2n)}}|^2 |D_{A^{(2n)}}|^2 |\mathcal{M}_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma}|^2 \mathcal{C} \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{s^3}{4096\pi} \frac{|f_{gg \rightarrow A^{(2n)}}|^2 |f_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma}|^2}{(s - m_{A^{(2n)}}^2)^2 + m_{A^{(2n)}}^2 \Gamma_{A^{(2n)} \rightarrow gg}^2} \mathcal{C}, \end{aligned} \quad (7.64)$$

aquí se ha empleado el resultado (7.53), y el decaimiento principal del pseudoescalar es $A^{(2n)} \rightarrow gg$.

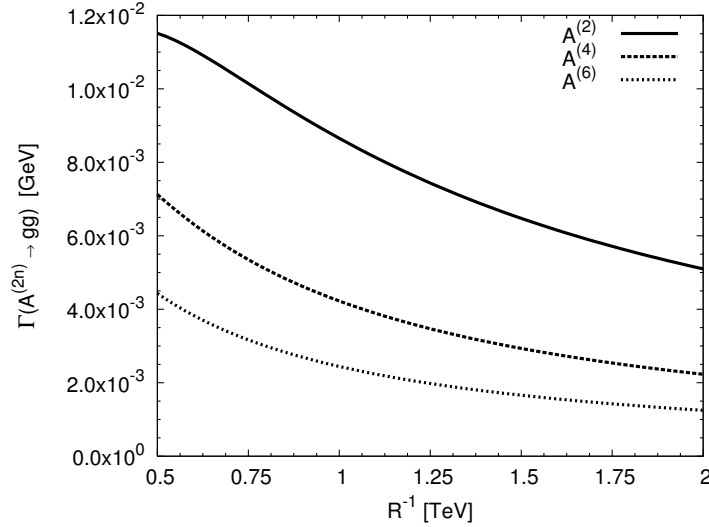


Figura 7.9: Anchura de decaimiento de pseudoescalares en el canal dominante, $A^{(2n)} \rightarrow gg$, como función de R^{-1} .

La aplicación de la NWA requiere $\Gamma_{A^{(2n)}} \ll m_{A^{(2n)}}$, lo cual se satisface. La figura 7.9 ilustra el comportamiento del decaimiento principal

$$\begin{aligned} \Gamma_{A^{(2n)} \rightarrow gg} &\equiv \frac{1}{32\pi m_{A^{(2n)}}} |\mathcal{M}_{A^{(2n)} \rightarrow gg}|^2 \\ &= \frac{m_{A^{(2n)}}^3}{8\pi} |f_{A^{(2n)} \rightarrow gg}|^2, \end{aligned} \quad (7.65)$$

con el factor de forma dado en (7.28) y $\sqrt{s} = m_{A^{(2n)}}$. Entonces, cumpliéndose el requisito para la

aplicación de la NWA, se consigue

$$\begin{aligned}
 \sigma_{gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{NWA}} &= \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{gg \rightarrow A^{(2n)}} \text{Br}_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} \mathcal{C} \\
 &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m_{A^{(2n)}}^5}{4096} \frac{|f_{A^{(2n)} \rightarrow gg}|^2 |f_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma}|^2}{\Gamma_{A^{(2n)} \rightarrow gg}} \mathcal{C} \delta(s - m_{A^{(2n)}}^2) \\
 &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\pi m_{A^{(2n)}}^2}{516} |f_{A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma}|^2 \mathcal{C} \delta(s - m_{A^{(2n)}}^2) .
 \end{aligned} \tag{7.66}$$

En el escenario más ligero $R^{-1} = 0.5$ TeV, la primera resonancia del pseudoescalar más ligero posible $A^{(2)}$ sucede en $\sqrt{s} = m_{A^{(2)}} = 1.00415$ TeV, la segunda resonancia debida a $A^{(4)}$ ocurre en $\sqrt{s} = m_{A^{(4)}} = 2.00208$ TeV, la tercera debida a $A^{(6)}$ surge en $\sqrt{s} = m_{A^{(6)}} = 3.00139$ TeV. Fuera de las resonancias la señal se suprime a 10^{-10} pb.

En la figura 7.10 se compara la resonancia de pseudoescalares con la resonancia del Higgs en el SM, donde $\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM,NWA}} = 0.95$ pb, de la ecuación (7.56). Aunque las resonancias de pseudoescalares ocurren a energías \sqrt{s} mucho mayores que la del Higgs, esta figura muestra que un pseudoescalar ligero de 1 TeV podría superar hasta por 31 veces la resonancia del Higgs.

