



Facultad
de
Ciencias

Estudio de la producción de pares de bosones en colisiones protón-protón en el LHC

(Study of Diboson Production in Proton-Proton
Collisions at the LHC)

Trabajo de Fin de Grado
para acceder al

GRADO EN FÍSICA

Autora: Cristina Ruiz González
Director: Francisco Matorras Weinig
Co-Directora: Alicia Calderón Tazón
Junio - 2024

Resumen

Se estudia la producción de dibosones con desintegraciones leptónicas en el LHC, proporcionando predicciones teóricas para múltiples energías del centro de masas. En concreto, se simulan los eventos de interés con los generadores Pythia y MadGraph, para luego, analizar los datos con las rutinas de análisis, Rivet y Root. Los valores de la sección eficaz para dichos procesos, son comparados con las mediciones experimentales tomadas en el experimento del CERN y con las predicciones del simulador MATRIX. Además, se estudia el modelo ALP en la producción de dibosones con decaimientos leptónicos, analizando su dependencia con la masa del ALP y las constantes de acoplamiento. Finalmente, se delimitan las regiones de exclusión y descubrimiento del ALP a partir de las simulaciones realizadas con el generador MadGraph.

Palabras Clave: Dibosones, Sección eficaz, LHC, Modelo Axion Like Particle

Abstract

The production of dibosons with leptonic decays at the LHC is studied, providing theoretical predictions for multiple center-of-mass energies. In particular, events are simulated using the Pythia and MadGraph generators, and then, the data is analyzed with the routines developed using Rivet and Root. The cross-section values for these processes are compared with the experimental measurements from the CERN experiment and with the predictions of the MATRIX simulator. Additionally, the ALP model is included in the study of diboson production with leptonic decays, analyzing its dependence on the ALP mass and coupling constants. Finally, the exclusion and discovery regions for the ALP are defined based on the simulations performed with the MadGraph generator.

Key Words: Dibosons, Cross Section, LHC, Axion Like Particle Model

Agradecimientos

Antes de todo, deseo agradecer el apoyo y dedicación de mi director y codirectora, Francisco Matorras Weinig y Alicia Calderón Tazón, quiénes me han dado la oportunidad de realizar este trabajo en el ámbito de la física de partículas, mi gran pasión. Además, quería mencionar al docente Pablo Martínez Ruiz del Árbol, por su forma de enseñar y transmitir su ilusión por la física de altas energías a lo largo de la carrera. Muchas gracias a la Universidad de Cantabria, por todo lo aprendido y vivido durante esta etapa de mi vida. Asimismo, gracias a DESY por el privilegio de participar en su escuela de verano, en un ambiente internacional y competente, así como al CERN, por el acceso a las herramientas a través de lxplus, necesarias para la generación y el análisis de los eventos.

Por otra parte, quiero agradecer a mi familia, mencionando a mi hermano, quién siempre me hizo cuestionarme todo y pensar fuera de la caja, y a mi hermana, quién me enseñó que todo es posible con esfuerzo y entusiasmo. Además, quiero agradecer a mis padres, mi pareja y mi abuela, por creer en mí y animarme a perseguir mis metas. Finalmente, me gustaría mencionar a mi tío Roberto, mi referente, quién demuestra que la capacidad, el éxito y la superación, debe ir siempre acompañado de humildad.

Índice general

1. Introducción Teórica	1
1.1. El Modelo Estándar	1
1.2. Modelo Axion Like Particle	2
1.3. Experimentos de física de partículas	3
2. Herramientas Computacionales	6
2.1. Introducción	6
2.1.1. Simuladores de eventos Monte Carlo	6
2.1.2. Herramientas de Análisis	8
2.2. Introducción a Pythia y Rivet	8
2.3. Introducción a MadGraph y Root	11
3. Estudio de Producción de Dibosones	12
3.1. Introducción	12
3.2. Desarrollo de Rutina con Rivet	14
3.3. Desarrollo de Rutina con ROOT	16
3.4. Conclusiones	22
4. Estudio de los Fondos	23
4.1. Introducción	23
4.2. Estudio de los Fondos Principales	25
4.3. Conclusiones	28
5. Estudio ALP	29
5.1. Introducción	29
5.2. Estudio con el Modelo ALP	30
5.2.1. Dependencia con parámetros ALP	31
5.2.2. Comparación del SM con el modelo ALP	32
5.2.3. Optimización de los Cortes	35
5.2.4. Regiones de búsqueda del ALP	37
5.3. Conclusiones	37
6. Conclusiones	38
A. Repositorio GitHub	40
B. Cálculo de Errores	42

Introducción

Este trabajo se centra en el estudio de la producción de dibosones con desintegraciones leptónicas en el LHC. Todo ello, con el objetivo de proporcionar predicciones teóricas a múltiples energías del centro de masa, para posteriormente, comparar dichos resultados con las mediciones experimentales recogidas en el experimento del CERN. El TFG se organiza en seis capítulos y recoge las contribuciones realizadas en el curso "Special Remote Desy Summer School 2023", así como, su continuación en la Universidad de Cantabria.

En el primer capítulo se presenta el modelo actual en física de partículas, denominado modelo estándar. Dicho modelo proporciona predicciones teóricas coherentes con los resultados experimentales, pero es incapaz de dar explicación a ciertos enigmas, tales como, la existencia de materia y energía oscura, la masa de los neutrinos, la asimetría materia-antimateria, entre muchos otros. Dichos problemas motivan la búsqueda de nuevos modelos más allá del modelo estándar. Concretamente, se estudia el modelo Axion Like Particle, que propone la existencia de partículas similares a los axiones, con miras a resolver el problema CP en la interacción fuerte. Por último, se habla del experimento más importante en el ámbito de la física de las partículas, el gran colisionador de hadrones (LHC), mencionando uno de sus principales detectores, el detector CMS.

El segundo capítulo hace referencia al uso de herramientas computacionales en la física de partículas, incluyendo los simuladores Monte Carlo y las herramientas de análisis. Asimismo, se refleja la importancia del manejo de las tecnologías de la información en la física de altas energías, debido a la gran cantidad de datos y la complejidad de los eventos de colisión. A continuación, se muestran ciertos ejemplos empleando los generadores Pythia y MadGraph, así como, las rutinas de análisis, Rivet y Root.

Una vez se dispone del conocimiento suficiente, se realiza un estudio completo empleando las herramientas computacionales mencionadas. Concretamente, se estudia la producción de dibosones WW, ZZ y WZ, con decaimientos leptónicos a múltiples energías del centro de masas. En el tercer capítulo, se resumen los puntos clave del estudio y se desarrollan varias rutinas de análisis para comparar las predicciones teóricas dadas por ciertos generadores Monte Carlo con las mediciones experimentales del CERN y los resultados de otros simuladores.

En el cuarto capítulo, se analizan las principales contribuciones de fondo, dedicando especial atención al proceso de producción de pares de top quarks. En el quinto capítulo, se estudia el modelo ALP en la producción de dibosones, mostrando la dependencia de la sección eficaz con sus parámetros fundamentales, y delimitando las regiones de exclusión y descubrimiento de las partículas ALP. Finalmente, todas las aportaciones realizadas en el estudio de la producción de dibosones con desintegraciones leptónicas se recogen en el último capítulo.

Capítulo 1

Introducción Teórica

1.1. El Modelo Estándar

En la naturaleza existen cuatro fuerzas fundamentales; la gravedad, la fuerza electro-magnética, fuerte y débil. La gravedad viene descrita por la relatividad general, mientras que el resto de interacciones se explican a través del modelo estándar de la física de partículas, visible en la Fig. 1.1. Dicho modelo clasifica las partículas fundamentales en dos grupos principales. Los fermiones, que componen la materia, y los bosones, que median las interacciones entre partículas, siendo responsables de las fuerzas [1] [2].

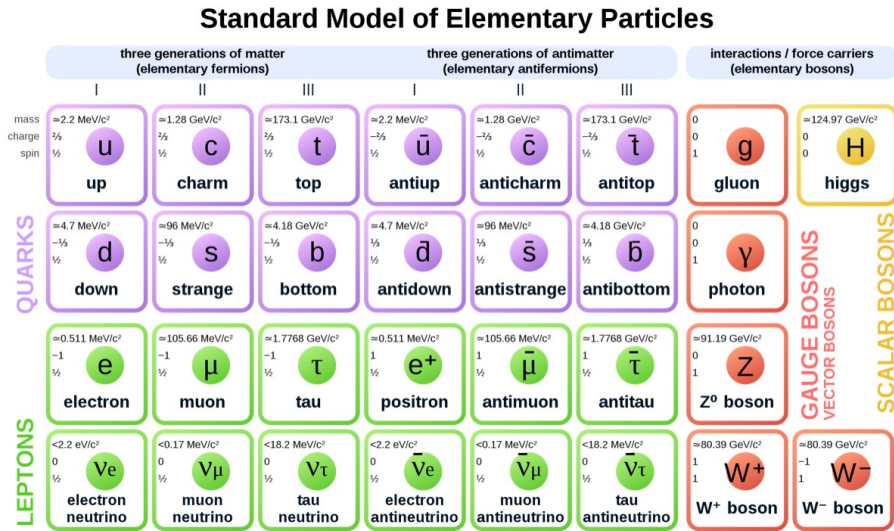


Figura 1.1: Esquema general del Modelo Estándar de Partículas [2].

Dentro de los fermiones se tienen leptones y quarks, organizados en tres generaciones. Además, dicho modelo contempla la existencia de la antimateria. Por otra parte, las interacciones vienen descritas por el intercambio de partículas mediadoras. En realidad, se trata de una interpretación simplificada para explicar el desarrollo perturbativo dependiente del tiempo del Hamiltoniano de interacción. Concretamente, la interacción electromagnética dada entre partículas con carga eléctrica viene mediada por los fotones, la interacción fuer-

te dada entre partículas con carga de color viene mediada por los gluones y la interacción débil por los bosones $W^\pm$ y Z . Finalmente, el bosón de Higgs explica la adquisición de la masa de ciertas partículas a través del mecanismo de Higgs [1].

En cuanto a los constituyentes del universo, las teorías actuales aseguran que la materia ordinaria constituye únicamente alrededor del 5 %, mientras que la materia oscura y la energía oscura representan un 27 % y 68 %, respectivamente. Las investigaciones recientes tratan de encontrar posibles candidatos a la materia oscura y explicar la energía oscura, responsable de la expansión acelerada del universo [3].

Se debe tener en cuenta que el modelo estándar es excelente a la hora de realizar predicciones, sin embargo, es incapaz de explicar ciertos fenómenos, tales como la existencia de la materia y energía oscura, la masa de los neutrinos, la asimetría entre la materia y la antimateria, entre otros. Dichos inconvenientes motivan la búsqueda de nuevas teorías más allá del modelo estándar.

1.2. Modelo Axion Like Particle

El Modelo estándar predice la existencia de una violación CP en la interacción fuerte, es decir, tras operaciones combinadas de cambio de carga y paridad. Sin embargo, en la naturaleza se observa una inexplicable conservación CP que motiva el desarrollo de nuevas teorías, entre ellos, destaca el modelo ALP (Axion Like Particle) [4].

Las partículas ALP son bosones de tipo pseudo-Goldstone¹ que presentan una masa pequeña e interacciones muy débiles con la materia, siendo posibles candidatos a la materia oscura. En concreto, destaca el modelo ALP lineal UFO basado en la teoría de campos lineal (EFT) [4] [5].

En este modelo, la sección eficaz de los eventos de producción de dibosones WW es proporcional al cuadrado de las constantes de acoplamiento del ALP con los gluones (g_{agg}) y con el bosón W (g_{aWW}), siendo independiente con la masa del ALP. Todo ello, tal y como se aprecia en la Ec. (1.1) [4].

$$\sigma_{WW(ALP)} \propto g_{aWW}^2 g_{agg}^2 \quad (1.1)$$

Dicha aproximación es válida dentro del régimen no resonante, cuando la masa del ALP y del bosón W son despreciables frente a la energía del centro de masas. Por otro lado, se tendrán condiciones de resonancia cuando dichas magnitudes sean comparables.

¹Los bosones de Goldstone aparecen cuando una simetría global se rompe de forma espontánea.

1.3. Experimentos de física de partículas

La física de partículas presenta múltiples beneficios en la sociedad, posibilitando el avance científico y tecnológico. En esta rama de la física, destaca el uso de los aceleradores para generar colisiones entre partículas a altas energías. De esta forma, se pueden reproducir las condiciones extremas del universo en etapas tempranas, así como, estudiar la composición de la materia y sus interacciones, basándose en el principio de "De Broglie"².

En cuanto a los impactos a nivel social, la física de partículas se extiende a múltiples ámbitos, entre ellos, en la medicina para el tratamiento de cáncer con hadrones. Actualmente, el experimento por excelencia a nivel mundial es el LHC, el gran colisionador de hadrones del CERN. Se trata de un acelerador circular de 27 km de circunferencia, que permite colisionar bunches de hadrones a altas velocidades [6]. Entre los detectores del LHC destaca el CMS que permite registrar y analizar los eventos producidos.

El Detector CMS (Compact Muon Solenoid) se compone de una serie de subdetectores, que colaboran para obtener una reconstrucción precisa de la trayectoria y propiedades de las partículas. El subdetector más cercano al punto de interacción es el "Tracker", que muestra las trayectorias de las partículas cargadas. A continuación, el calorímetro electromagnético absorbe y mide la energía de las partículas que interactúan electromagnéticamente, permitiendo la determinación precisa de ciertas propiedades. Luego, el calorímetro hadrónico detecta los hadrones, complementando la información recopilada por el calorímetro electromagnético. El siguiente componente es un imán que curva las trayectorias de las partículas cargadas, facilitando la medición de sus propiedades y la identificación de las partículas detectadas. Finalmente, se encuentra la cámara de muones, dividida en cuatro capas de detección y situada en el exterior del detector. Dicha cámara rastrea las trayectorias y el momento de los muones, que atraviesan el detector debido a su baja interacción [1]. Todas las partes del detector, se muestran en la Fig. 1.2.

Además, las partículas invisibles, como las asociadas a la materia oscura o los neutrinos, se detectan de manera indirecta reconstruyendo su trayectoria a partir de las leyes de conservación del momento y la energía. Todo ello, a partir del momento transversal faltante, conocido como MET (missing transverse momentum) [1].

²Dicho principio asegura que la longitud de onda disminuye a medida que aumenta la energía, permitiendo el estudio de tamaños cada vez más pequeños.

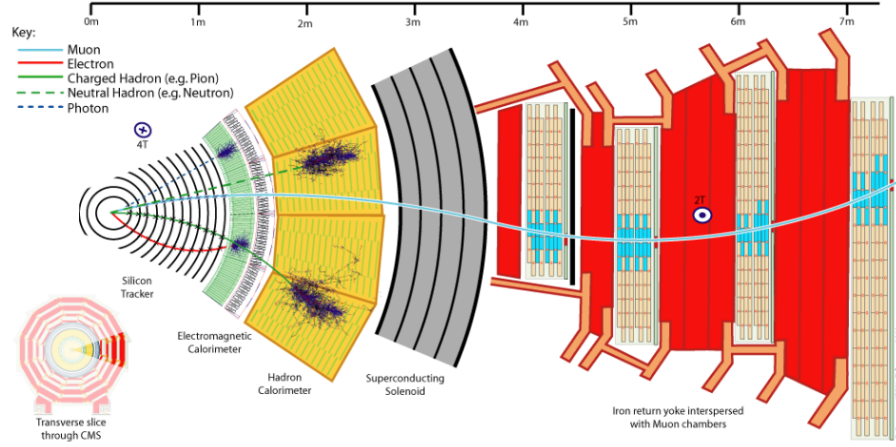


Figura 1.2: Esquema general de los subdetectores del detector CMS. Incluyendo el Tracker, los calorímetros electromagnético y hadrónico, así como, las cámaras de muones [7].

Atendiendo a la geometría cilíndrica del detector, se definen dos coordenadas fundamentales. El ángulo Φ con respecto al plano transversal XY indica la dirección de salida de las partículas desde el punto de interacción, mientras que la pseudorrapidez η representa el ángulo con respecto al eje z, tomado en la dirección del haz de partículas. Debido a las limitaciones del detector, se tiene un valor máximo medible de $\eta_{\max} = 2,5$ [1].

La pseudorrapidez se puede obtener a partir del ángulo polar (θ) medido con respecto al eje de colisión, como se muestra en la Ec. (1.2) [7].

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (1.2)$$

Además, se emplea la rapidez y para cuantificar el movimiento de las partículas en la relatividad especial. Dicha variable depende de la energía total y el momento lineal en la dirección del movimiento, tal y como se observa en la Ec. (1.3) [7].

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.3)$$

En cuanto a las colisiones hadrónicas en el LHC, los bunches de protones colisionan a velocidades cercanas a la velocidad de la luz, por lo que las interacciones se dan entre sus constituyentes, los quarks y gluones. Se debe tener en cuenta que el protón presenta una estructura compleja, formado por tres quarks de valencia unidos por gluones, así como, un mar de quarks y gluones. Por ello, las interacciones entre sus constituyentes son difíciles de reconstruir. De hecho, se emplean funciones de distribución de partones, conocidas como "PDF", para definir la probabilidad de encontrar un partón (quarks y gluones) en un hadrón en función de la fracción $\mathcal{X}$ de momento adquirido del protón, siendo fundamentales para predecir las interacciones de colisión entre protones en el LHC [8].

