



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS
POSGRADO EN FÍSICA APLICADA

Dispersión luz por luz y otros procesos raros en
el experimento ALICE-LHC

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

**Maestro en Ciencias
(Física Aplicada)**

PRESENTA:

Lic. César Omar Ramírez Álvarez

ASESORES:

Dr. Arturo Fernández Téllez

Dr. Alan Ignacio Hernández Juárez



H. Puebla de Zaragoza, Puebla, Enero de 2024

Dispersión luz por luz y otros procesos raros en el experimento
ALICE-LHC

JURADO ASIGNADO

Presidente: Dr. Gilberto Tavares Velasco
Secretario: Dr. Guillermo Tejeda Muñoz
Vocal: Dr. Mario Iván Martínez Hernández
Suplente: Dr. Héctor Novales Sánchez

La tesis se realizó en la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de la
Benemérita Universidad Autónoma de Puebla.

Asesores:

Dr. Arturo Fernández Téllez
Dr. Alan Ignacio Hernández Juárez

A mi nana Licha

Agradecimientos

Agradezco infinitamente a mis padres, gracias Ramón y Armida por siempre estar para mí, por brindarme su apoyo y cariño. Su esfuerzo y sacrificio han sido fundamentales para llegar a este momento. Son mi inspiración para seguir.

A mi hermana Claribel por apoyarme y ser partícipe de mis ocurrencias.

A mi nana Licha y mi tía Toña, mis segundas madres, quienes siempre están atentas incluso a la distancia. A mi tío Genaro por su constante disposición.

A mis familiares por sus muestras de apoyo. En especial, a mis tres estrellas brillantes que, aunque ya no están físicamente, siguen iluminando mi camino.

A mis amigos Físicos UniSon. Gracias Navarro, Michelle, Nadia y Gerardo por siempre estar, por su gran apoyo y constancia. A “Los Reales” de la FCFM, agradezco mucho su amistad, sus consejos, sus ánimos y comprensión.

A mis asesores, Dr. Arturo Fernández y Dr. Alan Hernández. Agradezco su apoyo durante este trayecto, su paciencia, sus consejos y la disposición por compartirme sus conocimientos que son dignos de admiración.

A mi comité tutorial y jurado, por el seguimiento realizado, por sus valiosos comentarios y disponibilidad para este proceso.

Finalmente, agradezco al CONAHCYT por la beca otorgada y a la FCFM BUAP por permitirme realizar mis estudios en sus instalaciones.

Resumen

La dispersión luz por luz (LbyL), $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, es un proceso raro del Modelo Estándar en el que dos fotones interactúan y producen otro par de fotones en el estado final. La primera evidencia directa de este proceso en el LHC fue establecida por el experimento ATLAS en 2017 y confirmada después por el experimento CMS. ALICE es uno de los experimentos del LHC donde no se ha encontrado evidencia de dispersión LbyL, sin embargo, se estima que después de su actualización (ALICE 3) pueda encontrarse y se permita realizar una comparación de los datos con los estudios de generadores MonteCarlo.

Este proceso se estudia en colisiones ultraperiféricas de iones pesados a alta energía donde el flujo de fotones se escala como Z^2 . Además, se ha propuesto como un canal para estudiar física más allá del Modelo Estándar.

En este estudio se analizan las implicaciones fenomenológicas y experimentales asociadas al Modelo Estándar o modelos de extensión por ejemplo, un modelo de Axion-Like Particles (ALP), bajo el contexto de la física de ALICE. Se presentan estudios de MonteCarlo con los generadores MadGraph5_aMC@NLO+gamma-UPC a través de distribuciones de masa invariante de difotón para el proceso de dispersión LbyL y distintos escenarios para el acoplamiento de ALP- $\gamma\gamma$ a diferentes valores de masas del ALP.

Índice general

Índice de figuras	xii
Índice de tablas	xv
1. Introducción	1
2. Física de Partículas	3
2.1. Modelo Estándar	4
2.1.1. Partículas	5
2.1.1.1. Fermiones	5
2.1.1.2. Bosones	6
2.1.2. Interacciones	6
2.1.2.1. Electrodinámica Cuántica (QED)	7
2.2. Colisiones de Iones Pesados	9
2.2.1. Colisiones Ultraperiféricas de Iones Pesados	11
2.2.1.1. Flujo de Fotones	12
2.2.1.2. Interacciones Fotón-Fotón	13
2.3. Dispersión Luz por Luz	14
2.3.1. Detección de LbyL en el LHC	16
2.3.2. Producción de Dileptones	18

3. LbyL más allá del Modelo Estándar	21
3.1. Simetrías	22
3.2. Mecanismo de Peccei y Quinn	23
3.3. Axiones	25
3.4. Axion-Like Particles	26
4. Detectores Experimentales	29
4.1. El Gran Colisionador de Hadrones	30
4.1.1. Dispositivos de Aceleración	30
4.1.2. Experimentos del LHC	33
4.2. Experimento ALICE	33
4.2.1. ALICE 3	36
4.3. Simulación	37
4.3.1. Generadores de Eventos MC	38
4.3.1.1. MadGraph5_aMC@NLO	39
5. Análisis y Resultados	41
5.1. Dispersión Luz por Luz	42
5.2. Momento Magnético Anómalo y Momento Dipolar Eléctrico de Leptones	46
5.2.1. Muones	47
5.2.2. Taus	51
5.3. Axion-Like Particles	54
6. Conclusiones	73
A. Variables Cinemáticas	77
A.1. Momento Transverso	78
A.2. Rapidez	78

A.3. Pseudorapidez	79
B. Archivos .fr para Modelos en FeynRules	81
B.1. MMAyDEmu	82
B.2. ALPModel	84
Bibliografía	89

Índice de figuras

2.1. Modelo Estándar de la Física de Partículas.	4
2.2. Partículas del Modelo Estándar observadas y sus interacciones. Las líneas representan interacciones: verdes para electrodébiles, rojas para electromagnéticas y azules para la fuerte. En cambio, las grises representan las interacciones con el campo de Higgs. También se representan las interacciones entre los bosones que están dadas a 1-loop.	8
2.3. Izquierda: dos iones pesados antes de colisionar con parámetro de impacto b . Derecha: los espectadores continúan su trayectoria sin ser afectados, mientras que se genera la producción de partículas en la zona de participación o superposición.	10
2.4. a) Vista esquemática de una colisión periférica de iones pesados. Indicando espectadores y participantes. b) Vista esquemática de una colisión ultraperiférica de iones pesados.	11
2.5. Diagramas de Feynman de caja virtuales para LbyL mediante loop de fermiones. Se deben considerar 3 diagramas más que resultan de intercambiar el flujo fermiónico en el loop.	15
2.6. Diagramas de Feynman para LbyL con loop de partículas escalares φ^\pm	15
2.7. Diagramas de Feynman para LbyL con combinaciones entre bosones W^\pm , ghosts u^\pm y escalares φ^\pm (arriba); y con el bosón W^\pm dentro del loop (abajo).	16

ÍNDICE DE FIGURAS

2.8.	Diagrama esquemático de dispersión luz por luz en UPC de PbPb.	17
2.9.	Masa invariante de difotones de los eventos observados en ATLAS (izquierda) y CMS (derecha). Se muestra la comparación de los datos (puntos) con las predicciones realizadas a través de simulaciones de MonteCarlo (histogramas).	17
2.10.	Diagramas esquemáticos del background dominante en interacciones fotón-fotón en UPC de PbPb. Izquierda: producción de dilpetones. Derecha: producción exclusiva central de difotones.	19
2.11.	Izquierda: sección eficaz diferencial para la producción de dimuones respecto a la masa. Derecha: eventos exclusivos en la producción de dielectrón respecto a la masa.	19
3.1.	Diagramas de Feynman del acoplamiento de ALP- $\gamma\gamma$ para los canales s (arriba), t y u (abajo) respectivamente.	27
3.2.	Límites en el plano $(M_a, 1/\Lambda)$ de búsquedas existentes y futuras de ALP.	28
4.1.	Cadena de inyección y aceleración del CERN para experimentos del LHC.	32
4.2.	Experimento ALICE: se muestran sus diferentes detectores.	34
4.3.	Sistema de coordenadas en ALICE-LHC.	36
4.4.	Propuesta del Experimento ALICE 3.	37
5.1.	Sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante de difotones en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	43
5.2.	Expectativa de eventos del proceso $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ en función de la masa invariante de difotones.	44
5.3.	Sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante (arriba) y la rapidez (medio) de difotones y el momento transversal (abajo) del fotón en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	45

5.4. Sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante (arriba) y la rapidez (medio) de muones y el momento transversal (abajo) del muón en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	50
5.5. Sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante (arriba) y la rapidez (medio) de taus y el momento transversal (abajo) del tau en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	53
5.6. Centro de masa de la colisión en el plano yz	54
5.7. Sección eficaz respecto a la masa invariante para los canales s , t y u	58
5.8. Anchura de decaimiento respecto a la masa del ALP para distintos valores de k establecida con una $\Lambda = 1000$ GeV.	60
5.9. Sección eficaz respecto a la masa invariante de difotones para $k = 1.5$ (arriba), $k = 8$ (medio) y $k = 25$ (abajo) con $\Lambda = 1000$ GeV.	61
5.10. Sección eficaz diferencial respecto al ángulo de dispersión para $M_a = 3$ GeV (arriba izquierda), $M_a = 7$ GeV (arriba derecha) y $M_a = 12$ GeV (abajo).	62
5.11. Sección eficaz diferencial en función de la masa invariante para valores de k de 1.5 (arriba), 8 (medio), y 25 (abajo) respectivamente, con $\Lambda = 1000$ GeV en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	64
5.12. Sección eficaz diferencial en función de la masa invariante para valores de k de 0.1 (arriba), 50 (medio), y 100 (abajo) respectivamente, con $\Lambda = 1000$ GeV en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	65
5.13. Sección eficaz diferencial en función de la rapidez con $k = 8$ y distintos valores de M_a estableciendo $\Lambda = 1000$ GeV en UPC de PbPb a 5.02 TeV. Se incluye la distribución de LbyL.	66
5.14. Sección eficaz diferencial en función del momento transversal con $k = 8$ y distintos valores de M_a estableciendo $\Lambda = 1000$ GeV en UPC de PbPb a 5.02 TeV. Se incluye la distribución de LbyL.	67

ÍNDICE DE FIGURAS

5.15. Sección eficaz en función de la masa invariante para $k = 0.1$ y $M_a = 25, 40, 55$ y 70 GeV estableciendo $\Lambda = 1000$ GeV.	68
5.16. Sección eficaz diferencial en función de la masa invariante para $k = 0.1$ y $M_a = 25, 40, 55$ y 70 GeV estableciendo $\Lambda = 1000$ GeV en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	68
5.17. Sección eficaz (izquierda) y sección eficaz diferencial (derecha) en función de la masa invariante para $k = 0.1$ y distintas M_a con $\Lambda = 1000$ GeV. Para MC (derecha) se muestra la distribución de LbyL con loop de bosones W^\pm en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	69
5.18. Sección eficaz (izquierda) y sección eficaz diferencial (derecha) en función de la masa invariante para $k = 0.01$ y distintas M_a con $\Lambda = 1000$ GeV. Para MC (derecha) se muestra la distribución de LbyL con loop de bosones W^\pm en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	70
5.19. Sección eficaz (izquierda) y sección eficaz diferencial (derecha) en función de la masa invariante para $k = 0.05$ y distintas M_a con $\Lambda = 1000$ GeV. Para MC (derecha) se muestra la distribución de LbyL con loop de bosones W^\pm en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	71

Índice de tablas

2.1.	Características de las interacciones fundamentales.	7
2.2.	Medición de LbyL a 5.02 TeV por los experimentos ATLAS y CMS.	18
5.1.	Valores de a_μ y d_μ explorados en la simulación de $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	49
5.2.	Valores de a_τ y d_τ explorados en la simulación de $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ en UPC de PbPb a 5.02 TeV.	52

Introducción

El Modelo Estándar de la Física de Partículas proporciona una caracterización satisfactoria de las interacciones de las partículas elementales. Sin embargo, existen problemas como la inclusión de la gravedad o la evidencia de la existencia de materia oscura en el Universo que indican que la teoría es incompleta. En este sentido, el Modelo Estándar se considera como el límite de baja energía de una teoría más completa y fundamental de las interacciones entre partículas.

La Electrodinámica Cuántica (QED) es la teoría que describe las interacciones entre partículas cargadas eléctricamente mediadas a través del fotón. Aún cuando los fotones no pueden interactuar entre ellos dado que no poseen carga eléctrica, a pesar de ello, esta teoría permite que los fotones puedan transformarse en pares virtuales de partículas y antipartículas, haciendo posible la reacción $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ que ocurre en diagramas de Feynman a nivel de 1-loop.

La reacción $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ es un proceso raro del Modelo Estándar que se ha estudiado experimentalmente en el LHC mediante colisiones ultraperiféricas de iones pesados a altas energías, sin embargo, debido a que su detección implica una reacción limpia de dos fotones back-to-back en el calorímetro, su señal se encuentra muy suprimida, además de que un background muy considerable es la producción de dileptones que se pueden confundir con fotones en el calorímetro.

1. INTRODUCCIÓN

El experimento ALICE es uno de los detectores del LHC que se encarga principalmente de estudiar la QCD en colisiones de iones pesados. Actualmente, se tiene planeada una actualización de este experimento para las Run 5 y 6 del LHC, donde una principal característica a mejorar es la resolución para bajas energías en los fotones que serán medidos por un calorímetro electromagnético que contará con un rango amplio de pseudorapidez.

Con esta motivación y considerando que la dispersión de luz por luz (LbyL), representada por $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ es una reacción limpia y también se interpreta como un aporte al momento magnético anómalo de los leptones, es posible hacer búsqueda de nueva física que se acople a fotones mediante el experimento ALICE. Por tanto, este estudio tiene como objetivo analizar las implicaciones fenomenológicas y experimentales asociadas al Modelo Estándar o modelos de extensión generadas por el proceso $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, a través de simulaciones de eventos de MonteCarlo con miras a mostrar escenarios donde pueden ser accesibles estas mediciones.

En el Capítulo 2 se encuentra una breve introducción a la física de partículas del Modelo Estándar, además se presenta una revisión de la física de sistemas ultraperiféricos y finaliza con la teoría de dispersión luz por luz. En el Capítulo 3 se muestra un modelo de acoplamiento ALP- $\gamma\gamma$ que es una extensión del Modelo Estándar en un principio propuesta para solucionar un problema en QCD. El Capítulo 4 está relacionado con la física experimental, muestra el funcionamiento del LHC y sus principales experimentos, haciendo énfasis en ALICE y su nueva actualización. También se menciona acerca de las simulaciones MonteCarlo y el software en particular que se utiliza en este estudio. El Capítulo 5 muestra la metodología y análisis realizado, además de los resultados obtenidos y se finaliza con el Capítulo 6 de conclusiones.

Física de Partículas

La Física de Partículas se dedica a comprender la estructura de la materia mediante colisiones entre núcleos y/o partículas y sus interacciones. Esto con la finalidad de poder estudiar y dar respuesta a las cuestiones sobre el origen del Universo desde el Big Bang.

Debido a los grandes avances tanto en ciencia como tecnología se han construido centros de investigación y grandes laboratorios alrededor del mundo como CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), que realiza experimentos con el fin de estudiar regímenes de energía nunca antes explorados que han podido recrear en pequeñas escalas las condiciones de presión y temperatura de los primeros instantes del Universo.

Dado el constante desarrollo y nuevos descubrimientos en el área, teóricamente se siguen realizando modelos y predicciones que puedan ser validados en los experimentos como es el Modelo Estándar, mientras que de manera experimental, se trabaja en la construcción, calibración y mejora de detectores y el análisis de datos producto de las colisiones de partículas.

Conocer el marco conceptual de esta área de la física es muy importante para poder describir los procesos que suceden y se encuentran de manera experimental, por lo que se abordará el marco teórico correspondiente.

2.1. Modelo Estándar

El Modelo Estándar es una Teoría Cuántica de Campos (QFT, Quantum Field Theory) basada en el principio de invarianza de norma ante el grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, cuyo fin es explicar los efectos de las interacciones electromagnética, nuclear débil y nuclear fuerte entre las partículas elementales que conforman la materia. Se ha ido construyendo a través de una relación entre la consistencia matemática de la teoría y los resultados experimentales desde mediados del siglo pasado.

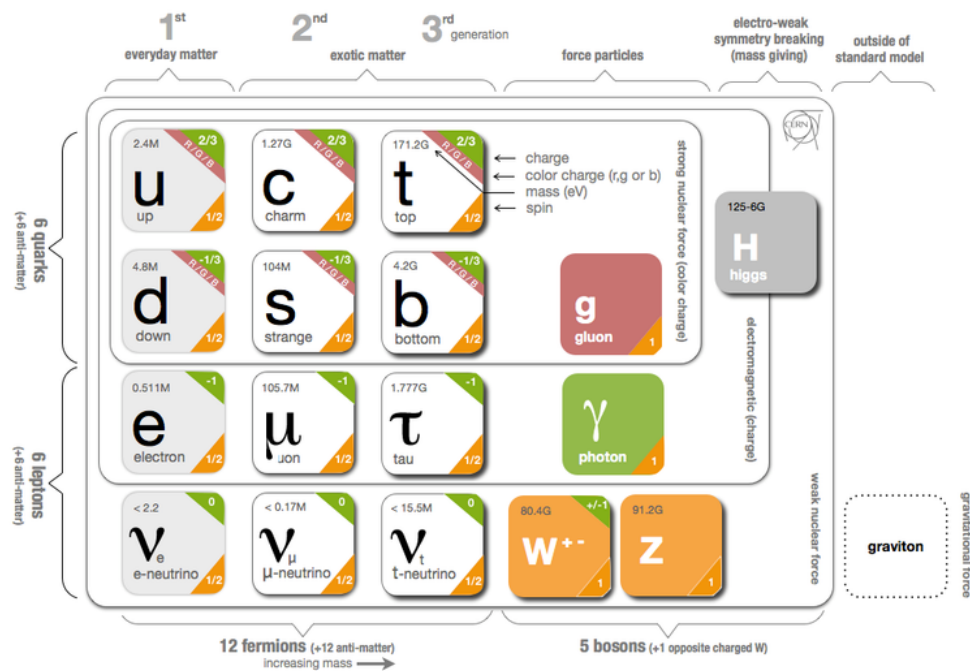


Figura 2.1: Modelo Estándar de la Física de Partículas.

Una de las confirmaciones más importantes de este modelo se hizo con el descubrimiento de una nueva partícula teorizada, el bosón de Higgs en 2012 por los experimentos ATLAS [1] y CMS [2] del LHC.

Aún cuando el Modelo Estándar se ha confirmado con mucha precisión, existen cuestiones que todavía no son explicadas por lo que no es una teoría final, entre estas cuestiones destacan el problema de la jerarquía, la masa de los neutrinos, la bariogénesis y la materia oscura. Lo que da pauta para seguir trabajando en la comprensión y poder obtener una explicación válida de estos fenómenos.

2.1.1. Partículas

Una forma de estudiar las partículas en el Modelo Estándar es clasificarlas en diferentes categorías basadas en cierto comportamiento o propiedades. Según este modelo, todas las partículas se clasifican como fermiones o bosones [3].

2.1.1.1. Fermiones

Los fermiones responden a la estadística Fermi-Dirac y tienen valor de espín fraccionario [4, 5]. Son considerados como las partículas de materia, porque están divididos en tres familias o generaciones de acuerdo a su masa, siendo la primera familia la menos masiva y de la que esta compuesta la materia ordinaria.

A su vez, los fermiones se subdividen en quarks y leptones.

■ Quarks

Son los fermiones elementales que interactúan fuertemente formando la materia nuclear y hadrones. Además de tener carga eléctrica tienen carga de color (rojo, verde o azul). Hay seis tipos o sabores diferentes: up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) y bottom (b).

■ Leptones

Son los fermiones elementales que no interactúan fuertemente, hay seis de ellos, tres tienen carga eléctrica: electrón (e), muón (μ) y tau (τ). Mientras

2. FÍSICA DE PARTÍCULAS

que los otros tres son de carga eléctrica neutra llamados neutrinos: neutrino electrón (ν_e), neutrino muón (ν_μ) y neutrino tau (ν_τ).

2.1.1.2. Bosones

Los bosones responden a la estadística Bosé-Einstein y tienen valor de espín entero [4, 5]. Son las partículas que componen los campos de fuerza y se les llama bosones de norma (vectoriales) a los que actúan como portadores de una interacción fundamental. Hay cuatro tipos de bosones de norma: fotones, bosones W y Z y gluones. Cada uno corresponde a tres de las interacciones: los fotones γ son los bosones mediadores de la interacción electromagnética, los bosones W^\pm y Z^0 de la interacción débil y los gluones $g_\alpha, \alpha = 1, \dots, 8$ de la interacción fuerte.

Por otro lado, el gravitón (G) es el responsable de la interacción gravitacional, sin embargo, es una proposición teórica que no se ha detectado hasta la fecha. Además, un escalar neutro denominado bosón de Higgs, el cual es el responsable de proveer masa a todas las partículas a través del mecanismo de Higgs [6].

2.1.2. Interacciones

El marco matemático del Modelo Estándar es la QFT que es una extensión relativista de la mecánica cuántica y permite asociar a cada partícula un campo $\psi(\mathbf{x}, t) = \psi(x_\mu)$ donde \mathbf{x} y t son el vector de posición y el tiempo respectivamente, y x_μ el vector de espacio-tiempo. En este sentido, la QFT describe a las partículas como excitaciones o cuantos de un campo, y además toma en cuenta que el número de estas partículas puede cambiar en un proceso.

Así, la interacción fuerte o Cromodinámica Cuántica (QCD, Quantum Chromodynamics) se describe mediante el grupo $SU(3)_C$, donde C hace referencia al concepto de color. Por otro lado, la interacción electrodébil se encuentra repre-

sentada por el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde L indica la quiralidad izquierda y Y representa la hipercarga. Esta interacción electrodébil sufre una ruptura espontánea a la escala de Fermi (246 GeV), dando lugar al grupo electromagnético $U(1)_Q$, donde Q simboliza la carga eléctrica.

Se resumen las características principales de las interacciones [7].

	Electromagnética	Nucleares		Gravitacional
		Fuerte	Débil	
<i>Teoría</i>	QED	QCD	Electrodébil	Relatividad General
<i>Mediador</i>	γ	g	W^\pm, Z^0	G (Teorizado)
<i>Intensidad</i>	10^{36}	10^{38}	10^{25}	1
<i>Alcance [m]</i>	∞	10^{-15}	10^{-18}	∞

Tabla 2.1: Características de las interacciones fundamentales.

2.1.2.1. Electrodinámica Cuántica (QED)

La Electrodinámica Cuántica o QED (Quantum Electrodynamics) corresponde a la teoría cuántica del electromagnetismo. Describe las interacciones entre partículas con carga eléctrica (quarks, leptones y bosones) con el fotón como su mediador [8]. Es de alcance infinito y su intensidad depende de la carga eléctrica y la distancia entre las partículas que interactúan.

