

2	Facultad de Ciencias
3	Búsqueda de partículas supersimétricas en el marco de los
ļ	modelos SUSY con el experimento CMS del LHC (CERN) a 13
5	${ m TeV}$
ō	
7	Trabajo fin de Grado de Física
3	Autor: Ignacio Amores Sesar
)	Tutores: Isidro González Caballero
)	Juan Rodrigo González Fernández



# 12 Contenidos

13	Introdu	ucción		7
14	1. El a	celera	dor LHC y el detector CMS	11
15	1.1.	LHC		11
16	1.2.	CMS		13
17		1.2.1.	Sistema de referencia	14
18		1.2.2.	Detector de trazas (tracker)	15
19		1.2.3.	Calorímetro electromagnético	16
20		1.2.4.	Calorímetro hadrónico	17
21		1.2.5.	Solenoide	17
22		1.2.6.	Cámaras de muones	18
23		1.2.7.	El trigger	19
24	2. Rec	onstru	acción de objetos físicos	23
25	2.1.	El algo	oritmo particle flow	24
26		2.1.1.	Vértice de la colisión	26
27		2.1.2.	Reconstrucción de muones	27
28		2.1.3.	Reconstrucción de electrones	28
29		2.1.4.	Reconstrucción de jets	29
30			2.1.4.1. b-tagging	30
31		2.1.5.	Energía transversa faltante	31
32	2.2.	Simula	aciones de Montecarlo	31
33	2.3.	Tratar	niento de datos en CMS	33

## CONTENIDOS

34	<b>3.</b>	Mod	delo Es	stándar y materia oscura	37
35		3.1.	Model	o Estándar	37
36		3.2.	Más a	llá del Modelo Estándar	39
37			3.2.1.	La gravedad	40
38			3.2.2.	Parámetros libres	40
39			3.2.3.	Energía oscura	40
40			3.2.4.	Materia oscura	41
41				3.2.4.1. Modelos simplificados	42
42	4.	Téc	nicas o	le clasificación de sucesos	45
43		4.1.	Clasifi	cación secuencial	46
44		4.2.	Clasifi	cación multivariante	46
45			4.2.1.	Árboles de decisión	47
46			4.2.2.	Red neuronal profunda	48
47			4.2.3.	Entrenamiento de una red neuronal	49
48		4.3.	Técnic	as estadísticas	52
49	<b>5.</b>	Det	ección	de materia oscura en el LHC	55
50		5.1.	Proces	sos de señal y fondo	55
51			5.1.1.	Producción de materia oscura en asociación con quarks top $\ \ldots \ \ldots$	55
52			5.1.2.	Bosón $W$ en asociación con jets ( $Wjets$ )	58
53			5.1.3.	Drell-Yan (DY)	59
54			5.1.4.	Pares de quarks top $(t\bar{t})$	61
55			5.1.5.	Dibosones (VV)	62
56			5.1.6.	Quark top acompañado de un bosón W $(tW)$	63
57			5.1.7.	Pares de quark top en asociación con bosones $(t\bar{t}V)$	64
58		5.2.	Observ	vables de interés	64
59			5.2.1.	Energía transversa faltante	65
60			5.2.2.	Ángulo energía transversa faltante-leptones	65
61			5.2.3.	Masa stransversa	65

## CONTENIDOS

62	6. Bús	queda	de materia oscura	69			
63	6.1.	Presel	ección	69			
64	6.2.	Const	rucción de la selección	73			
65		6.2.1.	Energía transversa faltante	74			
66		6.2.2.	Ángulo energía transversa faltante-leptones $\dots \dots \dots \dots$	75			
67		6.2.3.	Masa stransversa	77			
68	6.3.	Estima	ación de fondos	78			
69		6.3.1.	Región de control para $t \bar t$	79			
70		6.3.2.	Región de control para $t\bar{t}$ + bosones	81			
71	6.4.	Result	ados	82			
72	6.5.	Selecc	ión multivariante	85			
73		6.5.1.	Entrenamiento de la red neuronal	86			
74		6.5.2.	Reproducción de $M_{T2}$	91			
75		6.5.3.	Masa de 50 GeV	93			
76	7. Conclusiones						
77	7 Bibliografía						

## CONTENIDOS

## Introducción

82

92

98

Este trabajo consiste en una búsqueda de materia oscura a partir de los datos tomados por CMS en colisiones entre protones a una energía en centro de masas de 13 TeV, siguiendo la linea de los estudios realizados recientemente a una energía menor en el centro de masas [1], [2], [3].

La física es una disciplina científica que tiene como objetivo la comprensión del universo. Hasta
el momento sólo entendemos aproximadamente el 4% del universo, la materia ordinaria. Un
23% del universo está constituido por materia oscura, son innumerables las evidencias de este
hecho provenientes del mundo de la cosmología. Desde el punto de vista de la física de partículas,
la materia oscura podría estar constituida por partículas que interactúan con la materia ordinaria, además de gravitatoriamente, de esta forma podrían ser detectadas en aceleradores. Estas
partículas podrían ser muy masivas, de manera que se necesitarían energías muy elevadas para
su descubrimiento, el LHC es el instrumento ideal para este objetivo dado que es el acelerador
construido con mayor energía en centro de masas.

Esta búsqueda de materia oscura se realizará en base a modelos fenomenológicos de producción de materia oscura en asociación con pares de quarks top. Esta búsqueda se llevará a cabo seleccionando sucesos del espacio de fases de la forma más óptima posible, ayudados de una red neuronal profunda entrenada para distinguir entre procesos producción de materia oscura y procesos del Modelo Estándar

En el primer capítulo, haremos una breve introducción del acelerador LHC y del detector CMS.

Esta aproximación tiene como objetivo comprender las características del dispositivo experimen-

tal, las cuales jugarán un papel esencial en nuestro análisis.

En el segundo capítulo, se explica con cierto detalle el proceso de medida de los diferentes observables experimentales. Una buena comprensión de este proceso resulta clave para reducir al mínimo los errores experimentales.

Una vez expuesto tanto el acelerador como el detector utilizados para la toma de datos, así como su funcionamiento, se realiza un breve resumen del Modelo Estándar de la física de partículas.

El Modelo Estándar es la teoría física en la cual se basa la física de partículas a día de hoy. La búsqueda de materia oscura de enmarca en la denominada Física más allá del Modelo Estándar.

Existen diversos modelos que proponen partículas candidatas a materia oscura, recurriremos a un 'modelo simplificado' que no es más que un modelo fenomenológico que reproduce de forma aproximada el conjunto de los modelos anteriores.

