

Measurement of Standard Model W^\pm -boson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector

Izan Kevin Fernández Tostado

izan.fernandez@estudiante.uam.es

Supervisores: Claudia Glassmann y Juan Terrón



Resumen

Se realiza el estudio de la desintegración leptónica de los bosones W^\pm con colisiones pp en el LHC con el detector del experimento ATLAS, con una luminosidad integrada de $\int \mathcal{L} dt = 10.06 \pm 0.37 \text{ fb}^{-1}$ y con una energía en el centro de masas de $\sqrt{s} = 13$ TeV. A partir del estudio de sucesos con un solo leptón ligero (electrones y muones), se reconstruye el neutrino que escapa sin ser detectado mediante un algoritmo basado en contrarrestar la aparente violación del momento transversal. Se realizan también predicciones del Modelo Estándar a partir de simulaciones numéricas Montecarlo.

Con esto obtenemos una serie de distribuciones de eventos para los sucesos seleccionados, entre las que encontramos número de jets estudiados en cada evento; las propiedades de los leptones: tipo de leptón, ángulo azimutal (ϕ), pseudorapidez (η), momento transversal (p_T), energía (E); también para el neutrino reconstruido: energía transversal faltante (E_T^{miss}) y separación angular leptón-neutrino ($\Delta\phi$); y finalmente las distribuciones de masa transversal del bosón W (M_T) en su desintegración leptónica, tanto la distribución total de masa, como las distribuciones separando en tipo de leptón (electrones y muones) y en carga del leptón (desintegración de W^+ y W^-).

A partir de esto realizamos un estudio de la “fidutial cross section”, obteniendo los resultados $\sigma_{W^+}^{fid} = 2.9 \pm 0.1 \text{ nb}$, $\sigma_{W^-}^{fid} = 2.31 \pm 0.09 \text{ nb}$ y $\sigma_W^{fid} = 5.2 \pm 0.2 \text{ nb}$, y un ratio de producción de bosones W^+ frente a W^- de $R(W^+/W^-) = 1.26 \pm 0.07$, y un valor del producto de correcciones de sección eficaz de $A \cdot C = 0.26 \pm 0.06$.

Finalmente se estudió el ratio electrones-muones detectados, con el fin de corroborar la universalidad leptónica, obteniendo un valor de $\text{Ratio}(\mu/e) = 1.10 \pm 0.08$, resultado compatible con la universalidad leptónica del modelo estándar puesto que el exceso de muones está dentro de los márgenes esperados debido al mayor rango de detección de estos.

1 Introducción

El descubrimiento del bosón W , uno de los dos mediadores de la fuerza electrodébil, fue llevado a cabo simultáneamente por 2 colaboraciones del CERN. Estos grupos estudiaron eventos con electrones aislados que tuvieran un momento transverso faltante elevado. Los primeros resultados fueron publicados el 24 de febrero de 1983 por la colaboración *UA1* [1], utilizando para ello el acelerador “Super Proton Synchrotron” (SPS). El 17 de marzo de 1983, la colaboración *UA2* [2] publicó sus resultados obtenidos con el “Proton-Antiproton Collider”.

Este descubrimiento llevó a Carlo Rubbia y a Simon van der Meer a recibir el premio Nobel en el año próximo al descubrimiento por sus contribuciones decisivas al proyecto que condujo al descubrimiento de los bosones W y Z [3].

Gracias a este descubrimiento, se confirmó que, como años antes habían propuesto Glashow, Salam y Weinberg, la interacción débil estaba mediada por unos bosones masivos, confirmándose así la unificación del electromagnetismo y la interacción débil en un marco común de entendimiento, la fuerza electrodébil [4].

El bosón W es un bosón vector perteneciente a los bosones gauge del Modelo Estándar (SM) con spin 1, magnitud de carga eléctrica q_e (carga del electrón), y masa de $m_W = 80.52 \text{ GeV}$ [5]. Dado que tiene carga eléctrica, al interactuar con un fermión cambia su sabor. Los acoplos de este bosón a fermiones son 2 y vienen descritos según el Modelo de Estándar como acoplo leptónico $W \rightarrow l\nu$ y acoplo hadrónico $W \rightarrow q\bar{q}'$. Cuando nos referimos al bosón W nos estamos refiriendo en realidad a la pareja W^\pm , cada una es la antipartícula de la otra diferenciándose únicamente en la carga.

La principal producción de un bosón W^+ en una colisión pp viene de la aniquilación de un quark up , u , de uno de los protones con un antiquark $down$, \bar{d} , del mar de quarks del otro protón. Por otra parte, para la producción de un bosón W^- el proceso dominante corresponde a la aniquilación de un quark $down$, d , de uno de los protones con un antiquark up , \bar{u} , del mar de quarks del otro protón. Es fácil darse cuenta de que estas combinaciones de quarks son aquellas en cuya aniquilación se conservan la carga en el bosón W .

El canal de desintegración leptónico constituye el canal de detección de estos bosones más limpio, ya que únicamente procesos electrodébiles pueden producir leptones a partir de colisiones hadrónicas. Teniendo en cuenta únicamente las familias de leptones más ligeras, electrónica y muónica, y el proceso más probable de producción de estos bosones, los diagramas de Feynmann que vamos a estudiar son los mostrados en la figuras 1 y 2.

Los bosones W son producidos en el LHC abundantemente y son una parte importante de tests del Modelo Estándar a partir del estudio de sus secciones eficaces y de la asimetría existente entre la producción de bosones W^+ y W^- [6].

Además de esto, dado que la desintegración que hemos elegido es el canal leptónico, es equiprobable que este se desintegre en electrón o en muón, por lo que deberíamos obtener una tasa de desintegración bastante similar en ambas vías. Este resultado es parte de la *Universalidad leptónica* que emana directamente del Mode-

lo Estándar y se basa en que las 3 familias de leptones cargados tienen los mismos acoplos, a diferencia de la interacción con el campo de Higgs que depende de la masa de estos.

Hoy en día en el CERN se estudian posibles procesos en los que se observen violaciones de la universalidad leptónica como parte de teorías más allá del Modelo Estándar (BSM). Más específicamente, el año pasado se publicaron unos resultados de la colaboración LHCb en el que se presentó evidencia de ruptura en la universalidad leptónica de 3.1σ [7]. La ruptura de la universalidad leptónica abriría las puertas a nuevas interacciones fundamentales con los leptones en nuevas teorías BSM.

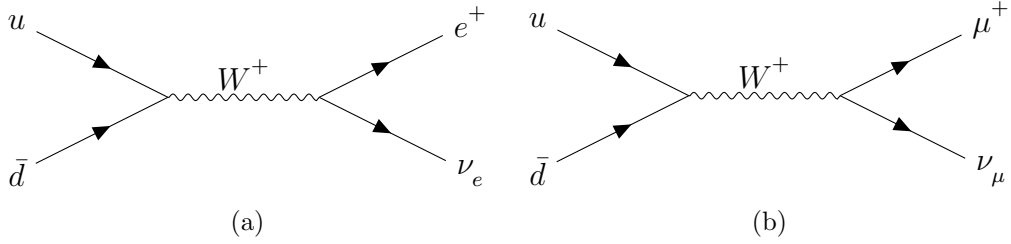


Figura 1: Diagramas de Feynmann dominantes correspondientes a la creación de bosones W^+ en colisiones pp en su canal leptónico de desintegración, teniendo en cuenta únicamente las dos familias más ligeras de leptones.