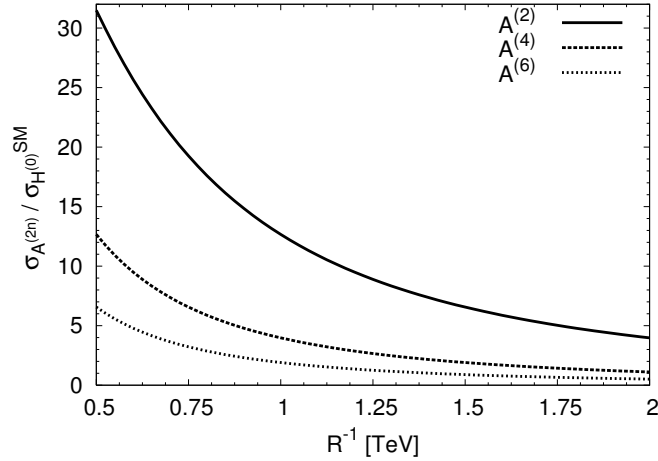


Figura 7.10: Razón de resonancias $\sigma_{gg \rightarrow A^{(2n)} \rightarrow \gamma\gamma} / \sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}$ en función de R^{-1} , con $\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM,NWA}} = 0.95$ pb.

Caja en el SM5D

En el SM5D la caja solamente presenta desviaciones respecto del SM a altas energías, a bajas energías las desviaciones son mínimas, puesto que la escala de compactación R^{-1} no alcanza a manifestarse. Más aún, como cabría esperar, en $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ no hay ninguna discrepancia entre el SM5D y el SM. La figura 7.11 muestra la razón del SM vs. SM5D, la señal más relevante se produce a altas energías de la energía de fusión de gluones \sqrt{s} para $R^{-1} = 0.5$ TeV, el radio inverso más ligero posible. A más alta energía la curva se desacopla.

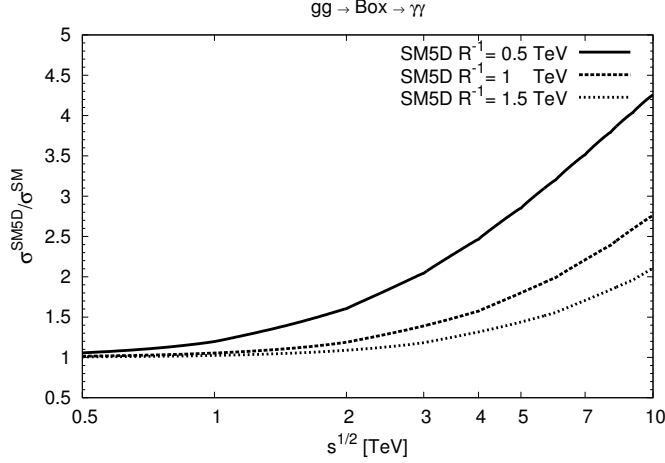


Figura 7.11: Razón $gg \rightarrow \text{Cajas} \rightarrow \gamma\gamma$ del SM vs. SM5D en función de \sqrt{s} para diversos casos de R^{-1} .

Proceso total en el SM5D

En el SM5D a bajas energías la contribución más importante a todo el proceso $gg \rightarrow \gamma\gamma$ ocurre cuando el canal $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ es resonante, ésto cuando $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}} = 125$ GeV, fuera de dicho valor el proceso es dominado enteramente por el fondo del proceso $gg \rightarrow \text{Caja} \rightarrow \gamma\gamma$, mientras que la contribución de pseudoescalares comenzará a participar de manera importante con resonancias a partir de $\sqrt{s} = m_{A^{(2)}} = 1004.15$ GeV, de acuerdo al escenario más ligero $R^{-1} = 500$ GeV.

En la figura 7.12 se presenta el proceso total $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en la resonancia del Higgs $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}} = 125$ GeV en el SM5D en función de R^{-1} , donde las contribuciones capitales son $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ y $gg \rightarrow \text{Caja} \rightarrow \gamma\gamma$, en tanto que la interferencia $H^{(0)} - \text{Caja}$ es destructiva con valor casi constante de -4×10^{-4} pb para todo R^{-1} , mientras que resultan absolutamente marginales las señales de $A^{(2n)}$ y la interferencia $A^{(2n)} - \text{Caja}$, incluso para el radio inverso más ligero en consideración de $R^{-1} = 0.5$ TeV, siendo $\sim 10^{-17}$ pb y $\sim -10^{-13}$ pb, respectivamente.

La figura 7.13 exhiben la razón del proceso total $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en la resonancia del Higgs $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ del SM vs. SM5D en función de R^{-1} . Comparando esta razón del proceso total $gg \rightarrow \gamma\gamma$ con la razón del subproceso $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$, es evidente que la primera razón total resulta ligeramente amortiguada que la razón del subproceso de Higgs resonante.

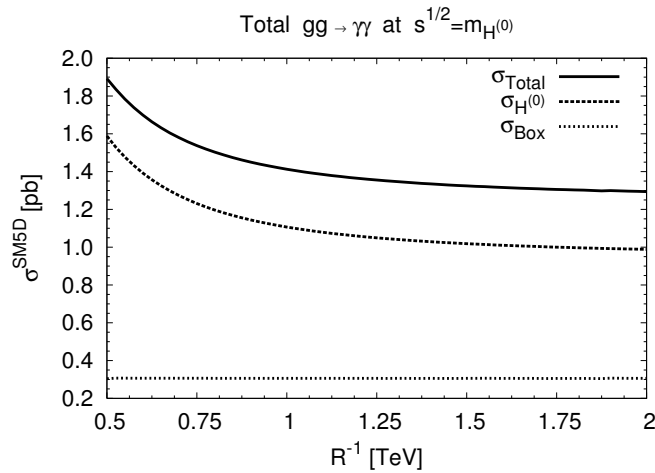


Figura 7.12: Fusión total $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en la resonancia del Higgs $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ en el SM5D en función de R^{-1} . Sólo son relevantes las contribuciones $gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma$ y $gg \rightarrow \text{Caja} \rightarrow \gamma\gamma$, las demás son altamente suprimidas.