Por otra parte, es necesario comprender la fuerza fuerte, que actúa sobre partículas con carga de color (quarks y gluones) a través de sus partículas mediadoras, los gluones.

La fuerza fuerte viene descrita por la teoría cromodinámica cuántica (QCD) que explica su comportamiento en función de la distancia. A distancias cortas, la fuerza entre partículas es relativamente débil, por lo que las partículas se mueven cuasi-libres (libertad asintótica). Sin embargo, a medida que las partículas se separan, el potencial y la fuerza aumentan, impidiendo la existencia aislada de estas (confinamiento de color). Dicho fenómeno explica la formación de jets y el proceso de "parton shower", basado en la emisión de chorros de partículas cuando los quarks o gluones viajan tras la colisión, alejándose más allá de una cierta distancia. Además, la hipótesis de confinamiento explica la agrupación de las partículas emitidas formando hadrones con carga de color neutro.

Ambos comportamientos se describen mediante el potencial fuerte de la Ec. (1.4).

$$V(r) = -C \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (1.4)$$

Siendo r la distancia, C y k constantes, y α_s la constante de acoplamiento fuerte. En dicha expresión, el primer término representa la libertad asintótica mientras que el segundo representa el confinamiento de color, dado a distancias largas y altas energías [9].

En la "libertad asintótica" se tienen interacciones débiles, lo que permite aplicar teoría de perturbaciones. Sin embargo, cuando las interacciones son intensas y los partones están confinados formando hadrones, se entra dentro del régimen no perturbativo. Por otra parte, a bajas energías se dan colisiones "soft" que producen cambios ligeros en las propiedades de las partículas, mientras que a altas energías se tienen colisiones "hard" que generan nuevas partículas en el estado final. Además, dichas colisiones pueden ser elásticas, si se conserva la energía y el momento total, o inelásticas [9].

Capítulo 2

Herramientas Computacionales

2.1. Introducción

El uso de herramientas computacionales en el campo de la física de las partículas es fundamental para recopilar, simular y analizar enormes cantidades de datos asociados a los eventos de colisión. De hecho, Tim Berners-Lee, un investigador del CERN, fue el creador del primer servidor web en lenguaje HTML en 1989, impulsado por la necesidad de incrementar la potencia tecnológica en este área de investigación [10] [11].

Entre las herramientas principales destacan los simuladores Monte Carlo, que permiten generar eventos de física de partículas basándose en modelos teóricos que tratan de simular la naturaleza, y las rutinas de análisis para estudiar los eventos de colisión.

2.1.1. Simuladores de eventos Monte Carlo

Los generadores Monte Carlo emplean algoritmos para simular eventos de colisión a altas energías y almacenan la información de estos procesos en archivos HEPMC. Existen múltiples simuladores, tales como Pythia y MadGraph, que permiten simular los procesos de interacción proporcionando predicciones teóricas [12] [13].

A la hora de simular colisiones entre protones a altas energías se deben tener en cuenta ciertas contribuciones, visibles en la Fig. (2.1). Primeramente, se simula el “Proceso Duro” para representar el evento principal de interés en la colisión de partículas. Posteriormente, se simula el proceso “Parton Shower” basado en la emisión de quarks y gluones dentro del régimen perturbativo. Por otra parte, se tienen en cuenta posibles eventos subyacentes para estudiar las contribuciones de fondo. Entre ellas, destacan las interacciones partónicas múltiples. Finalmente, los simuladores contemplan el proceso de hadronización aplicando la hipótesis de confinamiento [9].

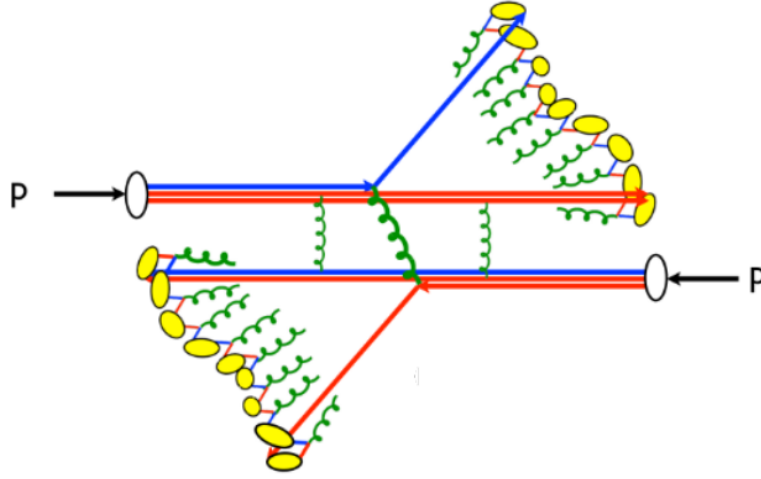


Figura 2.1: Proceso de simulación de la colisión entre protones donde se observa la interacción entre quarks, emisión de gluones y jets [9].

En cuanto a las predicciones teóricas dadas por los generadores Monte Carlo, destaca el cálculo de la sección eficaz, que describe la probabilidad de que ocurra un proceso de interacción entre partículas. Dichos simuladores computan la sección eficaz empleando números aleatorios para integrar y muestrear el espacio de fases.

Para ello, se aplica la teoría QCD bajo el régimen perturbativo, desarrollando el hamiltoniano de interacción en términos de la constante de acoplamiento fuerte α_s . Todo ello, tal y como se aprecia en la serie de expansión de la Ec. (2.1).

$$f = f_0 + \alpha_s f_1 + \alpha_s^2 f_2 + \alpha_s^3 f_3 + \dots \quad (2.1)$$

Dicha aproximación es válida para colisiones duras, es decir, para altos valores de momento transferido Q o distancias cortas con valores bajos de α_s [9].

El término máximo alcanzado en la expansión perturbativa define el orden y precisión en el cálculo de la sección eficaz. El orden LO (“leading order”), es el nivel más bajo, seguido del NLO (“next to leading order”), que incluye contribuciones de orden superior. A partir de ese orden, los cálculos se vuelven extremadamente complejos.

Finalmente, existe una herramienta que permite traducir el desarrollo matemático perturbativo del hamiltoniano de interacción, en un simple diagrama. Se trata de los diagramas de Feynman, que representan las trayectorias de las partículas (líneas) y sus interacciones (vértices) en el espacio (eje vertical) a lo largo del tiempo (eje horizontal). Dichos diagramas permiten realizar cálculos complejos y visualizar el evento completo de interacción, incluyendo, el estado inicial, el propagador de la fuerza, posibles interacciones secundarias, así como, el estado final [14]. Además, el acoplamiento define la intensidad de la fuerza descrita por los vértices en los diagramas de Feynman.

2.1.2. Herramientas de Análisis

Los experimentos de física de partículas generan una gran cantidad de datos, ya que cada colisión produce miles de partículas, que a su vez, dejan millones de trazas en el detector [11]. De hecho, el trigger es un sistema que permite seleccionar los eventos de interés, conservando solamente una pequeña fracción de los eventos generados [15].

Por otra parte, la complejidad de los procesos de colisión motiva la implementación de nuevas tecnologías para analizar los eventos en física de partículas. Se debe tener en cuenta que los detectores únicamente son capaces de detectar las partículas estables en los tiempos de detección del detector en el estado final. Por ello, las herramientas de análisis deben considerar las posibles interacciones principales y procesos secundarios hasta un cierto orden, tratando de deducir los estados intermedios de los eventos registrados.

Actualmente, se emplean técnicas avanzadas de análisis basadas en el uso de redes neuronales (Machine Learning), principalmente para la discriminación de la señal y el fondo en el CMS, la reconstrucción de muones en el sistema de trigger y la identificación de trazas con el algoritmo DeepJet, entre otros [11]. En este trabajo, se desarrollan códigos en RIVET y ROOT que permiten comparar resultados experimentales con las predicciones teóricas de cualquier modelo, siendo útil para futuros trabajos teóricos [16] [17].

2.2. Introducción a Pythia y Rivet

Se recogen dos prácticas introductorias realizadas en el curso “Special Remote Summer School 2023” organizado por DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron), uno de los centros de investigación más importantes en Alemania, con gran influencia a nivel mundial en el ámbito de la física de partículas [18]. En dichas sesiones se busca familiarizarse con dos herramientas principales, Rivet y Pythia.

Práctica I: Generación de Eventos

Esta primera práctica se centra en la generación de eventos de colisión utilizando Pythia, seguida del análisis de estos utilizando análisis específicos en Rivet. Concretamente, se generan 1000 eventos de colisión e^+e^- y se analizan empleando el código de análisis para partículas cargadas, `DELPHI_1991_I324035.cc` [19].

A partir del análisis se obtiene la distribución de multiplicidad cargada en las desintegraciones hadrónicas de Z^0 , que permite observar como varía el número de partículas emitidas en una desintegración del bosón Z^0 para diferentes regiones de rapidez. En ellas, se comparan las predicciones teóricas dadas por el generador Pythia, con las mediciones experimentales realizadas en el año 1991 por el detector DELPHI del experimento LEP (Large Electron-Positron Collider) del CERN. Todo ello, se muestra en la Fig. (2.2).

Las distribuciones muestran una tendencia similar en las diferentes regiones de rapidez, además, existe una gran compatibilidad entre las simulaciones y los valores experimentales.

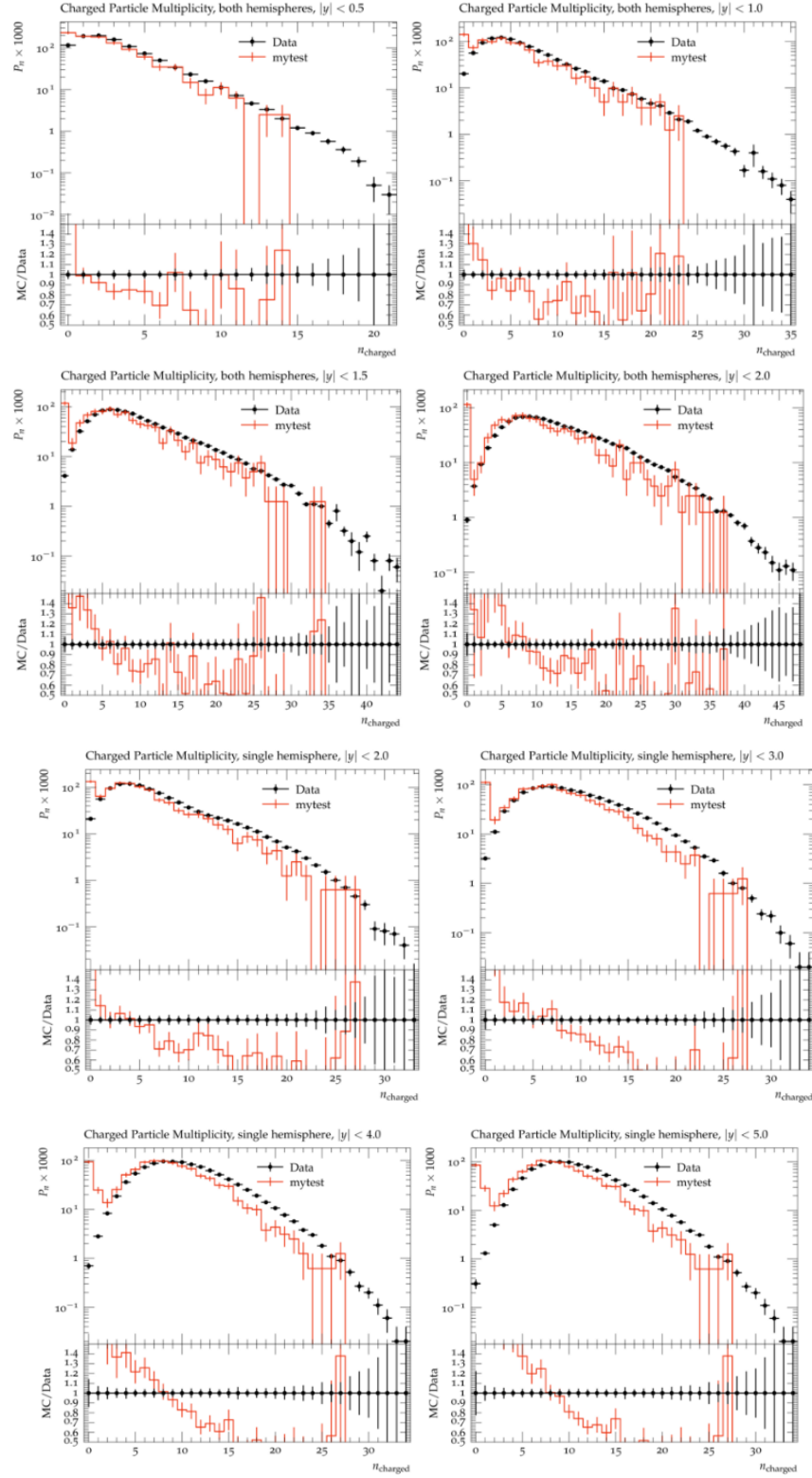


Figura 2.2: Distribución de multiplicidad cargada en las desintegraciones hadrónicas de Z^0 para diferentes regiones de rapidez. Las predicciones se muestran con una línea roja (mytest), mientras que los datos experimentales vienen dados por puntos negros (Data). En el panel inferior se muestra la relación entre las simulaciones Monte Carlo y los datos.

Práctica II. Creación de un código de análisis

A continuación, se crea una rutina de análisis propia para analizar los eventos generados con Pythia, siguiendo la estructura de los códigos de Rivet. Al inicio de la rutina se incorporan ciertas clases, incluyendo la proyección para partículas cargadas. En el contexto de Rivet, existen clases denominadas “Projections” que permiten acceder a los datos del evento de colisión. En particular, la proyección “ChargedFinalState” devuelve todas las partículas cargadas estables del estado final [16].

Por otra parte, se realizan ciertas operaciones básicas, tales como, el cálculo del momento transversal (en el plano XY), la rapidez y la pseudorrapidez de las partículas [7]. Finalmente, se representa la multiplicidad de las partículas cargadas en función de la pseudorrapidez y la rapidez, especificando el diseño de los histogramas. En concreto, se añaden los títulos de las gráficas, el etiquetado de los ejes y se define la escala.

La rutina de análisis para partículas cargadas y el código implementado para el diseño de los histogramas se muestran en el repositorio “Introduction_To_Rivet” de GitHub [20]. Por otra parte, las distribuciones de multiplicidad obtenidas se muestran en la Fig. (2.3).

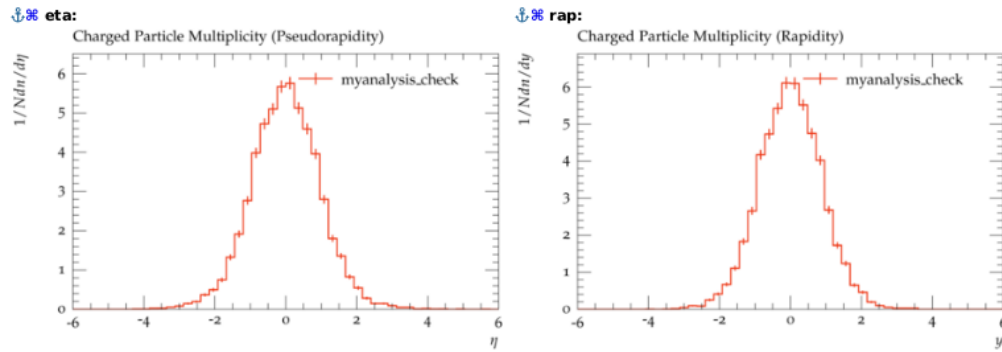


Figura 2.3: Distribución de multiplicidad de partículas cargadas en función de la pseudorrapidez (izq) y la rapidez (dcha).

Las distribuciones de multiplicidad obtenidas tras la colisión frontal en el centro de masas del sistema son isotrópicas, lo que implica que no hay una preferencia direccional en estos procesos. Por ello, el ángulo promedio de dispersión está centrado alrededor del cero. Por otra parte, al tratarse de una colisión entre partículas fundamentales e^+e^- , la energía está bien definida y se podrán determinar mejor las propiedades de las partículas emitidas¹.

¹En cambio, en otros experimentos con colisiones pp , la producción de partículas depende de la estructura de los partones, complicando la reconstrucción.

2.3. Introducción a MadGraph y Root

Se recogen las principales simulaciones de eventos de colisión pp realizadas con el generador MadGraph. En concreto, se generan 10000 eventos para la producción de pares de bosones WW, WZ y ZZ, con desintegraciones leptónicas a múltiples energías del centro de masa, desde 5.02 TeV hasta 13 TeV. Por otra parte, se simula el proceso $t\bar{t}$ de fondo a una energía de 5.02 TeV, incluyendo al tau en el estado final. Por último, se estudia la producción de dibosones W^+W^- con el modelo ALP a 13 TeV.

Algunos de los comandos empleados para la generación de los eventos, se recogen en esta sección. Todo ello, con el objetivo de familiarizarse con la sintaxis de MadGraph.