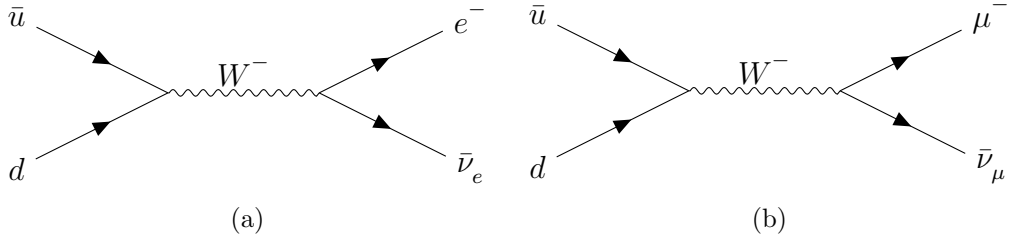


Figura 2: Diagramas de Feynmann dominantes correspondientes a la creación de bosones W^- en colisiones pp en su canal leptónico de desintegración, teniendo en cuenta únicamente las dos familias más ligeras de leptones.

El diagrama de Feynmann nos indica la probabilidad de los vértices de interacción que tenemos en el proceso, sin embargo, este no es el único parámetro del que depende la sección eficaz. En nuestro experimento utilizamos colisiones pp para estudiar la generación de estos bosones. Sabemos que en los protones tenemos 2 quarks up de valencia y 1 quark $down$ de valencia, más los quarks del mar $q\bar{q}$ y gluones, esto indica que la función de distribución de los quarks up de valencia es mayor que la de los quarks $down$ de valencia. Además, tenemos que la función de distribución de los pares $d\bar{d}$ es mayor que la de los pares $u\bar{u}$. Sumando ambas contribuciones, es fácil darse cuenta de que la producción de bosones W^+ (interacción $u\bar{d}$) será mayor que la de bosones W^- (interacción $d\bar{u}$), puesto que hay mayor número de quarks u y \bar{d} que de d y \bar{u} . Esto se conoce como la asimetría en la producción de bosones W^+ y W^- y la estudiaremos a partir de los datos con los que trabajamos.

2 Experimento

Los datos utilizados pertenecen a un conjunto de datos tomados por el detector ATLAS provenientes de colisiones pp en el acelerador Large Hadron Collider del CERN. Estos datos han sido publicados como parte el *Cern Open Data Portal* [8] por la colaboración ATLAS.

Los datos corresponden a las medidas tomadas por el detector ATLAS durante el año 2016, constituyendo una luminosidad integrada de $\int \mathcal{L} dt = 10.06 \pm 0.37 \text{ fb}^{-1}$ en colisiones pp con una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

El LHC es el acelerador de partículas más grande y potente hasta la fecha, se encuentra situado en las instalaciones del CERN en Suiza. Consiste en anillo de 27 km de longitud que consigue acelerar haces de partículas hasta velocidades cercanas a la velocidad de la luz. Esto se consigue utilizando fuertes campos magnéticos producidos por electroimanes superconductores. Los haces acelerados se hacen colisionar en 4 puntos estratégicos pertenecientes a los 4 detectores del LHC: ALICE, ATLAS, CMS y LHCb [9].

El detector ATLAS es uno de los denominados detectores multipropósito. Este detector tiene forma de barril y está compuesto principalmente por 4 partes, el detector interno (InDet), el calorímetro hadrónico (HCAL), el calorímetro electromagnético (EMCAL) y el espectrómetro de muones (MS) [10].

El detector interno es el encargado de medir la dirección, momento y carga de las partículas cargadas eléctricamente. Esto es posible gracias a otra parte importante del detector que es su sistema de imanes, compuesto de un solenoide magnético central, y unos imanes toroidales situados a lo largo del cilindro del barril y en sus tapas.

Los calorímetros hadrónico y electromagnético son los encargados de medir la energía de las partículas. El calorímetro electromagnético es el encargado de medir la energía de fotones y electrones, los cuales quedan absorbidos dentro de este depositando en él toda su energía. Por otra parte, el calorímetro hadrónico se encarga de medir la energía de los jets hadrónicos que le lleguen, absorbiendo estos en su interior. De esta forma, los calorímetros consiguen absorber la mayoría de las partículas producidas excepto muones y neutrinos.

Finalmente, el espectrómetro de muones se encarga de caracterizar los muones que le lleguen, midiendo su energía y atrapando a estos en su interior haciéndoles depositar en él toda su energía.

Además del detector, también es importante a la hora del experimento la tecnología que ATLAS utiliza para la selección de datos. Su sistema de *trigger* es el encargado de seleccionar los procesos, esto lo consigue en dos fases. La primera de ellas mediante un *hardware trigger* que es el encargado de decidir si los datos obtenidos del evento deben almacenarse o no. Tras pasar este primer *trigger* se lleva a cabo un *software trigger*, el cual a partir de análisis detallados de cada evento de colisión termina de seleccionar los eventos y los agrupa en archivos de datos para su posterior análisis.

3 Selección y análisis

3.1 Criterios de preselección de leptones

A la hora de analizar los datos, existen ciertos criterios de preselección que deben cumplir los leptones para ser considerados en el estudio.

Los electrones son reconstruidos a partir del depósito aislado de energía que dejan en su paso por el calorímetro electromagnético (EMCAL), el cual debe estar relacionado con una traza en el detector de trazas interiores (InDet). Además, los electrones de los datos utilizados tienen un $p_T > 7$ GeV y cumplen los criterios de la identificación de leptones “loose”. Los muones por su parte son detectados por el espectrómetro de muones (MS) y reconstruidos de igual forma a partir de la traza en el InDet. Como en los electrones, todos los muones han pasado por el corte de $p_T > 7$ GeV y por el criterio “loose”.

El criterio de leptones “loose” está diseñado para maximizar la eficiencia en la reconstrucción de leptones asegurando que estas trazas son de calidad, este criterio de selección arroja grandes resultados en la identificación, pero no en el rechazo de “background”. Este criterio se basa en la información que dejan los leptones en los calorímetros. En el caso de electrones [11], se utiliza la capa intermedia del EMCAL para discriminarlos en función de la forma y anchura de las trazas. De forma similar, se define este criterio para muones [12].

Con el objetivo de mejorar la eficiencia de los criterios aplicados, nos restringimos a estudiar leptones de la zona central, limitando la pseudorapidez de estos. En el caso de los electrones $|\eta| < 2.47$, y en el caso de los muones $|\eta| < 2.5$. Así mismo, debemos tener en cuenta que dada la forma de barril que tienen los detectores EMCAL y MS, pierden eficacia en la zona de transición entre el cilindro y las tapas de los detectores, por lo que en ambos casos descartamos todos los leptones en la zona $1.37 < |\eta| < 1.52$.

A la hora de reconstruir procesos con varios vértices, se toma el primario como aquel con mayor suma del módulo de momento transversal. Por tanto, requerimos que los electrones y muones que analicemos tengan traza coincidente con el vértice primario, de forma que establecemos requisitos en el parámetro de impacto longitudinal y transversal, los cuales son, respectivamente, $|z_0 \sin \theta| < 0.5$ mm y $|d_0|/\sigma(d_0)$ menor que 5 para electrones y menor que 3 para muones. Donde z_0 es la coordenada z (eje de colisión de haces) de la traza del leptón con respecto al vértice primario, d_0 es la distancia al vértice primario en el punto de máximo acercamiento y $\sigma(d_0)$ es la incertidumbre asociada a d_0 .

Así mismo, requerimos un aislamiento de las trazas suficiente, así como un momento transversal mínimo, que definiremos a continuación ya que en nuestro caso de estudio buscaremos unos requisitos más estrictos que los generales.