Posteriormente, se introducirán los conceptos de: análisis secuencial y análisis multivariante, haciendo especial hincapié en las redes neuronales profundas. A continuación se hará un breve tratamiento estadístico mediante el concepto conocido como niveles de confianza.

Una vez se ha fijado por completo el marco de trabajo, se introducirá el proceso de materia oscura a estudiar (señal) y se considerarán los diferentes procesos del Modelo Estándar que den lugar a estados finales similares (fondos). Dentro de estos fondos poseen notable relevancia los procesos de producción de pares  $t\bar{t}$ . Se introducirán también los observables que serán serán clave para discernir procesos de materia oscura de procesos del Modelo Estándar: la energía transversa faltante ( $\cancel{E}_T$ ), el ángulo energía transversa faltante-leptones ( $\Delta \phi$ ) y la masa stransversa ( $M_{T2}$ ).

En el capítulo 6 se describe el análisis de los datos basado en la aplicación secuencial de criterios de selección que permiten aislar la señal de los fondos, justificando las elecciones realizadas y verificando el acuerdo entre los datos obtenidos y los predichos por la teoría. Esta predicción teórica se realizará mediante técnicas de Montecarlo. No se apreciarán evidencia de materia oscura, y por ello, se estudiará la exclusión de zonas del espacio de parámetros de los modelos

## INTRODUCCIÓN

131 de materia oscura.

132

Posteriormente, en este mismo capítulo, se trata de obtener un observable que tenga mayor poder discriminante que la masa stransversa. Este resultado se ha obtenido parcialmente, debido a que se obtuvo dicho observable pero no fue posible definir una región del espacio de fases que separase de forma adecuada señal y fondo. No obstante este observable ha servido para refinar el análisis anterior excluyendo una región del espacio de fases ligeramente mayor.

138

Finalmente en el capítulo 7, se resumirán todos los resultados obtenidos a lo largo del trabajo así como se tratarán las perspectivas de futuro en la búsqueda de materia oscura en el LHC.

142

Para la realización de este trabajo han resultado esenciales diversas asignaturas del grado, entre las que cabe destacar: física nuclear y de partículas elementales, física de altas energías y aceleradores, introducción a la física computacional, métodos numéricos y sus aplicaciones a la física y técnicas experimentales. Además han servido de apoyo asignaturas del grado en matemáticas como probabilidad y estadística e inferencia estadística.

## INTRODUCCIÓN

## « Capítulo 1

# El acelerador LHC y el detector

# o CMS

153

157

166

- Este trabajo utiliza resultados obtenidos por el detector de partículas CMS (Compact Muon Solenoid), situado en el colisionador de hadrones LHC (Large Hadron Collider).
- Resulta esencial conocer con cierta profundidad el experimento con el que se realiza la toma de datos con el objetivo de poder discernir entre anomalías debidas al experimento y nueva física por descubrir.
- Sin embargo antes de proceder con él se ha de introducir el LHC, experimento en el cual se sitúa este detector.

## 1.1. LHC

El LHC [4] es un acelerador de partículas circular situado en Ginebra de 27 km de longitud, donde se aceleran protones, y en ocasiones iones pesados. En el caso de los protones tiene una energía en centro de masas nominal de 14 TeV y una luminosidad instantánea de  $10^{34} \ cm^{-2} s^{-1}$ . En este trabajo la configuración del LHC ha sido: 13 TeV de energía en centro de masas y una luminosidad instantánea de  $2 \times 10^{34} \ cm^{-2} s^{-1}$ 

Los protones, son agrupados en paquetes con aproximadamente 10<sup>9</sup> protones en unos centímetros de largo y unos pocos milímetros de ancho, que son pre-acelerados en una serie de aceleradores auxiliares, como se ilustra la figura 1.1. En primer lugar, los protones son acelerados por dos aceleradores lineales (LINAC4). En segundo lugar los protones entran en el *Proton Synchrotron* para formar un haz de protones, conjunto de paquetes, con una energía aproximada de 25 GeV. Una vez formando haces se aceleran hasta alcanzar energías de 450 GeV mediante el *Super Proton Synchrotron*. Finalmente son inyectados en el LHC donde se aceleran dos haces con direcciones opuestas alcanzando unos 6.5 TeV por haz.

175

Un haz determinado posee una vida media útil de unas 24 horas ya que estos se degradan, además de por las colisiones en los detectores, debido a diversos factores sufridos por los protones.

179

181

182

183

185

186

187

188

Los protones son partículas cargadas aceleradas, moviéndose a lo largo de un acelerador es circular, por se produce un pérdida debido a radiación de frenado. Los protones agrupados en los haces son partículas cargadas con el mismo signo, por ende los paquetes de protones tienden a abrirse, de esta forma se han de corregir los paquetes a lo largo de su vida útil. El vacío por donde circula el haz no es perfecto, luego se tiene pérdida de energía por colisiones con partículas del gas residual. Finalmente, se ha de corregir la caída gravitatoria de los haces. Estos efectos se palían mediante un conjunto de imanes cuadrupolares y hexapolares situados a lo largo de la circunferencia del acelerador, no obstante esta paliación no es perfecta y se requiere renovar los haces.

189

Además estos haces se estrechan aún mas en 4 puntos a lo largo de la circunferencia donde se sitúan los principales detectores con el objetivo de maximizar el número de colisiones mediante un conjunto de imanes octupolares: CMS y ATLAS de propósito general y ALICE y LHCb de propósito específico.

194

Pasando ahora al estudio de las limitaciones del LHC, como todo acelerador circular, la energía a la cual se pueden hacer circular los haces en su interior viene limitada directamente por su

radio y su campo magnético. Es por ello que el los dipolos del LHC producen uno de los campos 197 magnéticos más intensos jamás conseguidos, aproximadamente  $8.3\ T.$ 

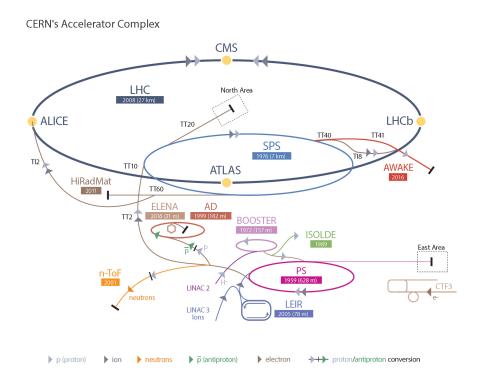


Figura 1.1: Esquema del experimento LHC. En la parte inferior se puede apreciar la cadena de aceleradores auxiliares, mientras que en la parte superior se encuentran indicados los principales detectores.