Producción de dibosones W^+Z en LO con el modelo estándar

```
import model sm
generate p p > w+ z, w+ > l+ vl, z > l+ l-
```

Producción de dibosones WW en LO con el modelo ALP linear UFO

```
import model ALP_linear_UFO
generate p p > w+ w-, w+ > l+ vl, w- > l- vl~
```

Producción de dibosones ZZ en NLO con el modelo estándar

```
import model sm
generate p p > zz > l+ l- l+ l- [QCD]
```

Fondo $t\bar{t}$ con desintegraciones leptónicas en LO con modelo SM, incluyendo al tau

```
import model sm
define l+ = e+ mu+ ta+
define l- = e- mu- ta-
define vl = ve vm vt
define vl~ = ve~ vm~ vt~
generate p p > t t~, (t > w+ b, w+ > l+ vl),
                    (t~ > w- b~, w- > l- vl~)
```

Finalmente, los eventos simulados se analizan con la rutina de análisis de ROOT de referencia, recogida en el Repositorio Github LatinoTreesLHE [21] Todos los archivos generados en las simulaciones tienen el formato estándar LHE [22].

Capítulo 3

Estudio de Producción de Dibosones

3.1. Introducción

El trabajo se centra en la producción electrodébil de pares de bosones, que llamaremos dibosones, en colisiones pp en el LHC. Dicho estudio es fundamental para respaldar el modelo actual de física de partículas, proponer teorías más allá del modelo estándar y estudiar procesos asociados al bosón de Higgs. Actualmente, existen múltiples resultados experimentales para energías del centro de masa de 5.02, 7, 8 y 13 TeV [23].

En concreto, se analizan los procesos de producción de dibosones con desintegraciones leptónicas, que incluyen dos, tres y cuatro leptones ligeros en el estado final. Los procesos de interés son: $WW \rightarrow 2\nu 2\ell$, $WZ \rightarrow 3\ell\nu$ y $ZZ \rightarrow 4\ell$, con $\ell = e, \mu$, mostrados en los diagramas de Feynman de la Fig. 3.1.

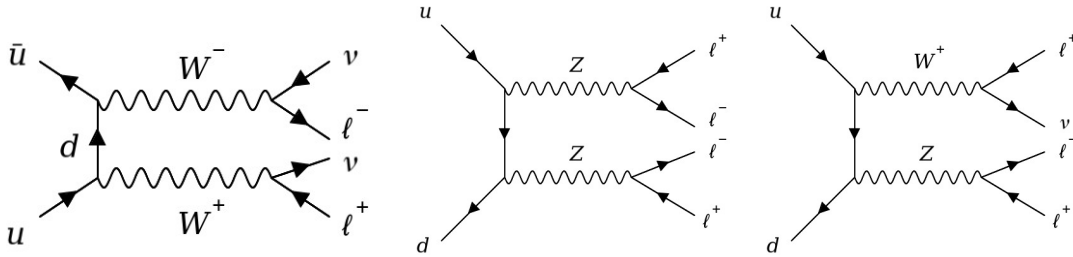


Figura 3.1: Diagramas de Feynman para la producción de dibosones WW , ZZ y WZ con decaimientos leptónicos, incluyendo dos, tres y cuatro leptones en el estado final.

A la hora de seleccionar los eventos de interés, se imponen ciertas restricciones en la masa invariante de los pares leptónicos del estado final. Concretamente, se reproducen los cortes indicados en la publicación del CMS [23]. En el caso WW , se consideran pares de leptones con carga opuesta y mismo sabor, excluyendo aquellos cuya masa sea inferior a 4 GeV. Por otra parte, para el caso ZZ y WZ , se imponen condiciones de resonancia en la producción del bosón Z , excluyendo eventos donde la masa invariante de los pares leptónicos quede fuera del rango de 60 a 120 GeV.

La probabilidad de cada uno de los eventos viene dada por la sección eficaz, que puede obtenerse sin restricciones o imponiendo condiciones específicas en la detección. La sección eficaz total hace referencia a la probabilidad de que ocurra un evento de interacción en todo el espacio de fases, mientras que la sección fiducial se calcula en la región específica donde mide el detector [24].

La sección eficaz total se suele obtener a través de la sección eficaz leptónica, tal y como se aprecia en la Ec. (3.1). Esto se debe a la inestabilidad de los bosones W y Z, siendo más fácil la detección experimental de las desintegraciones leptónicas.

$$\sigma_T = \frac{\sigma_{\text{lep}}}{\mathcal{B}(W \rightarrow \ell\nu \text{ or } Z \rightarrow \ell\ell) \mathcal{B}(W \rightarrow \ell\nu \text{ or } Z \rightarrow \ell\ell) \epsilon \mathcal{L}} \cdot N_{\text{signal}}^{SR} \quad (3.1)$$

Siendo ϵ la eficiencia de reconstrucción de los leptones, $\mathcal{L}$ la luminosidad total integrada, N_{signal}^{SR} el número de eventos de señal propiamente normalizado y los valores calculados para el Branching Ratio: $\mathcal{B}(W \rightarrow \ell\nu) = (0,213 \pm 0,002)$ y $\mathcal{B}(Z \rightarrow \ell\ell) = (0,06729 \pm 0,00008)$ con $\ell = e, \mu$ [23] [25]. Además, el número de eventos después del proceso de selección viene dado por la proporción entre el número de eventos que cumplen los criterios de selección con respecto al número inicial ($N_{\text{after}}/N_{\text{before}}$).

A lo largo del trabajo, se estudian los eventos de interés, desarrollando rutinas de análisis para comparar las predicciones teóricas dadas por varios generadores Monte Carlo, con las mediciones experimentales tomadas en el LHC. Principalmente, se emplean los generadores Pythia y MadGraph, así como, las rutinas de análisis, Rivet y Root.

En la primera parte, se muestra el trabajo desarrollado durante el curso "Special Remote DESY Summer School 2023", cuyas contribuciones se recogen en la revista científica Acta Physica Polonica y en ArXiv [26] [27]. Durante el curso, se desarrollaron tres códigos de análisis de Rivet para el cálculo de la sección eficaz en eventos de producción de dibosones a una energía de $\sqrt{s} = 5,02$ TeV y una luminosidad integrada de 302 pb^{-1} [23]. Todo ello, con el objetivo de comparar las mediciones tomadas en el LHC durante el año 2017 con las predicciones teóricas dadas por los generadores Monte Carlo, compatibles con el formato HepMC [28]. En concreto, se emplea el generador Pythia en las simulaciones.

Todos los códigos realizados en el proyecto grupal de DESY, vienen recogidos en el repositorio "DESY Project" de GitHub [20]. Para el desarrollo de dichas rutinas, se toman de referencia ciertos códigos de análisis [29] [30] [31]. Finalmente, todos los códigos fueron unificados, corregidos y optimizados proporcionando el primer paquete de RIVET validado para una energía de 5.02 TeV [32]. Dicho estudio se basa en el paquete de Rivet CMS_2021_I1876311. El código final se encuentra recogido en el repositorio de GitHub SiHyun.Jeon, perteneciente al responsable del proyecto grupal [33].

Seguidamente, se profundiza en el estudio comparando las predicciones teóricas para la producción de dibosones a múltiples energías, desde 5.02 TeV hasta 13 TeV con las mediciones experimentales tomadas en el LHC. Todos los códigos de análisis desarrollados se recogen en el repositorio TFG de GitHub [20].

3.2. Desarrollo de Rutina con Rivet

Durante el curso "Special Remote DESY Summer School 2023", se desarrolla el primer paquete de RIVET validado para analizar la producción de dibosones con decaimientos leptónicos a una energía de $\sqrt{s} = 5,02$ TeV. Además, se añade un caso adicional en los códigos para analizar la producción de dibosones ZZ con decaimientos a dos leptones cargados y dos neutrinos.

A la hora de realizar las rutinas de análisis, se debe atender a ciertos criterios estándar, ya que los códigos en RIVET presentan una determinada estructura para facilitar su comprensión. Primeramente, se incluye una función `init()`, donde se establecen las condiciones iniciales y se definen las variables fundamentales, incluyendo las partículas de interés y sus interacciones principales. En la producción de dibosones se contemplan estados finales con dos, tres y cuatro leptones cargados, incluyendo electrones y muones. Para ello, se establece la función `leptons.acceptTauDecays(false)` en `false` para no aceptar decaimientos leptónicos con taus. Por último, se definen los histogramas que posteriormente serán llenados con los eventos de interés empleando la función `book()`;

Por otra parte, se define la función `Analyze()`, que realiza operaciones específicas y cortes de selección sobre los datos. En primer lugar, se seleccionan los eventos de interés imponiendo restricciones en el número de leptones cargados, empleando la función `dressedleptons.size()`. Para la producción de dibosones WW, WZ y ZZ, se buscan dos, tres y cuatro leptones cargados, respectivamente. Además, se establecen relaciones lógicas a partir de los números de identificación de cada partícula. En particular, los números 11 y 13 se emplean para identificar a los electrones y muones, respectivamente, tomando el signo opuesto para aludir a sus antipartículas [25]. De esta forma, toda suma de números identificadores será nula para cualquier par leptónico OSSF.

Asimismo, se aplican cortes ligeros sobre la masa invariante de los pares leptónicos, imponiendo condiciones de resonancia en la producción de los bosones Z. Para ello, se calcula la masa invariante a partir del cuadrimomento definido y se establecen ciertas condiciones escritas en lenguaje C^{++} . Aquellos eventos donde los pares leptónicos no cumplen los criterios de selección, son excluidos empleando la función `vetoevent`. Seguidamente, se procede al llenado de los histogramas, incluyendo únicamente aquellos eventos que cumplen las condiciones impuestas.

Por último, la función `Finalize()` permite presentar los resultados finales del análisis. En concreto, se realiza una correcta normalización de los histogramas, y se ajustan empleando la función `scale()`.

En la rutina de análisis se considera la pérdida de momento transversal asociada a los neutrinos definiendo la variable MET (Missing Transverse Momentum), siendo más complicada la reconstrucción para el caso WW, al existir dos neutrinos en el estado final. Lo mismo ocurre para el caso ZZ con decaimientos a dos leptones y dos neutrinos. Asimismo, se definen los leptones vestidos o “**dressed leptons**” para cuantificar las pérdidas de energía por radiación Bremsstrahlung, dada por la emisión de fotones cuando los lepto-

nes cargados describen trayectorias curvadas [24]. Para ello, se toma un cono alrededor de los leptones cargados de dimensión $\Delta R(\ell, \gamma) < 0.1$ para englobar a los fotones radiados. Finalmente, se debe distinguir entre los fotones producidos en la colisión inicial (“**Prompt Photons**”) que proporcionan información sobre la interacción, de aquellos fotones radiados en procesos secundarios vinculados al fondo (“**Non-prompt Photons**”) [34] [35].

Se realizan tres códigos en lenguaje C^{++} con Rivet, para estudiar los eventos de producción de dibosones WW, ZZ y WZ, con decaimientos leptónicos. Cada uno de ellos, se recogen en el repositorio "Desy Project" de GitHub [20]. Dentro del repositorio, se aprecian los códigos `WWtest.cc`, `ZZtest.cc` y `WZtest.cc` para cada uno de los eventos de interés. A continuación, se procede a la validación de dichas rutinas para su futuro uso. Para ello, se simulan los eventos de interés con el generador Pythia y se opera sobre los datos con las rutinas de análisis desarrolladas. En concreto, la predicción teórica obtenida para el caso WZ, es de $\sigma_{WZ} = 5,92$ pb. Dicho resultado concuerda con las mediciones experimentales publicadas con una desviación relativa del 7,5 % [35].

Finalmente, el tutor del proyecto grupal realiza una corrección, optimización y unificación de las rutinas de código anteriores. De esta forma, se proporciona el primer paquete de RIVET validado a una energía de 5.02 TeV, para comparar predicciones teóricas con mediciones experimentales en el LHC. Dicha rutina de análisis se recoge en el archivo `CMS_2021_I1876311.cc` del repositorio de GitHub SiHyunJeon [33].

Dicho proyecto grupal es presentado frente a los coordinadores principales y participantes del curso "Special Remote DESY Summer School 2023". La presentación se encuentra publicada en la página oficial de DESY [35]. Además, el proyecto queda recogido en una nota de análisis, donde se resumen las aportaciones principales en el estudio de dibosones [36]. Por otra parte, las contribuciones realizadas por los diferentes integrantes del curso de DESY, son publicadas en la revista científica Acta Physica Polonica [26] y en ArXiv [27], donde se incluye el estudio de dibosones con decaimientos leptónicos llevado a cabo por nuestro equipo de trabajo. En concreto, se centra en el estudio realizado para la producción de dibosones ZZ aplicado a múltiples energías del centro de masa.

A partir del análisis sobre la producción de dibosones ZZ, se comparan los valores obtenidos para la sección eficaz total con las predicciones en orden NLO dadas por los generadores MCatNLO+CAS3 y MCatNLO+PYTHIA 8 con PB-NLO-2018-Set 2, para el proceso duro $pp \rightarrow ZZ + X$ [26].

En la Fig. (3.2), publicada en la revista Acta Physica Polonica, se muestra la sección eficaz total en función de $\sqrt{s}$ de forma comparativa [26].

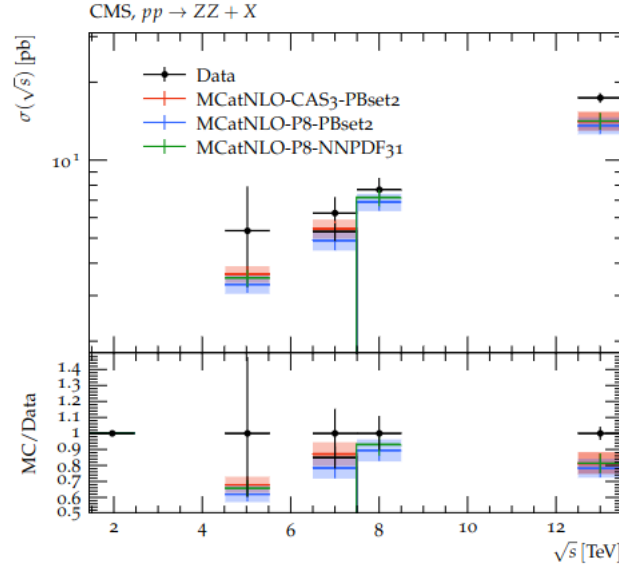


Figura 3.2: Sección eficaz total para el proceso de producción de dibosones ZZ en función de la energía del centro de masas. Se muestran los datos experimentales, así como las predicciones dadas por varios simuladores en orden NLO [26].

Las predicciones teóricas obtenidas con los simuladores son coherentes con las mediciones experimentales. Dichos generadores se basan en diferentes funciones de distribución de partones, por ello, los resultados difieren ligeramente. En concreto, el generador MCatNLO+CAS3 aplica las funciones "Parton Branching transverse momentum dependent" (PB-TMD), mientras que el simulador MCatNLO+PYTHIA 8 emplea densidades partónicas colineales [7] [26]. Ambas incluyen el fenómeno de "parton shower".

3.3. Desarrollo de Rutina con ROOT

El estudio de dibosones electrodébiles con decaimientos leptónicos se extiende a múltiples energías, desde 5.02 TeV hasta 13 TeV. Para ello, se cuenta con el acceso a Lxplus del CERN, pudiendo trabajar con el generador de eventos MadGraph y ciertas rutinas de análisis de Root. Todos los códigos de análisis desarrollados se recogen en el repositorio TFG de GitHub [20].

Se generan 10000 eventos con el simulador MadGraph en LO y NLO para los eventos de interés, $WW \rightarrow 2\nu 2\ell$, $WZ \rightarrow 3\ell\nu$ y $ZZ \rightarrow 4\ell$ a diferentes energías del centro de masa. Seguidamente, se opera sobre los eventos generados aplicando cortes ligeros en la masa invariante de los pares leptónicos. Para ello, se desarrolla una rutina de análisis con ROOT. En particular, se toma de referencia el código `ntupleMaker.cpp` del Repositorio Github LatinoTreesLHE y se modifica añadiendo los criterios de selección deseados [21].

La rutina de análisis desarrollada en ROOT sigue una lógica clara. Primeramente, se define la variable `skipevent` inicializada en `false`, y luego, se añade un bucle `for` que analiza cada uno de los pares leptónicos para comprobar si verifican los criterios de selección. Cuando los eventos no cumplen con los requisitos impuestos, la variable `skipevent` se iguala a `true`. Finalmente, se llenan los histogramas únicamente considerando los eventos que cumplen los criterios de selección, cuando se verifica la condición `!skipevent`. Dicho código de ROOT puede encontrarse en el repositorio TFG de GitHub, bajo el nombre de `ntupleMaker_cuts.cpp` [20]

Una vez generados los eventos de interés con MadGraph y aplicados los cortes de selección con la rutina de análisis desarrollada con ROOT, se obtiene la sección eficaz total aplicando la Ec. (3.1). Además, la sección eficaz para el caso WZ se obtiene como la suma de las secciones eficaces de los procesos W^+Z y W^-Z , es decir, la probabilidad total se expresa como la suma de ambas probabilidades ($\sigma_{WZ} = \sigma_{W^+Z} + \sigma_{W^-Z}$).