El Lagrangiano de QED puede deducirse imponiendo una cierta simetría, denominada invariancia de norma al Lagrangiano de Dirac. Considerando el Lagrangiano de Dirac para un fermión arbitrario [6, 8, 9]:

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi, \tag{2.1}$$

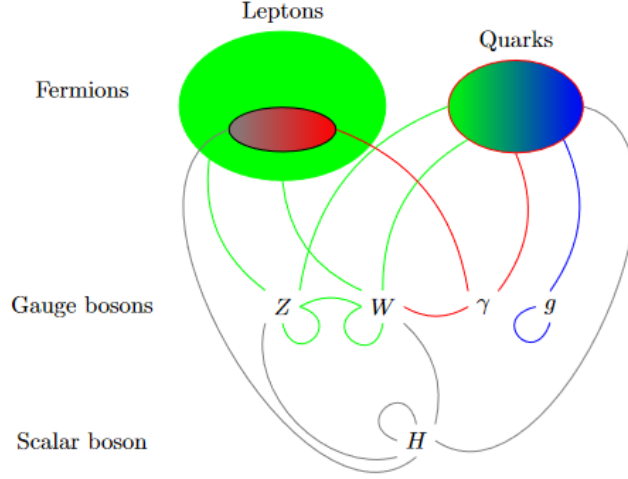


Figura 2.2: Partículas del Modelo Estándar observadas y sus interacciones. Las líneas representan interacciones: verdes para electrodébiles, rojas para electromagnéticas y azules para la fuerte. En cambio, las grises representan las interacciones con el campo de Higgs. También se representan las interacciones entre los bosones que están dadas a 1-loop.

donde ψ es el campo del fermión, m su masa, $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ y siendo γ^μ las matrices de Dirac que satisfacen el anticonmutador:

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}, \quad (2.2)$$

donde $g^{\mu\nu}$ es el tensor métrico. Se busca que sea invariante frente a las transformaciones de norma, entonces:

$$\psi \longrightarrow \psi' = \exp[i\alpha(x)]\psi, \quad \bar{\psi} \longrightarrow \bar{\psi}' = \exp[-i\alpha(x)]\bar{\psi}, \quad (2.3)$$

con $\alpha(x)$ una función con dependencia espacial, introduciendo el campo vectorial del fotón A_μ que se transforma bajo la transformación de norma como:

$$A_\mu \longrightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x), \quad (2.4)$$

siendo e la carga eléctrica del fermión, sustituyendo en el Lagrangiano (2.1) la derivada ∂_μ por la derivada covariante:

$$\partial_\mu \longrightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu, \quad (2.5)$$

el nuevo Lagrangiano:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{QED}} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi, \\
&= i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu, \\
&= \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu,
\end{aligned} \tag{2.6}$$

es invariante de norma y contiene el Lagrangiano de Dirac \mathcal{L}_0 más una interacción:

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \mathcal{L}_0 - j^\mu A_\mu, \quad j^\mu = e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi. \tag{2.7}$$

Con j^μ la densidad de corriente fermiónica. Por tanto, la simetría de norma determina la interacción. Ahora bien, para obtener un Lagrangiano completo de QED, se debe añadir a (2.6) un término cinético para la propagación del campo de norma:

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}. \tag{2.8}$$

Donde $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ con $F_{\mu\nu}$ el tensor de campo electromagnético. Finalmente, se observa que si el fotón tuviera masa, es necesario añadir al Lagrangiano el término $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A^\mu A_\mu$ que no es invariante de norma. Por tanto, se concluye que la invariancia de norma implica que $m_\gamma = 0$.

2.2. Colisiones de Iones Pesados

Para estudiar la estructura de los hadrones, como protones y neutrones, se requiere colisionar partículas cuya longitud de onda sea más pequeña que el radio de los hadrones o lograr obtener suficiente momento para explorar su estructura interna. Esto se alcanza mediante la aceleración de partículas a muy altas energías.

Cuando se produce una colisión, ya sean hadrones, leptones o fotones, se pueden producir otras partículas según sea la energía de la colisión. Cualquier resultado es permitido mientras se mantengan las leyes de conservación.

2. FÍSICA DE PARTÍCULAS

En colisiones relativistas entre iones pesados, desde un sistema de referencia en el laboratorio, los iones que colisionan son vistos como objetos extendidos (discos) debido a la contracción de Lorentz ilustrado en la Figura 2.3.

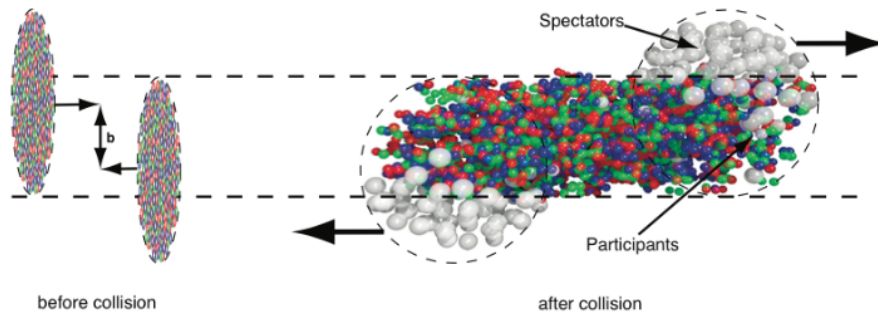


Figura 2.3: Izquierda: dos iones pesados antes de colisionar con parámetro de impacto b . Derecha: los espectadores continúan su trayectoria sin ser afectados, mientras que se genera la producción de partículas en la zona de participación o superposición.

Las colisiones centrales pueden producir la formación de sistemas diferentes a los que se formarían en una colisión periférica o ultraperiférica. Para estudiar las propiedades del sistema creado, las colisiones son por tanto categorizadas por la centralidad con la que suceden.

Las variables utilizadas para cuantificar la centralidad son el número de núcleos participantes (N_{par}) y el número de colisiones en el evento (N_{coll}). Estas variables se expresan en términos del vector existente entre los centros de los dos núcleos en el plano transversal, se define al vector como el parámetro de impacto \mathbf{b} , la magnitud del vector representa la distancia que existe de centro a centro [10].

Debido a que \mathbf{b} no se puede medir directamente, experimentalmente se mostró que el número de partículas producidas o multiplicidad y la energía transversa son proporcionales al número de núcleos participantes por lo que se puede obtener un mejor valor para la centralidad.

2.2.1. Colisiones Ultraperiféricas de Iones Pesados

Cuanto menor sea el parámetro de impacto \mathbf{b} , más central será la colisión. Así, una colisión central cumple con $\mathbf{b} \approx 0$ y periférica con $0 < \mathbf{b} \leq 2R$, siendo R el radio de los núcleos.

En colisiones ultraperiféricas o UPC (Ultra-Peripheral Collisions), el parámetro de impacto es $\mathbf{b} > 2R$ y no pueden producirse interacciones hadrónicas, en este caso, los núcleos interactúan solo mediante el campo electromagnético. Esto se puede ver como una consecuencia del corto alcance de la interacción fuerte y las longitudes de onda cortas de los nucleones en energías relativistas [10].

La Figura 2.4 muestra dos tipos de colisiones de iones pesados. En a) hay una superposición entre los núcleos en el plano transversal, mientras que en b) se pierden entre sí.

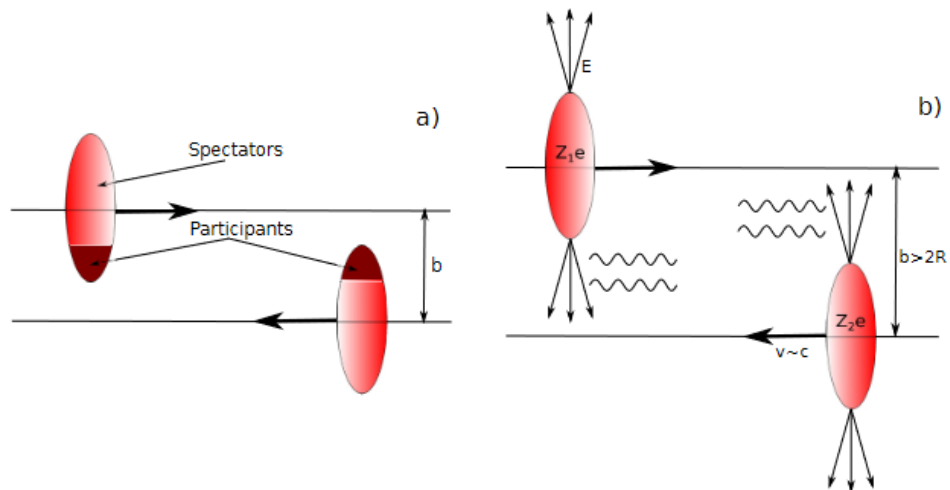


Figura 2.4: a) Vista esquemática de una colisión periférica de iones pesados. Indicando espectadores y participantes. b) Vista esquemática de una colisión ultraperiférica de iones pesados.

En UPC se utiliza la Aproximación de Fotones Equivalentes (EPA, Equivalent

2. FÍSICA DE PARTÍCULAS

Photon Approximation) [11, 12, 13]. Este método considera los campos electromagnéticos generados por una partícula cargada en movimiento como un flujo de fotones virtuales, con pequeña virtualidad dada por $Q^2 < 1/R^2$ por tanto, $Q^2 < 10^{-3} \text{ GeV}^2$. Además, considera que la cantidad de fotones es proporcional a Z^2 , siendo Z el número atómico del elemento al que corresponde el núcleo. Por tanto, este tipo de interacciones se ven amplificadas si se utilizan iones pesados.

Las colisiones ultraperiféricas se pueden dividir en interacciones fotón-fotón e interacciones fotonucleares (coherentes e incoherentes). En el primer caso, uno de los fotones produce un par de partículas cargadas y una de éstos interactúa con el otro fotón, mientras que en el segundo caso, un fotón irradiado interactúa con el otro núcleo.

En este trabajo es de interés estudiar las interacciones fotón-fotón, por lo que no se tomaran en cuenta las interacciones fotonucleares.

2.2.1.1. Flujo de Fotones

Utilizando el método EPA, la sección eficaz para la producción exclusiva de un estado final X mediante fusión de fotones en UPC con iones $A_{1,2}$ de $Z_{1,2}$, se calcula mediante [14]:

$$\sigma \left(A_1 A_2 \xrightarrow{\gamma\gamma} A_1 X A_2 \right) = \int \frac{dE_{\gamma_1}}{E_{\gamma_1}} \frac{dE_{\gamma_2}}{E_{\gamma_2}} \frac{d^2 N_{\gamma_1/Z_1, \gamma_2/Z_2}^{(A_1 A_2)}}{dE_{\gamma_1} dE_{\gamma_2}} \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}(W_{\gamma\gamma}), \quad (2.9)$$

con $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}(W_{\gamma\gamma})$ la sección eficaz de fotón-fotón a una energía dada en el centro de masa $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{s_{\gamma\gamma}} = \sqrt{4E_{\gamma_1} E_{\gamma_2}}$, además:

$$\frac{d^2 N_{\gamma_1/Z_1, \gamma_2/Z_2}^{(A_1 A_2)}}{dE_{\gamma_1} dE_{\gamma_2}} = \int d^2 \mathbf{b}_1 d^2 \mathbf{b}_2 P_{\text{no inel}}(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2) N_{\gamma_1/Z_1}(E_{\gamma_1}, \mathbf{b}_1) N_{\gamma_2/Z_2}(E_{\gamma_2}, \mathbf{b}_2), \quad (2.10)$$

es la convolución de las densidades de número de fotones, N_{γ_i/Z_i} a energías E_{γ_1, γ_2} y $\mathbf{b}_{1,2}$ el parámetro de impacto para los iones. $P_{\text{no inel}}(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2)$ indica la probabilidad

de que los iones permanezcan intactos después de la interacción, por tanto, su dependencia es del parámetro de impacto y asegura la no interacción hadrónica. Luego, el factor de supervivencia $S_{\gamma\gamma}^2$ puede ser escrito como:

$$S_{\gamma\gamma}^2 = \frac{\int d^2\mathbf{b}_1 d^2\mathbf{b}_2 P_{\text{no inel}}(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2) N_{\gamma_1/Z_1}(E_{\gamma_1}, \mathbf{b}_1) N_{\gamma_2/Z_2}(E_{\gamma_2}, \mathbf{b}_2)}{\int d^2\mathbf{b}_1 d^2\mathbf{b}_2 N_{\gamma_1/Z_1}(E_{\gamma_1}, \mathbf{b}_1) N_{\gamma_2/Z_2}(E_{\gamma_2}, \mathbf{b}_2)}, \quad (2.11)$$

donde el numerador corresponde a las densidades descritas en (2.10), mientras que el denominador representa el flujo de fotones sin considerar ninguna restricción hadrónica.

2.2.1.2. Interacciones Fotón-Fotón

Los procesos fotón-fotón ($\gamma\gamma$) se han estudiado durante mucho tiempo en colisiones e^+e^- . Se consideran buena herramienta para muchos aspectos de la espectroscopia de mesones y las pruebas de QED.

En las colisiones a muy altas energías, las reacciones como $\gamma\gamma \rightarrow X$ pueden usarse para estudiar el contenido de quarks y la estructura de espín de las resonancias de mesones. El estado final X puede ser pares de leptones como $\mu^+\mu^-$, e^+e^- , ... o estados mesónicos [15].

En general, las interacciones $\gamma\gamma$ conducen a una variedad de estados finales. Se acoplan a todas las partículas cargadas, incluyendo leptones, quarks y bosones W^\pm . También se acoplan a estados finales neutros a través de diagramas a 1-loop y, por lo tanto, ofrecen la posibilidad de observar la producción directa de bosones de Higgs, así como estados finales de dos fotones (dispersión luz por luz).

En este trabajo, se estudian este tipo de interacciones utilizando UPC de iones pesados ya que se esperan grandes flujos de fotones de cada núcleo, escalados como Z^2 , que proporcionan una alta tasa de colisiones fotón-fotón con energías de fotones que abarcan un amplio rango cinemático.

2.3. Dispersión Luz por Luz

Una de las características de las ecuaciones de Maxwell es su linealidad tanto en las fuentes como en los campos (eléctricos y magnéticos), de donde se sigue el principio de superposición [16]. Esto prohíbe procesos como dispersión luz por luz $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ (LbyL, light-by-light scattering), que es un proceso puramente cuántico.

Clásicamente, la luz no puede interactuar con la luz ya que los fotones, a pesar de ser los mediadores de las interacciones entre partículas cargadas eléctricamente, no llevan carga por sí mismos. Sin embargo, en QED se permite que los fotones pueden transformarse brevemente en pares virtuales de partículas y antipartículas (como fermión y antifermión). Entonces, existe la posibilidad de que estas partículas virtuales puedan recombinarse para crear pares de fotones reales en el estado final.

El resultado es que dos fotones, cada uno de los cuales produce un par virtual de partículas y antipartículas en el proceso, pueden dispersarse entre sí. Al hacerlo, cambian de dirección pero no pierden energía, por tanto, se trata de una interacción elástica.

En pocas palabras, la reacción $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ es un proceso raro del Modelo Estándar que ocurre mediante interacciones a 1-loop con partículas virtuales cargadas en QED [17].

Los diagramas de Feynman que representan este proceso serán de acuerdo a la norma que se utilice, en el caso de este trabajo se hace uso de la norma de Feynman - 't Hooft ($\xi = 1$), en la cual aparecen en el loop otros bosones escalares cargados y ghosts asociados al bosón W^\pm y combinaciones entre ellos.

Los diagramas de Feynman se muestran en las Figuras 2.5, 2.6 y 2.7.

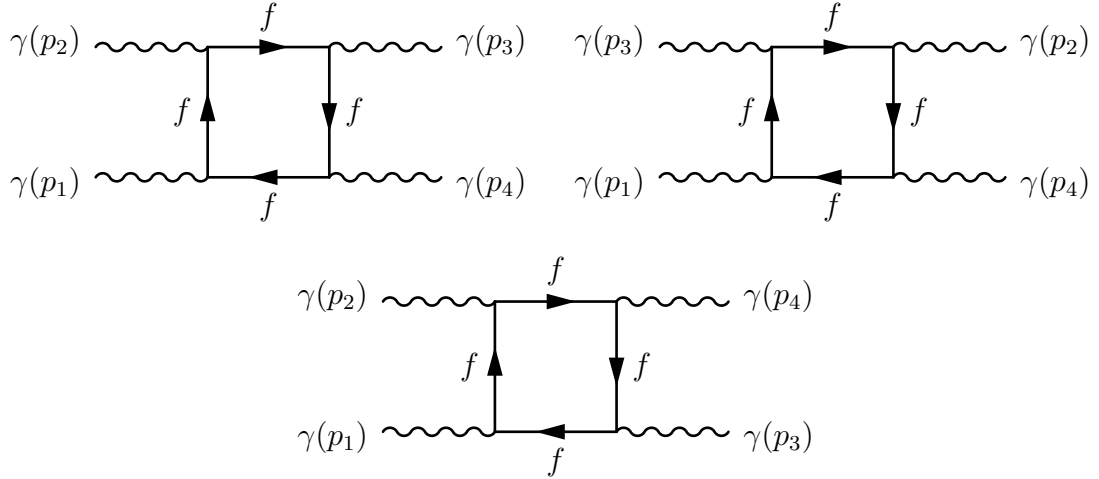


Figura 2.5: Diagramas de Feynman de caja virtuales para LbyL mediante loop de fermiones. Se deben considerar 3 diagramas más que resultan de intercambiar el flujo fermiónico en el loop.

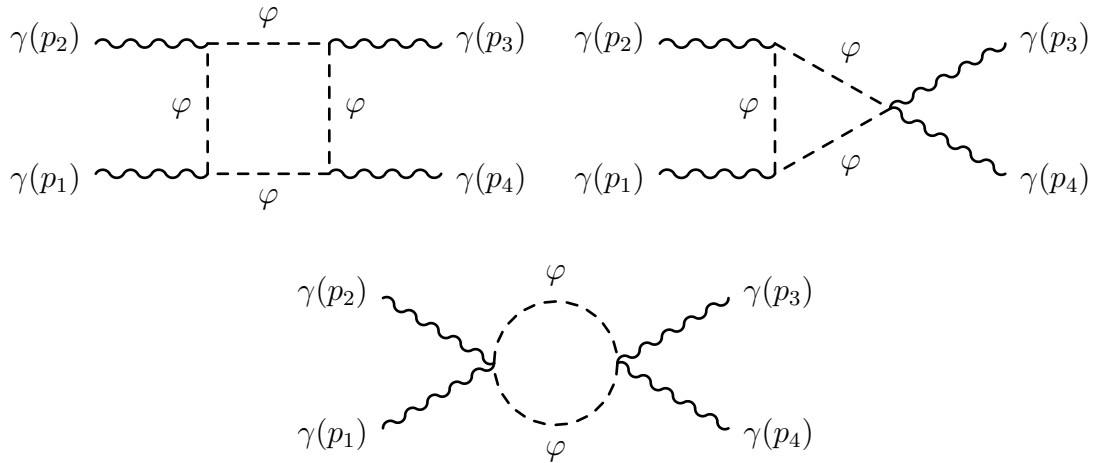


Figura 2.6: Diagramas de Feynman para LbyL con loop de partículas escalares φ^\pm .

En general, las partículas que contribuyen a este proceso son: fermiones, bosones W^\pm , escalares φ^\pm y ghosts u^\pm . Para fermiones solo se tienen diagramas de caja y en total son 6, considerando los intercambios entre fotones externos (3 diagramas) y cambiando la dirección del flujo fermiónico en el loop. En el caso

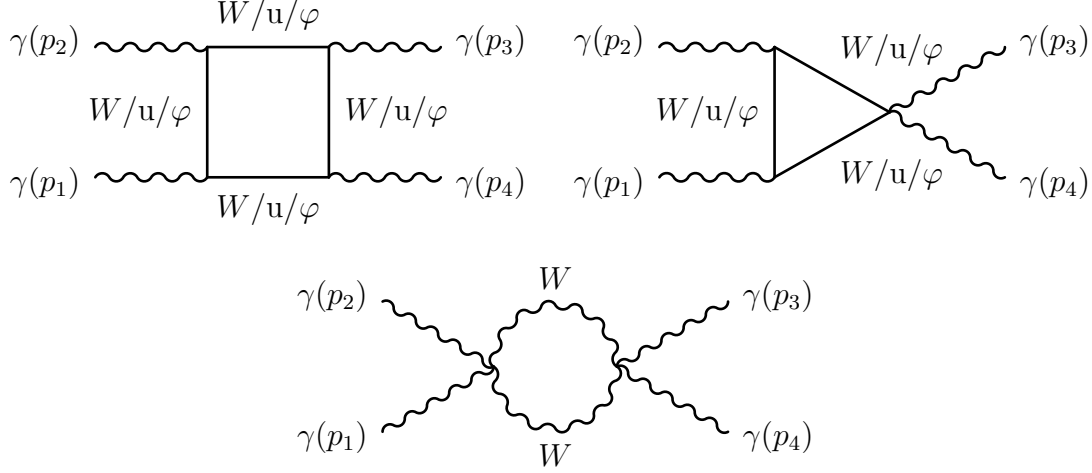


Figura 2.7: Diagramas de Feynman para LbyL con combinaciones entre bosones W^\pm , ghosts u^\pm y escalares φ^\pm (arriba); y con el bosón W^\pm dentro del loop (abajo).

del bosón W^\pm , los escalares y los ghosts se tienen diagramas de caja, triángulo y burbuja, a excepción de los últimos para ghosts. También se deben considerar los intercambios entre fotones externos y además tomar en cuenta las combinaciones entre este tipo de partículas en el loop.

2.3.1. Detección de LbyL en el LHC

Experimentalmente, el proceso $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ se puede estudiar en UPC de iones de plomo a alta energía. Dado que el flujo de fotones total en este tipo de colisiones es proporcional a Z^4 , así la sección eficaz del procesos se ve mejorada en comparación a colisiones protón-protón (pp).

Aunque $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ ya se había observado indirectamente en múltiples experimentos (momento magnético de los leptones e y μ), nunca se había observado directamente, la primera evidencia experimental en el LHC, fue establecida por el experimento ATLAS en 2017 con datos obtenidos de la Run 2 (2015) en UPC de PbPb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [18]. Posteriormente, con datos de la misma corrida

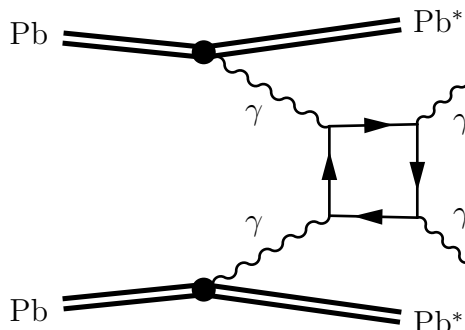


Figura 2.8: Diagrama esquemático de dispersión luz por luz en UPC de PbPb.

el experimento CMS confirmó el proceso [19].

Las gráficas de la Figura 2.9 muestran la distribución de masa invariante de difotones obtenidos por ambos experimentos, se observa una mínima cantidad de eventos, por tanto, se puede decir que se trata de un procesos muy suprimido. La Tabla 2.2 resume los resultados medidos, incluye también la medida mas reciente por ATLAS [20].

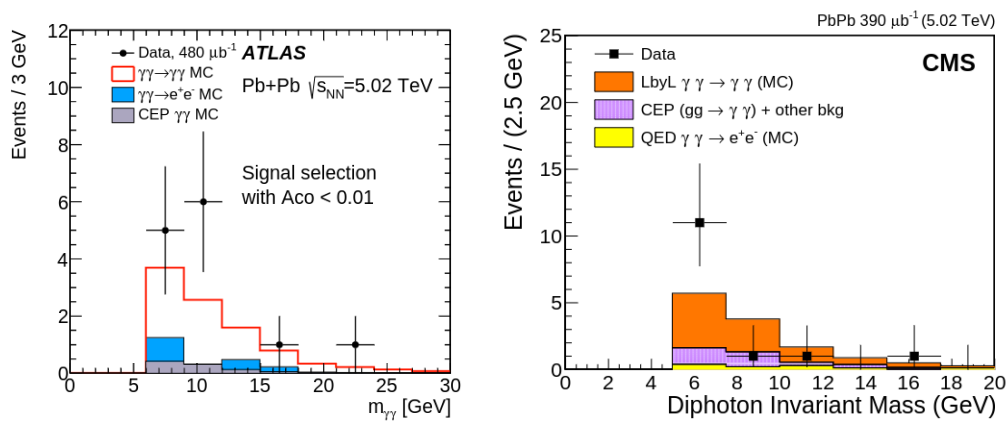


Figura 2.9: Masa invariante de difotones de los eventos observados en ATLAS (izquierda) y CMS (derecha). Se muestra la comparación de los datos (puntos) con las predicciones realizadas a través de simulaciones de MonteCarlo (histogramas).