3.2 Selección de sucesos

A la hora de identificar leptones, usaremos la clasificación “tight” [11, 12], la cual es más restrictiva que la clasificación previamente mencionada, “loose”, siendo capaz de rechazar electrones provenientes de hadrones cargados y fuentes secundarias. Para ello utiliza información más avanzada del detector ATLAS entre los

que se encuentra el número de impactos en el detector y el ratio de energía de la traza. Utiliza la reconstrucción de la traza para rechazar electrones procedentes de conversiones a partir de un algoritmo que verifica que hay rastro del leptón desde la primera capa del detector.

Requerimos además que se satisfaga el trigger de electrones o muones, según el caso, con un único leptón seleccionado.

Con el objetivo de minimizar las fuentes de “background” en nuestro análisis usaremos requisitos más estrictos para la selección de sucesos. Estudiaremos leptones con un momento transversal mínimo de $p_T > 35$ GeV y aislamientos en los calorímetros leptónicos y trazas de mínimo 0.1. Esto significa tener $lep_ptcone30/lep_pt < 0.1$ y $lep_etcone20/lep_pt < 0.1$, donde $lep_ptcone30$ y $lep_etcone20$ se definen como la suma de las trazas de p_T y E_T en un cono de $R = 0.3$ y $R = 0.2$, respectivamente, alrededor del leptón.

Finalmente, tras la reconstrucción del momento faltante (E_T^{miss}) y de la masa transversal del bosón (M_T^W) establecemos los criterios $E_T^{miss} > 30$ GeV y $M_T^W > 60$ GeV.

Con todos estos cortes se pretende mitigar el “background” procedente de decaimientos semi-leptónicos de quarks pesados, hadrones identificados de forma errónea como leptones y electrones provenientes de fotones. Estas contribuciones denominadas como “multijet background” dominan las zonas de bajo momento faltante y baja masa transversal.

A modo de recopilación se muestra en la tabla 1 todos los requisitos pedidos a los leptones para la correcta reconstrucción de la desintegración leptónica del bosón W .

Tabla 1: Requisitos de selección de leptones para el estudio de la desintegración leptónica del bosón.

Electrones (e)	Muones (μ)
Reconstrucción InDet & EMCAL	Reconstrucción InDet & MS
Identificación <i>loose</i>	
<i>Trigger de electrones</i>	<i>Trigger de muones</i>
$p_T > 35$ GeV	
$ \eta < 2.47$	$ \eta < 2.5$
$ \eta < 1.37$ y $ \eta > 1.52$	
Identificación <i>tight</i>	
$N_{lep} = 1$	
$lep_ptcone30/lep_pt < 0.1$	
$lep_etcone20/lep_pt < 0.1$	
$ z_0 \sin \theta < 0.5$ mm	
$d_0/\sigma < 5$	$d_0/\sigma < 3$
$E_T^{miss} > 30$ GeV	
$M_T^W > 60$ GeV	

3.3 Simulaciones Montecarlo

Para el análisis de datos, se utilizan una serie de simulaciones que nos ofrecen tanto la señal de datos como el “background” de nuestra señal. Esta es una de las partes principales de Athenea [13], la red de software del experimento ATLAS. Mediante una serie de software verificado por Altas [14], podemos reconstruir los datos tomados por el detector recreando los procesos físicos necesarios, ya sean procesos de SM o Beyond SM, y aplicar a estos las características del detector. A partir de estas simulaciones, podemos validar teorías comparando la señal obtenida con las simulaciones Montecarlo.

Para poder reconstruir nuestros datos, debemos elegir qué procesos físicos pueden producir un estado final con las características que estudiamos, para así generar la muestra de Montecarlo y analizarla como parte de nuestra simulación.

En nuestro caso buscamos procesos que produzcan un leptón en el estado final. Evidentemente, el principal mecanismo de producción de este estado es el proceso que estudiamos, la desintegración leptónica del bosón W . En esta simulación utilizaremos la producción de bosones W con desintegración en la forma $W \rightarrow e\nu, \mu\nu, \tau\nu + jets$, con todos los diagramas de Feynmann posibles dominantes hasta 3 jets en el estado final. Para esta simulación se utiliza el software *Sherpa 2.2* [15].

El segundo proceso más importante será la desintegración leptónica del bosón Z , de forma similar a antes, simulamos los posibles estados $Z \rightarrow ee, \mu\mu, \tau\tau + jets$, utilizando igualmente los posibles diagramas de Feynmann de orden dominante hasta 3 jets en el estado final. Igualmente, se utiliza el software *Sherpa 2.2*.

En tercer lugar, tenemos la producción de 2 bosones electrodébiles, todas las combinaciones posibles de W y Z con sus desintegraciones hadrónicas y leptónicas, teniendo siempre al menos 1 de los bosones en desintegración leptónica para poder reproducir el estado final. Pueden ser las siguientes: Para WW podemos tener en el estado final $qq'l\nu$ o $lv'l'\nu'$; para ZZ tenemos $qq'l^+l^-$ o $l^+l^-l'^+l'^-$; y finalmente, para WZ tenemos los estados $qq'l^+l^-$, $lvqq'$, $lv'l^+l^-$ y $lv\nu\nu'$. Utilizamos nuevamente para ellos el software *Sherpa 2.2*.

Por último, tenemos la producción de quarks tops, ya sea $t\bar{t} + jets$ en decaimiento a $1l$ o $2l$, o un $(anti)top$ creado por los canales $t - channel$, $Wt - channel$ y $s - channel$. Para la simulación de estos procesos se utiliza la combinación de dos programas, *Powheg-Box* y *Pythia*. En concreto, para el proceso $t\bar{t} + jets$ usamos *Powheg-Box v2* [16] y *Pythia 8* [17], para el proceso $(anti)top t - channel$ usamos *Powheg-Box v1* y *Pythia 6* [18], y para los canales $Wt - channel$ y $s - channel$ usamos *Powheg-Box v2* y *Pythia 6*.

Con todo esto, tenemos cubierta toda la parte dominante de procesos que nos producen señal en nuestro análisis. Para analizar estos datos aplicamos el mismo análisis mencionado en los apartados anteriores y recogido en la tabla 1, obteniendo así una simulación teórica del SM para nuestros procesos.

En la tabla 2 se recoge en orden decreciente de importancia las simulaciones teóricas realizadas para la verificación del SM a nuestro análisis.

Tabla 2: Muestras Montecarlo utilizadas en la simulación teórica de nuestro análisis. Se encuentran ordenados de mayor a menor importancia.

Procesos	Programa generador
$W \rightarrow e\nu, \mu\nu, \tau\nu + jets$	<i>Sherpa 2.2</i>
$Z \rightarrow ee, \mu\mu, \tau\tau + jets$	<i>Sherpa 2.2</i>
Producción de dos bosones W, Z :	
$WW \rightarrow qq'\nu$	<i>Sherpa 2.2</i>
$WW \rightarrow \nu l' \nu'$	<i>Sherpa 2.2</i>
$ZZ \rightarrow qq' l^+ l^-$	<i>Sherpa 2.2</i>
$ZZ \rightarrow l^+ l^- l'^+ l'^-$	<i>Sherpa 2.2</i>
$WZ \rightarrow qq' l^+ l^-$	<i>Sherpa 2.2</i>
$WZ \rightarrow \nu qq'$	<i>Sherpa 2.2</i>
$WZ \rightarrow \nu l^+ l^-$	<i>Sherpa 2.2</i>
$WZ \rightarrow \nu \nu \nu'$	<i>Sherpa 2.2</i>
$t\bar{t} + jets$	<i>Powheg-Box v2 + Pythia 8</i>
(anti)top $t - channel$	<i>Powheg-Box v1 + Pythia 6</i>
(anti)top $Wt - channel$	<i>Powheg-Box v2 + Pythia 6</i>
(anti)top $s - channel$	<i>Powheg-Box v2 + Pythia 6</i>

3.4 Análisis de la desintegración leptónica del bosón W y su reconstrucción.

Como ya hemos explicado anteriormente, estudiamos el caso de desintegración leptónica del bosón W , el cual es un canal que produce un estado final $l\nu$. Esta desintegración supone un reto extra a la hora de realizar la reconstrucción ya que uno de los dos productos de la desintegración, el neutrino (ν), escapa sin ser detectado.

