



UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA  
FACULTAD DE CIENCIAS  
POSTGRADO EN FÍSICA

**PERSPECTIVAS Y EVALUACIÓN DE PRODUCCIÓN DE  
MATERIA OSCURA EN ASOCIACIÓN CON UN QUARK  
LIVIANO, UN QUARK PESADO (QUARK  $b$ ) O UN BOSÓN  
ELECTRO DÉBIL EN COLISIONADORES DE PARTÍCULAS  
A ENERGÍAS DE COLISIÓN DE  $\sqrt{s} = 8$  TeV**

**Autor: Iskya García.**

**Tutor: Dr. Arturo Sánchez**

Trabajo de Grado de Maestría presentado ante  
la ilustre Universidad Central de Venezuela por  
la Lic. Iskya García, para optar al título de  
Magister Scientiarum, Mención Física.

Caracas, Venezuela

Julio del 2017



## Agradecimiento

A Arturo Sánchez y José López, los impulsores de este trabajo, por poner su esfuerzo para concretar esta investigación y darme la oportunidad de continuar en esta área de la física, a pesar de todas las dificultades burocráticas y técnicas que demandó. Valoro mucho su empeño.

A CEVALE2VE, por creer en un proyecto tan necesario para el desarrollo de la comunidad científica venezolana y ponerle las ganas y dedicación para concretarlo. A la UCV, mi casa de estudio, por ser siempre la casa que vence las sombras.

Al LHC, por ser la herramienta que abre las puertas a nuevos caminos en la naturaleza.

A mis padres, por apoyarme siempre y a mi esposo Ju, por bancarme todos esos momentos difíciles para poder terminar. Los amo y son lo más importante en mi vida.

## Resumen

**PERSPECTIVAS Y EVALUACIÓN DE PRODUCCIÓN DE  
MATERIA OSCURA EN ASOCIACIÓN CON UN QUARK  
LIVIANO, UN QUARK PESADO (QUARK  $b$ ) O UN BOSÓN  
ELECTRO DÉBIL EN COLISIONADORES DE PARTÍCULAS  
A ENERGÍAS DE COLISIÓN DE  $\sqrt{s} = 8$  TeV**

*Iskya García, Arturo Sánchez.*

Universidad Central de Venezuela.

Las partículas masivas que interactúan débilmente, o WIMPs por sus siglas en inglés, son las únicas y principales partículas candidatas a Materia Oscura (DM) accesibles actualmente en el LHC. Se espera que la producción de un par de estas partículas en asociación con partículas pertenecientes al Modelo Estándar (SM) sean evidenciadas en estados finales en presencia de grandes cantidades de Momento Transverso Perdido ( $E_T^{miss}$ ). En esta tesis se ha realizado una búsqueda de DM independiente de modelos, en diversos estados finales que contienen  $E_T^{miss}$ , llamados: Mono-jet, Mono-b y Mono-Z, donde la designación “Mono” se refiere a la presencia de un solo jet o bosón que es usado como guía para discernir entre producción de DM y otros estados finales con presencia de  $E_T^{miss}$  pero que corresponden a decaimientos de partículas del SM. Los análisis fueron realizados utilizando datos abiertos publicados por la colaboración ATLAS en el 2016, recolectados durante el año 2012, y corresponden a una luminosidad total integrada de  $1 \text{ fb}^{-1}$ , donde un par de protones se hicieron colisionar con una energía de centro de masa igual a  $\sqrt{s} = 8$  TeV. No se observó ningún exceso de eventos por sobre las predicciones del SM en ninguno de los estados finales estudiados, como se evidencia en el cálculo del *valor-p*, descartando así, la presencia de eventos provenientes de nueva física, lo cual está en concordancia con resultados oficiales de la Colaboración ATLAS para dichas búsquedas de DM a  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Este estudio fue realizado usando las herramientas y técnicas propias de física de altas energías que se utilizan actualmente en el LHC.

## Abstract

**PERSPECTIVES AND EVALUATION OF DARK MATTER  
PRODUCTION IN ASSOCIATION WITH A LIGHT QUARK,  
A HEAVY QUARK (*b*-QUARK) OR AN ELECTROWEAK  
BOSON IN PARTICLE COLLIDERS AT A CENTRE-OF-MASS  
ENERGY OF  $\sqrt{s} = 8$  TeV**

*Iskya García, Arturo Sánchez.*

Universidad Central de Venezuela.

The Weakly Interacting Massive Particles, or WIMPs, are the only major Dark Matter (DM) candidate particles currently accessible at the LHC. It is expected that the production of a pair of these particles in association with particles belonging to the Standard Model (SM) will be evidenced in final states with the presence of large quantities of Missing Transverse Moment ( $E_T^{miss}$ ). This thesis summarises a model independent search for DM, in several final states that contain  $E_T^{miss}$ , called: Mono-jet, Mono-b and Mono-Z. Where the designation “Mono” refers to the presence of a single jet or boson which is used as a guide to discern between DM production and other final states with  $E_T^{miss}$  but corresponding to only SM particle decays. The analysis were performed using open data published by ATLAS in 2016, collected during 2012, and that corresponds to an integrated total luminosity of  $1 \text{ fb}^{-1}$ . Where a pair of protons were collided with center-of-mass energy of  $\sqrt{s} = 8$  TeV. No excess events were observed over predictions of the SM in any of the final states studied, as is evidenced by *p-values* calculations. Discarding the presence of events coming from new physics, coinciding with official results of the ATLAS Collaboration for such DM searches at  $\sqrt{s} = 8$  TeV. All this using tools and techniques of high energy physics that is currently in used at the LHC collaborations.

Introducción .....	1
Capítulo 1. Objetivos .....	4
1. Objetivo General .....	4
2. Objetivos Específicos .....	4
Capítulo 2. Marco Teórico y Motivación .....	6
1. El Modelo Estándar de las Partículas .....	6
1.1. Teoría Electro-Débil y La Ruptura de Simetría Espontánea .....	10
1.2. QCD .....	15
1.3. Física más allá del Modelo Estándar .....	16
1.3.1. Supersimetría (SUSY) .....	16
1.3.2. Modelo Estandar Supersimétrico Mínimo (MSSM) .....	17
2. Materia Oscura (DM) .....	20
2.1. Cosmología del Big Bang .....	20
2.2. Historia y Evidencias de la Materia Oscura .....	23
2.3. Candidatos .....	27
2.4. Detección de WIMPs .....	30
2.5. Modelos Teóricos .....	33
Capítulo 3. Marco Institucional y Experimental .....	36
1. EL Gran Colisionador de Hadrones .....	36
2. El Experimento ATLAS .....	38
2.1. Sistema Magnético .....	39
2.2. El Detector Interno .....	39
2.3. Calorímetros .....	41
2.4. Espectrómetro de Muones .....	42
3. CEVALE2VE .....	43
Capítulo 4. Herramientas Computacionales .....	44
1. Plataforma Informática .....	44
2. Softwares para Análisis de Datos .....	44
2.1. ROOT .....	44

2.2.	MADGRAPH.....	46
2.3.	PYTHIA 6 y PGS.....	47
2.4.	DELPHES.....	48
2.5.	ATLAS Public Analysis Framework.....	49
Capítulo 5. Estrategia de Análisis.....		51
1.	Búsquedas Mono-X de DM en Colisionadores de Partículas.....	51
2.	Muestra de Datos.....	54
2.1.	Producción de Eventos Simulados de DM.....	54
2.2.	Producción de Eventos de Fondo Simulados Pertenecientes al SM.....	56
2.3.	Datos Públicos de ATLAS a $\sqrt{s}=8$ TeV.....	57
3.	Reconstrucción de Objetos en ATLAS.....	59
4.	Selección de Eventos para la Búsqueda de DM.....	63
4.1.	Jet + $E_T^{miss}$ :.....	63
4.1.1.	Procesos de Fondo del SM.....	64
4.2.	$b$ -jet + $E_T^{miss}$ :.....	65
4.2.1.	Procesos de Fondo del SM.....	65
4.3.	Mono- $Z$ + $E_T^{miss}$ :.....	66
4.3.1.	Procesos de Fondo del SM.....	67
5.	Análisis Estadístico.....	67
Capítulo 6. Resultados.....		71
1.	Producción de DM a $\sqrt{s}=13$ TeV bajo el modelo b-FDM.....	71
2.	Búsqueda de DM para eventos con Mono-Jet + $E_T^{miss}$ .....	81
3.	Búsqueda de DM para eventos con Mono- $b$ jet + $E_T^{miss}$ .....	92
4.	Búsqueda de DM para eventos Mono- $Z$ + $E_T^{miss}$ .....	103
Capítulo 7. Conclusiones y Observaciones.....		113
1.	Sugerencias y Recomendaciones.....	116
Bibliografía.....		119
Índice general		

## Introducción

Uno de los mayores retos de la actualidad en el campo de la astrofísica, la cosmología y la física de partículas es la llamada Materia Oscura o DM por sus siglas en inglés: Dark Matter. Su nombre hace mención a su naturaleza: es un tipo de materia que no emite ni absorbe luz u otro tipo de radiación electromagnética, lo que dificulta su detección.

En la actualidad, aunque aun no se tenga buen conocimiento de la física que envuelve la materia oscura, ni su composición y tampoco se haya detectado, las evidencias de su existencia son numerosas e irrefutables.

Siendo la más importante aquellas que provienen de la observación y descripción de las curvas de rotación galáctica. Se espera que la velocidad de rotación de dichas galaxias decaiga en función de la distancia a su centro  $r$ , tomando regiones incluso fuera del rango visible de la galaxia; sin embargo para la mayoría de las galaxias observadas se encuentra que esta permanece constante aun para valores mayores de  $r$ , en comparación con el radio donde se encuentra la materia visible. Esto implica la existencia de un halo compuesto de materia oscura que rodea a la galaxia a fin de que la misma conserve su estabilidad actual y las "altas velocidades" [1].

Otra evidencia es el efecto conocido como lentes gravitacionales, ocurre como una consecuencia del Principio de Equivalencia Fuerte, el cual sugiere que la gravedad es de naturaleza geométrica por lo que es independiente de la constitución de los cuerpos; es decir, si es de tipo bariónica o materia oscura. Este efecto se produce debido a la distorsión del espacio-tiempo originada por un objeto de gran masa situado entre la fuente y el observador, lo cual resulta útil para el estudio de distribución de masa de un sistema [2].

La Radiación de Fondo Cósmica o CMB, por sus siglas en inglés, juega un importante rol en los indicios sobre la formación y la distribución de materia en el Universo, por tanto representa una de las evidencias de la existencia de materia oscura. Estudios recientes observaron

con detalle anisotropias en el espectro de potencia de la temperatura del fondo de radiación cósmica en función de la escala angular, dicho gráfico exhibe notables picos Doppler; los cuales dan testimonio de la materia bariónica y la materia oscura, mientras que los valles son evidencia de la rarefacción causada por la presión bariónica [3].

De las evidencias antes mencionadas se pudo inferir que el Universo está compuesto en un 4% de materia bariónica, 22% materia oscura y 74% energía oscura; Lo cual nos lleva a otra interrogante: ¿De qué está compuesta la materia oscura?

Existen varios candidatos, uno de ellos son los MACHOs (objetos de tipo halo masivos compacto), de naturaleza bariónica pero que emiten muy poca o ninguna radiación. Sin embargo, la evidencia sugiere que en su mayoría la materia oscura es de tipo no-bariónica y debe satisfacer las siguientes condiciones: tiene que ser estable de lo contrario ya hubiera decaído, deben interactuar muy débilmente con la radiación electromagnética y debe tener la adecuada densidad reliquia [4]. Candidatos incluyen hoyos negros primordiales, axiones, neutrinos estériles y partículas masivas que interactúan débilmente (WIMPs).

Aunque las evidencias de la existencia de la materia oscura sean irrefutables, su detección se dificulta debido a la poca interacción con la materia bariónica y el desconocimiento de su composición, por esto su detección supone uno de los mayores desafíos de la física moderna. Actualmente existen tres formas de detección, específicamente para el caso de WIMPs.

La detección directa, se basa en el hecho de que las partículas de materia oscura deben estar presentes en todo el halo de materia oscura en el que se encuentra nuestra galaxia, por tanto deberían viajar a través del sistema solar y atravesar nuestro planeta con velocidades galácticas típicas de  $200\text{km/s}$ . De modelos de curvas de rotación de la Vía Láctea se estima que la densidad de masa local de materia oscura es del orden de  $0,4\text{GeV}/\text{cm}^3$ , con esa información se podría estimar que tan frecuente partículas de materia oscura interaccionan con ciertos núcleos en la Tierra y cuál es la distribución de energía de retroceso impartida a esos núcleos [5].

En cambio en la detección indirecta, se buscan los productos de la aniquilación de las partículas de materia oscura provenientes de regiones del Universo con una gran densidad de materia oscura; como el centro de la galaxia, galaxias enanas elipsoidales o cúmulos de galaxias. Esto



se basa en el hecho de que si se conoce la densidad de distribución del halo, se puede estimar la probabilidad de que partículas de materia oscura se encuentren y se aniquilen, creando una nueva fuente de partículas del Modelo Estándar (ME o SM).

Mientras que las observaciones astrofísicas dan pruebas fehacientes sobre la existencia de materia oscura no-bariónica y medidas precisas de su abundancia en el Universo, no proveen ningún dato sobre la masa de las partículas que la componen, cómo encajan en la física del Modelo Estándar de las partículas o inclusive si interactúa de otra forma mas allá de la gravitatoria.

Las interacciones de WIMPs con partículas del Modelo Estándar, pueden resultar tanto en tasas detectables de aniquilación de WIMPs que terminen en estados finales de partículas del Modelo Estándar, como en dispersiones de WIMPs con núcleos pesados, así como también es posible la producción de WIMPs en reacciones de alta energía con partículas del Modelo Estándar en colisionadores, lo cual constituye la tercera forma de detección.

Las WIMPs que producen señales en detecciones directas también deben acoplarse a nucleones y por ende pueden ser producidas en colisionadores de partículas. Las partículas de DM de masa pequeña son particularmente susceptibles a este tipo de búsquedas. Si se parte del hecho que en una colisión típica que envuelve quarks y/o gluones los cuales portan solamente una pequeña fracción de energía del (anti)protón progenitor, esto implica que la sección eficaz decaerá dramáticamente con las masas de los estados producidos, de esta forma estados leves pueden ser producidos a tasas muy altas. En el caso de una WIMP, la estabilidad del orden de la edad del Universo, implica que la producción de pares debe dominar sobre la producción de una sola partícula, este hecho imposibilita que la WIMP decaiga dentro del volumen del detector, así que la WIMP aparecería en forma de energía perdida, y podría ser observada buscando partículas visibles de retroceso opuestas a estas.

## Capítulo 1

# Objetivos

### 1. Objetivo General

Realizar un *scan* o barrido en las distribuciones de Momento Transverso Perdido ( $E_T^{miss}$ ), independiente de modelos, para diversas selecciones de eventos asociados a producción de DM con estados finales Mono-X +  $E_T^{miss}$  a energías de 8 TeV, mediante el uso de los datos públicos y herramientas de análisis del experimento ATLAS en el LHC, con la finalidad de descartar regiones de  $E_T^{miss}$  irrelevantes para la búsqueda de DM o en el caso de excesos observados, proponer, en base a la literatura actual, posibles modelos a contrastar.

### 2. Objetivos Específicos

- Establecer las justificaciones de esta búsqueda.
- Indagar y poner en marcha las diversas herramientas técnicas y software que nos permitan simular las muestras necesarias.
- Definir los estados finales para la búsqueda de Mono-X +  $E_T^{miss}$ . Donde X puede evaluarse como un quark (jet) liviano, quark  $b$  (jet pesado), o un bosón electro-débil W o Z real.
- Establecidos los requerimientos técnicos de cada uno de los generadores de Monte Carlo (MC):
  - Usando MadGraph (Sección 2.2), producir un número significativo de eventos a nivel partónico para cada valor de masa de DM establecido.
  - Proseguir con la hadronización de cada punto de señal de DM generado, con el uso de Pythia (Sección 2.3).

- Finalmente, dichos eventos de señales son hechos interactuar con una versión virtual simplificada del detector ATLAS para conseguir variables simuladas del comportamiento del decaimiento dentro del detector.
  - Evaluar el uso de datos públicos del experimento ATLAS en caso de existir alguna limitación en la obtención de los datos simulados por medio de generadores de MC, lo cual implica también generar estrategias para trabajar con datos de menor estadística.
  - Generar recomendaciones en cuanto a los posibles modelos que se podrían evaluar a partir de los generadores de MC.
- 
- Estudiar las señales para filtrar los eventos usando una serie de criterios y cortes en variables relevantes del sistema físico que se está estudiando.
  - Producir una serie de gráficos y tablas con las variables de interés, correspondiente a cada selección de eventos.
  - Adoptar el análisis estadístico más conveniente para evidenciar excesos sobre el fondo de SM.
  - Elaborar las curvas de exclusión para fijar límites en la búsqueda de DM.
  - Realizar comparaciones cualitativas y cuantitativas de resultados previos de la colaboración ATLAS, cuando los mismos existan.
  - Generar recomendaciones y observaciones para los estudios en curso dentro de la colaboración.

## Marco Teórico y Motivación

### 1. El Modelo Estándar de las Partículas

A finales de los años 70 del siglo pasado, ya se conocían todos los leptones y se había predicho la existencia de todos los quarks conocidos actualmente, sin embargo aún quedaban interrogantes sobre sus interacciones. El modelo de Fermi se aproximaba bien a las observaciones de la fuerza débil a bajas energías, pero a altas energías dicho modelo fallaba y eventualmente tuvo que ser reemplazado por una teoría donde las interacciones eran mediadas por el intercambio de cierto tipo de partículas. El reto de los teóricos fue describir las propiedades de dichas partículas. El problema radicaba en que no existían estados ligados débiles que permitieran conocer el rango de interacción de la fuerza débil, así que cuando surgió la teoría de unificación electro-débil de Glashow, Weinberg y Salam, fue posible predecir la masa que deberían tener las partículas encargadas de la interacción débil, esta teoría predijo la existencia de tres bosones, dos de ellos cargados ( $W^\pm$ ) y uno neutro ( $Z$ ). En 1983 en el colisionador LEP[6] del CERN recientemente construido, fueron descubiertos los bosones  $W^\pm$  y  $Z$ , confirmando la teoría Glashow-Weinberg-Salam, siendo ella la que finalmente completó una parte importante de lo que hoy se conoce como el Modelo Estándar de las Partículas, el cual describe los componentes fundamentales de la materia y sus interacciones[7].

El Modelo Estándar, es una teoría de calibre en la cual los fermiones fundamentales son los leptones y quarks, su construcción ha sido guiada por los principios de simetría, cuya matemática se fundamenta en la teoría de grupos[8]. La conexión profunda entre las simetrías y la física es reflejada en el teorema de Noether[9], el cual plantea que para cada simetría continua de un sistema físico existe una correspondiente ley de conservación, es por esto que las simetrías y sus rupturas son tan importantes en dicha teoría.

Hasta ahora (a energías de centro de masa de unos pocos TeV), el Modelo Estándar provee una excelente descripción de la fenomenología del microcosmos incluyendo el triunfo del

recientemente descubierto bosón de Higgs[10][11]. Sin embargo, hay muchas razones para creer que dicho Modelo está incompleto y solo representa una teoría válida a bajas energías, por lo que recientemente nos encontramos en la búsqueda de modelos donde los límites a baja energía estén en concordancia con el Modelo Estándar.

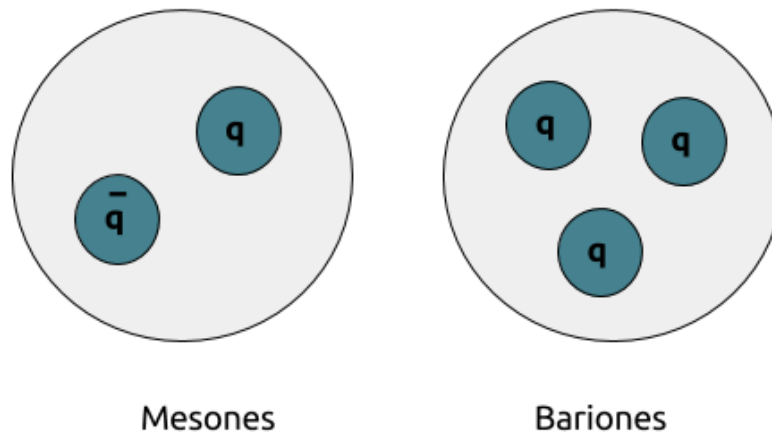
En la estructura del Modelo Estándar, las partículas elementales son el electrón ( $e^-$ ), el muón ( $\mu^-$ ), el tau ( $\tau^-$ ) y sus correspondientes neutrinos ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ), las cuales son llamadas leptones. Los quarks también son partículas elementales y están agrupados en tres familias: Up y Down ( $u, d$ ), Charm y Strange ( $c, s$ ) y por último Top y Bottom ( $t, b$ ). Nunca han sido observados libremente ya que están confinados dentro de hadrones. Los hadrones están compuestos por quarks e incluyen partículas estables como el protón y otras partículas como las resonancias que poseen un tiempo de vida muy corto. Los quarks y leptones, son considerados los constituyentes de la materia y son fermiones, esto significa que son partículas de espín semi-entero y obedecen a la estadística de Fermi-Dirac[7].

La descripción de la estructura de la materia no puede estar completa sin considerar las interacciones (fuerzas) que unen a las partículas y regulan la interacción entre ellas: Las interacciones fuerte, débil, electromagnética y gravitatoria, ésta última no está considerada en el Modelo Estándar y puede ser despreciada en la escala microcósmica y a las energías de colisión que se obtienen actualmente en los aceleradores de partículas. Cada interacción tiene su propio campo cuántico, asociado a partículas de fuerza que intermedian las interacciones. Estas partículas con espín entero son llamadas bosones debido a que obedecen a la estadística de Bose-Einstein [7]. El fotón es el mediador de la interacción electromagnética, los bosones  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z^0$  son los mediadores de la interacción débil, los ocho gluones los mediadores de la interacción fuerte y por último, el bosón de Higgs, responsable del mecanismo de Higgs [12] por el cual las partículas adquieren su masa, es una partícula de espín cero, sin carga eléctrica e inestable que fue introducida en el modelo para (entre otras cosas) realizar la ruptura espontánea de simetría; completando la lista de partículas elementales del Modelo Estándar.

Para cada fermión existe un antifermión, una antipartícula con la misma masa y espín que su partícula correspondiente, pero su carga eléctrica y momento dipolar magnético es opuesto.

Además en el caso de los quarks, poseen otra propiedad conocida como color, y son tres colores diferentes [7].

Todas las partículas con carga eléctrica están sujetas a la interacción electromagnética. Los leptones y quarks están también sujetos a la interacción débil, en particular los neutrinos al no estar cargados están sujetos solamente a la interacción débil. Los hadrones, compuestos de quarks, están sujetos a la interacción fuerte, estos son de dos tipos: aquellos constituidos por tres quarks son llamados bariones, y los constituidos por un par quark-antiquark son llamados mesones (ver figura 2.1). Así como ocurre con los leptones, los antiquarks también existen y partículas compuestas por tres antiquarks son llamadas antibariones [7].



---

FIGURA 2.1. Tipos de hadrones. A la izquierda mesones conformados por un par quark-antiquark. A la derecha bariones constituidos por tres quarks.

La tabla 1 reúne las partículas pertenecientes al Modelo Estándar y algunas de sus propiedades.

TABLA 1. Partículas Elementales del Modelo Estandar. Los fermiones agrupados en familias, poseen también Isoespín débil que para el caso de helicidad izquierda,  $I_W = 1/2$  mientras que para el caso de helicidad derecha y leptones cargados,  $I_W = 0$ . Los neutrinos con helicidad derecha no han sido observados. Los bosones están agrupados en las partículas mediadoras de las interacciones electromagnética, débil y fuerte y el bosón de Higgs, responsable por la adquisición de masa de varias partículas.

Partículas Elementales del Modelo Estándar							
	Generación	Nombre	Símbolo	Masa(eV)	Espín	Carga( $e$ )	Color
Quarks	1 <sup>a</sup>	Up	$u$	2,4M	1/2	2/3	RGB
		Down	$d$	4,8M	1/2	-1/3	RGB
	2 <sup>a</sup>	Charm	$c$	1,2G	1/2	2/3	RGB
		Strange	$s$	104M	1/2	-1/3	RGB
	3 <sup>a</sup>	Top	$t$	171,2G	1/2	2/3	RGB
		Bottom	$b$	4,2G	1/2	-1/3	RGB
Leptones	1 <sup>a</sup>	Electrón	$e^-$	0,511M	1/2	-1	-
		Neutrino electrónico	$\nu_e$	< 2,2	1/2	0	-
	2 <sup>a</sup>	Muón	$\mu^-$	105,7M	1/2	-1	-
		Neutrino muónico	$\nu_\mu$	< 0,7M	1/2	0	-
	3 <sup>a</sup>	Tau	$\tau^-$	1,7G	1/2	-1	-
		Neutrino taónico	$\nu_\tau$	< 15,5M	1/2	0	-
Bosones		Fotón	$\gamma$	0	1	0	-
		W	$W^\pm$	80,4G	1	$\pm 1$	-
		Z	$Z^0$	91,2G	1	0	-
		Gluón	$g$	0	1	0	RGB
		Higgs	$H$	126G	0	0	-

**1.1. Teoría Electro-Débil y La Ruptura de Simetría Espontánea.** El Modelo Estándar electrodébil junto con la Cromodinámica Cuántica (QCD)[13], que describe la interacción fuerte, forman El Modelo Estándar de las interacciones electrodébil y fuerte o El Modelo Estándar del Microcosmos, el cual está basado en los siguientes grupos unitarios de simetría:

$$(2.1) \quad SU(3)_C \otimes [SU(2)_L \otimes U(1)_Y]$$

Los quarks poseen tres colores y las propiedades de la interacción débil sugiere agrupar las partículas en dobletes, lo que conlleva a adoptar los grupos  $SU(2)$  y  $SU(3)$  respectivamente para la interacción débil y la fuerte, como solo las partículas de helicidad izquierda son afectadas por este tipo de interacción, se le coloca el subíndice  $L$ , este grupo también es llamado el grupo del isospín débil, mientras que el subíndice  $C$  se refiere a los colores de los quarks. Puesto que la interacción electromagnética no modifica los números cuánticos de las partículas que interactúan entonces puede ser descrito por el grupo  $U(1)$ , de este grupo se obtiene un nuevo número cuántico llamado hipercarga  $Y$ , el cual se expresa en términos de la carga eléctrica y el isospín débil, a esto le debe el subíndice  $Y$  [14].

El Modelo Estándar es una teoría de calibre, el Lagrangiano de éste es invariante bajo transformaciones continuas espacio-temporales, esta invariancia es llamada *invariancia de calibre* y es crítica para asegurar que la teoría es renormalizable[15]. Adicionalmente campos cuánticos son necesarios para asegurar la invariancia, estos campos tienen espín uno y son llamados *campos de calibre*. La excitación de los campos de calibre da lugar a las partículas llamadas bosones de calibre. En el Modelo Estándar, se incluyen doce campos de calibre, ocho para los generadores de  $SU(3)$ , tres para los generadores de  $SU(2)$  y uno para el  $U(1)$ .

Un problema surge cuando se considera la parte del Modelo Estándar que describe las interacciones electromagnéticas y débiles. Para preservar la invariancia de calibre, los campos de calibre deben ser añadidos sin los términos de masa, esto implica que los bosones de calibre no deberían poseer masa, como ocurre con los gluones. Sin embargo, para el caso de la fuerza débil, los bosones de calibre asociados a ella requieren ser muy masivos en contradicción con la predicción de la teoría.



Otro problema surge con las masas de los leptones y quarks, los cuales son introducidos sin masa. La teoría de calibre de la interacción electrodébil involucra campos con propagadores no masivos, sin embargo en los experimentos los mediadores bosón vector de la interacción débil,  $W^\pm$  y  $Z^0$ , son masivos. Por esto, Higgs propuso un mecanismo que permite a los mediadores de la interacción débil adquirir masa, mientras que los mediadores de la interacción electromagnética permanecen no masivos.

El Modelo Estándar asume que los quarks *up* y *down* con helicidad izquierda forman un vector de dos componentes:

$$q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$$

transformando bajo  $SU(2)_L$  (isospín débil) como un doblete, mientras que  $u_R$  y  $d_R$  transforman como singletes. Lo mismo ocurre para los quarks de las demás generaciones. Adicionalmente, los quarks portan una carga débil llamada hipercarga  $Y$  [16], definida de la siguiente forma:

$$(2.2) \quad Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

donde  $I_3 = T_3$  es la tercera componente del isospín débil  $SU(2)_L$  y  $Q$  la carga eléctrica. El quark libre y el Langrangiano del leptón son invariantes bajo transformaciones de hipercarga e isospín débil.

Para hacer la simetría local  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , introducimos los campos de calibre  $W_i^\mu$  para  $SU(2)_L$  y  $B^\mu$  para  $U(1)_Y$ . Después de la ruptura de simetría espontánea a través del doblete de Higgs, del cual profundizaremos mas adelante, solo  $U(1)_{em}$  permanece. Los bosones de calibre neutros  $W^0$  y  $B$  se mezclan para dar un campo no masivo (fotón)  $A^\mu$  (ec. 2.3) y un campo de calibre débil de bosón masivo  $Z^\mu$  (ec. 2.4) [14]

$$(2.3) \quad A^\mu = \frac{g'W_3^\mu - gB^\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \sin \theta_W W_3^\mu - \cos \theta_W B^\mu$$

$$(2.4) \quad Z^\mu = \frac{gW_3^\mu + g'B^\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \cos \theta_W W_3^\mu + \sin \theta_W B^\mu$$

donde se ha introducido el ángulo de mezcla de Weinberg  $\theta_W$ . Luego el acoplamiento del bosón  $Z$  a quarks y leptones es descrito por:

$$(2.5) \quad \mathcal{L}_{int}^Z = -\frac{g}{\cos \theta_W} \bar{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu$$

Donde  $g_V^i = I_3 - 2q_i \sin^2 \theta_W$  y  $g_A^i = I_3$ . Experimentalmente el valor medido de  $\sin^2 \theta_W = 0,2321 \pm 0,0010$  [17].

Ahora la corriente de interacción del bosón  $W$  está dada por:

$$(2.6) \quad \frac{J_W^\mu}{2} = \cos \theta_C \bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \sin \theta_C \bar{u}_L \gamma^\mu s_L + \dots$$

donde  $\theta_C = 15^\circ$  es el ángulo de Cabibbo[14].

La interacción débil viola la paridad, por esto se propuso un nuevo Lagrangiano  $V - A$ , que involucra un vector  $V$  y un vector axial  $A$ . En esta teoría, la interacción débil actúa solo en las partículas con helicidad izquierda, dicho lagrangiano explica la violación máxima de paridad. Además, implica que los quarks de primera generación pueden convertirse a quarks de segunda generación a través de los bosones  $W$ . Esto es llamado mezcla de sabor, y la forma mas general para los seis quarks esta dada por:

$$(2.7) \quad \frac{J_W^\mu}{2} = \bar{u}_L \gamma^\mu d'_L + \bar{c}_L \gamma^\mu s'_L + \bar{t}_L \gamma^\mu b'_L$$

donde los auto-estados de sabor que representan los quarks primados serían:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

la matriz  $3 \times 3$  corresponde a la matriz unitaria de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa[14], la cual satisface la siguiente condición:

$$(2.8) \quad |V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$$

Ahora retomando la ruptura de simetría espontánea, Peter Higgs, Robert Brout y Francois Englert [18, 19] propusieron un mecanismo que permitiera al mediador de la interacción débil volverse masivo, mientras que le permitía al mediador de la interacción electromagnética permanecer sin masa [14]. Este mecanismo es llamado ruptura espontánea de simetría el cual mantiene el Lagrangiano invariante bajo las transformaciones de calibre de los grupos de simetría antes mencionados. Dicho mecanismo requiere la introducción de un bosón escalar (espín cero): el bosón de Higgs y su correspondiente campo de Higgs, cuya auto-interacción modifica el estado base, lo que implica que no será mas una hipercarga o un auto-estado de isospín débil después de la ruptura espontanea de simetría. Adicionalmente, las masas de los bosones intermediarios de la fuerza débil y la de los fermiones es generada dinámicamente a través de su interacción con el campo escalar de Higgs, el cual se supone presente en cualquier espacio-tiempo donde ocurra la interacción.

El mecanismo de Higgs considera una densidad Lagrangiana invariante de calibre  $\mathcal{L}_H$ , correspondiente a su iso-doblete escalar  $\varphi$  de auto-interacción. Esta Lagrangiana está compuesta por tres términos [14]

$$(2.9) \quad \mathcal{L}_H = \mathcal{L}_\nabla - \mathcal{L}_V + \mathcal{L}_{YM}$$

Donde

$$(2.10) \quad \mathcal{L}_\nabla = (\nabla_\mu \varphi)^\dagger (\nabla^\mu \varphi)$$

$$(2.11) \quad \mathcal{L}_V = V(\varphi^\dagger \varphi)$$

$$(2.12) \quad \mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} (F^a)^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}$$

El potencial de Ginzburg-Landau en la teoría de superconductividad es también usado por el potencial de Higgs,  $\mathcal{L}_V = V(\varphi^\dagger \varphi)$ :

$$(2.13) \quad V(\varphi^\dagger \varphi) = \mu^2 \varphi^\dagger \varphi + \lambda (\varphi^\dagger \varphi)^2$$

donde  $\mu^2$  y  $\lambda$  son constantes complejas. Para  $\mu^2 > 0$ , el potencial tiene una forma parabólica, mientras que si  $\mu^2 < 0$ , toma la forma de sombrero mexicano, como se aprecia en la figura 2.2.

En éste último caso, el estado base con  $\varphi = 0$  correspondería al máximo local del potencial y por tanto también a un equilibrio inestable.

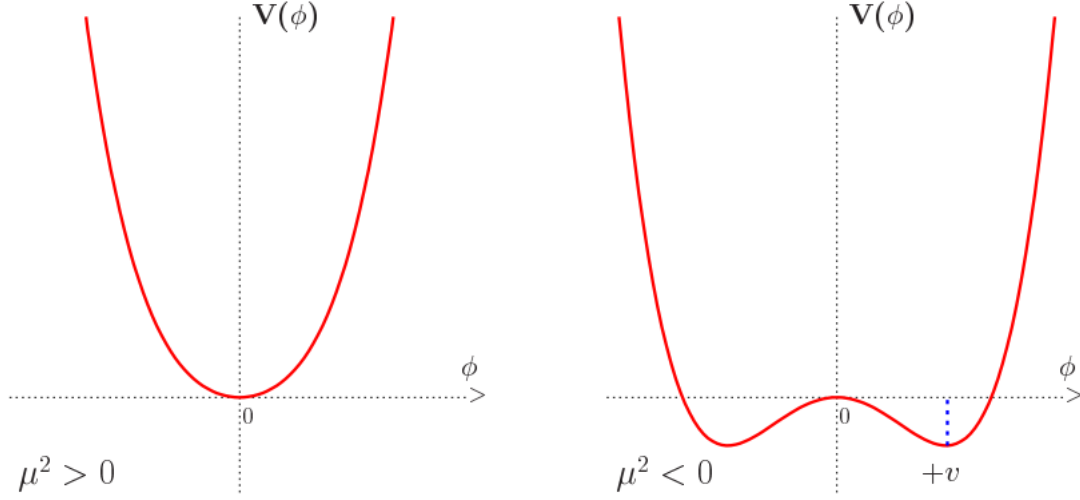


FIGURA 2.2. Potencial  $V$  del campo escalar  $\phi$  en el caso  $\mu^2 > 0$  (izq.) y  $\mu^2 < 0$  (der.) [12]

El sistema seguiría siendo invariante bajo rotaciones globales, no así para rotaciones locales. La simetría se rompe escogiendo  $\varphi$  como un doblete complejo con una hipercarga dada ( $Y_W = 1$ ). Al escoger un mínimo, la simetría  $SU(2)$  se rompe espontáneamente, el estado base que ahora es diferente de cero no es un invariante de isoespín. El campo de Higgs  $\varphi$  puede ser expandido en torno al estado base de calibre unitario [20].

$$(2.14) \quad \varphi = \exp^{i\xi(x)\cdot\sigma} \begin{bmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{bmatrix}$$

El campo real  $\xi(x)$  son excitaciones alrededor del mínimo del potencial. En el caso de la simetría global, corresponde a los llamados bosones de Goldstone. En teorías de calibre local, pueden ser eliminados mediante una rotación apropiada, lo que implica que dicho campo  $\xi$  no tiene significado físico, solo el campo real  $h(x)$  puede ser interpretado como una partícula real: el bosón de Higgs. Entonces, el campo escalar  $\varphi$  puede ser introducido en la densidad

Lagrangiana invariante de calibre para determinar las masas de varios bosones, recolectando todos los términos de segundo orden presentes en los campos  $A^\mu$ ,  $B^\mu$  y  $h$ .

**1.2. QCD.** Los quarks fueron introducidos para explicar el espectro de hadrones y los tres colores de quarks, rojo  $r$ , verde  $g$  y azul  $b$ , para explicar la función de onda antisimétrica de los bariones constituidos por tres quarks del mismo sabor y carga eléctrica fraccionada.

En el estudio de colisiones inelásticas leptón-nucleón, se observó que solo la mitad del momentum del nucleón es debido a los quarks, la otra mitad es transportada por objetos sin carga eléctrica y los cuales no interactúan electromagnéticamente ni débilmente, estos objetos eran los llamados gluones [14].

En QCD, las interacciones ocurren cuando dos quarks intercambian un gluón no masivo de espín 1 y esta es invariante ante el cambio de color. Un vértice tendrá la estructura de  $q\bar{q}g$  y la amplitud de probabilidad proporcional a la constante de acoplamiento  $\sqrt{\alpha_S}$ . La constante de acoplamiento fuerte es independiente del sabor del quark, por lo que es la misma para todos los sabores.

El gluón debe tener una carga de color y anticolor, necesaria para explicar la neutralidad de los hadrones. Con tres colores y tres anticolores se puede formar un octeto más un singlete de color, este singlete no posee color y por tanto no puede mediar una interacción entre cargas de color. Por lo que la interacción fuerte solo puede ser mediada por los ocho gluones restantes.

Un hecho interesante es que como los gluones portan colores y anti-colores, pueden entonces interactuar con ellos mismos formando un vértice del tipo  $ggg$  y permitiendo la posibilidad de un estado formado solo por gluones y por estados híbridos como  $q\bar{q}g$  [7].

Una de las características más prominentes de la QCD a bajas energías es el confinamiento de color [21]: cualquier interacción fuerte a temperatura y densidad cero debe ser un singlete de color a una distancia mayor que  $\frac{1}{\Lambda_{QCD}}$ , donde  $\Lambda_{QCD}$  es un parámetro dimensional que fija la escala a la cual la constante de acoplamiento se vuelve muy grande y la física se torna no perturbativa; es decir, fija la escala para la física de interacción fuerte. Como consecuencia no pueden existir quarks libres en la naturaleza, esto aún es una conjetura teórica consistente con los hechos experimentales.

**1.3. Física más allá del Modelo Estándar.** Las predicciones del Modelo Estándar de las partículas han sido verificadas con gran precisión, dicho modelo representa una buena descripción fenomenológica del microcosmos (a escalas de algunos cientos de GeV). Sin embargo, hay muchas razones para creer que está incompleto y que solo representa una teoría válida a bajas energías.

El Modelo Estándar posee muchos parámetros libres que no pueden ser derivados de la teoría, como por ejemplo las constantes de acoplamiento, la estructura de generaciones que no tiene ninguna aparente explicación, no incluye la gravedad, tiene problemas físicos y matemáticos a nivel estético; como por ejemplo la carga de los quarks está cuantizada en múltiplos de  $\frac{1}{3}e$  sin ninguna justificación, no ofrece solución al problema de jerarquía[14] y no explica la asimetría materia-antimateria del Universo a los niveles observados actualmente.

Por estas razones, existen varios modelos que extienden el Modelo Estándar y lo contienen como un caso particular del mismo. Algunos de esos modelos consideran que los quarks están hechos de otras partículas elementales, en otros modelos los bosones  $W$ ,  $Z$  y Higgs también son partículas compuestas, mientras que en otros están basados en simetrías más completas o inclusive otros apuntan a una real unificación de la interacción débil y fuerte y en algunos la gravedad. Aquí solamente serán tratados los modelos de mayor interés para explicar la Materia Oscura.