El interés del estado final es la producción exclusiva de dos fotones, tomando

$\sqrt{s_{NN}}$	Año (\mathcal{L} [nb ⁻¹])	ATLAS	CMS
		σ_{fid} [nb] (eventos candidatos)	σ_{fid} [nb] (eventos candidatos)
5.02 TeV	2015 (0.48, 0.39)	70 ± 29 (13 eventos)	120 ± 46 (14 eventos)
	2018 (1.73)	78 ± 13 (59 eventos)	-

Tabla 2.2: Medición de LbyL a 5.02 TeV por los experimentos ATLAS y CMS.

en cuenta la reacción $\text{Pb} + \text{Pb} (\gamma\gamma) \rightarrow \text{Pb}^* + \text{Pb}^* \gamma\gamma$, siendo * una posible excitación electromagnética de los iones salientes, entonces la firma esperada son dos fotones uno frente a otro (back-to-back) azimutalmente en el calorímetro central y ninguna otra actividad en el detector. Esto se debe a que los iones de Pb^* escapan hacia el tubo del haz del LHC.

Por otro lado, el background (ruido de fondo) en UPC se ve relativamente reducido, no obstante, en este proceso se considera background dominante a la producción de dileptones $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$, específicamente dielectrones y la producción exclusiva central de difotones $gg \rightarrow \gamma\gamma$ (CEP, Central Exclusive Production). La Figura 2.10 muestra los diagramas para estos tipos de background.

2.3.2. Producción de Dileptones

Las UPC de iones pesados han mostrado una gran viabilidad para la producción de dileptones exclusivos en dos procesos principales: la dispersión fotón-pomeron (producción de un meson vectorial que decae a leptones) y las inter-

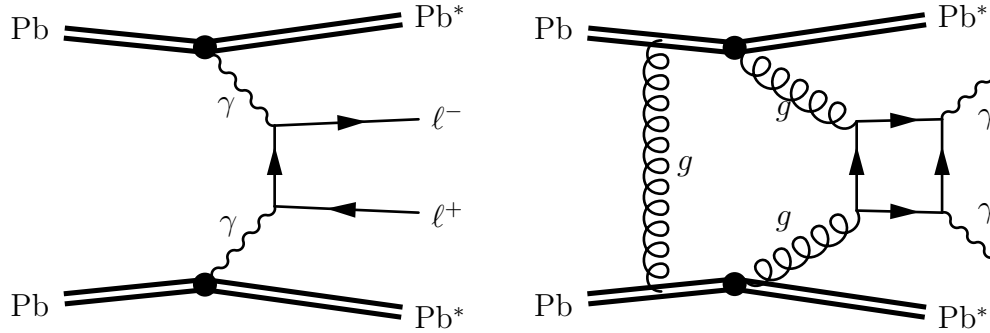


Figura 2.10: Diagramas esquemáticos del background dominante en interacciones fotón-fotón en UPC de PbPb. Izquierda: producción de dileptones. Derecha: producción exclusiva central de difotones.

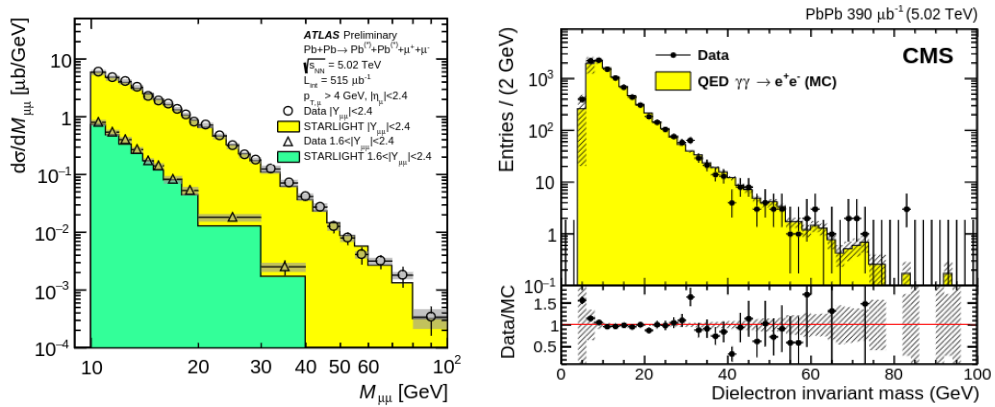


Figura 2.11: Izquierda: sección eficaz diferencial para la producción de dimuones respecto a la masa. Derecha: eventos exclusivos en la producción de dielectrón respecto a la masa.

acciones fotón-fotón ($\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$). Para ambos canales, es de esperarse un bajo momento transversal en el estado final de los pares producidos, lo que lleva a dileptones de carga opuesta back-to-back. En este estudio estos procesos son considerados señal de background.

La Figura 2.11 presenta la sección eficaz diferencial para la producción de dimuones y la medición de dielectrones en UPC de PbPb. Las mediciones fueron establecidas por los experimentos ATLAS [21] y CMS [19] respectivamente.

LbyL más allá del Modelo Estándar

Tanto las evidencias experimentales como las consideraciones teóricas sugieren que el Modelo Estándar está incompleto, lo que implica que es más adecuado tratarlo como una teoría efectiva en lugar de una teoría completa. En la búsqueda de tener esa teoría completa y fundamental, se exploran propuestas que incorporen nuevas partículas y/o sectores que van más allá del Modelo Estándar. Estas propuestas buscan dar respuesta a las limitaciones dentro del modelo actual, aspirando a proporcionar una comprensión más profunda de la naturaleza.

En QED, $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ procede al orden más bajo en la constante de estructura fina mediante diagramas virtuales a 1-loop que involucran fermiones y bosones W^\pm , lo cual es un proceso $O(\alpha_{\text{em}}^4) \approx 3 \times 10^{-9}$. Sin embargo, en varias extensiones del Modelo Estándar, son posibles contribuciones virtuales adicionales, lo que hace que la medición de LbyL sea sensible a nueva física [22].

Las colisiones de PbPb en el LHC presentan una deficiencia de luminosidad y energía que las considera no óptimas para el estudio de física más allá del Modelo Estándar. No obstante, dada la carga de los iones ($Z = 82$) en las UPC resulta una enorme mejora (Z^4) para la luminosidad coherente fotón-fotón y por ser $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ una reacción limpia en el detector, es posible utilizar este tipo de colisiones para la búsqueda de nueva física que se acople a fotones.

3.1. Simetrías

Uno de los resultados más relevantes de la física es el Teorema de Noether publicado en 1918 [23]. Este teorema establece una correspondencia entre simetrías y leyes de conservación, por lo que se consideró crucial en el desarrollo de la física moderna. El Modelo Estándar está construido bajo la invariancia de simetrías de norma. Además de las simetrías continuas, los Lagrangianos de las teorías fundamentales también pueden ser invariantes bajo simetrías discretas. Tres de estas simetrías discretas relevantes son:

- Simetría C: conjugación de Carga (C), el operador que cambia de signo todas las cargas de la partícula (partícula por antipartícula y viceversa).
- Simetría P: transformación de Paridad (P), la inversión espacial.
- Simetría T: transformación del Tiempo (T), la inversión temporal.

Por mucho tiempo fue aceptada la idea de que la paridad se conservaba, sin embargo, gracias al experimento de Wu en 1957 [24] se descubrió que en las interacciones débiles se violaba paridad, lo cual había sido propuesto por Yang y Lee. Poco tiempo después se descubrió la violación de CP también en las interacciones débiles [25]. En la actualidad es bien conocido el teorema de CPT que indica que cualquier teoría cuántica de campos local que presente covarianza de Lorentz y sea definida por un hamiltoniano hermítico, es invariante bajo una transformación CPT simultáneamente.

El caso de QCD, los grupos de simetría también tienen consecuencias importantes. El Lagrangiano de QCD presenta una aparente simetría $U(1)_A$ que no se realiza en el mundo real, ya que no produce un estado hadrónico ligero correspondiente. Esto se conoce como el problema de $U(1)$ discutido por Weinberg en

[26]. G. 't Hooft resolvió este problema tomando en cuenta el vacío de la QCD, donde se tiene un elemento no trivial que permite un término que viole CP en el Lagrangiano de QCD [27]. A pesar de ello, experimentalmente no se ha observado la violación de CP, por lo que se considera que el parámetro que rige este término es muy pequeño.

Generalmente esto se conoce como el problema fuerte de la violación de CP. Como una posible solución a este problema se plantea el mecanismo de Peccei-Quinn de donde surgen los axiones [28].

3.2. Mecanismo de Peccei y Quinn

Una de las soluciones al problema fuerte de la violación de CP es la propuesta por Peccei y Quinn en 1977 [29]. El mecanismo conocido como Peccei-Quinn (PQ) se basa en la introducción del axion [30], un campo escalar denotado por $a(x)$. Para visualizar el problema, se parte de que la estructura compleja del vacío en teorías de norma no abelianas conduce a un término adicional en el Lagrangiano de QCD [31]:

$$\mathcal{L}_\theta = \theta \frac{g_s^2}{32\pi^2} G_a^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a, \quad (3.1)$$

donde g_s es la constante de acoplamiento fuerte, $G_a^{\mu\nu}$ es el tensor gluónico, $\tilde{G}_{\mu\nu}^a \equiv \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} G_a^{\alpha\beta}$ y θ es un parámetro libre que preserva todas las simetrías. Incluyendo las interacciones débiles se tiene un término general de masa de quarks en el Lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = \bar{q}_{iR} M_{ij} q_{jL} + h.c., \quad (3.2)$$

con M_{ij} la matriz compleja de masa de quarks que debe diagonalizarse. De esta manera, θ adquiere una contribución adicional en la teoría completa. Por lo tanto,

3. LBYL MÁS ALLÁ DEL MODELO ESTÁNDAR

el coeficiente del Lagrangiano se convierte en:

$$\bar{\theta} = \theta + \arg \det M, \quad (3.3)$$

esto resuelve el problema de $U(1)_A$, sin embargo, resolver el problema $U(1)_A$ lleva a un nuevo problema de ajuste fino conocido como el problema fuerte de CP. El Lagrangiano total de QCD incluye un término con violación de CP, pero no existe indicio experimental de violación de CP en interacciones fuertes. Una observable de violación de CP más sensible al valor de θ es el momento dipolar eléctrico, que en el caso del neutrón, el término θ conduce a un momento dipolar eléctrico del orden de $|d_n| \approx \times 10^{-16} \bar{\theta}$ e cm [32]. Los resultados experimentales indican que $d_n < 3 \times 10^{-26}$ e cm [33]. Este límite implica que $|\bar{\theta}| \lesssim 10^{-10}$ que es en realidad el problema fuerte de violación de CP (Strong CP problem).

Para resolver el problema fuerte de violación CP es necesaria una simetría casi-invariante bajo un desplazamiento $a \rightarrow a + \alpha f_a$, con α el parámetro fase de la transformación y f_a un parámetro asociado al rompimiento de $U(1)_{PQ}$. Esta simetría $U(1)_{PQ}$ convierte el parámetro fijo $\bar{\theta}$ en un campo dinámico. Cuando exista rompimiento espontáneo de la simetría, surge un pseudo bosón de Nambu-Goldstone, el axion [31]. El Lagrangiano completo es de la forma:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \bar{\theta} \frac{g_s^2}{32\pi^2} G_a^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a + \mathcal{L}_{\text{PQ}}, \quad (3.4)$$

donde

$$\mathcal{L}_{\text{PQ}} = -\frac{1}{2} \partial_\mu a \partial^\mu a + \mathcal{L}_{\text{int}} \left[\frac{\partial^\mu a}{f_a}, \psi \right] + \xi \frac{a}{f_a} \frac{g_s^2}{32\pi^2} G_a^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a, \quad (3.5)$$

siendo ψ un campo en la teoría y ξ un parámetro dependiente del modelo. Además, el último término actúa como un potencial efectivo para el campo del axion, con un mínimo en:

$$\left\langle \frac{\partial V_{\text{eff}}}{\partial a} \right\rangle = \xi \frac{1}{f_a} \frac{g_s^2}{32\pi^2} \langle G_a^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}^a \rangle = 0, \quad (3.6)$$

esta expresión se satisface con el valor esperado del vacío del axion $\langle a \rangle = -\frac{\bar{\theta} f_a}{\xi}$. Con este valor, el término $\bar{\theta}$ se cancela dinámicamente, resolviendo el problema fuerte de la violación de CP.

3.3. Axiones

En general, los axiones se describen mediante un solo parámetro f_a , pero queda cierta libertad en su implementación exacta. Esto da lugar a diferentes modelos de axiones con acoplamientos ligeramente diferentes a quarks, leptones y fotones. Uno de los modelos de axion descartados es el de axion invisible, este modelo dice que si los axiones tuvieran masa entre keV y MeV, entonces tendrían acoplamientos lo suficientemente grandes como para ser detectados experimentalmente, pues f_a estaba relacionada con la ruptura electrodébil. Sin embargo, su búsqueda fue nula.

Un modelo prometedor describe que se debe utilizar un campo escalar que no esté relacionado con la escala electrodébil. De esta manera, se puede introducir un campo escalar singlete $SU(2) \times U(1)$ con valor esperado del vacío $\frac{f_a}{\sqrt{2}}$, siendo f_a una escala grande de energía a la cual la simetría se rompe espontáneamente. Además, si se toma $f_a \gg f_{EW}$ el resultado es una masa del axion pequeña e interacciones muy débiles. Este modelo es conocido como axiones invisibles [31]. Además, por la parte astrofísica son considerados candidatos a materia oscura fría tomando en cuenta las transiciones de fase que se dan a ciertas temperaturas en QCD. Se describen brevemente dos clases de este modelo:

- Un tipo de modelo de axion invisible es el que se describe en el modelo KSVZ [36, 37]. En este caso, sucede que el mecanismo PQ a bajas energías se desacopla de las partículas ordinarias dando lugar a que los axiones solo interactúen con la materia a través del acoplamiento con dos gluones.

- Otro modelo es el DFSZ [34, 35] que se puede considerar como una mezcla del Modelo Estándar y el modelo KSVZ, aquí se toma un campo escalar con singlete electrodébil como el anterior y dos campos de Higgs dobletes electrodébiles. El resultado es que surgen acoplamientos del axion a leptones cargados además de nucleones y fotones.

3.4. Axion-Like Particles

Las partículas tipo axion (ALP, Axion-Like Particles) aparecen en teorías con simetrías globales rotas espontáneamente, aproximadas como pseudo bosones de Nambu-Goldstone con acoplamientos y masas independientes, y pueden tener masas de hasta la escala de los TeV. Debido a que tienen un débil acoplamiento con la materia y la radiación, es muy difícil la búsqueda de estas partículas. Sin embargo, un enfoque prometedor es la búsqueda mediante el acoplamiento a fotones. Es aquí donde se toma en cuenta que LbyL es un canal limpio para la búsqueda de ALP ya que en caso de que existieran estas partículas, de manera experimental se considerarían como un background en la reacción $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$.

Los ALP se acoplan al sector electromagnético mediante la siguiente Lagrangiana efectiva [38]:

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = \frac{1}{2}(\partial a)^2 - \frac{1}{2}M_a^2 a^2 - \frac{1}{4}\frac{k}{\Lambda}aF^{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}, \quad (3.7)$$

donde a es el ALP pseudoescalar, M_a su masa, $\frac{k}{\Lambda}$ la constante de acoplamiento, $F^{\mu\nu}$ el tensor de campo electromagnético y $\tilde{F}_{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}F^{\alpha\beta}$. Se puede reescribir el acoplamiento de ALP- $\gamma\gamma$ en términos de los campos eléctricos \mathbf{E} y magnéticos \mathbf{B} como:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{k}{\Lambda}a\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}, \quad (3.8)$$

que implica que los fotones pueden mezclarse con ALP en presencia de campos

electromagnéticos. La anchura de decaimiento de los ALP a fotones está dada por:

$$\Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{64\pi} \frac{k^2 M_a^3}{\Lambda^2}. \quad (3.9)$$

Los diagramas de Feynman para este proceso considerando todos los canales de decaimiento se muestran en la Figura 3.1. En principio, cualquier partícula que se acople a fotones podría ser producida y decaer en dos fotones a través de un proceso en canal s : $\gamma\gamma \rightarrow X \rightarrow \gamma\gamma$, en este caso $X = a$ el ALP.

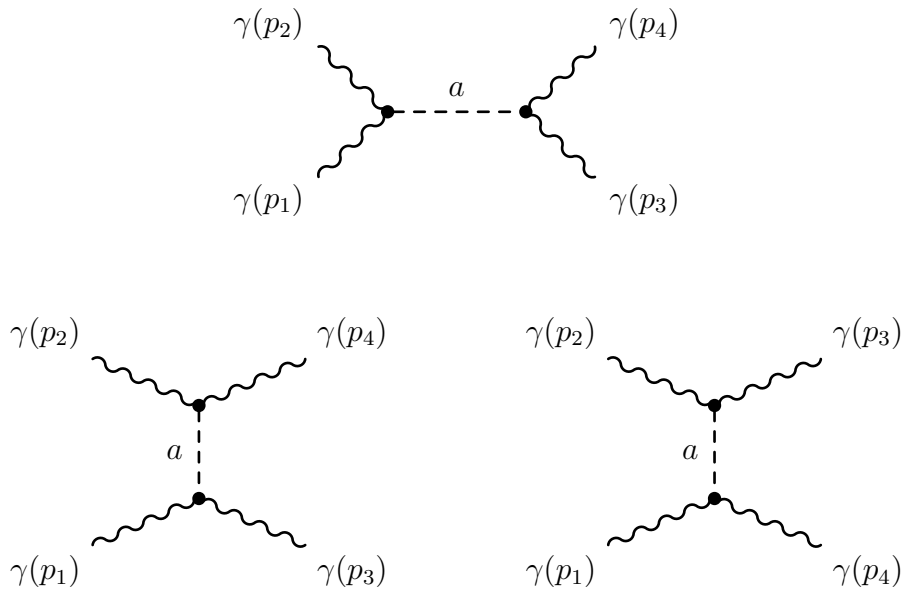


Figura 3.1: Diagramas de Feynman del acoplamiento de ALP- $\gamma\gamma$ para los canales s (arriba), t y u (abajo) respectivamente.

Existen dos señales de background importantes en la búsqueda de ALP mediante la reacción $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$, el primero de ellos es la producción exclusiva de fotones que dan lugar a dispersión LbyL y el segundo es la producción de falsos fotones generados por electrones, es decir, producción de dileptones. En ambos casos, las señales presentan una distribución decreciente en la masa invariante $M_{\gamma\gamma}$ y pueden llegar a ser mínimos utilizando cierta selección de eventos y cortes experimentales en el análisis.

3. LBYL MÁS ALLÁ DEL MODELO ESTÁNDAR

Experimentalmente, la señal de ALP sería visible como una resonancia en la distribución de la masa invariante de difotones, superpuesta a la señal de luz por luz y otros procesos de background ya mencionados. Tanto las colaboraciones ATLAS como CMS, han realizado búsquedas para establecer límites de ALP en las regiones de masa invariante de difotones entre 5 GeV y 100 GeV, sin embargo, con la actualización del experimento ALICE (ALICE 3) se prevé explorar regiones con masas invariantes pequeñas, es decir, entre los 50 MeV y 5 GeV.

En la Figura 3.2 se muestran las restricciones o límites en el espacio de parámetros $(M_a, \frac{1}{\Lambda})$ que se derivan a partir de búsquedas existentes y futuras para los ALP.

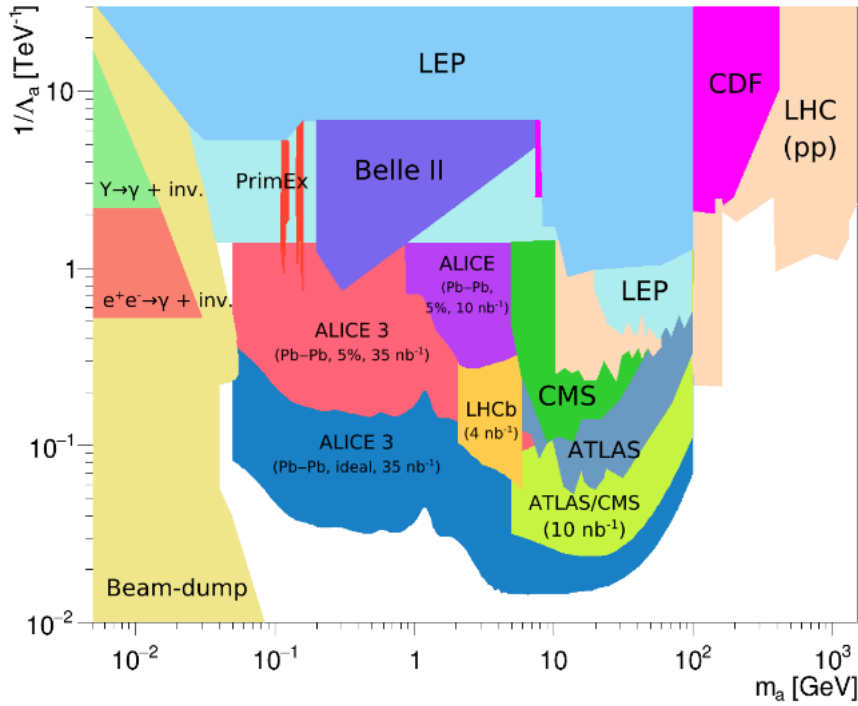


Figura 3.2: Límites en el plano $(M_a, 1/\Lambda)$ de búsquedas existentes y futuras de ALP.

Detectores Experimentales

Para ver objetos necesitamos luz cuya longitud de onda sea similar al tamaño del objeto que deseamos observar. Es por ello, que en Física de Partículas cuando se quiere “ver” muy pequeño es necesario longitudes de onda pequeñas o frecuencias grandes, es decir, altas energías. En la actualidad se ha logrado la creación de grandes laboratorios experimentales donde se estudian regímenes de energía nunca antes explorados y donde constantemente se genera información experimental para afirmar o descartar las teorías propuestas.

Particularmente, la Física Experimental de Altas Energías utiliza para su estudio diferentes detectores de partículas que son dispositivos usados para rastrear e identificar partículas de alta energía, como pueden ser las producidas por desintegración radioactiva, la radiación cósmica o las provenientes de una colisión en un acelerador de partículas.

Dada la importancia de estos detectores y la física que se puede estudiar después de una colisión, es conveniente conocer las configuraciones experimentales que se implementan para producir y registrar los datos de las colisiones. También, es igualmente importante destacar los estudios previos realizados mediante simulaciones de eventos de MonteCarlo, los cuales permiten realizar comparaciones fundamentales y dar perspectivas de estudios sobre ciertos fenómenos.

4.1. El Gran Colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de Hadrones o más conocido como (LHC, Large Hadron Collider) [39] es el acelerador de partículas más grande y poderoso del mundo. Se encuentra en CERN (Organización Europea para la Investigación Nuclear) para estudiar de manera experimental la Física de Partículas del Modelo Estándar y teorías más allá. Lo hace mediante la aceleración y colisión de haces de núcleos atómicos a muy altas energías.