Tabla 7.5: Fusión total $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en la resonancia del Higgs $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ en el SM5D en función de R^{-1} (valores de la figura 7.12).

R^{-1} [TeV]	$\sigma_{gg \rightarrow H^{(0)} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D,NWA}}$ [pb]	$\sigma_{gg \rightarrow \text{Box} \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}$ [pb]	$\sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}$ [pb]
0.5	1.588	0.304	1.892
0.6	1.392	0.307	1.699
0.7	1.274	0.306	1.580
0.8	1.197	0.306	1.503
0.9	1.144	0.306	1.450
1	1.107	0.306	1.413
1.1	1.079	0.306	1.385
1.2	1.058	0.306	1.364
1.3	1.042	0.306	1.348
1.4	1.029	0.306	1.335
1.5	1.019	0.306	1.324
1.6	1.010	0.306	1.316
1.7	1.003	0.306	1.309
1.8	0.997	0.306	1.303
1.9	0.993	0.306	1.300
2	0.988	0.307	1.294

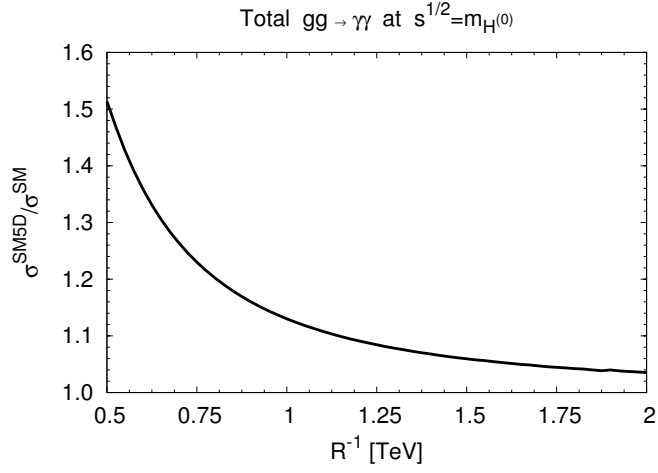


Figura 7.13: Razón del proceso total $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en la resonancia del Higgs $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ del SM vs. SM5D en función de R^{-1} .

Tabla 7.6: Razón del proceso total $gg \rightarrow \gamma\gamma$ en la resonancia del Higgs $\sqrt{s} = m_{H^{(0)}}$ del SM vs. SM5D en función de R^{-1} (valores de la figura 7.13).

R^{-1} [TeV]	$\sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM5D}}/\sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{SM}}$
0.5	1.514
0.6	1.360
0.7	1.264
0.8	1.202
0.9	1.161
1	1.130
1.1	1.107
1.2	1.091
1.3	1.078
1.4	1.068
1.5	1.059
1.6	1.053
1.7	1.047
1.8	1.042
1.9	1.040
2	1.035

Capítulo 8

Conclusiones

Colisiones de fotones

Se computaron las amplitudes de helicidad para la dispersión $\gamma e \rightarrow W\nu_e$ en el contexto del SME y la CESM, donde se reprodujeron resultados analíticos y numéricos previamente calculados al orden más bajo en el contexto del SM. El primero es una extensión invariante de norma del SM en donde se incorpora violación de Lorentz en un enfoque independiente de modelo, el último, es una teoría efectiva en donde se incorporan efectos de nueva física, también mediante un tratamiento independiente de modelo, pero sujeto a respetar tanto simetría de Lorentz como invariancia de norma del SM. Los efectos de nueva física en el contexto de la CESM se incorporan mediante el invariante de Lorentz $g^{\alpha\beta}\mathcal{O}_{\alpha\beta}$. En contraste, efectos de violación de Lorentz no renormalizables fueron considerados en el contexto del SME por medio del invariante $b^{\alpha\beta}\mathcal{O}_{\alpha\beta}$, con $b^{\alpha\beta}$ siendo un tensor antisimétrico constante de rango 2. Las componentes de dicho tensor fueron parametrizadas en términos de vectores espaciales tipo campo eléctrico y magnético. Se encontró que el escenario más promisorio para búsqueda de señales de violación de Lorentz corresponde a: $\mathbf{e} = 0$ y $\mathbf{b} \neq 0$, en la vecindad de $\theta = 160^\circ$ y $\chi = 80^\circ$. Las señales de importancia provienen de los estados de polarización: $(+, +)$, $(+, -)$ y $(-, +)$. Para $|\mathbf{b}| \sim 1$ y $\chi = 80^\circ$, la sección eficaz integrada sobre el intervalo de ángulo de dispersión $150^\circ < \theta < 170^\circ$ adquiere valores de entre uno y dos órdenes de magnitud por arriba de los efectos de fondo. En el mejor de los casos, la señal de violación de Lorentz va desde 10^{-2} fb hasta 10^{-1} fb. Al considerar una luminosidad integrada de 500 fb^{-1} , la cual es esperada para los primeros años de operación del ILC, podrían encontrarse del orden de decenas de eventos siempre que la escala de violación de Lorentz se manifieste alrededor de 2 TeV.