*1.3.1. Supersimetría (SUSY).* Es una extensión de la simetría espacio-tiempo que relaciona fermiones y bosones. Esta transforma un estado bosónico en un estado fermiónico y viceversa. Si esta transformación es posible implica que bosones y fermiones son manifestaciones diferentes de un estado unificado, lo que quiere decir que estarían en el mismo multiplete. Una operación supersimétrica cambia por  $1/2$  el espín de las partículas, dejando el color y la carga eléctrica igual. La supersimetría también aborda algunas de las dificultades de las teorías unificadas (GUT), como por ejemplo el problema de jerarquía[14].

El modelo de supersimetría plantea la existencia de nuevas partículas: **spartículas**, que difieren en espín  $1/2$  de sus supercompañeras bosónicas y fermiónicas, debido a la imposibilidad de conectarlas con las partículas ya conocidas. Estas partículas se espera que sean más pesadas, como consecuencia de la ruptura de supersimetría.

La supersimetría postula la existencia de un operador  $U$ , el cual transforma un fermión en un bosón variando su espín en  $1/2$ , y viceversa.

$$(2.15) \quad U|fermion \rangle = |boson \rangle$$

$$(2.16) \quad U|boson \rangle = |fermion \rangle$$

La simetría bosón-fermión implica la existencia de compañeras supersimétricas, conteniendo una partícula y una spartícula (o super compañera). Las spartículas también comparten la misma constante de acoplamiento de las partículas. Similarmente ocurre con los bosones y se le agrega el sufijo "ino" para denotar su compañera supersimétrica.

*1.3.2. Modelo Estandar Supersimétrico Mínimo (MSSM).* Este modelo se refiere al modelo supersimétrico más simple. En este modelo al menos dos dobletes complejos de bosones Higgs deben ser introducidos para generar las masas de los quarks *up* y *down* y las masas de los leptones cargados. Estados supersimétricos neutrales se deben mezclar de la misma forma que en el Modelo Estándar. Los cuatro fermiones neutrales  $\tilde{\gamma}$ ,  $\tilde{Z}$ ,  $\tilde{H}_u^0$ ,  $\tilde{H}_d^0$  no son autoestados de masa; los autoestados de masa serían los llamados neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{\chi}_2^0$ ,  $\tilde{\chi}_3^0$  y  $\tilde{\chi}_4^0$ , expresado como una mezcla de la forma [14, 22]:

$$(2.17) \quad \chi_{1,2,3,4}^0 = a\tilde{\gamma} + b\tilde{Z} + c\tilde{H}_u^0 + d\tilde{\chi}_1^0$$

Similarmente para los dos Higgsinos cargados  $\tilde{H}_u^+$ ,  $\tilde{H}_u^-$  y los dos winos  $\tilde{W}^+$ ,  $\tilde{W}^-$ , los autoestados de masa son los charginos  $\tilde{\chi}_+$ ,  $\tilde{\chi}_-$ , expresados de la siguiente forma:

$$(2.18) \quad \tilde{\chi}_+ = a'\tilde{W}^+ + b'\tilde{H}_u^+$$

$$(2.19) \quad \tilde{\chi}_- = a''\tilde{W}^- + b''\tilde{H}_u^-$$

Sin embargo, como ninguna partícula supersimétrica ha sido observada aún, se introdujo un nuevo número cuántico: la paridad  $R$ , la cual provee a dichas partículas propiedades que las hacen actualmente inaccesibles en colisionadores de partículas.

$$(2.20) \quad R = (-1)^{3B+L+2S}$$

Donde  $B$  es el número bariónico,  $L$  es el número leptónico y  $S$  es el espín.

En el MSSM se requiere la conservación de  $R$  y se predice la existencia de una partícula supersimétrica estable con una masa mínima llamada: *partícula supersimétrica más liviana* o por sus siglas en inglés LSP. Se le asigna el número cuántico  $R = +1$  a partículas conocidas y  $R = -1$  a sus compañeras supersimétricas. Como  $R$  se conserva, todos sus vértices incluyen un par supersimétrico, lo que implica que: las compañeras supersimétricas son producidas en pares a partir de partículas conocidas: siempre hay una partícula supersimétrica en el producto de decaimiento de una partícula supersimétrica. La LSP usualmente se asume como el neutralino y al ser estable podría ser una de las componentes de la Materia Oscura.

La tabla 2 reúne las partículas pertenecientes al Modelo Estándar Supersimétrico Mínimo y algunas de sus propiedades.



TABLA 2. Partículas Elementales del MSSM

Partículas Elementales del MSSM				Estados Mezclados		
Quarks (espín 1/2)	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$u_R$ $d_R$	Squarks (espín 0)	$\begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{d} \end{pmatrix}_L$	$\tilde{u}_R$ $\tilde{d}_R$	$\tilde{t}_{1,2}, \tilde{b}_{1,2}$
	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$c_R$ $s_R$		$\begin{pmatrix} \tilde{c} \\ \tilde{s} \end{pmatrix}_L$	$\tilde{s}_R$ $\tilde{s}_R$	
	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$t_R$ $b_R$		$\begin{pmatrix} \tilde{t} \\ \tilde{b} \end{pmatrix}_L$	$\tilde{t}_R$ $\tilde{b}_R$	
Leptones (espín 1/2)	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$e_R$	Sleptones (espín 0)	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_e \\ \tilde{e} \end{pmatrix}_L$	$\tilde{e}_R$	$\tilde{\tau}_{1,2}$
	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\mu_R$		$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_\mu \\ \tilde{\mu} \end{pmatrix}_L$	$\tilde{\mu}_R$	
	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\tau_R$		$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_\tau \\ \tilde{\tau} \end{pmatrix}_L$		
Bosones de Calibre (espín 1)	$g$	Gauginos (espín 1/2)	$\tilde{g}$	Neutralinos $\chi_{1,2,3,4}^0$ $[\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0]$		
	$\gamma$		$\tilde{\gamma}$			
	$Z$		$\tilde{Z}$			
	$W^\pm$		$\tilde{W}^\pm$			
Bosones de Higgs (espín 0)	$H^0$	Higgsinos (espín 1/2)	$\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$	Charginos $\chi_{1,2,3,4}^\pm$ $[\tilde{Z}^\pm, \tilde{H}^\pm]$		
	$\tilde{H}^+, \tilde{H}^-$		$\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_d^-$			

## 2. Materia Oscura (DM)

Mientras que el Universo es observado a diferentes frecuencias del espectro electromagnético, la mayoría de la materia no emite radiación electromagnética. La existencia de esta materia invisible fue indirectamente detectada a través de su interacción con la materia ordinaria, la cual si emite radiación electromagnética. En esta sección haremos un repaso por los fundamentos de la Cosmología, las primeras evidencias de materia oscura en el Universo, los posibles candidatos a Materia Oscura y su búsqueda en la actualidad.

**2.1. Cosmología del Big Bang.** De acuerdo con el modelo del Big Bang, la expansión del Universo se originó de una explosión primordial, de una singularidad de espacio-tiempo de alta densidad y temperatura. Desde el Big Bang, el Universo puede ser considerado como un gas de partículas expandiéndose. Las teorías de unificación de las interacciones fundamentales han sido aplicadas para describir la evolución del Universo inmediatamente después del Big Bang. Dicho modelo se basa fundamentalmente en tres hechos experimentales: la recesión de las galaxias, el fondo cósmico y la abundancia helio-hidrógeno[23].

Antes de continuar describiendo el Big Bang es conveniente hacer una introducción sobre Cosmología. Una de las suposiciones más importantes de la Cosmología es que el Universo es isotrópico y homogéneo a grandes escalas, esto implica que existen observadores para los que el Universo parece isotrópico, y un tiempo cósmico en el cual el Universo es homogéneo para todos los observadores en cualquier tiempo fijo. Esto corresponde al modelo cosmológico más simple y aceptado, donde cualquier observador viviendo en una galaxia sería una buena aproximación[23].

Suponiendo  $l_{ij}(t)$  como la distancia entre dos observadores  $i$  y  $j$ , entonces

$$(2.21) \quad l_{ij}(t) = l_{ij}(t_0)R(t)$$

donde  $t_0$  es el tiempo en el presente y  $R(t)$  es el factor de escala, que depende solo de  $t$  debido a la suposición de Universo isotrópico y homogéneo. La velocidad relativa entre  $i$  y  $j$  es la derivada temporal de  $l_{ij}(t)$  [14].

$$(2.22) \quad v_{ij}(t) = l_{ij}(t_0) \dot{R}(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} l_{ij}(t) = H(t) l_{ij}(t)$$

lo cual es equivalente a la ley de expansión de Hubble con la constante de Hubble :

$$(2.23) \quad H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}; H_0 = H(t_0)$$

Ahora se considera una partícula libre no relativista pasando un observador en A con una velocidad  $v_p$  en un tiempo  $t$  y pasando un observador B en un tiempo posterior,  $t + dt$ . Si la separación entre los puntos A y B es  $dl$ , la relación entre  $dt$  y  $dl$  es:

$$(2.24) \quad dl = v_p dt$$

La velocidad en el punto B es:

$$(2.25) \quad v'_p = v_p - H(t) dl$$

así

$$(2.26) \quad \frac{dv_p}{dt} = -H(t) v_p$$

la cual puede ser integrada para dar la relación  $v_p \propto 1/R(t)$ . Para partículas relativistas como el fotón, un argumento similar da la relación entre la frecuencia a la que el fotón es emitido y la frecuencia a la que es observado,

$$(2.27) \quad \frac{\nu_0}{\nu_e} = \frac{R(t_e)}{R(t_0)} \equiv \frac{1}{1+z}$$

donde  $z$  es conocida como el corrimiento al rojo del fotón.

Ahora, si se consideran dos galaxias separadas por una distancia  $l(t)$ , cuando  $l$  es suficientemente pequeña su aceleración es descrita por la fórmula Newtoniana

$$(2.28) \quad \frac{d^2 l}{dt^2} = -\frac{GM}{l^2}$$

donde  $M$  es la masa dentro de una esfera de radio  $l$ . Si el Universo es predominantemente de materia, entonces  $M$  es constante en el tiempo y la integral sobre  $t$  de la ecuación 2.28 da

$$(2.29) \quad \frac{1}{2}\dot{l}^2 - \frac{GM}{l} = E$$

donde

$$(2.30) \quad M = \frac{4}{3}\pi\rho(t)l^3$$

$$(2.31) \quad l = l_0R(t)$$

y  $E$  es la constante de integración. Dividiendo por  $\frac{1}{2}l_0^2$ , se obtiene

$$(2.32) \quad \dot{R}^2 - \frac{8}{3}\pi G\rho R^2 = \epsilon$$

En el presente esta ecuación puede ser escrita de la siguiente forma:

$$(2.33) \quad H_0^2 - \frac{8}{3}\pi G\rho_0 = \epsilon$$

o

$$(2.34) \quad 1 - \Omega_0 = \frac{\epsilon}{H_0^2}$$

donde el parámetro de densidad  $\Omega_0$  se define como el valor en el presente

$$(2.35) \quad \Omega = \frac{8\pi G\rho}{3H^2}$$

También se puede expresar el parámetro de densidad como

$$(2.36) \quad \Omega = \frac{\rho_0}{\rho_c}$$

donde la densidad crítica se define como:

$$(2.37) \quad \rho_c \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

Las soluciones a la ecuación (2.32) se pueden dividir en tres casos:  $\Omega_0 < 1$ , la cual representa un Universo abierto el cual se expandiría por siempre;  $\Omega_0 > 1$ , representa un Universo cerrado que eventualmente colapsaría después de su máxima expansión y por último  $\Omega_0 = 1$ , representa un Universo plano que se expandiría por siempre pero su tasa de expansión tiende asintóticamente a cero.

Desde el momento en el que ocurrió el Big Bang, el Universo se ha estado expandiendo. Todos los números cuánticos conservados eran igual a cero, probablemente la energía total era cero también debido a la energía cinética. En la era de Planck[24], la temperatura era tan alta que todas las fuerzas fundamentales que hoy conocemos eran una sola fuerza. La era de Gran Unificación comienza cuando la gravitación se separó de las demás fuerzas, cuya fenomenología estaría descrita por la teoría de gran unificación o GUT. Luego, la era electrodébil comenzaría cuando la temperatura era lo suficientemente baja para que se separaran la fuerza fuerte y la electrodébil, la cual daría paso a la siguiente era: la inflacionaria[24]. Un período suficientemente largo de expansión inflacionaria podría explicar la homogeneidad a gran escala del Universo actual. Después de que la era inflacionaria terminara, el Universo estaba lleno de un plasma quark-gluón, de aquí en adelante se conoce mejor la física que envuelve los procesos que originaron el Universo actual. Comienza la era de los quarks y ruptura de simetría electrodébil, luego la era de los hadrones, la era de los leptones y la era de los fotones, con el cual comienza la era de nucleosíntesis, donde protones y neutrones comenzaron a combinarse en núcleos atómicos en el proceso de fusión nuclear. Luego la densidad de materia y radiación se iguala, para comenzar con la era de la materia que continúa hasta nuestros días.

**2.2. Historia y Evidencias de la Materia Oscura.** La evidencia de la existencia de la Materia Oscura en galaxias de espiral surge en 1933, en el trabajo realizado por **Zwicky**[25] del análisis de la velocidad de rotación de estrellas y nubes de gas en los halos galácticos como una función de la distancia desde el centro de la galaxia. La velocidad de revolución de una estrella de masa  $m$  alrededor del centro de la galaxia está determinada por la condición de órbitas estables, igualando la fuerza gravitacional con la fuerza centrífuga, para despejar  $v(r)$  se obtiene

$$(2.38) \quad v(r) = \sqrt{\frac{G_N M_r}{r}}$$

donde  $M_r$  es la masa total de las estrellas y el material interestelar dentro de la distancia  $r$  desde el centro de la galaxia[26]. La mayoría de las estrellas de una galaxia de espiral

se encuentran en una región esférica central de radio  $r_s$  y si  $\bar{\rho}$  es la densidad promedio de estrellas en dicha región, se obtiene que:

$$(2.39) \quad v(r) = \sqrt{\frac{4}{3}\pi G_N \bar{\rho} r} \approx r \quad \text{para } r < r_s$$

Si toda la masa de la galaxia se asume dentro de la región esférica, entonces  $M_r \approx ctte$  para  $r > r_s$  y por tanto

$$(2.40) \quad v(r) \approx \frac{1}{\sqrt{r}} \quad \text{para } r > r_s$$

.

De esta forma obtuvo que la velocidad promedio de rotación del cúmulo Coma es de:

$$(2.41) \quad \bar{v} = 80 km/s$$

Por lo que Zwicky concluyó que para obtener el valor observado a partir del efecto Doppler de  $1000 km/s$  o más, la densidad promedio en el sistema Coma tendría que ser al menos 400 veces mayor que la densidad derivada de las observaciones de la materia luminosa. Así que bautizó a este tipo de materia como Materia Oscura, la cual debería estar presente en mayor cantidad que la materia luminosa.

Posteriormente **Vera Rubin** en 1970, estudió las curvas de rotación de varias galaxias, las cuales mostraban como la velocidad promedio de las estrellas cambia con la distancia desde el centro de la galaxia. Las curvas de rotación observadas diferían de las curvas de rotación teóricas basadas en orbitas Keplerianas. La mayoría de las galaxias exhibían un aumento en la velocidad rotacional a medida que aumentaba su radio y únicamente las galaxias muy grandes exhibían curvas que alcanzaban un comportamiento plano a medida que aumentaba el radio. Así que, tanto las galaxias pequeñas como las grandes mostraron la misma falta de decrecimiento de velocidad Kepleriana a medida que aumentaba su radio. Esto implica que la masa no está condensada en el centro, sino que existe una gran cantidad de masa localizada

a grandes radios. La conclusión ineludible fue que debe existir materia no luminosa más allá de la galaxia óptica [27].

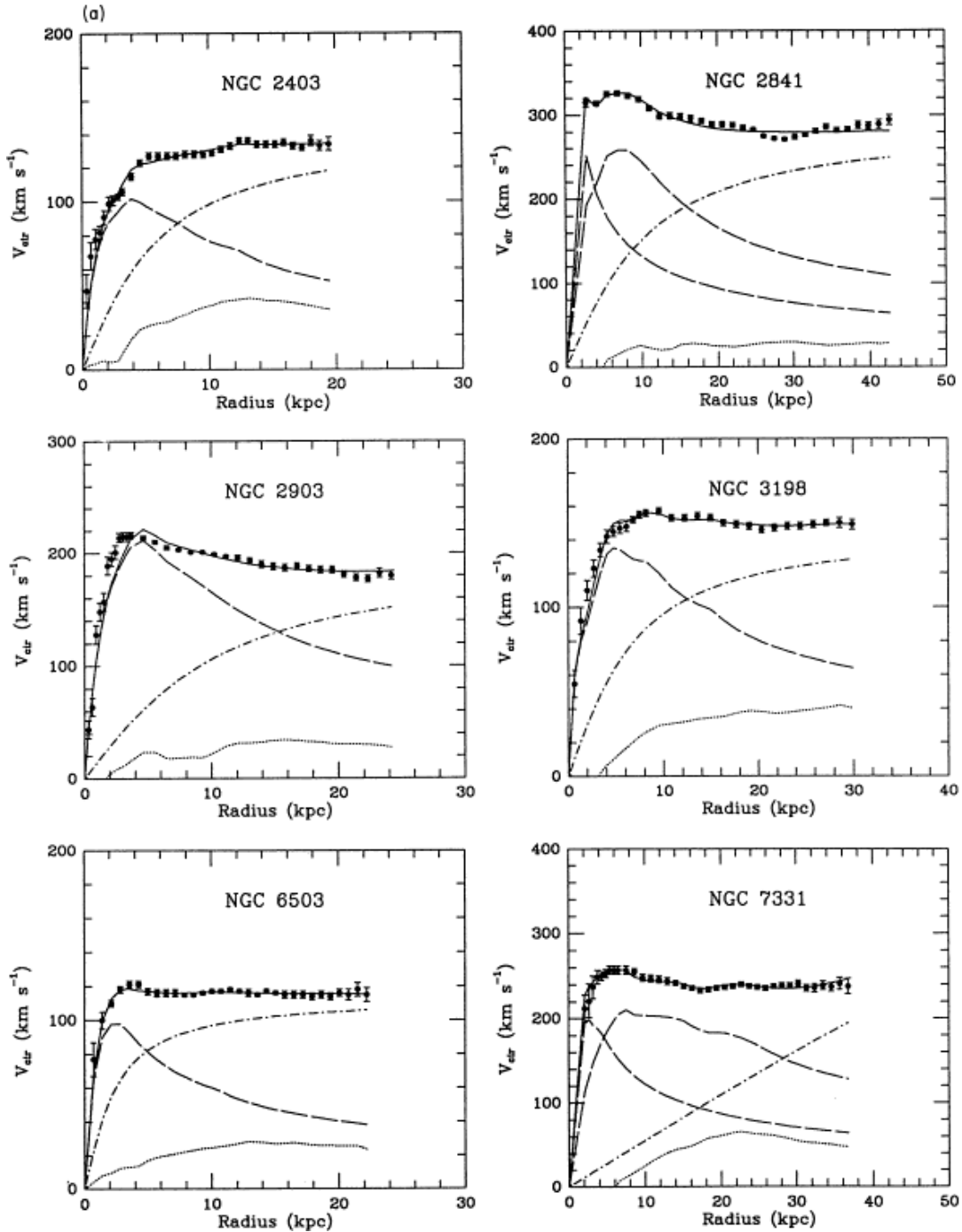


FIGURA 2.3. Curvas de rotación de de diferentes galaxias. La línea de rayas corresponde a la componente visible, la línea punteada corresponde a gas y la línea con rayas y puntos al halo de materia oscura [28]

La distribución de masa observada en la región esférica y el disco de la galaxia se muestran en la Figura 2.3 .

El cúmulo Bullet, es uno de los cúmulos galácticos más energéticos conocidos en el Universo y está compuesto por dos cúmulos de galaxias colisionando entre ellos. El observatorio Chandra X-ray, ha estudiado el cúmulo en detalle, proporcionando suficiente precisión para determinar la distribución de masa de las galaxias que lo conforman a través del efecto de lente gravitacional débil o como se le conoce en inglés "weak gravitational lensing". Lo que ocurre en este cúmulo es que debido a las escalas galácticas, la mayoría de las estrellas de las galaxias pasan a través de la otra galaxia sin ninguna interacción inelástica, el único efecto visible es una reducción en la velocidad debido a las fuerzas gravitacionales. La parte gaseosa está más extendida, como es usual; el encuentro de las dos nubes de gas resulta en una interacción importante bajo la fuerza electromagnética, trayendo como consecuencia una reducción significativa de la velocidad de las dos nubes. Por otra parte, el centro de masa total de las galaxias, observadas a través del lente gravitacional débil está descentrado con respecto a la materia estelar y las nubes de gas. Esto sugiere la presencia de materia invisible. La distribución de la Materia Oscura en este cúmulo, puede ser inferida a través de los contornos de masa total, los cuales permanecen en su mayoría en forma esférica, como se observa en la figura 2.4, esto implica que las partículas de Materia Oscura no interactúan de ninguna forma más allá de la gravedad; por tanto, las dos estructuras de Materia Oscura pasan a través de ellas mismas sin ser afectadas [2].

Otra evidencia proviene de la exploración de la estructura cosmológica del Universo. El fuerte acoplamiento entre radiación y la materia antes de que el Universo se volviera transparente a la radiación, ocasionó que las perturbaciones adiabáticas primordiales oscilaran en fase. Comenzando desde la última dispersión, el horizonte ha revelado estas perturbaciones de densidad, fijando un patrón de ondas acústicas estáticas en el fluido barión-fotón. Después de este período de desacoplamiento entre la radiación y la materia, se puede evidenciar este fenómeno como un patrón visible hoy en forma de anisotropías de temperatura en el cielo, como se aprecia en la figura 2.5. Los fotones primordiales son polarizados por los procesos de dispersión de Thomson, pero a medida que el fotón se encuentra con electrones libres, la polarización cesa. En la última dispersión del fotón, la polarización inducida permanece



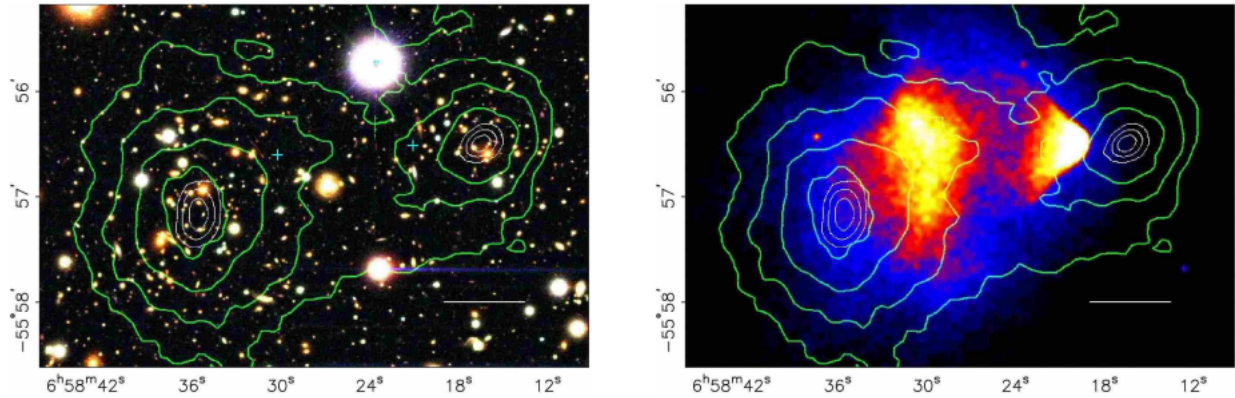


FIGURA 2.4. (Izq) Cúmulo Cluster en el espectro visible. (Der) Observación de Chandra X-ray del Cúmulo Bullet. En ambas imágenes se muestra el mapa de contorno en verde de masa reconstruido a partir del efecto de lente gravitacional débil [2]

y consecuentemente los fotones libres poseen momento cuadrupolar. Las fluctuaciones de temperatura y polarización son analizadas en términos de componentes multipolares o de potencia. La distribución resultante de potencia versus momento multipolar  $l$ , es el espectro de potencia que exhibe picos Doppler, estos picos dan testimonio de la materia barionica y la Materia Oscura, mientras que los valles testifican sobre la rarefacción causada por la presión bariónica. El primero en obtener una imagen del CMB, con suficiente resolución para poder obtener el espectro de potencia que nos permitiría conocer la composición del Universo, fue WMAP, el cual encontró las densidades siguientes:  $\Omega_{DM} \simeq 0,22$ ,  $\Omega_m \simeq 0,04$  y  $\Omega_\Lambda \simeq 0,74$  [29]. Actualmente, Planck, otro satélite con mayor resolución dio a conocer sus resultados, con lo cual obtenemos la densidad actual del Universo:  $\Omega_{DM} \simeq 0,26$ ,  $\Omega_m \simeq 0,04$  y  $\Omega_\Lambda \simeq 0,68$  [30], lo que quiere decir que el Universo está compuesto en un 4% por materia ordinaria, 68% corresponde a energía oscura y 26% a Materia Oscura.

**2.3. Candidatos.** Los análisis de formación de estructuras en el Universo indican que la mayoría de la materia oscura debe ser de tipo “fría”; es decir debe ser de tipo no relativista al inicio de la formación de galaxia. En un punto, la densidad de partículas pesadas se volvió muy baja para mantener las interacciones frecuentes y las condiciones para el equilibrio térmico fueron violadas; las partículas se “enfriaron” y su densidad permaneció constante.

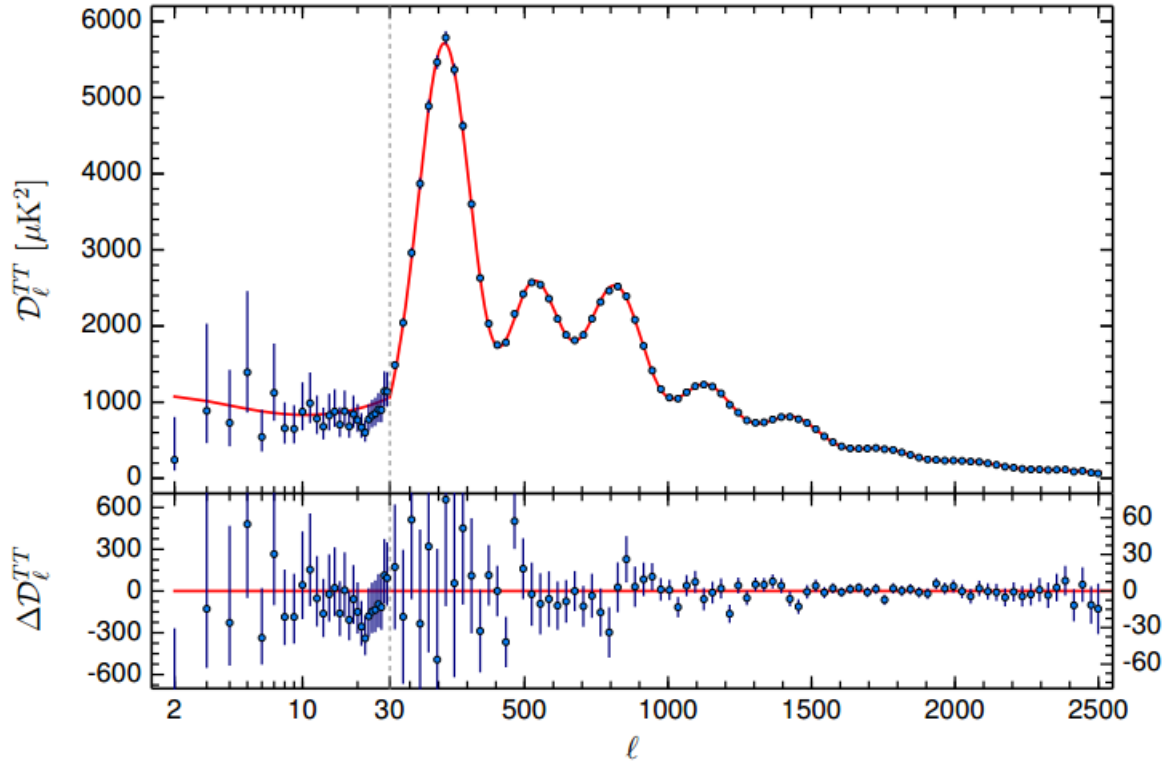


FIGURA 2.5. Espectro de potencia de temperatura realizado por Planck 2015. [30]

La densidad de una partícula específica al momento de enfriarse es conocida como *densidad reliquia*. Los candidatos para materia oscura no bariónica deben tener la masa y abundancia adecuada conforme a la densidad reliquia observada, debe ser estable a escalas cosmológicas, ya que de lo contrario hubieran decaído, además de no interactuar electromagnéticamente e interactuar muy poco débilmente. Los candidatos más importantes incluyen axiones, neutrinos estériles y partículas masivas que interactúan débilmente, también conocidas como WIMPs.

Los axiones inicialmente fueron postulados para resolver el problema de paridad CP de la QCD. Son bosones pseudo Nambu-Goldstone[31] asociados a la ruptura espontánea de simetría  $U(1)$ . Los axiones son producidos no térmicamente, razón por la cual a pesar de ser muy livianos, no son partículas relativistas y por tanto califican como materia oscura fría. Los límites experimentales, astrofísicos y cosmológicos indican, que de existir, tendrían una masa aproximada  $10MeV$ .

Los neutrinos estériles provienen del Modelo Estándar, con masa del orden de los keV, podrían mitigar el problema de modelos de materia oscura fría. Los neutrino estériles corresponderían a neutrinos con helicidad derecha y antineutrinos con helicidad izquierda, estos no poseen interacciones de calibre, por tanto una de las consecuencias es que no acoplarían con bosones  $W^\pm$  y  $Z^\pm$ , así que de ser producidos no térmicamente a través de mezcla con los neutrinos estándar, decaerían eventualmente en un neutrino estándar y un fotón[32].

Uno de los candidatos más plausibles y el candidato que consideramos en esta investigación son las WIMPs, denotadas con el símbolo  $\chi$ , son partículas con masas entre 10 GeV y unos pocos TeV, con una sección eficaz no mayor a la de la fuerza débil. Dentro del Modelo Estándar de la Cosmología, la densidad reliquia de estas partículas puede ser calculada confiablemente, si las mismas estuvieron en equilibrio térmico y químico con la "sopa" del Modelo Estándar después de la época inflacionaria. Las WIMPs abandonarían el equilibrio térmico, una vez que la tasa de reacciones que convierten partículas del Modelo Estándar a WIMPs y viceversa se vuelva mas pequeña que la tasa de expansión de Hubble del Universo. Después de este proceso, la densidad de WIMPs permanecería esencialmente constante.

El candidato a WIMPs más obvio es el neutrino pesado. Sin embargo, un neutrino de este tipo tendría una densidad reliquia muy pequeña si su masa excede  $M_Z/2$ , como lo requieren los datos experimentales. Se puede suprimir la sección eficaz de aniquilación, y por tanto incrementar su densidad reliquia, postulando la mezcla con un neutrino estéril, pero esto requeriría que el neutrino pesado fuera estable y dicho planteamiento no es obvio si se piensa de qué forma un neutrino pesado no tiene permitido decaer.

El candidato a WIMPs actualmente mejor motivado, es la partícula supersimétrica más liviana (LSP); otro requisito es que tiene que ser neutral, lo cual dejaría básicamente dos opciones: el sneutrino y el neutralino. El resultado negativo de varias búsquedas de WIMPs descarta los sneutrinos como el componente principal del halo de materia oscura de nuestra galaxia, por lo que la búsqueda se centra en el neutralino más liviano. Cálculos detallados muestran que esta partícula tendría la densidad reliquia deseada en al menos cuatro regiones distintas del espacio [23].  $\chi$  podría ser un bino o un fotino, si  $\chi$  y algunos sleptones tienen masas debajo de  $\approx 150\text{GeV}$ , o si  $m_\chi$  es cercana a la masa de algún sfermion, o si  $2m_\chi$  es cercana a la masa del bosón de Higgs CP impar presente en modelos supersimétricos y por

último la densidad reliquia también se podría satisfacer si  $\chi$  tiene una componente grande de higgsino o wino.

Otras extensiones no supersimétricas del Modelo Estándar también contienen candidatos plausibles, como la partícula más liviana T impar en modelos de Higgs pequeño con paridad T conservada, o techni-bariones en escenarios con un grupo de calibre adicional.

En versiones restringidas del Modelo Supersimétrico Mínimo, tanto la ausencia de señales de supersimetría como la masa relativamente grande del bosón de Higgs, favorecen masas grandes de WIMPs.

MACHOs[4], axiones, neutrinos estériles y WIMPs son todos detectables en el presente o el futuro próximo. También hay candidatos que hasta ahora son imposibles de detectar, a menos que decaigan; como por ejemplo el gravitino y el axino.

**2.4. Detección de WIMPs.** En la hipótesis de que en la Vía Láctea, el halo de materia oscura está compuesto por WIMPs, y el flujo de WIMPs en la Tierra es del orden de

$10^5(100\text{GeV}/m_\chi)\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , este flujo sería lo suficientemente grande para que una pequeña pero mensurable fracción de estas partículas sufran dispersiones elásticas de núcleos. Los experimentos de detección directa tienen como objetivo detectar WIMPs a través de los retrocesos nucleares causados por las WIMPs en dispersiones elásticas, en detectores de bajo nivel de ruido. Más específicamente, pretenden medir la tasa  $R$  y las energías  $E_R$  de los retrocesos nucleares, también la dirección en el caso de experimentos direccionales. Para las velocidades típicas de WIMPs, con masas esperadas en el rango de 10 GeV a 10 TeV, las energías típicas de retroceso son del orden de 1 a 100 keV.

Las primeras búsquedas de **detección directa** de WIMPs en laboratorios bajo tierra con semi-conductores ultra puros instalados en blindajes de cobre, produjeron los primeros límites en WIMPs (Heidelberg-Moscow, IGEX, COSME-II, HDMS)[23]. Mas recientemente se han producido grandes avances con los detectores de Germanio, el primero de ellos fue de la colaboración CoGeNt, que con un año de datos observó una modulación de la señal. Sin embargo, esta modulación es más fuerte que lo esperado de las WIMPs estándar. Por otro lado, CDMS, otro experimento de sensibilidad similar no observó modulación alguna. Otros

experimentos que usan centelladores, utilizan una técnica que permite discriminar el fondo, los de NaI(Tl) son los experimentos DAMA, LIBRA, NAIAD, Saclay NaI, de CsI(Tl), KIMs y de Xe ZEPLIN-I. Hasta el momento no se ha reportado ningún retroceso nuclear en estos experimentos.

La interacción WIMP-nucleón esta determinada por la interacción WIMP-quark subyacente. En el límite no relativista, las interacciones escalares y axial-vectoriales dominan, las cuales corresponden a acoplamientos de espín independiente y espín dependiente respectivamente. La detección directa está basada en la medida de los retrocesos nucleares en procesos de dispersión elástica de WIMPs. En el caso de los neutralinos de espín-independiente son posibles dispersiones coherentes con intercambios de Higgs y squark, o en el caso de dispersiones de espín-dependiente intercambios con Z y squark son posibles. La sección eficaz para espín-independiente de la interacción WIMP-nucleón no depende de la composición del material objetivo, esto permite realizar comparaciones directas de los resultados de varios detectores de WIMPs. En cambio, una extracción de la sección eficaz WIMP-nucleón para procesos espín-dependientes no es posible, ya que los grados de libertad nucleares y supersimétricos no se desacoplan, lo que dificulta la comparación de resultados obtenidos por detectores de diferentes materiales. Por esto, las búsquedas directas de WIMPs son en su mayoría de tipo espín-independiente [33].

Son muchos los experimentos que han ayudado a fijar límites sobre las WIMPs, esto se refleja en la figura 2.6 el cual resume la amplia variedad de experimentos dedicados a WIMPs y el estatus actual en la medida de la sección eficaz para acoplamientos de espín independiente en función de la masa de las WIMPs (normalizada a la dispersión de un solo nucleón).

Otro tipo de búsqueda de WIMPs se basa en la forma de **detección indirecta**, Las WIMPs pueden aniquilarse y sus productos de aniquilación son partículas del Modelo Estándar que pueden ser detectadas. Las WIMPs pueden ser capturadas en objetos celestiales como el Sol o la Tierra, mejorando su densidad y por tanto su probabilidad de aniquilación. Dichos productos son fuentes de neutrinos muónicos que podrían interactuar con la Tierra pudiendo ser detectados en experimentos como MACRO, BAKSAN, SuperKamiokande, Baikal, AMANDA, ANTARES, NESTOR, y IceCube. Por otro lado, la aniquilación de WIMPs en el halo galáctico pueden dar un espectro continuo de rayos gamma y también contribuciones

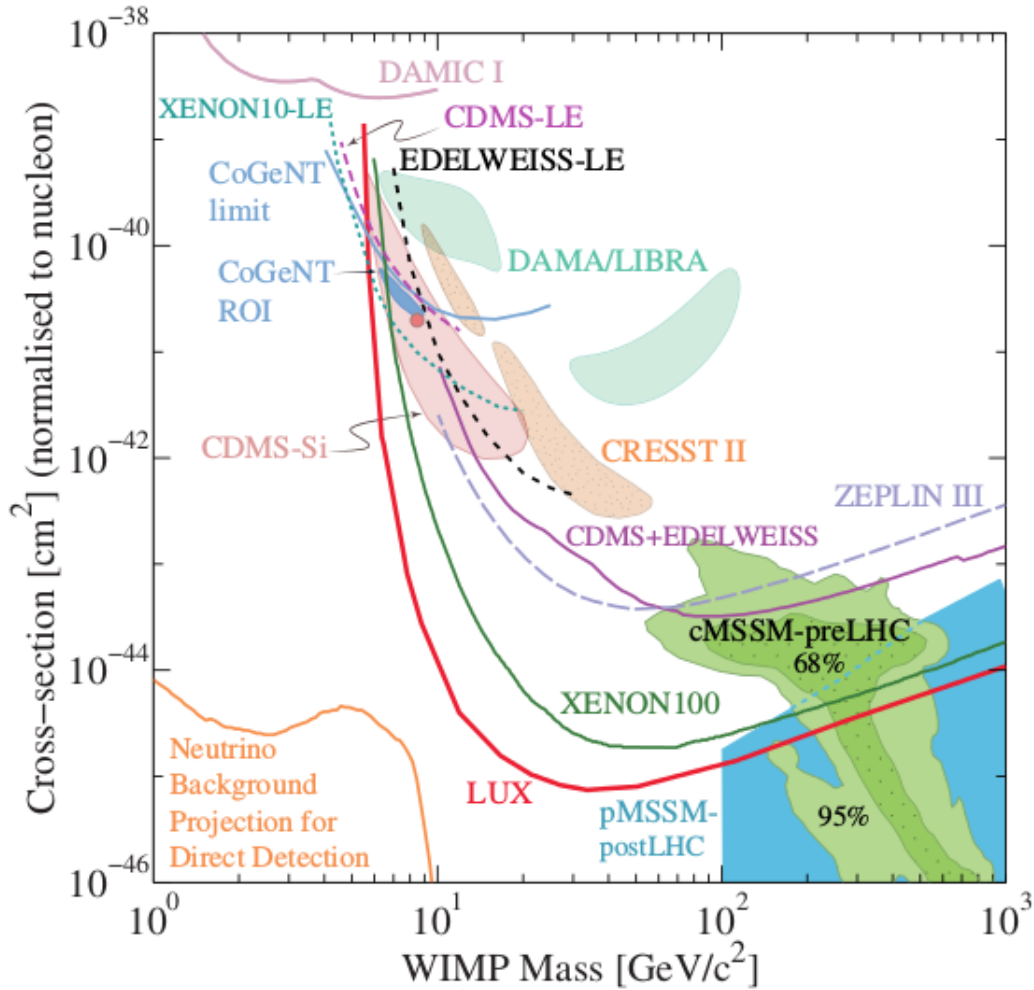


FIGURA 2.6. Sección eficaz de las WIMPs para acoplamientos de espín independiente versus su masa (normalizada a un solo nucleón). Las áreas encerradas pertenecientes a DAMA/LIBRA, CREST II, CDMS-Si y CoGeNT son las regiones de interés para posibles señales; el punto es el valor central para la región de interés de CDMS-Si [23]

de fotones monoenergéticos provenientes de los canales  $\gamma\gamma$  y  $\gamma Z$ . Dichos canales permiten la búsqueda de WIMPs para la cual los experimentos de detección directa poseen muy poca sensibilidad. Los datos observacionales de los telescopios Cherenkov H.E.S.S y FERMI/LAT muestran fuentes de fotones del orden de los GeV provenientes de las partes de arriba y abajo cercanas del centro del plano de la galaxia. Estas fuentes tienen un origen mayormente

astrofísico por lo que se hace más difícil la detección de WIMPs en estos canales, sin embargo FERMI/LAT ha logrado avances en la discriminación de este fondo [34].