Está instalado en un túnel que anteriormente era ocupado por el LEP (Large Electron-Positron Collider) de 26.7 kilómetros de circunferencia y a una profundidad de entre 45 y 170 metros bajo tierra debajo de la frontera entre Francia y Suiza, cerca de Ginebra.

Desde noviembre de 2009 [40], fecha en que se produjeron las primeras colisiones de protones a $\sqrt{s} = 900$ GeV se han realizado corridas: Run 1 en el periodo entre 2009-2013, un periodo de actualización entre 2013-2015, Run 2 2015-2018, actualización entre 2018-2022 y Run 3 en fechas actuales (2022-2025) de donde ya se han recolectado datos alcanzando energías de $\sqrt{s} = 13.6$ TeV (protones) y $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV (iones de Pb). Cabe resaltar que desde su puesta en marcha, el LHC ha realizado experimentos con una energía y luminosidad cada vez mayores en haces p, Pb y Xe.

4.1.1. Dispositivos de Aceleración

El LHC es un acelerador de tipo sincrotrón que colisiona dos haces que viajan en sentido contrario en cuatro puntos de interacción a lo largo de su circunferencia.

Se basa en imanes superconductores de Nb-Ti (Niobio-Titanio) refrigerados por helio superfluido a temperaturas inferiores a 2 K. Al lograr una energía de haz

de 7 TeV, los imanes producen una intensidad de campo magnético que permite alcanzar los 8.3 T. Se utilizan cuatro sistemas de radiofrecuencia para capturar, acelerar y almacenar los haces inyectados.

Otra de las características del LHC es la luminosidad \mathcal{L} que depende de los parámetros del haz y se expresa como:

$$\mathcal{L} = \frac{fnN^2}{A}, \quad (4.1)$$

con f la frecuencia de revolución, n el número de paquetes por haz, N el número de partículas por paquete y A el área de la sección transversal de los haces. Ahora bien, el número de eventos por segundo generados en las colisiones del LHC está dado por:

$$N_{event} = \mathcal{L}\sigma_{event}, \quad (4.2)$$

donde σ_{event} es la sección eficaz del evento en estudio [39].

A la fecha, se ha registrado que el LHC tiene la capacidad de acelerar con energías máximas de $\sqrt{s} = 14$ TeV en el caso de protones y $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV para iones de plomo y luminosidades de $\mathcal{L} = 10^{34}$ cm⁻²s⁻¹ y $\mathcal{L} = 10^{27}$ cm⁻²s⁻¹ respectivamente.

El túnel del LHC está conectado con el resto del complejo de aceleradores del CERN mediante dos túneles de transferencia (denominados TI2 y TI8) de aproximadamente 2.5 kilómetros de longitud.

En la Figura 4.1 se presenta una imagen simplificada del LHC y su cadena de inyectores. Los aceleradores lineales (LINAC) están presentes al comienzo de la cadena de inyección: LINAC2 se utiliza como acelerador de protones y LINAC3 como acelerador de iones.

El haz de protones producidos por ionización de hidrógeno llega al LINAC2 que los acelera a 50 MeV y los ingresa al Síncrotrón de Protones (BOOSTER),

4. DETECTORES EXPERIMENTALES

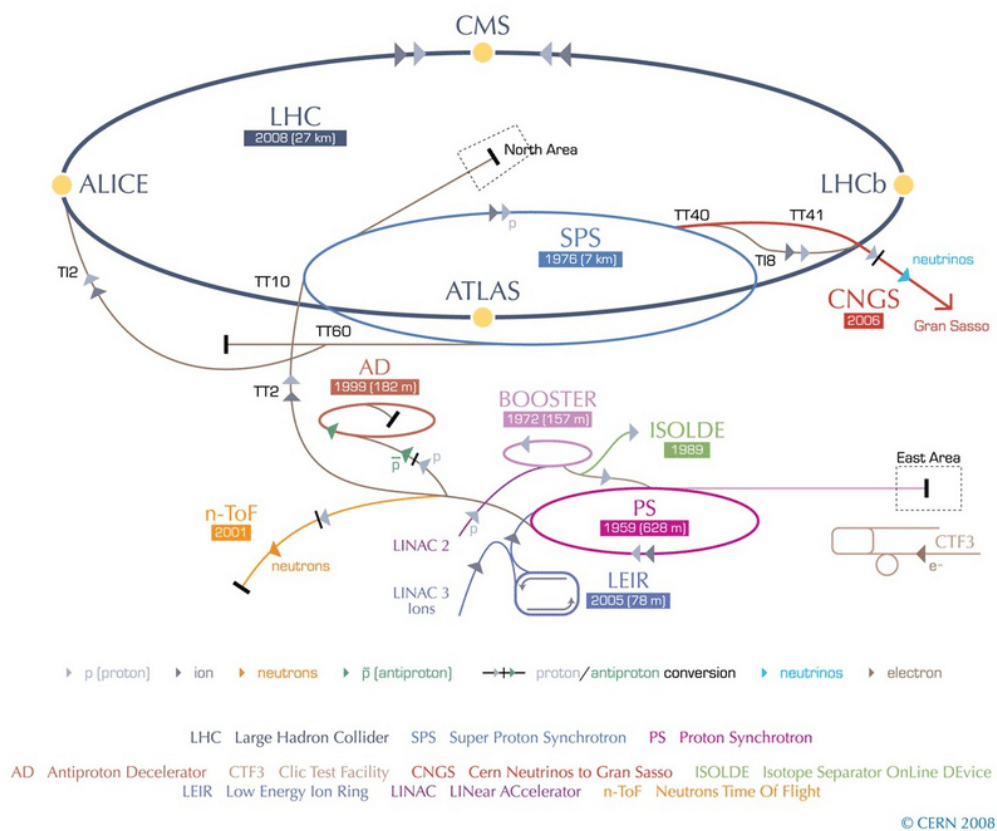


Figura 4.1: Cadena de inyección y aceleración del CERN para experimentos del LHC.

este los acelera aún más a 1.4 GeV y agrega el haz a otro Sincrotrón de Protones (PS) donde los protones se aceleran alcanzando una energía de 25 GeV antes de la eyección hacia el Super Sincrotrón de Protones (SPS). El SPS acelera el haz de protones hasta 450 GeV y finalmente es inyectado el haz al LHC.

En el caso del haz de iones de plomo (Pb^{27+}) producido que llega al LINAC3, este los acelera a 4.2 MeV/n y los iones Pb^{27+} son eliminados por una lámina de carbono para convertirse en Pb^{54+} , luego entran al Anillo de Iones de Baja Energía (LEIR) que les proporciona una energía de salida de 72.2 MeV/n. De manera similar al caso de protones, el haz entra al PS donde mediante una hoja de aluminio pasan a ser Pb^{82+} con energía de 5.9 GeV/n y se introduce el haz al

SPS que los acelera hasta 177 GeV/n para finalmente ser inyectados al LHC.

4.1.2. Experimentos del LHC

La Figura 4.1 indica las ubicaciones de cuatro experimentos principales en la ruta del LHC (puntos amarillos). Estos están situados en puntos estratégicos de interacción donde se produce el cruce del haz y tienen su propio propósito, además de tener su propia colaboración.

- **ATLAS** (A Toroidal LHC ApparatuS) [41]: El objetivo principal es estudiar el mecanismo de Higgs y buscar la física más allá del Modelo Estándar, aunque la colaboración también trabaja en física de iones pesados.
- **ALICE** (A Large Ion Collider Experiment) [42]: Es un detector que tiene como objetivo un estudio preciso de QCD en condiciones extremas (Plasma de Quarks y Gluones), especialmente a través de física de iones pesados.
- **CMS** (Compact Muon Solenoid) [43]: Es un detector multipropósito, con primer objetivo la medición precisa de las propiedades del bosón de Higgs y los acoplamientos con otras partículas, así como una búsqueda de la física más allá del Modelo Estándar y física de iones pesados.
- **LHCb** (Large Hadron Collider beauty) [44]: Se dedica principalmente a medir procesos físicos raros que involucran quarks b , violación de CP y la búsqueda de física más allá del modelo Estándar en el sector del sabor, así como física de iones pesados.

4.2. Experimento ALICE

El único experimento diseñado y construido específicamente para centrarse en el estudio de colisiones de iones pesados de alta energía dentro del anillo del

4. DETECTORES EXPERIMENTALES

LHC es el Experimento ALICE [45]. Tiene por objetivo caracterizar la física de la materia que interactúa fuertemente a densidades de energía y temperatura extremas, donde se forma una fase de la materia llamada plasma de quark y gluones.

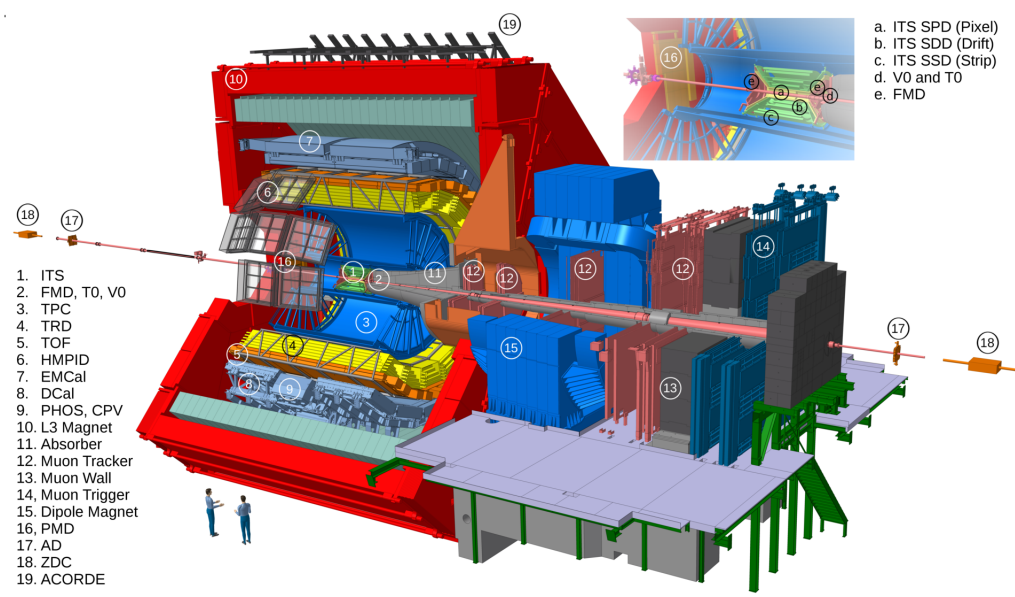


Figura 4.2: Experimento ALICE: se muestran sus diferentes detectores.

ALICE de 10,000 toneladas de peso y dimensiones de 26 m de largo, 16 m de alto y 16 m de ancho está conformado por 19 sistemas de detección, cada uno con su propia tecnología y diseño específico, impulsados tanto por los requerimientos físicos como por las condiciones del experimento esperadas en el LHC. Una característica de ALICE es que utiliza casi todas las técnicas conocidas de Identificación de Partículas (PID): pérdida de energía, tiempo de vuelo, radiación de transición y de Cherenkov, calorimetría electromagnética, filtros de muones y reconstrucción topológica de desintegraciones [46]. Por lo que puede medir en un amplio rango de momento transversal con una buena resolución para bajo p_T .

En general, los componentes de ALICE se clasifican en dos categorías prin-

cipales: calorímetros y trackers. Los calorímetros están diseñados para medir la energía de las partículas a medida que atraviesan el detector, capturando los fotones generados durante el paso de la partícula. Esta información se recopila y utiliza posteriormente para determinar la energía de la partícula que ha interactuado con el detector. Por otro lado, los trackers son detectores diseñados para reconstruir la trayectoria de las partículas a medida que atraviesan el detector, interactuando mínimamente con ellas para no afectar su trayectoria.

La parte central, que cubre un ángulo polar de 45° a 135° , está incrustada en un solenoide magnético L3. El sistema de detección consiste principalmente de un sistema interno de rastreo de trazas conformado por detectores de silicio (ITS), una cámara de proyección temporal (TPC), un detector de tiempo de vuelo (TOF), un detector de transición de radiación (TRD), la identificación de partículas de alto momento (HMPID), el espectrómetro de fotones (PHOS) y un calorímetro electromagnético (EMCal), donde los cinco primeros son capaces de identificar los tipos de partículas que emergen de la colisión. Además, todos ellos (excepto HMPID, PHOS y EMCal) cubren el ángulo azimutal completo.

El espectrómetro de muones consiste de un conjunto de absorbentes, un dipolo magnético, así como 14 planos de rastreo y cámaras de discriminación de trazas. ALICE también cuenta con varios detectores pequeños (ZDC, PMD, FMD, T0, V0) para la caracterización y discriminación de eventos globales. Un arreglo de centelladores (ACORDE), ubicado en lo alto del magneto L3, es usado para discriminar rayos cósmicos.

El sistema de coordenadas que se utiliza en el experimento ALICE se trata de un sistema cartesiano ortogonal de mano derecha. Tiene origen en el punto de interacción 2, donde el eje z es paralelo a la dirección del haz del LHC (antihorario), el eje x es horizontal y apunta hacia el centro de la circunferencia del LHC

y finalmente el eje y es vertical y apunta hacia arriba. La Figura 4.3 ilustra el sistema de coordenadas mencionado.

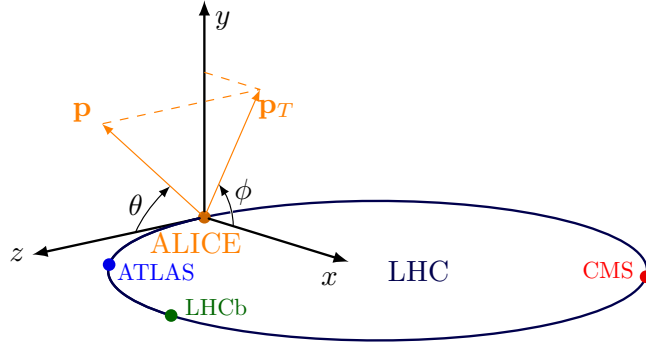


Figura 4.3: Sistema de coordenadas en ALICE-LHC.

4.2.1. ALICE 3

Recientemente, el experimento ALICE ha tenido su periodo de actualización [47], la nueva versión del experimento se hace llamar ALICE 2 para el periodo de la Run 3 (2022-2025) en el que se han alcanzado una energía del centro de masa para iones de plomo de 5.36 TeV y la Run 4 propuesta para el periodo 2026-2028.

ALICE 3 [48] es la actualización para la Run 5 (2035) y Run 6, esta actualización brindará la oportunidad de extender los estudios mediados por fotones a bajo p_T que no son accesibles para otros experimentos del LHC. Se contará con una amplia región de pseudorapidez η en el detector (ECAL y FCT), que proporciona una ventaja para la selección de estados finales exclusivos en las UPC.

La medida experimental de dispersión LbyL por ATLAS y CMS se limitó a $m_{\gamma\gamma}$ superiores a 5 GeV, con una precisión limitada por las incertidumbres estadísticas. ALICE 3 brindará la posibilidad de extender estas mediciones a $M_{\gamma\gamma}$ bajas, lo que significa una gran reducción del background dado por fotones que

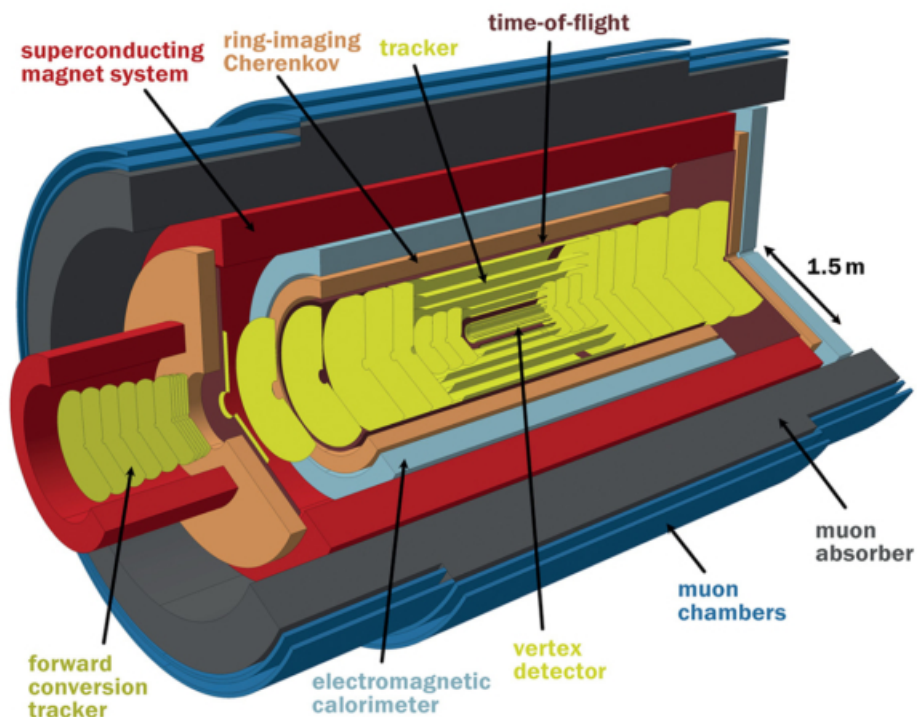


Figura 4.4: Propuesta del Experimento ALICE 3.

proviene de desintegraciones de muchos mesones (en particular, π^0 y η) y bariones producidos en tales colisiones. Las fuentes de este tipo de fotones comprenden fotones de colisiones inelásticas, así como de bremsstrahlung. En [48] se discuten escenarios creados mediante simulaciones de MonteCarlo para dispersión LbyL donde se muestra que para bajos valores de $M_{\gamma\gamma}$ la señal LbyL es dominante respecto al background considerando las especificaciones del calorímetro electromagnético.

4.3. Simulación

En Física de Altas Energías, las simulaciones desempeñan un papel esencial para comprender y predecir los fenómenos observados. Los generadores de Monte-

Carlo (MC), son herramientas computacionales que utilizan métodos estadísticos para simular eventos físicos y se han convertido en técnicas fundamentales en la investigación de partículas elementales.

4.3.1. Generadores de Eventos MC

Los generadores de MonteCarlo permiten modelar detalladamente procesos que son difíciles de estudiar directamente en experimentos o bien, imposibles. Como son colisiones de partículas, decaimientos e interacciones, este tipo de simulaciones brindan una representación con cierta precisión y de manera detallada de los eventos. También, permiten optimizar y diseñar configuraciones experimentales. Esto ayuda a seleccionar parámetros, determinar la sensibilidad de los detectores y evaluar la eficiencia de recolección de datos. Lo cual es clave en la construcción de experimentos.

En experimentos como LHC, es crucial distinguir las señales de interés de los eventos de background. En este sentido, los generadores de MonteCarlo facilitan la simulación de este tipo de eventos, permitiendo desarrollar estrategias de identificación de señales y mejorar la precisión en la detección de nuevas partículas.

En el caso de modelos teóricos MonteCarlo resulta de gran ayuda, ya que permite explorar el espacio de parámetros por lo que se pueden probar diversas teorías y escenarios, ajustando parámetros y observando los resultados simulados, lo que contribuye a la validación o refutación de modelos propuestos.

Algunos ejemplos de estos generadores de eventos son: SUPERCHIC [49], STARLIGHT [50] y MadGraph5_aMC@NLO, siendo este último el generador de eventos MC que se utiliza en el desarrollo de este estudio y del cuál se aborda a continuación.

4.3.1.1. MadGraph5_aMC@NLO

MadGraph5_aMC@NLO [51] (Matrix Elements for Multi-Process Generation at Next-to-Leading Order) es un generador de eventos para física de partículas que genera diagramas de Feynman. Se utiliza para calcular amplitudes de matriz, éstas son expresiones matemáticas que describen la probabilidad de que ocurra un determinado proceso de dispersión de partículas. Las amplitudes de matriz se calculan a nivel de árbol y de orden siguiente (NLO).

Después de calcular las amplitudes de matriz, genera eventos simulados que describen el resultado de las colisiones de partículas en el experimento. Esto se hace utilizando métodos de MonteCarlo para muestrear de manera eficiente el espacio fase y generar eventos de manera estadística. Lo anterior proporciona diversos modelos para el análisis de física del Modelo Estándar y más allá.

MadGraph5_aMC@NLO se puede combinar con herramientas de hadronización a nivel detector para modelar las interacciones de partones y la fragmentación de hadrones, proporcionando así una descripción completa de los eventos simulados. Este software necesita de información que viene de Cards para su ejecución, dos cards características son: la param_card que guarda la información del modelo como son las partículas, las masas, los decaimientos, etc. Mientras que la run_card es aquella que tiene la información para la generación del evento, como es el tipo de haz, la energía de la colisión, los cortes a utilizar, etc.

En este estudio se utiliza MadGraph5_aMC@NLO con la implementación de un código: gamma-UPC. Este código produce estado finales exclusivos mediante fusión de fotones en UPC de protones y/o núcleos. Es decir, asegura que el proceso generado sea en UPC. Así, es posible calcular secciones eficaces con el método EPA utilizando flujos de fotones derivados de los momentos dipolares eléctricos (EDFF) y los factores de forma de carga (chFF) [14].

Análisis y Resultados

Una gran cantidad de las partículas que son producidas en un acelerador de partículas tienen un periodo de vida muy corto, es decir, decaen rápidamente en otras partículas ligeras ya conocidas. Una vez producida la colisión, las partículas ligeras son detectadas y mediante una reconstrucción de sus señales a través de los diferentes detectores se deduce la existencia de la partícula principal que fue producida inicialmente. Es bien conocido que solo una pequeña fracción de las colisiones que ocurren en el punto de interacción contemplará procesos físicos de interés para cada análisis.

Los datos recolectados a través de los experimentos, como resultado de las colisiones, carecen de valor por sí mismos y requieren ser procesados. Entre los retos que se tienen en la física de partículas experimental está el de extraer los datos de señales raras que se encuentran mezclados con otro tipo de señales que no son de interés (background) y surgen en los procesos físicos conocidos. En este sentido, es común realizar técnicas de análisis de datos avanzadas con el uso de métodos estadísticos y software que permiten analizar, comparar y generar perspectivas con el uso de modelos, buscando crear conexiones y determinando consecuencias.

En el caso de este estudio, no se cuentan con datos experimentales que pueden

ser procesados y analizados, sin embargo, se utilizan simulaciones de eventos MonteCarlo que permiten dar una interpretación de los procesos a analizar y posibles perspectivas para su detección.

5.1. Dispersión Luz por Luz

Utilizando el generador de eventos de MonteCarlo MadGraph5_aMC@NLO + gamma-UPC se realizaron simulaciones a nivel partónico en UPC a 5.02 TeV para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ a 1-loop en el Modelo Estándar. Estas simulaciones siguen el código:

```
import model loop_qcd_qed_sm
generate a a > a a [noborn=QED]
output gaga_gaga_sm
launch gaga_gaga_sm
```

La primera línea indica que se importa el modelo a 1-loop, después se genera el proceso $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, se indica que no tiene contribución a nivel de árbol y que sea en QED, por último, se genera el repositorio donde se tendrán las cards e información del proceso y se lanza para la simulación correspondiente.

Se realizaron tres tipos de simulaciones, en un primer caso tomando en cuenta un loop de fermiones, luego un loop de W^\pm (donde también se incluyen los escalares cargados φ^\pm y los ghosts u^\pm) y finalmente, el total (fermiones y bosones W^\pm). La forma de seleccionar cada tipo de simulación cambia el código al momento de utilizar `generate`, cuando sólo se deben considerar ciertas partículas en el loop se usa: `generate a a > a a (Restricción) [noborn=QED]`, a continuación los casos (donde se restringen partículas):

```
/ w+ w- g+ g- ghwp ghwp~ ghwm ghwm~
```

/ u u $\tilde{}$ c c $\tilde{}$ d d $\tilde{}$ s s $\tilde{}$ b b $\tilde{}$ t t $\tilde{}$ e+ e- mu+ mu- ta+ ta-

la primera línea se utiliza cuando solo se requieren fermiones en el loop, mientras que la segunda indica que solo hay que considerar los bosones W^\pm , sus escalares y ghosts. Cuando se requiere considerar todas las partículas en el loop no es necesario hacer ninguna restricción como es el caso del total que se presenta al inicio. La distribución de los tres casos considerados se muestra en el gráfico de la Figura 5.1.