Dado que no tenemos la información completa acerca de los productos de la colisión, usamos la conservación del momento lineal en la colisión para reconstruir el elemento faltante. Puesto que la colisión se produce en el eje z , el momento en el plano xy (plano transversal) debe ser nulo, por lo que en los productos de desintegración el momento transversal total debe ser nulo. Por otra parte, nos queda estudiar la conservación del momento en el eje de la colisión, eje z , pero dado que desconocemos los momentos iniciales de los quarks que han interactuado, no podemos aplicar la conservación del momento en este eje. Al faltarnos un elemento en la detección del suceso, observaremos una violación aparente del momento transversal, que es fruto del neutrino producido.

Por ello, definimos la cantidad E_T^{miss} como la suma vectorial negativa de todos los objetos detectados en el suceso [19],

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_T^{miss} = & - \sum_{\substack{\text{electrones} \\ \text{seleccionados}}} \mathbf{p}_T^e - \sum_{\substack{\text{fotones} \\ \text{seleccionados}}} \mathbf{p}_T^\gamma - \sum_{\substack{\text{tau} \\ \text{seleccionados}}} \mathbf{p}_T^\tau - \\
& - \sum_{\substack{\text{muones} \\ \text{seleccionados}}} \mathbf{p}_T^\mu - \sum_{\substack{\text{jets} \\ \text{seleccionados}}} \mathbf{p}_T^{\text{jet}} - \sum_{\substack{\text{trazas} \\ \text{no usadas}}} \mathbf{p}_T^{\text{tracks}}
\end{aligned}$$

A estos objetos se les aplica condiciones cinemáticas y de calidad como las men-

cionadas anteriormente. Más información acerca del proceso de selección en la reconstrucción de las trazas puede encontrarse en la referencia [19].

Una vez tenemos la cantidad vectorial \mathbf{E}_T^{miss} , podemos extraer las cantidades modulo del momento transverso faltante E_T^{miss} y dirección del momento transverso faltante ϕ^{miss} a partir de,

$$E_T^{miss} = |\mathbf{E}_T^{miss}| = \sqrt{(E_{T,x}^{miss})^2 + (E_{T,y}^{miss})^2}$$

$$\phi^{miss} = \text{atan}\left(\frac{E_{T,y}^{miss}}{E_{T,x}^{miss}}\right)$$

Dado que trabajamos en rangos de energías del orden de $p_T > 35$ GeV y la masa de los leptones estudiados e y μ son del orden de 0.5 MeV y 106 MeV respectivamente, estas partículas pueden ser tratadas como ultrarrelativistas, lo que implica que $E^2 \approx p^2$. Por tanto, usando la conservación del cuadrimomento en la desintegración a 2 cuerpos del bosón W y quedándonos con la componente transversa, obtenemos,

$$M_T^2 = 2p_l E_T^{miss} (1 - \cos(\Delta\phi))$$

Donde $\Delta\phi$ se define como la separación angular en el plano transversa entre los dos productos. Nótese que la separación angular es el ángulo más pequeño formado entre ambas trayectorias, esto es que viene restringido al rango $(0, \pi)$ rad, por lo que la definimos como $\Delta\phi = |\phi^l - \phi^\nu| = |\phi^l - \phi^{miss}|$, por lo que calculamos la masa transversa del bosón W como,

$$M_T = \sqrt{2p_l E_T^{miss} \left(1 - \cos(|\phi^l - \phi^{miss}|)\right)}$$

Con este análisis podemos reconstruir la masa transversa del bosón W y obtener la distribución de eventos en función de este parámetro para verificar que nuestros resultados son compatibles con la producción de un bosón W según está definido en el SM.

Para poder reconstruir la masa total del bosón W deberíamos poder reconstruir el neutrino en su totalidad, pero dado que no podemos calcular su momento en el eje z ni tenemos mediciones directas de los mismos, trabajamos con la masa transversa.

3.5 Análisis de la sección eficaz del proceso

En física de altas energías, uno de los términos más importantes es la sección eficaz del proceso. La sección eficaz nos indica el ratio en el que una interacción o proceso ocurre, y este es el cálculo final que extraemos de los conocidos diagramas de Feynmann.

En nuestro caso, al realizar el experimento restringiéndonos a un cierto volumen dado por el detector, estaremos haciendo una medida de la sección eficaz diferencial. Pero, además, al realizar cortes en energías y no tener todo el espectro de sucesos en energía, lo que podemos calcular es la conocida como “fiducial cross section”, que denotaremos σ^{fid} , esta es una sección eficaz del proceso restringido a nuestro detector y lo que el proceso de medir conlleva. Podemos definirla a partir de la sección eficaz diferencial total como,

$$\sigma^{fid} = \sigma \cdot A \cdot C$$

Donde A y C son unos parámetros de corrección. El parámetro C se conoce como parámetro de corrección mientras que el parámetro A es un parámetro geométrico [6].

La “fiducial cross section” puede calcularse directamente a partir del número de eventos como,

$$\sigma^{fid} = \frac{N}{\int \mathcal{L} dt}$$

Asimismo, definimos el cociente entre la sección eficaz del bosón W^+ y W^- como R dado por,

$$R = \frac{\sigma_{W^+}^{fid}}{\sigma_{W^-}^{fid}}$$

que corresponde a la tasa relativa de creación de ambos bosones.

4 Resultados

Con todos los criterios de selección mencionados anteriormente, realizando el análisis tanto para electrones como para muones, se obtienen las distribuciones que se especifican a continuación.

En la figura 3a se muestra la distribución de leptones reconstruidos, donde 11 es la identificación del electrón (y positrón) y 13 es la identificación del muón (y antimuón). En la figura 3b se representa la distribución del número de jets que se han detectado en cada evento. En la figura 4a se muestra la distribución de la pseudorapidez, η , de los leptones seleccionados. En la figura 4b se muestra la distribución angular en el plano transversal, ϕ , de los leptones seleccionados. En la figura 5a se muestra la distribución de momento transversal de los leptones, y finalmente, en la figura 5b se muestra la distribución de la energía de los leptones.

Como puede observarse, se encuentra gran correlación entre los datos experimentales y las simulaciones teóricas realizadas. Obtenemos una distribución en ϕ prácticamente constante, lo que muestra la isotropía de la colisión. En η encontramos una distribución simétrica con un déficit notable en la zona de la transición entre el cilindro y las tapas del detector, $\eta \approx 1.5$, pero este déficit de eventos es debido a que esa zona no la hemos tenido en cuenta en el análisis dada la menor sensibilidad del detector en esta zona.

En la distribución de número de jets, tenemos el pico en 0 jets mientras la distribución para número de jets altos es baja. Los jets dominan en la zona de momento faltante bajo, que es la parte en la que se ha realizado el corte, al quedarnos con sucesos en los que $p_T > 35$ GeV, esto explica el bajo número de jets que estudiamos. La zona de número de jets altos está dominada por los procesos $t\bar{t}$, mientras que en la zona de número de jets bajo domina la producción de bosones W y Z .