Se estudiaron exhaustivamente las amplitudes de helicidad para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow WW$, en donde se han reproducido los resultados conocidos en el contexto del SM al orden más bajo, más aún, para el mismo proceso, se han calculado las contribuciones provenientes de la CESM y del SME. En el contexto de la CESM, los efectos de nueva física fueron incorporados por medio del invariante de Lorentz $g^{\alpha\beta}\mathcal{O}_{\alpha\beta}$. En contraparte, se consideraron los efectos de violación de Lorentz no renormalizables a través del invariante $b^{\alpha\beta}\mathcal{O}_{\alpha\beta}$, donde $b^{\alpha\beta}$ es un tensor antisimétrico constante de rango 2. Las seis componentes independientes de dicho tensor fueron parametrizadas en términos de vectores espaciales tipo eléctrico y tipo magnético. Se encontró que el mejor escenario en donde las señales de violación de Lorentz se maximizan, corresponde a $\mathbf{e} = 0$, $\mathbf{b} \neq 0$, para el estado de polarización $(\pm, \pm, (L, T + T, L))$ (no hay contribución del SM), en la vecindad de $\theta \approx 20^\circ$ y $\chi \approx 100^\circ$. El análisis de las secciones eficaces diferenciales permitió concluir que la región angular óptima para estudiar EVL es de $20^\circ < \theta < 40^\circ$. Específicamente, para $|b| \sim 1$ y $\chi = 100^\circ$, la sección eficaz total convolucionada adquiere valores de 10^2 fb y 10^{-4} fb para el intervalo de escalas de violación de Lorentz de $2 \text{ TeV} < \Lambda_{LV} < 50 \text{ TeV}$. Al explorar la posibilidad de detección de posibles señales de violación de Lorentz en el contexto del ILC, se encuentra que para la luminosidad

integrada esperada en la última etapa de operación, 1000 fb^{-1} , hasta 2 eventos relacionados con violación de Lorentz podrían detectarse consistentes con $\Lambda_{LV} \approx 32 \text{ TeV}$.

Colisiones hadrónicas

Se estudió el proceso $gg \rightarrow \gamma\gamma$ de forma analítica y numérica en el contexto del SM5D. En la región de resonancia del bosón de Higgs y dentro del intervalo de energías consistentes con un rango de radios de compactación de $0.5 \text{ TeV} \leq R^{-1} \leq 2 \text{ TeV}$, se obtienen los siguientes resultados: considerando el proceso completo, es decir, contribución de cajas y señal resonante del bosón de Higgs, se tiene que la razón señal del SM5D partida por la señal del SM cae en el rango de $1.51 \leq \sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{SM5D,NWA} / \sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{SM,NWA} \leq 1.03$, para $\sqrt{s} = m_H = 125.5 \text{ GeV}$; mientras que tomando únicamente la señal resonante del bosón de Higgs, se tiene que $1.67 \leq \sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{SM5D,NWA} / \sigma_{gg \rightarrow \gamma\gamma}^{SM,NWA} \leq 1.04$. El ruido debido a la contribución de cajas no es despreciable en la señal resonante del bosón de Higgs, siendo apenas un orden de magnitud menor, y fuera de la resonancia es dominante. Si comparamos nuestros resultados con los reportes experimentales de ATLAS y CMS, $\sigma/\sigma_{SM} = 1.55_{-0.28}^{+0.33}$ y $\sigma/\sigma_{SM} = 1.56 \pm 0.43$, para $m_H = 125.5 \text{ GeV}$, respectivamente, se observa que nuestros resultados para el rango de $500 \text{ GeV} \leq R^{-1} \leq 800 \text{ GeV}$ caen en el exceso reportado por las dos colaboraciones experimentales. Estos resultados deben valorarse pues dado que el experimento no descarta fluctuaciones con la señal teórica del SM, pueden existir ventanas en las cuales posibles efectos de modos excitados de KK se estén manifestando y mediante una medición más fina podría decirse si cabría la posibilidad de su presencia o no sobre el proceso $gg \rightarrow \gamma\gamma$. Por otra parte, en cuanto a las señales resonantes de los pseudoescalares $A^{(2n)}$ se refiere, estas podrían superar hasta por 31 veces la señal en resonancia del bosón de Higgs; es importante aclarar que estas resonancias van apareciendo a diferentes energías, y a medida que crece la energía de centro de masa la sección eficaz aumenta. Por lo tanto, requerimos de mediciones experimentales para energías mayores a 700 GeV con el fin de poder establecer la importancia de éste estudio. Por último, en la NWA, se implementó un estudio de los procesos $gg \rightarrow H \rightarrow V^*V^*$ para $V = Z^{(0)}, W^{(0)}$, con el Higgs resonante, hallándose un exceso en el coeficiente de señal del SM5D sobre señal del SM, el cual corresponde a un intervalo de $1.88 \leq \sigma_{gg \rightarrow V^*V^*}^{SM5D,NWA} / \sigma_{gg \rightarrow V^*V^*}^{SM,NWA} \leq 1.05$; resultado que entra en el intervalo reportado por ATLAS y CMS: $\sigma/\sigma_{SM} = 1.33_{-0.18}^{+0.21}$ y $\sigma/\sigma_{SM} = 0.87 \pm 0.23$, para $m_H = 125.5 \text{ GeV}$, respectivamente. Así, para los procesos $gg \rightarrow H \rightarrow V^*V^*$, el exceso en señal medida respecto a señal predicha en el SM podría dar lugar a la presencia de nueva física, en particular, efectos de nueva física relacionados con la presencia de una quinta dimensión.