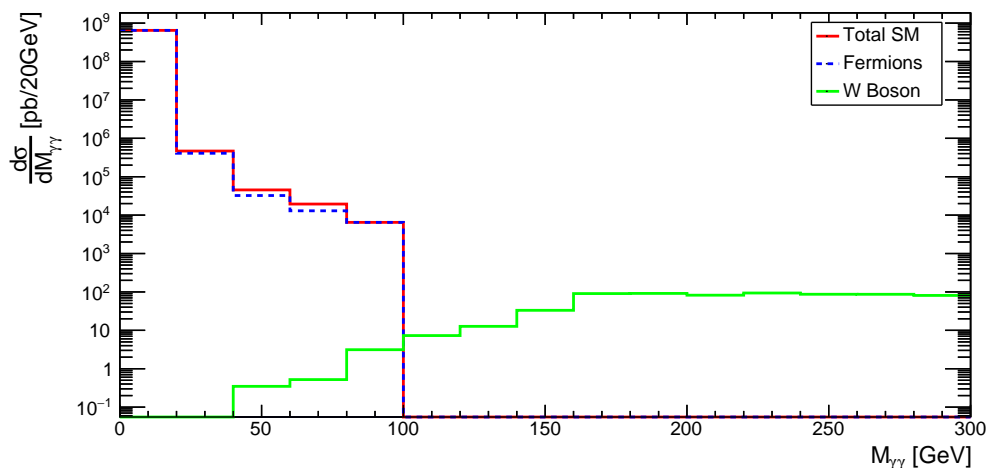


Figura 5.1: Sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante de difotones en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

Se observa que para $M_{\gamma\gamma}$ por debajo de los 100 GeV dominan las contribuciones de los fermiones en el loop (línea azul punteada), mientras que para $M_{\gamma\gamma}$ superiores a 39 GeV empieza a contribuir el bosón W^\pm (línea verde), incluso es evidente que su mayor contribución es para $M_{\gamma\gamma} \geq 2M_W$ como lo indica la literatura [17]. Ahora bien, considerando todas las contribuciones del Modelo Estándar en el loop (línea roja) se observa un traslape casi completo con la contribución fermiónica, aunque existe una pequeña discrepancia. Esto se debe a que la contribución del bosón W^\pm podría ser insignificante en comparación con la fermiónica

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

y por tanto el generador de eventos puede despreciar esas contribuciones cuando hace el cálculo completo.

En este estudio es de interés la dispersión luz por luz ($\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$) mediada por la contribución fermiónica en el loop y tomando en cuenta los cortes experimentales propuestos en la actualización del experimento ALICE para las Run 5 y 6, denominado ALICE 3. Estos cortes a los fotones son: $|\eta^\gamma| < 4$ y $p_T^\gamma > 50$ MeV.

En la Figura 5.2 se muestra la distribución de masa invariante de $M_{\gamma\gamma}$ para los eventos generados.

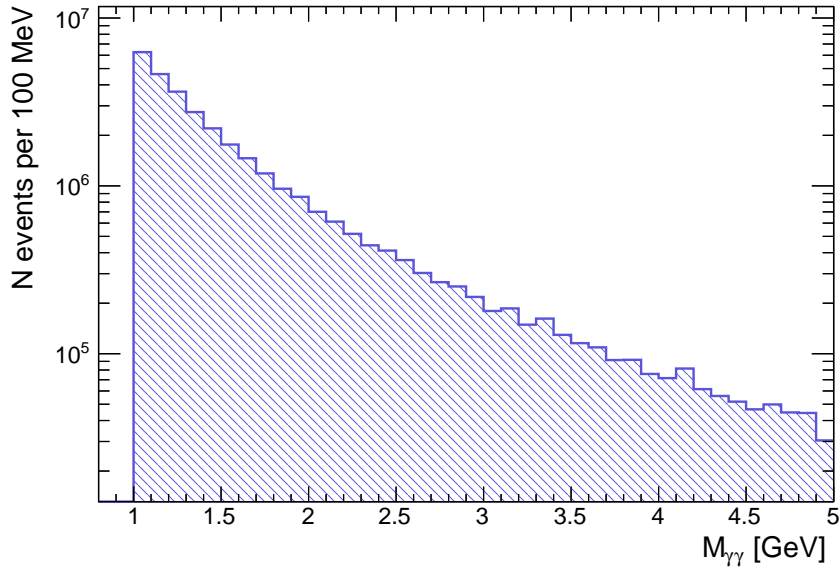


Figura 5.2: Expectativa de eventos del proceso $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ en función de la masa invariante de difotones.

Se tiene una cantidad de eventos decreciente con un máximo para energías pequeñas en comparación con los resultados en la Figura 2.9 que solo presenta valores para ($M_{\gamma\gamma} > 5$ GeV), esto es de esperarse, ya que ALICE 3 brindará la posibilidad de hacer estudios con fotones para con bajo p_T . También, se muestran las gráficas de la sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante $M_{\gamma\gamma}$, la

rapidez $Y_{\gamma\gamma}$ y el momento transverso p_T^γ .

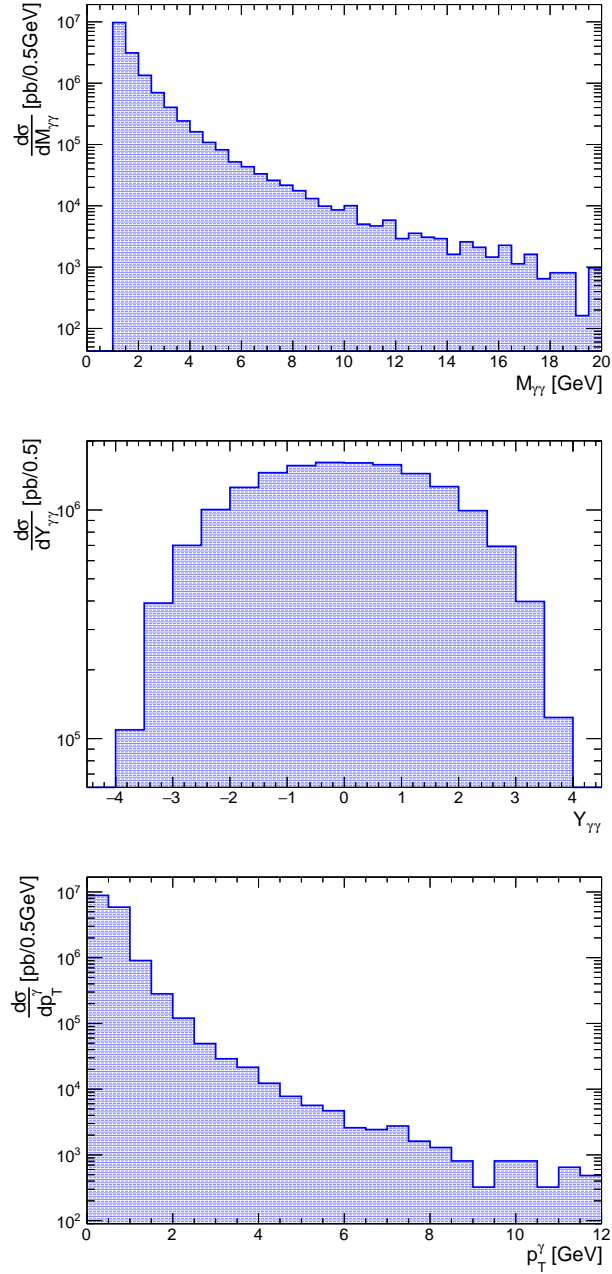


Figura 5.3: Sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante (arriba) y la rapidez (medio) de difotones y el momento transverso (abajo) del fotón en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

Tanto para la masa invariante como para el momento transverso la sección eficaz tiene su máximo para valores pequeños en la energía, mientras que la rapidez tiene un comportamiento simétrico y su valor máximo en sección eficaz se alcanza en la zona central.

5.2. Momento Magnético Anómalo y Momento Dipolar Eléctrico de Leptones

Un leptón con carga eléctrica e y espín semi-entero tiene un momento magnético $\boldsymbol{\mu}$ dado por:

$$\boldsymbol{\mu} = g \frac{e}{2m} \mathbf{S} \quad (5.1)$$

donde $\mathbf{S} = \frac{\boldsymbol{\sigma}}{2}$ siendo σ_i , $i = 1, 2, 3$ las matrices de Pauli y g el factor de Landé o el factor giromagnético [8]. La ecuación de Dirac en el límite no relativista establece que $g = 2$, valor que difiere de los valores experimentales. Para comprender la discrepancia, es conveniente separar el momento magnético y el valor adicional asociado a este, conocido como momento magnético anómalo, es decir:

$$\boldsymbol{\mu} = 2(1 - a_\ell) \frac{e}{2m} \mathbf{S} \quad \rightarrow \quad a_\ell = \frac{g - 2}{2} \quad (5.2)$$

siendo a_ℓ , ($\ell = e, \mu, \tau$) el momento magnético anómalo del leptón. Esta contribución se expresa a través de los diagramas de Feynman a nivel de uno o varios loops.

El proceso de dispersión LbyL se ha medido indirectamente en mediciones del momento magnético de leptones, se considera una contribución que complementa los procesos cuánticos que contribuyen a la medición del parámetro a_ℓ , por lo que es de importancia mencionar sobre esta cantidad física.

Para efectos de este trabajo, se agregó un término de corrección a la La-

grangiana del Modelo Estándar que induce el momento magnético anómalo y el momento dipolar eléctrico¹, la Lagrangiana efectiva es de la forma:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{e}{2m_\ell} a_\ell \bar{\ell} \sigma^{\mu\nu} \ell F_{\mu\nu} - \frac{i}{2} d_\ell \bar{\ell} \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \ell F_{\mu\nu}, \quad (5.3)$$

el primer término en la expresión corresponde al momento magnético anómalo, mientras que el segundo se refiere al momento dipolar eléctrico. Esta última cantidad solo puede surgir a nivel de tres loops en el Modelo Estándar y cualquier evidencia experimental al respecto proporcionaría un indicio claro de violación de CP puesto que las contribuciones del Modelo Estándar se consideran insignificantes.

En la actualidad, tanto las colaboraciones teóricas como experimentales han obtenido valores para estos momentos dipolares de leptones, sin embargo, los valores reportados tienen cierta discrepancia. Los electrones (e) son los leptones que presentan la mayor concordancia entre sus mediciones, la medición de a_e tiene una desviación de aproximadamente 1.6σ entre los valores reportados [52]. Dado que los leptones cargados restantes presentan más discrepancia, se estudian a continuación. Cabe resaltar que la producción de leptones es considerada una señal de background importante en el estudio de dispersión LbyL.

5.2.1. Muones

Para los muones (μ), el momento magnético anómalo se representa como a_μ . La medición experimental obtenida más recientemente la estableció el experimento Muon $g - 2$ de Fermilab utilizando datos colectados en 2019 y 2020 combinándolo con lo ya obtenido en 2018, la colaboración reportó el valor promedio experimental [53]:

$$a_\mu^{\text{exp}} = 116592059(22) \times 10^{-11}, \quad (5.4)$$

¹El modelo se realizó utilizando la paquetería de FeynRules, ver Apéndice B.

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

que representa un factor de 2 en la mejora de la precisión, este valor tiene una desviación de poco más de 5σ respecto del valor teórico dado por el Modelo Estándar [54]:

$$a_\mu^{\text{SM}} = 116591810(43) \times 10^{-11}. \quad (5.5)$$

Además, el momento dipolar eléctrico para el muón tiene un valor de [55]:

$$d_\mu < 1.8 \times 10^{-19} \text{e cm}. \quad (5.6)$$

Se realizaron simulaciones de MonteCarlo en MadGraph5_aMC@NLO+gamma-UPC para la producción de dimuones siguiendo la reacción $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ en UPC de PbPb a 5.02 TeV. Estas simulaciones fueron generadas siguiendo dos modelos distintos: el Modelo Estándar

```
import model sm
generate a a > mu+ mu-
output gaga_mumu_sm
launch gaga_mumu_sm
```

y el Modelo Estándar más la lagrangiana efectiva (5.3) que induce el momento magnético anómalo y el momento dipolar eléctrico.

```
import model MMAyDEmu
generate a a > mu+ mu-
output gaga_mumu_NM
launch gaga_mumu_NM
```

Con la finalidad de obtener una comparación entre el Modelo Estándar y la inclusión de los momentos dipolares. Los cortes experimentales fueron los siguientes: $p_T^\mu > 4 \text{ GeV}$, $|\eta^\mu| < 2.4$, $M_{\mu\mu} > 10 \text{ GeV}$ y $p_T^{\mu\mu} < 2 \text{ GeV}$. La Tabla 5.1 muestra los valores explorados en la simulación, que van desde el valor teórico hasta el valor experimental para a_μ .

a_μ	d_μ [e cm]
0.001165918100	1.8×10^{-19}
0.001165918598	1.5×10^{-19}
0.001165919096	1×10^{-19}
0.001165919594	1.5×10^{-19}
0.001165920092	1×10^{-19}
0.001165920590	1.8×10^{-19}

Tabla 5.1: Valores de a_μ y d_μ explorados en la simulación de $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

En la Figura 5.4 se presentan las gráficas correspondientes para las distribuciones de la sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante, rapidez y momento transversal.

Es importante mencionar que las distribuciones solo contemplan tres señales, la de producción de dimuones en el Modelo Estándar (línea roja) y la producción de dimuones siguiendo el Modelo Estándar más la contribución de la expresión (5.3): para a_μ experimental (línea azul) y teórico (línea verde punteada). Aún cuando se realizaron simulaciones siguiendo los valores dados en la Tabla 5.1, la distribución siempre fue la misma, es por ello que solo se presentan la teórica y la experimental para a_μ y justamente aparecen traslapadas. Esto puede deberse a que los valores discrepan en pocas cifras, además de que la contribución de d_μ es muy pequeña y el simulador de eventos podría despreciar esas diferencias.

La producción del Modelo Estándar y el nuevo modelo, no presentan tal diferencia considerable, aunque para energías grandes en las gráficas de masa invariante y momento transversal se tienen mayor desviación en las señales.

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

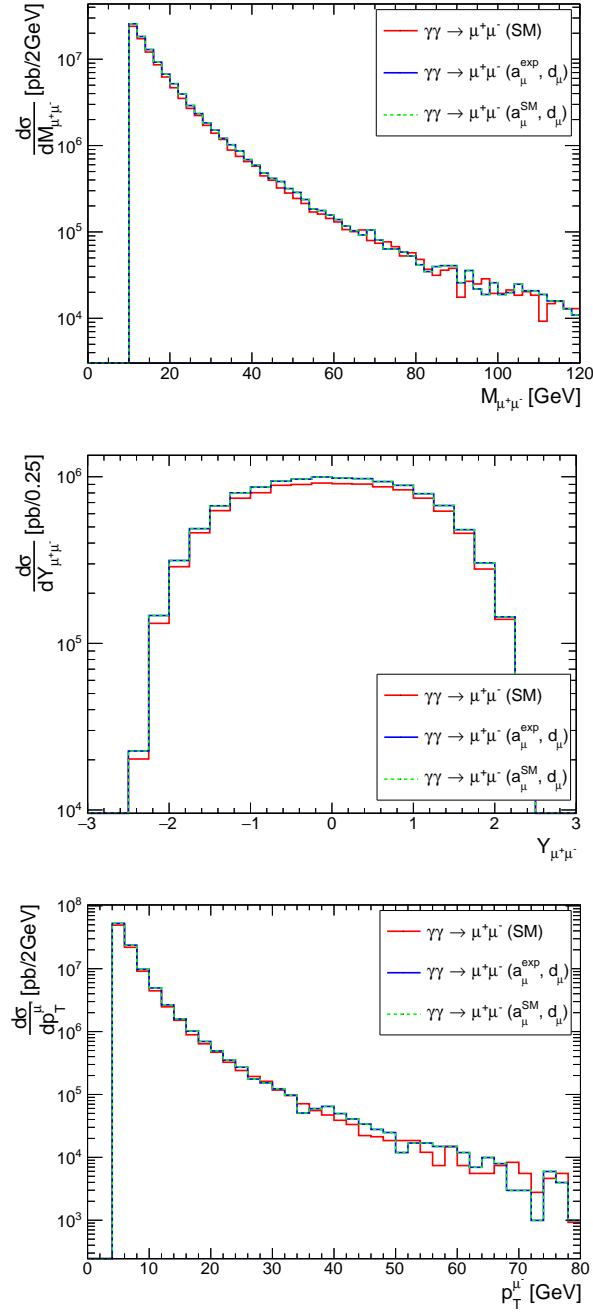


Figura 5.4: Sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante (arriba) y la rapidez (medio) de dimuones y el momento transversal (abajo) del muón en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

5.2.2. Taus

Para los taus (τ), dado que estos leptones son masivos y tienen una vida media de $(290.3 \pm 0.3) \times 10^{-15}$ s, decaen rápidamente en otro tipo de partículas lo que hace complicada su reconstrucción y una medición precisa de su momento magnético. Por tanto, no se permite obtener una medida de a_τ con las técnicas usuales utilizadas en los demás leptones. Sin embargo, es posible obtener límites a esta medición, el límite más riguroso que se tiene fue establecido por la colaboración DELPHI en LEP2 [56]:

$$-0.052 < a_\tau^{\text{exp}} < 0.013, \quad (5.7)$$

mientras que el cálculo en el contexto del Modelo Estándar predice un valor de [57]:

$$a_\tau^{\text{SM}} = 117721(5) \times 10^{-8}. \quad (5.8)$$

Los límites para el valor del momento dipolar eléctrico son [55]:

$$(-0.185 < d_\tau < 0.061) \times 10^{-16} \text{e cm}. \quad (5.9)$$

De manera similar al caso de muones se realizaron simulaciones de MonteCarlo para la producción de ditaus siguiendo la reacción $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ con dos modelos distintos: el Modelo Estándar

```
import model sm
generate a a > ta+ ta-
output gaga_tautau_sm
launch gaga_tautau_sm
```

y el Modelo Estándar más la lagrangiana efectiva (5.3).

```
import model MMAyDEtau
generate a a > ta+ ta-
```

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

```
output gaga_tautau_NM
launch gaga_tautau_NM
```

Como se comento al inicio, el leptón τ decae rápidamente lo que puede complicar su reconstrucción, sin embargo, la simulaciones son a nivel partónico, lo que permite confirmar que se genera el proceso seleccionado.

La Tabla 5.2 contiene los valores explorados en la simulación.

a_τ	d_τ [e cm]
0.00117721	0.061×10^{-16}
-0.052	-0.185×10^{-16}
0.013	0.061×10^{-16}

Tabla 5.2: Valores de a_τ y d_τ explorados en la simulación de $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

En la Figura 5.5 se muestran las gráficas para las distribuciones de la sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante, rapidez y momento transverso. Al igual que en el caso de los dimuones, se presenta el traslape para los valores teóricos y experimentales de a_τ , sin embargo, en este caso se observa una pequeña discrepancia entre la producción dada por el Modelo Estándar y la del nuevo modelo (que también se observa en el caso de dimuones), pero esta sigue el mismo comportamiento en todas las gráficas, es decir, se comporta igual como la producción del Modelo Estándar mas una pequeña diferencia para todo el rango de energía.

Cabe aclarar que los cortes experimentales son los mismos que en el caso de dimuones, además de que las simulaciones para a_τ son considerando la cota inferior y superior, para efectos de la gráfica se utilizó la cota superior para a_τ^{exp} .

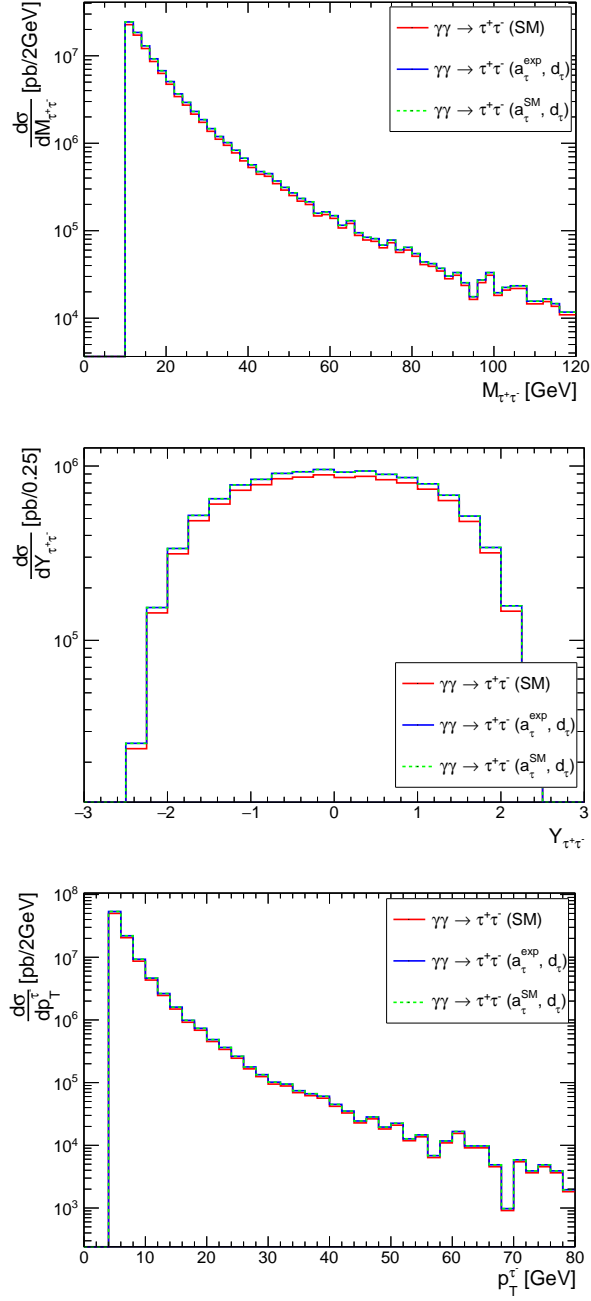


Figura 5.5: Sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante (arriba) y la rapidez (medio) de ditau y el momento transverso (abajo) del tau en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

5.3. Axion-Like Particles

Antes de iniciar con la discusión de la implementación de este modelo utilizando la Lagrangiana de acoplamiento ALP- $\gamma\gamma$ descrita en (3.7), se abordará sobre la cinemática de este tipo de procesos en un colisionador de partículas.

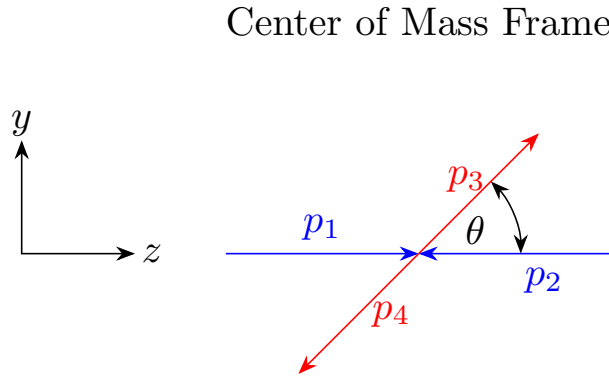


Figura 5.6: Centro de masa de la colisión en el plano yz .