Debido a que los squarks y gluinos interactúan fuertemente, su sección eficaz de producción está totalmente determinada por sus masas y el acoplamiento fuerte. Si la paridad R se conserva, cada partícula provoca una cascada de LSP de color neutro, la cual escapará del detector. Como en dicho proceso necesitan liberarse de la carga de color, los eventos resultantes están caracterizados por una gran multiplicidad de jets y gran cantidad de momento transversal perdido. Además, debido a la estructura no trivial del sector débil supersimétrico, leptones serán típicamente radiados en las últimas etapas de la cascada, como consecuencia de decaimientos de charginos y neutralinos. Este tipo de medidas son posibles únicamente en colisionadores de partículas, como el LHC y se considera como una tercera forma de detección.

**2.5. Modelos Teóricos.** Las propiedades de la materia oscura y como interactúa con partículas del Modelo Estándar, son muy poco conocidas. Así que se pueden construir una gran número de modelos de Materia Oscura diferentes, poblando todo el espacio de teorías con todas las posibilidades de la física más allá del Modelo Estándar con una partícula que sea un candidato viable a Materia Oscura, que en nuestro caso, son las WIMPs. Los miembros del espacio de teorías son de tres clases, basados en la completitud de los modelos: las Teorías Efectivas de Campo (EFT), modelos simplificados y modelos ultra-violetas (UV) completos[35].

Los **modelos UV** son extensiones del Modelo Estándar, como SUSY o dimensiones-extra, y pueden contener partículas viables como candidatos de Materia Oscura. Los candidatos predichos por estos modelos pueden ser buscados en colisionadores como parte de una búsqueda generalizada de estas teorías más allá del Modelo Estándar y la mayoría son con enfoques dependientes de modelo. Sus estructuras son tan complejas que puede resultar muy difícil determinar la nueva dinámica implícita con solo una cantidad finita de datos.

En el lado opuesto de completitud, se encuentran las Teorías Efectivas de Campo (**EFT**), las cuales permiten describir la interacción de la Materia Oscura y las partículas del Modelo Estándar mediadas por una partícula pesada cinemáticamente inaccesible en colisionadores,

y por esto es tratada como un operador de contacto con un enfoque independiente de modelo. Las EFT son muy poderosas, ya que permiten la reducción de un proceso complejo al número mínimo de grados de libertad. Las variables de interés son reducidas a dos parámetros por tipo de mediador, la masa de la partícula de Materia Oscura ( $m_\chi$ ) y la escala de supresión  $\Lambda$  o el coeficiente  $\lambda$ . Donde el Lagrangiano en varias dimensiones, describe la interacción entre la Materia Oscura y las partículas del Modelo Estándar. Los operadores se listan en la tabla 3, donde se consideran todos los posibles acoplamientos vía mediadores de espín 0, 1 y 2 entre partones y Materia Oscura escalar y/o fermiónica. Acá la escala de supresión está expresada como la masa efectiva del mediador, denotada como  $M_*$ . Sin embargo, cuando el momentum transferido en la interacción es comparable a la masa del mediador, este enfoque deja de ser válido.

Cuando el enfoque de las EFT deja de ser válido, es importante expandir el nivel de detalle en este tipo de interacciones, para esto se usan los **modelos simplificados**. Estos modelos están caracterizados por el estado más importante mediando las interacciones Materia Oscura-Modelo Estándar, y por ende incluye explícitamente las partículas de mayor masa, así como la partícula misma de Materia Oscura. Al contrario de las EFT, este tipo de modelos son capaces de describir correctamente toda la cinemática de la producción de Materia Oscura en los colisionadores, debido a que resuelven las interacciones de contacto por medio de intercambios de una sola partícula vía "s-channel" o "t-channel". Típicamente esto implica un incremento en la cantidad de parámetros que caracterizan el sector oscuro y su acople con el sector visible, haciendo que el modelo sea menos genérico. Para que un modelo de Materia Oscura sea útil en un colisionador, debe ser lo suficientemente simple para contener solo la cantidad mínima de interacciones renormalizables y a la vez ser lo suficientemente completo para describir con precisión el fenómeno físico relevante a energías que puedan ser probadas en colisionadores. Una variedad de modelos simplificados para la producción de Materia Oscura han sido propuestos en los últimos años cubriendo un amplio rango de casos de intercambio de espín 0 o 1, "s-channel" o "t-channel", portal de Higgs, etc.



TABLA 3. Operadores de acople entre WIMPs y Materia Oscura. Operadores que empiezan con D aplican para WIMPs de tipo fermiones de Dirac y los que comienzan por C para WIMPs de tipo escalar compleja [36]

Nombre	Operador	Coficiente
D1	$\bar{\chi}\chi\bar{q}q$	$\frac{m_q}{M_*^3}$
D2	$\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{q}q$	$\frac{im_q}{M_*^3}$
D3	$\bar{\chi}\chi\bar{q}\gamma^5q$	$\frac{im_q}{M_*^3}$
D4	$\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{q}\gamma^5q$	$\frac{m_q}{M_*^3}$
D5	$\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{q}\gamma_\mu q$	$\frac{1}{M_*^2}$
D6	$\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}\gamma_\mu q$	$\frac{1}{M_*^2}$
D7	$\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{q}\gamma_\mu\gamma^5q$	$\frac{1}{M_*^2}$
D8	$\bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{q}\gamma_\mu\gamma^5q$	$\frac{1}{M_*^2}$
D9	$\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\chi\bar{q}\sigma_{\mu\nu}q$	$\frac{1}{M_*^2}$
D10	$\bar{\chi}\sigma^{\mu\nu}\gamma^5\chi\bar{q}\sigma_{\alpha\beta}q$	$\frac{i}{M_*^2}$
D11	$\bar{\chi}\chi G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}$	$\frac{\alpha_s}{4M_*^3}$
D12	$\bar{\chi}\gamma^5\chi G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}$	$\frac{i\alpha_s}{4M_*^3}$
D13	$\bar{\chi}\chi G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}$	$\frac{i\alpha_s}{4M_*^3}$
D14	$\bar{\chi}\gamma^5\chi G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}$	$\frac{\alpha_s}{4M_*^3}$
C1	$\chi^\dagger\chi\bar{q}q$	$\frac{m_q}{M_*^2}$
C2	$\chi^\dagger\chi\bar{q}\gamma^5q$	$\frac{im_q}{M_*^2}$
C3	$\chi^\dagger\delta_\mu\chi\bar{q}\gamma^\mu q$	$\frac{1}{M_*^2}$
C4	$\chi^\dagger\delta_\mu\chi\bar{q}\gamma^\mu\gamma^5q$	$\frac{1}{M_*^2}$
C5	$\chi^\dagger\chi G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}$	$\frac{\alpha_s}{4M_*^2}$
C6	$\chi^\dagger\chi G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}$	$\frac{i\alpha_s}{4M_*^3}$

## Marco Institucional y Experimental

### 1. EL Gran Colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de Hadrones o mejor conocido como LHC por sus siglas en inglés (Large Hadron Collider), es el mayor y más potente acelerador de partículas del mundo, fue construido entre 1998 y 2008 por la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN, sigla que corresponde a su antiguo nombre en francés: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), está ubicado cerca de Ginebra en la frontera franco-suiza. El CERN, es el laboratorio de física de partículas más grande del mundo, donde participan más de 11.000 científicos de 100 nacionalidades.

El LHC consiste en un anillo de 27km de circunferencia situado a una profundidad promedio de 100m bajo tierra. Es el sistema criogénico más grande en la Tierra y también uno de los lugares más fríos de la Tierra; de hecho, opera a una temperatura de 1.9K, la cual es una temperatura aun más baja que la del espacio (2.7K). La cadena de aceleración del LHC puede ser visualizada en la Figura 3.1, los protones producidos circulan alrededor del anillo en paquetes bien definidos, . La estructura de estos paquetes es una consecuencia directa del esquema de aceleración de radio frecuencia (RF). Los protones solo pueden ser acelerados cuando el campo de RF posee la orientación correcta al momento en el que pasan las partículas a través de la cavidad de aceleración. El tamaño de los paquetes no es constante a lo largo del anillo, es frecuentemente comprimido y expandido; alrededor de los puntos de colisión unos 3000 paquetes (cada uno contiene alrededor de 100 billones de protones) son comprimidos desde unos pocos centímetros hasta aproximadamente 16 mm para aumentar la probabilidad de colisión entre los dos haces que viajan en direcciones opuestas, un haz circula por 10 horas dentro del anillo, viajando más de 10 billones de kilómetros a velocidades cercanas a la luz. Como consecuencia, el LHC genera hasta 600 millones de colisiones de partículas por segundo.

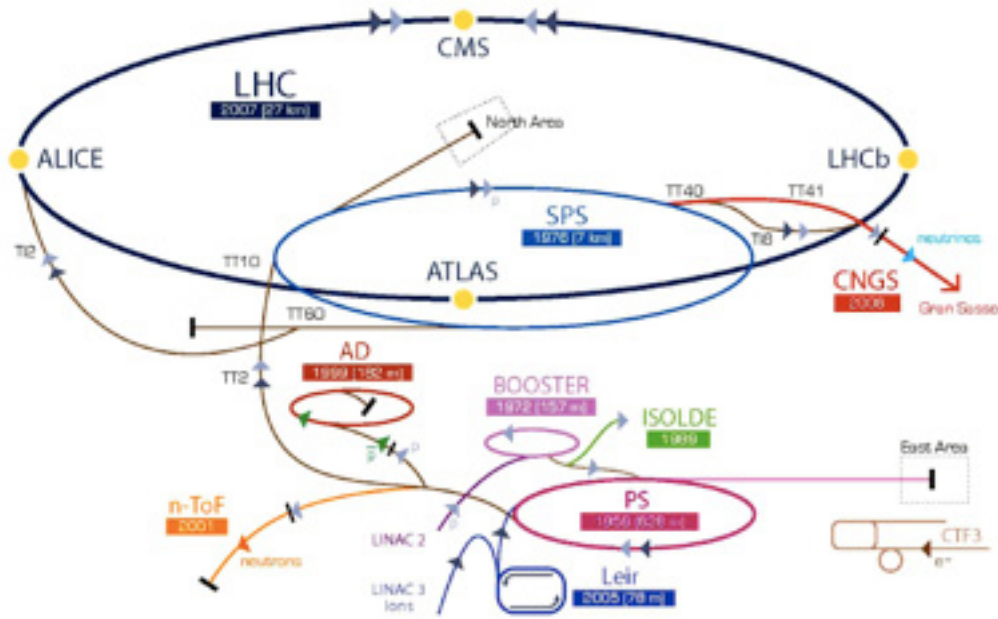


FIGURA 3.1. Sistema de aceleradores del CERN, que alimentan el LHC [37]

La primera toma de datos larga comenzó en Marzo del 2010 hasta el 2013 a una energía de colisión inicial de 3.5 TeV por haz, en total  $\sqrt{s} = 7TeV$ . Posteriormente, en el 2012 incrementó su energía a 4 TeV por haz, en total  $\sqrt{s} = 8TeV$ ; en el 2013 fue apagado para realizar las reformas que le permitieron alcanzar la energía de 6,5 TeV por haz en Mayo del 2015.

El objetivo principal del LHC es la investigación de los componentes elementales de la materia y sus interacciones. El Modelo Estándar ha sido particularmente exitoso anticipando la existencia de partículas que no habían sido descubiertas, sin embargo deja muchas preguntas sin resolver; estas interrogantes constituyen los objetivos del LHC: EL bosón de Higgs, descubierto recientemente, el cual es el mecanismo por el cual las partículas adquieren su masa. La supersimetría, podría facilitar la unificación de las fuerzas fundamentales. Si esta existe entonces partículas supersimétricas muy livianas podrían ser encontradas en el LHC[38]. También podría vislumbrar aspectos sobre el desbalance materia antimateria y por último, el objetivo de esta investigación, el estudio de la materia oscura.

Para el estudio de estos fenómenos el LHC posee cuatro experimentos principales dedicados: ATLAS, es uno de los denominados de propósito general y el más grande de todos, diseñado para cubrir un amplio rango de física, desde la búsqueda del bosón de Higgs, supersimetría,

dimensiones extra, etc; CMS, de igual forma es de propósito general con los mismos objetivos, pero se diferencia en su diseño y soluciones técnicas; ALICE, es un detector especializado en análisis de colisiones de iones de plomo [39]. Estudia las propiedades del plasma quark-gluon, un estado de la materia que probablemente existió justo después del Big Bang; y por último LHCb, se especializa en el estudio de la asimetría materia antimateria presente en las interacciones de partículas que contienen un quark b.

## 2. El Experimento ATLAS

La colaboración ATLAS (por sus siglas en inglés, A Toroidal LHC ApparatuS) fue establecida en 1995. Actualmente comprende 5000 científicos de 180 instituciones que representan 38 países [40].

El detector ATLAS consiste en una serie de cilindros concéntricos alrededor del punto de interacción donde colisionan los haces de protones (ver Fig. 3.2). Puede ser dividido en cuatro partes: el detector interno, que determina la trayectoria de las partículas de forma precisa; los calorímetros, que miden la energía de partículas poco penetrantes; el espectrómetro de muones, que miden otros parámetros de muones muy penetrantes y el sistema de imanes, que curva la trayectoria de las partículas cargadas permitiendo así medir su momento. Cada una de estas partes a su vez está hecha de múltiples capas. [41]

La única partícula estable perteneciente al Modelo Estándar que no puede ser directamente detectada son los neutrinos; su presencia es inferida midiendo un desbalance del momentum entre las partículas detectadas. Por esta razón, es importante que el detector no presente puntos ciegos, lo cual representa un gran desafío en las áreas de alta radiación que rodean los puntos de interacción.

Es conveniente resumir la nomenclatura y el sistema de coordenadas de ATLAS. El punto de interacción nominal es definido como el origen del sistema de coordenadas, la dirección del haz se define como el eje  $z$ , el plano  $x - y$  es transversal a la dirección del haz. La parte positiva del eje  $x$  está definido desde el punto de interacción nominal apuntando hacia el centro del anillo del LHC mientras que la parte positiva del eje  $y$  se define apuntando hacia arriba. El ángulo azimutal  $\phi$ , es medido alrededor de la dirección del haz y el ángulo polar  $\theta$ , es medido desde el eje del haz. La pseudo-rapidez es definida como,  $\eta = -\ln \tan(\frac{\theta}{2})$ . El

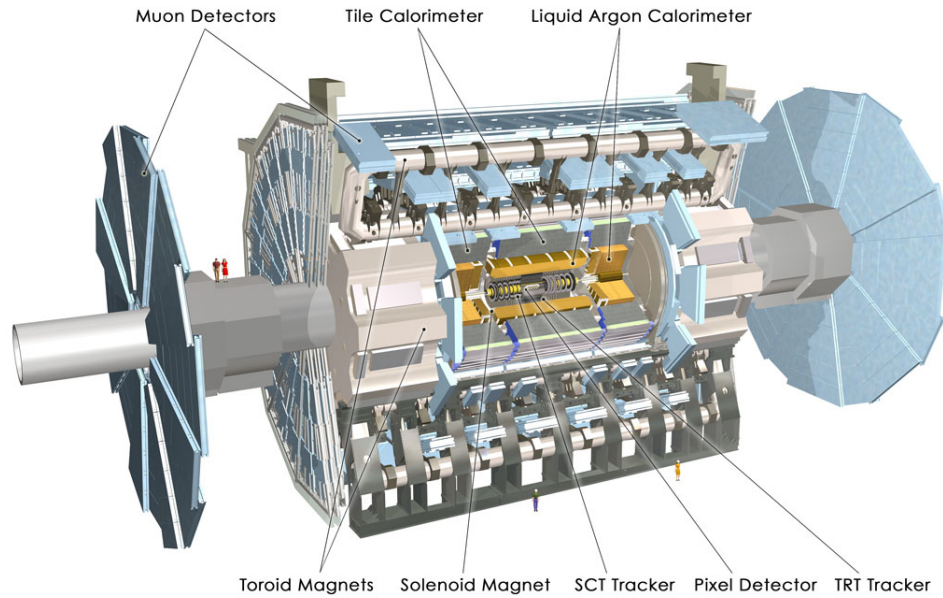


FIGURA 3.2. Esquema del detector ATLAS

momentum transverso  $p_T$ , la energía transversa  $E_T$  y la energía perdida  $E_T^{miss}$  están definidas en el plano  $x - y$ . La distancia  $\Delta R$  en el espacio definido por la pseudo rapidez y el ángulo azimutal es  $\Delta R = \sqrt{\Delta^2\eta + \Delta^2\phi}$ .

**2.1. Sistema Magnético.** El sistema magnético de ATLAS, está compuesto por un solenoide central o CS (Central Solenoid) y tres toroides: un sistema toroidal de barril (Barrel Toroid) y dos toroides extremos (End-cap Toroid), ver Fig. 3.3. El solenoide, el cual está alineado con el eje del haz, provee un campo magnético axial de 2 T para el detector interno, además fue meticulosamente diseñado con el mínimo de materiales para reducir la radiación en los calorímetros pero a su vez asegurar el desempeño deseado de los mismos. Los toroides (Barrel Toroids) superconductores con núcleo de aire, producen un campo magnético toroidal uniforme de aproximadamente 0.5 T y 1 T para los detectores de muones y las regiones de los extremos respectivamente.

**2.2. El Detector Interno.** El detector interno es la primera parte de ATLAS en ver los productos de decaimiento de las colisiones, está diseñado para proveer patrones de reconocimiento robustos, excelente resolución de momentum y medidas de vértices primarios y secundarios para trayectorias de partículas cargadas alrededor de cierto umbral de  $p_T$  y dentro de un rango de pseudo rapidez  $\eta < 2,5$ . Está contenido dentro de un cilindro de

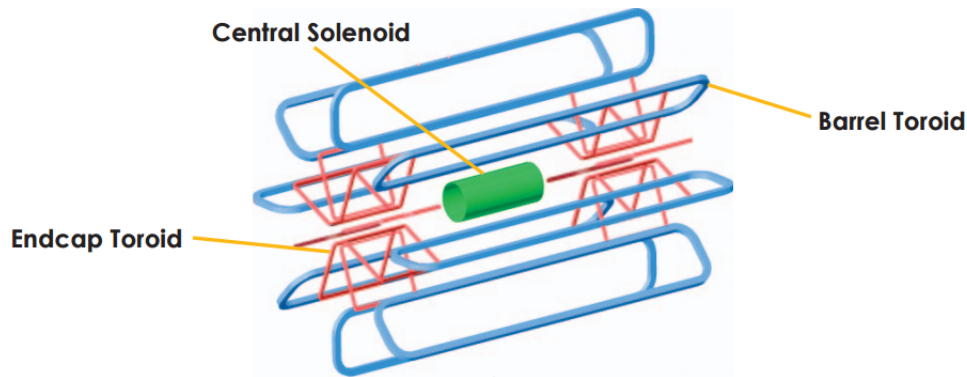


FIGURA 3.3. Sistema magnético de ATLAS

3512 mm de largo y 1150 mm, dentro de un campo magnético de 2 T y consiste de tres sub-detectores independientes pero complementarios (ver Fig. 3.4). El radio interno, posee la capacidad de reconocimiento de patrones a alta resolución usando puntos discretos del espacio en capas de píxeles de silicio y pares de capas de micro-franjas de silicio (SCT). A un radio mayor, el detector de radiación de transición (TRT), está compuesto de muchas capas de pequeños tubos rellenos de gases intercalados con material de radiación de transición. Con un promedio de 36 impactos por trayectoria, el detector interno, provee continuo rastreo de trayectorias el cual permite mejorar el patrón de reconocimiento y mejorar la resolución del momentum sobre  $\eta < 2$  e además de la identificación de electrones complementando a los calorímetros.

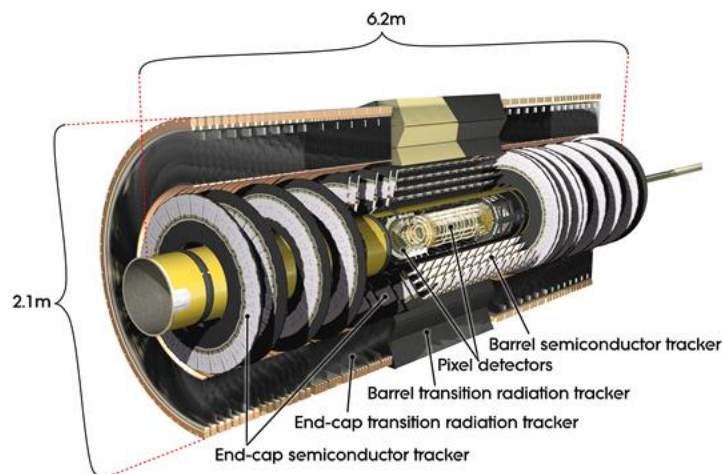


FIGURA 3.4. Estructura del detector interno de ATLAS

**2.3. Calorímetros.** Los calorímetros miden la energía que la partícula pierde en su paso por el detector. Usualmente están diseñados para detener completamente a la mayoría de las partículas creadas en una colisión, forzándolas a depositar toda su energía en el detector. Los calorímetros típicamente están compuestos de capas de material de alta densidad, denominados pasivos, intercalado con capas de material activo como argón líquido.

El sistema de calorímetros de ATLAS (ver Fig.3.5) provee una cobertura total alrededor del eje del haz y está compuesto por: calorímetros de Argón Líquido y un calorímetro hadrónico de tejas. Los calorímetros de Argón Líquido son los más cercanos al haz y son tres: uno en la región de barril, que es un calorímetro electromagnético, y dos ubicados a los extremos compuestos de: un calorímetro electromagnético (EMEC), un calorímetro hadrónico (HEC) ubicado detrás del EMEC y un calorímetro frontal (FCal) que cubre la región mas cercana al haz. Por otro lado, el calorímetro hadrónico es el mas externo y está compuesto por tejas centelladoras y un medio absorbente de acero. Al igual que los calorímetros de argón, también esta compuesto por un calorímetro central y dos a los extremos, ambos con geometría de barril. El calorímetro de tejas tiene una cobertura de  $0 < |\eta| < 1,7$ . La escogencia de esta tecnología provee una profundidad radial máxima por menos costo, haciendo posible su propósito: detener a las partículas en su interior.

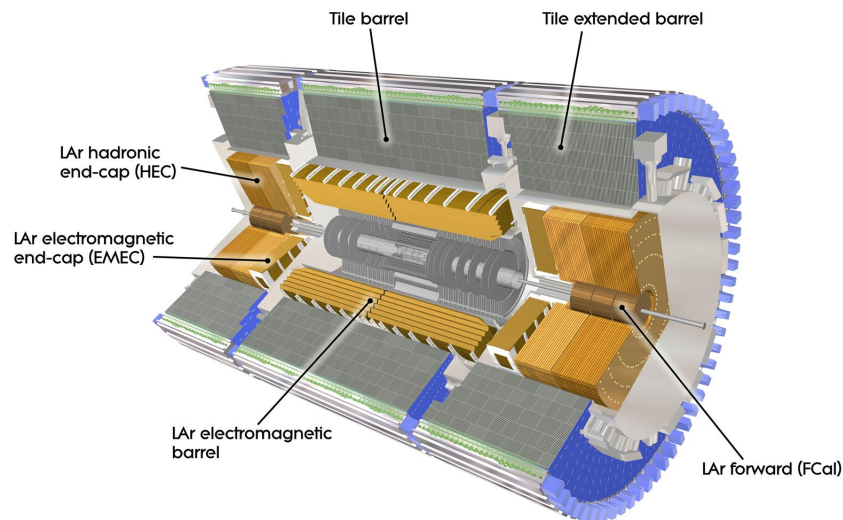


FIGURA 3.5. Calorímetros de ATLAS

**2.4. Espectrómetro de Muones.** El espectrómetro de muones, está ubicado en la parte mas externa del detector ATLAS, su diseño fue proyectado para detectar partículas cargadas que logren pasar la barrera de los calorímetros y poder medir su momentum en un rango de  $|\eta| < 2,7$ .

El diseño del espectrómetro puede ser apreciado en la Figura 3.6. Las cámaras en la región central están localizadas entre ocho bobinas del toroide superconductor de barril, mientras que las cámaras de los extremos están situadas detrás de los dos toroides extremos. La parte de barril consiste en 3 capas concéntricas de un radio alrededor de 5 m (capas internas), 8 m (capas medias) y 10 m (capas externas). Cada capa consiste en cámaras MDT (Monitored Drift Tube). Las capas medias y externas además están equipadas con cámaras RPC (Resistive Plate Chambers)[42]. Las cámaras MDT proveen medidas de precisión para determinar el momentum. Las Cámaras RPC proveen el trigger para el sistema central de barril. En los extremos, se sigue una configuración similar, tres ruedas de MDTs son colocadas perpendicularmente al eje del haz a una distancia longitudinal de 7,5 m, 14 m y 22,5 m, con la excepción que en la capa más interna la cámara CSC (Cathode Strip Chambers) reemplaza a la cámara MDT y se utiliza una tecnología de trigger diferente, las cámaras TGC (Thin Gap Chambers).

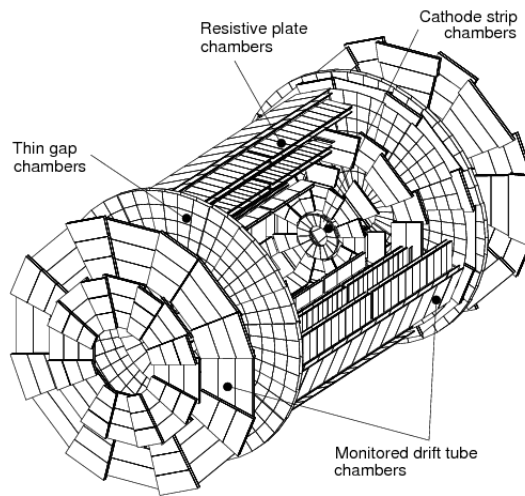


FIGURA 3.6. Sistema de Muones de ATLAS



### 3. CEVALE2VE

Es una comunidad virtual de aprendizaje e investigación, cuyo objetivo principal es promover la educación y la investigación en el campo de la física de Altas Energías en la comunidad científica venezolana, así como también en la latinoamericana [43]. Las actividades que realizan buscan crear vínculos y colaboraciones entre las comunidades científicas de Altas Energías, así como impulsar el interés, actualizar los programas de enseñanza y entrenamiento en las técnicas utilizadas en este mismo campo, a través del dictado de cursos dirigidos principalmente a estudiantes de postgrado. Este proyecto involucra diversas instituciones tanto venezolanas como colombianas. Esta comunidad está integrada por investigadores venezolanos involucrados en diferentes instituciones de Europa y Norte América, relacionadas con el LHC y CERN. Más información acerca de este proyecto puede ser encontrada en su sitio web [44].

El presente trabajo es realizado bajo la supervisión de uno de los investigadores que integra CEVALE2VE, y fue canalizado gracias al apoyo de dicha comunidad.

## Herramientas Computacionales

En este capítulo se describen las herramientas computacionales usadas y/o necesarias para el desarrollo de la investigación.

### 1. Plataforma Informática

Scientific Linux [45] es una reconstrucción de Red Hat Enterprise Linux [46], patrocinado por Fermilab [47], está orientado a usuarios de la comunidad de Física de Altas Energías y Alta Intensidad. Sin embargo, también tiene usuarios de una gran variedad de industrias. La misión de los científicos de Fermilab al diseñarlo, fue crear un ambiente de trabajo que satisfaga las necesidades de la computación aplicada a la ciencia. Sus objetivos son: proveer un sistema operativo para la computación científica que sea estable, escalable y extensible; apoyar la investigación científica proporcionando métodos y procedimientos que permitan la integración de aplicaciones científicas con el ambiente operativo y por último usar el libre intercambio de ideas, diseños e implementaciones para preparar una plataforma computacional para la próxima generación de computación científica.

### 2. Softwares para Análisis de Datos

**2.1. ROOT.** [48] Es una herramienta ampliamente usada en el desarrollo de nuestra investigación, desde la visualización de datos hasta el análisis de los mismos. A continuación un breve reseña de esta herramienta.

ROOT es una herramienta de análisis de datos orientada a objetos escrito en C++ [49], de acceso libre y desarrollada por el CERN. Contiene, entre otros, una base de datos jerárquica orientada a objetos, un interpretador de C++, análisis estadístico avanzado (histogramas multidimensionales, minimizaciones, algoritmos de clusters, etc) y herramientas de visualización. El usuario puede interactuar con ROOT usando la interfaz gráfica, línea de comandos,

o scripts de bash. El desarrollo de ROOT, estuvo motivado por los retos que suponen el análisis de una enorme cantidad de datos bastante complejos.

La arquitectura fundamental de ROOT consiste en capas de jerarquía de clases, con alrededor de 250 clases agrupadas en 20 estructuras divididas en 9 categorías [50]. La jerarquía está organizada de forma tal que la mayoría de las clases heredan de una clase básica común, `TObject`.

Las clases contenedoras, proveen clases de una estructura de datos de propósito general como: arreglos, listas, sets, B-trees, mapas, etc. Las clases de histogramas y minimización ofrecen características avanzadas de análisis estadístico, como histogramas 1D, 2D y 3D de valores de tipo cortos, largos, flotantes o dobles, con tamaños de bin fijos o variables, ajuste de datos, evaluación de fórmulas y minimización.

La característica más importante de ROOT son las clases de `Trees` y `Ntuples` que contienen el sistema de árbol. Un árbol (class `TTree` [51]) está hecho de ramas (class `TBranch`). Cada rama es descrita por sus hojas (class `TLeaf`). las hojas pueden ser simples variables, estructuras, arreglos u objetos. Un arreglo puede ser de longitud variable, la longitud en sí misma es variable en la misma rama o en otra. Cada rama irá a una memoria temporal diferente. Algunas de estas memorias pueden ser escritas después de cada evento, mientras otras pueden ser escritas después de cientos de eventos. Las diferentes memorias temporales pueden ser organizadas para escribirse en el mismo archivo o a diferentes archivos. Este esquema permite también la inserción de una rama nueva en cualquier momento en un archivo existente o un set de archivos.

las consultas pueden ser ejecutadas muy eficientemente debido a este esquema de clustering de datos, las consultas ejecutadas en una o más variables u objetos, ocasionan que solo la memoria temporal de esa rama sea leída. La estructura de datos en árbol, permite el acceso directo a cualquier evento, en cualquier rama y cualquier hoja aun en los casos de estructuras de longitud variable.

La documentación completa de ROOT, junto con tutoriales puede ser encontrada en su web oficial [48].

**2.2. MadGraph.** Los recientes descubrimientos de los componentes fundamentales de la materia y sus interacciones, provenientes de diversos laboratorios alrededor del mundo, dependen de la habilidad de realizar simulaciones precisas de señales y fondos. En el LHC, extraer la física presente a partir de los datos de las colisiones representa varios desafíos; el primero es el hecho de colisionar partículas a altas energías producen estados finales con un gran número de jets, quarks, leptones y energía perdida lo cual produce una cantidad de fondo abrumador para la búsqueda de nueva física; luego si se está en presencia de una anomalía clara con respecto al Modelo Estándar de las partículas, no es posible generar un vínculo claro entre la teoría y su interpretación si no se posee una herramienta que sea capaz de generar predicciones precisas acerca de las propiedades de las nuevas partículas. Es acá donde el rol de las simulaciones de Monte Carlo cobran mucha importancia. En esta sección se hará una breve reseña sobre MADGRAPH 5 y un vistazo a su implementación.

MADGRAPH 5 [52] es un software libre escrito en Python [53] y cuenta con una estructura de desarrollo colaborativo. Es una herramienta para generar automáticamente elementos de matriz para procesos de Física de Alta Energía, tales como decaimientos y dispersiones  $2 \rightarrow n$ . Puede generar elementos de matriz a nivel de árbol para cualquier modelo Lagrangiano, renormalizable o efectivo.

Primero, el usuario especifica un proceso en términos de las partículas del estado inicial y final, las etiquetas de multipartículas pueden ser usadas para especificar todos los posibles procesos que involucren un rango de partículas. Como resultado, son generados todos los diagramas de Feynman para el proceso y el código de salida necesario para evaluar el elemento de matriz en un punto dado del espacio de fase. MADGRAPH 5 también produce una salida pictográfica de los diagramas de Feynman para el proceso. El código producido luego puede ser utilizado para cálculos de sección eficaz o amplitud de decaimiento y generación de eventos usando MADEVENT [52], el cual está incluido en MADGRAPH 5.

La interfaz de línea de comandos permite un tratamiento flexible y soporta características como completar con la tecla `tab`, historia de comandos, textos de ayudas, etc. Usando la interfaz de línea de comandos el usuario puede acceder a todas las funcionalidades de MADGRAPH 5, incluyendo importar modelos, generar procesos, dibujar diagramas de Feynman, generar archivos de salida en todos los formatos disponibles (MADEVENT, PYTHIA 8,

etc), realizar chequeos de modelos e iniciar generación de eventos en directorios de procesos creados previamente.

Para iniciar, el usuario debe colocar en la línea de comandos lo siguiente: `bin/mg5`. A continuación se listarán algunos de los comandos que permiten acceder a ciertas funcionalidades de MADGRAPH 5:

- **add process:** Añade y genera diagramas para un proceso, manteniendo los generados previamente.
- **launch:** Inicia la generación de eventos o la evaluación de elementos de matriz para un directorio de proceso creado.
- **define:** Define una etiqueta de multipartículas usado para sumar implícitamente sobre los procesos. Algunas etiquetas comúnmente usadas son automáticamente definidas cuando un modelo es importado.
- **display:** Muestra partículas, interacciones, etiquetas de multipartículas definidas, procesos generados, diagramas generados o el resultado del chequeo de procesos.
- **generate:** Genera diagramas para un proceso, reemplazando cualquier proceso generado previamente.
- **history:** Lista la historia de comandos previos en la pantalla o en un archivo.
- **import:** Importa un modelo o una carta de proceso.

Para una referencia completa consultar [52].

**2.3. Pythia 6 y PGS.** PYTHIA 6 es un programa libre, escrito en Fortran [54], para la generación de colisiones de alta energía. Comprende un conjunto de modelos físicos, desde procesos de pocos cuerpos hasta estados finales complejos multihadrónicos. Su objetivo es proveer de forma precisa una representación de las propiedades de los eventos en un amplio rango de procesos, dentro y mas allá del Modelo Estándar.

Todo generador de eventos, como PYTHIA 6, debe cumplir con ciertas etapas de fenómenos físicos antes de obtener una salida realista de un proceso. Para empezar, debe ser capaz de definir correctamente la naturaleza del evento, en esta etapa solo los aspectos principales de la

estructura del evento serán cubiertos; luego debe generar toda la actividad subsecuente a nivel partónico, lo cual engloba los estados iniciales y finales de radiación, múltiples interacciones partón-partón y la estructura de los remanentes del haz, al final de esta etapa se obtiene una estructura partónica realista; por último se debe hadronizar dicha estructura partónica, así como el decaimiento de las partículas inestables. Como resultado final, eventos realistas son obtenidos de la forma en que podrían ser observados por un detector real.

El manual de PYTHIA 6 así como una descripción completa de la física usada puede ser consultada en [55] y en su página web [56].

PGS proviene de sus siglas en inglés Pretty Good Simulation, es un simulador genérico, escrito en Fortran, de un detector típicamente usado en un colisionador de partículas de alta energía. Fue diseñado para ser un simulador rápido y permite tomar eventos generados por PYTHIA o HERWIG, es capaz de reconstruir objetos físicos realistas como fotones, electrones, muones, taus decayendo hadrónicamente, jets hadrónicos (b-quark) y energía perdida. Incluye detectores como: detector de trazas, calorímetros electromagnéticos y hadrónicos, y sistema de muones, incluye también propiedades configurables como segmentación y resolución de calorímetros, cobertura y resolución del sistema de trazado, etc. Para consultar el manual completo, vea [57].

En nuestra investigación, se usó originalmente un detector dedicado de ATLAS disponible en PGS para simular la salida proveniente de la detección de nuestros eventos. Sin embargo, por recomendación del autor de PGS (prof. John Conway, Universidad de California, Davis), se descartó su uso debido a que el mismo está obsoleto, además se adoptó DELPHES como simulador más preciso del detector ATLAS, también por recomendación del prof. John Conway.

**2.4. DELPHES.** Es un software que toma las salidas de distintos generadores de eventos y simula la respuesta de un detector compuesto por un detector de trazas interno, un calorímetro electromagnético y hadrónico, y un sistema de muones. Todos organizados de forma concéntrica con una simetría cilíndrica alrededor del eje de haz de partículas. El usuario puede especificar el volumen activo del detector, la segmentación del calorímetro y la magnitud del campo magnético uniforme.

La reconstrucción e identificación de objetos está basada en una serie de aproximaciones que agilizan el proceso mientras mantienen una buena precisión. Algunos de estos objetos son taus, muones, electrones, fotones, jets y energía perdida, siendo estos dos últimos los de importancia para nuestra investigación.

En un colisionador de hadrones los estados finales generalmente están dominados por jets, es por esto que una reconstrucción precisa es crucial para la investigación. DELPHES da la posibilidad al usuario de escoger entre los algoritmos de reconstrucción más populares y sus parámetros de caracterización, así como el umbral mínimo para el momento transversal del jet. La mayoría de los objetos visibles son reconstruidos como un jet o como constituyentes de un jet, es por esto que DELPHES incluye un módulo a fin de evitar que una misma partícula sea contada dos veces en el estado final. En las colisiones de hadrones la identificación de jets provenientes de quarks tau y b son muy importantes, el algoritmo usado por DELPHES para la identificación de estos tipos de jets se basa en el hecho de que si uno de estos quarks es encontrado dentro de una distancia  $\Delta R$  del eje del jet, es entonces marcado como un jet tau o b. La probabilidad de ser identificado como un jet proveniente de un quark b o tau, depende de la eficiencia de marcaje que el usuario haya colocado.

En este tipo de experimentos, los partones en el estado inicial tienen un momento transversal despreciable, la energía transversal total de las partículas indetectables puede ser adjudicada desde la componente transversal de la energía total depositada en el detector y se define de como  $\vec{E}_T^{miss} = -\sum_i \vec{p}_T(i)$ .

Para información más detallada sobre su arquitectura y uso, véase [58].

**2.5. ATLAS Public Analysis Framework.** Es una herramienta de análisis, lanzada en agosto del 2016 conjuntamente con los datos públicos de ATLAS. Está escrita en PYTHON interconectado con ROOT[48]. Esta herramienta implementa el protocolo necesario para leer los archivos, realizar histogramas y graficar resultados [59].

Incluye varios ejemplos de análisis, cuyo propósito es mostrar las habilidades y limitaciones de esta herramienta. Entre los ejemplos de análisis tenemos: Tres procesos del Modelo Estándar de alta estadística; un bosón W decayendo a leptones, un bosón Z decayendo a un par de leptones y un par de quarks top resultando en un estado final  $lvjjjj$ . Tres procesos del

Modelo Estándar de baja estadística, como son un análisis  $WZ$ , un análisis  $ZZ$  y un análisis de un bosón de Higgs decayendo a dos bosones  $W$ . Y por último incluye un ejemplo de análisis de un proceso físico mas allá del Modelo Estándar,  $Z' \rightarrow t\bar{t}$ .



## Estrategia de Análisis

Esta sección está dedicada a la descripción general de los métodos usados en la investigación. Entre ellas están: una introducción a las búsquedas de DM en colisionadores de partículas, las muestras de datos con los que se trabaja, los criterios de selección de eventos que producen DM, así como el análisis estadístico que permitirá fijar límites y recomendaciones en la búsqueda de DM .

### 1. Búsquedas Mono- $X$ de DM en Colisionadores de Partículas

Al buscar producción de DM, en este caso particularmente de WIMPs ( $\chi$ ) en colisionadores de partículas, la mínima señal experimental esperada consiste en un exceso de eventos con uno o más objetos visibles en el estado final, denominados  $X$ , en oposición a grandes cantidades de momento transverso perdido  $E_T^{miss}$ , donde  $E_T^{miss}$  puede ser interpretado como partículas de DM que fueron producidas y escaparon del detector. En el LHC, los experimentos ATLAS y CMS examinan una variedad de estas señales mono- $X$  [60] [61].  $X$  puede ser un jet hadrónico proveniente de un quark pesado o un quark liviano [62], hasta bosones W, Z o Higgs e inclusive un fotón muy energético [63]. Mientras que ciertas de estas señales vienen de la producción de pares de partículas que decaen a partículas tanto de DM como partículas del Modelo Estándar, para muchas de las búsquedas mono- $X$ , la señal visible  $X$  proviene de la radiación de estado inicial (por sus siglas en inglés, ISR) [64] de un quark o gluon entrante, independientemente de los detalles de la partícula mediadora que produjo dicho par de partículas de DM. Esto significa que mientras algunos modelos solamente permiten un  $X$  específico asociado a la producción de DM, las búsquedas para una variedad de estados finales mono- $X$  pueden frecuentemente dar resultados comparables en el mismo conjunto de modelos, uno de los cuales puede producir un límite fuerte en un modelo específico dependiendo de la teoría subyacente que describe la interacción.