Apéndice A

Factores de forma de las cajas en la dispersión $gg \rightarrow \gamma\gamma$

Se abrevian las funciones Passarino-Veltman contenidas en los factores de forma f^q como

$$B_0^q(1) \equiv B_0(2p_{12}, m_q^2, m_q^2), \quad B_0^q(2) \equiv B_0(2p_{13}, m_q^2, m_q^2), \quad B_0^q(3) \equiv B_0(2p_{23}, m_q^2, m_q^2),$$

$$C_0^q(1) \equiv C_0(0, 0, 2p_{12}, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad C_0^q(2) \equiv C_0(0, 0, 2p_{13}, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad C_0^q(3) \equiv C_0(0, 0, 2p_{23}, m_q^2, m_q^2, m_q^2),$$

$$D_0^q(1) \equiv D_0(0, 0, 0, 0, 2p_{12}, 2p_{13}, m_q^2, m_q^2, m_q^2, m_q^2), \quad D_0^q(2) \equiv D_0(0, 0, 0, 0, 2p_{12}, 2p_{23}, m_q^2, m_q^2, m_q^2, m_q^2),$$

$$D_0^q(3) \equiv D_0(0, 0, 0, 0, 2p_{13}, 2p_{23}, m_q^2, m_q^2, m_q^2, m_q^2),$$

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

Factores de forma:

$$\begin{aligned}
 f_1^q = & \frac{B_0^q(1)(3p_{13} - 2p_{12})}{6(p_{12} - p_{13})p_{13}^2} + \frac{B_0^q(2)p_{13}}{6p_{12}^2(p_{13} - p_{12})} + \frac{B_0^q(3)(p_{12} - p_{13})(2p_{12} + p_{13})}{6p_{12}^2p_{13}^2} \\
 & + \frac{C_0^q(1)[-4p_{12}^5 + 9p_{13}p_{12}^4 - 6p_{13}^2p_{12}^3 + 3p_{13}^2(p_{13} - m_q^2)p_{12}^2 + 6m_q^2p_{13}^3p_{12} - 3m_q^2p_{13}^4]}{6p_{12}(p_{12} - p_{13})^2p_{13}^3} \\
 & + \frac{C_0^q(2)[-2p_{13}^4 + 3p_{12}p_{13}^3 - 3p_{12}^3p_{13} + 3m_q^2p_{12}(p_{12} - p_{13})^2]}{6p_{12}^3(p_{12} - p_{13})^2} \\
 & + \frac{C_0^q(3)(p_{12} - p_{13})[4p_{12}^4 - p_{13}p_{12}^3 + (3m_q^2 - p_{13})p_{13}^2p_{12} - 2p_{13}^4]}{6p_{12}^3p_{13}^3} \\
 & + \frac{D_0^q(1)[2(p_{12} - p_{13})^2m_q^4 - p_{12}(3p_{12} - 5p_{13})(p_{12} - p_{13})m_q^2 + 2p_{12}^2p_{13}^2]}{6p_{12}(p_{12} - p_{13})^2p_{13}} \\
 & - \frac{D_0^q(2)[-2p_{13}^2m_q^4 + 2p_{12}p_{13}^2m_q^2 + 4p_{12}^4 - 5p_{12}^3p_{13} + p_{12}^2p_{13}(4m_q^2 + p_{13})]}{6p_{12}p_{13}^3} \\
 & + \frac{D_0^q(3)[2p_{12}^2m_q^4 + p_{12}(-3p_{12}^2 + 2p_{13}p_{12} - 5p_{13}^2)m_q^2 - (p_{12} - p_{13})p_{13}^2(p_{12} + 2p_{13})]}{6p_{12}^3p_{13}} \\
 & - \frac{1}{6p_{12}p_{13}}, \tag{A.1}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f_7^q = & \frac{B_0^q(1)}{(p_{12} - p_{13})^3} + \frac{B_0^q(2)}{(p_{13} - p_{12})^3} + \frac{C_0^q(1)[(p_{12} - p_{13})(p_{12} + 3p_{13})m_q^2 + 2p_{12}p_{13}(p_{12} + p_{13})]}{2(p_{12} - p_{13})^4 p_{13}} \\
 & + \frac{C_0^q(2)[m_q^2(p_{12} - p_{13})(2p_{12}^3 - 7p_{13}p_{12}^2 + 3p_{13}^2 p_{12} - 2p_{13}^3) - 2p_{12}^2 p_{13}^2(p_{12} + p_{13})]}{2p_{12}^2(p_{12} - p_{13})^4 p_{13}} \\
 & - \frac{C_0^q(3)m_q^2(p_{12} - 2p_{13})}{2p_{12}^2(p_{12} - p_{13})p_{13}} \\
 & + \frac{D_0^q(1)[2(p_{12} - p_{13})^2 m_q^4 + p_{12}(p_{12} - p_{13})(3p_{12} + 5p_{13})m_q^2 + 2p_{12}^2 p_{13}(p_{12} + p_{13})]}{2p_{12}(p_{12} - p_{13})^4} \\
 & + \frac{D_0^q(2)m_q^2(2p_{13}m_q^2 + p_{12}^2 - p_{12}p_{13})}{2p_{12}(p_{12} - p_{13})^2 p_{13}} + \frac{D_0^q(3)m_q^2[2m_q^2 p_{12} - (p_{12} - 2p_{13})(p_{12} - p_{13})]}{2p_{12}^2(p_{12} - p_{13})^2} \\
 & + \frac{1}{2(p_{12} - p_{13})^2 p_{13}}, \tag{A.2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f_{13}^q = & \frac{B_0^q(1)(-4p_{12}^2 + 9p_{13}p_{12} + 3p_{13}^2)}{12(p_{12} - p_{13})^2 p_{13}^2} + \frac{B_0^q(2)(p_{13} - 9p_{12})}{12p_{12}(p_{12} - p_{13})^2} + \frac{B_0^q(3)(4p_{12} - p_{13})}{12p_{12}p_{13}^2} \\
 & + \frac{C_0^q(1)[-4p_{12}^6 + 12p_{13}p_{12}^5 - 12p_{13}^2 p_{12}^4 + 9p_{13}^3 p_{12}^3 + 3p_{13}^3(4m_q^2 + p_{13})p_{12}^2 - 18m_q^2 p_{13}^4 p_{12} + 6m_q^2 p_{13}^5]}{6p_{12}(p_{12} - p_{13})^3 p_{13}^3} \\
 & + \frac{C_0^q(2)[p_{13}^4 - 3p_{12}p_{13}^3 - 6p_{12}^2 p_{13} - 6m_q^2 p_{12}^2(p_{12} - p_{13})]}{6p_{12}^2(p_{12} - p_{13})^3} + \frac{C_0^q(3)(p_{12} - p_{13})(4p_{12}^3 - p_{13}^3)}{6p_{12}^2 p_{13}^3} \\
 & + \frac{D_0^q(1)[2(p_{12} - p_{13})^2 m_q^4 - p_{12}(3p_{12} - 17p_{13})(p_{12} - p_{13})m_q^2 + p_{12}p_{13}^2(5p_{12} + 3p_{13})]}{6(p_{12} - p_{13})^3 p_{13}} \\
 & + \frac{D_0^q(2)[p_{13}^2 m_q^4 + 2p_{12}p_{13}^2 m_q^2 - 2p_{12}^4 + 4p_{12}^3 p_{13} - 2p_{12}^2 p_{13}(m_q^2 + p_{13})]}{3(p_{12} - p_{13})p_{13}^3} \\
 & + \frac{D_0^q(3)[2p_{12}^2 m_q^4 - p_{12}(p_{12} - p_{13})(3p_{12} + p_{13})m_q^2 - (p_{12} - p_{13})^2 p_{13}^2]}{6p_{12}^2(p_{12} - p_{13})p_{13}} - \frac{p_{12} - 3p_{13}}{6p_{12}^2 p_{13} - 6p_{12}p_{13}^2}. \tag{A.3}
 \end{aligned}$$