Tras esta idea general del funcionamiento del LHC se puede proceder al estudio del experimento mediante el cual realizamos la toma de datos, CMS. 200

#### 1.2. **CMS** 201

202

204

205

207

El detector CMS (Compact Muon Solenoid) [5] es un detector de propósito general, esto quiere decir que se ha construido para la realización de estudios muy diversos, como puede ser búsqueda 203 de nueva física o la realización de medidas de precisión de parámetros del Modelo Estándar. En particular es un detector construido para explorar la nueva región de masa y energía que sólo son alcanzados en el LHC. En lo referente a sus características físicas es un detector con una forma cilíndrica divido en capas de unos 21.5 m de largo y unos 14.5 m de diámetro y su peso es de aproximadamente 12500 toneladas.

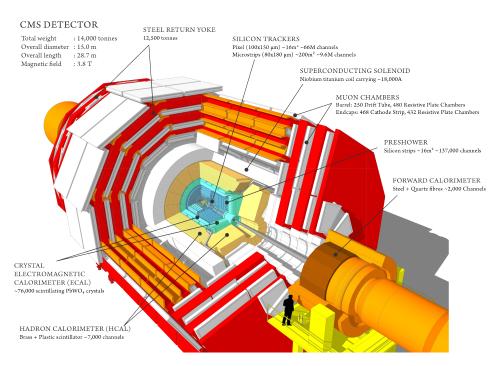


Figura 1.2: Esquema del detector CMS con los correspondientes subdetectores indicados. En la parte inferior derecha se puede apreciar una figura de una persona a escala con el detector.

CMS, representado en la figura 1.2, ha sido construido de forma que los muones sean identificados con facilidad. Este hecho se debe a que estas partículas no interactúan fuertemente, y como tal como pueden producirse en procesos de interacción electro-débil.

213 Add

214

215

Además, al tratarse el LHC de un colisionador protón-protón, la colisión se realiza entre un partón de un protón y otro partón del otro protón, el. El resto de componentes del protón dificultarán en gran medida el estudio de los procesos de interacción fuerte.

## 1.2.1. Sistema de referencia

El sistema de referencia utilizado es CMS es ligeramente diferente a los usuales: sistemas de coordenadas cartesianas, cilíndricas o esféricas. En coordenadas cartesianas (x, y, z), el eje OY apunta hacia arriba, perpendicularmente al suelo, el eje OZ lleva la dirección del haz y el eje X es perpendicular a los dos anteriores. El plano XY se conoce como plano transverso y será clave

dado que, por conservación del momento lineal, la suma de los momentos en este plano deberá de ser nula<sup>1</sup>.

223

En CMS también es común utilizar una ligera variación del sistema de referencia esférico  $(R, \theta, \phi)$ asociado al cartesiano (x, y, z). El ángulo  $\phi$  se define sobre el plano transverso con sentido positivo e inicio en el eje OX y varía entre 0 y  $2\pi$ . Mientras que el ángulo  $\theta$  es el ángulo medido respecto al eje OZ y varía entre  $-\pi/2$  y  $\pi/2$ . En lo referente a R es la distancia entre el origen y el punto a considerar.

229230

231

232

233

235

236

Esta ligera variación consiste en el sistema de referencia  $(\rho, \eta, \phi)$ . En primer lugar  $\rho$  no es más que la distancia de la proyección al plano transverso del punto a tratar, la motivación de esta cambio se debe a que es este plano el que posee interés físico como ya se ha mencionado con anterioridad. En segundo lugar la pseudorapidez se define como  $\eta := -log(tan(\frac{\theta}{2}))$ , la razón de este cambio es que cuando el momento longitudinal es elevado, la pseudorapidez se aproxima a la rapidez que es un invariante Lorentz. Con esta definición la pseudorapidez es nula en el plano transverso y tiende a infinito según nos acercamos al eje OZ (paralelo al haz).

237

A lo largo de este trabajo salvo que se indique lo contrario se utilizará el sistema de referencia  $(\rho, \eta, \phi)$  y cuando se nombre componente transversa de una cierta cantidad se hace referencia a la componente  $\rho$  de dicha cantidad.

241

Una vez introducido el sistema de referencia se procede a la descripción de las diferentes partes del detector haciendo hincapié en su función.

## 1.2.2. Detector de trazas (tracker)

El detector de trazas, o *tracker*, es la parte mas interna de CMS y su objetivo es reconstruir la trayectoria de las partículas cargadas. El detector de trazas detecta las partículas, reconstruye su trayectoria mediante diversos ajustes. Gracias a esta reconstrucción se puede identificar el vértice de la colisión, punto de donde emanan las trayectorias. No obstante en presencia de

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>La suma de momentos no es exactamente nula, los haces son girados levemente para favorecer la colisión, sin embargo se considera que el momento resultante en este plano es despreciable a las energías utilizadas.

partículas con alta vida media, quarks b o leptones  $\tau$ , se pueden generar nuevos vértices que el detector de trazas también reconstruirá, a partir de la extrapolación de las trayectorias de los restos de su desintegración, permitiendo de esta manera la identificación de este tipo concreto de partículas.

253

Dada la escala de distancias de los procesos estudiados en CMS es necesario que el tracker reconstruya la traza de las partículas con muy alta precisión. Para lograr este objetivo el detector de trazas de CMS consta dos partes fundamentales.

257

La primera de ellas y más cercana al haz es un detector de píxeles de silicio en tres capas cubriendo entre 4 y 15 cm en la dirección radial y 49 cm a lo largo del eje del haz. La segunda de ellas son unas tiras de silicio que cubren entre 25 y 110 cm en la dirección radial y 280 cm en la dirección del haz.

262

El detector de píxeles cuenta con aproximadamente 67 millones de elementos activos, de esta forma se consigue una precisión de unas decenas de micras en la reconstrucción de las trazas.

265

Además, el detector de trazas cuenta con capas cilíndricas a los lados del barril consiguiendo así detectar las partículas con  $|\eta| \le 2.5$ . Estos últimos añadidos son importantes desde el punto de vista de la hermeticidad.

269

Como se verá más adelante hay observables que para ser medidos precisan de que no se escape ninguna partícula sin ser detectada. Partículas que únicamente interactúan débilmente, como los neutrinos,  $\nu$ , se escapan de nuestro detector, sin ser detectadas, y son caracterizadas como energía transversa faltante.

#### 4 1.2.3. Calorímetro electromagnético

Alrededor del detector de trazas se sitúa el calorímetro electromagnético (ECAL), el cual permite medir la energía de partículas que interactúan electromagnéticamente. En particular de mide la energía de electrones y fotones, aunque también mida la energía de piones y otro tipo

278 de partículas.