Por otra parte, en la distribución del tipo de leptones encontramos un mayor número de muones que de electrones. Está claro por la alta correlación que tienen los datos con las simulaciones que esto se debe a la selección de los leptones, en la

que permitimos rangos más amplios para los muones que para los electrones, tanto en pseudorapidez como en el corte de parámetro de impacto longitudinal.

En cuanto a las distribuciones de energía, E_{lep} , y de momento transverso, p_T^{lep} , encontramos unos resultados esperables. La distribución de energía tiene un claro pico entorno a los 40 GeV que corresponde aproximadamente con la energía correspondiente a la mitad de la masa del bosón W . En cuanto al momento transverso, el pico se encuentra en energías del mismo orden, en torno a los 40 GeV, este valor también entra dentro de los márgenes que caben esperar teniendo en cuenta la masa del bosón W .

Como hemos visto, tenemos como procesos dominantes aquellos procesos con 0 o 1 jet, estos procesos son aquellos en los que el ángulo que forman el leptón y el neutrino es aproximadamente de π radianes. Si suponemos que en el pico el momento transverso del leptón y del neutrino son iguales (ambas partículas relativistas y únicos productos) y que el ángulo es de π rad, obtenemos $M_T \approx \sqrt{2} \cdot 40 \cdot 40 \cdot 2 \text{ GeV} \approx 80 \text{ GeV}$, que se corresponde al pico esperado en masa transversa que estudiaremos a continuación y es próximo a la masa del bosón W .

En ambas distribuciones encontramos una buena correlación entre datos y simulaciones, encontrando mayores desviaciones en las zonas de energías altas. Aun así, incluso en esas zonas la correlación es buena. La desviación puede entenderse desde el punto de vista del bajo número de eventos que encontramos en esa zona lo que provoca una baja estadística en esa zona, y por tanto, es de entender que haya mayores desviaciones.

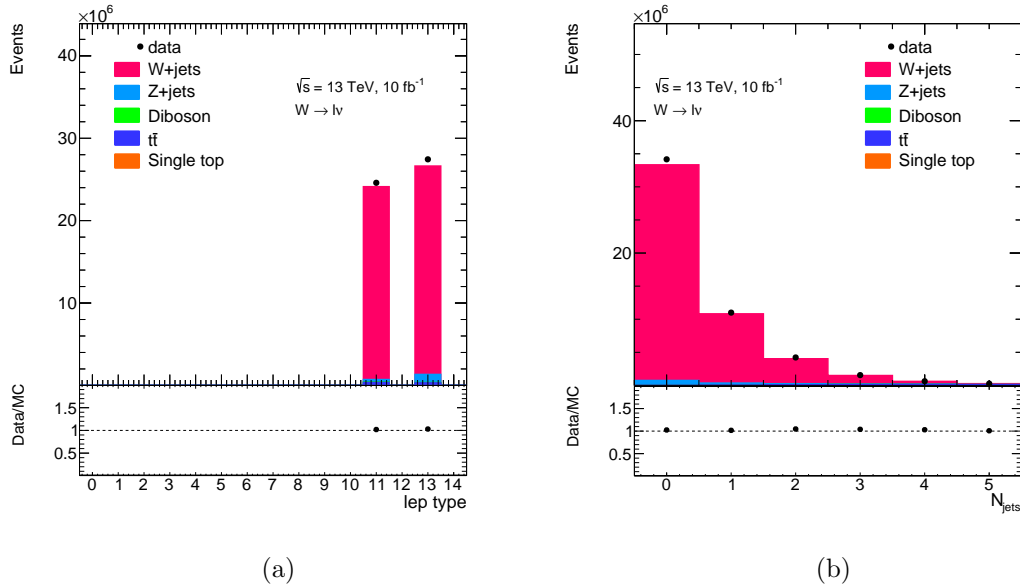
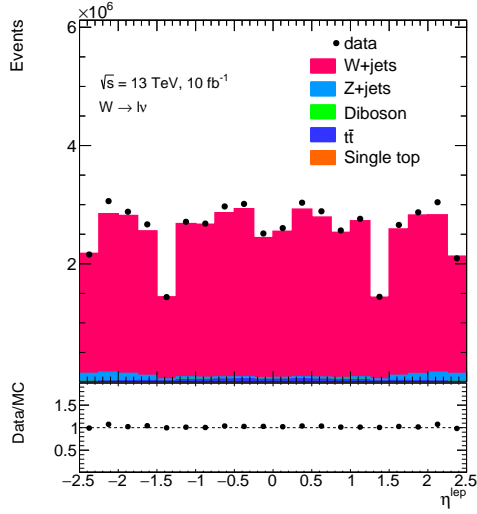
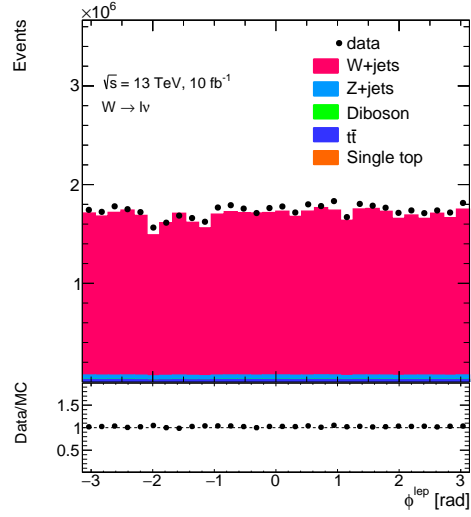


Figura 3: Distribuciones de eventos en tipo de leptones (a) y número de jets (b). La identificación de los leptones corresponde al número 11 para electrones y positrones y al número 13 para muones y antimuones.

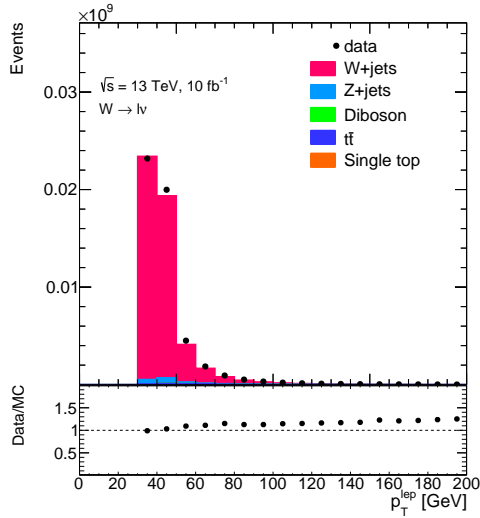


(a)

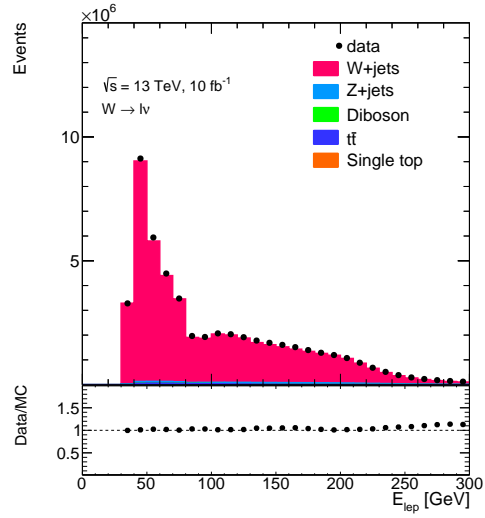


(b)

Figura 4: Distribuciones angulares de eventos, tanto para el ángulo polar representado a través de la variable η (a), como para el ángulo azimutal, ϕ , correspondiente al ángulo en el plano transversal (b).



(a)



(b)

Figura 5: Distribuciones de eventos para el momento transverso de los leptones (a) y para la energía (b).