Bibliografía

- [1] Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li, Gauge theory of elementary particle physics, Oxford University Press, Walton Street, Oxford, (1991).
- [2] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, An introduction to quantum field theory, Addison-Wesley P. C. (1996).
- [3] R. Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. D **46**, 3720 (1992); Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B **335**, 237 (1994); Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998); H. Sobel, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **91**, 127 (2001); M. Ambrossio *et al.*, Phys. Lett. B **566**, 35 (2003); Y. Ashie *et al.*, Phys. Rev. D **71**, 112005 (2005); W. W. M. Allison *et al.*, Phys. Rev. D **72**, 052005 (2005); P. Adamson *et al.*, Phys. Rev. D **73**, 072002 (2006).
- [4] R. Gambini and J. Pullin, Phys. Rev. D **59**, 124021 (1999); J. Alfaro, H. A. Morales-Técotl, and L. F. Urrutia, Phys. Rev. D **66**, 124006 (2002); D. Sudarsky, L. Urrutia, and H. Vucetich, Phys. Rev. Lett. **89**, 231301 (2002); Phys. Rev. D **68**, 024010 (2003).
- [5] D. Colladay and V. A. Kostelecký, Phys. Rev. D **58**, 116002 (1998).
- [6] V. A. Kostelecký and R. Potting, Phys. Rev. D **51**, 3923 (1995); D. Colladay and V. A. Kostelecký, Phys. Rev. D **55**, 6760 (1997); V. A. Kostelecký, Phys. Rev. D **69**, 105009 (2004).
- [7] H. S. Snyder, Phys. Rev. **71**, 38 (1947).
- [8] N. Seiberg and E. Witten, J. High Energy Phys. 09 (1999) 032.
- [9] J. Madore, S. Schraml, P. Schupp, and J. Wess, Eur. Phys. J. C **16**, 161 (2000); B. Jurcö, S. Schraml, P. Schupp, and J. Wess, Eur. Phys. J. C **17**, 521 (2000); B. Jurcö, P. Schupp, and J. Wess, Nucl. Phys. **B604**, 148 (2001); B. Jurcö, L. Möller, S. Schraml, P. Schupp, and J. Wess, Eur. Phys. J. C **21**, 383 (2001); J. Wess, Commun. Math. Phys. **219**, 247 (2001).
- [10] X. Calmet, B. Jurcö, P. Schupp, J. Wess, and M. Wohlgenannt, Eur. Phys. J. C **23**, 363 (2002).
- [11] S. M. Carroll, J. A. Harvey, V. A. Kostelecký, C. D. Lane, and T. Okamoto, Phys. Rev. Lett. **87**, 141601 (2001).
- [12] R. Bluhm, Lect. Notes Phys. **702**, 191 (2006).
- [13] B. Altschul, Q. G. Bailey, and V. A. Kostelecký, Phys. Rev. D **81**, 065028 (2010).
- [14] S.-P. Chia, Phys. Lett. B **240**, 465 (1990).
- [15] K. A. Peterson, Phys. Lett. B **282**, 207 (1992).
- [16] T. G. Rizzo, Phys. Lett. B **315**, 471 (1993).

- [17] X.-G. He and B. McKellar, Phys. Lett. B **320**, 165 (1994).
- [18] R. Martínez, M. A. Pérez, and J. J. Toscano, Phys. Lett. B **340**, 91 (1994).
- [19] H. Novales-Sánchez and J. J. Toscano, Phys. Rev. D **77**, 015011 (2008); H. Novales-Sánchez, A. Rosado, V. Santiago-Olán, and J. J. Toscano, Phys. Rev. D **78**, 073014 (2008).
- [20] W. Buchmüller and D. Wyler, Nucl. Phys. **B268**, 621 (1986).
- [21] G. Ahuatzin, I. Bautista, J. A. Hernández-López, F. Ramírez-Zavaleta and J. J. Toscano, Phys. **D82**, 053001 (2010).
- [22] Las funciones que fijan la norma más generales del tipo R_ξ , no lineales en los sectores vectorial y escalar, fueron introducidas en: U. Cotti, J. L. Díaz-Cruz y J. J. Toscano, Phys. Lett. B **404**, (1997) 308.
- [23] X. Calmet, B. Jurčo, P. Schupp, J. Wess and M. Wohlgenannt, Eur. Phys. J. **C23**, 363 (2002).
- [24] J. I. Aranda, F. Ramirez-Zavaleta, D. A. Rosete, F. J. Tlachino, J. J. Toscano and E. S. Tututi, arXiv:1305.4265 [hep-ph].
- [25] A. Denner and S. Dittmaier, Nucl. Phys. **B398**, 239 (1993).
- [26] For a review, see M. Battaglia *et al.*, arXiv:0705.3997; J. Brau *et al.*, arXiv:0712.1950; Howard Baer *et al.*, The International Linear Collider: Technical Design Report 2013, Volume 2: Physics (2013).
- [27] A. Denner, S. Dittmaier and R. Schuster, Nucl. Phys. **B452**, 80 (1995).
- [28] A. Denner, S. Dittmaier and R. Schuster, In *Anncery/Assergi/Hamburg 1995, e+ e- collisions at TeV energies, pt. B* 233-240 [hep-ph/9601355].
- [29] R. Horvat, D. Kekez, and J. Trampetić, Phys. Rev. **D83**, 065013 (2011); S. Aghababaei, M. Haghghat, and A. Kheirandish, Phys. Rev. **D87**, 047703 (2013); W. Wang, Jia-Hui Huang, and Zheng-Mao Sheng, Phys. Rev. **D88**, 025031 (2013).
- [30] V. Telnov, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **294**, 72 (1990).
- [31] J. I. Aranda, F. Ramírez-Zavaleta, F. J. Tlachino, J. J. Toscano and E. S. Tututi, arXiv:1308.4664 [hep-ph].
- [32] E. Yehudai, Phys. Rev. D **44**, 3434 (1991).
- [33] The ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716**, 1 (2012), arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [34] Carrillo-Montoya, *Search for the SM Higgs boson in the diboson decay modes with the ATLAS detector* [ATLAS Collaboration], ATL-PHYS-PROC-2013-084.
- [35] The CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [36] *Updated measurements of the Higgs boson at 125 GeV in the two photon decay channel* [CMS Collaboration], CMS PAS HIG-13-001.
- [37] J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta, F. J. Tlachino, J. J. Toscano, trabajo en proceso de escritura.