El procedimiento llevado a cabo incluye la simulación de eventos en orden LO y NLO con el generador MadGraph, el proceso de selección y optimización de los cortes, así como, el estudio de la compatibilidad de las predicciones teóricas con las mediciones experimentales. La metodología seguida se muestra en el diagrama de la Fig. (3.3)

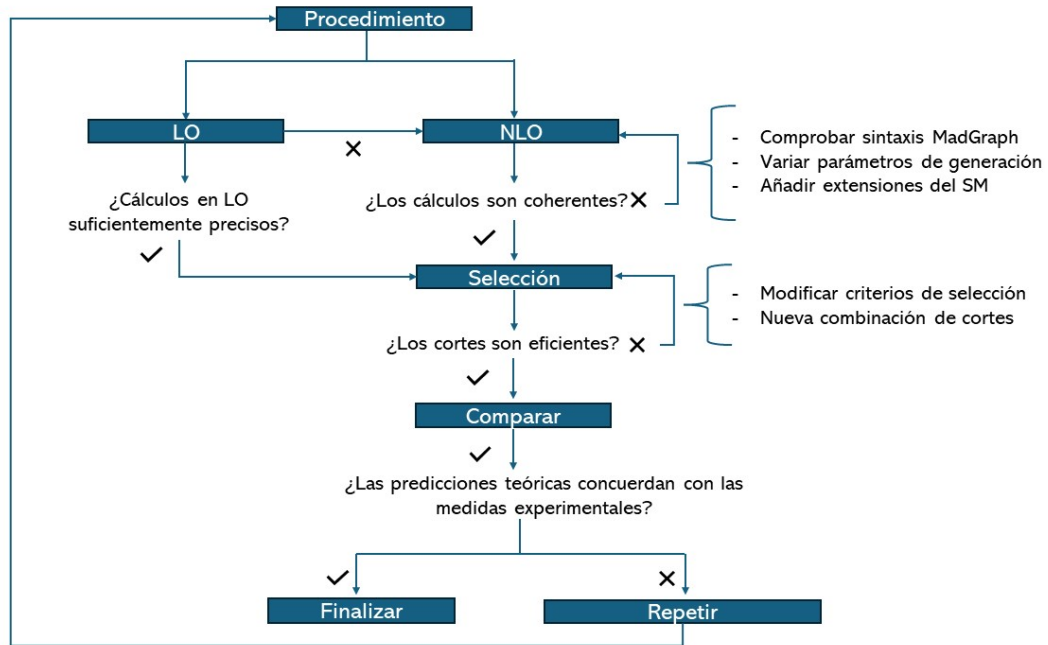


Figura 3.3: Diagrama de la metodología seguida para el estudio con MadGraph y Root.

En definitiva, la sección eficaz leptónica obtenida con MadGraph (sin imponer restricciones), el número de eventos que cumplen los criterios de selección tras aplicar los cortes con la rutina de ROOT desarrollada, y la sección eficaz total calculada para los eventos de interés, se recogen en las Tablas. (3.1), (3.2), y (3.3), respectivamente.

Cuadro 3.1: Se recoge la sección eficaz leptónica y total a diferentes energías del centro de masa para el proceso WW

$\sqrt{s}$ (TeV)	$(\sigma_{WW_{\text{lep}}} \pm \delta)$ (pb)	$(\sigma_{WW_T} \pm \delta)$ (pb)
5.02	$(1,206 \pm 0,003)$	$(26,6 \pm 0,5)$
6	$(1,589 \pm 0,003)$	$(35,0 \pm 0,7)$
7	$(2,013 \pm 0,004)$	$(44,4 \pm 0,8)$
8	$(2,443 \pm 0,006)$	$(53,8 \pm 1,0)$
9	$(2,883 \pm 0,006)$	$(63,5 \pm 1,2)$
10	$(3,336 \pm 0,008)$	$(73,5 \pm 1,4)$
11	$(3,785 \pm 0,008)$	$(83,4 \pm 1,6)$
12	$(4,257 \pm 0,010)$	$(93,8 \pm 1,8)$
13	$(4,727 \pm 0,011)$	$(104,2 \pm 2,0)$

Cuadro 3.2: Se recoge la sección eficaz leptónica y total a diferentes energías del centro de masa para el proceso ZZ , así como el número de eventos que sobreviven tras los cortes

$\sqrt{s}$ (TeV)	$(\sigma_{ZZ_{\text{lep}}} \pm \delta)$ (pb)	$N_{\text{events}}^{\text{after}}$	$(\sigma_{ZZ_T} \pm \delta)$ (pb)
5.02	$(0,0165 \pm 0,00003)$	9933	$(3,61 \pm 0,01)$
6	$(0,0219 \pm 0,00004)$	9930	$(4,80 \pm 0,01)$
7	$(0,0277 \pm 0,00005)$	9920	$(6,07 \pm 0,02)$
8	$(0,0335 \pm 0,00006)$	9934	$(7,36 \pm 0,02)$
9	$(0,0397 \pm 0,00007)$	9934	$(8,71 \pm 0,03)$
10	$(0,0460 \pm 0,00008)$	9939	$(10,1 \pm 0,03)$
11	$(0,0523 \pm 0,00009)$	9936	$(11,5 \pm 0,03)$
12	$(0,05880 \pm 0,00010)$	9934	$(12,9 \pm 0,04)$
13	$(0,06535 \pm 0,00011)$	9941	$(14,4 \pm 0,04)$

Cuadro 3.3: Se recoge la sección eficaz leptónica y total a diferentes energías del centro de masa para los procesos W^+Z y W^-Z , así como el número de eventos que sobreviven tras los cortes

$\sqrt{s}$ (TeV)	σ_{lep} (pb)		$N_{\text{events}}^{\text{after}}$		σ_T (pb)	
	W^+Z	W^-Z	W^+Z	W^-Z	W^+Z	W^-Z
5.02	$(0,0973 \pm 0,00018)$	$(0,05104 \pm 0,00009)$	9925	9932	$(6,74 \pm 0,06)$	$(3,56 \pm 0,03)$
6	$(0,1296 \pm 0,0003)$	$(0,07079 \pm 0,00013)$	9918	9925	$(8,97 \pm 0,09)$	$(4,94 \pm 0,05)$
7	$(0,1641 \pm 0,0003)$	$(0,09313 \pm 0,00019)$	9947	9917	$(11,39 \pm 0,11)$	$(6,50 \pm 0,06)$
8	$(0,2000 \pm 0,0004)$	$(0,1166 \pm 0,0002)$	9941	9915	$(13,87 \pm 0,13)$	$(8,14 \pm 0,08)$
9	$(0,2374 \pm 0,0005)$	$(0,1412 \pm 0,0003)$	9918	9922	$(16,43 \pm 0,16)$	$(9,85 \pm 0,10)$
10	$(0,2762 \pm 0,0006)$	$(0,1673 \pm 0,0003)$	9913	9912	$(19,10 \pm 0,19)$	$(11,67 \pm 0,11)$
11	$(0,3148 \pm 0,0007)$	$(0,1945 \pm 0,0004)$	9899	9903	$(21,7 \pm 0,2)$	$(13,57 \pm 0,13)$
12	$(0,3553 \pm 0,0008)$	$(0,2222 \pm 0,0005)$	9904	9914	$(24,6 \pm 0,2)$	$(15,50 \pm 0,15)$
13	$(0,3949 \pm 0,0009)$	$(0,2509 \pm 0,0006)$	9928	9912	$(27,4 \pm 0,3)$	$(17,51 \pm 0,17)$

Finalmente, las secciones eficaces obtenidas con MadGraph para los diferentes procesos pueden compararse con las predicciones teóricas realizadas con el simulador MATRIX y las mediciones experimentales del CMS [37]. Por otra parte, se estudia la eficiencia del cálculo en LO y NLO del simulador MadGraph. Todo ello, se aprecia en la Fig. (3.4).

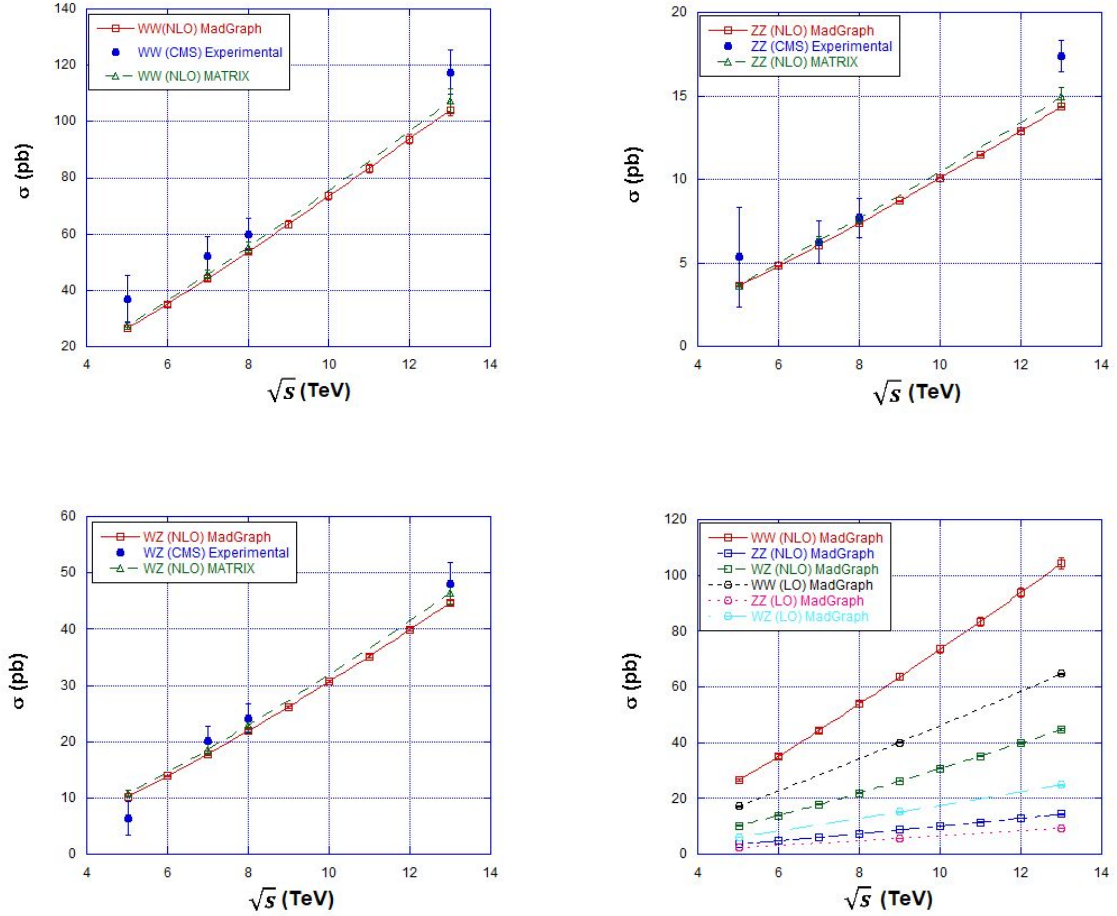


Figura 3.4: Sección eficaz de los procesos de producción de dibosones para diferentes energías del centro de masa. Se comparan las predicciones teóricas con MadGraph y MATRIX, con las mediciones experimentales del CMS. Se muestran las distribuciones NLO y LO para los casos WW, ZZ y WZ obtenidas con MadGraph para múltiples energías.

Atendiendo a los resultados, la mayoría de eventos verifican los criterios de selección. De hecho, todos los pares leptónicos tienen una masa superior a 4 GeV (caso WW) y alrededor del 90 % de los eventos cumplen la condición de resonancia (casos WZ y ZZ). Además, se aprecia una mayor probabilidad para el evento W^+Z frente al caso W^-Z debido a la diferencia de contenido de quarks q y $\bar{q}$, en las funciones de distribución de partones ¹.

¹La producción de W^+ requiere la interacción de un quark u y un antiquark $\bar{d}$, mientras que el W^- requiere un antiquark $\bar{u}$ y un quark d . Por ello, en colisiones entre protones (uud), W^+Z se ve favorecido.

Se observa una relación inversamente proporcional entre la masa de los bosones y la sección eficaz, siendo menos probables los eventos con bosones más pesados. Por otra parte, las predicciones teóricas obtenidas con el generador MadGraph son coherentes con las simulaciones de MATRIX, y en la mayoría de los casos compatibles con las mediciones tomadas en el CMS.

En cuanto a los cálculos del generador MadGraph, las predicciones teóricas en NLO son significativamente más precisas, ya que incluyen contribuciones de orden superior. Este efecto es substancial, existiendo una mayor discrepancia en los cálculos de LO y NLO para energías altas del centro de masas.

A medida que aumenta la energía, las predicciones teóricas dadas por LO se alejan progresivamente de la sección eficaz esperada, ya que los procesos de orden superior, como las emisiones secundarias de fotones y gluones, se vuelven más probables y únicamente son contemplados en orden NLO. En concreto, en orden NLO se tienen 32 subprocesos con 672 emisiones reales, 96 diagramas primarios y 192 diagramas virtuales, mientras que en la simulación LO se tiene un único proceso con 16 diagramas.

Finalmente, se comparan las simulaciones en orden LO y NLO, estudiando uno de los posibles procesos de producción de dibosones W^+W^- con desintegraciones leptónicas. En concreto, se estudia el evento $s\bar{s} \rightarrow W^+W^- \rightarrow \nu_\mu\mu^-\mu^+\bar{\nu}_\mu$, visible en las Fig. (3.5) y (3.5).

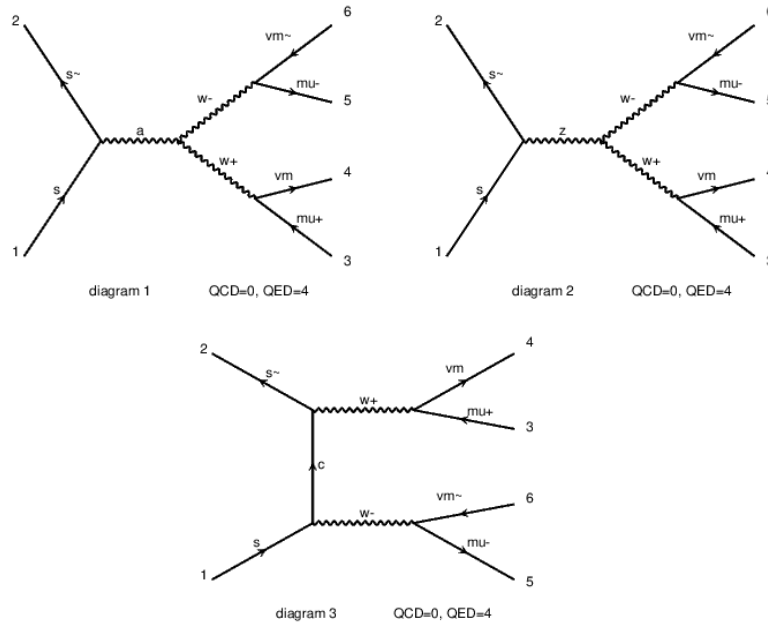


Figura 3.5: Diagramas LO con MadGraph para el caso $s\bar{s} \rightarrow W^+W^- \rightarrow \nu_\mu\mu^-\mu^+\bar{\nu}_\mu$

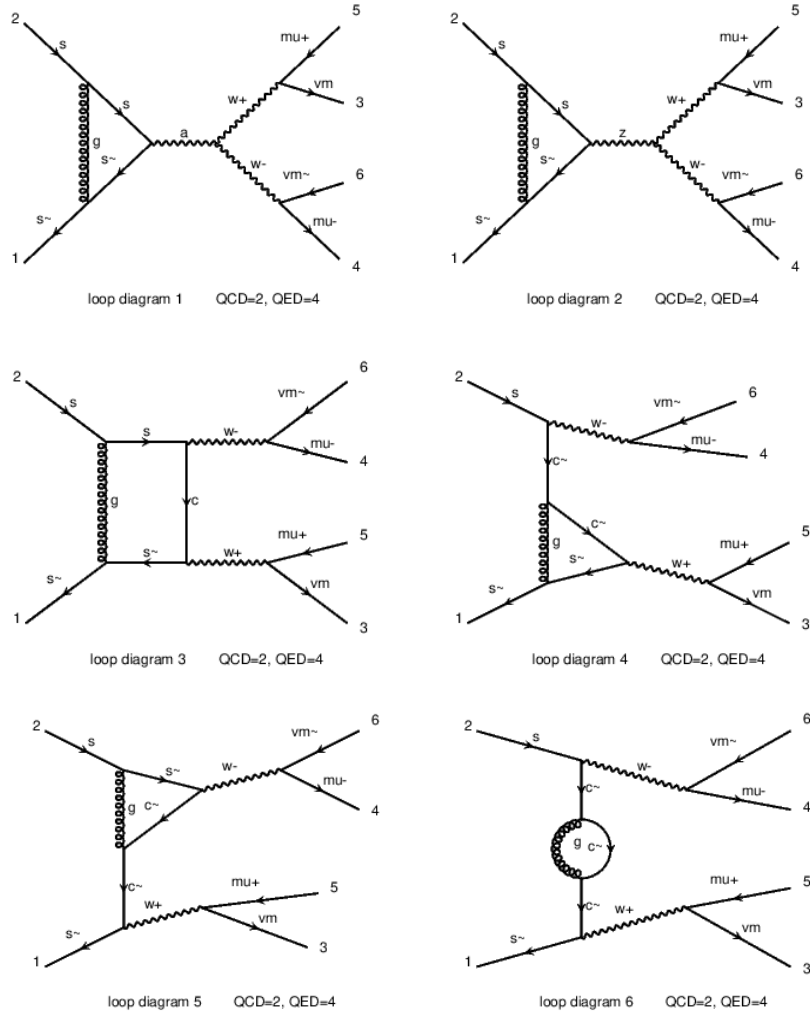


Figura 3.6: Diagramas NLO con MadGraph para el caso: $s\bar{s} \rightarrow W^+W^- \rightarrow \nu_\mu \mu^- \mu^+ \bar{\nu}_\mu$

El proceso estudiado con LO y NLO, se basa en una aniquilación $q\bar{q}$, sin embargo, existen diagramas de fusión gg , como se aprecia en la Fig. (3.7).