279

El ECAL esta constituido por cristales de stolzita ( $PbWO_4$ , tungstenato de plomo). Este es un material muy pesado y centelleante, esto significa que cuando es atravesado por un electrón o un fotón emite una gran cantidad de fotones con una determinada energía. A este material se conectan fotomultiplicadores con el objetivo de crear una corriente eléctrica con intensidad medible.

285

En total aproximadamente unos 65000 cristales constituyen el ECAL montados de la forma más hermética posible y diseñado para que los electrones y fotones sean absorbidos por completo en él. Otro tipo de partículas cuya interacción electromagnética con la materia es mas débil no son absorbidas en él, por ejemplo los muones.

## 290 1.2.4. Calorímetro hadrónico

El HCAL esta constituido principalmente de latón y material centelleante en placas a las que se conectan fotomultiplicadores.

293

Cuando una partícula hadrónica golpea una de estas placas se producen numerosas partículas. A su vez estas nuevas partículas dan lugar a más partículas, al atravesar la siguiente capa,
dando lugar a lo que se conoce como cascadas hadrónicas. Durante este proceso se emite luz
de las longitudes de onda del azul-violeta que es absorbida por una fibras de diámetro inferior
1 mm. Estas fibras convierten la luz a longitudes de onda correspondientes al color verde y es
transportada a cajas de lectura mediante cables ópticos.

#### 300 1.2.5. Solenoide

El campo magnético del experimento CMS está creado por un solenoide. Este solenoide está situado tras el HCAL y está constituido por un núcleo de niobio-titanio refrigerado mediante helio líquido.

304

En el interior del detector CMS el campo magnético es de 3.8 T en la dirección del eje del

cilindro. Este campo se utiliza con el objetivo de curvar las trayectorias de las partículas cargadas eléctricamente permitiendo conocer así su carga, facilitando en gran medida su identificación.

Este campo tiene sentidos opuestos en el interior y exterior del solenoide, permitiendo así una
mejor identificación de la carga de las partículas.

#### 1.2.6. Cámaras de muones

Las cámaras de muones son el detector más externo de CMS. Los muones son partículas que se producen en procesos electro-débiles, por lo que la cantidad de hadrones producidos en procesos con presencia de muones es menor. Este hecho permite que los muones sean medidos con mayor precisión.

315

310

Los muones son partículas que pueden atravesar grandes distancias sin apenas interactuar con la materia, por ello son necesarias estas cámaras especiales diseños para detectar muones.

318

319

321

322

323

Debido a que los muones interactúan tan poco con la materia resulta complicado estimar su energía. Gracias a las cámaras de muones se pueden reconstruir sus trayectorias con gran resolución, ya que se reconstruyen trazas de hasta 10 m, pudiendo estimar su energía a partir de la trayectoria. Las cámaras de muones están recubiertas de hierro con el objetivo de atrapar cualquier partícula hadrónica que haya escapado del HCAL, de forma que sólo los muones logran escapar de estas cámaras<sup>2</sup>, consiguiendo así una hermeticidad mayor del detector.

325 326

327

329

330

331

Las cámaras de muones están constituidas de tres detectores gaseosos: DT (*Drift Tubes*), tiras catódicas (CSC) y placas resistivas (RPC). Estos tres detectores poseen propiedades diferentes que se complementan con el objetivo de obtener las menores incertidumbres posibles.

■ Los DTs son celdas rellenas de una mezcla de gases (80 % argón y 20 % dióxido de carbono). Este tipo de detector tiene un tiempo máximo de excitación³ de 180 ns y una resolución espacial de 0.18 mm. Para la cantidad de sucesos que se miden en CMS este

 $<sup>^2</sup>$  Además de los muones, partículas que solo interactúan débilmente, como los neutrinos, también logran escapar del detector

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Tiempo a transcurrir desde que se detecta una partícula hasta que el gas se estabiliza para poder volver a detectar otra partícula.

tiempo de respuesta es alto, por ello las DTs se sitúan en valores de la pseudorapidez pequeños,  $|\eta| < 1,2$  donde la proporción de muones es relativamente baja. Su largo tiempo de excitación se compensa con la poca incertidumbre que proporcionan sus medidas, es por ello que son utilizados pese a tener detectores con un tiempo de excitación menor.

336 337

338

339

348

349

350

351

359

332

333

334

335

Las partículas cargadas que atraviesan cada celda liberan electrones que se mueven en función del campo eléctrico de cada celda generando así una diferencia de potencial entre ánodo, situado en el centro, y las paredes de la celda.

- Los CSCs están constituidos por seis capas de una mezcla de gases (30 % argón, 50 % 340 dióxido de carbono,  $CO_2$  y 20 % tetrafluoruro de carbono,  $CF_4$ ). Estos detectores constan 341 de un plano catódico segmentado en tiras y cables que funcionan como ánodos situados 342 perpendicularmente a las tiras del plano catódico de forma que al ser atravesado por una 343 partícula cargada se produce una avalancha de electrones que son detectados como una 344 carga en el ánodo. Si bien este proceso es ligeramente menos preciso que el anterior, su 345 resolución es 0.2 mm, su tiempo de respuesta es mucho menor, por ello se sitúan en las 346 zonas con mayor proporción de muones. 347
  - Los RPCs consisten en dos placas separadas unos pocos milímetros. Dicha separación se llena con un gas de forma que cuando es atravesado por un muon se produce una avalancha de electrones proporcional a la energía del muon, pudendo medirse así la energía de dicho muon.

#### 352 1.2.7. El trigger

La tasa nominal de colisiones en CMS es de  $40 \ MHz$ , pudiendo variar en función de la configuración del LHC y la luminosidad instantánea. El trigger es un instrumento que realiza un análisis rápido de los productos de las colisiones determinando que colisión almacenar y cual descartar, optimizando así nuestra elección de sucesos. El trigger está dividido en dos partes en función del momento en la que actúan y el tiempo de decisión disponible.

■ El trigger de nivel 1 (L1) esta formado únicamente por hardware, posee una tasa de decisión de 100 KHz. Esta rápida decisión consiste en activar, o no, el sistema de adquisición

de datos. La información para esta decisión proviene únicamente de las cámaras de muones y de ambos calorímetros ECAL y HCAL. Al disponer de un tiempo de decisión tan corto son muy pocos los cálculos que se pueden realizar.

Debido a estos pocos cálculos realizados, la resolución en la reconstrucción de las trayectorias de las partículas es más baja. Este proceso utiliza las cámaras de muones RPCs debido a su rápido tiempo de respuesta. Dado que la resolución es baja, se hace uso de la idea de zonas de interés: los detectores más veloces se activan en primer lugar, y en caso de que el suceso resulte interesante se activan detectores próximos, y las DTs, con el objetivo de reconstruir parcialmente el suceso.