A continuación, se muestran las distribuciones de la reconstrucción de neutrinos. Su momento transverso, definido como el momento transverso faltante, E_T^{miss} , en la figura 6a, y la separación angular leptón-neutrino que nos indica la dirección relativa de ambos leptones en la desintegración, en la figura 6b. Así mismo, la reconstrucción de la masa trasversa para ambos tipos de leptones se muestra recogida en la figura 7a para electrones/positrones y 7b para muones/antimuones, y la suma de ambas distribuciones en la figura 8. Finalmente se representan las distribuciones aisladas para los dos tipos de bosones mediadores, W^+ en la figura 9a y W^- en la figura 9b.

Como puede observarse, obtenemos una distribución para el momento del neutrino muy similar a la distribución del momento del leptón, esto puede explicarse debido a que la mayoría de sucesos no producen jets y por tanto el momento transversal del neutrino y del leptón son iguales en módulo, pero de sentido opuesto, formando entre ellos un ángulo de π rad, que corresponde al pico en la distribución de la separación angular. La zona de ángulos pequeños por tanto está dominada por sucesos con un número alto de jets, y, al igual que veíamos en la distribución del número de jets, esta está dominada por procesos $t\bar{t}$. En ambas gráficas se encuentra una buena correlación entre los datos experimentales y la simulación teórica.

Por otra parte, en las distribuciones de eventos de la masa transversa obtenemos un pico cercano a los 80 GeV. Podemos observar como en el caso de los muones la simulación ajusta mucho mejor que en el caso de los electrones, esto se debe principalmente a que en el caso de los muones tenemos más estadística. Aun así la correlación entre datos y simulación es muy buena en ambas. Así mismo, al sumar la distribución de electrones y muones, obtenemos un pico muy bien definido con un muy buen ajuste de la simulación.

Al no poder parametrizar los dos productos de la desintegración del bosón, no podemos medir directamente su masa de la distribución obtenida. Sin embargo, sí que podemos afirmar que la masa del bosón W obtenida a partir del Modelo Estándar es una muy buena predicción puesto que, usando ese parámetro en nuestras simulaciones, obtenemos una muy buena correlación.

Las distribuciones aisladas de ambos bosones nos sirven para identificar que la tasa de producción de ambos es bastante parecida, siendo un poco mayor en el caso de los bosones W^+ debido a las diferencias que se explicaron anteriormente en la abundancia de los quarks que los generan. Este resultado es apreciable ya en estas distribuciones y lo cuantificaremos a continuación.

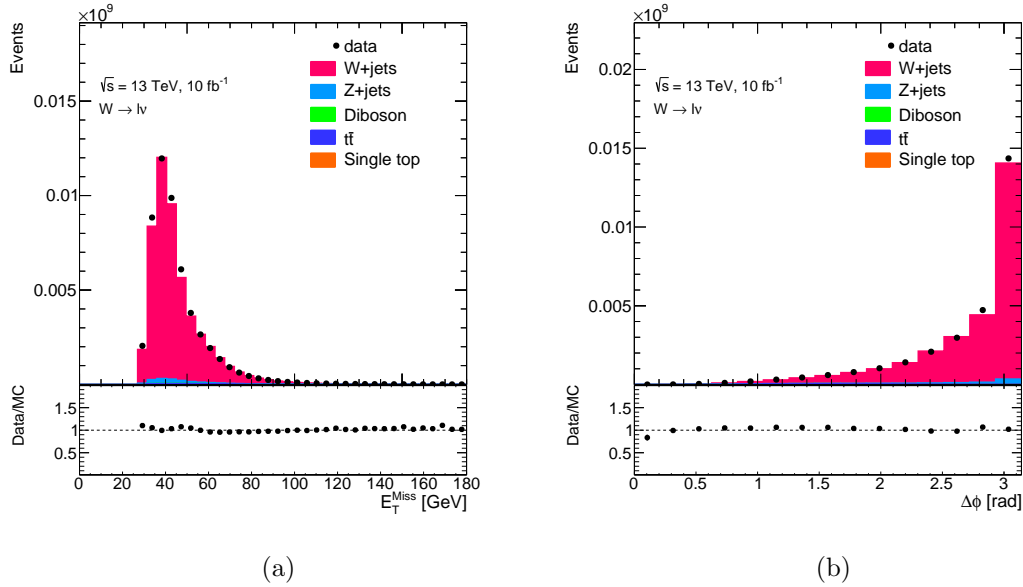
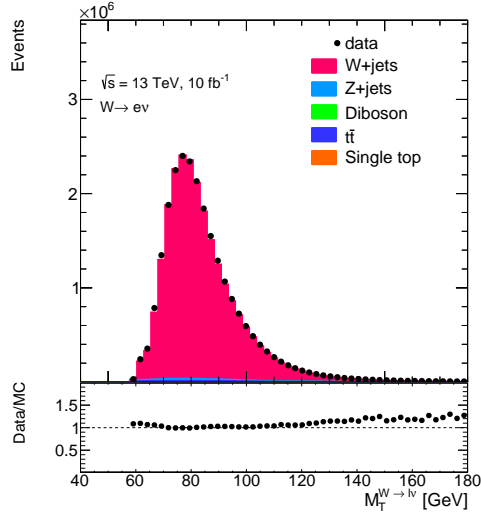
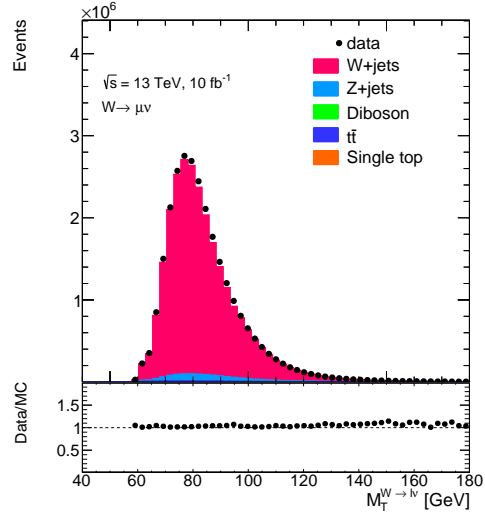


Figura 6: Distribuciones de eventos para el momento transversal faltante, correspondiente al momento transversal de los neutrinos (a) y para la separación angular en el plano transversal entre leptón y neutrino (b).



(a)



(b)

Figura 7: Distribuciones de eventos para la masa transversa del par leptón-neutrino. En la figura (a) se muestra la distribución para electrones (positrones) y en la figura (b) se muestra para muones (antimuones).

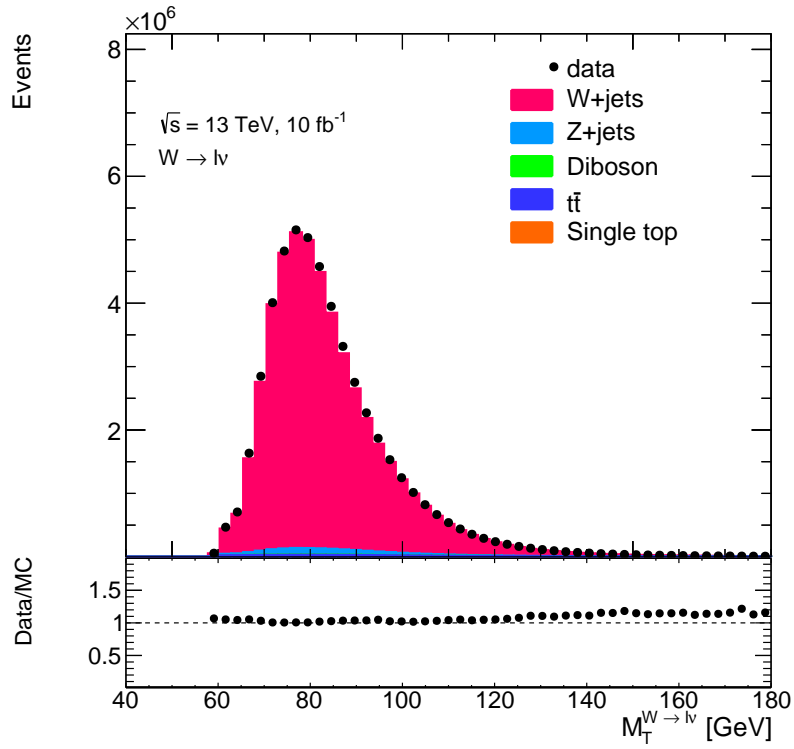


Figura 8: Distribución de eventos para la masa transversa del par leptón-neutrino. En esta figura se encuentran recogidas ambas contribuciones de leptones.