La mayoría de los límites más fuertes sobre muchos modelos de DM provienen de las búsquedas denominadas mono-jet, estos procesos consisten en un solo partón en el estado final, como muestran los diagramas de Feynman en la figura 5.1, dichos partones frecuentemente se dividen en múltiples jets al momento de ser observados en el detector, con un rango de  $E_T^{miss}$  de 120 GeV to 500 GeV y jets de alto  $p_T$  mayor que 110 GeV [65]. También puede haber emisiones ISR adicionales, los cuales incrementan la multiplicidad de jets. El proceso primario del SM que produce un estado final mono-jet es la producción de un bosón Z en asociación con un jet, donde Z decae a dos neutrinos y es considerado como fondo. Otros procesos que actúan como fondo en esta búsqueda son  $Z(ll) + jets$  con  $l = e, \mu, W + jets$ ,  $t\bar{t}$  así como eventos de un solo quark top.

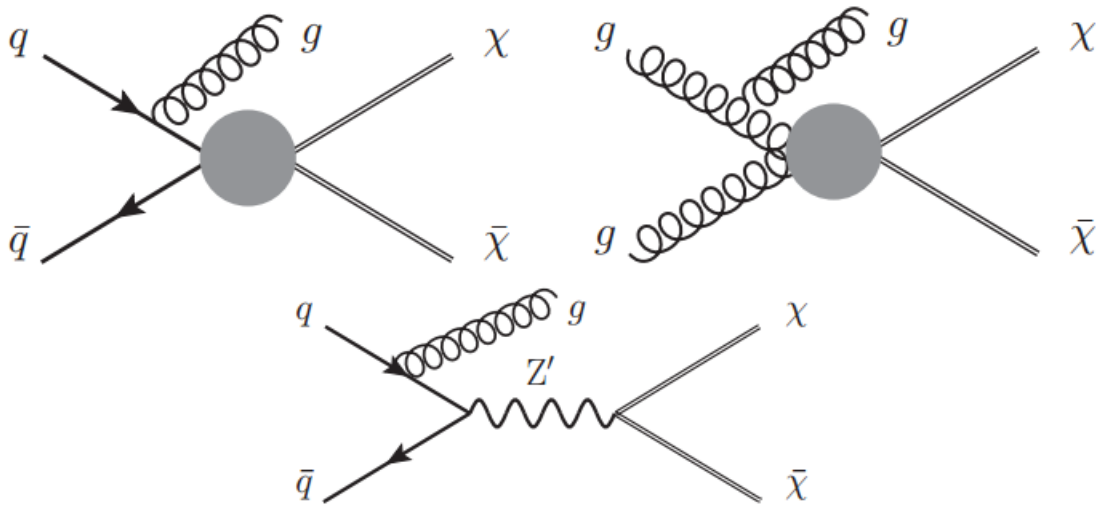


FIGURA 5.1. Diagramas de Feynman para procesos físicos que dan origen a eventos mono-jet con producción de un par DM: la producción de DM con emisión de un jet ISR se muestra para (arriba izq) operadores EFT de quarks, (arriba der) operadores EFT de gluones y (abajo) un mediador  $Z'$  [66].

La búsqueda de producción de DM en asociación con un quark pesado persigue una estrategia similar a la búsqueda mono-jet, donde se esperan estados finales con jets provenientes de quarks  $b$  y  $t$  [67], como se observa en la figura 5.2 en asociación con un alto  $E_T^{miss}$ .

En el caso de los bosones la estrategia también resulta similar, particularmente en la búsqueda de producción de DM en asociación con un bosón de Higgs. Se esperan estados finales con jets provenientes de quarks  $b$  debido al decaimiento del bosón de Higgs. Los diagramas de

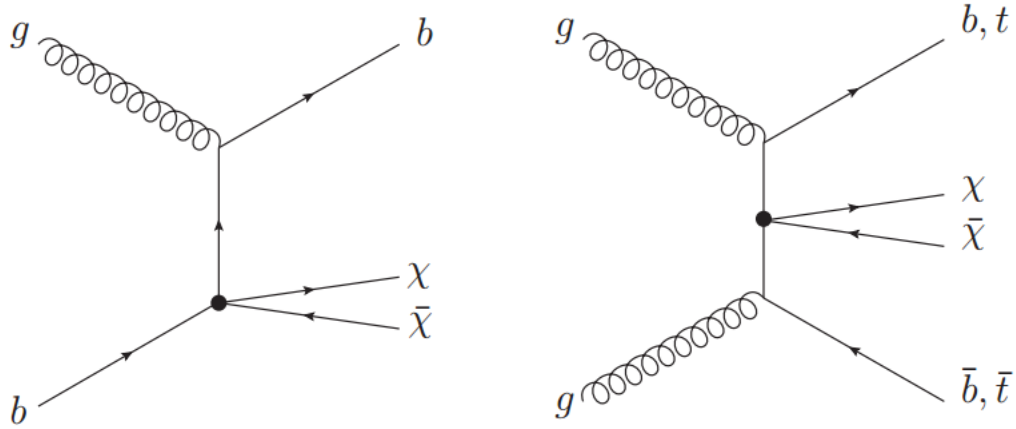


FIGURA 5.2. Diagramas de Feynman dominantes para la producción de DM en asociación con (izq.) un quark  $b$  y (der.) un par de quarks pesados ( $b$  o  $t$ ) usando una aproximación EFT [67].

Feynman de esta búsqueda se observan en la figura 5.3. Mientras que en el caso de la búsqueda mono-fotón, requiere una gran cantidad de  $E_T^{miss}$  proveniente del par DM y al menos un fotón muy energético (ver figura 5.4). El fondo del SM irreducible en esta búsqueda proviene de  $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ , otros fondos incluyen  $W\gamma$ ,  $W\gamma \rightarrow e\nu$  y eventos multijet, difotón y dibosón  $\gamma + jet$ , así como contribuciones de muones cósmicos también son tomadas en cuenta en este análisis [65].

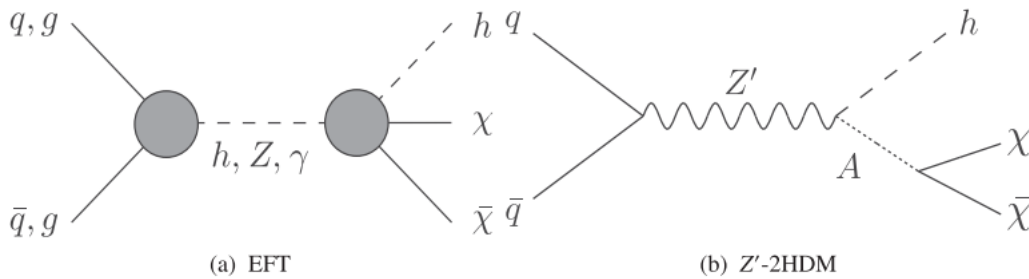


FIGURA 5.3. Diagramas de Feynman para la producción de DM asociados con un bosón. (a) Una interacción de contacto descrita con EFT, donde el círculo gris izquierdo denota el acoplamiento de  $q\bar{q}$  o  $gg$  a un bosón electrodébil ( $h, Z, \gamma$ ) que media la producción de  $DM + h$  y el círculo gris derecho representa el operador de contacto en DM, el bosón de Higgs y el mediador. (b) Un modelo simplificado de  $Z'$ -2HDM [68].

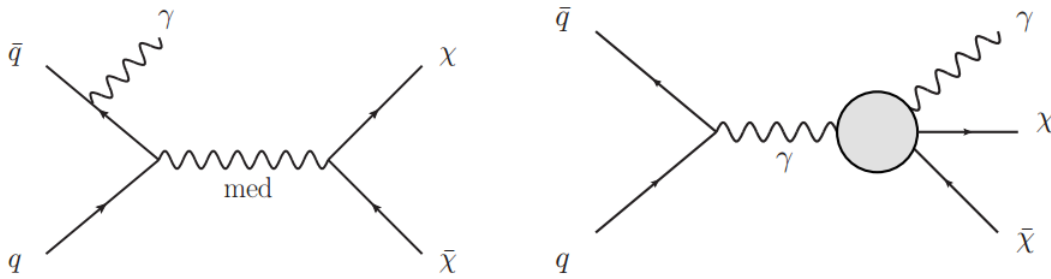


FIGURA 5.4. Diagramas de Feynman para la producción de un par DM asociados a un fotón. (izq.) Producción explícita por medio de un mediador “s-channel”. (der.) Producción vía vértice efectivo ( $\gamma\chi\bar{\chi}$ ) [63].

## 2. Muestra de Datos

**2.1. Producción de Eventos Simulados de DM.** Para producir las muestras - o “datasets”- de producción de DM, se utilizó MADGRAPH 5 [52], donde la generación de eventos está a cargo del paquete incluido, MADEVENT. Posteriormente se hadronizan los eventos con PYTHIA [69] y por último la detección con DELPHES [58].

La estrategia consiste en producir un amplio rango de masas de DM ( $m_\chi$ ) y de mediadores ( $m_\phi$ ), en colisiones del tipo protón-protón a  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ , donde fundamentalmente se espera que dichos eventos contengan una gran cantidad de energía perdida y la producción de uno o dos jets. Es necesario una zona de interés en este espacio de fases, la cual llamaremos región de señal (SR). Dicho espacio de fases está definido por los requerimientos en la cantidad de energía perdida, la presencia de uno o dos jets provenientes de quarks  $b$  y por último no se admiten eventos que posean la presencia clara de leptones, que en nuestro caso estarán limitados a electrones y muones. Las muestras generadas se limitarán a aquellas en las que  $m_\phi \geq 2m_\chi$ , es decir, solo consideramos eventos “reales” y descartamos por ahora la producción de partículas virtuales. Luego de tal selección, se espera un exceso de eventos en esta SR sobre la señal esperada de eventos provenientes de procesos físicos descritos por el SM.

A continuación será descrito el proceso técnico de producción de eventos, junto con las entradas requeridas por los programas a utilizar:

- Se escogió un rango de masas de partículas  $\chi$  (en GeV), así como del mediador virtual,  $\phi$  basados en publicaciones previas del LHC a una energía 8 TeV, [70, 67, 71, 67] :  
Masa del Mediador: 10 20 35 50 75 100 150 200 400 600 800 1000 2000 5000 10000.  
Masa de DM: 1 10 20 30 50 75 100 150 200 400 600 800 1000 1500 2000.
- Se importó el modelo de producción de DM asociado a un quark  $b$  [72], ya que dicho modelo no viene incluido en MADGRAPH.

```
import model DM_Bflavored --modelname
define p = g u c d s u c d s b b~
define j = g u c d s u c d s b b~
define l+ = e+ mu+
define l- = e- mu-
define vl = ve vm vt
define vl~ = ve~ vm~ vt~
generate p p > n1 n1~
add process p p > n1 n1~ j
add process p p > n1 n1~ j j
```

Adicionalmente, varios parámetros deben ser fijados:

```
set MX $MCHI
set Mphix $MPHI
set gx $GX
set maxjetflavor 5
set pdlabel nn23lo
set ebeam1 6500
set ebeam2 6500
set nevents 10000
set wphix auto
```

$MX$ ,  $M_{phix}$ ,  $gx$  (constante de acoplamiento entre el mediador y DM) varían de acuerdo a las masas de las partículas, por tanto fueron asignadas convenientemente dentro de un código (*script*) que hace un bucle en todo el rango de masas. En esta etapa

se generan todos los puntos de la matriz de eventos, de donde además se obtiene la sección eficaz de cada punto, así como sus respectivos diagramas de Feynman.

- Por último, se deben hadronizar dichos eventos y simular la salida del detector de ATLAS, iniciando PYTHIA y DELPHES de la siguiente forma en la consola de MADGRAPH, para cada punto de la matriz:

```
launch
pythia=ON
pgs=OFF
delphes=ON
Cards/delphes_card_ATLAS.dat
```

La tarjeta de configuración DELPHES del detector de ATLAS, ya viene incluida y ningún parámetro fue modificado.

Cabe destacar que el formato de salida son archivos del tipo *LHC Olympics Data*, lo cual responde a un formato estándar para la física de altas energías. Sin embargo, es de nuestro interés hacer el correspondiente análisis utilizando ROOT, para lo cual es necesario instalar el paquete EXROOTANALYS para MADGRAPH, que se encarga de convertir dichos archivos a formato ROOT.

Los eventos de la matriz que fueron generados se pueden ver en la Tabla 1, se rechazaron los eventos que involucraban la producción de partículas virtuales, es decir con  $m_\phi \geq 2m_\chi$ , restando un total de 78 combinaciones a ser analizadas.

**2.2. Producción de Eventos de Fondo Simulados Pertenecientes al SM.** Para la estimación de estos procesos de fondo proveniente del SM, existen dos alternativas. La primera alternativa consiste en simular los procesos predominantes para nuestras selecciones por medio de generadores de Monte Carlo, como los mencionados en el Capítulo 4. Sin embargo, estos son procesos de mucha estadística; es decir, se deben simular millones de ellos, esto requiere de una infraestructura computacional a la cual no tenemos acceso.

La segunda alternativa es usar los resultados públicos del experimento ATLAS a la energía actual del LHC de 13 TeV. Para la fecha, solo los datos públicos de ATLAS a energías de 8

TABLA 1. Matriz de eventos generados. Eventos marcados con  $\times$  son descartados por contener partículas virtuales, eventos con  $\checkmark$  serán los eventos usados en nuestra investigación.

$m\phi$ (GeV)	$m\chi$ (GeV)														
	10	20	35	50	75	100	150	200	400	600	800	1000	2000	5000	10000
1	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
10	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
20	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
30	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
50	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
75	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
100	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
150	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
200	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
400	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
600	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
800	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
1000	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
1500	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$	$\times$
2000	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\times$	$\times$	$\times$

TeV están disponibles, razón por la que actualmente solo es viable trabajar con estos datos. Esta decisión implica poner a un lado los eventos de DM producidos a energías de  $\sqrt{s} = 13$  TeV y bajo el modelo b-FDM; sin embargo un nuevo abordaje a la problemática, permite ampliar la búsqueda a una mayor variedad de eventos mono- $X$  utilizando los datos públicos de ATLAS a energías de  $\sqrt{s} = 8$  TeV con un enfoque EFT independiente de modelo.

**2.3. Datos Públicos de ATLAS a  $\sqrt{s} = 8$  TeV.** Los datos de ATLAS a energías de colisión de centro de masa  $\sqrt{s} = 8$  TeV tomados en el 2012, fueron abiertos al público en agosto del 2016 [59]. Están compuestos por datos reales y datos MC simulados a luminosidades similares. Tanto los datos MC como los reales están sujetos a una preselección con

el fin de reducir el número de eventos sin interés físico a ser analizados. Esta preselección consiste en un conjunto de criterios señalados en la Tabla 2. Luego la siguiente selección es aplicada a estos objetos seleccionados:

- Protección de eventos corruptos.
- Satisfacer el trigger de al menos un leptón.
- Vetar eventos que contienen "malos" jets. Estos son jets provenientes de varias fuentes, desde condiciones del haz del LHC, hasta rayos cósmicos.
- Corte de pureza de vértice primario ( $N_{\text{tracks}} > 4$ ).
- Y al menos un leptón preseleccionado con un  $p_T > 25$  GeV.

TABLA 2. Requerimientos de la preselección para electrones, muones y jets, de forma como es aplicada en el grupo de análisis ATLAS top [59].

electrons	muons	jets
reconstruction author 1  3	Muid combined	antiKt4LCTopo
medium++ quality	tight quality	jet cleaning (veto BadLooseMinus)
$p_T > 5$ GeV	$p_T > 5$ GeV	$p_T > 25$ GeV
$ \eta  < 2.47$ w/o crack	$ \eta  < 2.5$	$ \eta  < 2.5$
Object Quality is Good	MCP Hit requirement.	
$ z_0  < 2.0$ mm	$ z_0  < 2.0$ mm	
not Converted		

El conjunto de datos reales, está compuesto por dos paquetes de datos: **Egamma** y **Muons**, cada paquete contiene eventos que al pasar una serie de criterios, son etiquetados de acuerdo a los mismos. Ambos paquetes de datos poseen una luminosidad integrada de  $1fb^{-1}$ . Otras características como el número de eventos antes y después de la preselección son suministradas en la Tabla. 3.

El conjunto de datos MC modelan los diferentes procesos de fondo. Los procesos de fondo dominantes provenientes del SM, como  $Z + jets$  y  $W + jets$ , se obtienen a través de métodos impulsados por datos reales y son simulados usando SHERPA [73], mientras que el fondo  $t\bar{t}$  es generado con POWHEG+PYTHIA [74]. También se dispone de un conjunto de datos MC pertenecientes a procesos físicos provenientes de modelos más allá del SM. En las Tablas 4 y 5



TABLA 3. Desglose de la muestra de datos reales con una luminosidad total integrada de  $1fb^{-1}$ .  $N_{Events}^{preselected}$  denota el número de eventos después de la preselección,  $N_{Events}^{total}$  el número antes de la preselección,  $\mathcal{L}$  la luminosidad de la muestra y size, el tamaño del archivo en Mb después de la preselección [59].

period	$N_{Events}^{preselected}$	$N_{Events}^{total}$	$\mathcal{L}$ [pb $^{-1}$ ]	size/Mb
Egamma	7917590	33575219	1000.6	723
Muons	7028084	33815203	1000.6	600

se presenta la totalidad del conjunto de datos de MC disponibles, así como sus características. A estos datos de MC se le aplicó la misma preselección que a los datos reales, además de un proceso de reducción para muestras con mucha estadística con el fin de reducir el tiempo de procesamiento, pero conservando suficiente estadística que permita realizar comparaciones válidas entre los datos reales y los simulados.

Los eventos seleccionados están disponibles en un formato simplificado usado por ATLAS. Un `TTree`(clase de ROOT que denota una estructura de árbol) con 45 variables, que en dicha estructura son llamadas ramas. Estas ramas se presentan de forma detallada en la Tabla 6.

### 3. Reconstrucción de Objetos en ATLAS

En esta sección se hace un resumen de cómo se efectúa la reconstrucción y calibración de ciertos objetos físicos de nuestro interés en el detector ATLAS, como: electrones muones, jets y  $E_T^{miss}$ . La información que se da a continuación es inherente a los datos públicos de ATLAS [59]. Una descripción detallada de la reconstrucción de estos objetos físicos puede ser encontrada en [75].

Los candidatos a jet son reconstruidos desde el calorímetro usando objetos llamados “topo-cluster” que utiliza el algoritmo anti-kt con parámetro de distancia  $R=0.4$ . La energía del jet es corregida con el  $p_T$  y con factores de calibración dependientes de la pseudorapidez,  $\eta$ , la cual describe el ángulo de una partícula con respecto al eje del haz y se define como

$$(5.1) \quad \eta \equiv -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]$$

TABLA 4. Desglose de la muestra de datos simulados que describen procesos pertenecientes al SM [59].

process	DSID	Generator	$\sigma^*FE$ [pb]	$f_k$	$\mathcal{L}$ [ $fb^{-1}$ ]	$N_{Events}^{reduced}$	$N_{Events}^{preselcted}$	size/Mb
$t\bar{t} \rightarrow l + X$	117050	POWHEG +PYTHIA	114.51	1.2	26.236	1500000	20775908	291
$t\bar{t} \rightarrow$ Jets	117049	POWHEG +PYTHIA	96.35	1.2	85.027	25170	25170	5.7
single top t-chan top	110090	POWHEG +PYTHIA	17.52	1.05	24.21	150000	1678087	21
single top t-chan antitop	110091	POWHEG +PYTHIA	9.4	1.06	43.23	150000	1719075	15
single top s-chan	110119	POWHEG +PYTHIA	1.64	1.107	167.73	100000	1966242	15
single top Wt-chan	110140	POWHEG +PYTHIA	20.46	1.09	28.50	150000	235557	26
Z+Jets ee	147770	SHERPA	1207.4	1.028	10.08	7500000	49405819	938
Z+Jets mumu	147771	SHERPA	1207.4	1.028	9.63	7500000	60149707	918
Z+Jets tautau	147772	SHERPA	1207.1	1.028	11.08	750000	814528	93
Drell-Yan ee M08to15	173041	SHERPA	92.15	1.0	45.95	400000	447800	57
Drell-Yan ee M15to40	173042	SHERPA	279.19	1.0	47.22	750000	793055	100
Drell-Yan mumu M08to15	173043	SHERPA	92.08	1.0	51.93	500000	520562	74
Drell-Yan mumu M15to40	173044	SHERPA	279.2	1.0	41.01	750000	750246	103
Drell-Yan tautau M08to15	173045	SHERPA	92.12	1.0	27.13	9993	9993	1.5
Drell-Yan tautau M15to40	173046	SHERPA	279.11	1.0	49.54	32393	32393	4.5
W+Jets enu with b	167740	SHERPA	140.34	1.1	12.333	750000	5792095	86
W+Jets enu with jets, bveto	167741	SHERPA	537.84	1.1	9.563	2600000	2648506	296
W+Jets enu no jets, bveto	167742	SHERPA	10295	1.1	1.971	8000000	8448069	722
W+Jets mumu with b	167743	SHERPA	140.39	1.1	11.935	750000	5630683	84
W+Jets mumu with jets, bveto	167744	SHERPA	466.47	1.1	10.582	2500000	2759594	287
W+Jets mumu no jets, bveto	167745	SHERPA	10368	1.1	1.719	7500000	7946599	666
W+Jets taunu with b	167746	SHERPA	140.34	1.1	18.245	100000	531981	13
W+Jets taunu with jets, bveto	167747	SHERPA	506.45	1.1	9.821	250000	273867	31
W+Jets taunu no jets, bveto	167748	SHERPA	10327	1.1	1.945	550000	593205	55
WW	105985	HERWIG	12.42	1.683	46.32	500000	1288259	63
ZZ	105986	HERWIG	0.992	1.55	151.19	125000	131435	20
WZ	105987	HERWIG	3.667	1.9	138.44	500000	517196	68

TABLA 5. Desglose de la muestra de datos simulados que describen procesos pertenecientes a física mas allá Modelo Estándar, seguida de señales provenientes del bosón de Higgs [59].

process	DSID	Generator	$\sigma$ *FE [pb]	$f_k$	$\mathcal{L}$ [fb <sup>-1</sup> ]	$N_{\text{Events}}^{\text{reduced}}$	$N_{\text{Events}}^{\text{preslected}}$	size/Mb
$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $M_{Z'} = 400$ GeV	110899	PYTHIA	4.259	1.0	23.48	21941	21941	4.3
$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $M_{Z'} = 500$ GeV	110901	PYTHIA	3.925	1.0	25.48	23231	23231	4.7
$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $M_{Z'} = 750$ GeV	110902	PYTHIA	1.243	1.0	80.45	25021	25021	5.3
$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $M_{Z'} = 1000$ GeV	110903	PYTHIA	0.394	1.0	253.81	25525	25525	5.5
$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $M_{Z'} = 1250$ GeV	110904	PYTHIA	0.139	1.0	719.43	25030	25030	5.5
$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $M_{Z'} = 1500$ GeV	110905	PYTHIA	0.0524	1.0	1908	24142	24142	5.4
$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $M_{Z'} = 1750$ GeV	110906	PYTHIA	0.0211	1.0	4739	23084	23084	5.1
$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $M_{Z'} = 2000$ GeV	110907	PYTHIA	0.00894	1.0	11186	21997	21997	4.9
$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $M_{Z'} = 2250$ GeV	110908	PYTHIA	0.00394	1.0	25381	21127	21127	4.7
$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $M_{Z'} = 2500$ GeV	110909	PYTHIA	0.00180	1.0	55556	20327	20327	4.5
$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $M_{Z'} = 3000$ GeV	110910	PYTHIA	0.000434	1.0	230415	19646	19646	4.3
$gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow l\nu\nu$ $M_H = 125$ GeV	161005	POWHEG +PYTHIA	6.463	1.0	32.13	100000	278332	14
$\text{VBFH} \rightarrow WW \rightarrow l\nu\nu$ $M_H = 125$ GeV	161055	POWHEG +PYTHIA	0.819	1.0	229.93	100000	183101	18
$gg \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ $M_H = 125$ GeV	160155	POWHEG +PYTHIA	13.17	1.0	14.31	100000	117081	15
$\text{VBFH} \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ $M_H = 125$ GeV	160205	POWHEG +PYTHIA	1.617	1.0	104.96	100000	130213	19

TABLA 6. Variables, o ramas, presentes en la ntupla de los datos publicos de ATLAS [59].

branchname	type	description
runNumber	int	run number
eventNumber	int	event number
channelNumber	int	channel number
mcWeight	float	weight of an MC event
pvxp_n	int	number of primary vertices
vxp_z	float	z-position of the primary vertex
trigE	bool	boolean whether a standard trigger is satisfied in the egamma stream
trigM	bool	boolean whether a standard trigger is satisfied in the muon stream
passGRL	bool	signifies whether event passes the Good Run List and thus put in isGoodEvent
hasGoodVertex	bool	signifies whether the event has at least one good vertex
lep_n	int	number of preselected leptons
lep_truthMatched	vector<bool>	boolean indicating whether the lepton is matched to a truth lepton
lep_trigMatched	vector<bool>	boolean signifying whether the lepton is the one triggering the event
lep_pt	vector<float>	transverse momentum of the lepton
lep_eta	vector<float>	pseudorapidity of the lepton
lep_phi	vector<float>	azimuthal angle of the lepton
lep_E	vector<float>	energy of the lepton
lep_z0	vector<float>	z-coordinate of the track associated to the lepton wrt. the primary vertex
lep_charge	vector<float>	charge of the lepton
lep_flag	vector<int>	bitmask implementing object cuts of the top group
lep_type	vector<int>	number signifying the lepton type (e, mu, tau) of the lepton
lep_ptcone30	vector<float>	ptcone30 isolation for the lepton
lep_etcone20	vector<float>	etcone20 isolation for the lepton
lep_trackd0pvunbiased	vector<float>	d0 of the track associated to the lepton at the point of closest approach (p.c.a.)
lep_tracksigd0pvunbiased	vector<float>	d0 significance of the track associated to the lepton at the p.c.a.
met_et	float	Transverse energy of the missing momentum vector
met_phi	float	Azimuthal angle of the missing momentum vector
jet_n	int	number of selected jets
jet_pt	vector<float>	transverse momentum of the jet
jet_eta	vector<float>	pseudorapidity of the jet
jet_phi	vector<float>	azimuthal angle of the jet
jet_E	vector<float>	energy of the jet
jet_m	vector<float>	invariant mass of the jet
jet_jvf	vector<float>	JetVertexFraction of the jet
jet_trueflav	vector<int>	true flavor of the jet
jet_truthMatched	vector<int>	information whether the jet matches a jet on truth level
jet_SV0	vector<float>	SV0 weight of the jet
jet_MV1	vector<float>	MV1 weight of the jet
scaleFactor_BTAG	float	scalefactor for btagging
scaleFactor_ELE	float	scalefactor for electron efficiency
scaleFactor_JVFSF	float	scalefactor for jet vertex fraction
scaleFactor_MUON	float	scalefactor for muon efficiency
scaleFactor_PILEUP	float	scalefactor for pileup reweighting
scaleFactor_TRIGGER	float	scalefactor for trigger
scaleFactor_ZVERTEX	float	scalefactor for z-vertex reweighting

Después de la calibración, solamente jets con  $p_T > 25$  GeV y  $|\eta| < 2.5$  son considerados. También se efectúa una limpieza cuando jets son etiquetados como “malos”, esto ocurre si

dichos jets no están asociados a energía depositada en el calorímetro por partículas originadas de la colisión de  $pp$ .

Los candidatos a electrón son reconstruidos a partir del calorímetro EM junto con trayectorias o trazas de buena calidad. En este análisis se requiere que los electrones pasen el criterio de selección **medium++**, que se basa en la forma de la lluvia EM creada por los electrones y su trayectoria asociada, este posee una eficiencia de 85% [75]. También se requiere que posean  $p_T > 5$  GeV y  $|\eta| < 2.47$ , el parámetro de impacto longitudinal sea  $|z_0| < 2.0$  mm y por último, que electrones identificados como originarios de una conversión de fotón no sean considerados.

Los candidatos a muón son reconstruidos a partir del algoritmo MUID, en donde los muones deben satisfacer un conjunto de requerimientos en el detector fijados por el grupo MCP (Muon Combined Performance). En este análisis, se requiere que los muones seleccionados posean  $p_T > 5$  GeV y  $|\eta| < 2.5$  y  $|z_0| < 2.0$  mm, así como que pasen el criterio de selección **tight** [75].

Finalmente, la energía transversa perdida  $E_T^{miss}$ , es definida por la suma vectorial negativa del momento en el plano transversal sobre todas las partículas visibles [76]; o en la práctica, se realiza sobre todas las celdas pertenecientes al calorímetro “topocluster” en un rango de  $|\eta| < 4.9$ , por lo que también suele referirse a ella como momento transversal perdido.

## 4. Selección de Eventos para la Búsqueda de DM

**4.1. Jet +  $E_T^{miss}$  :** Eventos con un jet energético y gran cantidad de momento transversal perdido  $E_T^{miss}$  en el estado final es una señal distintiva en la búsqueda de nueva física más allá del SM. Más explícitamente, el momento transversal ( $p_T$ ) del jet es balanceado por el  $E_T^{miss}$ , donde  $E_T^{miss}$  corresponde a la observación de un nuevo estado masivo lo suficientemente estable para escapar del detector sin decaer y sin ser detectado, predicho por modelos de física más allá del SM. Dentro de este esquema el jet proviene de un ISR donde luego se produce un par de partículas de DM, como se muestra en la figura 5.1 de la sección 1.

La selección de eventos usada en este análisis está diseñada con la finalidad primordial de rechazar la mayor cantidad de fondo proveniente del SM y procurar retener estadística suficiente del evento. Los criterios aplicados son:

- Con el propósito de mejorar la eficiencia de los eventos a analizar y de este modo disminuir la probabilidad de falsos  $E_T^{miss}$ , se requiere que  $E_T^{miss} > 20\text{GeV}$ .
- Debido a que en estos estados aumenta la multiplicidad de los jets y con el fin de obtener estadística suficiente, se requiere tener al menos un jet con  $p_T > 25\text{GeV}$  y proveniente de un quark ligero, es decir no etiquetado como  $b$ -jet.
- Se rechazan eventos que posean electrones o muones, esto reduce el fondo de todos los procesos que incluyan leptones, principalmente  $W(\rightarrow l\nu) + jets$ ,  $Z(\rightarrow ll) + jets$ , así como la producción de quark top o di-bosón.

*4.1.1. Procesos de Fondo del SM.* Los procesos físicos pertenecientes al SM que ocurren luego de la colisión de los protones en el acelerador de partículas, son considerados como fondo, ya que pueden enmascarar eventos de interés en la señal. Estos procesos se deben intentar eliminar o reducir al máximo en los datos a analizar.

El fondo primario e irreducible proveniente del SM que resulta en eventos mono-jet es  $Z \rightarrow \nu\nu + jets$  [62]. Este tipo de eventos es bastante similar a los eventos producidos en la búsqueda de partícula de DM, dado que los neutrinos también son partículas que interactúan débilmente, por ende su señal es muy similar a la esperada. Es de suma importancia para el análisis que eventos de este tipo sean estimados con mucha precisión y para esto se combinan cuatro tipos de eventos diferentes pero muy similares:  $Z \rightarrow \mu\mu + jets$ ,  $W \rightarrow \mu\nu + jets$ ,  $Z \rightarrow ee + jets$  y  $W \rightarrow e\nu + jets$ . La segunda fuente de fondo SM es la familia de procesos  $W \rightarrow l\nu$ . De nuevo el neutrino provee una fuente de momento transversal perdido, que hace que dichos eventos pasen la selección de mono-jet. Sin embargo, el lepton que es producido conjuntamente con el neutrino proporciona una forma para identificar y rechazar estos eventos, haciendo posible la reducción del fondo SM. De manera similar este fondo es estimado, con dos tipos de eventos:  $W \rightarrow e\nu + jets$  y  $W \rightarrow \mu\nu + jets$ .

El fondo QCD, también es un fondo dominante en la selección mono-jet. Sin embargo, los datos públicos de ATLAS no poseen dicho fondo debido a que ameritaría la introducción

de un gran conjunto de muestras adicionales que no serian significantes para las estadísticas finales.

Por último, la contribución de di-bosón ( $ZZ, WW, WZ$ ) es muy pequeña, pero se hace presente por ejemplo en el caso en el que uno de los bosones es un  $Z$  que decae a dos neutrinos y el otro bosón decae a dos jets.

**4.2.  $b$ -jet +  $E_T^{miss}$ :** En [77], se propone la búsqueda de producción de DM en asociación con la tercera generación de quarks, la cual puede mejorar el alcance del LHC para DM acoplada a quarks por medio de una interacción escalar, ver figura 5.2 en la sección 1. El operador EFT da origen a una señal de jet etiquetado como proveniente de un quark  $b$  más  $E_T^{miss}$ , debido a la producción directa de un quark  $b$ . La discriminación de un jet proveniente de un quark  $b$  de un jet proveniente de un quark liviano o ISR es posible debido a que la cascada de partículas que produce este quark tiene un perfil característico y distintivo, posibilitando la reducción significativa del fondo SM en comparación con las búsquedas mono-jet.

Al igual que las búsquedas mono-jet, este análisis está diseñado para reducir la mayor cantidad de fondo SM. La selección de eventos debe cumplir con los siguientes requerimientos:

- Fijar un umbral de  $E_T^{miss} > 20 GeV$ , con el fin de aumentar la eficiencia y reducir el fondo SM en una región irrelevante para el análisis.
- Contener al menos un  $b$ -jet, con  $p_T > 25 GeV$ .
- $MV1 > 0,70$ , se requiere que la eficiencia del algoritmo de etiquetado del  $b$  jet sea de al menos 70 %
- Al igual que las búsquedas mono-jet, están vetados los leptones.

*4.2.1. Procesos de Fondo del SM.* Los fondos dominantes provenientes del SM son los mismos reportados para la búsqueda mono-jet (ver sección 4.1.1), debido al hecho de que un jet puede ser etiquetado como un  $b$ -jet erróneamente o simplemente ser un  $b$ -jet real, aun así la contribución de estos fondos es mucho menor en comparación con las búsquedas mono-jet [67].

**4.3. Mono- $Z + E_T^{miss}$ :** En [70], se consideran modelos de producción de DM en asociación con un bosón  $Z$  que decae hadronicamente de un ISR o de una interacción DM- $Z$ , como se muestra en la figura 5.5. El decaimiento del bosón  $Z$  se manifiesta en el detector como 2 leptones del mismo tipo: electrones ( $e^-e^+$ ) o muones ( $\mu^-\mu^+$ ); a partir de los cuales se reconstruye como un bosón  $Z$  usando la cinemática de los mismos, por lo que el estado final esperado para esta búsqueda consiste en dos leptones más  $E_T^{miss}$ .

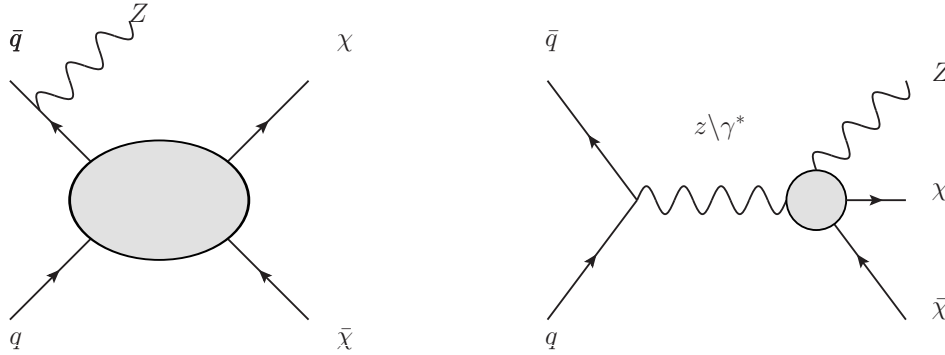


FIGURA 5.5. Diagramas representativos de la producción de un par de DM ( $\chi\bar{\chi}$ ) en asociación con un bosón  $Z$  en teorías donde la DM interactúa con quarks (izquierda) o directamente con un par de bosones  $Z$  (derecha) [70].

Siguiendo el mismo esquema de las búsquedas anteriores, el análisis está diseñado para reducir el fondo del SM. La selección de eventos cumple con los siguientes criterios:

- Al igual que en el resto de las selecciones, se requiere  $E_T^{miss} > 20\text{GeV}$ , para aumentar la sensibilidad y disminuir la contribución de fondos del SM.
- La señal esperada consiste en 2 leptones  $\mu^-\mu^+$  o  $e^-e^+$ , por lo que solamente se aceptaran eventos que posean 2 leptones del mismo tipo y de carga opuesta. Esto suprime el fondo proveniente de procesos di-bosón donde se producen tres leptones.
- Eventos que contengan más 1 jet con  $p_T > 25\text{GeV}$  son rechazados para suprimir fondos con pares top-quark.
- Por último, que la reconstrucción de la masa del bosón  $Z$  a partir de los 2 leptones debe corresponder a 91 GeV aproximadamente; es decir,  $M_{\mu\mu}$  o  $M_{ee} \sim M_Z$



4.3.1. *Procesos de Fondo del SM.* Los procesos de fondo dominantes e irreducibles son  $ZZ \rightarrow l^- \nu l^+ \bar{\nu}$ , donde  $l = e, \mu$  y  $WW \rightarrow l^+ \nu l^- \bar{\nu}$ . Por otro lado, los fondos reducibles pueden contener jets producidos en asociación con dos leptones, donde los jets son identificados erróneamente. Estos procesos son:  $t\bar{t} \rightarrow l^+ \nu b l^- \bar{\nu} \bar{b}$ ,  $ZZ \rightarrow l^- l^+ q \bar{q}$ ,  $WZ \rightarrow l^- l^+ q \bar{q}$  o  $Z + jets$ . Otras fuentes reducibles pueden producir eventos con más de dos leptones, donde los leptones adicionales son identificados erróneamente o no reconstruidos, como  $WZ \rightarrow l \nu l^- l^+$  [70].

## 5. Análisis Estadístico

En esta sección se presentan los métodos estadísticos usados para analizar los resultados. La estrategia del análisis estadístico se resume a comparar la muestra de datos obtenida después de la selección de eventos, con la muestra de datos esperada provenientes de los procesos de fondo del SM, estimar la significancia estadística de un posible exceso y fijar los límites en la producción de una señal. Este procedimiento es ampliamente usado en la física de altas energías y está enfocado en la búsqueda de nueva física en altas energías, su descubrimiento o el establecimiento de límites de exclusión mediante métodos estadísticos propuestos especialmente para la física de partículas. Este capítulo hace referencia a [78] y [79], las cuales describen con mayor profundidad los métodos descritos a continuación.

Lo primero es caracterizar la consistencia con los datos y la hipótesis de observar solamente fondo del SM, esto se hace calculando el *valor-p* [80], el cual mide la probabilidad de encontrar una desviación igual o mayor que la observada en los datos bajo esta hipótesis. Posteriormente, en caso de lograr establecer que no se observa un exceso significativo sobre el fondo del SM, entonces se calculan los límites superiores en la intensidad de la señal, denominada  $\mu$ . A continuación se profundiza en estos métodos.

Se llama hipótesis nula ( $H_0$ ) a la hipótesis sujeta a prueba, usualmente corresponde a la hipótesis que se considera verdadera. Esta hipótesis es comparada contra una hipótesis alternativa ( $H_1$ ). En este análisis, la hipótesis nula ( $H_0$ ), es la hipótesis de que solo procesos del SM contribuyen a los datos observados. La hipótesis alternativa ( $H_1$ ) es la hipótesis en la cual se plantea que además de los procesos del SM, también contribuyen procesos de nueva física, en este caso la presencia de DM. Cada hipótesis está determinada por la función de

densidad de probabilidad (PDF) que describe a los observables bajo esa hipótesis, es decir  $f(x|H)$ .