El trigger de nivel 1 está dividido en tres subsistemas: L1 para calorímetros, L1 para cámaras de muones y el trigger global. Una colisión ha de ser aceptada, tanto por el trigger para calorímetros, como por trigger para cámaras de muones en instancias de ser considerado por el trigger global. Es este último el que con la información semirreconstruida de los triggers anteriores (únicamente variables del plano transverso) toma la decisión de almacenar o no dicha colisión.

• Una vez que el suceso ha sido aceptado por el trigger de nivel 1, actúa el trigger de nivel 2, con una tasa de decisión de 1 KHz. (High Level Trigger). La información es llevada a diferentes trigger paths. En cada uno de estos se utiliza información que no ha podido ser considerada en el nivel anterior para estudiar la colisión. Como el tiempo de respuesta es más elevado se pueden considerar criterios de selección menos básicos, por ejemplo exigir dos muones con cargas opuestas, o electrones con un determinado momento transverso, etc. Las colisiones que pasan algunos de estos criterios se almacenan en función del path trigger utilizado, de manera que después de un cierto tiempo se tienen conjuntos de sucesos caracterizados por haber pasados unos ciertos criterios. En caso de que no pase ningún criterio el suceso no se almacena pese a haber pasado el trigger L1.

Estos conjuntos ya contienen toda la información almacenada, el trigger de alto nivel esta configurado de forma que se seleccionan los sucesos que pueden resultar interesantes

en aras de búsqueda de nueva física o que constituyen procesos interesantes del Modelo Estándar.

Una vez que los datos han pasado ambas fases del trigger se almacenan en la Tier-0 de CMS a la espera de ser reconstruidos y analizados posteriormente. Es este el aspecto que fuerza al uso del trigger, dado que si se pudiesen almacenar más sucesos por segundo se podría rebajar la exigencia del trigger, como se ha hecho en determinadas ocasiones.

396

El trigger es mucho más complejo de lo expuesto anteriormente, dado que las características pueden variar mucho de una toma de datos a otra. Por no hablar de muchos inconvenientes surgidos en la toma de datos, como el pile-up el cual se tratará con más detalle en secciones posteriores.

## Capítulo 2

# Reconstrucción de objetos físicos

Hasta este momento se han introducido el experimento y el detector mediante los cuales se realizan la toma de datos. En este capítulo explicaremos la identificación y reconstrucción de los objetos físicos, para posteriormente exponer la forma adecuada de comparar resultados experimentales con la teoría.

407

La detección de las partículas se reduce a impulsos eléctricos en los correspondientes detectores. A partir de estos impulsos eléctricos se debe reconstruir la partícula que los ha producido. Este proceso conllevará el uso de los diferentes subdetectores expuestos en el apartado anterior. Además, un buen conocimiento de este proceso es más que esencial para comprender problemas o limitaciones de nuestros análisis posteriores.

Por otra parte, la comparación de los experimentos y la teoría en física de partículas no es 414 inmediata. En muchas ocasiones poner a prueba una teoría física es un proceso muy sencillo. 415 Desde un punto de vista puramente teórico, aunque pueda tener enormes complicaciones prácti-416 cas. Por ejemplo uno de los test realizados a la relatividad general fue la medida del movimiento 417 en el perihelio de Mercurio. El Modelo Estándar es complicado de poner a prueba, esta dificul-418 tad surge de la aleatoriedad intrínseca dicha teoría. Esta dificultad se entiende con el siguiente 419 ejemplo: el bosón W en aproximadamente el 10 % de las veces se desintegrará a electrón más 420 neutrino,  $W \to e\nu_e$ , si midiésemos la desintegración de 100 bosones W y 11 se desintegrasen de dicha forma, no es claro responder a la pregunta sobre la predicción de la teoría. Por otra 422

parte en el Modelo Standard hay varios procesos que dan lugar a estados finales (topologías) muy similares, dificultando en mayor medida la comparación.

425

Es por estos motivos que se recurre a simulaciones de Montecarlo, es decir, se simula el comportamiento del Modelo Standard para posteriormente someter a esta simulación a las mismas
selecciones exigidas a los datos. De esta forma, un proceso de nueva física se apreciaría como
una falta de acuerdo entre datos y simulaciones.

## 2.1. El algoritmo particle flow

Particle flow [19], o algoritmo de flujo de partículas, es el algoritmo de reconstrucción de sucesos utilizado por la colaboración CMS para la reconstrucción de los diferentes objetos físicos de una colisión, a partir de las detecciones obtenidas, véase figura 2.1.

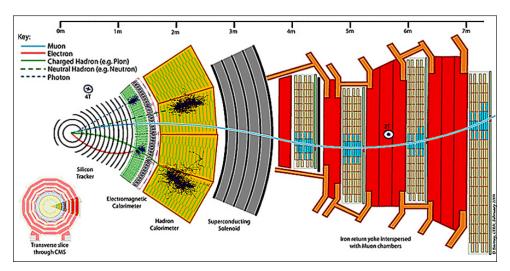


Figura 2.1: Ejemplo de reconstrucción de diversas partículas. La trayectoria central se corresponde con un muon, nótese el cambio de curvatura al pasar por el solenoide, en rojo se encuentra un electrón que es absorbido en el ECAL, la linea verde se corresponde con un hadrón cargado que es absorbido en el HCAL, la linea discontinua superior se corresponde con un fotón que deposita su energía en el ECAL y, finalmente, la última linea discontinua es un hadrón neutro que deposita toda su energía en el HCAL.

Este algoritmo busca estimar, con la menor incertidumbre posible, el momento y la energía de las diferentes partículas involucradas en una colisión. Además también busca información adicional como puede ser: carga de la partículas involucradas o si un determinado jet proviene de

un quark b.

Toda la información anteriormente mencionada es recogida de los diferentes subdetectores introducidos en el capítulo anterior y combinada de forma óptima.

Las principales fuente de información, de las cuales se nutre el algoritmo particle flow son: los hits en las cámaras de muones, los hits en el tracker y las deposiciones de energía en los diferentes calorímetros, ECAL y HCAL.

- En primer lugar se realiza una reconstrucción local a nivel de subdetector, es decir dentro de un mismo detector se identifican que señales pueden provenir de una misma partícula.
  - En el caso del detector de trazas (tracker), esta reconstrucción se realiza de forma iterativa.