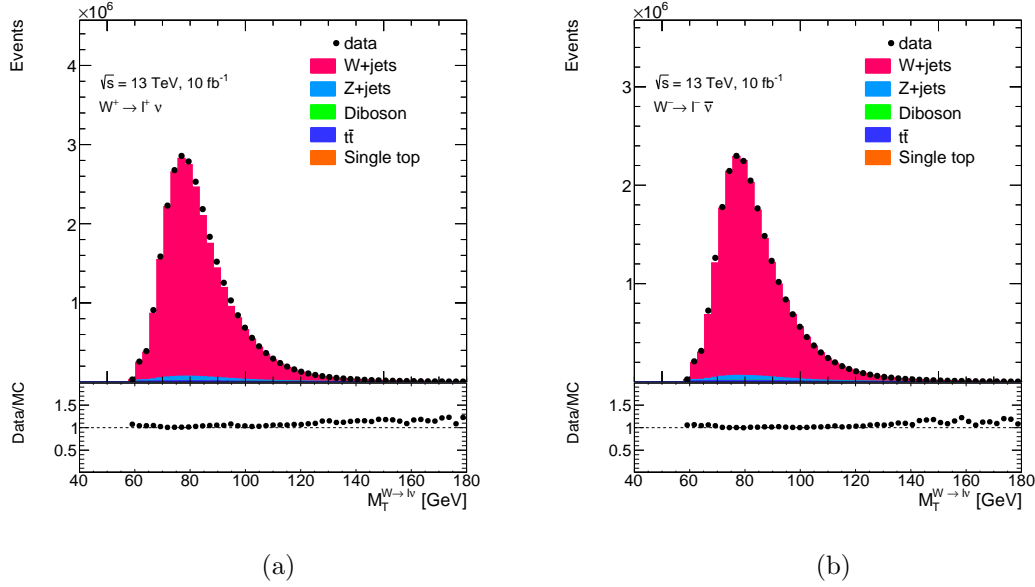


Figura 9: Distribuciones de eventos para la masa transversa del par leptón-neutrino para ambos tipos de leptones: electrones y muones. En la figura (a) se muestran los sucesos cuyo producto de desintegración son leptones de carga positiva, representando por tanto la distribución del bosón W^+ , mientras que en la figura (b) se muestran los sucesos cuyo producto de desintegración son leptones de carga negativa, representando por tanto la distribución del bosón W^- .

Finalmente, es interesante estudiar la tasa de producción relativa de bosones W^+ y W^- y sus secciones eficaces. En la tabla 3 se encuentran recogidas las secciones eficaces obtenidas, así como el ratio R .

Tabla 3: Resultados obtenidos en el cálculo de las secciones eficaces de los bosones W . Como estimación del error del número de eventos se ha utilizado la raíz de esta magnitud.

	W^+	W^-	Total
Número de eventos	$28\,702\,000 \pm 5\,000$	$23\,192\,000 \pm 5\,000$	$51\,893\,000 \pm 7\,000$
σ^{fid}	2.9 ± 0.1 nb	2.31 ± 0.09 nb	5.2 ± 0.2 nb
Ratio, $R(W^+/W^-)$	1.26 ± 0.07		

Hemos obtenido un valor del ratio, $R(W^+/W^-) = 1.26 \pm 0.07$, frente al valor obtenido por la colaboración ATLAS con una luminosidad integrada de $\int \mathcal{L} dt = 81$ pb $^{-1}$ de $R^{ATLAS}(W^+/W^-) = 1.295 \pm 0.003 \pm 0.010$, valor obtenido de la referencia [6]. En esa misma referencia dan como predicción teórica del ratio $R^{pred}(W^+/W^-) = 1.30 \pm 0.01$. El valor que hemos obtenido es consistente con estos valores de referencia y entran dentro de nuestros márgenes de incertidumbre.

Así mismo, hemos obtenido unas secciones eficaces del experimento de $\sigma_{W^+}^{fid} = 2.9 \pm 0.1$ nb, $\sigma_{W^-}^{fid} = 2.31 \pm 0.09$ nb y $\sigma_W^{fid} = 5.2 \pm 0.2$ nb. En la misma referencia que el ratio [6], podemos ver que los valores de sección eficaz σ^{fid} son del orden de 4 nb para los bosones W^+ , W^- individualmente y del orden de 8 nb para la suma de ambos, W^\pm . En este caso podemos usarlos como valores orientativos para verificar que estamos en el orden de magnitud correcto, pero no como referencia ya que, en el caso de este artículo, al tener una luminosidad mayor y unas mejores predicciones

del “background” pueden realizar unos cortes menos agresivos que los realizados en nuestro análisis, por lo que los resultados son distintos.

De la referencia [6] también podemos utilizar los valores predichos para las secciones eficaces totales con el objetivo de obtener el valor del producto de las correcciones en nuestro experimento, $A \cdot C$, que puede calcularse como $A \cdot C = \sigma^{fid}/\sigma^{tot}$. En la tabla 4 se muestran los resultados obtenidos.

Tabla 4: Resultados obtenidos para el valor de corrección de sección eficaz $A \cdot C$, obtenido utilizando los valores de predicción de la referencia [6].

	σ^{fid}	σ^{tot} [6]	$A \cdot C$
W^+	2.9 ± 0.1 nb	11.54 ± 0.63 nb	0.25 ± 0.02
W^-	2.31 ± 0.09 nb	8.54 ± 0.47 nb	0.27 ± 0.03
W	5.2 ± 0.2 nb	20.08 ± 1.07 nb	0.26 ± 0.02
Valor promedio			0.26 ± 0.06

Como último resultado, estudiamos la diferencia que encontramos en la tasa de desintegración en electrones y muones en la tabla 5.

Tabla 5: Diferencias que encontramos en la tasa de desintegración de los bosones W en los diferentes tipos de leptones

	Electrones	Muones
Número de eventos	$24\,513\,000 \pm 5\,000$	$27\,380\,000 \pm 5\,000$
$\sigma^{fid}(W \rightarrow l\nu)$	2.44 ± 0.09 nb	2.7 ± 0.1 nb
Ratio (μ/e)	1.10 ± 0.08	

Podemos observar que la diferencia entre muones y electrones es de un 10%, por lo que es una diferencia no significativa que no implica ruptura de la universalidad leptónica, debiéndose principalmente a la diferencia en los cortes que hemos hecho para ambos leptones, siendo más amplios los márgenes de detección para el caso de los muones.

Además, podemos observar que las secciones eficaces σ^{fid} son bastante similares para ambos leptones, por lo que los factores de corrección no dependerán mucho del tipo de leptón con el que se calcule, siendo nuestro cálculo de los factores de corrección, realizado con la totalidad de los datos, una buena aproximación para ambas situaciones del experimento.