Cuando se trata de describir procesos de colisión $2 \rightarrow 2$, es decir, colisión de una partícula A con una partícula B que producen dos partículas C y D , conviene utilizar las variables de Mandelstam: s , t y u . Relacionadas mediante la expresión:

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2. \quad (5.10)$$

Estas variables tienen la particularidad de ser productos escalares y son invariantes de Lorentz, por lo que conservan el mismo valor en cualquier sistema de referencia inercial. Tomando como sistema de referencia el centro de masa de la colisión (ver Figura 5.6), en este sistema el momento lineal total de las partículas iniciales $A(p_1)$ y $B(p_2)$ es cero, por tanto llevan a cabo una colisión de frente sobre la línea del haz.

En el caso de este estudio, las partículas del estado inicial y final son fotones con $m_\gamma = 0$, por lo que

$$s + t + u = 0, \quad (5.11)$$

así, las variables de Mandelstam se pueden expresar como:

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = 2p_1 \cdot p_2 = 2p_3 \cdot p_4, \\ t &= (p_1 - p_3)^2 = (p_4 - p_2)^2 = -2p_1 \cdot p_3 = -2p_4 \cdot p_2, \\ u &= (p_1 - p_4)^2 = (p_3 - p_2)^2 = -2p_1 \cdot p_4 = -2p_3 \cdot p_2, \end{aligned} \quad (5.12)$$

los cuadrimomentos de las partículas:

$$p_1^\mu = (E_1, \mathbf{p}_1), \quad p_2^\mu = (E_2, \mathbf{p}_2), \quad p_3^\mu = (E_3, \mathbf{p}_3), \quad p_4^\mu = (E_4, \mathbf{p}_4), \quad (5.13)$$

por conservación de momento lineal y de energía:

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 &= 0 = \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4, \\ E_1 + E_2 &= E_{\text{CM}} = E_3 + E_4, \end{aligned} \quad (5.14)$$

de esta manera

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_1^2 &= E_1^2 - \cancel{m_1^2}^0 = E_1^2, \\ E_2^2 &= \mathbf{p}_2^2 = (-\mathbf{p}_1)^2 = E_1^2, \\ \mathbf{p}_3^2 &= E_3^2 - \cancel{m_3^2}^0 = E_3^2, \\ E_4^2 &= \mathbf{p}_4^2 = (-\mathbf{p}_3)^2 = E_3^2, \end{aligned} \quad (5.15)$$

de aquí se sigue

$$\begin{aligned} E_1 &= E_2 = E_3 = E_4 = \frac{E_{\text{CM}}}{2}, \\ |\mathbf{p}_1| &= |\mathbf{p}_2| = |\mathbf{p}_3| = |\mathbf{p}_4| = \frac{E_{\text{CM}}}{2}. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Se reescriben los cuadrimomentos como:

$$p_1^\mu = \frac{E_{\text{CM}}}{2}(1, \hat{z}), \quad p_2^\mu = \frac{E_{\text{CM}}}{2}(1, -\hat{z}), \quad p_3^\mu = \frac{E_{\text{CM}}}{2}(1, \hat{n}), \quad p_4^\mu = \frac{E_{\text{CM}}}{2}(1, -\hat{n}) \quad (5.17)$$

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

con \hat{n} un vector unitario y $\hat{n} \cdot \hat{z} = \cos \theta$, donde θ es el ángulo de dispersión por el cual se desvían las partículas finales de la línea del haz. Finalmente, las variables de Mandelstam:

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 = E_{\text{CM}}^2, \\ t &= -2p_1 \cdot p_3 = -\frac{E_{\text{CM}}^2}{2}(1 - \cos \theta) = -\frac{s}{2}(1 - \cos \theta), \\ u &= -2p_1 \cdot p_4 = -\frac{E_{\text{CM}}^2}{2}(1 + \cos \theta) = -\frac{s}{2}(1 + \cos \theta). \end{aligned} \quad (5.18)$$

De la expresión para la variable s se puede deducir que:

$$E_{\text{CM}} = \sqrt{s}, \quad (5.19)$$

término que se ha utilizado muy frecuentemente y hace referencia a que s tiene un valor fijo relacionado con la energía en el centro de masa. Además, también se puede relacionar con la masa invariante M de un sistema de partículas generadas a partir de la desintegración de una única partícula original, mediante:

$$M^2 = \left(\sum E \right)^2 - \left(\sum \mathbf{p} \right)^2, \quad (5.20)$$

así, para la colisión $2 \rightarrow 2$ de este estudio

$$M^2 = (p_3 + p_4)^2 = 2p_3^2 \cdot p_4^2 = 2(E_3 E_4 - \mathbf{p}_3 \cdot \mathbf{p}_4), \quad (5.21)$$

por lo que

$$M = \sqrt{s} = E_{\text{CM}}. \quad (5.22)$$

Esta masa invariante M es una cantidad importante para el estudio e identificación de partículas y se caracteriza por la energía total y el momento de una o muchas partículas como lo indica la expresión en (5.20), además es una cantidad invariante de Lorentz.

Ahora bien, considerando los diagramas de la Figura 3.1 para el acoplamiento

de ALP- $\gamma\gamma$, la amplitud total² es de la forma:

$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M} = & \frac{i}{2} \frac{k}{\Lambda} \epsilon^{\alpha\beta\eta\delta} p_{3\alpha} \epsilon_{\beta}^*(\mathbf{p}_3, \lambda_3) p_{4\eta} \epsilon_{\delta}^*(\mathbf{p}_4, \lambda_4) \frac{i}{(p_3 + p_4)^2 - M_a^2} \\
 & \times \frac{i}{2} \frac{k}{\Lambda} \epsilon^{\mu\nu\rho\tau} p_{1\mu} \epsilon_{\nu}(\mathbf{p}_1, \lambda_1) p_{2\rho} \epsilon_{\tau}(\mathbf{p}_2, \lambda_2) \\
 & + \frac{i}{2} \frac{k}{\Lambda} \epsilon^{\alpha\beta\eta\delta} p_{4\alpha} \epsilon_{\beta}^*(\mathbf{p}_4, \lambda_4) p_{2\eta} \epsilon_{\delta}(\mathbf{p}_2, \lambda_2) \frac{i}{(p_4 - p_2)^2 - M_a^2} \\
 & \times \frac{i}{2} \frac{k}{\Lambda} \epsilon^{\mu\nu\rho\tau} p_{3\mu} \epsilon_{\nu}^*(\mathbf{p}_3, \lambda_3) p_{1\rho} \epsilon_{\tau}(\mathbf{p}_1, \lambda_1) \\
 & + \frac{i}{2} \frac{k}{\Lambda} \epsilon^{\alpha\beta\eta\delta} p_{3\alpha} \epsilon_{\beta}^*(\mathbf{p}_3, \lambda_3) p_{2\eta} \epsilon_{\delta}(\mathbf{p}_2, \lambda_2) \frac{i}{(p_3 - p_2)^2 - M_a^2} \\
 & \times \frac{i}{2} \frac{k}{\Lambda} \epsilon^{\mu\nu\rho\tau} p_{4\mu} \epsilon_{\nu}^*(\mathbf{p}_4, \lambda_4) p_{1\rho} \epsilon_{\tau}(\mathbf{p}_1, \lambda_1),
 \end{aligned} \tag{5.23}$$

en un tratamiento a esta amplitud, se aplican las condiciones:

$$p_2 \cdot p_3 = p_4 \cdot p_1, \quad p_2 \cdot p_4 = p_3 \cdot p_2, \quad p_1 \cdot p_2 = p_3 \cdot p_4, \tag{5.24}$$

así como

$$p_i \cdot p_j = 0 \quad \text{para } i = j. \tag{5.25}$$

La sección eficaz diferencial para este proceso se obtiene a partir de cuadrar la amplitud y sumar sobre las polarizaciones de los vectores, en el sistema de referencia del centro de masa se tiene:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} \left(\frac{1}{4} \sum_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4} |\mathcal{M}|^2 \right), \tag{5.26}$$

introduciendo las variables de Mandelstam con la definición dada en (5.18) y separando la sección eficaz para cada canal de decaimiento se obtiene:

$$\sigma_s = \frac{3k^4 s^3}{128\pi\Lambda^4} \frac{1}{(M_a^2 - s)^2} \int_0^\pi \sin\theta d\theta, \tag{5.27}$$

para el canal s , con el diferencial de ángulo sólido dado por $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$. Para el canal t :

$$\sigma_t = \frac{3k^4 s^3}{512\pi\Lambda^4} \int_0^\pi \frac{\sin\theta (\cos\theta - 1)^4}{(2M_a^2 - s \cos\theta + s)^2} d\theta, \tag{5.28}$$

²El modelo se generó utilizando la paquetería de FeynRules (ver Apéndice B) y posteriormente FeynArts para el cálculo de la amplitud.

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

y para el canal u :

$$\sigma_u = \frac{3k^4 s^3}{512\pi\Lambda^4} \int_0^\pi \frac{\sin\theta(\cos\theta + 1)^4}{(2M_a^2 - s\cos\theta + s)^2} d\theta. \quad (5.29)$$

Se busca encontrar la resonancia del ALP, la cual solo se da mediante la reacción $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$ en el canal s , sin embargo, la sección eficaz para este canal dada por (5.27) se indefinice cuando la masa del ALP es igual a la energía en el centro de masa. No obstante, es posible sustituir esta divergencia mediante el término de Breit-Wigner, esto permite:

$$\frac{1}{(M^2 - s)^2} \rightarrow \frac{1}{[(M^2 - s)^2 + M^2\Gamma^2]}, \quad (5.30)$$

a medida que s se aproxima a M^2 la sección eficaz ya no se indefinice, sino que en cambio es proporcional a $M^2\Gamma^2$. De esta manera, se puede reescribir σ_s como:

$$\sigma_s = \frac{3k^4 s^3}{128\pi\Lambda^4} \frac{1}{[(M_a^2 - s)^2 + M_a^2\Gamma^2]} \int_0^\pi \sin\theta d\theta. \quad (5.31)$$

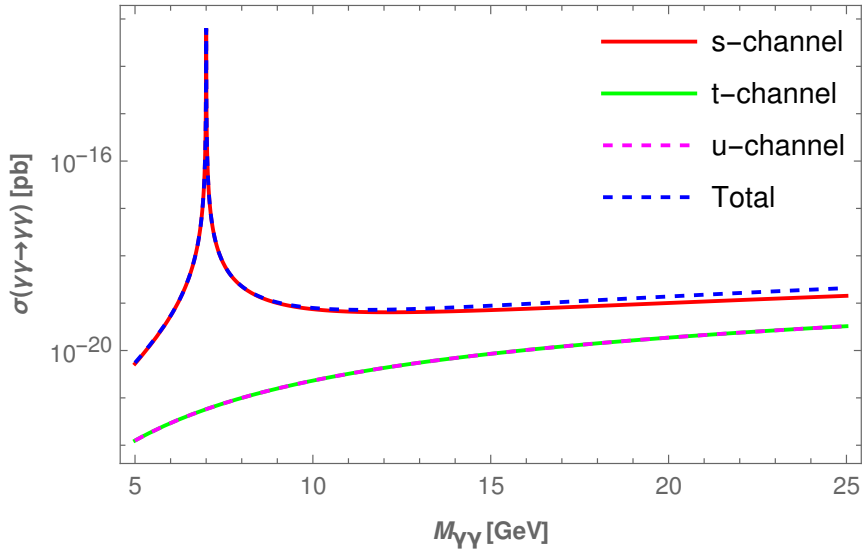


Figura 5.7: Sección eficaz respecto a la masa invariante para los canales s , t y u .

Integrando las expresiones (5.31), (5.28) y (5.29) es posible obtener la contribución de cada uno de los canales de decaimiento para este modelo de ALP- $\gamma\gamma$

siendo $\sigma_s + \sigma_t + \sigma_u$ la contribución total del proceso. La Figura 5.7 muestra la sección eficaz de $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ respecto a la masa invariante de difotones, con valores para $M_a = 7$ GeV, $k = 1.5$, $\Lambda = 1000$ GeV y $\Gamma = 0.000003838369604$ GeV.

Como era de esperarse, el canal que aporta la resonancia para el ALP es el s , mientras que los otros canales inducen una pequeña discrepancia sobre la resonancia y para valores grandes en la energía se observa un aumento muy considerable.

Haciendo un pequeño análisis del gráfico anterior se tiene que para la masa de la resonancia del ALP hay una coincidencia del canal s con la contribución total de aproximadamente 100 %, sin embargo, conforme aumenta la energía (masa invariante) aumenta la discrepancia entre ambas contribuciones, dominando la curva de la contribución total. Tan solo en 8 GeV hay una diferencia de aproximadamente 0.02 %, para 15 GeV del 0.17 %, para 25 GeV del 0.65 %, mientras que para valores grandes como 100 GeV se tiene 6.54 % y por último para 200 GeV del 39.18 % de diferencia en las contribuciones. Por tanto, de ahora en adelante solo se tomará el proceso $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$ dado por el canal s .

Un valor importante a utilizar en las distribuciones es la anchura de decaimiento $\Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma)$ que está expresada en (3.9), dado que se busca explorar para distintos valores de la constante de acoplamiento, se presenta una gráfica (ver Figura 5.8) donde se muestra el comportamiento de la anchura de decaimiento respecto a la masa del ALP variando los valores de k y fijando $\Lambda = 1000$ GeV.

Debido a que $\Gamma \propto k^2 M_a^3$ para valores grandes de k y M_a , esta cantidad será cada vez mayor. Por tanto, para efectos de la Figura 5.8 no fue posible incluir valores de $k > 25$ ya que las k pequeños se visualizaban como una línea recta y pareciera que se superponen debido a las escalas.

Para mostrar resultados del análisis realizado para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ a través

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

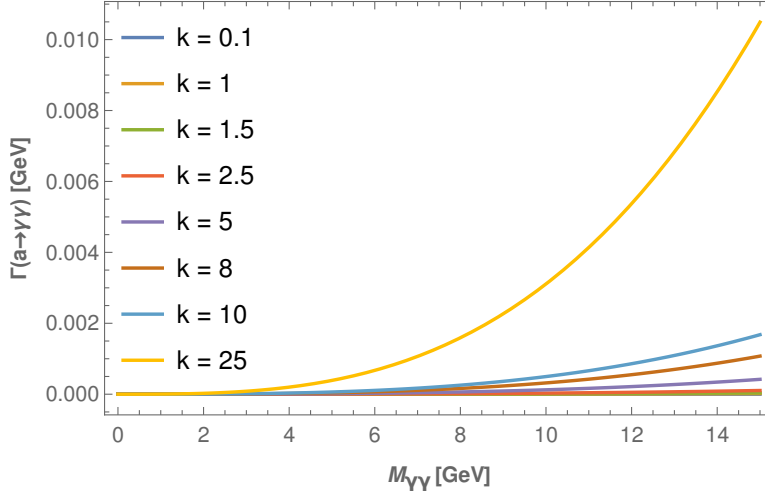


Figura 5.8: Anchura de decaimiento respecto a la masa del ALP para distintos valores de k establecida con una $\Lambda = 1000$ GeV.

del canal s , se presentan gráficas de sección eficaz respecto a la masa invariante de difotones, para tres valores distintos de masa de los ALP: $M_a = 3, 7$ y 12 GeV. Con $\Lambda = 1000$ GeV y tres diferentes valores de $k = 1.5, 8, 25$.

Las gráficas se presentan en la Figura 5.9 donde se observan bien definidas las resonancias para los ALP en las tres masas consideradas, además, se puede ver que para valores grandes en la energía se preserva un comportamiento creciente en la distribución.

Ahora bien, una variable importante a considerar en este tipo de análisis es el ángulo de dispersión θ , el cual indicará la desviación que tendrá la partícula respecto a la línea del haz en el colisionador. Tomando como referencia la expresión (5.26), una vez cuadrada la amplitud, sumando sobre polarizaciones, introduciendo las variables de Mandelstam y considerando el diferencial de ángulo sólido explícitamente, además de introducir el término de Breit-Wigner para eliminar la divergencia del canal s , se puede obtener un expresión para la sección eficaz diferencial respecto al ángulo de dispersión, es decir, una expresión de la forma $\frac{d\sigma}{d\theta}$

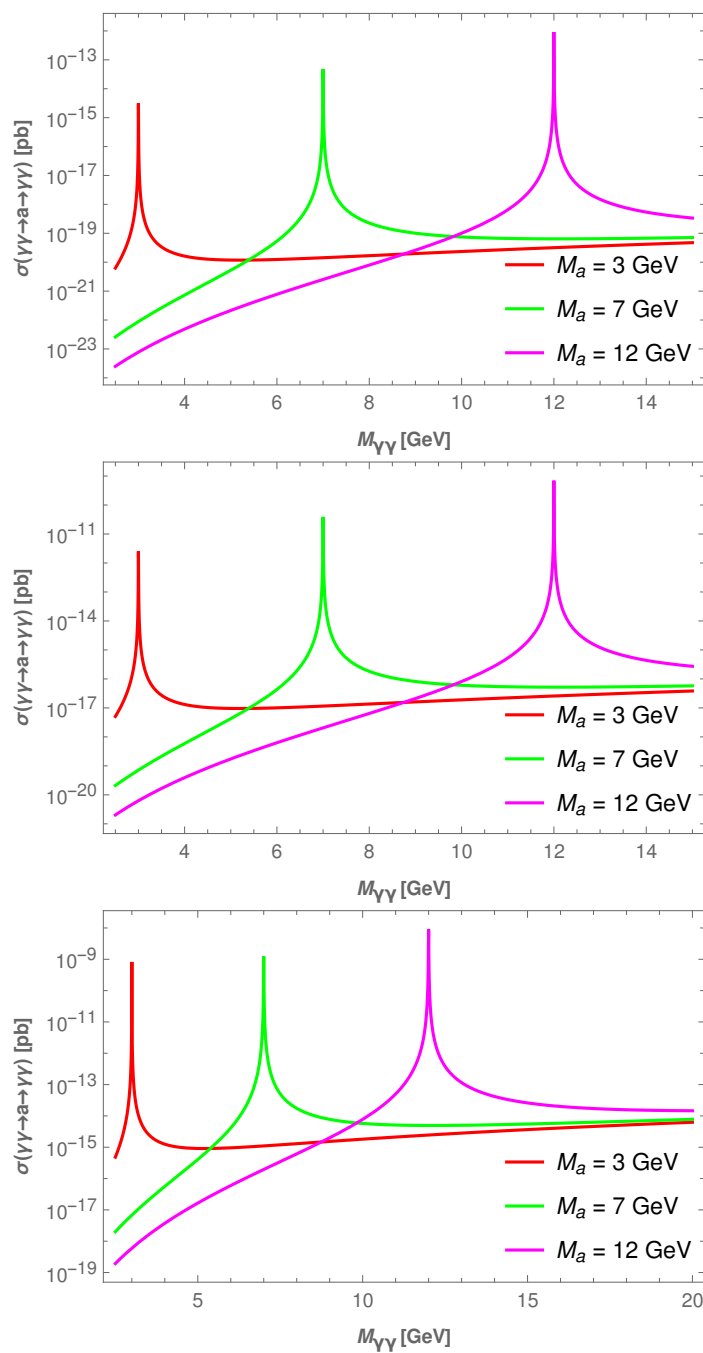


Figura 5.9: Sección eficaz respecto a la masa invariante de difotones para $k = 1.5$ (arriba), $k = 8$ (medio) y $k = 25$ (abajo) con $\Lambda = 1000$ GeV.

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

que depende de las variables k , M_a , Λ , Γ , s y θ . Con valores de $k = 8$, $\Lambda = 1000$ GeV, $\Gamma = 0.000008594366927$, 0.000109180291 , 0.0005500394833 y tres valores para las masas, haciendo $M_a = s^2$ se obtienen las siguientes gráficas:

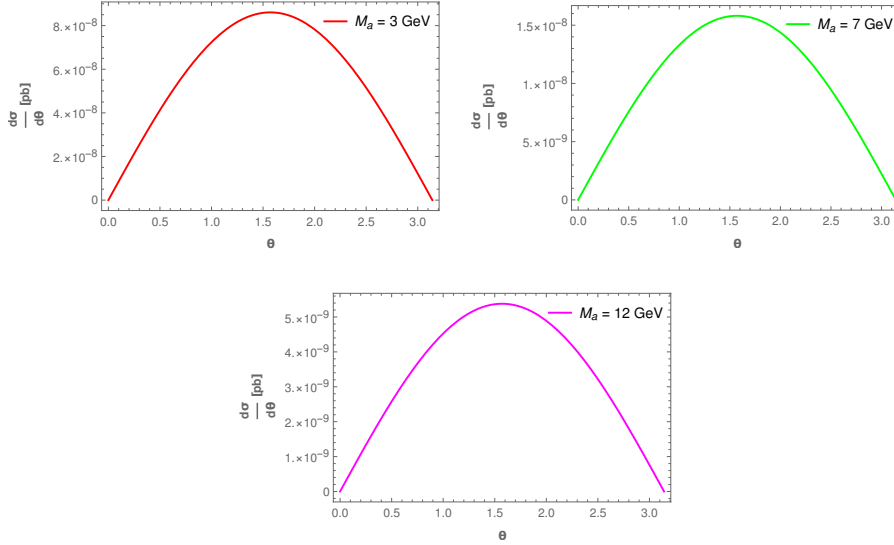


Figura 5.10: Sección eficaz diferencial respecto al ángulo de dispersión para $M_a = 3$ GeV (arriba izquierda), $M_a = 7$ GeV (arriba derecha) y $M_a = 12$ GeV (abajo).

Estas gráficas indican que cuando el ángulo de dispersión tenga un valor aproximadamente de $\theta = \frac{\pi}{2}$ se tendrá una mayor sección eficaz diferencial en el proceso, es decir, existe más probabilidad de que ocurra el proceso a ángulos rectos.

Por otro lado, complementando el análisis anterior, es posible realizar el mismo estudio utilizando el generador de eventos de MonteCarlo, donde será posible incorporar cierta selección de eventos y manipular el tipo de colisión a generar. Como se ha seguido anteriormente, se realizaron simulaciones en MadGraph5_aMC@NLO+gamma-UPC considerando UPC de PbPb a 5.02 TeV para la producción de ALP siguiendo la reacción $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ con el modelo implementado por la Lagrangiana ALP- $\gamma\gamma$ expresada en (3.7), los cortes experimentales utilizados son los propuestos para ALICE 3. Se exploró para distintos valores de

k y masas de los ALP, incluyendo el aporte de dispersión de LbyL con un loop de fermiones. Parte del código para la realización de estas simulaciones se sigue a continuación (el Apéndice B muestra el modelo generado en FeynRules):

```
import model ALPmodel
generate a a > a a
output gaga_gaga_ALP
launch gaga_gaga_ALP
```

A modo de comparación con los resultados analíticos, se presentan gráficas de sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante de difotones, para tres valores distintos de masa de los ALP: $M_a = 3, 7$ y 12 GeV. Con $\Lambda = 1000$ GeV y tres valores para $k = 1.5, 8$ y 25 incluyendo la distribución de LbyL que es la interés, ya que los ALP producidos serían background en este estudio.

En la Figura 5.11 se presentan los histogramas mencionados, la primera observación que se tiene es que a medida que se aumenta el valor de k , las resonancias de los ALP suelen dominar en la distribución de la sección eficaz, además de que se observa una resonancia más definida para k mayores ($k = 25$). Para el caso de $k < 1.5$, las resonancias de los ALP en la distribución se encuentran dominadas por la contribución de la señal de dispersión LbyL.