    En primer lugar, se seleccionan ciertas señales como semillas, candidatos a formar una trayectoria, a través de criterios relativamente estrictos. En segundo lugar, se intenta incorporar a cada una de las semillas anteriores las señales circundantes si se reconstruyen correctamente, mediante criterios mas relajados. Se repite este proceso, eliminando las trazas ya asignadas y con criterios más laxos en cada iteración, hasta haber reconstruido todas las trayectorias.
    - En el caso de las cámaras de muones, la reconstrucción sigue un proceso análogo al anterior.
      Sin embargo, en este caso la reconstrucción conlleva una incertidumbre mayor debido a la menor resolución de estos detectores.
    - En el caso de los calorímetros, la aproximación es similar pero difiere en algunos aspectos. Se parte de las zonas de detector cuya energía depositada sea superior a un cierto valor predeterminado. Estas zonas jugarán el papel de las semillas en la reconstrucción del tracker, se analizan las celdas adyacentes a estas semillas y se incorporan aquellas con deposiciones elevadas de energía. Mediante este proceso, de forma iterativa, se crean los denominados clústeres.

Éste es el proceso llevado a cabo tanto en el ECAL como en el HCAL de forma inde-

466 pendiente.

Como se ha ilustrado en la figura 2.1, por lo general una partícula es detectada en varios detectores a la vez. Con el objetivo de obtener la mayor precisión posible en la medida de su

energía y momento es preciso realizar una combinación de las medidas de todos los detectores.

El algoritmo encargado de este proceso se conoce como algoritmo de enlace.

471

La idea tras los algoritmos de enlace es la siguiente: se consideran todas las combinaciones posibles de señales (trazas del tracker y cámaras de muones, a la par de clústeres en los calorímetros) que sean cinemática y dinámicamente compatibles y a estos se tratan de acoplar las señales más plausibles.

476

Los criterios utilizados para este emparejamiento son tanto de carácter físico como geométrico.

Por ejemplo si se encuentra una deposición de energía en el ECAL se trata de buscar una traza

del tracker con una zona de impacto en el ECAL tan próxima como sea posible a la deposición

de energía<sup>1</sup>. Otro ejemplo podría ser un hadrón cargado, en este caso se espera que realice de-

481 posición de energía tanto en el ECAL como en el HCAL. Estas deposiciones se emparejan de

forma que sean compatibles con una posible trayectoria de las partículas.

483

Bajo estos principios se realiza la identificación y reconstrucción de las partículas. Dado que la física tras las diferentes partículas puede llegar a ser completamente diferente se introducen cada uno de los casos por separado.

## 2.1.1. Vértice de la colisión

Como se ha mencionado en el capítulo anterior, los protones son agrupados en paquetes con el objetivo de aumentar la probabilidad de colisión. Este hecho trae consigo un efecto secundario conocido como *pile-up*.

491

Debido a este empaquetamiento en muchas ocasiones tendremos un alto número de colisio-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Nótese que en el caso de que la partícula sea un fotón no es posible encontrar dicha traza, permitiendo así identificar estar partículas.

nes simultáneas: una interacción fuerte y varias secundarias. Dadas las escalas de las colisiones 493 y de los subdetectores, cada una de las colisiones anteriores se puede considerar puntual. 494

495

497

Reconstruyendo las trazas, éstas se cortarán en diferentes puntos. Estos puntos de corte son 496 reconstruidos como vértices. El vértice primario, o vértice donde se produce la interacción fuerte estará caracterizado por el hecho de la la mayor parte de trazas se cortarán en el. Mientras que en los vértices secundarios, el número de trazas coincidentes será notablemente inferior. 499

500

Este proceso se puede llevar a cabo debido a la alta precisión que posee el tracker. Nótese 501 que de no ser por esta alta precisión varios vértices se podrían confundir y ser considerados 502 como uno. 503

#### 2.1.2. Reconstrucción de muones

Los muones son las partículas que mejor se detectan en CMS. En el rango de energías en que se 505 mueve el LHC en la actualidad, los muones interactúan levemente<sup>2</sup>, por lo que la trayectoria de 506 los muones no se ve prácticamente alterada por deposiciones de energía en los detectores. 507

508

510

511

Se espera obtener trazas de los muones tanto en los detectores específicos de muones como en el tracker. Al tratarse de partículas cargas su trayectoria se curvará en el campo magnético, es direcciones opuestas en la zona interior y exterior del solenoide. Dados estos fenómenos la trayectoria de los muones se reconstruye haciendo uso de los detectores de muones y del tracker.

512 513

Como el número de trazas en los detectores de muones será inferior al número de trazas del 514 tracker, se parte de una señal en los detectores de muones y se extrapola su trayectoria hasta el 515 tracker. Una vez alcanzado éste, se buscan las trazas más próximas tomando como medida de 516 distancia:

$$d := \sqrt{\Delta(\phi)^2 + \Delta(\eta)^2} \tag{2.1}$$

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Dada la tendencia de aumento de energía en centro de masas en el LHC, los muones cada vez interactúan más fuertemente.

La trayectoria final del muon es construida mediante un proceso de ajuste en el tracker y los detectores de muones, con ligeras correcciones dadas por las medidas del ECAL.

520

Una vez ha sido reconstruida la trayectoria del muon, es posible estimar su momento transverso  $p_T$  a través de la curvatura. A partir del momento transverso, curvatura e intensidad del campo magnético es posible obtener el valor de la componente longitudinal del momento  $p_z$ , y por ende la energía.

525

Será de interés distinguir entre dos tipos fundamentales de muones: aquellos que se han producido en la desintegración de un quark y aquellos que han sido producidos por en la desintegración
de bosones o leptones. La diferencia fundamental entre estos dos tipos de leptones radica en el
hecho de que los muones provenientes del primer tipo se encontrarán junto a un gran numero
de partículas provenientes de la hadronización de dicho quark, mientras que los muones provenientes del segundo tipo tenderán a estar aislados.

532

Para formalizar la idea anterior, se consideran discos en el espacio  $(\phi, \eta)$ , y un valor prefijado  $\Delta R_0$  de forma que se consideran las partículas que se encuentran en el interior de un disco
de radio  $\Delta(R_0)$ . Se define el aislamiento de de un muon ,I, como la suma de los momentos
transversos de todos los objetos en el interior de dicho disco.

$$I = \sum_{\Delta(R_i) \le \Delta(R_0)} |p_T^i| \tag{2.2}$$

Para muones aislados se espera que el valor de esta magnitud sea pequeño, hay pocas partículas a considerar, mientras que para muones provenientes de jets se espera que este valor sea elevado, hay un gran número de partículas a considerar.