Una vez definidas las hipótesis, se define un test estadístico de prueba  $t(x)$  en función de los datos observados. Cada test estadístico de prueba tendrá su PDF asociada,  $g(t|H)$  y la decisión sobre la hipótesis estará basada en el valor del test estadístico observado  $t_{obs}$  y la definición de una región crítica  $R$ , definida por un valor de corte  $t_c$ . Si  $t_{obs}$  se encuentra fuera de la región crítica (dentro de la región de aceptación) la hipótesis  $H_0$  no puede ser rechazada, y si por el contrario, está dentro entonces es rechazada.

La probabilidad de rechazar  $H_0$  siendo verdadera es denominada **error de tipo I** (Ec. 5.2):

$$(5.2) \quad \alpha = \int_R g(t|H_0) dt$$

y también define el nivel de significancia del test  $(100 - \alpha) \%$ . Mientras que el error de aceptar  $H_0$  cuando es falsa se llama **error de tipo II**, y su probabilidad (Ec. 5.3),  $\beta$ , depende de la hipótesis alternativa  $H_1$  y del poder del contraste, que se define como  $(1 - \beta)$ :

$$(5.3) \quad (1 - \beta) = \int_R g(t|H_1) dt$$

Para poder discriminar entre las dos distribuciones de hipótesis, se busca un test estadístico que tenga el mayor poder de contraste posible. En la búsqueda de nueva física es común definir como parámetro de interés a la intensidad de la señal de forma tal que la hipótesis de solo-fondo corresponde a  $\mu = 0$ , y la hipótesis de señal+fondo a  $\mu = 1$ . En general, las incertezas sistemáticas son incluidas en el modelo utilizando parámetros *nuisance*.

Un caso de especial importancia del test estadístico  $t_\mu$  es cuando  $\mu = 0$ . Rechazar la hipótesis de  $\mu = 0$  es lo que se llama descubrimiento de una nueva señal. Generalmente, solo se considera que los datos no tienen un buen acuerdo con la hipótesis de solo-fondo cuando  $\hat{\mu}$  es mayor a cero. Para este caso se define el test  $q_0$  (Ec.5.4) como:

$$(5.4) \quad q_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\mu) & \hat{\mu} > 0 \\ 0 & \hat{\mu} \leq 0 \end{cases}$$

Donde  $\lambda(\mu)$  (Ec. 5.5), es el *Profile Likelihood Ratio* (PLR), definido como:

$$(5.5) \quad \lambda(\mu) = \frac{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})}$$

Los valores  $\hat{\mu}, \hat{\theta}$  son los valores para los cuales la función likelihood  $L(\theta)$  tiene su máximo global y  $\hat{\theta}$  son los valores que maximizan la función *likelihood* para un valor fijo de  $\mu$ .

A medida que el número de eventos supera el número de eventos de fondo esperado (mayor  $\hat{\theta}$ ) el valor de  $q_0$  es mayor, lo que equivale a un incremento en la incompatibilidad con la hipótesis de solo-fondo. Para cuantificar este nivel de incompatibilidad entre los datos y la hipótesis de  $\mu = 0$  usando el valor observado de  $q_0$  se calcula el *valor-p* (Ec. 5.6) como,

$$(5.6) \quad p_0 = \int_{q^{obs}}^{\infty} f(q_0 | \mu = 0) dq_0$$

Cuando  $p_0 < \alpha$ , se dice que hay un descubrimiento. En general en física de altas energías suele utilizarse  $\alpha = 2,87 \times 10^{-7}$ , el cual corresponde a una significancia equivalente a  $Z = 5\sigma$ .

Si  $p_0 > \alpha$ , entonces no se puede rechazar la hipótesis de solo fondo. Esto no significa que todos los valores de  $\mu$  bajo  $H_1$  estén excluidos, solamente significa que existen valores de  $\mu$  a los que el análisis no es sensible. En este caso se efectúa un cálculo de límites superiores, utilizando el método *CL* [81]. Para esto se establece un nuevo test  $q_0$  (Ec.5.7)

$$(5.7) \quad q_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\mu) & \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases}$$

Luego se cuantifica la concordancia de los datos observados con la hipótesis de intensidad de señal  $\mu$ , calculando el *valor-p* (Ec. 5.8)

$$(5.8) \quad p_\mu = \int_{q_{\mu,obs}}^{\infty} f(q_\mu | \mu) dq_\mu \equiv CL_{s+b}$$

donde valores chicos de  $p_\mu$  indican baja compatibilidad con la hipótesis de señal+fondo.

Para calcular el límite superior  $CL_s$  (Ec. 5.9) se define

$$(5.9) \quad CL_s = \frac{p_\mu}{1 - p_b} = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}$$

donde  $p_b$  es el valor del mismo test estadístico bajo la hipótesis de solo-fondo.

El límite superior  $CL_s$  en  $\mu$ ,  $\mu_{up}$  se obtiene resolviendo para  $CL_s = 0,05$ . Para construir la curva de exclusión sobre el parámetro de interés, el método  $CL_s$  debe ser repetido para cada punto, En la figura 5.6 se muestra un ejemplo de cálculo de  $CL$ , donde  $\mu$  corresponde a la masa de una partícula. Con este método es posible excluir los valores de  $\mu$  si  $\mu < \mu_{up}$  con un nivel de confianza del 95 %.

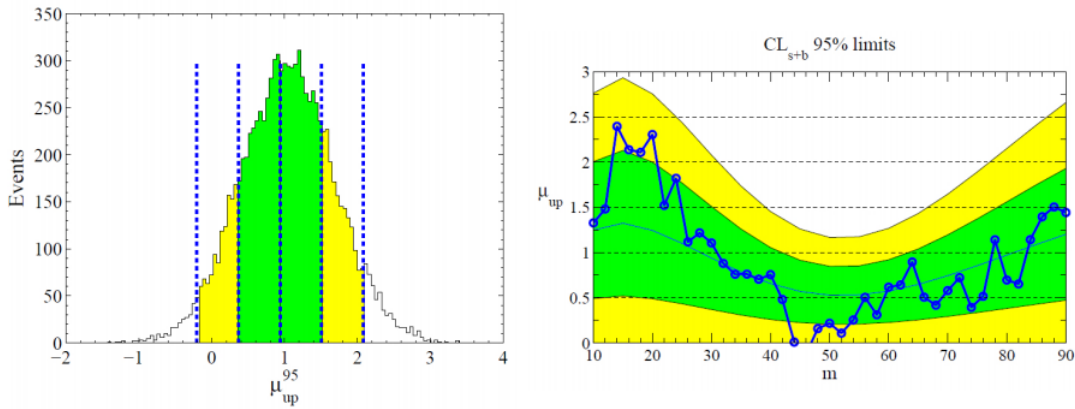


FIGURA 5.6. (izq) límite superior en  $\mu$  y su banda de error asociado  $\pm 1(2)\sigma$  en verde (amarillo). (der) El límite superior en  $\mu$  como función de diferentes puntos de masa [79].

## Resultados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos para de la generación de una señal que implique la producción de un par de partículas de DM en colisionadores de partículas a  $\sqrt{s}=13$  TeV bajo el modelo b-FDM, a través de simuladores de MC y también los resultados de la búsqueda de DM en eventos del tipo Mono-X +  $E_T^{miss}$ , usando los datos abiertos de ATLAS liberados en Agosto del 2016. En el último caso, para cada tipo de evento se selecciona una región y se analiza su significancia estadística buscando evidenciar excesos en el número de eventos observados en los datos abiertos de ATLAS a  $\mathcal{L} = 1fb^{-1}$ , sobre el número de eventos predichos por el SM.

### 1. Producción de DM a $\sqrt{s}=13$ TeV bajo el modelo b-FDM

A continuación se muestran las distribuciones de momento transverso perdido  $E_T^{Miss}$  correspondientes a la producción de un par de partículas de DM en un colisionador de protones a una energía de colisión de centro de masa de  $\sqrt{s} = 13$  TeV, bajo el modelo de producción b-FDM [72], el cual implica la creación del par de DM ( $\chi$ ) a través de una partícula mediadora  $\phi$ , donde  $m_\phi \geq 2m_\chi$ . Estas simulaciones fueron producidas con MADGRAPH + PYTHIA + DELPHES [52, 69, 58], de la forma como se detalla en la Sección 2.1 del Capítulo 5.

Uno de los elementos a destacar en la siguientes distribuciones es la variabilidad en el valor y la forma de las distribuciones de  $E_T^{miss}$  en función de la masa de la partícula mediadora  $\phi$ . En donde, aún generando simulaciones de producción de partículas  $\chi\chi$  con valores bajos de masa (p. ej. de algunas decenas de GeV), si ello se realiza variando la masa de la partícula mediadora  $\phi$  hasta hacerla uno o dos órdenes de magnitud superior a la masa de la partícula  $\chi$ , la distribución de  $E_T^{miss}$  en un evento puede ser de incluso hasta de 1 TeV.

Este último hecho resulta muy importante en este tipo de búsquedas en colisionadores de partículas por diversos motivos (al menos en estos modelos de producción):

- Deja ver que valores altos de  $E_T^{miss}$  no suponen directamente valores altos de masa para la hipotéticas partículas de  $\chi$ .
  
- Permite desde un momento muy inicial del análisis, definir o construir los algoritmos de selección de eventos (“Triggers”), para tomar en cuenta solo aquellos con valores de  $E_T^{miss}$  por encima de los 100 o 200 GeV (Ver gráficos más adelante).
  
- También permiten diseñar análisis que en vez de apuntar a una masa de  $\chi$  en particular, se pueda realizar un enfoque también en la masa de la partícula mediadora  $\phi$ . Esto se logra apreciar una vez más en los gráficos siguientes, en donde las distribuciones de  $E_T^{miss}$  suelen ser bastante similares para los mismos valores de la masa de la partícula mediadora ( $m_\phi$ ), sin importar que la masa de la  $\chi$  ( $m_\chi$ ) varíe en hasta un 400 o 500 %.
  
- De igual forma es posible apreciar que cuando la masas de la partícula  $\chi$  ( $m_\chi$ ) y su partícula mediadora ( $m_\phi$ ) están relativamente cerca entre sí, la distribución de  $E_T^{miss}$  tiende a ser más estrecha, semejando en algunos casos un pico, lo cual deberá ser tomado en cuenta para discriminar esta clase de eventos de otros que provengan de decaimientos de partículas del SM.

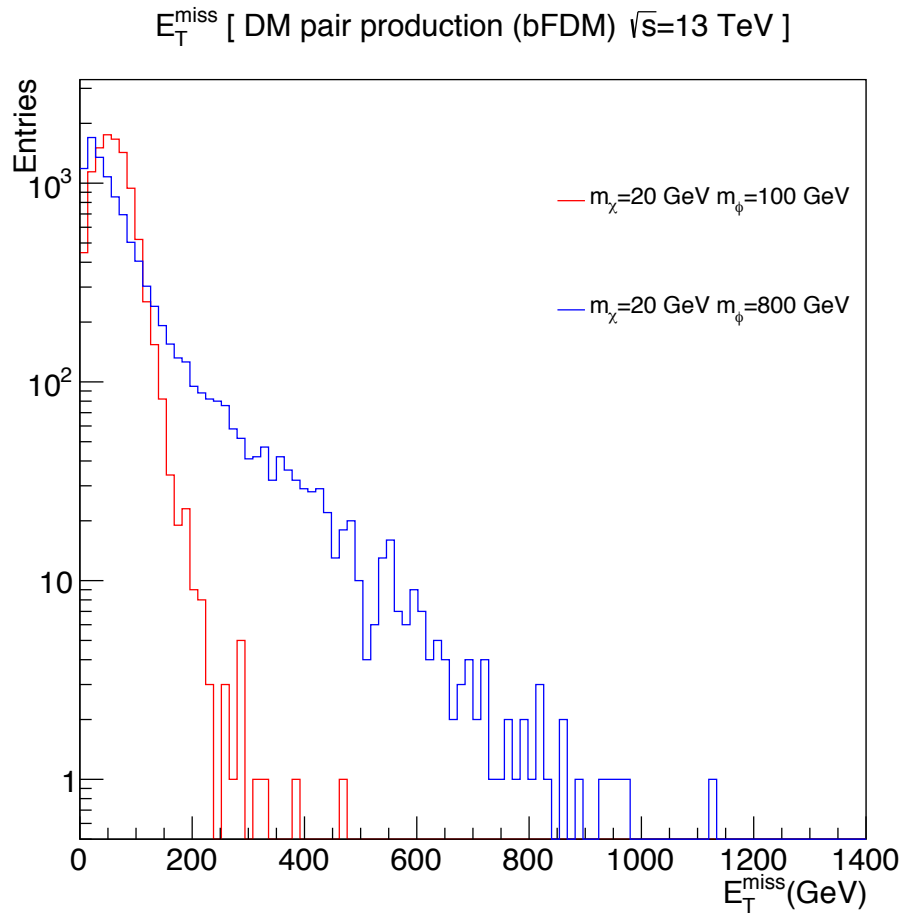


FIGURA 6.1. Distribución de momento transverso perdido correspondiente a la simulación de producción de un par de partículas de DM, bajo el modelo de producción bFDM, de  $m_\chi = 20$  GeV a través de una partícula mediadora de masa  $m_\phi = 100$  GeV (rojo) y 800 GeV (azul), provenientes de una colisión protón-protón en un acelerador de partículas a energías de colisión de centro de masa  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Simulación de MC realizada con MADGRAPH + PYTHIA + DELPHES.

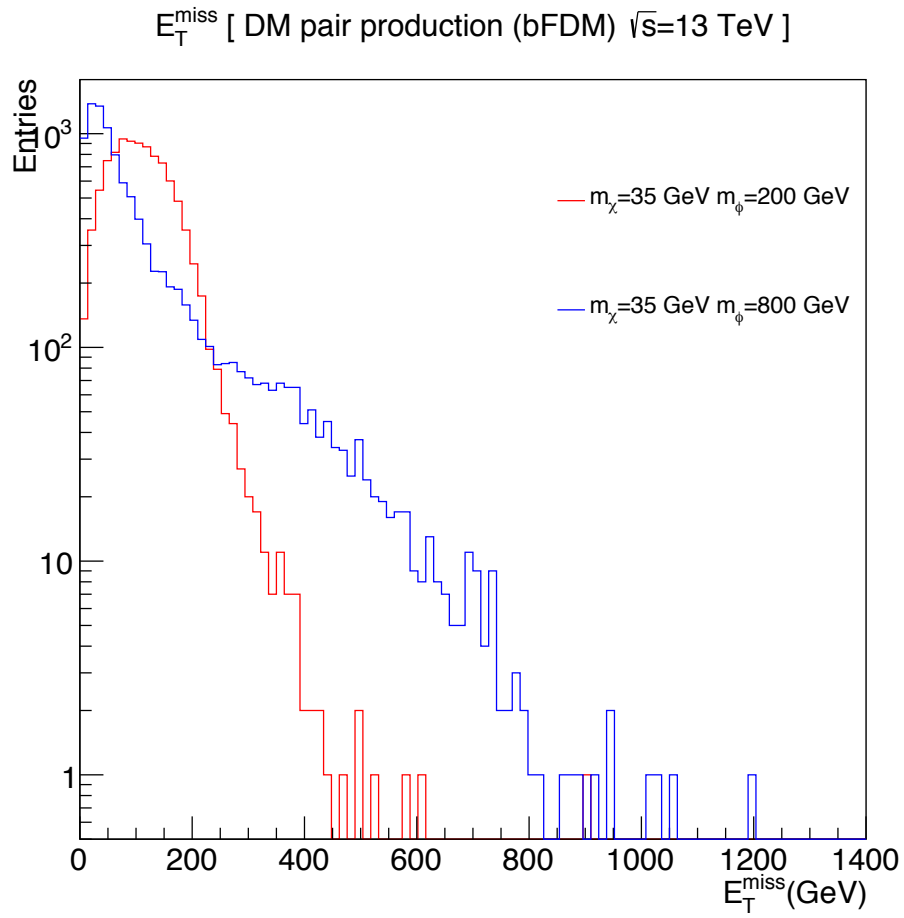


FIGURA 6.2. Distribución de momento transverso perdido correspondiente a la simulación de producción de un par de partículas de DM, bajo el modelo de producción bFDM, de  $m_\chi = 35$  GeV a través de una partícula mediadora de masa  $m_\phi = 200$  GeV (rojo) y 800 GeV (azul), provenientes de una colisión protón-protón en un acelerador de partículas a energías de colisión de centro de masa  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Simulación de MC realizada con MADGRAPH + PYTHIA + DELPHES.



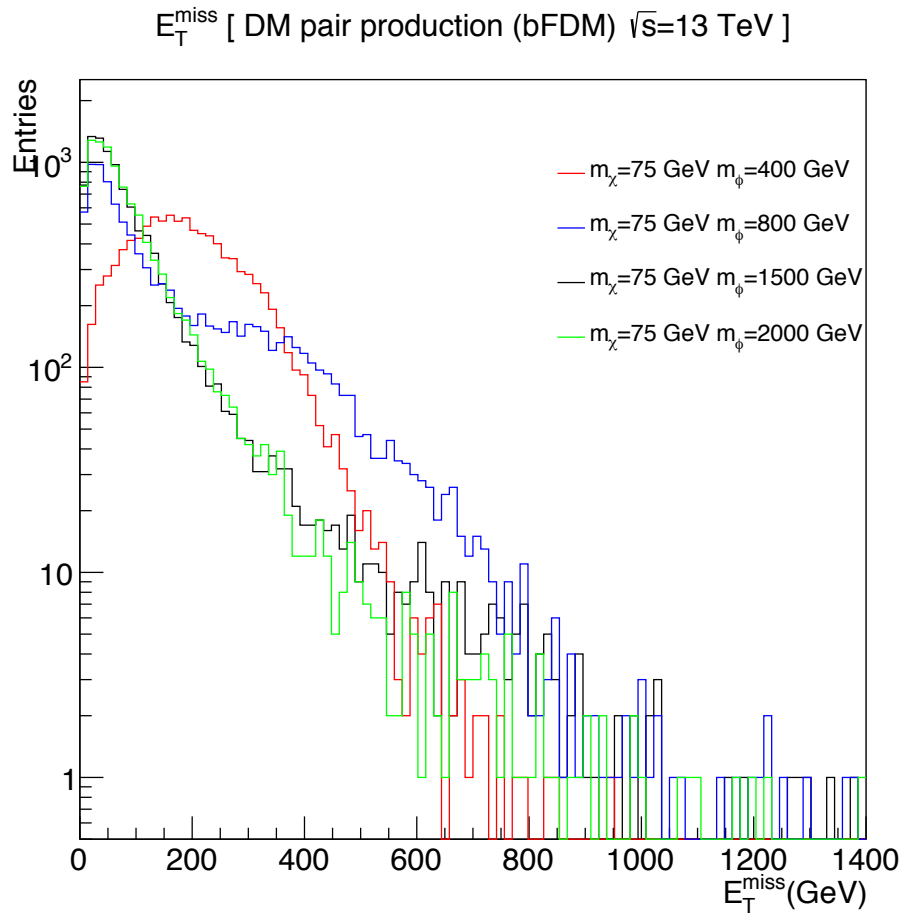


FIGURA 6.3. Distribución de momento transverso perdido correspondiente a la simulación de producción de un par de partículas de DM, bajo el modelo de producción bFDM, de  $m_\chi = 75$  GeV a través de una partícula mediadora de masa  $m_\phi = 400$  GeV (rojo), 800 GeV (azul), 1500 GeV (negro) y 2000 GeV (verde), provenientes de una colisión protón-protón en un acelerador de partículas a energías de colisión de centro de masa  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Simulación de MC realizada con MADGRAPH + PYTHIA + DELPHES..

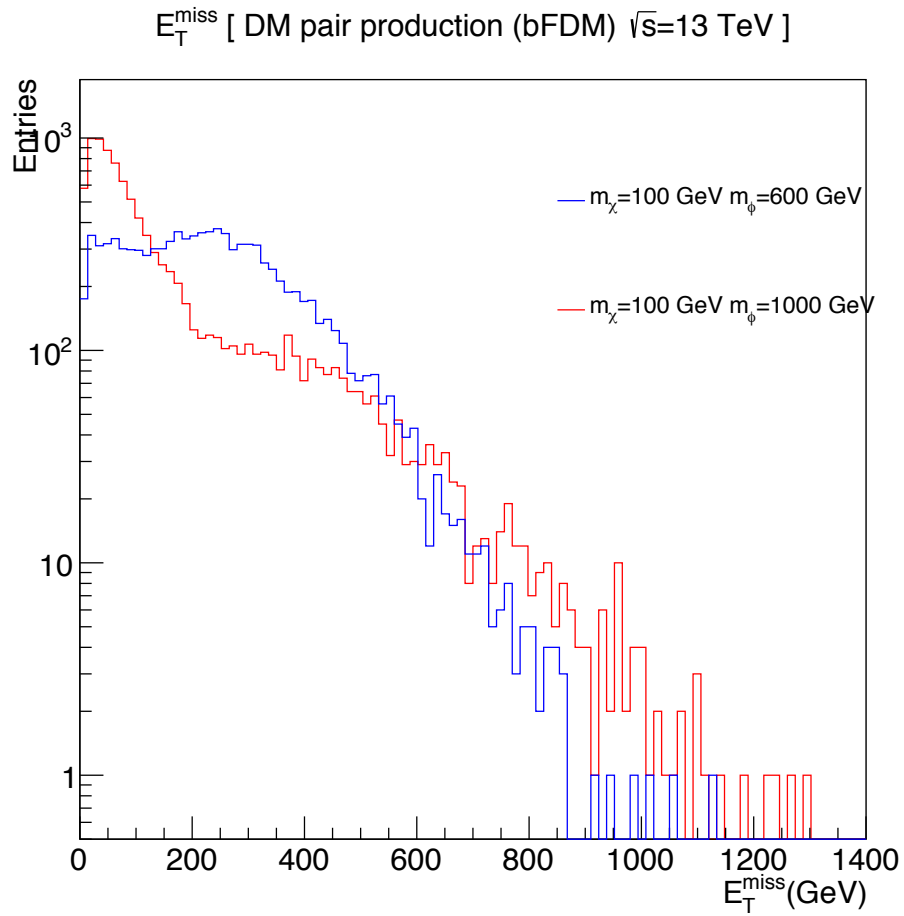


FIGURA 6.4. Distribución de momento transverso perdido correspondiente a la simulación de producción de un par de partículas de DM, bajo el modelo de producción bFDM, de  $m_\chi = 100$  GeV a través de una partícula mediadora de masa  $m_\phi = 600$  GeV (azul) y 1000 GeV (rojo), provenientes de una colisión protón-protón en un acelerador de partículas a energías de colisión de centro de masa  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Simulación de MC realizada con MADGRAPH + PYTHIA + DELPHES.

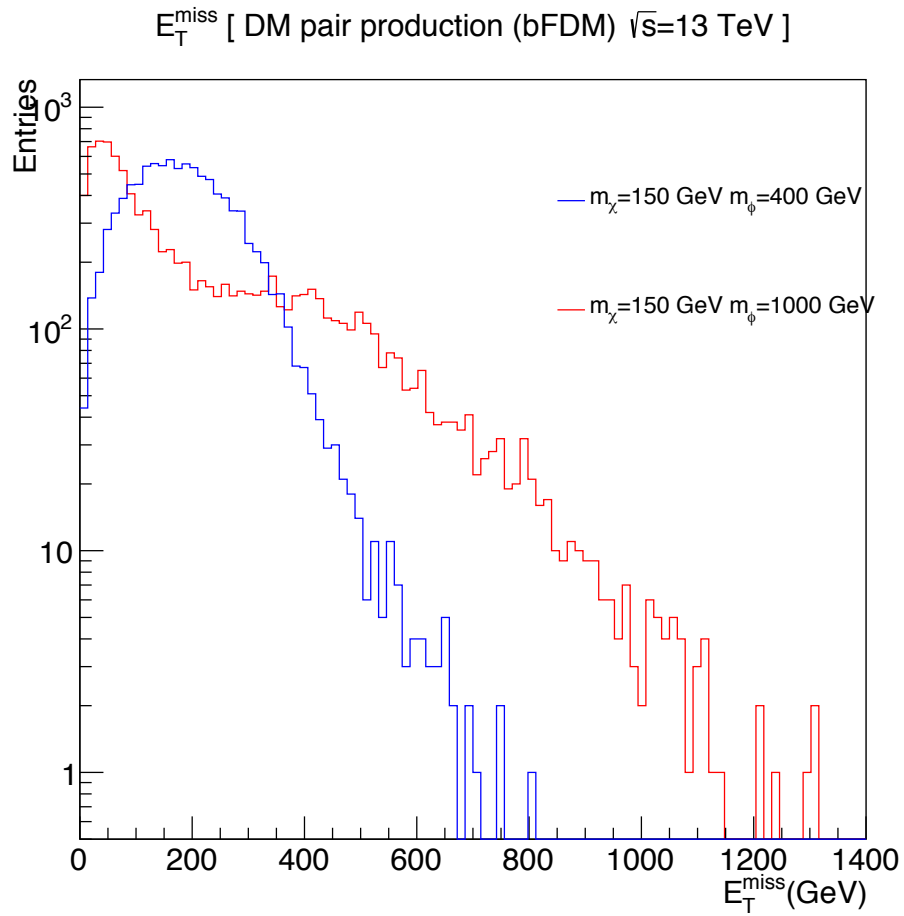


FIGURA 6.5. Distribución de momento transverso perdido correspondiente a la simulación de producción de un par de partículas de DM, bajo el modelo de producción bFDM, de  $m_\chi = 150$  GeV a través de una partícula mediadora de masa  $m_\phi = 400$  GeV (rojo) y 1000 GeV (azul), provenientes de una colisión protón-protón en un acelerador de partículas a energías de colisión de centro de masa  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Simulación de MC realizada con MADGRAPH + PYTHIA + DELPHES.

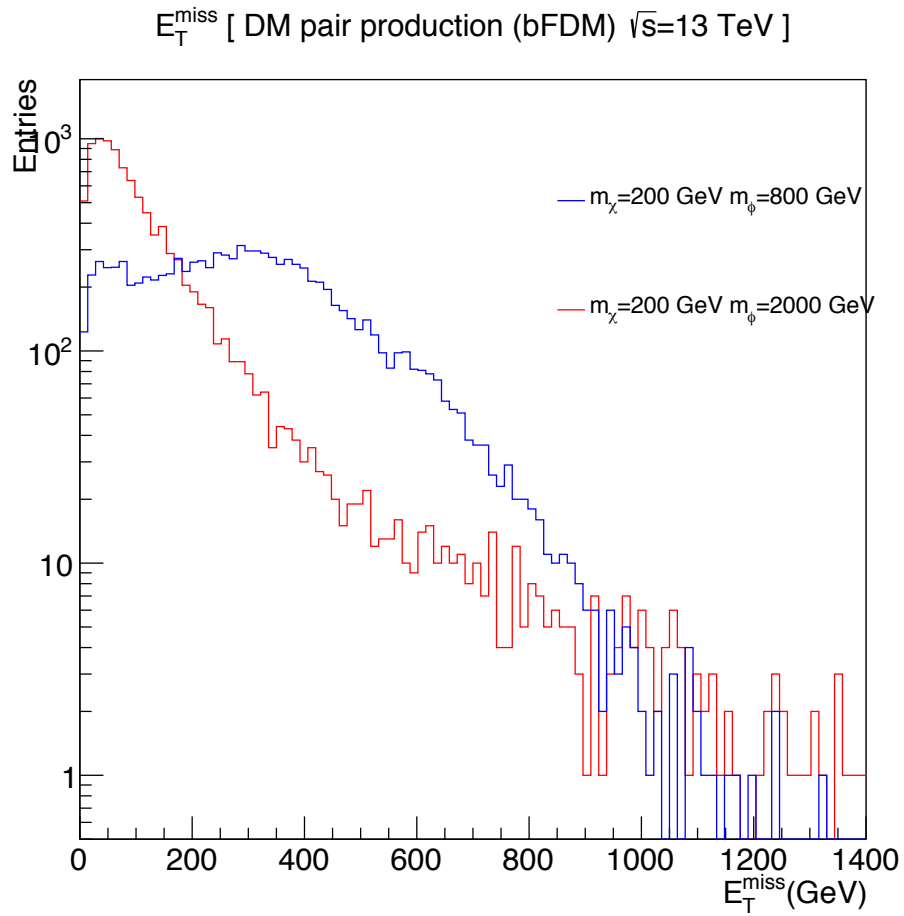


FIGURA 6.6. Distribución de momento transverso perdido correspondiente a la simulación de producción de un par de partículas de DM, bajo el modelo de producción bFDM, de  $m_\chi = 200$  GeV a través de una partícula mediadora de masa  $m_\phi = 800$  GeV (rojo) y 2000 GeV (azul), provenientes de una colisión protón-protón en un acelerador de partículas a energías de colisión de centro de masa  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Simulación de MC realizada con MADGRAPH + PYTHIA + DELPHES.

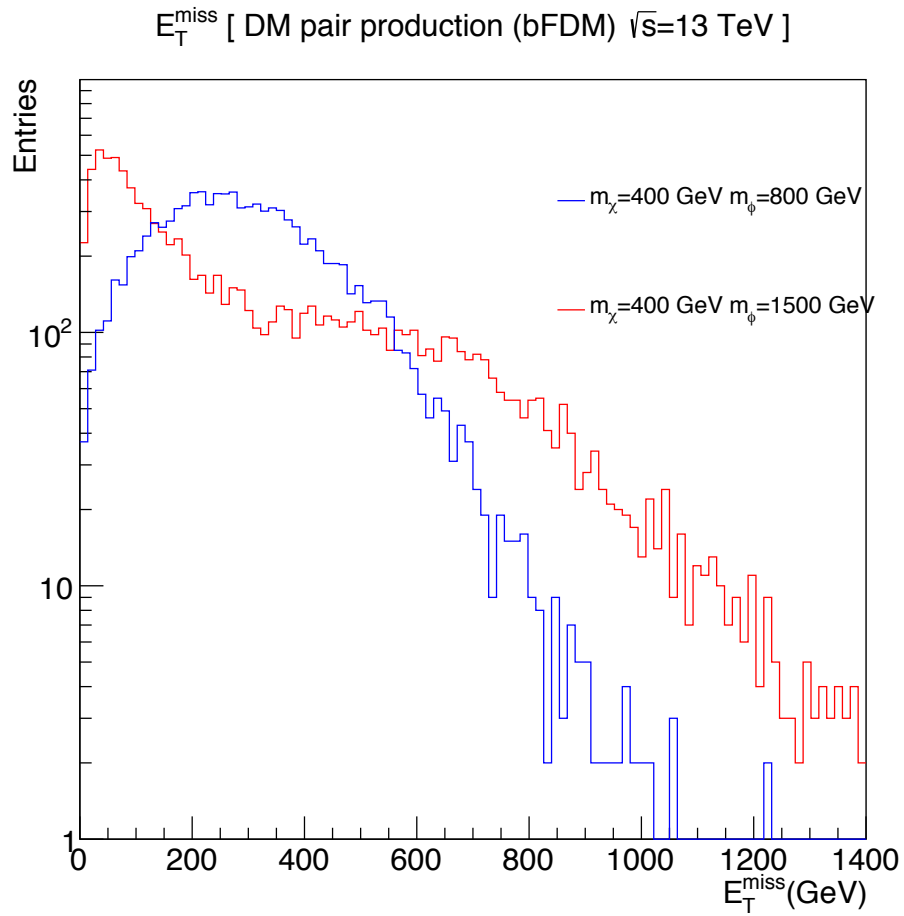


FIGURA 6.7. Distribución de momento transverso perdido correspondiente a la simulación de producción de un par de partículas de DM, bajo el modelo de producción bFDM, de  $m_\chi = 400$  GeV a través de una partícula mediadora de masa  $m_\phi = 800$  GeV (rojo) y 1500 GeV (azul), provenientes de una colisión protón-protón en un acelerador de partículas a energías de colisión de centro de masa  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Simulación de MC realizada con MADGRAPH + PYTHIA + DELPHES.

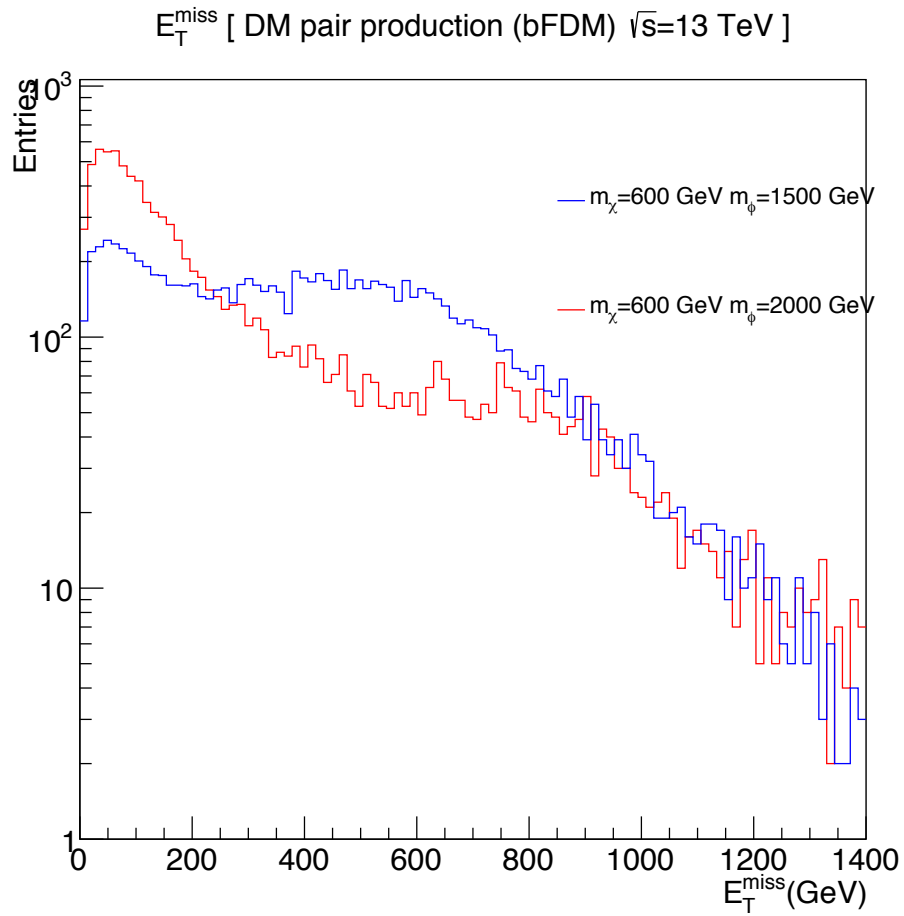


FIGURA 6.8. Distribución de momento transverso perdido correspondiente a la simulación de producción de un par de partículas de DM, bajo el modelo de producción bFDM, de  $m_\chi = 600$  GeV a través de una partícula mediadora de masa  $m_\phi = 1500$  GeV (rojo) y  $2000$  GeV (azul), provenientes de una colisión protón-protón en un acelerador de partículas a energías de colisión de centro de masa  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Simulación de MC realizada con MADGRAPH + PYTHIA + DELPHES.

## 2. Búsqueda de DM para eventos con Mono-Jet + $E_T^{miss}$

Al aplicar los cortes mencionados en la Sección 4.1, no se obtuvo una buena concordancia entre los datos observados y las simulaciones de MC, por lo que fue necesario realizar un nuevo ajuste en los cortes, de forma tal que permitieran obtener una región válida para el análisis estadístico. En la Figura 6.9, se observan las distribuciones de momento transversal perdido  $E_T^{miss}$ , tanto para los cortes planteados originalmente (izquierda), como para los cortes que fueron reajustados (derecha), pudiéndose evidenciar la diferencia dramática entre las dos distribuciones.

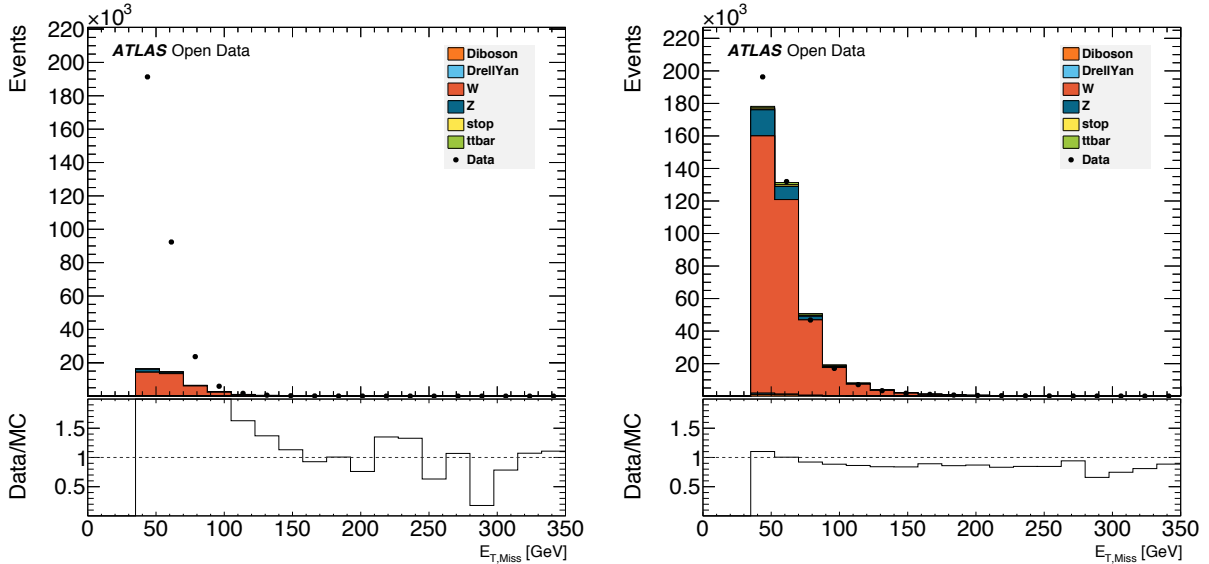


FIGURA 6.9. Distribuciones de  $E_T^{miss}$  pertenecientes al análisis de Mono-Jet +  $E_T^{miss}$  para (*izquierda*) el corte original con veto de leptones y (*derecha*) corte nuevo que permite 1 leptón. Debajo de ambas distribuciones, se muestra la razón entre los datos experimentales y los datos de MC, donde es posible evidenciar la concordancia entre ambos datos.

Los nuevos cortes para esta búsqueda se exponen en la Tabla 1. Luego de numerosas pruebas se halló que la causa primordial de esta significativa diferencia se debía al veto de leptones impuesto en esta región por ATLAS, así que se redefinieron dichos cortes permitiendo la existencia de un leptón de alto momento transversal ( $p_T > 40 GeV$ ); esto con la finalidad de reducir al máximo el número de eventos de fondo que contengan leptones.

La causa del mal ajuste entre los datos experimentales y el fondo del SM observado a la hora de imponer el veto sobre leptones, se produce debido al proceso de pre-filtrado de los datos de MC realizado por ATLAS, en donde se exige que los eventos provenientes del SM contengan al menos un leptón, al contrario de los datos experimentales que no parecen haber sido pre-filtrados de la misma forma.

TABLA 1. Cortes aplicados para la selección de eventos en la búsqueda Mono-Jet +  $E_T^{miss}$ .

Selección de eventos Mono-Jet	
No. de leptones	1
$p_T$ del leptón	40 GeV
No. de jets	1 o 2
$p_T$ de los jets	$> 25\text{GeV}$
$E_T^{miss}$	$> 40\text{GeV}$

Aunque al imponer este nuevo corte, no sea posible enmarcar nuestra búsqueda de DM dentro del modelo de producción Mono-Jet, existen otros modelos de búsqueda de nueva física que poseen estas características, como por ejemplo: la búsqueda de producción de hoyos negros cuánticos en eventos con estados finales que contengan un jet más un leptón de alto momento transversal  $p_T$  [82]. Sin embargo, aunque esto escape al alcance de nuestra investigación, se continuó con el análisis a modo de práctica.

A continuación, se muestran diversas distribuciones de variables de interés obtenidas para esta selección de eventos (Tabla 1), en cada distribución se presenta un panel inferior de comparación entre el número de eventos observado y esperado, donde se muestra la razón entre estos, lo cual permite evidenciar que tan bueno es el ajuste de los datos experimentales al modelo y además provee una idea de la significancia estadística de cada distribución en caso de un exceso.

En la Figura 6.10 se muestra la cantidad de eventos que contienen 1 o 2 jets, en este caso predominan los eventos con solo 1 jet.