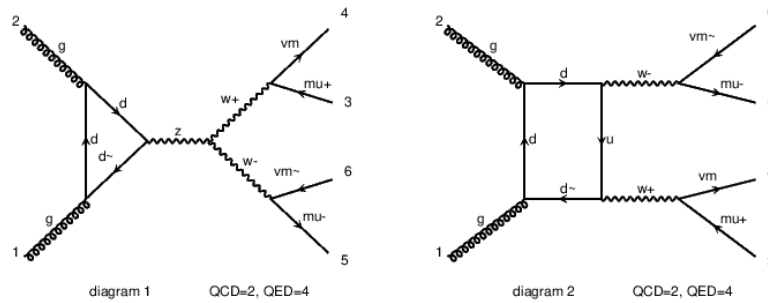


Figura 3.7: Diagramas NLO con MadGraph para el caso: $g g \rightarrow W^+W^- \rightarrow \nu_\mu \mu^- \mu^+ \bar{\nu}_\mu$

3.4. Conclusiones

Se proporcionan códigos de análisis en Rivet y Root que permiten comparar las predicciones teóricas de ciertos generadores Monte Carlo con las mediciones experimentales tomadas en el CERN a múltiples energías. Dichas rutinas son útiles para su empleo en futuros trabajos teóricos, ya que pueden emplearse para evaluar cualquier modelo nuevo o propuesto anteriormente. Todos los códigos desarrollados vienen descritos en la Tabla A.1 del apéndice, y pueden encontrarse en el perfil de GitHub [20] .

Por otra parte, las secciones eficaces dadas por el generador MadGraph son compatibles con los datos tomados en el LHC, así como con las predicciones dadas por el simulador MATRIX. Sin embargo, las simulaciones en LO son insuficientemente precisas, siendo necesario considerar contribuciones superiores empleando cálculos a NLO.

Finalmente, se han comparado los diagramas de Feynman dados por MadGraph en orden LO y NLO, tomando un ejemplo de aniquilación $q\bar{q}$ y un caso de fusión gg .

Capítulo 4

Estudio de los Fondos

4.1. Introducción

En cualquier análisis de física de partículas, se debe considerar tanto la señal como el fondo, ya que existen procesos físicos similares que deben excluirse para una correcta selección del evento de interés. En particular, en la producción electrodébil de dibosones deben considerarse ciertas contribuciones de fondo, entre ellas, la conversión de fotones, posibles mediciones erróneas de la carga y procesos con leptones en el estado final, tales como, la producción de dibosones, single top, $t\bar{t}$, así como, el proceso Drell-Yan (DY) [23].

La conversión se da cuando un fotón produce un par electrón positrón tras interactuar con un material [38]. Dicho fenómeno contribuye al fondo, ya que estos leptones pueden ser incorrectamente identificados como decaimientos leptónicos en la producción de dibosones. Por otro lado, se pueden dar fallos en la medición de la carga de las partículas, por ejemplo, cuando los leptones describen trayectorias casi planas o al superponerse trazas muy cercanas. En cuanto a los procesos de fondo caracterizados por la producción de leptones, destaca el fenómeno electromagnético Drell-Yan, basado en la aniquilación de un quark y un antiquark para la producción de un par leptónico [39]. Asimismo, la producción de pares de quarks top juega un papel fundamental como proceso de fondo, debido a su alta sección eficaz. En el proceso $t\bar{t}$, los quarks top decaen rápidamente a dos bosones W y dos quarks bottom, siendo confundible con los eventos de producción de dibosones estudiados.

A la hora de reducir dichas contribuciones de fondo, se deben implementar ciertos criterios de selección. Atendiendo a la naturaleza masiva de los bosones W y Z y aplicando la conservación de la energía y el momento se imponen restricciones sobre ciertas variables. Dichos bosones decaen aproximadamente en reposo, produciendo leptones de alta energía con una cierta separación angular. Por ello, un valor alto de la masa invariante, el momento y la masa transversal del sistema de leptones, así como, una separación en el plano azimutal permite distinguir dichos procesos de otras contribuciones de fondo. En el proceso de producción de quarks $t\bar{t}$, la energía se reparte entre más partículas finales y se producen jets por el decaimiento de los quarks b, produciendo leptones menos energéticos y con menor separación angular. De hecho, para reducir dicha contribución de fondo es fundamental seleccionar eventos con ausencia de jets.

Por otra parte, el momento transversal faltante asociado a la presencia de neutrinos en el estado final permite distinguir la señal de ciertos procesos de fondo. En concreto, en el proceso Drell Yan, la energía faltante es considerablemente baja debido a la ausencia de neutrinos. Asimismo, en este fenómeno se producen pares leptónicos con distinta carga y mismo sabor (OSSF, por sus iniciales en inglés), por lo que seleccionar eventos con pares de leptones de diferente sabor (OSDF) permite reducir la contribución Drell Yan considerablemente [4]. Además, atendiendo a las limitaciones de detección del detector es común imponer la restricción $\eta_{\max} = 2,4$ en el valor máximo de la pseudorrapidez.

Por otro lado, la masa transversal del sistema formado por el leptón y el momento transversal faltante es útil para la selección de los eventos de interés y su distinción del fondo. Generalmente, se aproxima el momento transverso faltante por el momento transversal de los neutrinos, tal y como se aprecia en la Ec. (4.1).

$$\sum \vec{p}_{T_{\text{miss}}} \approx \sum \vec{p}_{T_\nu} \quad (4.1)$$

La masa transversal puede obtenerse aplicando la conservación del cuadrimomento bajo la aproximación $m \ll p$, despreciando la masa frente al momento de las partículas. Todo ello, se observa en la Ec. (4.2) [4].

$$m_T = \sqrt{2 p_{T_\ell} \cdot p_{T_{\text{miss}}} \cdot (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (4.2)$$

Siendo p_{T_ℓ} el momento transversal de los leptones, $p_{T_{\text{miss}}}$ el momento transversal faltante asociado a los neutrinos y $\Delta\phi$ la diferencia de ángulo azimutal entre ambos.

Teniendo en cuenta todas las consideraciones mencionadas, se reproducen los cortes de la publicación CMS, para el caso W^+W^- , imponiendo dos leptones de carga opuesta y diferente sabor (OSDF) con los requisitos de la Tabla. (4.1) [23]. Todo ello, con el objetivo de reducir las contribuciones de fondo y permitir una mejor distinción de la señal.

Cuadro 4.1: Condiciones para la región de señal en la medición de W^+W^-

Descripción	Condición
Momento transversal del primer leptón	$p_{T1} > 20 \text{ GeV}$
Momento transversal del segundo leptón	$p_{T2} > 10 \text{ GeV}$
Momento transversal sistema de leptones	$p_{T(l\bar{l})} > 20 \text{ GeV}$
Separación en el plano azimutal entre ambos leptones	$\Delta\phi > 2,8$
Masa transversal sistema leptón y neutrinos	$(m_T(l_1, p_{\text{miss}}^T), m_T(l_2, p_{\text{miss}}^T)) > 20 \text{ GeV}$

4.2. Estudio de los Fondos Principales

Se simulan 10000 eventos con el generador MadGraph para cada uno de los procesos de fondo mencionados a una energía del centro de masas de $\sqrt{s} = 5,02$ TeV. Todo ello, con el objetivo de estudiar la relevancia de dichas contribuciones. La sección eficaz obtenida para cada uno de estos procesos se muestra en la Tabla. (4.2).

Cuadro 4.2: Se recogen las predicciones teóricas de la sección eficaz para los procesos de fondo: Z+jets, W+jets, single top, $t\bar{t}$, producción de dibosones con decaimientos leptónicos y ciertos procesos mediados por el bosón Higgs

Proceso de Fondo	σ (pb)
$pp \rightarrow zj, z \rightarrow l^+l^-$	$(187,6 \pm 0,6)$
$pp \rightarrow zjj, z \rightarrow l^+l^-$	$(54,64 \pm 0,18)$
$pp \rightarrow zjjj, z \rightarrow l^+l^-$	$(15,83 \pm 0,05)$
$pp \rightarrow w^+j, w^+ \rightarrow l^+\nu_l$	(1208 ± 4)
$pp \rightarrow w^+jj, w^+ \rightarrow l^+\nu_l$	$(362,6 \pm 1,3)$
$pp \rightarrow w^+jjj, w^+ \rightarrow l^+\nu_l$	$(107,7 \pm 0,3)$
$pp \rightarrow w^-j, w^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l$	$(768,2 \pm 2,6)$
$pp \rightarrow w^-jj, w^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l$	$(223,0 \pm 0,8)$
$pp \rightarrow w^-jjj, w^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l$	$(63,3 \pm 0,2)$
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow w^+w^-b\bar{b}, w^+ \rightarrow l^+\nu_l, w^- \rightarrow jj$	$(5,815 \pm 0,013)$
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow w^+w^-b\bar{b}, w^+ \rightarrow jj, w^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l$	$(5,829 \pm 0,012)$
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow w^+w^-b\bar{b}, w^+ \rightarrow l^+\nu_l, w^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l$	$(1,936 \pm 0,004)$
$pp \rightarrow tb^-, t \rightarrow w^+b, w^+ \rightarrow l^+\nu_l$	$(0,2266 \pm 0,0006)$
$pp \rightarrow \bar{t}b, \bar{t} \rightarrow w^-\bar{b}, w^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l$	$(0,1125 \pm 0,0002)$
$pp \rightarrow w^+w^- \rightarrow l^+\nu_l l^-\bar{\nu}_l$	$(0,854 \pm 0,031)$
$pp \rightarrow zz \rightarrow l^+l^-\nu_l\bar{\nu}_l$	$(0,0629 \pm 0,0002)$
$pp \rightarrow zz \rightarrow l^+l^-l^+l^-$	$(0,01062 \pm 0,00023)$
$pp \rightarrow z \rightarrow l^+l^-$	$(946,5 \pm 0,9)$
$pp \rightarrow \gamma \rightarrow l^+l^-$	$(1,5 \pm 0,18) \times 10^5$
$pp \rightarrow zh, z \rightarrow l^+l^-, h \rightarrow l^+l^-l^+l^-$	$(6,869 \pm 0,024) \times 10^{-7}$
$pp \rightarrow zh, z \rightarrow \nu_l\bar{\nu}_l, h \rightarrow l^+l^-l^+l^-$	$(2,052 \pm 0,0074) \times 10^{-6}$

Procesos W+jets y Z+jets

Atendiendo a las predicciones teóricas de la sección eficaz recogidas en la Tabla. (4.2), se estudia la relevancia de los procesos de fondo. En primer lugar, los eventos de producción de bosones con decaimientos leptónicos junto con jets presentan una sección eficaz relativamente alta. A medida que aumenta el número de jets, estos procesos se vuelven menos probables. De hecho, los procesos de producción de bosones con un único jet son aproximadamente el triple de probables que los procesos con dos jets, y hasta diez veces más probables que los procesos con tres jets. En conclusión, los procesos de fondo W+jets y Z+jets ocurren con gran frecuencia, siendo imprescindible considerar su contribución.

Fenómeno Drell Yan

En cuanto al fenómeno Drell Yan, se aprecia una sección eficaz extremadamente alta, siendo el proceso más probable estudiado. En particular, el fenómeno Drell Yan mediado por un fotón es alrededor de cien veces más probable que a través de un bosón Z. Ambos procesos son altamente probables, sin embargo, se pueden reducir atendiendo a la energía faltante, ya que no hay neutrinos ni más de dos leptones en estos eventos.

Procesos de Higgs

Por otra parte, se simulan ciertos eventos de producción del bosón Higgs con decaimientos leptónicos, apreciando una sección eficaz extremadamente pequeña para ambos procesos. De hecho, casi medio siglo después, el 4 de julio de 2012, el CERN confirmó públicamente la existencia del bosón de Higgs, validando la teoría del campo de Higgs propuesta en 1964 por Peter Higgs para explicar la adquisición de masa de las partículas fundamentales [40].

En la Fig. (4.1), se muestran dos diagramas que representan un proceso de producción de dibosones con decaimientos leptónicos, a través de la desintegración del bosón Higgs.

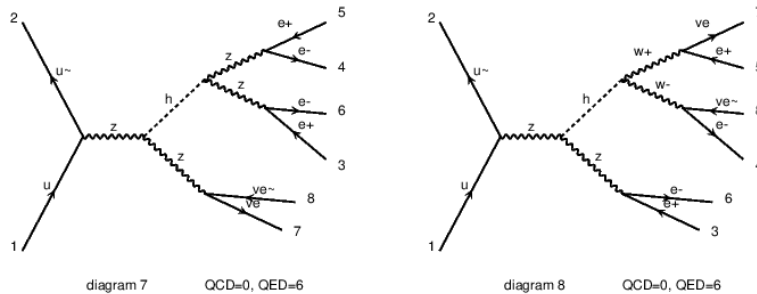


Figura 4.1: Diagramas con MadGraph para el caso $u\bar{u} \rightarrow hz \rightarrow e^+e^-e^+e^-\bar{\nu}_\nu$

De esta forma, se aprecia la relación del proceso de producción de dibosones con el bosón Higgs. Actualmente, el estudio del bosón de Higgs es fundamental, ya que se trata del único bosón de spin nulo, cuyo acoplamiento consigo mismo define la escala de ruptura de simetría electrodébil [41]. Dicho mecanismo permite que los bosones W y Z adquieran masa, guardando relación con el valor del campo de Higgs en el vacío. Además, su estudio podría dar indicios sobre ciertos enigmas, entre ellos, la asimetría entre materia y antimateria o la existencia de materia oscura [41].

Procesos de producción top quarks

Se estudian los eventos de producción de pares de quarks top que decaen en dos bosones W y dos quarks b produciendo leptones en el estado final. En concreto, se dan decaimientos leptónicos por los dibosones y por la emisión de jets leptónicos asociados a los quarks b. Dicho proceso es fundamental para el estudio de la producción de dibosones WW, por su semejanza con el proceso de interés. Además, la sección eficaz de los procesos $t\bar{t}$ es alta, por lo que deberá reducirse para lograr una correcta distinción entre los procesos de señal y de fondo.

Al tratarse de un proceso de fondo de interés, se estudia en mayor profundidad, incluyendo electrones, muones y taus en el estado final. La sección eficaz para el proceso $t\bar{t}$ a una energía de 5.02 TeV, es de $\sigma_{t\bar{t}}^{\text{lep}} = (4,374 \pm 0,011)$ pb, mientras que para la señal WW es de $\sigma_{WW}^{\text{lep}} = (1,206 \pm 0,003)$ pb. Atendiendo a las predicciones teóricas, se aprecia una sección eficaz para el proceso $t\bar{t}$ alrededor de cuatro veces mayor que el proceso de producción de dibosones WW con decaimientos leptónicos. Por ello, se deben aplicar ciertos criterios de selección con miras a reducir las contribuciones de fondo.

Para ello, se reproducen los cortes duros propuestos, creando una rutina de análisis con ROOT. El código implementado se recoge en el repositorio TFG de GitHub, bajo el nombre de `ntupleMaker_strongcuts.cpp` [20]. De nuevo, se atiende al código `ntupleMaker.cpp` de referencia, visible en el Repositorio Github LatinoTreesLHE [21].

Por otro lado, se exige un número nulo de jets para distinguir los procesos de señal del fondo $t\bar{t}$. Todo ello, añadiendo una corrección por el número de jets, siendo n_{Jets} y b_{Jets} las variables más discriminantes en el proceso de selección. Sin embargo, estas condiciones no pueden aplicarse directamente a nivel de generación con los simuladores empleados, por lo que se toma un factor de corrección de 0.01, basado en publicaciones previas, para imponer la condición de cero jets.

Tras aplicar los cortes duros de selección sobre los eventos de fondo y de señal, se tiene un número de eventos finales de $N_{\text{events}}^{t\bar{t}} = 5852$ y $N_{\text{events}}^{WW} = 4946$, respectivamente. Finalmente, con ayuda de la Ec. (3.1), se obtiene una sección resultante para ambos procesos de $\sigma_{t\bar{t}}^{\text{lep, after}} = (0,02560 \pm 0,00007)$ pb y $\sigma_{WW}^{\text{lep, after}} = (0,5965 \pm 0,0015)$ pb.

Dichos criterios de selección se establecen a partir de la relación entre la señal y el fondo. De hecho, los eventos de producción de dibosones WW, se caracterizan por un momento transversal y una separación angular de los pares leptónicos significativamente alta. Mientras que en el proceso $t\bar{t}$ la energía se debe repartir entre los dibosones y los quarks b, por ello, los pares leptónicos presentan una masa y momento transversal menor. Además, la emisión de jets leptónicos por el decaimiento de los quarks b, resulta en pares leptónicos con menor separación angular. Dichas diferencias observan a través de las distribuciones de las variables en cuestión, recogidas en la Fig. (4.2).