Ahora bien, para confirmar el comportamiento de las resonancias de acuerdo a los valores de k se presentan otros tres casos con las mismas masas de los ALP, pero con valores de $k = 0.1, 50$ y 100 . Las gráficas se encuentran en la Figura 5.12 y muestran que para la $k = 0.1$ el dominio de la señal es completamente por el loop de fermiones en dispersión LbyL, en el caso de valores grandes de k (50 y 100) las resonancias de ALP tienen su dominio total sobre LbyL e inclusive existe un traslape entre las colas de sus resonancias para las diferentes masas de ALP, lo cual es más visible en $k = 100$.

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

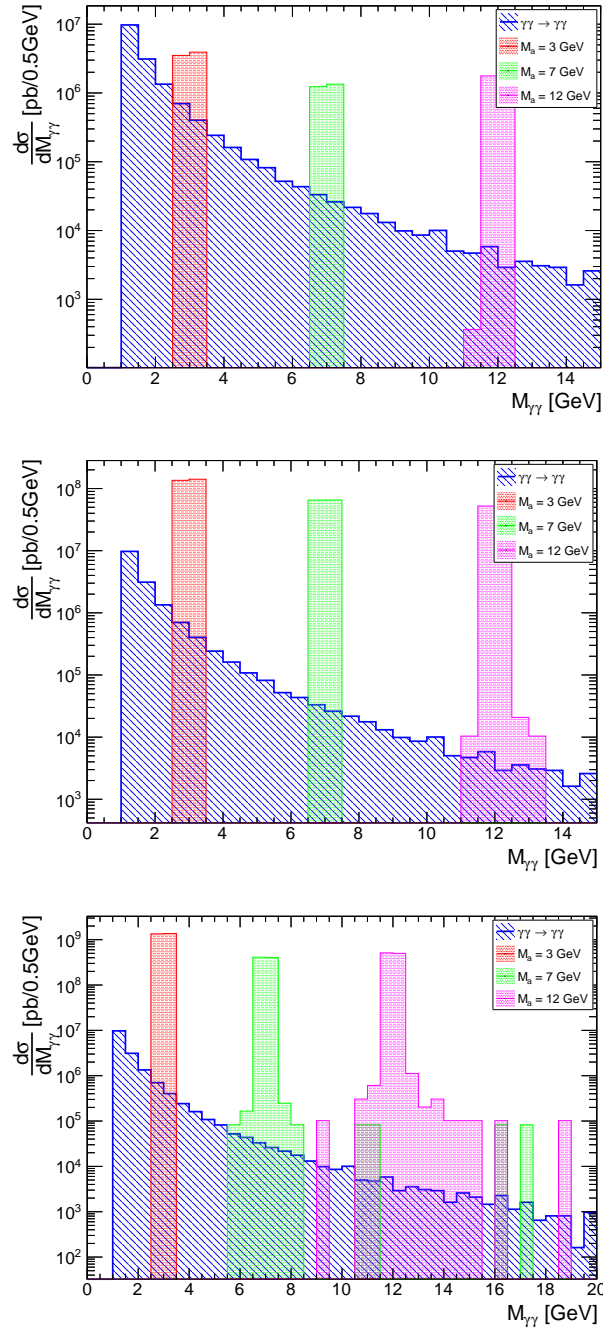


Figura 5.11: Sección eficaz diferencial en función de la masa invariante para valores de k de 1.5 (arriba), 8 (medio), y 25 (abajo) respectivamente, con $\Lambda = 1000$ GeV en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

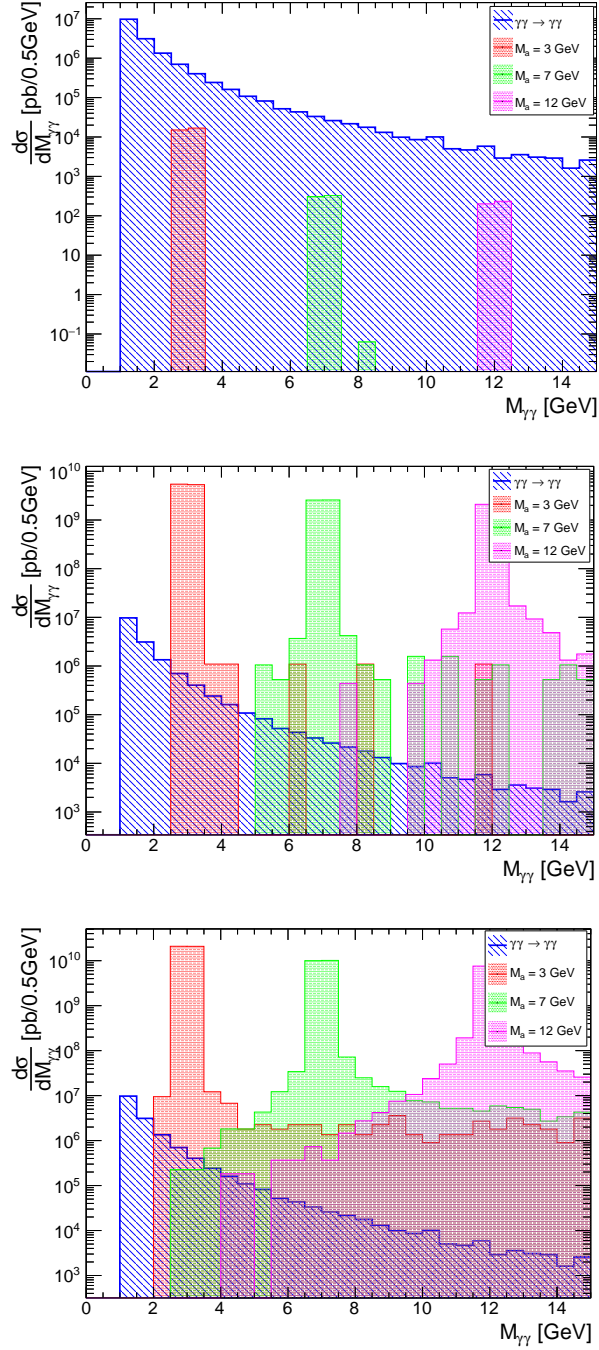


Figura 5.12: Sección eficaz diferencial en función de la masa invariante para valores de k de 0.1 (arriba), 50 (medio), y 100 (abajo) respectivamente, con $\Lambda = 1000$ GeV en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

Por otro lado, las gráficas anteriores han mostrado el comportamiento de la sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante, no obstante es posible observar también este mismo comportamiento pero respecto de la rapidez y el momento transverso. Para mostrar esto, se tomó el caso de simulaciones Monte-Carlo con $k = 8$ para distintos valores de masas de ALP, incluyendo la distribución de LbyL con la finalidad de hacer una comparación entre las señales.

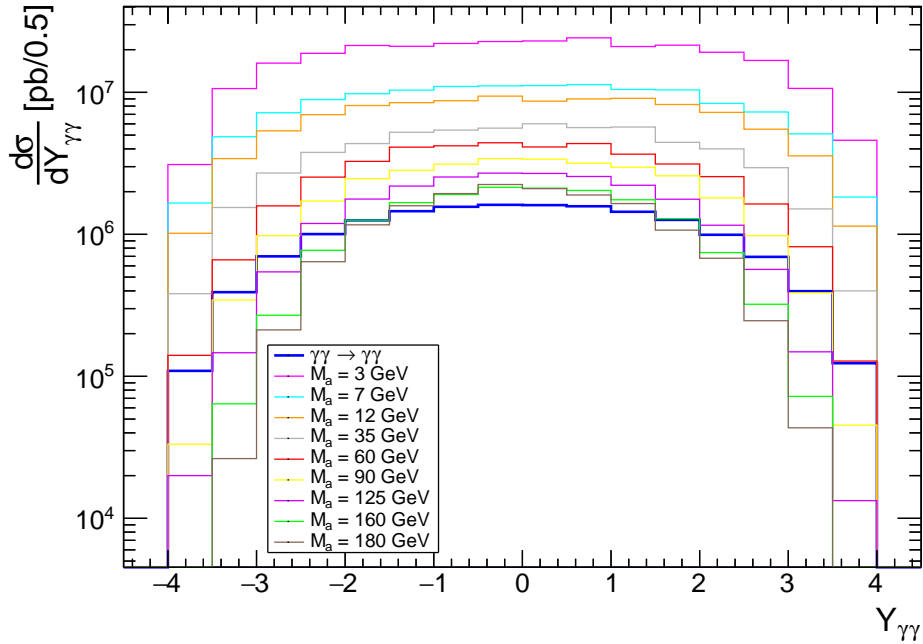


Figura 5.13: Sección eficaz diferencial en función de la rapidez con $k = 8$ y distintos valores de M_a estableciendo $\Lambda = 1000$ GeV en UPC de PbPb a 5.02 TeV. Se incluye la distribución de LbyL.

La gráfica muestra un comportamiento similar para la rapidez, solo con ciertos aumentos en la sección eficaz diferencial dependiente de las masas de los ALP. Mientras más pequeña sea el valor de la masa del ALP se observa un sección eficaz diferencial mayor en la región central.

En el caso del momento transverso (Figura 5.14) las distribuciones son to-

talmente distintas, mientras que en LbyL la señal se comporta decreciente, con el modelo ALP- $\gamma\gamma$ la señal crece hasta alcanzar su máximo y desaparece. Esto se puede explicar debido a que en ALP- $\gamma\gamma$ la señal viene de la desintegración de una partícula masiva (el ALP) así, para partículas con mayor masa, el momento transverso de la partícula final será cada vez mayor ya que debe existir conservación en la desintegración.

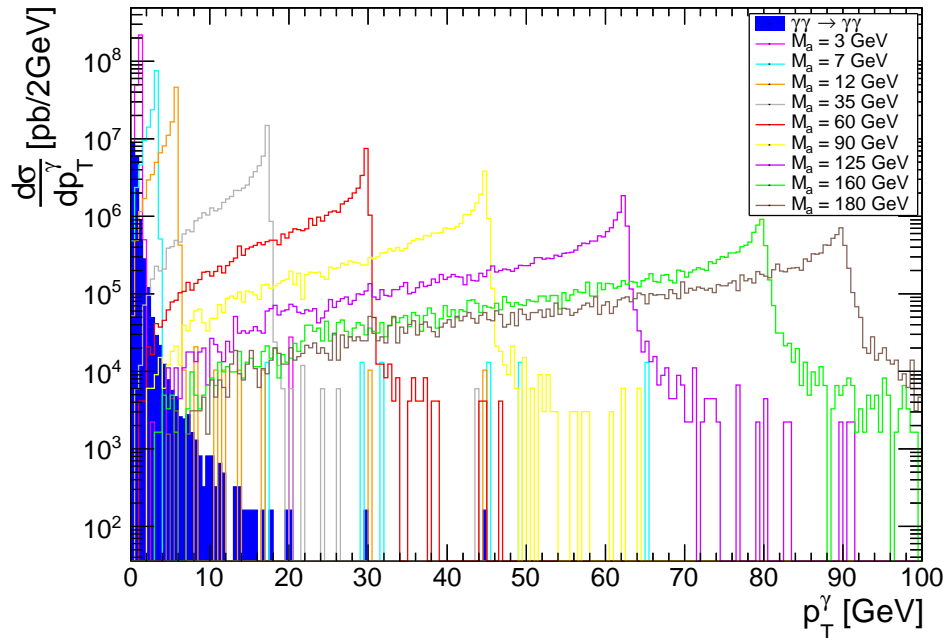


Figura 5.14: Sección eficaz diferencial en función del momento transverso con $k = 8$ y distintos valores de M_a estableciendo $\Lambda = 1000$ GeV en UPC de PbPb a 5.02 TeV. Se incluye la distribución de LbyL.

Ahora bien, como en el caso de la rapidez, mientras más pequeña sea el valor de la masa del ALP el pico de la sección eficaz diferencial en el momento transverso es cada vez mayor.

Para los gráficos anteriores se han incluido masas de ALP más grandes, por lo que es posible obtener las resonancias del estudio analítico para esos valores,

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

se presentan a continuación:

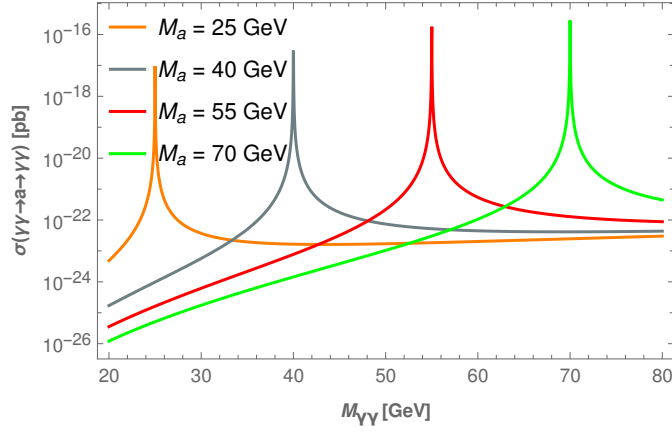


Figura 5.15: Sección eficaz en función de la masa invariante para $k = 0.1$ y $M_a = 25, 40, 55$ y 70 GeV estableciendo $\Lambda = 1000$ GeV.

La cual se puede comparar con lo obtenido mediante MonteCarlo:

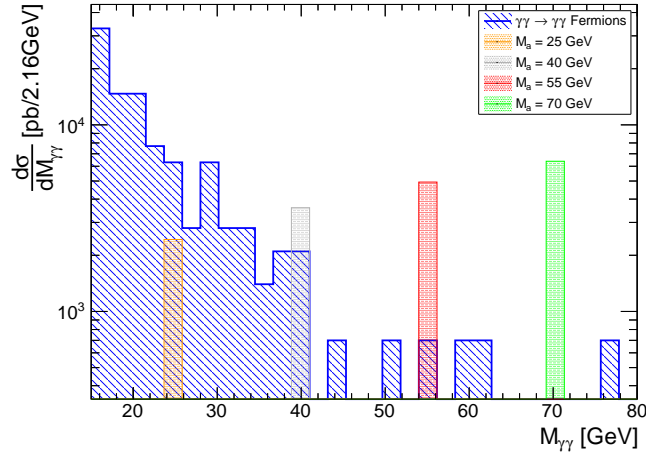


Figura 5.16: Sección eficaz diferencial en función de la masa invariante para $k = 0.1$ y $M_a = 25, 40, 55$ y 70 GeV estableciendo $\Lambda = 1000$ GeV en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

Se observa que en este rango de energías la contribución de LbyL con loop de fermiones presenta ciertas discontinuidades (MC), además de que tiende a

ser mínima. Por su parte, las resonancias de los ALP están bien definidas y son consistentes con su forma analítica.

Un último análisis, es considerar y hacer una comparación tomando en cuenta la dispersión LbyL pero con bosones W^\pm en el loop. De la Figura 5.1 se observó que ésta señal tiene mayor contribución para valores de energía grandes, con un máximo alrededor de $M_{\gamma\gamma} \geq 2M_W$, en este sentido, se obtuvieron los resultados analíticos y se realizaron simulaciones MonteCarlo con tres k distintas. Los valores de las k deben ser pequeños, ya que la contribución de LbyL con loop de bosones W^\pm es mínima en comparación a la loop de fermiones.

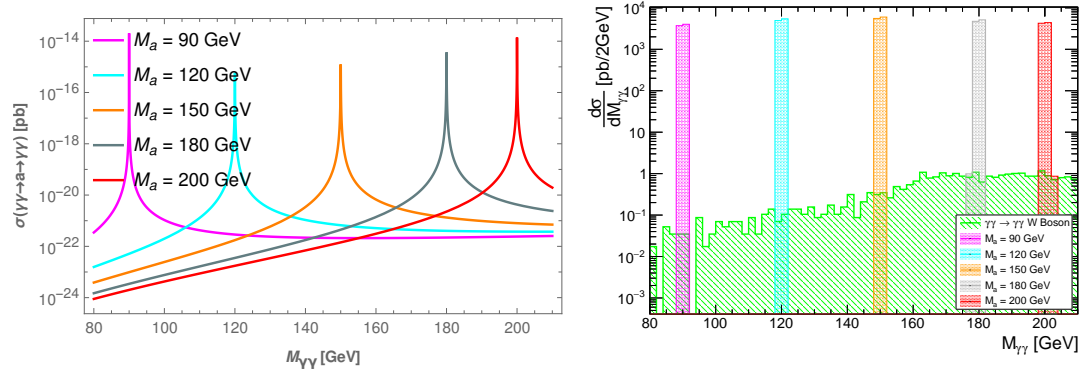


Figura 5.17: Sección eficaz (izquierda) y sección eficaz diferencial (derecha) en función de la masa invariante para $k = 0.1$ y distintas M_a con $\Lambda = 1000$ GeV. Para MC (derecha) se muestra la distribución de LbyL con loop de bosones W^\pm en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

Se muestran las resonancias de los ALP bien definidas para estos valores de masas grandes, donde se tiene un dominio de los ALP sobre la contribución dada mediante la señal de dispersión LbyL.

Explorando para una k más pequeña que la anterior, para la simulación MC se encuentra un caso similar a lo que sucede en la Figura 5.11 (arriba), en el sentido en que las resonancias de los ALP están casi al límite con LbyL, los gráficos (analítico y de MC) se muestran enseguida:

5. ANÁLISIS Y RESULTADOS

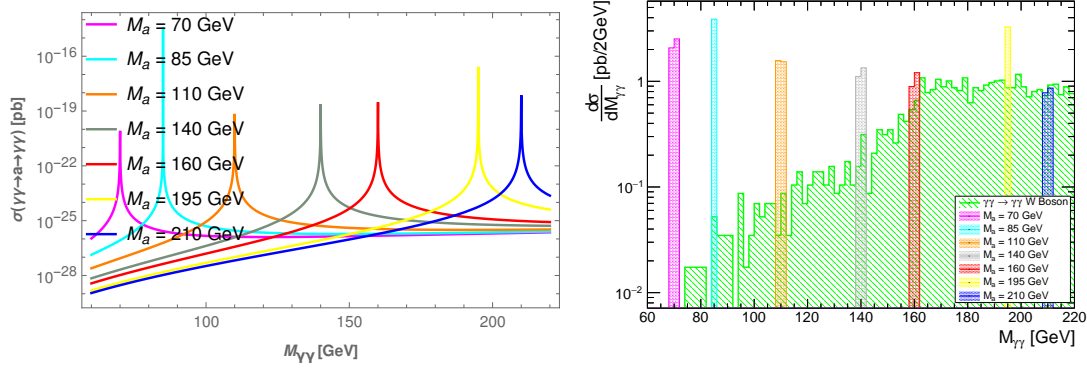


Figura 5.18: Sección eficaz (izquierda) y sección eficaz diferencial (derecha) en función de la masa invariante para $k = 0.01$ y distintas M_a con $\Lambda = 1000$ GeV. Para MC (derecha) se muestra la distribución de LbyL con loop de bosones W^\pm en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

Aquí como en el caso anterior, las resonancias están bien definidas. Hay que notar que para las $M_a = 85$ GeV y $M_a = 195$ GeV tanto en el estudio analítico como en MC se observa un pico más alto en dichas resonancias.

Finalmente, se muestra una Figura con el resultado analítico y de MC para un valor de k un poco más grande, la gráfica de MC se puede comparar con las Figuras 5.12 (medio y abajo) para el caso de LbyL con loop de fermiones. La comparación se hace en el sentido de que con un loop de fermiones para k grandes el dominio de la señal es de la resonancias, mismas que empiezan enancharse y superponerse si se encuentra muy juntas, es decir, se van extendiendo y presentando ciertas colas como los resultados analíticos. Ahora con un loop de bosones W^\pm se observa justamente el mismo comportamiento mencionado, aunque el valor de k no es tan grande pero respecto a la contribución de la señal que se obtiene de LbyL si lo es. Esto se muestra en la Figura 5.19.

Como se mencionaba anteriormente, considerando la Figura 5.11 (abajo) y 5.19, en comparación a los resultados analíticos obtenidos, es muy claro que se sigue la continuidad de la señal (tipo colas) mientras hay un aumento de la energía

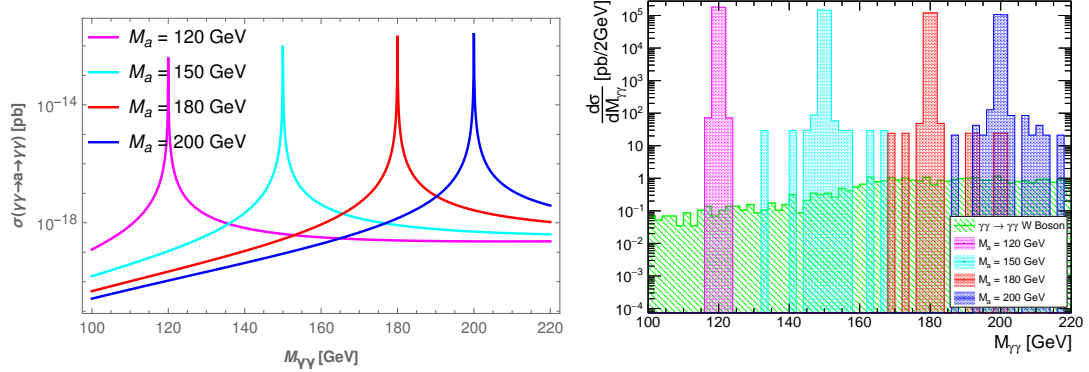


Figura 5.19: Sección eficaz (izquierda) y sección eficaz diferencial (derecha) en función de la masa invariante para $k = 0.05$ y distintas M_a con $\Lambda = 1000$ GeV. Para MC (derecha) se muestra la distribución de LbyL con loop de bosones W^\pm en UPC de PbPb a 5.02 TeV.

(aunque para energías más pequeñas que el valor de la masa del ALP también se observan pequeña contribución, pero desaparece más rápidamente), solo que en el caso de estos histogramas no se tiene una distribución bien definida de la señal.

En general, es importante mencionar que la comparación de resultados analíticos y mediante las simulaciones de MonteCarlo generadas se hace considerando que exista consistencia en ambas. Difícilmente, se observará un comportamiento similar ya que en el primer caso (resultados analíticos) se obtienen a partir de un análisis de la cinemática del proceso, es decir, tomando una consideración ideal de lo que debería suceder. Sin embargo, en el caso de los resultados mediante simulaciones MonteCarlo, dado que son procesos estadísticos los que realiza el simulador y además de que es posible manipular parámetros como el tipo de haz en la colisión, el tipo de colisión (en este caso UPC), las energías y ciertas restricciones en la selección de eventos (cortes experimentales) se puede decir que se tendría un resultado más cercano a la realidad que sucede en los detectores de partículas. Es claro que debe ser consistente con resultados analíticos pero recalco, difícilmente son similares o iguales.

Conclusiones

Se realizaron simulaciones de MonteCarlo para el proceso de $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ con el software MadGraph5_aMC@NLO + gamma-UPC a 1-loop en el Modelo Estándar para colisiones ultraperiféricas de PbPb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV considerando un loop de fermiones y un loop de bosones W^\pm , ambos con una selección de eventos propuesta para la actualización del experimento ALICE denominada ALICE 3. Cabe resaltar que todas las simulaciones presentadas son a nivel partónico.

También, se generaron eventos de MonteCarlo para el proceso $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$, $\ell = \mu, \tau$ en UPC de PbPb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV considerando el Modelo Estándar y una Lagrangiana que induce el momento magnético anómalo y dipolar eléctrico de los leptones.

Además, se implementó un modelo de acoplamiento ALP- $\gamma\gamma$ (modelo de extensión) para el cual se realizó un estudio partiendo de la cinemática de la colisión que se complementó con simulaciones MonteCarlo en MadGraph5_aMC@NLO + gamma-UPC en UPC de PbPb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV considerando la selección de eventos de ALICE 3.

Para la reacción $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ en el Modelo Estándar, se obtuvieron distribuciones de sección eficaz diferencial respecto de la masa invariante y de la rapidez del sistema difotón y respecto del momento transversal de uno de los fotones.