#### 2.1.3. Reconstrucción de electrones

Los electrones, al igual que los muones, son partículas de un enorme interés en el LHC dado que se producen en menor proporción que los hadrones. Los electrones, al interactuar más con la materia que los muones, son absorbidos por completo en el ECAL. Por lo tanto, la recons-

trucción de estos objetos se realiza única y exclusivamente a través de las trazas del tracker y las deposiciones de energía en el ECAL.

546

En la escala de energía en la que se sitúa el LHC, los electrones tienen una elevada emisión de radiación de frenado, *Bremsstrahlung*. Esta radiación alcanza tal punto que la energía de los electrones se ve influenciada, afectando directamente a la resolución y caracterización de los electrones. Además estos fotones emitidos a través de *Bremsstrahlung* interactúan con el ECAL, realizando las correspondientes deposiciones de energía. Estas deposiciones sirven como ayuda en la reconstrucción de las trayectorias de los electrones.

553

El proceso de reconstrucción de los electrones es análogo al introducido anteriormente para muones, intercambiando el papel de los detectores de muones por el ECAL.

## 556 2.1.4. Reconstrucción de jets

Hasta este momento se han introducido las técnicas para la reconstrucción de los leptones<sup>3</sup>, al tratarse el LHC de un colisionador pp, la mayor parte de las partículas producidas serán quarks y gluones. Dado que estos últimos son los portadores de la interacción fuerte, a la vez que la sufren, dando lugar al efecto de hadronización de los quarks. Esto proceso impide que tanto quarks, como gluones, puedan encontrar aislados, sino que se agruparan hasta formar partículas con carga de color total neutra, hadrones. Además estos hadrones estarán agrupados en chorros de partículas conocidos como jets.

564

Así pues, nuestros detectores han de detectar estos jets. El proceso de reconstrucción de estos objetos es el siguiente.

567

566

En primer lugar, se parte de las trazas obtenidas mediante el tracker, en caso de haberlas. Estas trazas se extrapolan hasta alcanzar el ECAL y HCAL estimando así la situación de deposiciones de energía. Por ejemplo, el mesón  $\pi^0$  posee carga neutra de forma que no es detectado por el ECAL, sin embargo su modo principal de desintegración es  $\pi^0 \to \gamma\gamma$ , los fotones sí de-

 $<sup>^3</sup>$ El caso del leptón  $\tau$  aparentemente no ha sido considerado. Sin embargo, debido a su baja vida media, este leptón es estudiado a través de sus productos de desintegración: electrones, muones y hadrones.

positarán energía, además hay otros mesones como  $\pi^+$  que de por sí ya dejarán deposiciones de energía en el ECAL.

574

Además es posible realizar una estimación del momento transverso se estos hadrones, y a partir de él, una estimación de la energía depositada en los calorímetros. El siguiente paso es substraer dicho valor esperado de la energía detectada en los calorímetros, es posible que más de una partícula dejen deposición en la misma zona de un calorímetro.

579

Si esta energía sobrante es significativa es preciso asumir la existencia de partículas que no han sido detectadas por el tracker: fotones si el exceso se produce en el ECAL y hadrones neutros si dicho exceso se sitúa en el HCAL.

583

Una vez reconstruidos los objetos, los jets son definidos como conjuntos de partículas en una determinada sección cónica.

#### 586 **2.1.4.1.** b-tagging

Una característica que será de notable interés consiste en identificar si un determinado jet proviene de de la hadronización de un quark b<sup>4</sup>. De esta forma, se conocerá como b-jet, a un jet proveniente de la hadronización de un quark b.

590 591

592

593

594

595

596

Es posible estudiar esta propiedad debido a que los hadrones con un quark b tienen una vida media relativamente alta, por ejemplo el barión  $\Lambda^0$  tiene un quark b de valencia y posee una vida media de  $1,5\times 10^{-12}~s$ , mientras que el barión  $\Lambda_c^+$  (no posee quark b de valencia) tiene una vida media de aproximadamente  $10^{-13}~s$ , siendo capaces a recorrer unos centímetros en el tracker previa desintegración. De esta forma surge la idea del algoritmo para la detección de b-jet. consiste es buscar un jet que tiene su vértice en el interior de otro jet.

597

El algoritmo encargado de este estudio se cono como *Complex Secondary Vertex*, CSV. Esta algoritmo realiza el calculo de una determinada variable que indica la plausibilidad de que cada

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>El interés de este hecho se debe a que nuestro estudio de búsqueda de materia oscura estará muy relacionado con el quark top, y el principal modo de desintegración de éste viene dado por  $t \to bW$ .

jet sea un b-jet, valores de esta variable por encima de uno prefijado serán indicativos de b-jet.

## 2.1.5. Energía transversa faltante

En el Modelo Estándar, y otros modelos más exóticos, hay partículas que sólo interactúan con la materia a través de la interacción débil, por ejemplo los neutrinos. Estas partículas son indetectables para nuestros detectores, sin embargo sus efectos si son apreciables.

605

601

En una colisión protón-protón el momento total en el plano transverso es nulo<sup>5</sup>. Por la ley
de conservación del momento, la suma de todos los momentos de las partículas resultantes de la
colisión, partículas indetectables inclusive, ha de ser nulo. Así:

$$0 = \sum_{elec} p_T^e + \sum_{\mu} p_T^{\mu} + \sum_{jets} p_T^{jets} + \sum_{inv} p_T^{inv}$$
 (2.3)

Se define la energía transversa faltante, *Missing transverse energy (MET)*, como el vector opuesto a la suma de los momentos de todas las partículas detectables.

$$\mathcal{E}_T = -\sum_{elec} p_T^e - \sum_{\mu} p_T^{\mu} - \sum_{jets} p_T^{jets}$$
(2.4)

Su construcción, de forma simplificada, consiste en realizar la suma a todas las partículas detectadas de los momentos transversos de las partículas y así obtener el vector de energía transversa faltante<sup>6</sup>.

## 514 2.2. Simulaciones de Montecarlo

Como ya se ha comentado con anterioridad, debido a la aleatoriedad intrínseca de la teoría y al gran parecido entre estados finales de procesos del Modelo Estándar, es preciso recurrir a simulaciones de Montecarlo con el objetivo de comparar experimentos y teoría.

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Este hecho no es completamente cierto, los haces son girados para producir la colisión. Sin embargo, el momento inicial en este plano es completamente despreciable frente a las escalas de las partículas resultante.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Dado que la energía de un partícula que se mueve en el plano transverso es  $E = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ , se esta identificando la energía transversa faltante con momento faltante. Esta igualdad sólo es cierta en el caso donde la masa de la partícula es nula. Sin embargo, en este trabajo las masas de las partículas no detectadas es despreciable frente a la energía transversa faltante, luego esta es una buena aproximación

618

Las simulaciones de Montecarlo [9] tratan de reproducir de la forma mas exacta posible tanto los procesos del Modelo Estándar, como las interacciones de las partículas con el detector.