- [38] A. Cordero-Cid, H. Novales-Sanchez and J. J. Toscano, *Pramana* **80**, 369 (2013) [arXiv:1108.2926 [hep-ph]].
- [39] I. Antoniadis, *Phys. Lett. B* **246**, 377 (1990); N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, *Phys. Lett. B* **429**, 263 (1998); I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, *Phys. Lett. B* **436**, 257 (1998).
- [40] H. Novales-Sánchez, J. J. Toscano, *Phys. Rev. D* **82**, 116012 (2010).
- [41] M. A. López-Osorio, E. Martínez-Pascual, H. Novales-Sánchez, J. J. Toscano, *Phys. Rev. D* **88**, 036015 (2013).
- [42] H. Novales-Sanchez and J. J. Toscano, *Phys. Rev. D* **84**, 057901 (2011) [arXiv:1105.4625 [hep-ph]].
- [43] D. A. Dicus and S. S. D. Willenbrock, *Photon Pair Production And The Intermediate Mass Higgs Boson*, *Phys. Rev. D* **37**, 1801 (1988).
- [44] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett. B* **716**, 1 (2012) [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [45] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], *Phys. Lett. B* **716**, 30 (2012) [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [46] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane and S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, *Front. Phys.* **80**, 1 (2000).
- [47] S. Dawson, *Radiative corrections to Higgs boson production*, *Nucl. Phys. B* **359**, 283 (1991).
- [48] A. Djouadi, M. Spira and P. M. Zerwas, *Production of Higgs bosons in proton colliders: QCD corrections*, *Phys. Lett. B* **264**, 440 (1991).
- [49] D. Graudenz, M. Spira and P. M. Zerwas, *QCD corrections to Higgs boson production at proton proton colliders*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1372 (1993).
- [50] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz and P. M. Zerwas, *Higgs boson production at the LHC*, *Nucl. Phys. B* **453**, 17 (1995) [hep-ph/9504378].
- [51] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group Collaboration], *Review of Particle Physics (RPP)*, *Phys. Rev. D* **86**, 010001 (2012).
- [52] K. R. Dienes, E. Dudas and T. Gherghetta, *Grand unification at intermediate mass scales through extra dimensions*, *Nucl. Phys. B* **537**, 47 (1999) [hep-ph/9806292].
- [53] A. Flores-Tlalpa, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta and J. J. Toscano, *Decays $Z \rightarrow ggg$ and $Z' \rightarrow ggg$ in the minimal 331 model*, *Phys. Rev. D* **80**, 033006 (2009), arXiv:0906.1852 [hep-ph].
- [54] A. Flores-Tlalpa, J. Montaña, F. Ramírez-Zavaleta and J. J. Toscano, *Decays $Z \rightarrow gg\gamma$ and $Z' \rightarrow gg\gamma$ in the minimal 331 model*, *Phys. Rev. D* **80**, 077301 (2009), arXiv:0908.3728 [hep-ph].
- [55] J. Montaña, M. Napsuciale and C. A. Vaquera-Araujo, *$Z' \rightarrow ggg$ decay in left-right symmetric models with three and four fermion families*, *Phys. Rev. D* **84**, 115010 (2011), arXiv:1011.4986 [hep-ph].
- [56] J. Montaña, M. A. Pérez, F. Ramírez-Zavaleta and J. J. Toscano, *Decays $Z' \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ and $Z \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ in the minimal 331 model*, *Phys. Rev. D* **85**, 035012 (2012), arXiv:1110.3446 [hep-ph].

- [57] *The Standard Model and Beyond*. P. Langacker. CRC Press (2009).
- [58] S. Dittmaier *et al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*, arXiv:1101.0593 [hep-ph].
- [59] G. Belanger, A. Belyaev, M. Brown, M. Kakizaki and A. Pukhov, Phys. Rev. D **87**, 016008 (2013) [arXiv:1207.0798 [hep-ph]].
- [60] F. J. Petriello, JHEP **0205**, 003 (2002) [hep-ph/0204067].
- [61] K. Nishiwaki, K.-y. Oda, N. Okuda and R. Watanabe, Phys. Lett. B **707**, 506 (2012) [arXiv:1108.1764 [hep-ph]].
- [62] V. Barger, M. Ishida and W.-Y. Keung,
- [63] *Properties of the Higgs-like boson in the decay $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV* [CMS Collaboration], CMS PAS HIG-13-002.
- [64] *Update on the search for the standard model Higgs boson in pp collisions at the LHC decaying to W^+W^- in the fully leptonic final state* [CMS Collaboration], CMS PAS HIG-13-003.