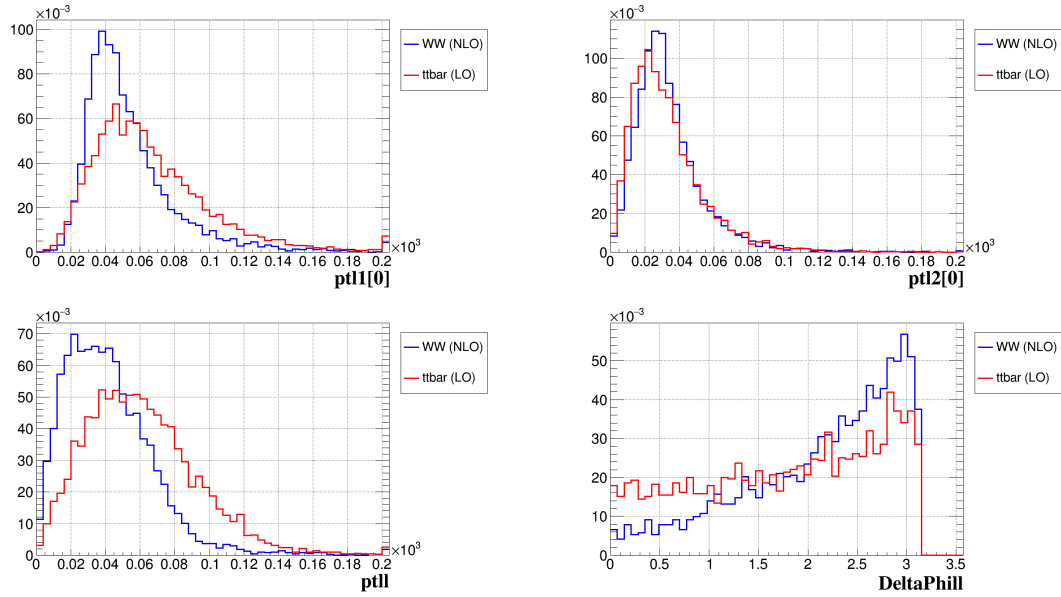


Figura 4.2: Distribución del momento transversal del primer leptón y el segundo, así como, el momento transversal y la separación angular del sistema formado por ambos leptones

Las distribuciones de momento transversal de cada uno de los leptones y del sistema de pares leptónicos para la señal WW y el fondo $t\bar{t}$, permiten imponer criterios de selección. Se aprecia un momento alto para los procesos de señal, siendo mayor la diferencia entre señal y fondo para el leptón más energético y el sistema de leptones.

En cuanto a la separación angular entre los leptones, se impone un corte restrictivo observando la relación entre la señal y el fondo. Atendiendo a la intersección de la señal y el fondo, se podría definir un corte ligero de $\Delta\phi > 2,0$. Dicho corte se endurece tomando un criterio de selección de $\Delta\phi > 2,8$. Todo ello, con el objetivo de eliminar gran parte de los procesos de fondo de forma más restrictiva.

Finalmente, existen procesos de producción single top, sin embargo, presentan una sección eficaz significativamente menor, en comparación con el resto de fondos estudiados.

4.3. Conclusiones

En conclusión, se han reproducido los cortes de la publicación del CMS, para reducir las contribuciones de fondo $t\bar{t}$ con el objetivo de distinguir correctamente la señal del fondo [23]. Sin embargo, los cortes aplicados reducen aproximadamente a la mitad el número de eventos de señal y fondo, siendo mayor la pérdida para los eventos de producción de dibosones. Por ello, los criterios de selección propuestos no se consideran óptimos para el estudio del fondo $t\bar{t}$. De hecho, sería conveniente emplear otras técnicas, para optimizar el proceso de selección en base a las variables mostradas en las distribuciones.

Capítulo 5

Estudio ALP

5.1. Introducción

El objetivo principal es buscar la señal ALP de producción de dibosones WW predicha por el modelo Axion Like Particle. Si este modelo es cierto, existiría una contribución adicional no contemplada por el Modelo Estándar. Para ello, se definen ciertos criterios de selección que favorecen esta contribución frente a otros procesos de fondo. Además, se evalúa el rango de parámetros característicos para asegurar o excluir la existencia del ALP. Todo ello, atendiendo a ciertos conceptos básicos de estadística.

Dado un conjunto N de datos, existe un cierto número de eventos de fondo, denotado por $N_b^{exp} = \sigma_{WW} \times \mathcal{L}$, así como una contribución total que incluye el fondo y la señal ALP buscada, dada por $N_{signal} = (\sigma_{WW} + \sigma_{ALP}) \times L$. Si se espera un cierto número N_{WW} de eventos de fondo y se detectan $N_{WW} + \delta N_{WW}$, se podrá analizar la desviación debida a las fluctuaciones de la propia medida con miras a determinar las regiones de exclusión y descubrimiento del ALP. Para excluir, se acepta la posibilidad de fluctuaciones positivas de hasta 3σ , suponiendo un comportamiento aproximadamente gaussiano. Por otro lado, se considera un descubrimiento con fluctuaciones positivas de al menos 5σ .

Las zonas de exclusión y descubrimiento del ALP vienen dadas por la Ec. (5.1) y (5.2). Además, la sección eficaz límite de ambas regiones se define en la Ec. (5.3).

$$N_{signal} \leq 3 \times \sqrt{N_{WW}} \quad (5.1)$$

$$N_{signal} \geq 5 \times \sqrt{N_{WW}} \quad (5.2)$$

$$\sigma_{signal} = n_x \times \sqrt{\frac{\sigma_{WW}}{\mathcal{L}}} \quad (5.3)$$

Siendo n_x el número de desviaciones estándar, dado por $n_x = 3$ para la zona de exclusión y $n_x = 5$ para la región de descubrimiento.

Asimismo, la constante de acoplamiento máxima y mínima asociada a cada una de las zonas puede obtenerse a través de la relación dada en la Ec. (5.4).

$$g^2 \propto \frac{\sigma_{\text{signal}}}{\sigma_{\text{ALP}}} \quad (5.4)$$

La probabilidad asociada a la producción ALP de dibosones es muy baja, ya que presentan una sección eficaz pequeña. Por ello, se deben aplicar cortes de selección para disminuir las contribuciones de fondo y distinguir los procesos ALP. Concretamente, se atiende a los criterios recogidos en el estudio “*Axion Like Particle search in the non-resonant production of WW in the CMS experiment*”, mostrados en la Tabla. (5.1) [4].

Cuadro 5.1: Condiciones para la región de señal en la medición del proceso ALP W^+W^-

Descripción	Condición
Momento transversal del primer leptón	$p_{Tl1} > 25 \text{ GeV}$
Momento transversal del segundo leptón	$p_{Tl2} > 20 \text{ GeV}$
Momento transversal del sistema de leptones	$p_{T(l\ell')} > 30 \text{ GeV}$
Energía transversal faltante	$p_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$
Masa invariante del sistema de leptones	$m_{ll'} > 20 \text{ GeV}$
Masa transversal del sistema de leptones	$m_{T(l\ell')} > 60 \text{ GeV}$
Masa transversal del sistema segundo leptón y neutrinos	$m_{T(W_2)} > 30 \text{ GeV}$
Separación en el plano azimutal entre ambos leptones	$\Delta\phi_{ll} > 2,0 \text{ rad}$

5.2. Estudio con el Modelo ALP

Se generan 10000 eventos de producción de dibosones con decaimientos leptónicos empleando el modelo ALP linear UFO de Madgraph. Concretamente, los eventos generados muestran una colisión pp, en donde los gluones decaen en una partícula ALP, que posteriormente produce dibosones, los cuales decaen leptónicamente. En concreto, se consideran los procesos $pp \rightarrow a \rightarrow WW \rightarrow 2\nu 2\ell$ y $pp \rightarrow a \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ a una energía del centro de masas de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Se debe tener en cuenta que la partícula ALP es neutra, por ello, el proceso de producción de dibosones WZ no es considerado.

Algunos de los diagramas de Feynman obtenidos con MadGraph para los eventos de señal ALP se muestran en la Fig. (5.1). Dichos diagramas representan eventos con dos leptones y dos neutrinos en el estado final, para el proceso $WW \rightarrow l\nu l\nu$. Además, se muestran ciertos diagramas equivalentes correspondientes al caso $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$.

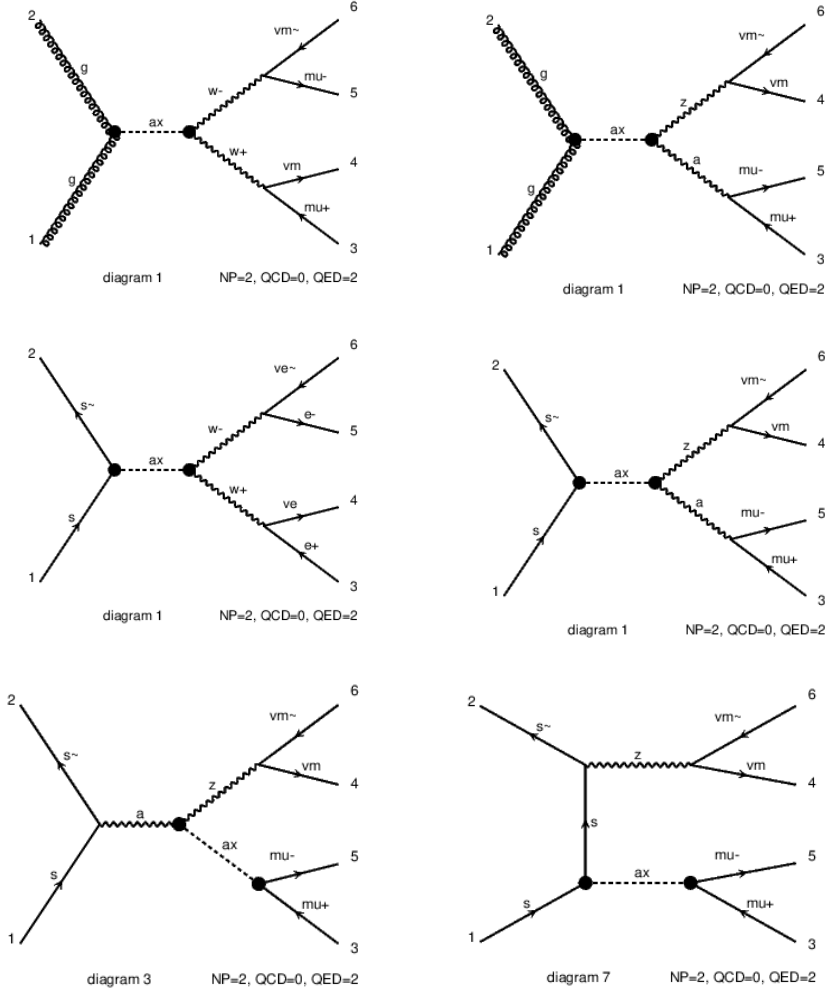


Figura 5.1: Diagramas de Feynman generados con MadGraph para la producción ALP de dibosones con dos leptones y dos neutrinos en el estado final para el caso WW , incluyendo ciertos diagramas equivalentes correspondientes al caso $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$

5.2.1. Dependencia con parámetros ALP

El modelo ALP depende de ciertos parámetros, tales como, la masa del ALP (m_a), el acoplamiento del ALP con los gluones (g_{agg}) y los bosones W (g_{aWW}). Se estudia la dependencia de la sección eficaz con la masa del ALP para un factor de escala $f = 1$ TeV y un acoplamiento de $CG_{til} = 0.25 \text{ GeV}^{-1}$ con los gluones y de $CW_{til} = 0.05 \text{ GeV}^{-1}$ con el bosón W [4]. El resto de los parámetros pueden consultarse en el archivo `param_card` (ALP) del repositorio TFG de GitHub. Todo ello, como se aprecia en la Fig. 5.2.

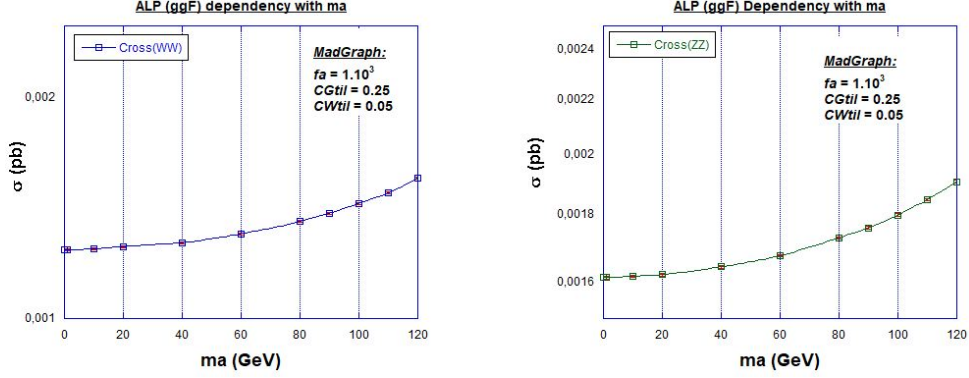


Figura 5.2: Sección eficaz de los procesos ALP para diferentes valores de la masa

Se comprueba que la sección eficaz apenas varía con la masa del ALP, hasta un cierto umbral. Para valores de masa suficientemente bajos, se tiene una sección eficaz constante de $\sigma_{WW_{ALP}} = (1,240 \pm 0,004) \times 10^{-3}$ pb y $\sigma_{ZZ_{ALP}} = (1,611 \pm 0,004) \times 10^{-3}$ pb en la producción de dibosones WW y ZZ con desintegraciones leptónicas, respectivamente.

Finalmente, se comprueba que la sección eficaz en el modelo ALP Linear UFO depende del cuadrado de la constante de acoplamiento, como se observa en la Ec. (1.1). Para ello, se toma una constante de acoplamiento diez veces mayor de $CWtil = 0.5 \text{ GeV}^{-1}$, manteniendo igual el resto de parámetros. Para el caso WW, se obtiene una sección eficaz cien veces mayor de $\sigma_{WW_{ALP}} = (0.1240 \pm 0.0004)$ pb, que concuerda con la relación cuadrática esperada de $\sigma'_{WW,ALP} = (10)^2 \sigma_{WW,ALP}$.

5.2.2. Comparación del SM con el modelo ALP

Se estudia el modelo Axion Like Particle (ALP) y se compara con el modelo estándar de física de partículas (SM). En concreto, el estudio se centra en la producción de pares de bosones W^+W^- con decaimientos leptónicos a una energía de 13 TeV.

Atendiendo a la Tabla. (3.1), se aprecia una sección eficaz aplicando el modelo estándar de $\sigma_{WW_{SM}} = (4,727 \pm 0,011)$ pb. Dicho valor es significativamente mayor en comparación con la predicción dada por el modelo ALP de $\sigma_{WW_{ALP}} = (1,240 \pm 0,004) \times 10^{-3}$ pb, con una masa del ALP de $m_{ALP} = 1.10^{-3} \text{ GeV}$. Por ello, se deben aplicar ciertos criterios de selección con miras a reducir las contribuciones de fondo y apreciar la señal ALP.

Para ello, se comparan las distribuciones de ciertas variables claves para el modelo ALP y SM, identificando posibles cortes óptimos de selección. En concreto, se muestra la diferencia angular para los pares leptónicos y el sistema formado por el leptón menos energético y los neutrinos, en la Fig. (5.3). Por otra parte, las distribuciones de momento transversal, masa invariante y transversal del sistema formado por ambos leptones, y la masa de los dibosones WW, se recogen en las Fig. (5.4), (5.5) y (5.6), respectivamente.