6. CONCLUSIONES

Los resultados arrojaron que para bajas energías en el sistema difotón se espera la mayor contribución de la sección eficaz diferencial del proceso y la mayor expectativa de eventos, lo cual coincide con lo ya reportado en la literatura de los estudios realizados donde se considera la selección de eventos de ALICE 3. En el caso de la rapidez, se muestra que para valores centrales esta sección eficaz diferencial es mayor.

Dado que un background considerable en la dispersión LbyL es la producción de dileptones del Modelo Estándar, con el generador de eventos se obtuvo que la distribución de sección eficaz diferencial respecto a la masa invariante de los dileptones tiene un comportamiento decreciente, que era de esperarse. La contribución de los momentos dipolares magnético y eléctrico en el caso de la producción de dimuones presenta una ligera variación para alto p_T , sin embargo, no se espera que sea distinguible de la señal del Modelo Estándar (con la producción a nivel de árbol). En el caso de la producción de ditauos la contribución no presenta variaciones considerables respecto de la señal del Modelo Estándar.

Se realizó un estudio analítico donde se compararon los tres canales de producción de difotones mediados por el ALP y se encontró que el canal que más contribuye es el canal s , en la resonancia para $M_a = 7$ GeV se tiene una contribución de aproximadamente el 100 % mientras que para una masa $M_{\gamma\gamma} = 100$ GeV, el cual es un valor más grande en la masa invariante del difotón, la contribución de los canales t y u se vuelve significativa de alrededor de 6.54 % (t y u contribuyen a grandes valores de masas invariantes).

Para el caso de la sección eficaz diferencial respecto al ángulo de dispersión θ se obtuvo que la mayor contribución está dada cuando el ángulo es $\theta = \frac{\pi}{2}$ (siendo θ el ángulo medido desde la línea del haz y uno de los fotones salientes), lo cual concuerda con lo reportado para procesos de dispersión.

Ahora bien, considerando las simulaciones MonteCarlo realizadas, se estudiaron las distribuciones diferenciales para diferentes casos del acoplamiento ALP- $\gamma\gamma$ el cual está descrito por la constante $\frac{k}{\Lambda}$, fijando el valor de Λ en 1000 GeV y considerando bajos valores de masa invariante en donde se puede comparar con la dispersión LbyL con loop de fermiones del Modelo Estándar, se observó que para valores de $1.5 < k < 25$ las resonancias de los ALP se ven bien definidas, pero para $k > 25$ se presenta un dominio de las ALP sobre LbyL e inclusive se muestran las colas y traslape entre las resonancias. Para valores un poco más altos en la energía, se obtuvo que la señal de LbyL empieza a decrecer considerablemente, mientras que las resonancias para k pequeñas son bien definidas. Respecto de la anchura de decaimiento del ALP a fotones, dado que esta cantidad es proporcional a $k^2 M_a^3$ mientras mayor sean estas variables la anchura irá aumentando, lo cual se observa en los resultados.

Comparando la distribución de dispersión LbyL con bosones W^\pm en el loop y el modelo ALP- $\gamma\gamma$ para energías grandes, se encontró que los resultados muestran que para valores de $k = 0.01$ los máximos de las resonancias coinciden con la distribución de LbyL, mientras que al aumentar k la resonancia domina, además se muestra el mismo comportamiento de las colas con continuidad para altos valores de energías. Cabe resaltar, que tanto en el estudio analítico como las simulaciones MonteCarlo se muestran las colas en las distribuciones de sección eficaz y sección eficaz diferencial respecto de la masa invariante de difotón.

Por tanto, para este modelo de acoplamiento de ALP- $\gamma\gamma$ mientras más grande sea el valor de la constante de acoplamiento $\frac{k}{\Lambda}$ las resonancias de los ALP tendrán su dominio respecto de la señal de LbyL.

Los resultados de sección eficaz diferencial respecto del momento transversal de un fotón del modelo ALP- $\gamma\gamma$ mostraron una distribución creciente y que des-

6. CONCLUSIONES

aparece justo después de llegar al máximo, esto se explica ya que el fotón viene de la desintegración de una partícula masiva. Esta variable cinemática mencionada se puede considerar como buen candidato para observar la producción de ALP, ya que muestra un compartimento muy distinto de la señal LbyL. En el caso de la rapidez, se mostró que para valores medios la sección eficaz es máxima y es casi indistinguible de la señal de LbyL.

Como una perspectiva de este trabajo se pretende añadir la interacción de ALP-fermiones, principalmente a leptones, ya que puede contribuir al background en el estudio de producción de dileptones en el experimento ALICE. Por lo que es posible estudiar los ALP mediante producción de leptones. Actualmente se lleva a cabo la Run 3 del LHC, el experimento ALICE ya tiene una toma de datos de UPC de PbPb a 5.36 TeV por lo que estos datos pueden ser analizados con miras a determinar si se ha producido o no el fenómeno de dispersión LbyL y cualquiera de los otros fenómenos que ya se han mencionado.

En resumen, en este trabajo se hizo una revisión de dispersión LbyL en el Modelo Estándar, se incluyeron las contribuciones de los momentos dipolares magnéticos y eléctricos al background de producción de dileptones. Se realizó un estudio tanto analítico como con simulaciones de MonteCarlo bajo la física del experimento ALICE, se revisaron diferentes espacios de parámetros del acoplamiento ALP- $\gamma\gamma$ que podrían ser observados en ALICE 3, en especial se encontró que la distribución de p_T muestra una señal totalmente diferente en la reacción $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, por lo que es distinguible la señal procedente del ALP a la producida mediante el Modelo Estándar.

Variables Cinemáticas

En Física de Partículas, las partículas se tratan de forma relativista, es decir, $E \approx pc \gg mc^2$ y por tanto, la teoría de la relatividad especial es una herramienta matemática para describir la cinemática de partículas.

Para presentar los resultados experimentales de manera significativa, es importante describirlos en términos de cantidades invariantes de Lorentz.

Las transformaciones de Lorentz de un sistema de coordenadas K a un sistema de coordenadas K' , donde K' se mueve con relación a K con una velocidad v a lo largo del eje z son:

$$\begin{aligned}x &= x', \\y &= y', \\z &= \gamma(z' + vt'), \\ct &= \gamma(ct' + \beta x'),\end{aligned}\tag{A.1}$$

donde $\beta = \frac{v}{c}$ y $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ es conocido como el factor de Lorentz.

La invariancia de Lorentz implica que una medición física no debe depender de la velocidad u orientación del marco de referencia del laboratorio.

La posición de una partícula en forma de cuadrivector es:

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, x, y, z), \quad (\text{A.2})$$

a menudo se utiliza una variable transversa $x_T = \sqrt{x^2 + y^2}$ y tomando $c = 1$:

$$x^\mu = (t, x_T, z). \quad (\text{A.3})$$

A.1. Momento Transverso

El momento transverso p_T de una partícula, es la componente del momento perpendicular al eje del haz. Se define el cuadrimomento como ($c = 1$):

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right) = (E, p_T, p_z), \quad (\text{A.4})$$

y el momento transverso queda:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (\text{A.5})$$

Como p_x y p_y son invariantes bajo transformaciones de Lorentz a lo largo del eje z , p_T también es invariante de Lorentz.

Otra cantidad de interés es la masa transversa m_T definida como:

$$(m_T c^2)^2 = p_T^2 c^2 + m^2 c^4, \quad (\text{A.6})$$

donde p_T es el momento transverso.

A.2. Rapidez

Dado que la velocidad no es una invariante bajo transformaciones de Lorentz, es necesario tener una medida de la velocidad que si lo sea. La rapidez es una

medida logarítmica adimensional de dirección y velocidad. La rapidez en términos de E y p_z se escribe como:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (\text{A.7})$$

La rapidez es cero cuando una partícula está cerca de la transversal al eje del haz, pero tiende a $\pm\infty$ cuando una partícula se mueve cerca del eje del haz en cualquier dirección. Está relacionada con el ángulo entre el plano xy y la dirección de emisión de un producto de la colisión.

Para una partícula con movimiento a lo largo del eje z , la rapidez en términos de la velocidad es:

$$Y = \tanh^{-1} \left(\frac{v}{c} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}} \right). \quad (\text{A.8})$$

En sí la rapidez tampoco es una invariante de Lorentz, pero las diferencias de rapidez si lo son.

A.3. Pseudorapidez

Para partículas con $pc \gg mc^2$ la rapidez se puede aproximar por la pseudorapidez η :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (\text{A.9})$$

donde θ es el ángulo de dispersión de una partícula con respecto a la línea del haz.

Dado que η depende únicamente del ángulo polar de la partícula, es más fácil de medirla experimentalmente contrario a la rapidez. De la expresión se observa que $\eta = 0$ en $\theta = 90^\circ$ y $\eta = \infty$ en $\theta = 0^\circ$.

Archivos .fr para Modelos en FeynRules

En este apartado se encuentran los archivos `.fr` utilizados en la generación de los modelos MMAyDE y ALPmodel que se utilizaron en este trabajo.

Primeramente, se muestra en [B.1](#) el archivo `.fr` que induce el momento magnético anómalo y momento dipolar eléctrico de los leptones, en particular para el muón. Enseguida, en [B.2](#) se muestra el modelo para el acoplamiento ALP- $\gamma\gamma$. Ambos archivos se compilaron utilizando la paquetería FeynRules 2.3.49 en Wolfram Mathematica 13.0.

El código utilizado para la compilación es el siguiente:

```
(*1 Se carga FeynRules*)
```

```
$FeynRulesPath = SetDirectory["(directorio de FeynRules)"]  
<< FeynRules`
```

```
(*2 Se ubica en el directorio de trabajo*)
```

```
SetDirectory["(directorio del modelo)"]
```

```
(*3 Se carga el modelo*)
```

```
LoadModel["SM.fr", "(modelo: MMAyDEmu.fr o ALPmodel.fr)"]
```

(*4 Se cargan las restricciones necesarias*)

```
LoadRestriction["DiagonalCKM.rst", "Massless.rst"]
```

(*5 Se comprueba Hermiticidad en el Lagrangiano*)

```
CheckHermiticity[Ln]
```

(*6 Se calculan las reglas de Feynman*)

```
FeynmanRules[Ln]
```

(*7 Se genera el archivo UFO*)

```
WriteUFO[LSM + Ln]
```

(*8 Se generan los archivos para FeynArts*)

```
WriteFeynArtsOutput[LSM + Ln, Output -> "ALPm", CouplingRename -> False]
```

Cabe resaltar que en el caso del modelo MMAyDE no se tomó en cuenta la restricción de `Massless.rst` y no se ejecutó el paso 8. Además, dado que se utilizó este modelo para el muón y el tau, la modificación para el tau en [B.1](#) se da principalmente en el Lagrangiano (espinor y la masa del leptón), es decir, cambiar `mubar` -> `tabar`, `mu` -> `ta` y `MMU` -> `MTA`.

B.1. MMAyDEmu

```
(*****  
(***** This is the FeynRules mod-file for the MMAyDEmu *****)  
(*****  
(***** Author: Cesar Ramirez *****)  
(*****
```

```
(* ***** *)
(* ***** Information ***** *)
(* ***** *)
M$modelName = "MMAyDEmu";
M$Information = {
  Author      -> {"Cesar Ramirez"},
  Version     -> "Final",
  Date        -> "13. 07. 2023",
  Institution -> {"Benemerita Universidad Autonoma de Puebla"},
  Email       -> {"cesar.ramirezal@alumno.buap.mx"}
};

(* ***** *)
(* ***** Parameters ***** *)
(* ***** *)
M$Parameters = {
  C1 == {
    ParameterType -> External,
    ParameterName -> C1,
    BlockName     -> a_mu,
    Value         -> .001,
    InteractionOrder -> {NP,1},
    TeX           -> Subscript[a_mu,t],
    Description   -> "a_mu"
  },
};
```

```

C2 == {
  ParameterType -> External,
  ParameterName -> C2,
  BlockName     -> d_mu,
  Value         -> .001,
  InteractionOrder -> {NP,1},
  TeX           -> Subscript[d_mu,t],
  Description   -> "d_mu"
}
};

(* ***** *)
(* ***** Lagrangian ***** *)
(* ***** *)
Ln := -(ee C1)/(2 MMU) mubar.(-I/2 (Ga[mu].Ga[nu]
  - Ga[nu].Ga[mu])) .FS[A,mu,nu] .mu
  - (I C2 ee)/(2) mubar.(-I/2 (Ga[mu].Ga[nu]
  - Ga[nu].Ga[mu])) .Ga[5] .FS[A,mu,nu] .mu

```

B.2. ALPModel

```

(*****)
(***** This is the FeynRules mod-file for the ALPmodel *****)
(*****                                     *****)
(*****           Author: Cesar Ramirez           *****)
(*****)

```

```
(* ***** *)
(* ***** Information ***** *)
(* ***** *)
M$modelName = "ALPmodel";
M$Information = {
  Author      -> {"Cesar Ramirez"},
  Version     -> "Final",
  Date       -> "09. 06. 2023",
  Institution -> {"Benemerita Universidad Autonoma de Puebla"},
  Email      -> {"cesar.ramirezal@alumno.buap.mx"}
};

(* ***** *)
(* ***** Parameters ***** *)
(* ***** *)
M$Parameters = {
  C1 == {
    ParameterType -> External,
    ParameterName -> C1,
    BlockName     -> Cte1,
    Value        -> .001,
    InteractionOrder -> {NP,1},
    TeX          -> Subscript[Cons1,t],
    Description   -> "1/Lambda"
  },
```

B. ARCHIVOS .FR PARA MODELOS EN FEYNRULES

```
C2 == {
  ParameterType -> External,
  ParameterName -> C2,
  BlockName     -> Cte2,
  Value         -> .001,
  InteractionOrder -> {NP,1},
  TeX          -> Subscript[Cons2,t],
  Description   -> "Valor k"
}
};
```

```
(* ***** *)
(* **** Particle classes **** *)
(* ***** *)
M$ClassesDescription = {
(* Axion: physical scalars *)
  S[33] == {
    ClassName      -> x,
    SelfConjugate  -> True,
    Mass           -> {Mx,1},
    Width          -> {Wx,0.0},
    PropagatorLabel -> "x",
    PropagatorType -> D,
    PropagatorArrow -> None,
    ParticleName   -> "x",
    FullName       -> "x"
  }
}
```

```
};

(* ***** *)
(* ***** Gauge ***** *)
(* ***** Parameters ***** *)
(* ***** (FeynArts) ***** *)
(* ***** *)
GaugeXi[ S[33] ] = 1;

(* ***** *)
(* ***** Lagrangian ***** *)
(* ***** *)
Ln := (1/2) (del[x,mu] del[x,mu]) - (1/2) Mass^2 x^2
      - (C2/4) x C1 (FS[A,mu,nu] (1/2) Eps[mu,nu,alpha,beta]
      FS[A,alpha,beta])
```


Bibliografía

- [1] 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. B. Vol. 716, 2012. [4](#)
- [2] CMS Collaboration. *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. Phys. Lett. B. Vol. 716, 2012. [4](#)
- [3] M. Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 1st edition, 2013. [5](#)
- [4] K. Krane. *Modern Physics*. John Wiley & Sons, Inc., 3rd edition, 2012. [5](#), [6](#)
- [5] D. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, Inc., 1987. [5](#), [6](#)
- [6] F. Halzen, A.D. Martin. *Quarks & Leptons: an Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, Inc., 1984. [6](#), [7](#)
- [7] A. Chaudhuri. *A Short Course on Relativistic Heavy Ion Collisions*. IOP Publishing, 2014. [7](#)
- [8] M. E. Peskin, D. V. Schroeder. *An introduction to quantum field theory*. Boulder, CO, Westview, 1995. [7](#), [46](#)
- [9] M. Armesto, C. Pajares Vales. *Cromodinámica Cuántica*. Revista Española de Física, Vol. 24, No. 4, 2011. [7](#)
- [10] K. Skjerdal. *Photoproduction of ρ^0 and Two-photon Production of Lepton Pairs in Ultra-peripheral Pb-Pb Collisions at the CERN LHC*. PhD Thesis, University of Bergen, 2014. [10](#), [11](#)

BIBLIOGRAFÍA

- [11] E. Fermi. *On the Theory of Collisions between Atoms and Electrically Charged Particles*. WORLD SCIENTIFIC, 2003. [12](#)
- [12] E. J. Williams. *Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionization and Radiation Formulae*. Phys. Rev. 45, pp. 729–730, 1934. [12](#)
- [13] C. von Weizsacker. *Radiation emitted in collisions of very fast electrons*. Z. Phys. 88, pp. 612–625, 1934. [12](#)
- [14] H. Shao & D. d’Enterria. *gamma-UPC: automated generation of exclusive photon-photon processes in ultraperipheral proton and nuclear collisions with varying form factors*. JHEP, 9, 2022. [12](#), [39](#)
- [15] A. Ahmad Al-batainech. *J/ψ production in ultra-peripheral proton-lead and lead-lead collisions with CMS*. PhD Thesis, University of Kansas, 2017. [13](#)
- [16] J. C. Maxwell. *VIII. A dynamical theory of the electromagnetic field*. Phil. Trans. R. Soc. 155, 459–512, 1865. [14](#)
- [17] D. d’Enterria & G. G. Silveira. *Observing light-by-light scattering at the Large Hadron Collider*. Phys. Rev. Lett. 111, 2013. [14](#), [43](#)
- [18] ATLAS Collaboration. *Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the ATLAS detector at the LHC*. Nature Phys. 13, 852–858, 2017. [16](#)
- [19] CMS Collaboration. *Evidence for light-by-light scattering and searches for axion-like particles in ultraperipheral PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*. Phys. Lett. B, 797, 2019. [17](#), [19](#)
- [20] ATLAS Collaboration. *Observation of Light-by-Light Scattering in Ultraperipheral Pb+Pb Collisions with the ATLAS Detector*. Phys. Rev. Lett. 123, 2019. [17](#)
- [21] ATLAS Collaboration. *Measurement of high-mass dimuon pairs from ultraperipheral lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector at the LHC*. Tech. rep. ATLAS-CONF-2016-025, CERN, 2016. [19](#)
- [22] H. Hamdaoui. *Observation of light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the ATLAS detector at the LHC*. PhD Thesis, Université Mohammed V, 2021. [21](#)

-
- [23] G. Sardanashvily. *Noether's theorems: applications in mechanics and field theory*. Atlantis studies in variational geometry, Springer, Paris, 2016. [22](#)
- [24] C. Wu, E. Ambler, W. Hayward et al. *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. Phys. Rev. Vol. 105, 1957. [22](#)
- [25] J. H. Christenson, J.W. Cronin, V.L Fitch et all. *Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson*. Phys. Rev. Lett. Vol. 13, 1964. [22](#)
- [26] S. Weinberg. *The $U(1)$ problem*. Phys. Rev. D, Vol. 11, 1975. [23](#)
- [27] G. 't Hooft. *How instantons solve the $U(1)$ problem*. Physics Reports, 142(6), 1986. [23](#)
- [28] R. D. Peccei. *QCD, strong CP and axions*. Journal of Korean Physical Society, 29, 1996. [23](#)
- [29] R. D. Peccei & H. R. Quinn. *CP Conservation in the Presence of Instantons*. Phys. Rev. Lett. 38, pp. 1440–1443, 1977. [23](#)
- [30] S. Weinberg, *A New Light Boson?*. Phys. Rev. Lett. 40, 1978. [23](#)
- [31] R. D. Peccei. *The Strong CP Problem and Axions*. Axions. Lecture Notes in Physics. Springer, Vol 741, 2008. [23](#), [24](#), [25](#)
- [32] V. Baluni, *CP Violating Eects in QCD*. Phys. Rev. D 19, 1979. [24](#)
- [33] C.A. Baker, D.D. Doyle, P. Geltenbort et all. *Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron*. Phys. Rev. Lett. 97, 2006. [24](#)
- [34] M. Dine, W. Fischler & M. Srednicki. *A Simple Solution to the Strong CP Problem with a Harmless Axion*. Phys. Lett. B 104, 1981. [26](#)
- [35] A. Zhitnitsky. *On Possible Suppression of the Axion Hadron Interactions*. Sov. J. Nucl. Phys. 31, 1980. [26](#)
- [36] J. E. Kim & G. Carosi. *Axions and the Strong CP Problem*. Rev. Mod. Phys. 82, 2010. [25](#)
- [37] M. A. Shifman, A. Vainshtein, & V. I. Zakharov. *Can Confinement Ensure Natural CP Invariance of Strong Interactions?*. Nucl. Phys. B 166, 1980. [25](#)

BIBLIOGRAFÍA

- [38] S. Knapen, T. Lin, H. Keong & T. Melia. *Searching for Axionlike Particles with Ultraperipheral Heavy-Ion Collisions*. Phys. Rev. Lett. 118, 17, 2017. [26](#)
- [39] LHC Study Group, *The Large Hadron Collider: Conceptual Design*. CERN-AC-95-05-LHC, 1995. [30](#), [31](#)
- [40] ALICE Collaboration. *First proton-proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: Measurement of the charged particle pseudorapidity density at $\sqrt{s} = 900$ GeV*. Eur. Phys. J. C, Vol. 65, pp. 111–125, 2010. [30](#)
- [41] ATLAS collaboration. *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. Journal of Instrumentation. Vol. 3, 2008. [33](#)
- [42] ALICE Collaboration. *The ALICE Experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation. Vol. 3, 2008. [33](#)
- [43] CMS Collaboration. *The CMS Experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation. Vol. 3, 2008. [33](#)
- [44] LHCb Collaboration. *The LHCb Detector at the LHC*. Journal of Instrumentation. Vol. 3, 2008. [33](#)
- [45] ALICE Collaboration. *ALICE: Technical Proposal for a Large Hadron Collider Experiment at the CERN LHC*. CERN-LHCC 95-71, 1995. [34](#)
- [46] L. Valencia Palomo. *Inclusive J/ψ production measurement in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ALICE Muon Spectrometer*. PhD Thesis, Université Paris-Sud, 2013. [34](#)
- [47] ALICE Collaboration. *Upgrade of the ALICE Experiment: Letter Of Intent*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41. Vol 8, 2014. [36](#)
- [48] ALICE collaboration. *Letter of intent for ALICE 3: A next-generation heavy-ion experiment at the LHC*, CERN-LHCC-2022-009, 2022. [36](#), [37](#)
- [49] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze & M. G. Ryskin. *Exclusive LHC physics with heavy ions: SuperChic 3*. Eur. Phys. J. C 79, 39, 2019. [38](#)

- [50] S. R. Klein, J. Nystrand, J. Seger et al. *STARlight: A Monte Carlo simulation program for ultra-peripheral collisions of relativistic ions*. Computer Physics Communications, Vol. 212, 2017. [38](#)
- [51] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione et al. *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*. JHEP, Springer Science and Business Media LLC, 2014. [39](#)
- [52] H. Li & P. Wang. *Solution of lepton $g-2$ anomalies with nonlocal QED*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, Vol. 50, 2023. [47](#)
- [53] Muon $g - 2$ Collaboration. *Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.20 ppm*. Phys. Rev. Lett. Vol. 131, 2023. [47](#)
- [54] T. Aoyama, N. Asmussen, M. Benayoun, et al. *The anomalous magnetic moment of the muon in the Standard Model*. Physics Reports, Vol. 887, 2020. [48](#)
- [55] Particle Data Group, Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. [48](#), [51](#)
- [56] DELPHI Collaboration. *Study of tau-pair production in photon-photon collisions at LEP and limits on the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton*. European Physical Journal C, Vol. 35, 2004. [51](#)
- [57] S. Eidelman, M. Giacomini, F. Ignatov and M. Passera. *The τ lepton anomalous magnetic moment*. Nuclear Physics B - proceedings Supplements, Vol. 169, 2007. [51](#)