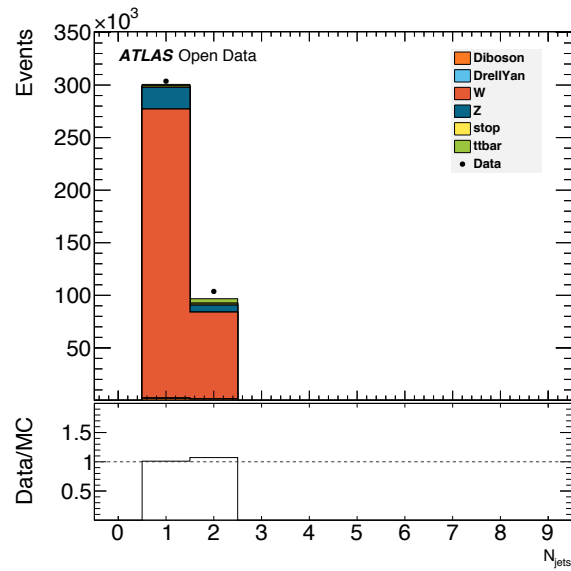


FIGURA 6.10. Número de jets presentes en el análisis  $Mono-Jet + E_T^{miss}$ . Abajo: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

En la Figura 6.11, se muestran varias distribuciones: la masa  $m$ , el momento transversal  $p_T$  y la pseudorapidez  $\eta$  pertenecientes al jet principal, es decir al jet de mayor  $p_T$ , el cual es considerado como el objeto  $\mathbf{X}$  en esta búsqueda  $Mono-X + E_T^{miss}$ .

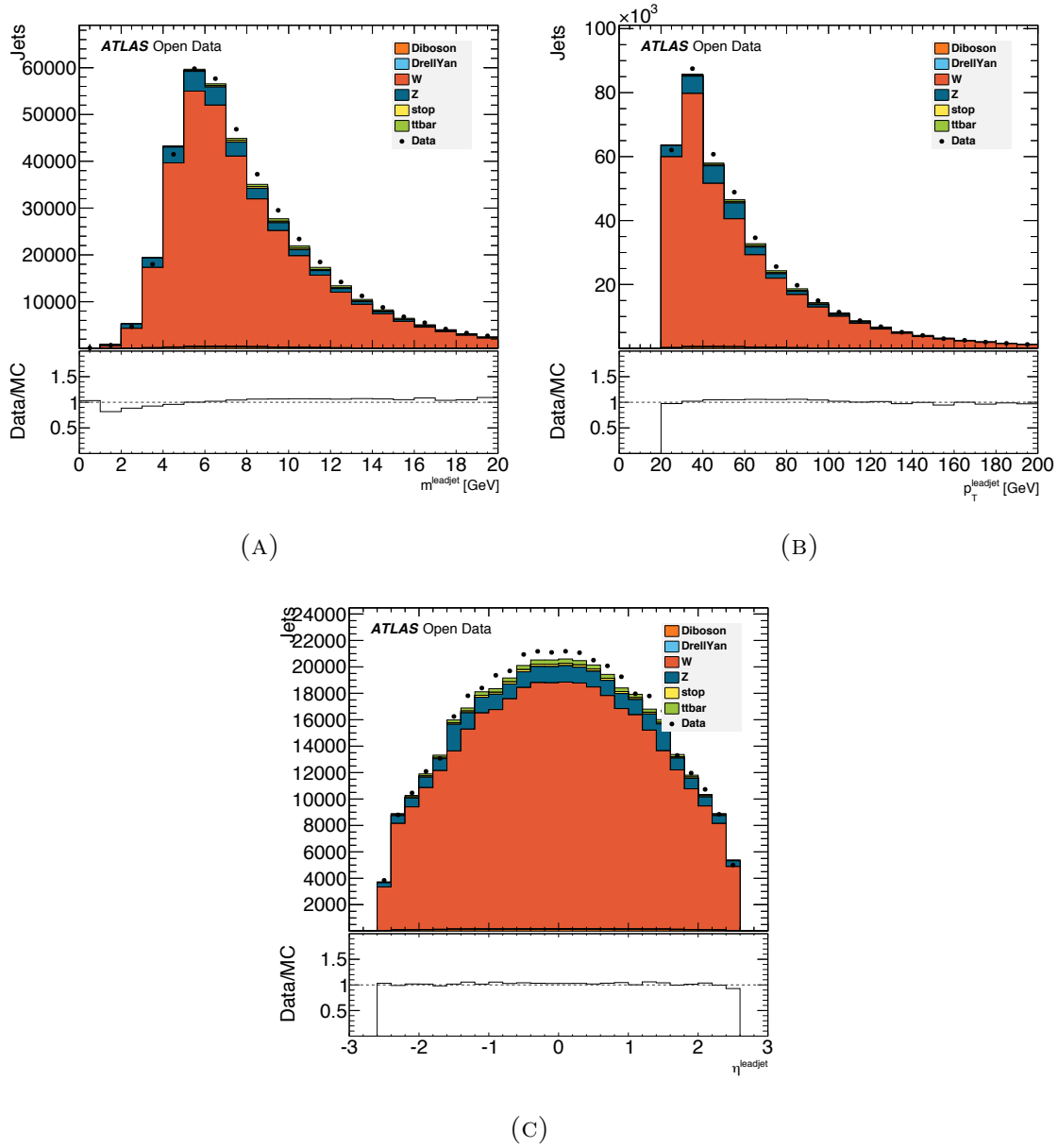


FIGURA 6.11. Análisis Mono-Jet +  $E_T^{miss}$ : Distribuciones para el jet principal de (A) masa  $m$ , (B) momento transverso  $p_T$ , (C) pseudorapidez  $\eta$ . Abajo de cada distribución: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

Similarmente en la Figura 6.12, se muestran las mismas variables cinemáticas para el jet secundario.

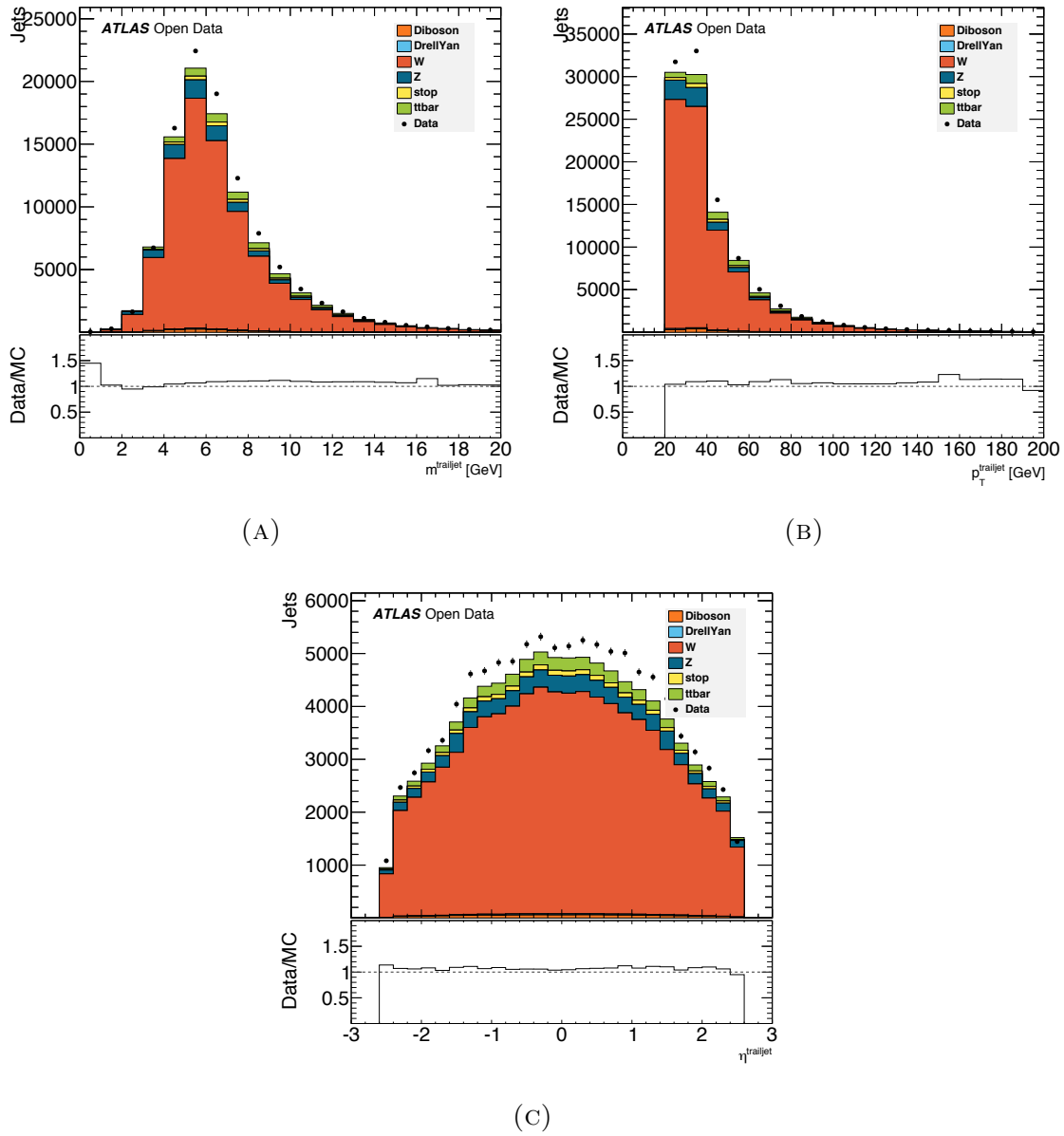


FIGURA 6.12. Análisis Mono-Jet +  $E_T^{miss}$ : Distribuciones para el jet secundario de su (A) masa  $m$ , (B) momento transversal  $p_T$ , (C) pseudorapidez  $\eta$ . Abajo de cada distribución: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

Comparando las distribuciones del jet principal con las del jet secundario, se puede decir que las distribuciones de masa y pseudorapidez no varían significativamente. Contrario a lo

que ocurre en el caso de la distribución de momento transverso, donde se observa que el jet principal tiene una mayor distribución, como se esperaba.

Y por último, se incluyen las distribuciones pertenecientes al leptón con el fin primordial de mostrar que existe un acuerdo razonable entre los datos experimentales y los datos de MC en todos los objetos de la búsqueda. En la Figura 6.13 se muestra el número de leptones presentes en el evento, el cual obviamente, está en correspondencia con el corte impuesto de permitir solamente un leptón.

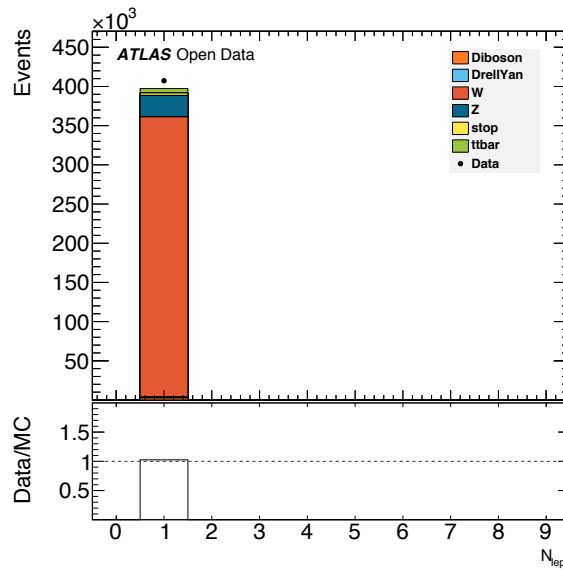


FIGURA 6.13. Número de leptones presentes en el análisis Mono-Jet+  $E_T^{miss}$ . Abajo: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

En la Figura 6.14, se muestran algunas de las variables cinemáticas pertenecientes a este leptón: (A) el tipo de leptón, que en este caso corresponde a los números 11 y 13 del "Particle Data Group" [83], los cuales equivalen a electrón y muón respectivamente, como se toma el valor absoluto del  $PDGid$ , las antipartículas correspondientes a cada tipo de leptón también están incluidas; y se observa que el número de eventos que poseen muones es ligeramente mayor al número de eventos con electrones. Luego se tiene (B) la carga, donde se observa que el número de eventos con leptones negativos es ligeramente menor al número de eventos con leptones positivos. (C) El momento transverso  $p_T$ , en donde se observa que la mayoría

de los eventos poseen leptones con  $p_T = 40\text{GeV}$  y (D) la pseudorapidez  $\eta$ , con la cual se podría decir que los leptones están uniformemente distribuidos.

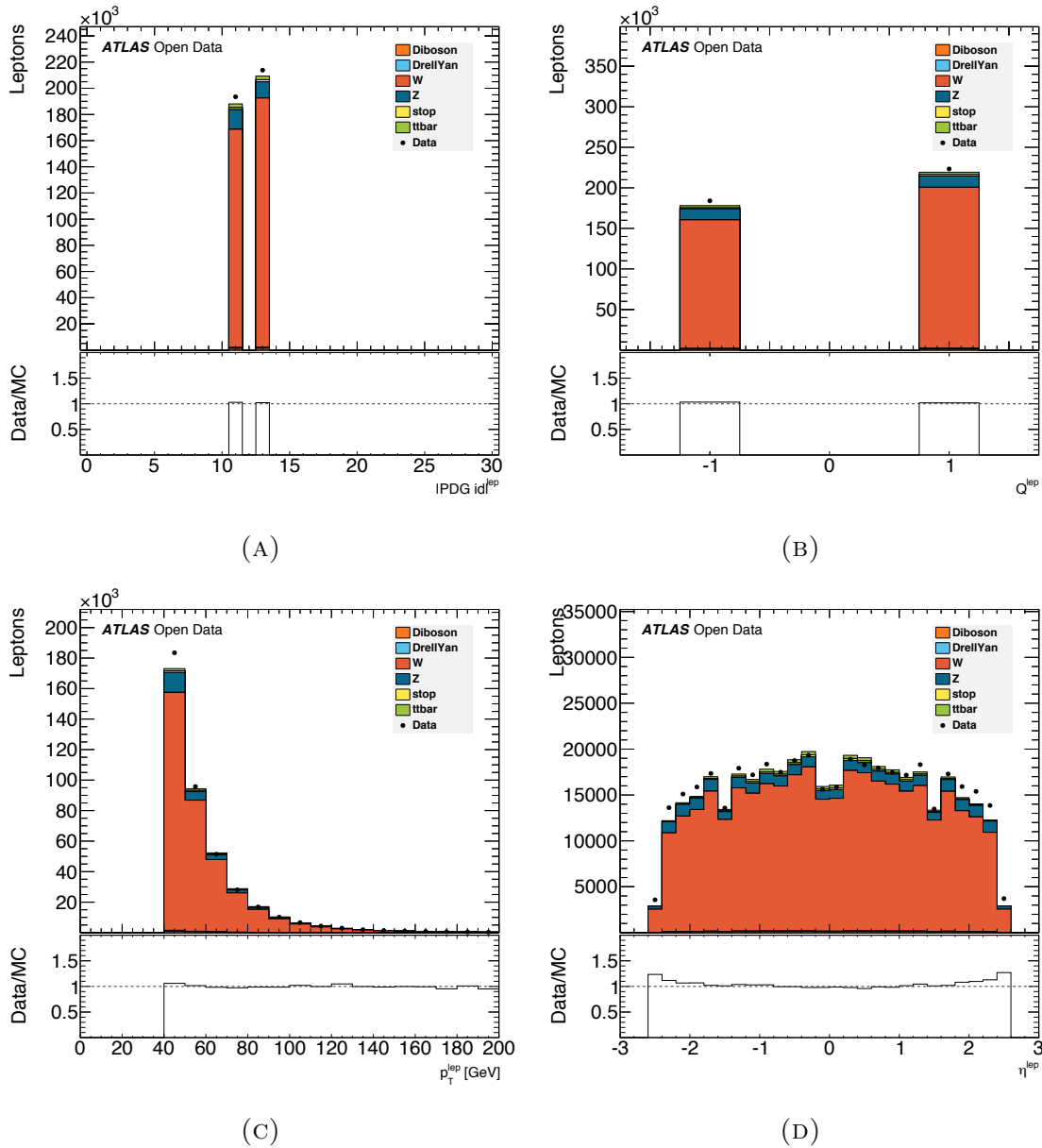


FIGURA 6.14. Análisis Mono-Jet +  $E_T^{miss}$ : Distribuciones para el Leptón de (A) tipo, (B) de carga, (C) de momento transversal  $p_T$  y (D) pseudorapidez  $\eta$ . Abajo de cada distribución: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

Luego de observar el comportamiento de las variables cinemáticas correspondientes a este tipo de evento, se establece como parámetro de interés de este análisis el momento transverso perdido  $E_T^{miss}$ : en la Figura 6.15, se observa la misma distribución presentada anteriormente en la Figura 6.9 pero en escala logarítmica, lo cual facilita la visualización del número de eventos en esta región, especialmente a altos valores de  $E_T^{miss}$ . Debajo de la distribución, la razón entre los datos experimentales y los de MC, no muestra indicios de posibles excesos sobre el fondo del SM.

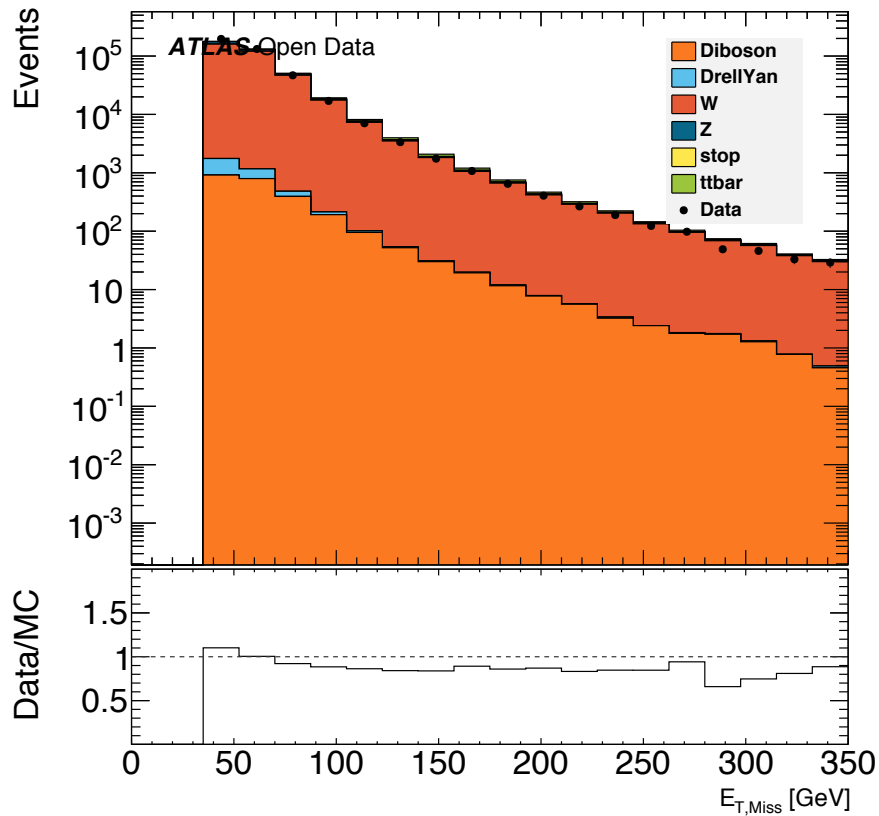


FIGURA 6.15. Distribución de  $E_T^{miss}$  en escala logarítmica para eventos Mono-Jet+  $E_T^{miss}$ . Abajo: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

Para cuantificar posibles excesos sobre el fondo del SM, se calculó el *valor-p* para cada bin de la distribución de momento transverso perdido  $E_T^{Miss}$ . En la Tabla 2, se presentan el número de eventos provenientes de cada proceso del SM y el número de eventos de los datos

experimentales para cada bin ( $\sim 17\text{GeV}$ ), con dichos valores se obtiene el valor de  $\chi^2$  y se procede a calcular el *valor-p* mostrado en la última columna de la Tabla 2.

TABLA 2. Entradas para eventos Mono-Jet +  $E_T^{miss}$ . *1ra columna:*  $E_T^{miss}$  en  $\text{GeV}$ , *2da a 6ta columna:* número de eventos de los distintos procesos del SM que conforman el fondo de esta análisis, *7ma columna:* la suma de todos los procesos que conforman el fondo SM, *8va columna:* número de eventos de los datos experimentales, *9na columna:* valor de  $\chi^2$  y *10ma columna:* *valor-p*.

$E_T^{miss}$ (GeV)	Diboson, WZ or ZZ	DrellYan	W	Diboson or Z	stop	ttbar	Total Bck	Data Obs	$\chi^2$	p-Value
40	915.4491	841.2696	158293.1000	16016.6800	1026.1760	1090.4630	178183.1377	196325.0000	1847.1286	0.000000
57	796.1027	370.2006	119704.6000	8077.4730	1022.6990	1372.5990	131343.6743	131957.0000	2.8640	0.090582
74	393.8404	88.7266	46417.8900	2230.9470	559.3498	1069.3980	50760.1518	46791.0000	310.3648	0.000000
92	191.7915	21.6649	17358.6900	642.4096	274.8744	767.4132	19256.8436	17040.0000	255.2026	0.000000
109	95.2686	6.4406	7221.1580	212.6923	142.7466	505.2341	8183.5402	7064.0000	153.1575	0.000000
126	52.0174	2.3296	3451.9580	84.9155	74.1068	315.0910	3980.4184	3350.0000	99.8456	0.000000
143	30.0425	0.9367	1793.0280	39.7286	38.7351	181.8751	2084.3460	1748.0000	54.2754	0.000000
160	19.3151	0.4647	1036.4410	23.9439	22.1045	101.5081	1203.7773	1074.0000	13.9911	0.000184
178	11.6217	0.4330	654.2714	13.4679	13.9613	60.0907	753.8460	648.0000	14.8616	0.000116
195	7.7452	0.1486	410.2264	7.6902	6.0647	34.5761	466.4511	406.0000	7.8343	0.005126
212	5.6090	0.1255	283.3924	4.5436	4.7223	21.0794	319.4722	266.0000	8.9500	0.002775
229	3.2352	0.1440	200.3140	3.4695	3.2459	12.7101	223.1188	189.0000	5.2174	0.022363
246	2.4101	0.0000	131.1069	2.7497	1.7712	7.2424	145.2803	123.0000	3.4169	0.064532
264	1.7737	0.0585	93.7277	1.5289	1.4031	5.5343	104.0262	98.0000	0.3491	0.554626
281	1.7156	0.0472	66.8179	1.7712	0.8352	3.1405	74.3275	49.0000	8.6305	0.003306
298	1.2742	0.0512	55.4495	1.3394	0.8791	2.574891	61.5684	46.0000	3.9367	0.047244
315	0.7753	0.0000	37.2612	0.8641	0.6791	1.1767	40.7564	33.0000	1.4761	0.224380
332	0.4563	0.0332	29.5747	0.8455	0.7419	1.0683	32.7198	29.0000	0.4229	0.515498
350	2.4003	0.1415	101.1835	4.2558	1.0429	2.7297	111.7537	99.0000	1.4555	0.227647

En la Figura 6.16, se muestran los valores- $p$  en función del momento transversal perdido  $E_T^{miss}$ , donde la línea de color negro representa el *valor-p* de la Tabla 2, la línea de color rojo representa un nivel de significancia de  $3\sigma$ , que corresponde a un valor de  $p \leq 0,003$  y la línea de color verde representa  $5\sigma$ , que corresponde a un valor  $p \leq 0,0000003$ . Si  $p \leq 5\sigma$  se rechaza la hipótesis de estar en presencia de solo fondo con 99 % de certeza, este es el valor estándar para reportar descubrimiento, como se mencionó en la Sección 5 del Capítulo 5.

Los eventos con  $E_T^{miss}$  deben ser aceptados por un trigger [84] que posee una eficiencia del 98 % para eventos con  $E_T^{miss}$  mayores a 120 GeV y un 99 % de eficiencia para valores de  $E_T^{miss}$  mayores a 150 GeV [85]. Es por esto que los valores  $p = 0$  para los bins de menor  $E_T^{miss}$  que se muestran en la Tabla 2, no son considerados en este análisis, ya que son consecuencia

de un mal modelado en estos bins y no debido a un exceso sobre el fondo del SM. Con esto en mente, se puede concluir que existe un buen acuerdo entre los datos experimentales y el fondo del SM; es decir, no se evidencian excesos sobre el fondo del SM para este análisis.

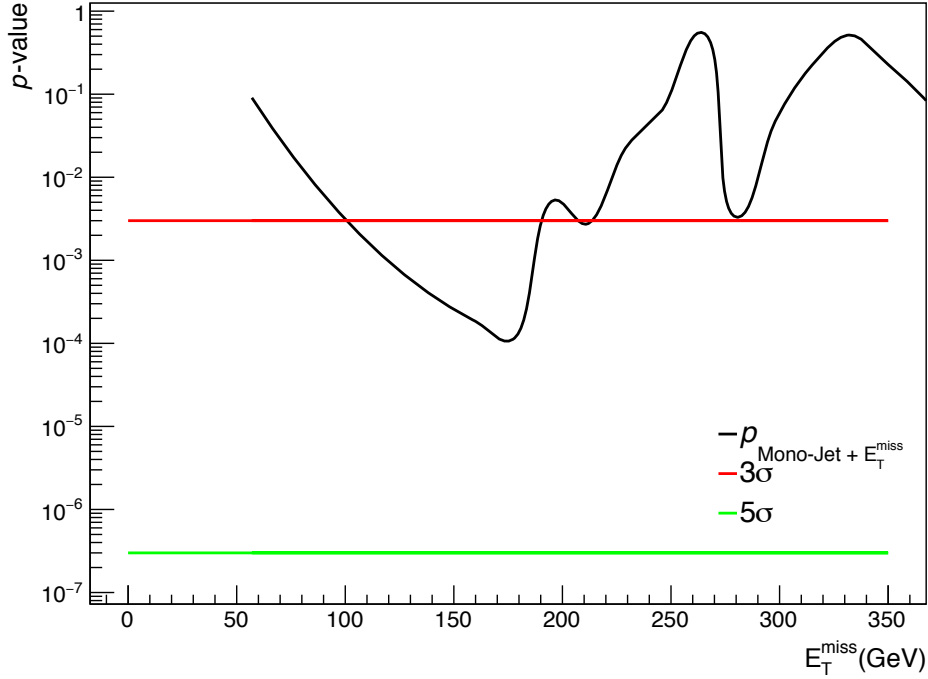


FIGURA 6.16. *Valor-p* vs  $E_T^{miss}$  para el análisis Mono-Jet+  $E_T^{miss}$ . La línea negra corresponde al *valor-p* calculado en la Tabla 2, la línea roja corresponde al *valor-p*=  $3\sigma$  y la línea verde corresponde al *valor-p*=  $5\sigma$ . No se evidencian excesos sobre el fondo del SM.

Los resultados obtenidos no pueden ser comparados directamente con los resultados oficiales de ATLAS para esta búsqueda de DM [62], debido a la diferencia que supone el permitir la producción de al menos un leptón. Sin embargo, son incluidos a continuación en la Figura 6.17 con el propósito de revisar los antecedentes. Los resultados reportados por ATLAS pertenecen a la búsqueda de nuevos fenómenos en eventos con un jet energético y gran cantidad de momento transverso perdido  $E_T^{miss}$  en colisiones protón-protón a  $\sqrt{s} = 8$  TeV en el LHC, basados en los datos de ATLAS correspondientes a una luminosidad integrada de  $20.3 fb^{-1}$ . Las medidas están en acuerdo con el SM.



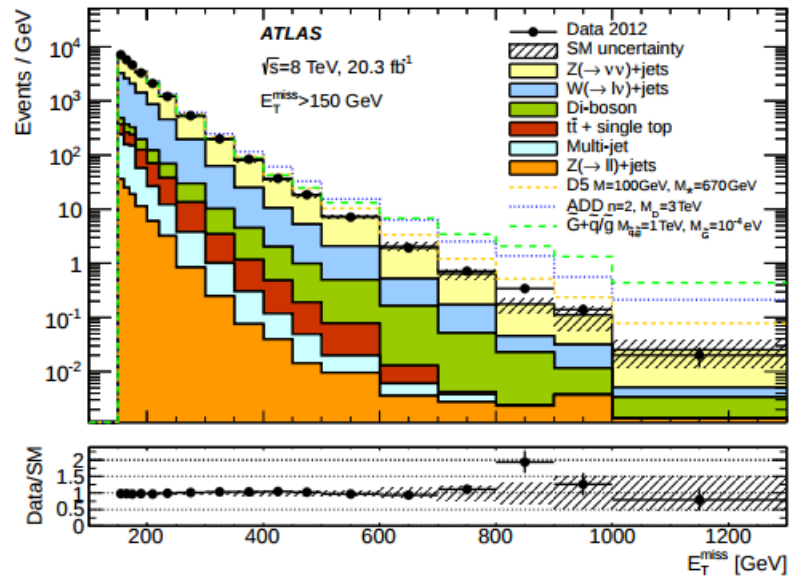


FIGURA 6.17. Distribución de momento transverso perdido  $E_T^{miss}$  para el análisis Mono-jet +  $E_T^{miss}$ , realizado por ATLAS a  $\sqrt{s} = 8$  TeV y  $\mathcal{L} = 20,3 \text{ fb}^{-1}$  [62].

### 3. Búsqueda de DM para eventos con Mono-bjet + $E_T^{miss}$

Al igual que en el análisis Mono-Jet +  $E_T^{miss}$ , este análisis requiere de un veto sobre leptones, lo cual ocasiona el mismo problema relacionado al ajuste entre los datos experimentales y los datos de MC mencionado en el análisis anterior.

A continuación, se muestra la Tabla 3, con los cortes propuestos siguiendo la misma estrategia de aceptar un solo leptón de alto momento transversal  $p_T$ .

TABLA 3. Cortes aplicados para la selección de eventos en la búsqueda Mono-bjet +  $E_T^{miss}$

Selección de eventos Mono-bJet + $E_T^{miss}$	
No. de leptones	1
$p_T$ del leptón	$> 40\text{GeV}$
No. de jets	1 o 2
$p_T$ de los jets	$> 25\text{GeV}$
No. de bjets	$\geq 1$
$E_T^{miss}$	$> 40\text{GeV}$

En la Figura 6.18, se muestra la comparación entre las distribuciones de momento transversal perdido  $E_T^{miss}$  para las dos regiones de cortes distintos y se evidencia, al igual que en el análisis Mono-Jet +  $E_T^{miss}$ , que no existe buen ajuste de los datos experimentales al modelo de fondo del SM para la región de cortes propuestos en la Sección 4.1.

A continuación se muestran diversas variables cinemáticas pertenecientes a los jets del análisis. En la Figura 6.19: (*izquierda*) se tiene el número de jets, donde se evidencia que si bien la mayoría de los eventos poseen 1 jet, el número de eventos que poseen 2 jets son equiparables; (*derecha*) el peso del algoritmo MV1 que es empleado para el etiquetado de jets como provenientes de un quark  $b$ , en este caso se pide que la eficiencia de dicho algoritmo sea mayor a 70%, en esta distribución se observa que un gran número de jets provienen de un quark  $b$ . La Figura 6.20, contiene las variables cinemáticas del bjet principal, mientras que la Figura 6.21, contiene las variables cinemáticas del jet secundario.

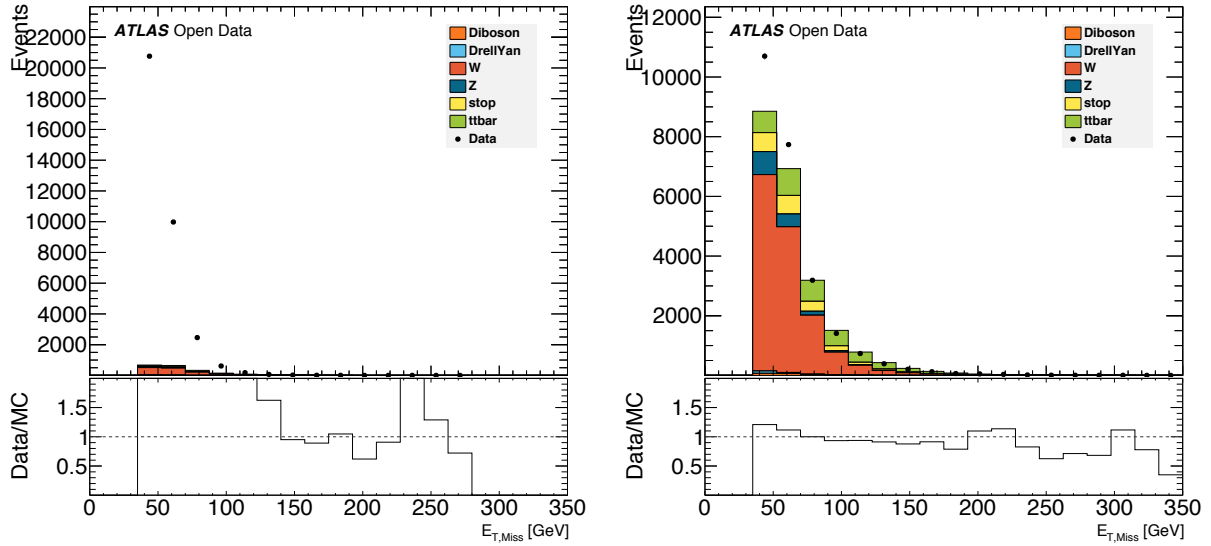


FIGURA 6.18. Distribuciones de  $E_T^{miss}$  pertenecientes al análisis de Mono- $b$ Jet +  $E_T^{miss}$  para (*izquierda*) el corte original con veto de leptones y (*derecha*) corte que permite 1 leptón. Debajo de ambas distribuciones, se muestra la razón entre los datos experimentales y los datos de MC, donde es posible evidenciar la concordancia entre ambos datos.

En las Figuras 6.20 y 6.21, se presentan las variables cinemáticas correspondientes al  $b$ jet y jet secundario respectivamente. En este análisis el  $b$ jet es nuestro estado final Mono-X de interés.

Comparando las variables cinemáticas de las Figuras 6.20 y 6.21, la única distribución que varía ligeramente es la del momento transversal. Para el  $b$ jet la distribución de momento transversal  $p_T$  es mayor que la del jet secundario.

Se incluyen también las distribuciones del leptón de alto momento transversal  $p_T$  con el objeto de mostrar que existe un acuerdo razonable entre los datos experimentales y los datos de MC. La Figura 6.22, confirma la existencia de un solo leptón, mientras que la Figura 6.23, muestra diversas propiedades del mismo; como por ejemplo: (A) el tipo de leptón, cuyos valores son  $|PDGid| = 11, 13$  al igual que en el análisis anterior, lo que corresponde a electrón y muón respectivamente según el acuerdo del "Particle Data Group", en (B) se evidencia la existencia de mayor número de leptones positivos, en (C) la distribución de

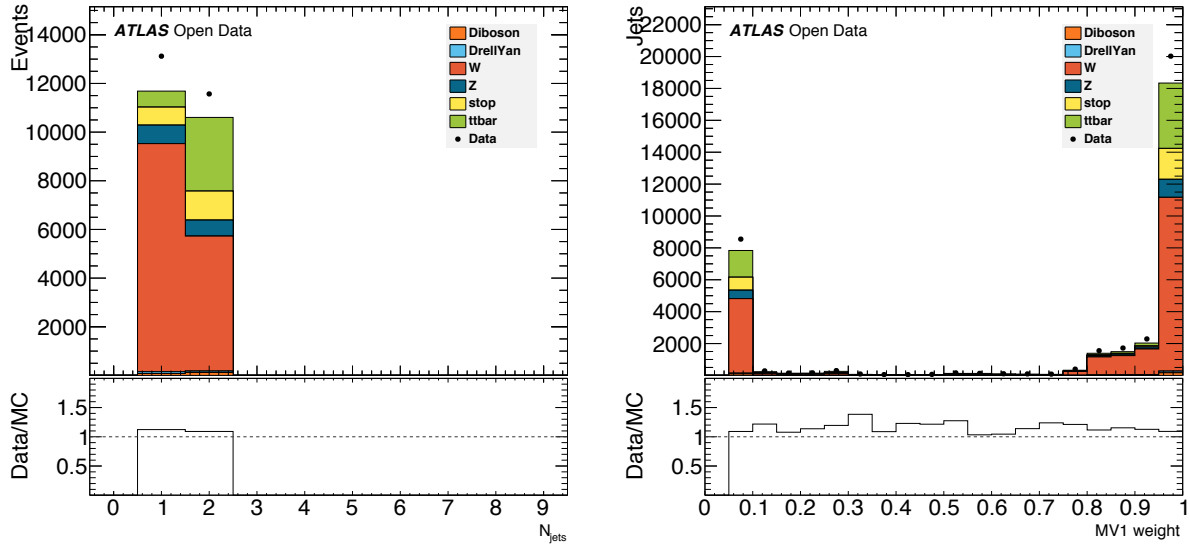


FIGURA 6.19. Distribuciones para el análisis Mono- $b$ Jet +  $E_T^{miss}$ : (izquierda) número de jets (*derecha*) peso del algoritmo MV1 para el etiquetado del jet como proveniente de un quark  $b$ . Abajo de cada distribución: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

momento transversal  $p_T$  indica que la mayoría de estos leptones poseen un  $p_T = 40\text{GeV}$  y (C) indica que su distribución posee una dirección preferencial.

En la Figura 6.24 se muestra la distribución de momento transversal perdido,  $E_T^{miss}$ , en escala logarítmica para facilitar la visualización de los eventos. En el panel inferior de esta figura, se presenta la razón entre los datos reales y los datos de MC, la cual nos da un indicio de la inexistencia de posibles excesos en dicha distribución.

A continuación se presenta la Tabla 4, con los números de eventos para los datos experimentales y de MC, así como el valor- $p$  para cada bin de  $\sim 17\text{GeV}$  de  $E_T^{miss}$ . Las primeras columnas muestran el número de eventos para los procesos del SM que contribuyen al fondo (Diboson, WZ o ZZ, DrellYan, W, Diboson o Z, stop y ttbar). Luego la cantidad de eventos de cada proceso se suman para obtener el número de eventos totales provenientes del SM (**Total Bck**), y con el número de eventos de los datos experimentales (**Data Obs**), se procede a calcular el valor de  $\chi^2$ , para finalmente obtener el *valor-p*.