5 Resumen y conclusiones

Se han obtenido resultados satisfactorios en el estudio de la desintegración leptónica del bosón W^\pm , permitiéndonos estudiar la distribución de eventos en la masa transversa con una buena resolución, obteniendo una correlación con las predicciones de las simulaciones Montecarlo, basadas en el Modelo Estándar, bastante buena en todas las gráficas obtenidas.

Hemos podido por tanto verificar que dentro de nuestros márgenes de sensibilidad, la masa de los bosones W^\pm se corresponde con el valor de referencia

$m_W = 80.52$ GeV. Sin embargo, este valor no ha podido medirse directamente debido a la falta de reconstrucción de los productos de desintegración, puesto que el neutrino escapa sin ser detectado. Esta falta de información de los productos dificulta la medición de la masa, aunque no resulta imposible, ya que si se varía la masa del bosón W en las simulaciones Montecarlo, se obtiene una diferente distribución en masa transversa, por lo que puede minimizarse la diferencia entre los datos y las simulaciones Montecarlo para diferentes valores de masa del bosón W .

Así mismo, se ha podido verificar la simetría que existe en la desintegración en ambas familias leptónicas, teniendo una diferencia un poco apreciable que se deriva del hecho de que tengamos un mayor rango de detección en muones que electrones, obteniendo un ratio de detección (μ/e) de 1.10 ± 0.08 , perfectamente compatible con el principio de universalidad leptónica que se deriva de nuestro entendimiento actual del Modelo Estándar.

A partir del estudio del número de eventos detectados compatibles con el bosón W^\pm hemos obtenido unos valor de sección eficaz de $\sigma_{W^+}^{fid} = 2.9 \pm 0.1$ nb para el bosón W^+ , $\sigma_{W^-}^{fid} = 2.31 \pm 0.09$ nb para el bosón W^- y $\sigma_W^{fid} = 5.2 \pm 0.2$ nb para ambos bosones. A partir de los valores de predicción teórica de referencia obtenemos el factor $A \cdot C$ correspondiente a nuestro experimento, que es de 0.26 ± 0.06 .

Gracias a este análisis hemos podido cuantificar la diferencia en la tasa de producción entre los bosones W^+ y W^- , que, como hemos discutido, se espera que sea mayor en el bosón W^+ debido a que los quarks que interaccionan vía este bosón tienen una función de distribución mayor en los protones, que son los elementos que hemos usado en la colisión. Hemos obtenido como valor de esta diferencia el ratio $R(W^+/W^-) = 1.26 \pm 0.07$, compatible tanto con el valor obtenido por la colaboración ATLAS como con el valor de predicción que son, $R^{ATLAS}(W^+/W^-) = 1.295 \pm 0.003 \pm 0.010$ y $R^{pred}(W^+/W^-) = 1.30 \pm 0.01$, respectivamente, obtenidos de [6].

A pesar de trabajar con una luminosidad integrada 8 veces menor que la del análisis llevado a cabo por la colaboración ATLAS, hemos obtenido unos resultados bastante buenos que nos permiten explorar variables físicas importantes en física de altas energías y poner a prueba el Modelo Estándar, con un tiempo de cómputo considerablemente menor.

Sin embargo, sería interesante tener una buena estimación del “background” que nos permita evaluar mejor la curva de distribución teniendo un rango más amplio de valores de momento y energía con el fin de tener mejor aislada la curva del proceso. A pesar de tener la limitación de no poder estimar el “background” y tener que realizar unos cortes más agresivos en la selección de sucesos, se ha obtenido suficiente estadística para realizar un buen estudio obteniendo una muy buena correlación de los datos.

Finalmente, otro aspecto interesante sería la detección de neutrinos en los experimentos del LHC para poder realizar estudios más avanzados, aunque como se ha podido comprobar con los resultados obtenidos, los algoritmos de reconstrucción de neutrinos a partir del momento transverso faltante están muy bien conseguidos, arrojando resultados fieles a la realidad.

Referencias

- [1] UA1 Collaboration, CERN, Geneva, Switzerland, “Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV,” *Physics Letters B*, vol. 122, no. 1, pp. 103–116, 1983. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383911772>
- [2] UA2 Collaboration, CERN, Geneva, Switzerland, “Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider,” *Physics Letters B*, vol. 122, no. 5, pp. 476–485, 1983. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383916052>
- [3] NobelPrize.org. (Recuperado el 4 de febrero de 2022) Press release. nobel prize outreach ab 1984. [Online]. Available: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1984/press-release>
- [4] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche, “Particles and nuclei,” *An Introduction to the Physical Concepts, Berlin and Heidelberg: Springer-Verlag*, 1995.
- [5] V. Andreev *et al.*, “Determination of electroweak parameters in polarised deep-inelastic scattering at HERA,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 78, no. 9, p. 777, 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6236-8>
- [6] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, O. Abdinov, B. Abeloos, R. Aben, O. AbouZeid, N. Abraham, H. Abramowicz, H. Abreu, and *et al.*, “Measurement of W^{\pm} and Z-boson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector,” *Physics Letters B*, vol. 759, p. 601–621, Aug 2016. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2016.06.023>
- [7] L. collaboration, “Test of lepton universality in beauty-quark decays,” 2021. [Online]. Available: <https://arxiv.org/pdf/2103.11769>
- [8] CERN. (Recuperado el 4 de febrero de 2022) Atlas open data. [Online]. Available: <http://opendata.atlas.cern/>
- [9] CERN. (Recuperado el 4 de febrero de 2022) The large hadron collider. [Online]. Available: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>
- [10] CERN. (Recuperado el 4 de febrero de 2022) The atlas detector. [Online]. Available: <https://atlas.cern/discover/detector>
- [11] Collaboration, ATLAS, “EG-1: Reconstruction and identification of electrons in ATLAS,” 2008. [Online]. Available: <https://www.physics.smu.edu/web/research/preprints/SMU-HEP-08-21.pdf>
- [12] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, O. Abdinov, B. Abeloos, R. Aben, M. Abolins, O. S. AbouZeid, N. L. Abraham, and *et al.*, “Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV,” *The European Physical Journal C*, vol. 76, no. 5, May 2016. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4120-y>
- [13] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, A. A. Abdelalim, A. Abdesselam, O. Abdinov, B. Abi, M. Abolins, H. Abramowicz, and *et al.*, “The ATLAS Simulation Infrastructure,” *The European Physical Journal C*, vol. 70, no. 3, p. 823–874, Sep 2010. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9>

- [14] “Validation of Monte Carlo event generators in the ATLAS Collaboration for LHC Run 2,” CERN, Geneva, Tech. Rep., Jan 2016, all figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2016-001>. [Online]. Available: <https://cds.cern.ch/record/2119984>
- [15] T. Gleisberg, S. Höche, F. Krauss, M. Schönherr, S. Schumann, F. Siegert, and J. Winter, “Event generation with SHERPA 1.1,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2009, no. 02, p. 007–007, Feb 2009. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007>
- [16] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, “Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2007, no. 11, p. 070–070, Nov 2007. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070>
- [17] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, “An introduction to PYTHIA 8.2,” *Computer Physics Communications*, vol. 191, p. 159–177, Jun 2015. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024>
- [18] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, “PYTHIA 6.4 physics and manual,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2006, no. 05, p. 026–026, May 2006. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026>
- [19] M. Aaboud, G. Aad, B. Abbott, O. Abdinov, B. Abeloos, S. H. Abidi, O. S. AbouZeid, N. L. Abraham, H. Abramowicz, and et al., “Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,” *The European Physical Journal C*, vol. 78, no. 11, Nov 2018. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6288-9>