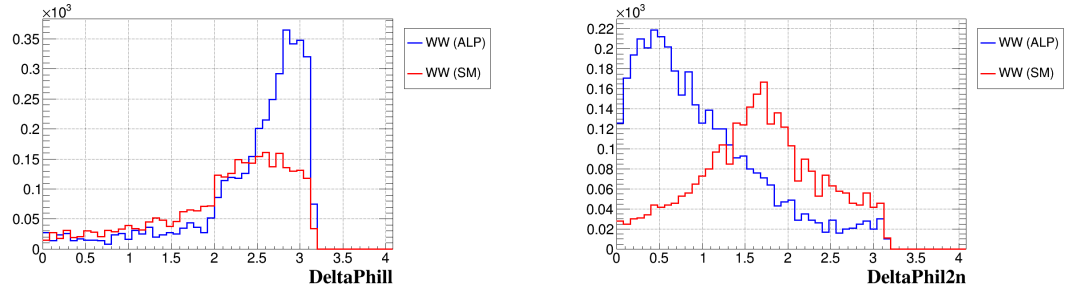


Figura 5.3: Distribución de la diferencia angular entre ambos leptones (izq), así como, para el segundo leptón y los neutrinos (dcha) para el modelo ALP (azul) y SM (rojo)

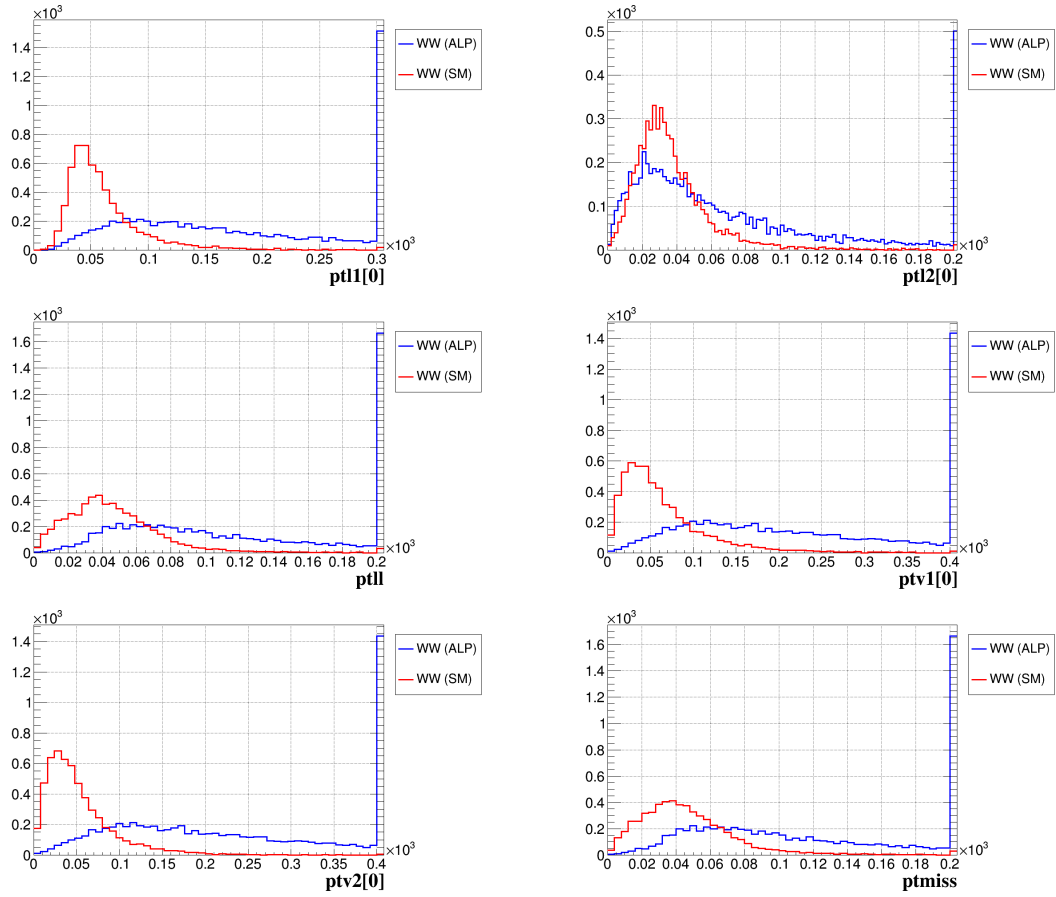


Figura 5.4: Distribución del momento transversal de los leptones cargados y los neutrinos, así como, del sistema de leptones y neutrinos para el modelo ALP (azul) y SM (rojo)

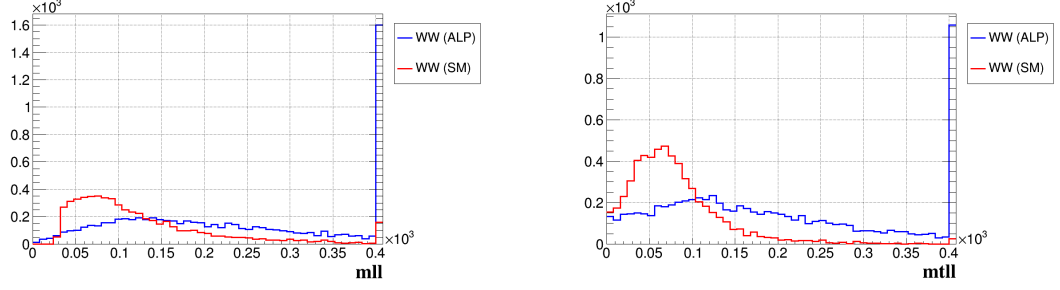


Figura 5.5: Distribución de la masa invariante y transversal de los pares leptónicos para el modelo ALP (azul) y SM (rojo)

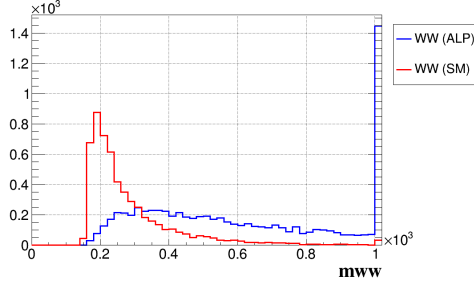


Figura 5.6: Distribución de la masa invariante de los pares de bosones WW para el modelo ALP (azul) y SM (rojo)

Dichas distribuciones permiten comparar las contribuciones de fondo con la señal ALP con miras a establecer ciertos criterios de selección, partiendo de los cortes ligeros propuestos. Para ello, se crea una rutina de análisis en ROOT con el nombre `ntupleMaker_ALP`, que puede verse en el repositorio TFG de GitHub [20].

Una vez aplicados los cortes sobre los eventos generados con MadGraph para el modelo SM y ALP, se puede obtener la sección eficaz resultante a partir del número de eventos que cumplen los criterios de selección. Para los eventos de producción de dibosones WW con decaimientos leptónicos, se tiene un número de eventos tras los cortes de $n_{\text{events}}^{\text{SM}} = 5773$ y $n_{\text{events}}^{\text{ALP}} = 7356$ para el modelo estándar y el modelo ALP, respectivamente.

Finalmente, aplicando la Ec. (3.1), se obtiene una sección eficaz tras los cortes de $\sigma_{WW_{\text{SM, after}}} = (2,729 \pm 0,006) \text{ pb}$ y $\sigma_{WW_{\text{ALP, after}}} = (9,12 \pm 0,03) \times 10^{-4} \text{ pb}$.

En resumen, los criterios de selección propuestos en el estudio ALP son eficientes, ya que permiten reducir considerablemente los procesos de fondo, manteniendo la mayoría de los eventos de señal ALP. Concretamente, los eventos de fondo se reducen aproximadamente a la mitad, mientras que para la señal ALP únicamente se pierden alrededor de una cuarta parte de los eventos iniciales. No obstante, se puede realizar un proceso de optimización en búsqueda de la combinación de cortes más eficiente.

5.2.3. Optimización de los Cortes

Se realiza un proceso de optimización para buscar la combinación de cortes óptima. Los criterios de selección se aplican gradualmente, desde cortes ligeros hasta duros, tanto de forma individual como combinada, para estudiar el peso de cada variable y las dependencias entre ellas. Se atiende a la relación entre la señal y el fondo a partir de las distribuciones anteriores, siendo la intersección entre ambas curvas un buen punto de partida para establecer los criterios de selección. Todo ello, tal y como se observa en la Tabla. (5.2).

Cuadro 5.2: Número de eventos de señal (ALP) y fondo (SM) tras aplicar los criterios de selección de forma individual y combinando todos los cortes ligeros, medios y duros respectivamente entre sí

Condición	Tipo de Corte	$N_{\text{events}}^{\text{ALP}}$	$N_{\text{events}}^{\text{SM}}$
$p_{T1} > 25$	Ligero	9961	9681
$p_{T1} > 50$	Medio	9592	7084
$p_{T1} > 75$	Duro	9008	5699
$p_{T2} > 20$	Ligero	8752	8655
$p_{T2} > 40$	Medio	7483	6145
$p_{T2} > 60$	Duro	6757	5277
$p_{T(l\bar{l})} > 30$	Ligero	9713	8339
$p_{T(l\bar{l})} > 45$	Medio	9339	7205
$p_{T(l\bar{l})} > 60$	Duro	8842	6127
$p_T^{\text{miss}} > 20$	Ligero	9868	9105
$p_T^{\text{miss}} > 40$	Medio	9488	7585
$p_T^{\text{miss}} > 60$	Duro	8842	6120
$m_{l\bar{l}'} > 20$	Ligero	9932	9802
$m_{l\bar{l}'} > 40$	Medio	9753	9234
$m_{l\bar{l}'} > 60$	Duro	9490	8457
$m_{T(l\bar{l})} > 60$	Ligero	8918	7208
$m_{T(l\bar{l})} > 70$	Medio	8707	6744
$m_{T(l\bar{l})} > 80$	Duro	8514	6349
$m_{T(W_2)} > 30$	Ligero	8856	8652
$m_{T(W_2)} > 50$	Medio	7834	7447
$m_{T(W_2)} > 70$	Duro	6419	6154
$\Delta\phi_{l\bar{l}} > 2,0$	Ligero	8746	7668
$\Delta\phi_{l\bar{l}} > 2,5$	Medio	7864	6609
$\Delta\phi_{l\bar{l}} > 3,0$	Duro	5772	5273
Todos	Ligero	7356	5773
Todos	Medio	5983	4956
Todos	Duro	5011	4861

Además, se aplica el corte $\Delta\phi_{l2n} < 1,5$ de forma individual para estudiar el peso de dicha variable en el proceso de optimización. Se obtiene un número de eventos tras este corte de $n_{\text{events}}^{\text{SM}} = 8343$ y $n_{\text{events}}^{\text{ALP}} = 9339$ para el modelo estándar y el modelo ALP, respectivamente. Se observa una eficiencia ligeramente superior al aplicar dicho corte, con respecto a la situación con ausencia de cortes. Sin embargo, no es una variable demasiado discriminante.

A medida que se endurecen los cortes, el número de eventos de señal ALP disminuye de forma significativa, mientras que los eventos de fondo disminuyen ligeramente. Por ello, la aplicación en conjunto de todos los cortes medios y duros no es una opción óptima. Sin embargo, existen ciertas variables cuyos cortes endurecidos son más eficientes en comparación con los cortes ligeros. Según las simulaciones, las variables con mayor peso en el proceso de selección son el momento transversal del leptón más energético, el momento transversal de los pares leptónicos y el momento faltante asociado a los neutrinos, ya que permiten reducir considerablemente el fondo manteniendo la mayoría de eventos de señal ALP. Por ello, se realizan ciertas pruebas aplicando cortes sobre dichas variables en busca de la combinación que permita una mejor distinción entre señal y fondo. Todo ello, se recoge en la Tabla. (5.3).

El criterio empleado para determinar la mejor combinación de los cortes aplicados se basa en tomar el valor máximo dado por el cociente entre el número de eventos de señal ALP y la raíz cuadrada del número de eventos de fondo, como aproximación de las fluctuaciones.

Cuadro 5.3: Resultados de las pruebas de optimización de los criterios de selección

Nº Prueba	Corte	$n_{\text{events}}^{\text{ALP}}$	$n_{\text{events}}^{\text{SM}}$	$n_{\text{events}}^{\text{ALP}}/\sqrt{n_{\text{events}}^{\text{SM}}}$
1	$p_{T1} > 50$	9592	7084	114
2	$p_{T1} > 50, p_{T(\text{II})} > 45$	9160	6263	116
3	$p_{T1} > 50, p_T^{\text{miss}} > 40$	9271	6292	117
4	$p_{T1} > 50, p_{T(\text{II})} > 45, p_T^{\text{miss}} > 40$	9160	6122	117
5	$p_{T1} > 75, p_{T(\text{II})} > 45, p_T^{\text{miss}} > 40$	8758	5397	119

Tras varias simulaciones, la prueba Nº 5, resulta ser la combinación de cortes más eficiente, por ello, se establece como criterio óptimo de selección. Dichos cortes permiten reducir el fondo prácticamente a la mitad, manteniendo la mayoría de eventos de señal. Finalmente, se obtiene una sección eficaz de $\sigma_{WW_{\text{SM, after}}} = (2,551 \pm 0,006)$ pb y $\sigma_{WW_{\text{ALP, after}}} = (10,86 \pm 0,04) \times 10^{-4}$ pb con la Ec. (3.1), tras aplicar los cortes óptimos.

La optimización de los cortes de manera manual presenta cierta complejidad, ya que existen dependencias entre las distintas variables que afectan a la eficiencia global de los cortes aplicados. Además, implica la realización de múltiples pruebas hasta encontrar la combinación de cortes más eficiente, siendo un proceso tedioso y poco eficiente. Actualmente, la optimización de los criterios de selección se realiza mediante la aplicación de métodos avanzados. Entre ellos, destacan los métodos multidimensionales, ajustes sobre las variables, así como, las redes neuronales y árboles de decisión. Dichas técnicas permiten distinguir entre la señal y el fondo, combinando la información de múltiples variables.

5.2.4. Regiones de búsqueda del ALP

Se delimitan las regiones de búsqueda del ALP, tomando fluctuaciones de hasta 3σ para los eventos de producción de dibosones con el modelo estándar, y de 5σ para la zona de descubrimiento del ALP. Para ello, se atiende a la sección eficaz del proceso de fondo WW $\sigma_{WW_{SM}} = (2,551 \pm 0,006)$ pb y de señal ALP $\sigma_{WW_{ALP}} = (10,86 \pm 0,04) \times 10^{-4}$ tras aplicar los cortes óptimos, así como, a la luminosidad dada en los experimentos de $\mathcal{L} = 137 \text{ fb}^{-1}$.

Atendiendo a la Ec. (5.3), se determinan las zonas de búsqueda del ALP. Se obtiene una sección eficaz de $\sigma_{\text{signal, Exc}} = (0,013 \pm 0,015)$ pb y $\sigma_{\text{signal, Desc}} = (0,02 \pm 0,03)$ pb para la región de exclusión y descubrimiento del ALP, respectivamente. Asimismo, se puede establecer un límite inferior y superior en la constante de acoplamiento al cuadrado, atendiendo a la Ec. (5.4). En caso de no observar señal, se podrían excluir valores de la constante al cuadrado más bajos que $g_{\min}^2 < 12$. Por otro lado, si existe algún proceso ALP, podría ser detectado siempre y cuando la constante de acoplamiento al cuadrado supere el umbral de $g_{\max}^2 > 18$ aproximadamente.

En cuanto a la interpretación de dichos resultados, es fundamental comprender la distribución normal o Gaussiana. En la distribución de Gauss alrededor del 99,7% de los valores se encuentran dentro de 3σ [42]. De esta forma, cualquier valor por debajo del límite inferior establecido deberá ser excluido, ya que se corresponde con las fluctuaciones estadísticas esperadas. Por otra parte, un valor superior al límite superior definido a partir de 5σ , se podrá identificar como un proceso ALP con extrema confianza. Dicho criterio establece que existe únicamente una posibilidad entre un millón de que los hallazgos sean consecuencia de fluctuaciones aleatorias, siendo la regla por excelencia para comunicar un descubrimiento en el ámbito de la física de partículas [42]. Por último, existe una región de incertidumbre entre ambos límites, donde no hay evidencia para asegurar o excluir la existencia del ALP.

5.3. Conclusiones

Se ha estudiado la producción de dibosones, con especial atención al caso WW . En primer lugar, se ha evaluado la dependencia de la sección eficaz con ciertos parámetros característicos, tales como, la masa del ALP y las constantes de acoplamiento, para los casos WW y ZZ . Se observa una relación cuadrática con las constantes de acoplamiento y poca variación con la masa del ALP hasta un cierto umbral. Por otra parte, se establecen ciertos criterios de selección para favorecer la contribución ALP con respecto al fondo. Para ello, se realiza un proceso de optimización en busca de la combinación de cortes óptima. Finalmente, se determina el rango de parámetros del ALP con miras a excluir o asegurar la existencia del ALP. En concreto, si existe algún proceso ALP, podría ser detectado siempre y cuando se tengan valores de la constante de acoplamiento al cuadrado mayores al umbral $g_{\max}^2 > 18$, mientras que se excluyen eventos con valores menores a $g_{\min}^2 < 12$.

Capítulo 6

Conclusiones

A lo largo del trabajo se ha estudiado la producción de dibosones con desintegraciones leptónicas. Primeramente, durante el curso "Special Remote DESY Summer School 2023" se desarrolla el primer paquete de Rivet validado para analizar la producción de dibosones a una energía de 5.02 TeV. Dicha rutina de análisis permite comparar las mediciones experimentales tomadas en el experimento del CERN, con los resultados de las simulaciones obtenidas con el generador Pythia. Las contribuciones realizadas durante el curso se recogen en la revista Acta Physica Polonica y en ArXiv [26] [27]. Asimismo, los códigos de Rivet desarrollados en DESY, se recogen en el repositorio DESY de GitHub [20] y la rutina final validada en el repositorio de GitHub SiHyunJeon [33]. Dichas rutinas son útiles para su empleo en futuros trabajos teóricos, ya que permiten comparar los resultados experimentales con las predicciones teóricas de cualquier modelo nuevo o propuesto anteriormente.

Se continua el estudio proporcionando predicciones teóricas con el simulador MadGraph para múltiples energías del centro de masas. Los valores de la sección eficaz obtenida para los eventos WW, ZZ y WZ, son compatibles con las simulaciones del generador MATRIX y las mediciones experimentales del experimento CMS. De esta forma, se comprueba la eficiencia de las rutinas de análisis desarrolladas con ROOT y del generador empleado. Sin embargo, las predicciones teóricas de MadGraph a primer orden difieren considerablemente de los valores esperados. Por ello, los cálculos de la sección eficaz deben realizarse en orden NLO, considerando contribuciones de orden superior.

Por otra parte, se realiza un estudio de los principales fondos asociados a la producción de pares de bosones W^+W^- con desintegraciones leptónicas a una energía de 5.02 TeV. Entre ellos destacan los eventos de producción de bosones W y Z con jets, siendo más probables aquellos con un único jet. En cuanto al fenómeno Drell Yan, su sección eficaz es extremadamente alta, sin embargo, puede reducirse seleccionando eventos con pares leptónicos de distinto signo y diferente sabor, así como, imponiendo un momento faltante suficientemente alto. Asimismo, se estudian ciertos eventos de producción del bosón de Higgs, reflejando la dificultad en la detección de dichos procesos debido a su baja probabilidad. En cuanto a los procesos de producción de top quarks, se estudia en detalle la producción de eventos $t\bar{t}$, implementando cortes de selección más restrictivos con miras a distinguir los procesos de señal del fondo. Todo ello, desarrollando una rutina de análisis

con Root. Finalmente, los eventos de producción single top son despreciables en comparación con el resto de contribuciones.