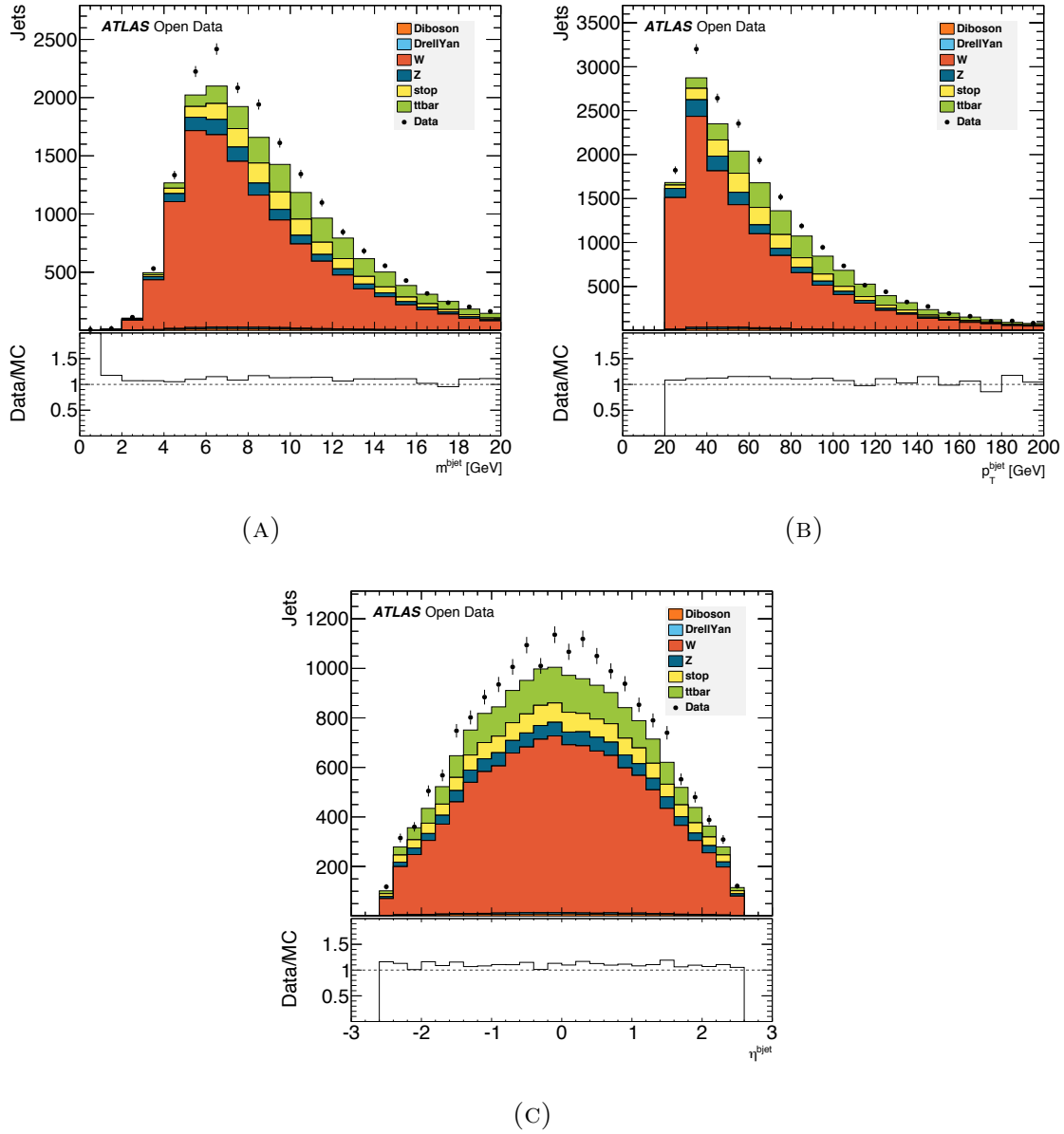


FIGURA 6.20. Análisis Mono-bjet +  $E_T^{miss}$ : Distribuciones para el bjet de (A) masa  $m$ , (B) momento transversal  $p_T$  y (C) pseudorapidez  $\eta$ . Abajo de cada distribución: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

La Figura 6.25, muestra el *valor-p* obtenido en función del momento transversal perdido  $E_T^{miss}$  (línea negra), además se incluyen los valores  $p$  para  $3\sigma$  (línea roja) y  $5\sigma$  (línea verde). Los 2 primeros valores  $p$  de la Tabla 4 no fueron incluidos, ya que son consecuencia de un mal modelado, producto de la eficiencia del trigger para  $E_T^{miss}$  ya mencionada en el análisis

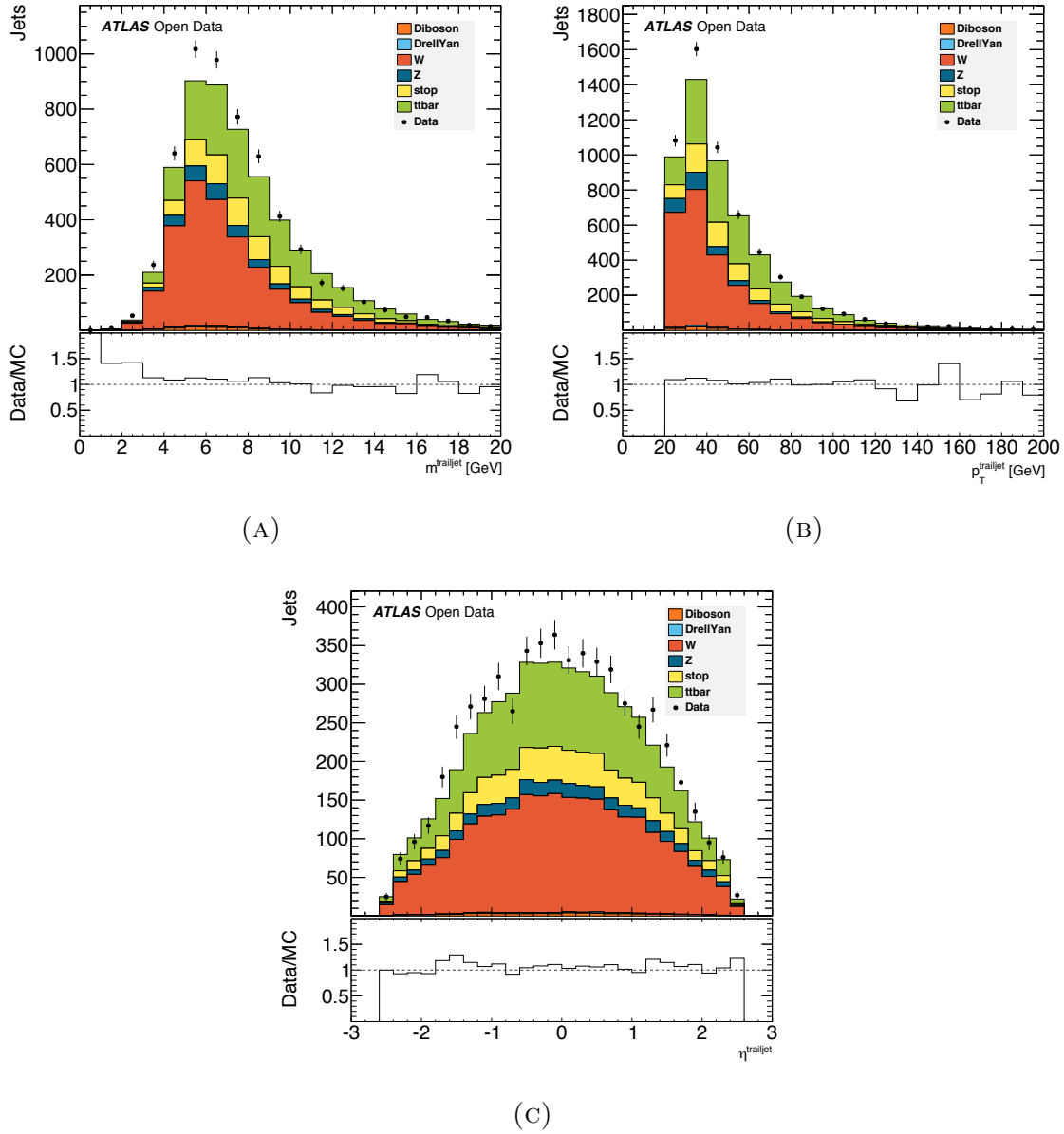


FIGURA 6.21. Análisis Mono-bjet +  $E_T^{miss}$ : Distribuciones para el jet secundario de (A) masa  $m$ , (B) momento transverso  $p_T$ , (C) pseudorapidez  $\eta$ . Abajo de cada distribución: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

anterior. En esta figura se evidencia que no existe ningún exceso significativo sobre el fondo proveniente del SM.

De manera similar al análisis de Mono-Jet +  $E_T^{miss}$ , los resultados obtenidos no pueden ser comparados directamente con los resultados oficiales de ATLAS para esta búsqueda de DM

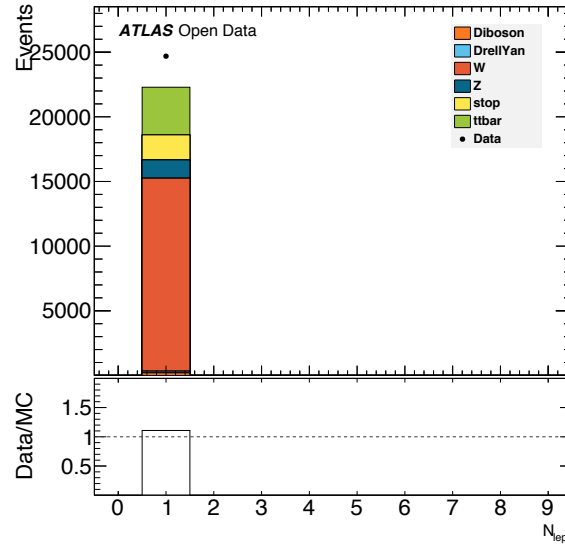


FIGURA 6.22. Número de leptones presentes en el análisis Mono- $b$ jet +  $E_T^{miss}$

[67], a causa de la diferencia que supone el permitir la producción de al menos un leptón. Sin embargo, son incluidos a continuación en la Figura 6.26 con el propósito de revisar los antecedentes. Los resultados reportados por ATLAS pertenecen a la búsqueda de producción de un par de partículas de DM en asociación con quarks  $b$  o quarks  $t$  en colisiones protón-protón a  $\sqrt{s} = 8$  TeV en el LHC, basados en los datos de ATLAS correspondientes a una luminosidad integrada de  $20.3fb^{-1}$ . Los datos resultaron ser consistentes con la expectativa del SM.

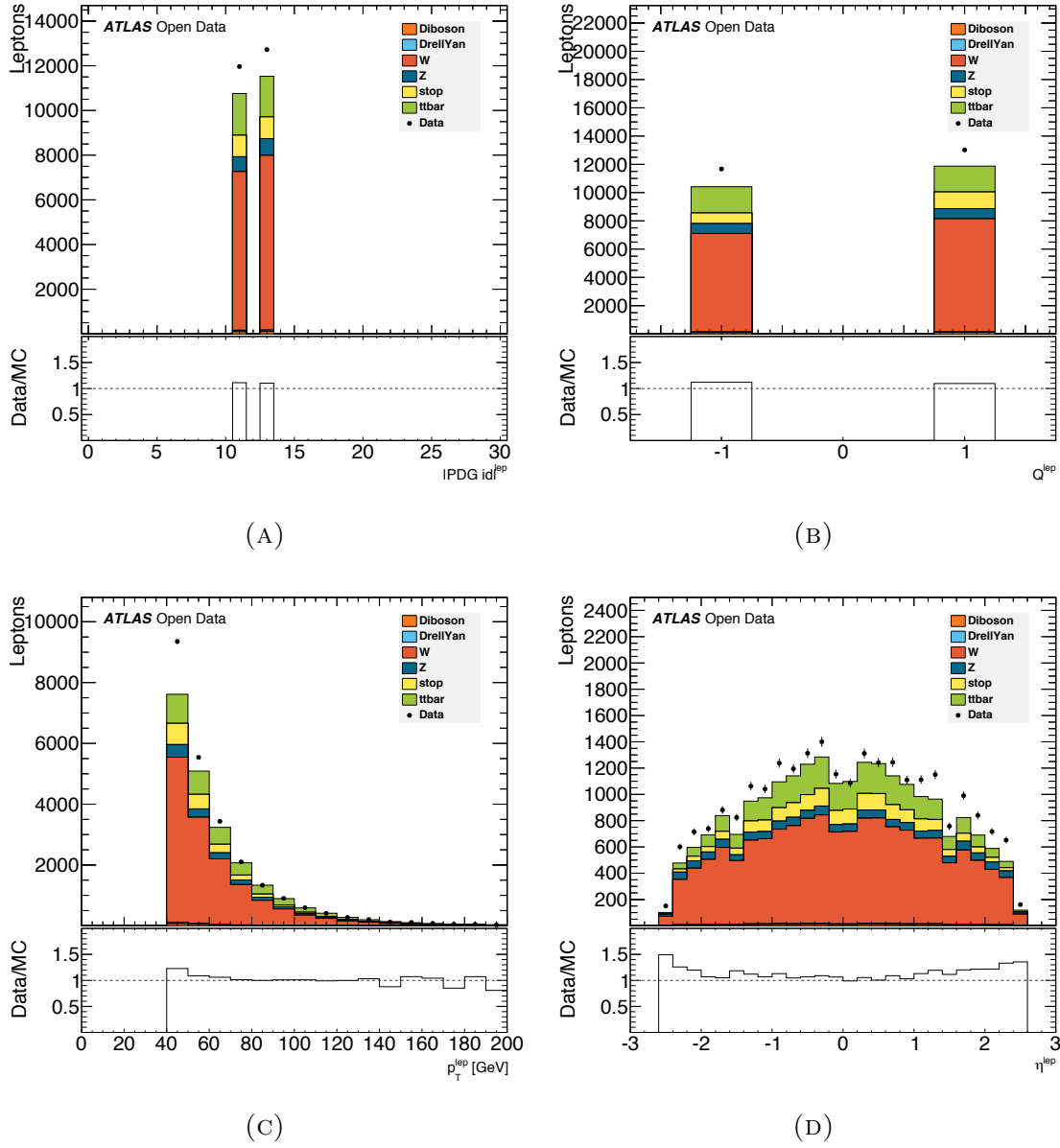


FIGURA 6.23. Análisis Mono-bjet +  $E_T^{miss}$ : distribuciones para el leptón: (A) tipo, (B) carga, (C) momento transversal  $p_T$ , (D) pseudorapidez  $\eta$ . Notese que los datos experimentales están en concordancia con los datos de MC. Abajo de cada distribución: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.



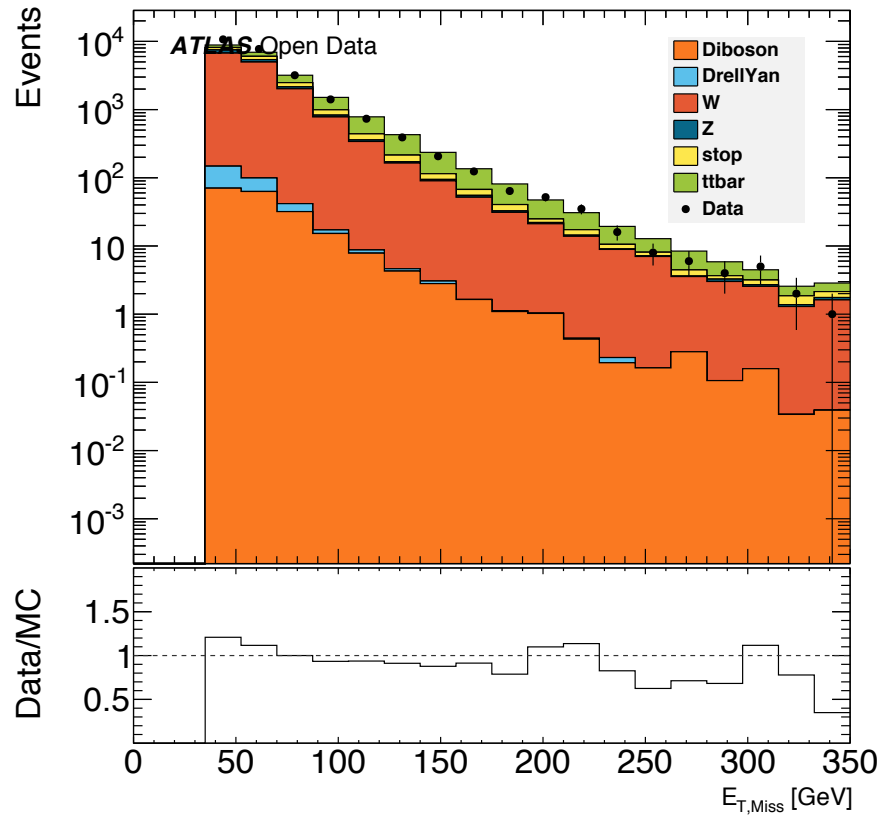


FIGURA 6.24. Distribución de  $E_T^{miss}$  en escala logarítmica para eventos Mono- $b$ jet +  $E_T^{miss}$ . Abajo: La razón entre los datos experimentales y los datos MC muestra un buen acuerdo.

TABLA 4. Entradas para eventos Mono-bjet +  $E_T^{miss}$ . *1ra columna:*  $E_T^{miss}$  en  $GeV$ , *2da a 6ta columna:* número de eventos de los distintos procesos del SM que conforman el fondo de esta análisis, *7ma columna:* la suma de todos los procesos que conforman el fondo SM, *8va columna:* número de eventos de los datos experimentales, *9na columna:* valor de  $\chi^2$  y *10ma columna:* *valor-p*.

$E_T^{miss}$ (GeV)	Diboson, WZ or ZZ	DrellYan	W	Diboson or Z	stop	ttbar	Total Bck	Data Obs	$\chi^2$	p-Value
40	70.3748	77.5597	6581.4930	770.8265	635.9060	716.4812	8852.6412	10698.0000	384.6704	0.000000
57	62.9529	36.2953	4881.2030	428.4147	622.7237	898.6663	6930.2559	7736.0000	93.6796	0.000000
74	31.9377	9.8228	1976.0170	132.2494	333.5079	705.6093	3189.1441	3190.0000	0.0002	0.987907
92	15.2428	1.9469	762.7873	47.7236	164.1073	517.7229	1509.5308	1410.0000	6.5626	0.010415
109	7.8437	0.8953	331.7143	17.7648	81.9962	342.7966	783.0109	734.0000	3.0677	0.079861
126	4.2821	0.3531	159.7863	7.5391	42.9749	213.8456	428.7812	391.0000	3.3290	0.068068
143	2.8077	0.2524	87.0392	4.3841	20.1380	121.2862	235.9077	207.0000	3.5423	0.059823
160	1.6401	0.0000	50.2065	3.2961	12.2622	68.2765	135.6812	124.0000	1.0057	0.315941
178	1.0918	0.0345	30.0187	1.4595	7.8787	40.7403	81.2234	64.0000	3.6522	0.055994
195	1.0246	0.0093	20.1309	0.9176	2.7740	22.4658	47.3222	52.0000	0.4624	0.496505
212	0.4302	0.0127	13.4317	0.4987	2.9408	13.4815	30.7957	35.0000	0.5740	0.448680
229	0.1939	0.0372	8.6659	0.1169	1.5458	8.8022	19.3619	16.0000	0.5837	0.444849
246	0.1629	0.0000	6.8446	0.1501	0.9363	4.7060	12.7999	8.0000	1.7999	0.179721
264	0.2809	0.0000	3.2788	0.0560	0.8385	3.9620	8.4162	6.0000	0.6937	0.404924
281	0.1062	0.0000	2.9077	0.2496	0.4007	2.1991	5.8632	4.0000	0.5921	0.441617
298	0.1587	0.0000	2.3984	0.1426	0.4676	1.3106	4.4780	5.0000	0.0609	0.805144
315	0.0339	0.0000	1.2605	0.0840	0.4783	0.7120	2.5687	2.0000	0.1259	0.722704
332	0.0390	0.0000	1.5800	0.1344	0.3895	0.7184	2.8613	1.0000	1.2108	0.271172
350	0.2337	0.0000	4.4353	0.1934	0.5767	1.9303	7.3695	6.0000	0.2545	0.613936

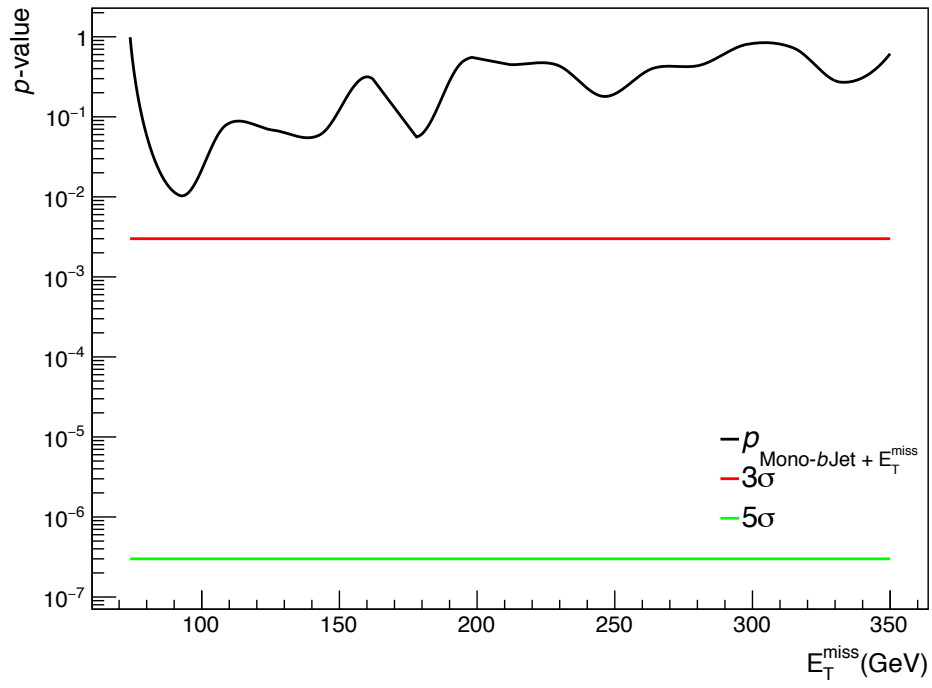


FIGURA 6.25.  $Valor-p$  vs  $E_T^{miss}$  para el análisis Mono-bjet +  $E_T^{miss}$ . La línea negra corresponde al  $valor-p$  calculado en la Tabla 4, la línea roja corresponde al  $valor-p=3\sigma$  y la línea verde corresponde al  $valor-p=5\sigma$ .

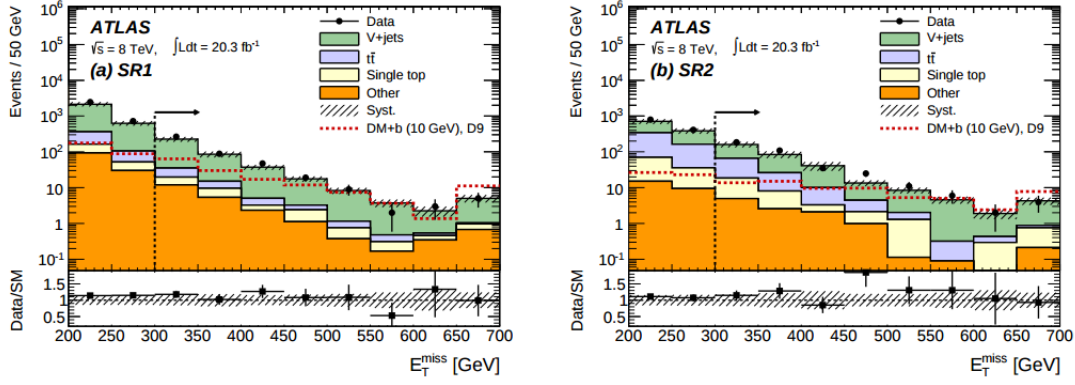


FIGURA 6.26. Distribución de momento transverso perdido  $E_T^{miss}$  para el análisis Mono- $b$ jet +  $E_T^{miss}$ , realizado por ATLAS a  $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$  y  $\mathcal{L} = 20,3\text{fb}^{-1}$  correspondiente a dos regiones de señal: SR1 (*izquierda*) y SR2 (*derecha*), junto con una señal de ejemplo con el operador D9. La línea roja corresponde a la señal esperada de  $\chi\bar{\chi} + b(\bar{b})$ , con masa  $m_\chi = 10\text{GeV}$  y masa del operador D9  $M_* = 600\text{GeV}$ . La selección final utilizada se indica con una flecha [67].

#### 4. Búsqueda de DM para eventos Mono-Z + $E_T^{miss}$

Al aplicar los cortes planteados inicialmente, se obtuvo una buena concordancia entre los datos reales y los datos simulados. En la Tabla 5, se resumen dichos cortes aplicados.

TABLA 5. Cortes aplicados para la selección de eventos en la búsqueda Mono-Z +  $E_T^{miss}$ .

Selección de eventos Mono-Z + $E_T^{miss}$	
No. de leptones	2
$p_T$ leptones	> 25 GeV
Carga de los leptones	Opuesta
Tipo de leptones	igual
masa reconstruida – masa del Z	< 20 GeV
$E_T^{miss}$	> 20 GeV
No. de jets	0

Algunos observables de interés son presentados a continuación.

La Figura 6.27, muestra la distribución de momento transversal perdido,  $E_T^{miss}$ . En el panel inferior de la distribución se observa que la razón entre los datos experimentales y los datos de MC presentan en su mayoría una buena correspondencia. Sin embargo, se evidencian fluctuaciones estadísticas para valores altos de momento transversal perdido,  $E_T^{miss}$ , las cuales se atribuyen a la complejidad de simular este observable en ausencia de un neutrino proveniente de una dispersión [59] y a la poca estadística que se posee a esta luminosidad.

En la Figura 6.28, a la *izquierda*, se presenta el número de jets, el cual se impuso que fuera nulo, debido a que se quiere estudiar el canal de decaimiento leptónico del bosón Z ( $Z \rightarrow l^-l$ ), este canal es muy utilizado en la reconstrucción del bosón Z debido a su fondo reducible. Además, el estado final que se desea está compuesto por un bosón Z más momento transversal perdido,  $E_T^{miss}$ , por ende la producción de jets hadrónicos no está permitida. A la *derecha*, la distribución para el número de leptones confirma la existencia de eventos que poseen únicamente dos leptones, tal como correspondería al decaimiento leptónico del bosón Z mencionado.

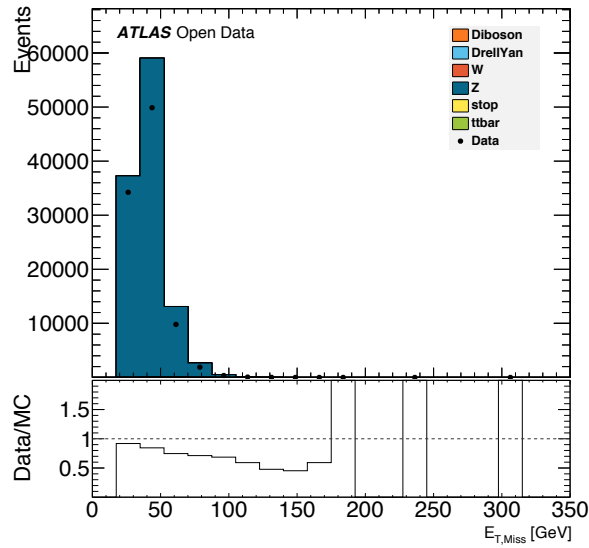


FIGURA 6.27. Distribución del  $E_T^{miss}$  perteneciente al análisis de Mono-Z +  $E_T^{miss}$ . Abajo: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia con excepción de valores de  $E_T^{miss}$  altos.

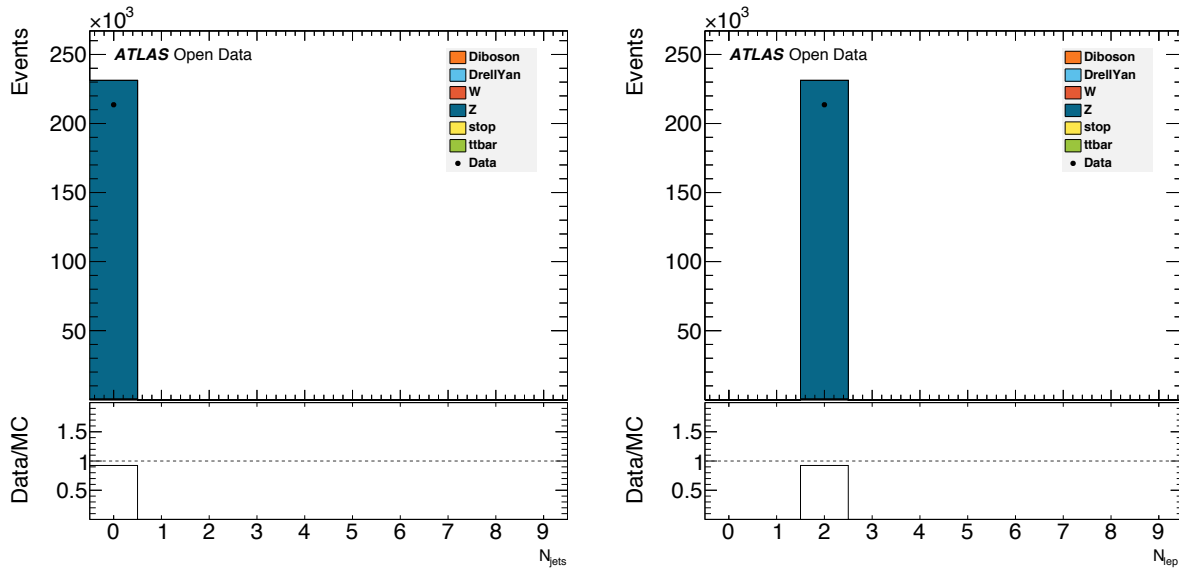


FIGURA 6.28. Número de (*izquierda*)jets y (*derecha*)leptones presentes en el análisis Mono-Z +  $E_T^{miss}$ . Abajo de cada distribución: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

A continuación se presentan los observables correspondientes a cada leptón. La Figura 6.29, contiene los observables del leptón principal, que corresponde al leptón con mayor momento transversal  $p_T$ , en (A) se observa que existen dos tipos de leptones ( $|PDGid| = 11, 13$ ), y se observa que el número de eventos con muones ( $|PDGid| = 13$ ) es mucho mayor al número de eventos con electrones ( $|PDGid| = 11$ ), en (B) se observa que hay la misma cantidad de eventos con leptones de carga positiva y leptones carga negativa, lo cual es de esperarse ya que el estado final involucra dos leptones iguales de carga opuesta, en (C) se presenta el momento transversal de este leptón  $p_T$  y por último (D) la pseudorapidez  $\eta$  que muestra una distribución preferencial en el detector. Similarmente, en la Figura 6.30, se muestran los mismos observables para el leptón secundario. Existe un comportamiento similar al del leptón principal que corresponde al estado final esperado en este análisis: un bosón  $Z$ , decayendo a dos leptones iguales y de carga opuesta ( $Z \rightarrow l^-l$ ), más momento transversal perdido  $E_T^{miss}$ .

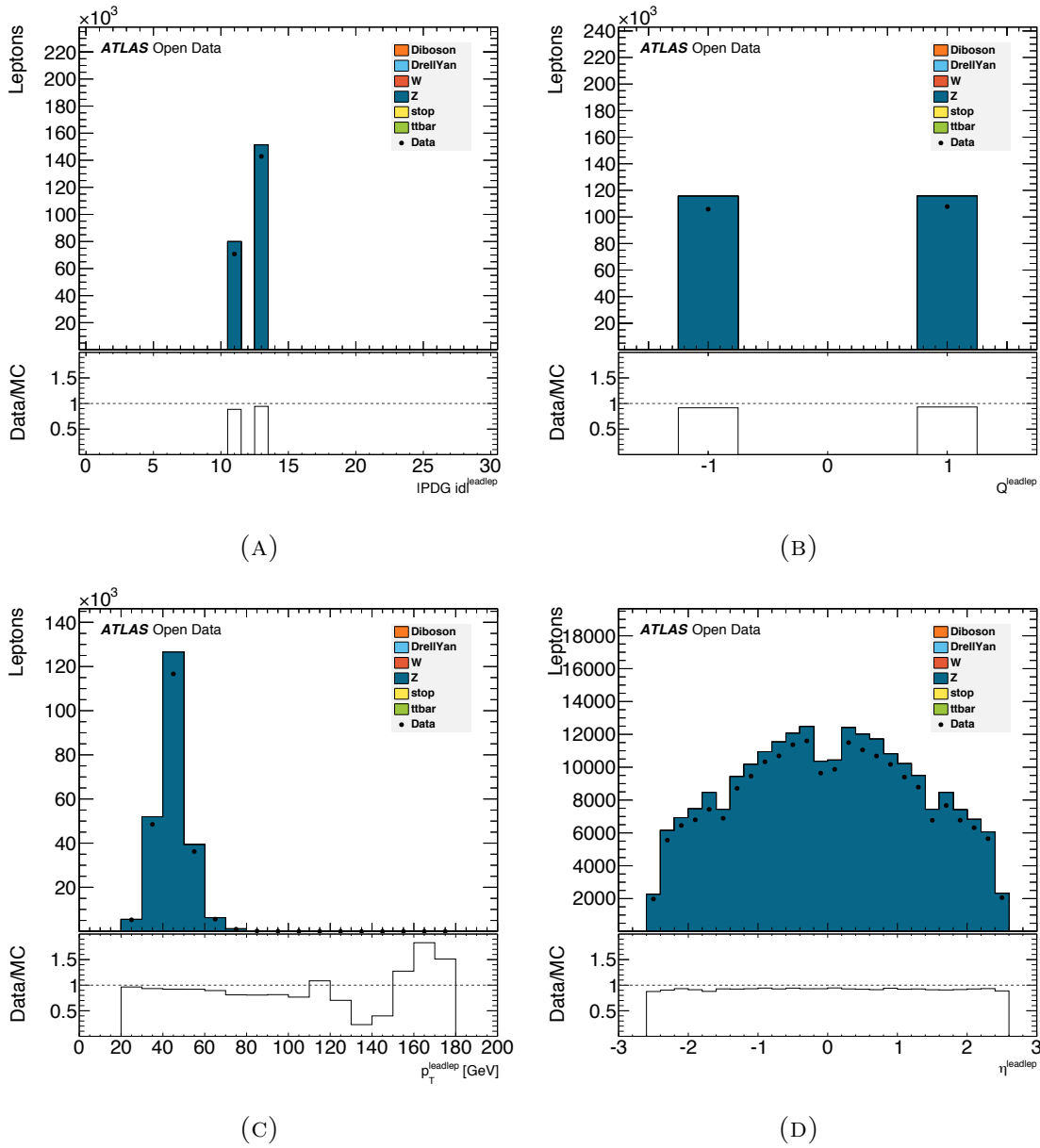


FIGURA 6.29. Distribuciones de la cinemática del leptón principal: (a) tipo, (b) carga, (c) momento transversal  $p_T$  y (d) pseudorapidez  $\eta$  del análisis Mono-Z +  $E_T^{miss}$ . Abajo de cada distribución: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.



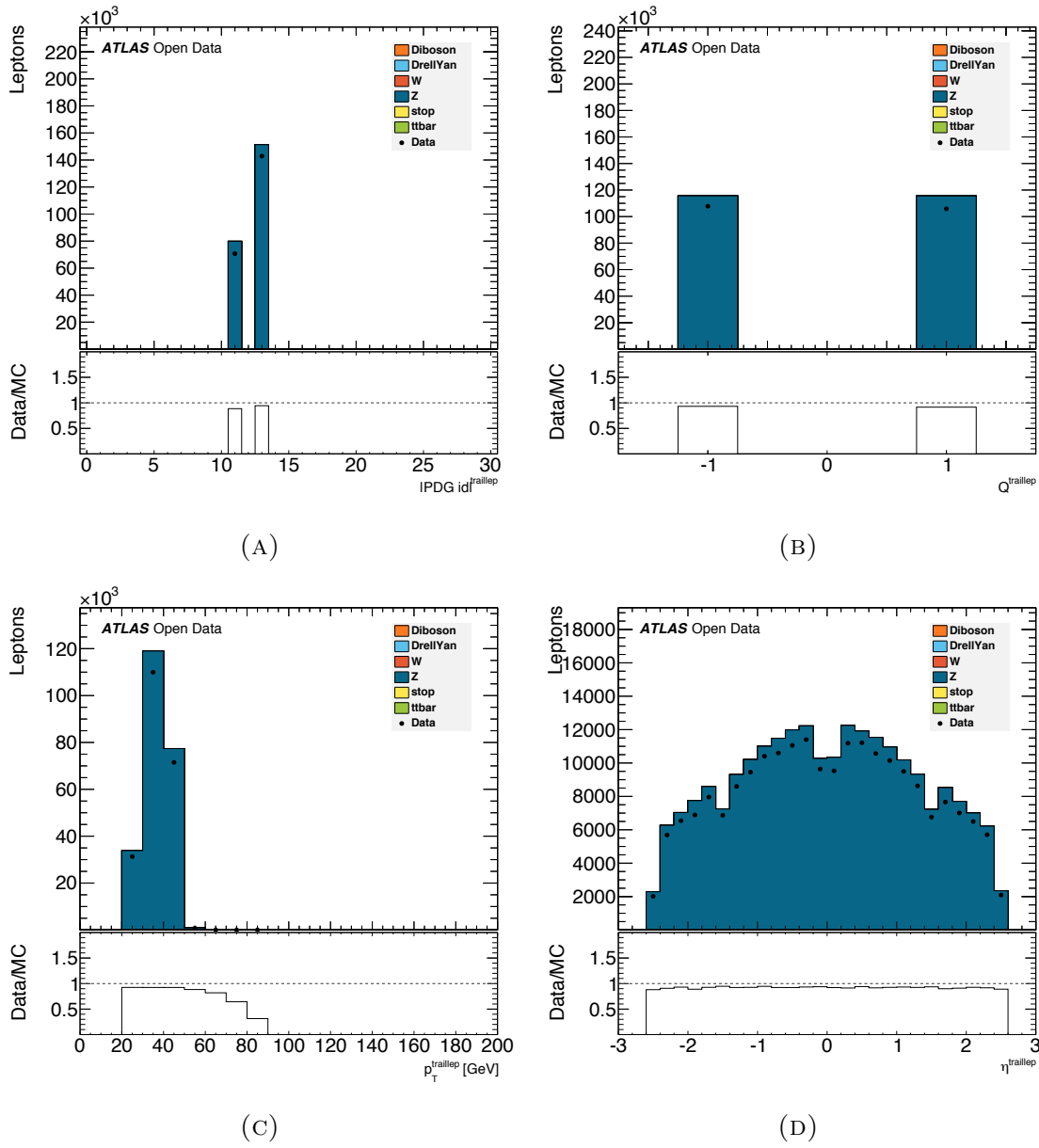


FIGURA 6.30. Distribuciones de la cinemática del leptón secundario: (A) tipo, (B) carga, (C) momento transversal  $p_T$  y (D) pseudorapidez  $\eta$  del análisis Mono-Z +  $E_T^{miss}$ . Abajo de cada distribución: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

Por último, en la Figura 6.31, se tiene la masa invariante del candidato a bosón  $Z$ , reconstruida a partir de la cinemática de los leptones principal y secundario, como requisito indispensable para corroborar el decaimiento de dicho bosón, es que la diferencia entre la masa invariante y la masa tabulada ( $m_Z = 91,8\text{GeV}$ ) [83], sea menor a  $20\text{GeV}$ . En la figura se aprecia que la masa invariante está en concordancia con la masa del bosón  $Z$ .

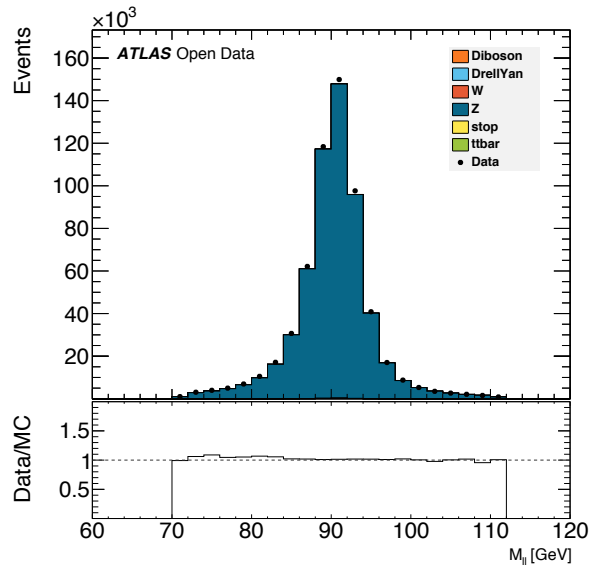


FIGURA 6.31. Masa invariante del candidato a bosón  $Z$  del análisis Mono- $Z + E_T^{miss}$ . Abajo: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia.

Siguiendo la misma estrategia de los análisis anteriores, En la Figura 6.32 se presenta la distribución del momento transversal perdido  $E_T^{miss}$  en escala logarítmica, donde se observa mejor la fluctuación en los últimos bins de  $E_T^{miss}$ , que parecen evidenciar un exceso, quizás consecuencia de la baja estadística, por lo que seguidamente se procede a cuantificar el supuesto exceso.

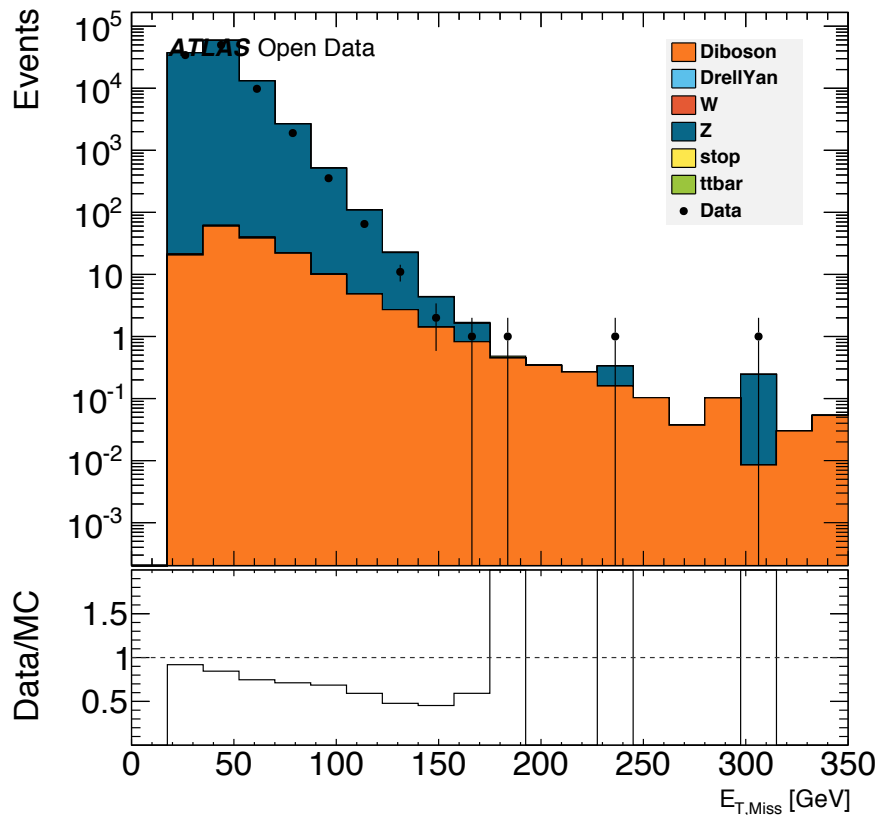


FIGURA 6.32. Distribución del momento transverso perdido  $E_T^{miss}$  en escala logarítmica para el análisis Mono-Z +  $E_T^{miss}$ . Abajo: razón entre los datos experimentales y de MC, muestran buena concordancia con excepción de valores de  $E_T^{miss}$  altos.