Por otro lado, se estudia el modelo Axion Like Particle en la producción de dibosones con desintegraciones leptónicas a una energía del centro de masas de 13 TeV, con especial atención para el caso W^+W^- . Primeramente, se analiza la dependencia de la sección eficaz del ALP con ciertos parámetros característicos, observando una relación cuadrática con las constantes de acoplamiento y poca variación con la masa del ALP, hasta un cierto umbral. Además, se comparan los resultados obtenidos para el modelo ALP con las predicciones del modelo estándar y se aplican ciertos criterios de selección con miras a reducir de forma considerable los eventos de fondo, manteniendo la mayoría de los eventos de señal ALP. Para ello, se realiza un proceso de optimización de los criterios de selección, buscando la máxima distinción entre la señal y el fondo. Por último, se delimitan las zonas de búsqueda del ALP, definiendo las regiones de exclusión y descubrimiento. De esta forma, se establece un límite inferior y superior de la constante de acoplamiento para ambas regiones.

Para obtener todos los resultados, se han desarrollado múltiples rutinas de simulación y de análisis que pueden encontrarse en el repositorio TFG de GitHub, incluyendo la rutina con cortes ligeros sobre la masa invariante de los pares leptónicos, cortes duros para la distinción de la señal WW y el fondo $t\bar{t}$, así como, el código de análisis para distinguir correctamente la señal ALP del fondo WW simulado con el modelo estándar [20].

En resumen, se han analizado los procesos de producción de pares de bosones en el LHC, manejando distintas herramientas de simulación y análisis. Además, se han proporcionado predicciones teóricas compatibles con las mediciones experimentales tomadas en el CERN para múltiples energías del centro de masa. Asimismo, se ha estudiado la dependencia de la sección eficaz con la energía, así como, el efecto de los fondos y la posible señal ALP.

Apéndice A

Repositorio GitHub

Las rutinas de análisis se recogen en el perfil de GitHub, visible en la Fig. (A.1).

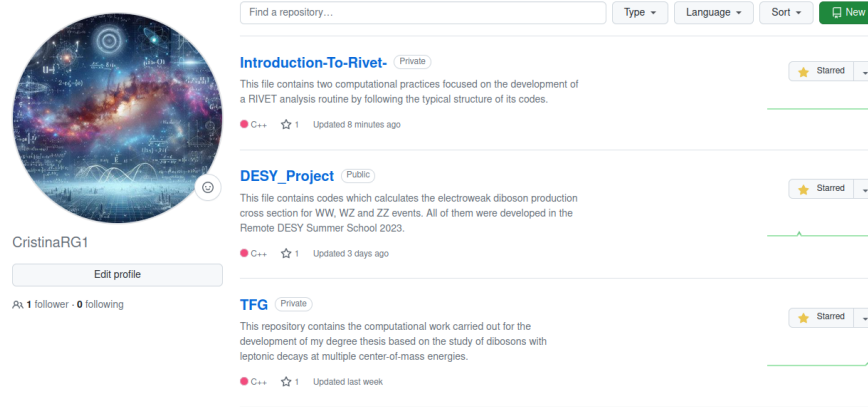


Figura A.1: Vista del perfil de GitHub con todos sus repositorios principales

En el repositorio “Introduction To Rivet”, se recogen los códigos realizados en las prácticas introductorias del curso “Special Remote DESY Summer School”. Por otra parte, en el repositorio “DESY Project” se muestran las rutinas para el cálculo de la sección eficaz en los procesos WW, ZZ y WZ. Dichos códigos se basan en ciertos análisis de Rivet [29] [30] [31]. La rutina de análisis unificada y validada para el análisis de los eventos de producción de dibosones con Rivet se recoge en el archivo `CMS_2021_I1876311.cc` del repositorio de GitHub SiHyunJeon [33].

Finalmente, el repositorio “TFG”, recopila los códigos de Root desarrollados para el estudio de la producción de dibosones a múltiples energías. Dichas rutinas de análisis se basan en el archivo `ntupleMaker.cpp` del Repositorio Github LatinoTreesLHE [21]. Asimismo, las distribuciones se realizan con el archivo `drawMulti.cxx` de dicho repositorio.

Los archivos de cada repositorio de GitHub se recogen en la Tabla A.1 [20]. Además, se añade un archivo `README` en cada repositorio para describir todas las rutinas de análisis.

Cuadro A.1: Descripción de los archivos principales de cada uno de los repositorios

Repositorio	Archivo	Descripción
Introduction_To_Rivet	README	Instrucciones y detalles del repositorio
	Analysis_Charged_Particles	Rutina de análisis en Rivet para eventos con partículas cargadas
	Histogram_eta&rap	Histograma de la pseudorrapidez y rapidez
DESY_Project	README	Instrucciones y detalles del repositorio
	WWtest.cc	Rutina de análisis con Rivet para el caso WW
	ZZtest.cc	Rutina de análisis con Rivet para el evento ZZ
	WZtest.cc	Rutina de análisis con Rivet para el evento WZ
TFG	README	Instrucciones y detalles del repositorio
	ntupleMaker_cuts.cpp	Código Root para aplicar cortes ligeros a los eventos de producción de dibosones
	ntupleMaker_strongcuts.cpp	Código Root para aplicar cortes duros a los eventos de producción de dibosones WW
	ntupleMaker_ALP.cpp	Código Root para aplicar cortes de selección de los eventos ALP
	param_card (ALP)	Archivo de parámetros del ALP

Apéndice B

Cálculo de Errores

La incertidumbre de la sección eficaz total para los eventos de producción de dibosones WW y ZZ , viene dada por la Ec. (B.1), mientras que el error asociado al evento WZ , se obtiene a partir de la Ec. (B.2).

$$\Delta\sigma(WW, ZZ) = \sqrt{\left(\frac{\Delta\sigma_{\text{lep}} \cdot f}{\mathcal{B}^2}\right)^2 + \left(\frac{2 \cdot \sigma_{\text{lep}} \cdot \Delta\mathcal{B} \cdot f}{\mathcal{B}^3}\right)^2} \quad (\text{B.1})$$

$$\Delta\sigma(WZ) = \sqrt{\left(\frac{\Delta\sigma_{\text{lep}} \cdot f}{\mathcal{B}_1 \cdot \mathcal{B}_2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\text{lep}} \cdot \Delta\mathcal{B}_1 \cdot f}{\mathcal{B}_1^2 \cdot \mathcal{B}_2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\text{lep}} \cdot \Delta\mathcal{B}_2 \cdot f}{\mathcal{B}_2^2 \cdot \mathcal{B}_1}\right)^2} \quad (\text{B.2})$$

Siendo f la relación entre el número de eventos que cumplen los criterios de selección con respecto al número inicial, σ_{lep} la sección eficaz leptónica, y $\mathcal{B}$ el branching ratio. Se usan las etiquetas 1 y 2 para referirse a los branching ratios $\mathcal{B}(W \rightarrow \ell\nu)$ o $\mathcal{B}(Z \rightarrow \ell\ell)$.

El error asociado a la sección eficaz σ_{WZ} se expresa como la suma de los errores en cuadratura, a través de la Ec. (B.3)

$$\Delta\sigma_{WZ} = \sqrt{(\Delta\sigma_{W+Z})^2 + (\Delta\sigma_{W-Z})^2} \quad (\text{B.3})$$

La incertidumbre asociada al número de cuentas sigue una distribución de Poisson, sin embargo, cuando el número de cuentas es suficientemente grande, se puede aproximar por una distribución gaussiana o normal, como en la Ec. (B.4) [43].

$$\Delta N = \sqrt{N} \quad (\text{B.4})$$

La incertidumbre asociada a la sección eficaz límite para la región de exclusión y descubrimiento del ALP viene dada por la Ec. (B.5)

$$\Delta\sigma_{\text{signal}} = \frac{n_x \Delta\sigma_{WW}}{2\sqrt{\mathcal{L}} \sigma_{WW}} \quad (\text{B.5})$$

Bibliografía

- [1] Ruiz González, C. (2023). *Medición de la masa del Bosón Z*. Universidad de Cantabria, Física de partículas elementales.
- [2] Centro Nacional de Física de Partículas Astropartículas y Nuclear (CPAN), *El Modelo Estándar de la Física de Partículas*, URL: <https://www.i-cpan.es/es/content/el-modelo-est%C3%A1ndar-de-la-f%C3%ADsica-de-part%C3%ADculas>.
- [3] Castelló Mor, N. (2024). *Materia Oscura, búsqueda directa*. Instituto de Física de Cantabria (IFCA, CSIC). 2 de Mayo del 2024. Universidad de Cantabria, Asignatura panorama de la ciencia y elaboración de proyectos.
- [4] Valor, Paula Desiré. (septiembre 2023). *Axion Like Particle search in the non-resonant production of W^+W^- in the CMS experiment*. Búsqueda de nuevas partículas ALPs en el canal de desintegración W^+W^- en el experimento CMS. Trabajo fin de Máster.
- [5] C.P. Burgess, *Goldstone and pseudo-Goldstone bosons in nuclear, particle and condensed-matter physics*, Physics Reports, Volume 330, Issue 4, 2000, Pages 193-261, ISSN 0370-1573, [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(99\)00111-8](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(99)00111-8). <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157399001118>.
- [6] Martínez Rivero, Celso. (Febrero de 2024). *Creador de Antipartículas: LHC y CMS*. Universidad de Cantabria, Asignatura panorama de la ciencia y elaboración de proyectos.
- [7] Physics Introduction: Rivet Intro, Special Remote DESY Summer School, <https://indico.desy.de/event/39338/timetable/>
- [8] Davison E. Soper *Parton Distribution Functions* Institute of Theoretical Science, University of Oregon, Eugene, Oregon 97403, USA Talk at Lattice 96 Conference, St. Louis, June 1996
- [9] Monte Carlo and Event Generation. Herramientas de Análisis en Física de Partículas, Máster Interuniversitario (UC-UIMP) en Física de Partículas y Del Cosmos, Universidad de Cantabria.
- [10] CERN, The birth of the Web, Science, Computing <https://www.home.cern/science/computing/birth-web>

- [11] Martínez Ruiz del Árbol, P., *Técnicas avanzadas de análisis de datos en física de partículas, Panorama - Grado en Física*, Instituto de Física de Cantabria (IFCA), Universidad de Cantabria, 2023, Curso 2023-2024.
- [12] Pythia Collaboration, *PYTHIA 8.2: A Toolkit for the Modeling of Particle Interactions*, <https://www.pythia.org/>.
- [13] MadGraph Collaboration, *MadGraph: A Framework for High Energy Physics Simulations*, <http://madgraph.phys.ucl.ac.be/>.
- [14] Mariana Velho, "Feynman Diagrams", *ATLAS Experiment at CERN*, 16 March 2021. [Online]. Available: <https://atlas.cern/node/36561>. [Accessed: 08-Jun-2024].
- [15] CERN, *CERN - Trigger*, Disponible en: <https://home.cern/tags/trigger>, Accedido el 02 de junio de 2024.
- [16] Rivet Collaboration, *Rivet: A Toolkit for the Validation of Monte Carlo Event Generators*, <https://rivet.hepforge.org/>.
- [17] ROOT Collaboration, *ROOT: Data Analysis Framework*, <https://root.cern/>.
- [18] DESY: Deutsches Elektronen-Synchrotron. Sitio web oficial. Recuperado de <https://www.desy.de>.
- [19] P. Richardson, *Charged particle multiplicities in different rapidity intervals*, DELPHI Collaboration, https://rivet.hepforge.org/analyses/DELPHI_1991_I324035.html, Z. Phys. C52 (1991) 271-281, Inspire ID: 324035, [Accessed: 06-Jun-2024].
- [20] Ruiz González, C., *GitHub Repositories*, <https://github.com/CristinaRG1?tab=repositories>.
- [21] Calderon, A. *LatinoTreesLHE - LHEF.h*, <https://github.com/calderona/LatinoTreesLHE/blob/updated/LHEF.h>, último acceso: 28 de mayo de 2024.
- [22] CMS Collaboration. "SWGGuideLHEInterface". Consultado el 6 de junio de 2024. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SWGGuideLHEInterface>
- [23] CMS Collaboration, "Measurements of the electroweak diboson production cross sections in proton-proton collisions at 5.02 TeV using leptonic decays", *Phys. Rev. Lett.* **127** (2021) 191801, arXiv:2107.01137.
- [24] Cossuti, T. C. F. (n.d.). *Measurement definitions based on truth particles*. Cern.Ch. Retrieved September 1, 2023, from <https://indico.cern.ch/event/351610/contributions/826556/attachments/695528/955012/TruthParticleSessionSlides.pdf>
- [25] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), *Particle Listings*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022) and 2023 update, https://pdg.lbl.gov/2023/listings/contents_listings.html.

- [26] Guzman, F., Jeon, S. H., Jung, H., Perez Adan, D., Taheri Monfared, S., Ruiz González, C., et al. (2023). *Comparison of CMS measurements with predictions at NLO applying the Parton Branching Method and PYTHIA*. *Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement*, 17, 4-A1. DOI: 10.5506/APhysPolBSupp.17.4-A1. Recuperado de <https://www.actaphys.uj.edu.pl/>. Publicado el 7 de mayo de 2024.
- [27] Guzman, F., Jeon, S. H., Jung, H., Perez Adan, D., Taheri Monfared, S., Ruiz González, C., et al. (2023). *Comparison of CMS measurements with predictions at NLO applying the Parton Branching Method and PYTHIA*. ArXiv. Recuperado de <https://arxiv.org/abs/2311.11000>.
- [28] M. Dobbs and J. B. Hansen, "The HepMC C++ Monte Carlo event record for High Energy Physics", *Comput. Phys. Commun.* **134** (2001) 41.
- [29] *Rivet analyses reference – Hepforge*. (2019). Hepforge.Org. Retrieved September 1, 2023, from https://rivet.hepforge.org/analyses/ATLAS_2019_I1734263.html
- [30] *Rivet analyses reference – Hepforge*. (2012). Hepforge.Org. Retrieved September 1, 2023, from https://rivet.hepforge.org/analyses/ATLAS_2012_I1203852.html
- [31] *Rivet analyses reference – Hepforge*. (2011). Hepforge.Org. Retrieved September 1, 2023, from https://rivet.hepforge.org/analyses/ATLAS_2011_I954993.html
- [32] C. Bierlich et al., "Robust Independent Validation of Experiment and Theory: Rivet version 3", *SciPost Phys.* **8** (2020) 026, [arXiv:1912.05451](https://arxiv.org/abs/1912.05451).
- [33] Sihyun Jeon. (2021). *CMS_2021_I1876311*. GitHub repository. https://github.com/sihyunjeon/CMS_2021_I1876311
- [34] E. Brownson, *Prompt Photons in Photoproduction at HERA*. (2005). Retrieved September 1, 2023, from <https://slideplayer.com/slide/16397625/>
- [35] Ruiz González, C., Moyano, I., *Measurements of the Electroweak Diboson Production Cross Sections in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 5,02$ TeV Using Leptonic Decays*, Talk in DESY, <https://indico.desy.de/event/39338/timetable/>, 1 de septiembre de 2023.
- [36] Ruiz González, C., Moyano Rejano, I., Si Hyun Jeon, "Rivet plugin for the electroweak diboson production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 5,02$ TeV using leptonic decays measured by CMS", September 10, 2023.
- [37] The CMS collaboration, Tumasyan, Armen, Adam, Wolfgang, Andrejkovic, Janik Walter, Bergauer, Thomas, Chatterjee, Suman, Dragicevic, Marko, Escalante Del Valle, Alberto, Fruehwirth, Rudolf, Jeitler, Manfred, Krammer, Natascha, *Measurements of the Electroweak Diboson Production Cross Sections in Proton-Proton Collisions at 5.02 TeV Using Leptonic Decays*, *Phys. Rev. Lett.* 127 (2021) 191801, <https://www.hepdata.net/record/ins1876311>, <https://doi.org/10.17182/hepdata.107754>.
- [38] M. Campanelli, *Background Estimation at the LHC*, Presentación en la African School of Physics 2021, Universidad College London. Disponible en:

https://indico.cern.ch/event/812393/contributions/4296171/attachments/2287316/3887818/ASP_BG.pdf.

- [39] I.R. Kenyon, *The Drell-Yan process*, Rep. Prog. Phys., vol. 45, 1982, pp. 1261-1305. Printed in Great Britain. The Institute of Physics.
- [40] Noelia Freire, *El Bosón de Higgs, la 'partícula de Dios' que tardó medio siglo en ser observada*, National Geographic, Actualizado a 11 de abril de 2024. https://www.nationalgeographic.com.es/ciencia/boson-higgs-particula-dios-que-tardo-medio-siglo-ser-observada_22019
- [41] Alberto Ruiz Jimeno, *La carrera de los nuevos proyectos dinosaurios para observar los fundamentos ultramicroscópicos del Universo*, Universidad de Cantabria, Panorama de la Ciencia y Elaboración de Proyectos, 21 mayo 2024.
- [42] David L. Chandler, *Explained: Sigma*, MIT News Office, February 9, 2012, <http://news.mit.edu/2012/explained-sigma-0209>.
- [43] Jesús Vizán, *Radiofísica Tema 2: Estadística de la desintegración radiactiva*, Coordinador: Jesús Vizán, Universidad de Cantabria, Curso 2023-2024