En la Tabla 6, se muestra el número de eventos de cada proceso del SM que contribuye al fondo para cada bin de ( $\sim 17\text{GeV}$ ) de momento transverso perdido,  $E_T^{miss}$ , los cuales se sumaron para totalizar el fondo del SM (**Total Bck**), y junto con el número de eventos de los datos experimentales (**Data Obs**), se calculó el  $\chi^2$ , con el que finalmente se obtuvo el *valor-p* de cada bin. En la Tabla 6, se puede observar que los bins en donde se evidencian los supuestos excesos en la Figura 6.32, los datos experimentales poseen solo 1 evento, por lo que es muy probable que sea una fluctuación por baja estadística.

TABLA 6. Entradas para eventos Mono- $Z$  +  $E_T^{miss}$ . *1ra columna:*  $E_T^{miss}$  en  $GeV$ , *2da a 6ta columna:* número de eventos de los distintos procesos del SM que conforman el fondo de esta análisis, *7ma columna:* la suma de todos los procesos que conforman el fondo SM, *8va columna:* número de eventos de los datos experimentales, *9na columna:* valor de  $\chi^2$  y *10ma columna:* *valor-p*.

$E_T^{miss}$	Diboson, WZ or ZZ	DrellYan	W	Diboson or Z	stop	ttbar	Total Bck	Data Obs	$\chi^2$	$p$ -Value
30	20.5550	0.0000	0.9393	37239.4000	0.3299	0.5507	37261.7749	34236.0000	245.7026	0.000000
47	60.0099	0.0000	1.8355	58970.4700	1.2484	3.4479	59037.0116	49879.0000	1420.6203	0.000000
64	38.5388	0.0000	1.4826	13076.7400	0.9911	2.2409	13119.9934	9798.0000	841.1315	0.000000
80	21.9863	0.0000	0.2759	2638.0850	1.2035	1.6170	2663.1677	1897.0000	220.4191	0.000000
97	10.0257	0.0000	0.0761	505.0862	0.8297	1.5258	517.5434	355.0000	51.0496	0.000000
114	4.8345	0.0000	0.0000	103.9709	0.3026	0.6891	109.7972	65.0000	18.2773	0.000019
131	2.7095	0.0000	0.0000	19.7794	0.0580	0.4610	23.0079	11.0000	6.2669	0.012301
148	1.4142	0.0000	0.0000	2.9194	0.0105	0.0679	4.4120	2.0000	1.3186	0.250842
164	0.8243	0.0000	0.0000	0.8086	0.0000	0.0555	1.6884	1.0000	0.2807	0.596266
181	0.4502	0.0000	0.0000	0.0067	0.0000	0.0251	0.4820	1.0000	0.5568	0.455570
198	0.3424	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.3424	0.0000	0.3424	0.558444
215	0.2676	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.2676	0.0000	0.2676	0.604972
232	0.1593	0.0000	0.0000	0.1748	0.0000	0.0000	0.3341	1.0000	1.3272	0.249310
248	0.1033	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.1033	0.0000	0.1033	0.747926
265	0.0372	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0372	0.0000	0.0372	0.847079
282	0.1024	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.1024	0.0000	0.1024	0.748992
299	0.0085	0.0000	0.0000	0.2363	0.0000	0.0000	0.2448	0.0000	0.2448	0.620740
316	0.0300	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0300	0.0000	0.0300	0.862471
332	0.0534	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0534	0.0000	0.0534	0.817194
349	0.0848	0.0000	0.0000	0.2941	0.0000	0.0000	0.3789	0.0000	0.3789	0.538192

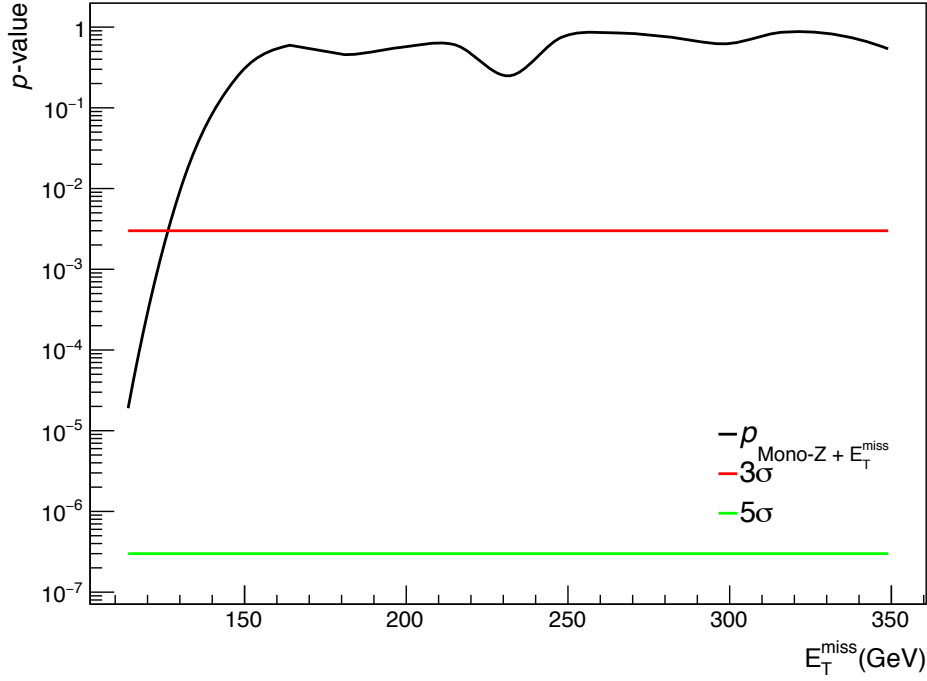


FIGURA 6.33. *Valor-p* vs  $E_T^{miss}$  para el análisis Mono-Z +  $E_T^{miss}$ . La línea negra corresponde al *valor-p* calculado en la Tabla 6, la línea roja corresponde al *valor-p*=  $3\sigma$  y la línea verde corresponde al *valor-p*=  $5\sigma$ .

En la Figura 6.33, muestra el *valor-p* obtenido (línea negra), en función del momento transversal perdido,  $E_T^{miss}$ . Adicionalmente, se coloca el *valor-p* correspondiente a  $3\sigma$  (línea roja) y  $5\sigma$  (línea verde). Como en los análisis anteriores, se excluyen los *valores-p* = 0 para bins de bajo momento transversal,  $E_T^{miss}$ , debido a la eficiencia del trigger. Entonces se puede concluir que los datos observados están en buen acuerdo con el fondo proveniente del SM, por lo tanto no se observa ningún exceso estadísticamente significativo que pueda evidenciar la presencia de partículas de DM.

Este resultado es consistente con el resultado obtenido en la literatura existente sobre esta búsqueda Mono-Z +  $E_T^{miss}$  [70]. En la Figura 6.34, se presenta la distribución de momento transversal  $E_T^{miss}$ , obtenida por ATLAS a una luminosidad integrada de  $20.3 fb^{-1}$  y a energías de colisión de centro de masa de  $\sqrt{s} = 8TeV$  donde tampoco se evidenciaron excesos sobre el fondo del SM.

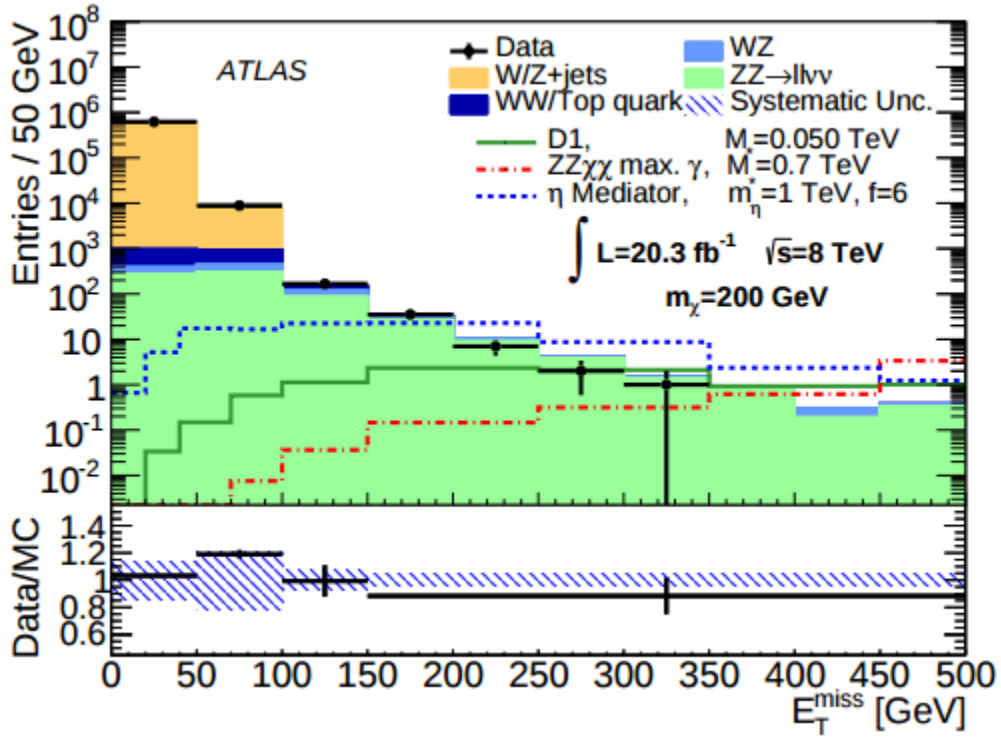


FIGURA 6.34. Distribución de momento transverso perdido,  $E_T^{miss}$ , obtenida por ATLAS a una luminosidad integrada de  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  y a energías de colisión de centro de masa de  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  para búsquedas Mono-Z +  $E_T^{miss}$ . Incluye varias señales hipotéticas  $pp \rightarrow Z\chi\bar{\chi}$ , con  $m_\chi = 200 \text{ GeV}$  y varios valores de masa del mediador  $M_*$ . No se observaron excesos significativos [70]

## Conclusiones y Observaciones

Este trabajo presenta resultados de una serie de análisis de física de altas energías dedicados a la búsqueda de Materia Oscura en producción asociada con partículas del Modelo Estándar. Estas búsquedas abarcan tres estados finales, a saber: Mono-Jet más momento transversal perdido  $E_T^{miss}$ , Mono- $b$ jet más momento transversal perdido  $E_T^{miss}$  y Mono- $Z$  más momento transversal perdido  $E_T^{miss}$ .

Los análisis fueron realizados utilizando datos públicos del Experimento ATLAS del LHC, los mismos corresponden a una luminosidad  $\mathcal{L} = 1fb^{-1}$  -o un billón- de colisiones protón-protón a una energía de centro de masa de  $\sqrt{s} = 8$  TeV que fueron recolectados en el 2012 y liberados a mediados del 2016 [59].

Es importante señalar que en la concepción inicial de este trabajo de tesis se consideraba un solo modo de producción de Materia Oscura asociada con un quark  $b$  en colisiones protón-protón a energías de centro de masa de 13 TeV, llamado  $b$ -FDM[72], en gran medida por ser un modelo aún no estudiado en profundidad por la colaboración ATLAS para aquel entonces. Para ello debíamos simular la producción de la Materia Oscura hipotética y de múltiples procesos del Modelo Estándar que hacen la veces de fondo en el análisis mencionado. Desafortunadamente, no fue posible concretar la infraestructura computacional necesaria para la simulación de los diversos procesos que componen el fondo del análisis mediante el uso de generadores MC, por lo que se procedió a un rediseño de la estrategia, de forma que nos permitiese usar datos reales y simulados ya disponibles; pasando así del estudio de colisiones protón-protón a energías de centro de masa de 13 TeV a aquellas de 8 TeV, siendo estos últimos los únicos datos públicos disponibles actualmente. Sin embargo, se consiguió establecer exitosamente los diversos software y configuraciones necesarias para generar de forma satisfactoria muestras de MC de producción de Materia Oscura en el modelo  $b$ -FDM a 13 TeV y que fueron descritas a profundidad en el Capítulo 6.

La decisión de utilizar los datos públicos a energías de centro de masa de 8 TeV limitó la posibilidad de realizar un análisis independiente sobre el modelo antes mencionado, a aquellos llevados a cabo por experimentos dentro del LHC a energías de centro de masa de 13 TeV para el momento en que se comenzó este trabajo. Sin embargo, amplió nuestra búsqueda de DM al poder sumar más estados finales con el uso de estos datos reales y simulados a energías de 8 TeV [86].

Cabe destacar que aún con esta redirección de los estudios, el trabajo realizado sobre dichas muestras a 13 TeV nos permitió entender bastante bien, no solo las técnicas y herramientas fenomenológicas[52] y de software[58] [56], sino además en el cómo se inician estas búsquedas de DM en colisionadores de partículas. También se pudo evaluar de manera concreta posibles rangos y rasgos útiles para discriminar eventos que podrían contener producción de DM, entre ellos está el valor de la  $E_T^{miss}$  del evento, que como se aprecia en la Sección 1 del Capítulo 6, puede llegar a superar el valor de 1 TeV. Esto es bastante relevante al momento de seleccionar o diseñar los discriminadores, o *Triggers*, a usar en los análisis de exploración de este tipo de modelos físicos.

Este cambio no vino sin inconvenientes, pues a pesar de la versatilidad de las muestras públicas de ATLAS a energías de 8 TeV, estas poseen un pre-filtrado que exige la existencia de eventos que posean al menos un leptón (ya sea muón o electrón), lo que impidió la búsqueda de posibles candidatos a DM en eventos con estados finales que no poseen leptones, como lo son las búsquedas del tipo Mono-Jet +  $E_T^{miss}$  y Mono-bjet +  $E_T^{miss}$  estándar dentro de la Colaboración ATLAS. Con lo cual no fue posible realizar comparaciones uno-a-uno con resultados ya existentes [62] [67]. No obstante, esta propiedad de los datos públicos es de hecho beneficiosa para el análisis Mono-Z +  $E_T^{miss}$  [70], cuando el bosón Z decae leptónicamente, tal y como fue presentado en los Capítulos 5 y 6. Aún así, resultados para análisis del tipo Mono-Jet +  $E_T^{miss}$  y Mono-bjet +  $E_T^{miss}$  son presentados con la finalidad de explorar tales estados finales en dichas muestras y de evaluar la estabilidad -y el acuerdo- entre los datos reales y los simulados. Esto último es una evaluación vital para cualquier análisis de física de altas energías.

En dichos resultados no se observó ningún exceso de eventos por sobre las predicciones del SM en ninguno de los estados finales estudiados, esto es evidenciado en los múltiples gráficos



realizados y en los cálculos de *valor-p* para cada una de las búsquedas Mono-X mencionadas, usando como variable clave la  $E_T^{miss}$ . La combinación de estos resultados descartan la presencia de eventos provenientes de nueva física a valores de  $E_T^{miss}$  de hasta 350 GeV; coincidiendo con resultados oficiales de la Colaboración ATLAS para las mismas (o similares) búsquedas de DM a energías de colisión de 8 TeV.

A lo largo de este trabajo, es importante destacar el aprendizaje de las herramientas comúnmente usadas en la física de partículas, así como de algunas de sus técnicas fundamentales, entre las que se destacan:

- La generación de simulaciones de MC a nivel partónico utilizando software específicos como MADGRAPH y MADEVENT [52].
- La posterior simulación de la interacción de los eventos de MC generados en detectores -virtuales- de partículas bajo la utilización PYTHIA [56] y DELPHES [58].
- El uso continuado de sofisticadas herramientas de análisis y visualización de datos y resultados finales como ROOT[48].

Usando lenguajes de programación como C++ [49] y PYTHON[53] para el desarrollo, construcción o edición de los códigos computacionales necesarios en los análisis de eventos y la presentación presentación de resultados.

El tratamiento estadístico de los datos también constituye un aspecto fundamental en el análisis de datos en experimentos de altas energías. Muchos de los procedimientos estadísticos utilizados en este estudio fueron especialmente desarrollados para las búsquedas de nueva física en colisionadores de partículas. Igualmente constituyen un acuerdo de facto en esta disciplina de la física fundamental.

Finalmente los resultados obtenidos para la distribución de momento transverso perdido  $E_T^{miss}$  -en cada uno de los tres estados finales analizados- no mostraron desviaciones significativas respecto a las predicciones del SM. Presentando de manera general un muy buen acuerdo con dicha hipótesis. La ausencia de desviaciones respecto a las predicciones del SM ratifican además los resultados de los diferentes análisis existentes de ATLAS en estas búsquedas de DM en colisiones protón-protón a energías de colisión de centro de masa de  $\sqrt{s} = 8$  TeV [62] [67] [70].

## 1. Sugerencias y Recomendaciones

A partir del trabajo realizado, se generaron recomendaciones para su subsiguiente implementación de estos análisis usando datos públicos presentes y futuros de la Colaboración ATLAS (u otro experimento dentro del LHC), también en futuros trabajos en esta naciente colaboración entre instituciones e investigadores venezolanos.

A la colaboración ATLAS en sus esfuerzos de liberación de datos al público (OpenData):

- Realizar el pre-filtrado de los datos públicos (reales y las simulaciones de MC) sin requerir a cada evento la presencia de al menos un leptón. Esto tendría varias ventajas y consecuencias. Primero, permitiría expandir la física a explorar: Al tener regiones (eventos) donde podamos buscar por estados finales sin leptones (ejemplificados en este trabajo de tesis, como Mono-Jet y Mono- $b$ jet) o incluso expandir búsquedas como en el canal Mono- $Z$ , donde el bosón  $Z$  decae hadrónicamente. Es decir, en donde el estado final de decaimiento involucraría, una vez más, la sola presencia de jets y  $E_T^{miss}$  en su estado final. Recordando que el modo hadrónico de decaimiento del bosón  $Z$  (p. ej. en dos quarks) tiene una probabilidad del  $\sim 70\%$ , mientras que leptónicamente (aunque más limpio y fácil de reconstruir) supone solo el  $\sim 10\%$ , incluido el decaimiento en dos leptones tau [87]. Las consecuencias de tal cambio en la composición de las muestras serán básicamente de tipo técnico: las muestras serán más grandes en términos de memoria computacional, e igualmente requerirán de algo más de poder de cómputo para poder ser manejadas en tiempos relativamente cortos. Pero estos costos bien pueden valer la pena en aras de ampliar la física que es posible realizar con ellos.
- Incluir datos a mayor luminosidad y energía de centro de masa. La operación [88] -ya en marcha- del LHC a mayores energías incrementa la sección eficaz de producción de partículas, sobre todo aquellas propuestas por modelos más allá del SM, como en este caso particular, de DM. Esto permitiría ampliar la región de sensibilidad y posibilitaria tener, quizás, evidencias de presencia de partículas de DM.
- Actualmente las muestras públicas de ATLAS comprenden señales (muestras de MC) relativas a procesos del SM, además de la producción de un modelo más allá del

SM: la producción de una partícula hipotética  $Z'$  para múltiples valores de su masa [89]. Quizás sea posible incluir algunas señales de otros modelos más allá del SM que involucren estados finales con alto contenido de  $E_T^{miss}$  que permitan tener un mejor entrenamiento y entendimiento en el desarrollo de este tipos de análisis, algo fundamental en el programa de física actual y futuro del LHC, empresa científica proyectada para estar en funcionamiento por lo menos 25 años más. Por lo que tener esta clase de conocimientos se torna muy importante para estudiantes y nuevos investigadores en el área de la física de altas energías.

- Incluir algunas de las incertezas sistemáticas más relevantes, ya que ellas afectan directamente la discriminación de la señal sobre los fondos y la determinación de estos últimos. Tales incertezas incluyen los efectos originados a partir de la reconstrucción e identificación de las partículas dentro de los materiales activos del detector, y las incertezas provenientes de las predicciones teóricas. El incluir tales variaciones sistemáticas incrementarían el tamaño de las muestras de manera sustancial, así que definir las más importantes es clave antes de que se sumen a las muestras actuales o futuras.

Recomendaciones para la optimización de este análisis:

- Generar regiones de control (CR), regiones de señal (SR) y regiones de validación (VR) para tener un mejor control y ajuste entre lo datos reales provenientes del experimento y los datos simulados de MC. Donde estos últimos representan los fondos a comprender y finalmente filtrar en cada uno de los análisis expuestos en este trabajo de tesis.
- Ampliar la búsqueda de DM dentro de modelos simplificados basándose en las recomendaciones provenientes del equipo dedicado a estudiar y proponer búsquedas en ATLAS y CMS, llamado LHC Dark Matter Forum. Utilizando sus observaciones presentadas en reciente publicaciones [72] y [90].
- Recopilar los datos necesarios para el cálculo de límites de exclusión CL para cada búsqueda Mono- $X + E_T^{miss}$  expuesta en este proyecto: la principal dificultad de este cálculo radica en poder discernir entre los diversos estudios previos que permitan

comparar los valores esperados de producción de procesos del SM con los mismos cortes de selección, esto demanda una cantidad de tiempo considerable y en consecuencia se dificultó el cumplimiento de este objetivo. Como ya fue expresado, los datos usados contienen un leptón que impide la comparación uno-a-uno con otras publicaciones similares. No es el caso del análisis Mono-Z +  $E_T^{miss}$ , que sí contiene una selección de eventos comparable con estudios anteriores de la Colaboración ATLAS. Con dichos estudios se puede crear una superposición bin-por-bin de histogramas que permitan extraer de manera cuantitativa valores del número de eventos producidos de procesos de DM y de SM. Teniendo en cuenta que el modelo de producción de DM (y por tanto su sección transversal) a evaluar será aquel que presente la publicación a comparar.

Es importante destacar que este proyecto ha ido de la mano con el equipo de *Outreach* de ATLAS, Data&Tools, que se dedica a la creación de recursos educacionales en el ámbito de la física de altas energías, siendo una de las ideas fundacionales el hacer uso de dichas herramientas y poder así: evaluar, mejorar y generar recursos e ideas nuevas a partir de los ya presentes [91]. Por ello, este proyecto de tesis fue, además, diseñado para ser posteriormente usado (total o parcialmente) como parte de dicho recursos educativos en estudiantes de física a nivel universitario alrededor del Mundo.

## Bibliografía

- [1] M. Roos, “Dark Matter: The evidence from astronomy, astrophysics and cosmology,” *ArXiv e-prints*, Jan. 2010, 1001.0316. 1
- [2] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones, and D. Zaritsky, “A direct empirical proof of the existence of dark matter,” *Astrophys. J.*, vol. 648, pp. L109–L113, 2006, astro-ph/0608407. 1, 26, 27
- [3] G. Hinshaw *et al.*, “Five-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Data processing, sky maps, and basic results,” *Astrophys. J. Suppl.*, vol. 180, pp. 225–245, 2009, 0803.0732. 2
- [4] C. Alcock *et al.*, “The MACHO project: Microlensing results from 5.7 years of LMC observations,” *Astrophys. J.*, vol. 542, pp. 281–307, 2000, astro-ph/0001272. 2, 30
- [5] T. Saab, “An introduction to dark matter direct detection searches and techniques,” in *The Dark Secrets of the Terascale (TASI 2011) - Proceedings of the 2011 Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics. Edited by Matchev Konstantin et al. Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2013. ISBN 9789814390163, pp. 711-738* (K. Matchev and et al., eds.), pp. 711–738, dec 2013, 1203.2566. 2
- [6] C. Rubbia, “Experimental observation of the intermediate vector bosons  $W^+$ ,  $W^-$ , and  $Z^0$ ,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 57, pp. 699–722, Jul 1985. 6
- [7] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*. Physics textbook, Wiley, 2008. 6, 7, 8, 15
- [8] F. J. Yndurain, “Elements of group theory,” *ArXiv e-prints*, 2007, 0710.0468. 6
- [9] E. Noether, “Invariant variation problems,” *Transport Theory and Statistical Physics*, vol. 1, pp. 186–207, Jan. 1971, physics/0503066. 6
- [10] G. Aad *et al.*, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys. Lett.*, vol. B716, pp. 1–29, 2012, 1207.7214. 7
- [11] S. Chatrchyan *et al.*, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” *Phys. Lett.*, vol. B716, pp. 30–61, 2012, 1207.7235. 7
- [12] V. A. Bednyakov, N. D. Giokaris, and A. V. Bednyakov, “On Higgs mass generation mechanism in the Standard Model,” *Phys. Part. Nucl.*, vol. 39, pp. 13–36, 2008, hep-ph/0703280. 7, 14
- [13] A. Ali and G. Kramer, “Jets and QCD: A Historical Review of the Discovery of the Quark and Gluon Jets and its Impact on QCD,” *Eur. Phys. J.*, vol. H36, pp. 245–326, 2011, 1012.2288. 10

- [14] S. Braibant, G. Giacomelli, and M. Spurio, *Particles and Fundamental Interactions: An Introduction to Particle Physics*. Undergraduate Lecture Notes in Physics, Springer Netherlands, 2011. 10, 11, 12, 13, 15, 16, 17, 20
- [15] L.-F. Li and Chongqing, “Introduction to Renormalization in Field Theory,” *ArXiv e-prints*, pp. 465–491, 2013, 1208.4700. 10
- [16] A. Pich, “The Standard Model of Electroweak Interactions,” in *Proceedings, High-energy Physics. Proceedings, 18th European School (ESHEP 2010): Raseborg, Finland, June 20 - July 3, 2010*, pp. 1–50, 2012, 1201.0537. [1(2012)]. 11
- [17] D. L. A. O. L. E. W. G. L. SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavor Group, “A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model,” *Arxiv e-prints*, 2001, hep-ex/0103048. 12
- [18] P. W. Higgs, “Broken symmetries and the masses of gauge bosons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 508–509, Oct 1964. 13
- [19] F. Englert and R. Brout, “Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 321–323, Aug 1964. 13
- [20] A. Pich, “Electroweak Symmetry Breaking and the Higgs Boson,” *Acta Phys. Polon.*, vol. B47, p. 151, 2016, 1512.08749. 14
- [21] A. Di Giacomo and A. Di Giacomo, “Understanding Color Confinement,” in *Proceedings, 9th Rencontres du Vietnam: Windows on the Universe: Quy Nhon, Vietnam, August 11-17, 2013*, pp. 323–326, 2013, 1310.2401. 15
- [22] I. J. R. Aitchison, “Supersymmetry and the MSSM: An Elementary introduction,” *Arxiv e-print*, 2005, hep-ph/0505105. 17
- [23] M. Spurio, *Particles and Astrophysics*. Springer International Publishing, 2015. 20, 29, 30, 32
- [24] R. H. Brandenberger, “Introduction to Early Universe Cosmology,” *PoS*, vol. ICFI2010, p. 001, 2010, 1103.2271. 23
- [25] F. Zwicky, “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln,” *Helv. Phys. Acta*, vol. 6, pp. 110–127, 1933. 23
- [26] J. N. Bahcall, *Dark Matter in the Universe (Second Edition)*. World Scientific Pub Co Inc, 2004. 23
- [27] V. C. Rubin, W. K. J. Ford, and N. . Thonnard, “Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605  $R = 4\text{kpc}$  to UGC 2885  $R = 122\text{ kpc}$ ,” *apj*, vol. 238, pp. 471–487, June 1980. 25
- [28] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders, “Extended rotation curves of spiral galaxies - dark haloes and modified dynamics,” *mnras*, vol. 249, pp. 523–537, apr 1991. 25
- [29] O. Lahav and A. R. Liddle, “The Cosmological Parameters 2014,” *Arxiv e-print*, 2014, 1401.1389. 27
- [30] P. A. R. Ade *et al.*, “Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters,” *Astron. Astrophys.*, vol. 594, p. A13, 2016, 1502.01589. 27, 28

- [31] S. Gongyo and S. Karasawa, “Nambu-Goldstone bosons and the Higgs mechanism without Lorentz invariance: Analysis based on constrained-system theory,” *Phys. Rev.*, vol. D90, no. 8, p. 085014, 2014, 1404.1892. 28
- [32] G. Bertone, *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches*. Cambridge University Press, 2010. 29
- [33] P. Jetzer, K. Pretzl, and R. von Steiger, *Matter in the Universe*. Space Sciences Series of ISSI, Springer Netherlands, 2013. 31
- [34] L. Roszkowski, E. M. Sessolo, S. Trojanowski, and A. J. Williams, “Reconstructing WIMP properties through an interplay of signal measurements in direct detection, Fermi-LAT, and CTA searches for dark matter,” *JCAP*, vol. 1608, no. 08, p. 033, 2016, 1603.06519. 33
- [35] J. Abdallah *et al.*, “Simplified Models for Dark Matter Searches at the LHC,” *Phys. Dark Univ.*, vol. 9-10, pp. 8–23, 2015, 1506.03116. 33
- [36] J. Goodman, M. Ibe, A. Rajaraman, W. Shepherd, T. M. P. Tait, and H.-B. Yu, “Constraints on Dark Matter from Colliders,” *Phys. Rev.*, vol. D82, p. 116010, 2010, 1008.1783. 35
- [37] CERN, “Cern official website.” <http://home.cern/>. [Online; accessed apr-2017]. 37
- [38] C. Lefevre, “LHC: the guide (English version). Guide du LHC (version anglaise).” Feb 2009. 37
- [39] L. Evans and P. Bryant, “Lhc machine,” *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. 08, p. S08001, 2008. 38
- [40] CERN, “Atlas cern.” <http://atlas.cern/>. [Online; accessed 04-2017]. 38
- [41] ATLAS Collaboration, G. Aad, E. Abat, J. Abdallah, A. A. Abdelalim, A. Abdesselam, O. Abdinov, B. A. Abi, M. Abolins, H. Abramowicz, and *et al.*, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” *Journal of Instrumentation*, vol. 3, p. S08003, Aug. 2008. 38
- [42] *ATLAS muon spectrometer: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS, Geneva: CERN, 1997. 42
- [43] A. R. Sanchez Pineda, “The CEVALE2VE case,” Tech. Rep. ATL-OREACH-PROC-2017-001, CERN, Geneva, Jan 2017. 43
- [44] “CEVALE2VE.” <http://www.cevale2ve.org/>, 2015. [Online; accessed feb-2016]. 43
- [45] Fermilab, “Scientific Linux.” <https://www.scientificlinux.org>. [Online; accessed may-2016]. 44
- [46] “Red hat enterprise linux.” <https://www.redhat.com/en/technologies/linux-platforms/enterprise-linux>. [Online; accessed apr-2017]. 44
- [47] F. Team, “Fermilab.” <http://www.fnal.gov/>. [Online; accessed apr-2017]. 44
- [48] CERN, “ROOT CERN.” <https://root.cern.ch/>. [Online; accessed feb-2016]. 44, 45, 49, 115
- [49] B. Stroustrup, *The C++ Programming Language*. Boston, MA, USA: Addison-Wesley Longman Publishing Co., Inc., 3rd ed., 2000. 44, 115
- [50] R. Brun and F. Rademakers, “Root - an object oriented data analysis framework,” in *AIHENP 96 Workshop, Lausanne*, vol. 389, pp. 81–86, 1996. 45

- [51] CERN, “Class ttree.” <https://root.cern.ch/doc/master/classTTree.html>. [Online; accessed may-2017]. 45
- [52] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro, “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations,” *JHEP*, vol. 07, p. 079, 2014, 1405.0301. 46, 47, 54, 71, 114, 115
- [53] PSF, “Python.” <https://www.python.org>. [Online; accessed may-2017]. 46, 115
- [54] J. Backus, “The history of fortran i, ii, and iii,” *SIGPLAN Not.*, vol. 13, pp. 165–180, Aug. 1978. 47
- [55] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual,” *JHEP*, vol. 05, p. 026, 2006, hep-ph/0603175. 48
- [56] L. University, “Pythia 8.” <http://home.thep.lu.se/torbjorn/pythia81html/Welcome.html>. [Online; accessed may-2016]. 48, 114, 115
- [57] J.Conway, “Pgs.” <http://www.physics.ucdavis.edu/~conway/research/software/pgs/pgs4-general.htm>. [Online; accessed jan-2016]. 48
- [58] J. de Favereau, C. Delaere, P. Demin, A. Giammanco, V. Lemaitre, A. Mertens, and M. Selvaggi, “DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment,” *JHEP*, vol. 02, p. 057, 2014, 1307.6346. 49, 54, 71, 114, 115
- [59] “Review Studies for the ATLAS Open Data Dataset,” Tech. Rep. ATL-OREACH-PUB-2016-001, CERN, Geneva, Aug 2016. 49, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 103, 113
- [60] S. P. Liew, M. Papucci, A. Vichi, and K. M. Zurek, “Mono-X Versus Direct Searches: Simplified Models for Dark Matter at the LHC,” *Arxiv e-print*, 2016, 1612.00219. 51
- [61] S. Resconi, “Dark Matter in ATLAS,” Tech. Rep. ATL-PHYS-PROC-2016-048, CERN, Geneva, May 2016. 51
- [62] G. Aad *et al.*, “Search for new phenomena in final states with an energetic jet and large missing transverse momentum in pp collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS detector,” *Eur. Phys. J.*, vol. C75, no. 7, p. 299, 2015, 1502.01518. [Erratum: *Eur. Phys. J.*C75,no.9,408(2015)]. 51, 64, 90, 91, 114, 115
- [63] M. Aaboud *et al.*, “Search for new phenomena in events with a photon and missing transverse momentum in *pp* collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV with the ATLAS detector,” *JHEP*, vol. 06, p. 059, 2016, 1604.01306. 51, 54
- [64] W. Kluge, “Initial state radiation: A success story,” *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, vol. 181, pp. 280–285, 2008. 51
- [65] V. A. Mitsou, “Overview of searches for dark matter at the LHC,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 651, no. 1, p. 012023, 2015, 1402.3673. 52, 53
- [66] S. Schramm and P. Savard, *Searching for Dark Matter with the ATLAS Detector in Events with an Energetic Jet and Large Missing Transverse Momentum*. PhD thesis, Toronto U., Mar 2015. Presented 26 Feb 2015. 52



- [67] G. Aad *et al.*, “Search for dark matter in events with heavy quarks and missing transverse momentum in  $pp$  collisions with the ATLAS detector,” *Eur. Phys. J.*, vol. C75, no. 2, p. 92, 2015, 1410.4031. 52, 53, 55, 65, 97, 102, 114, 115
- [68] G. Aad *et al.*, “Search for dark matter produced in association with a Higgs boson decaying to two bottom quarks in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector,” *Phys. Rev.*, vol. D93, no. 7, p. 072007, 2016, 1510.06218. 53
- [69] T. Sjostrand, 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,” *Comput. Phys. Commun.*, vol. 191, pp. 159–177, 2015, 1410.3012. 54, 71
- [70] G. Aad *et al.*, “Search for dark matter in events with a Z boson and missing transverse momentum in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS detector,” *Phys. Rev.*, vol. D90, no. 1, p. 012004, 2014, 1404.0051. 55, 66, 67, 111, 112, 114, 115
- [71] L. Carpenter, A. DiFranzo, M. Mulhearn, C. Shimmin, S. Tulin, and D. Whiteson, “Mono-Higgs-boson: A new collider probe of dark matter,” *Phys. Rev.*, vol. D89, no. 7, p. 075017, 2014, 1312.2592. 55
- [72] D. Abercrombie *et al.*, “Dark Matter Benchmark Models for Early LHC Run-2 Searches: Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum,” 2015, 1507.00966. 55, 71, 113, 117
- [73] S. Team, “Sherpa.” <https://sherpa.hepforge.org/trac/wiki>. [Online; accessed jan-2017]. 58
- [74] S. Hoche, F. Krauss, M. Schonherr, and F. Siegert, “Automating the POWHEG method in Sherpa,” *JHEP*, vol. 04, p. 024, 2011, 1008.5399. 58
- [75] A. Sanchez Pineda, *Search for Higgs-like resonances in the  $ZZ \rightarrow l^\pm l^\pm q\bar{q}$  decay channel with the ATLAS experiment at LHC*. PhD thesis, Naples U., 2013. 59, 63
- [76] G. Aad *et al.*, “Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in  $\sqrt{s} = 8$  TeV proton-proton collisions in the ATLAS detector,” *Eur. Phys. J.*, vol. C77, no. 4, p. 241, 2017, 1609.09324. 63
- [77] T. Lin, E. W. Kolb, and L.-T. Wang, “Probing dark matter couplings to top and bottom quarks at the LHC,” *Phys. Rev.*, vol. D88, no. 6, p. 063510, 2013, 1303.6638. 65
- [78] K. Cranmer, “Practical Statistics for the LHC,” in *Proceedings, 2011 European School of High-Energy Physics (ESHEP 2011): Cheile Gradistei, Romania, September 7-20, 2011*, pp. 267–308, 2015, 1503.07622. [247(2015)]. 67
- [79] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, “Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics,” *Eur. Phys. J.*, vol. C71, p. 1554, 2011, 1007.1727. [Erratum: *Eur. Phys. J.*C73,2501(2013)]. 67, 70
- [80] M. Wood, “P values, confidence intervals, or confidence levels for hypotheses?,” *ArXiv e-prints*, Dec. 2009, 0912.3878. 67
- [81] A. L. Read, “Presentation of search results: The CL(s) technique,” *J. Phys.*, vol. G28, pp. 2693–2704, 2002. 11(2002). 69

- [82] G. Aad *et al.*, “Search for quantum black hole production in high-invariant-mass lepton+jet final states using  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  tev and the atlas detector,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, no. 9, p. 091804, 2014, 1311.2006. 82
- [83] C. Patrignani *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Chin. Phys.*, vol. C40, no. 10, p. 100001, 2016. 86, 108
- [84] D. Casadei, I. Aracena, S. Banerjee, P.-H. Beauchemin, S. Calvet, K. Cranmer, D. Damazio, R. Djil-kibaev, T. Eifert, S. Hillier, J. Idarraga, K. Johns, V. Kaushik, R. Konoplich, R. Kowalewski, X. Lei, A. Mann, P. Mermod, A. Mincer, J. Morel, P. Nemethy, A. Pinder, R. Taylor, A. Watson, and L. Zhao, “The implementation of the ATLAS missing Et triggers for the initial LHC operation,” Tech. Rep. ATLAS-DAQ-PUB-2011-001, CERN, Geneva, Feb 2011. 89
- [85] G. Aad *et al.*, “Search for dark matter candidates and large extra dimensions in events with a jet and missing transverse momentum with the ATLAS detector,” *JHEP*, vol. 04, p. 075, 2013, 1210.4491. 89
- [86] ATLAS, “Explore lhc data on new atlas educational platform.” <http://atlas.cern/updates/atlas-news/explore-lhc-data-new-atlas-educational-platform>. [Online; accessed may-2017]. 114
- [87] J. Beringer, J.-F. Arguin, R. Barnett, K. Copic, O. Dahl, D. Groom, C.-J. Lin, J. Lys, H. Murayama, C. Wohl, *et al.*, “Review of particle physics particle data group,” *Physical Review D (Particles, Fields, Gravitation and Cosmology)*, vol. 86, no. 1, 2012. 116
- [88] C. Pralavorio, “Kick-off for the 2017 lhc physics season.” <http://home.cern/about/updates/2017/05/kick-2017-lhc-physics-season>. [Online; accessed may-2017]. 116
- [89] D. O. Group, “Atlas open data samples.” <http://opendata.atlas.cern/extendedanalysis/datasets.php>. [Online; accessed may-2017]. 117
- [90] A. Albert *et al.*, “Recommendations of the LHC Dark Matter Working Group: Comparing LHC searches for heavy mediators of dark matter production in visible and invisible decay channels,” 2017, 1703.05703. 117
- [91] D. O. Group, “Atlas open data.” <http://opendata.atlas.cern>. [Online; accessed may-2017]. 118