621

En primer lugar, dadas las características de los detectores, es preciso simular los procesos del Modelo Estándar en las siguientes fases:

1. Región de señal, es decir la colisión y generación de los residuos de la colisión.

- 2. Región radiativa, tras la generación las partículas son altamente energéticas y se ha de simular la emisión de diferentes bosones: gluones y fotones principalmente.
- 3. Hadronización, tras emitir gluones los quarks se hadronizarán en diferentes partículas a detectar.
- 4. Desintegración de los hadrones, a día de hoy los detectores son suficientemente grandes como para que los hadrones anteriormente mencionados se desintegren, de forma que se ha de simular su desintegración.

Todas estas simulaciones se realizan en diversas etapas. Se estudia la colisión principal, scattering fuerte. Posteriormente se estudia la probabilidad de que una partícula cargada fuertemente
emita un gluón, que a su vez podrá emitir mas gluones, dando lugar a una cascada de partículas
conocida como parton-shower. A la par del proceso anterior, se estudian los posibles efectos de
los remanentes del protón, conocido como un underlying event.

637

Una vez que las partículas han perdido suficiente energía, se realiza el estudio de la hadronización y desintegración de dichos hadrones.

640

Los principales paquetes encargados de la simulación del *scattering* fuerte son MadGraph y PowHeg. Mientras que para los regímenes de menor energía los más frecuentes son Pythia y Herwig.

644

Una vez se han simulado las partículas generadas en la colisión así como su evolución, es preciso

- simular la interacción de estas partículas con los detectores. Esta simulación es necesaria debido a la gran complejidad que poseen los detectores. Caben destacar dos formas de simulación.
  - La simulación completa, *full-sim*, reproduce al más mínimo detalle la estructura del detector, aceptancia, resolución, activación del trigger, etc.. Produce resultados muy aproximados al caso real a cambio de un enorme coste computacional.
  - La simulación rápida, fast-sim, realiza una rápida estimación de los detectores, a través de modelos simplificados de interacción entre las partículas y la materia, usualmente de carácter empírico. Esto conlleva a una peor aproximación, pero permite un cálculo muy veloz permitiendo detectar posibles errores o incompatibilidades.

## 2.3. Tratamiento de datos en CMS

648

649

650

651

652

653

654

La toma de datos en CMS [33] sigue la estructura indicada en la figura 2.2.

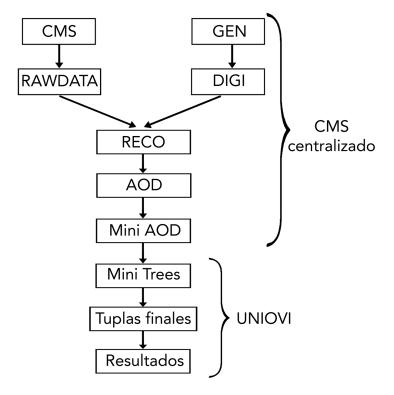


Figura 2.2: Esquema representativo del tratamiento de datos en CMS desde su toma de datos hasta la obtención de resultados finales. Se encuentran indicadas las fases de tratamiento de datos central y la fase correspondiente al grupo de investigación de la universidad de Oviedo.

En primer lugar se realiza la toma de datos que son almacenados como impulsos eléctricos en el formato conocido como RAWDATA, cada suceso ocupa aproximadamente 2MB de memoria. 658 659 Por su parte se generan las simulaciones de Montecarlo se someten a un proceso de simula-660 ción del detector (DIGI). 661 Una vez se han realizado estas fases, ambos procesos siguen el mismo tratamiento. Se realiza la 663 reconstrucción de los sucesos en la fase de reconstrucción (RECO). El proceso de reconstrucción 664 requiere un enorme esfuerzo computacional y tras ella el tamaño de cada suceso se reduce a  $0.5 \; MeV \; \text{aproximadamente.}$ 666 667 Esta información es comprimida en un formato conocido como AOD que ya contiene obervables 668 de alto nviel, como la energía transversa faltante y permite la realización de diversos análisis 669 físicos, el espacio de memoria de cada suceso se reduce a aproximadamente 100 KB. Posteriormente este formato se reduce ligeramente en el formato conocido como MiniAOD, teniendo 671 ya un tamaño reducido (60 KB) que permita su tratamiento fuera del centro de computación 672 el CERN. Hasta este punto todo el tratamiento de datos se realiza de forma centralizada en CMS. 673 674 A partir de formato MiniAOD se crean los conocidos como Minitrees que es un formato de 675 almacenamiento de los sucesos de forma mucho más reducida y sencilla donde se aplica un pro-676 ceso de selección propio de cada investigador (o grupo de investigadores). 677 678 Sobre los Minitress se implementan las selecciones deseadas, por ejemplo selección realizado 679 en este trabajo que se explicará en el capítulo 6, produciendo tuplas donde cada elemento es un 680 suceso diferente. 681 Finalmente sobre estas tuplas se realizan selecciones para obtener las tablas y gráficas a analizar 683

686 Mi trabajo se ha limitado a la implementación de selecciones sobre los *minitrees* creados de

para deducir las pertinentes conclusiones.

684

 $_{687}\,$  forma central para todo el equipo de altas energías de la universidad de Oviedo. Además he

seguido con el tratamiento pertinente sobre mi selección obteniendo gráficas y tablas para la

elaboración de resultados.

# Capítulo 3

# Modelo Estándar y materia oscura

En este capítulo se introduce el marco teórico en el cual se desarrolla el estudio. En primer lugar se introducirá el Modelo Estándar de la física de partículas, para posteriormente estudiar posible física más allá de él, haciendo especial hincapié en la materia oscura.

### 3.1. Modelo Estándar

701

704

709

El Modelo Estándar de la física de partículas [8] es un teoría que realiza una descripción de las partículas elementales que constituyen la materia ordinaria y sus interacciones fundamentales.

Uno de los mayores éxitos del Modelo Estándar fue la predicción del quark top, posteriormente descubierto en el año 1995, del neutrino  $\tau$ , descubierto en el año 2000, y el bosón de Higgs, descubierto en el año 2012.

El Modelo Estándar clasifica las partículas conocidas en dos grandes familias, de acuerdo a su espín. En la figura 3.1 se puede apreciar esta clasificación.

Por un lado se sitúan las partículas de espín semi-entero, conocidas como fermiones, que por lo tanto siguen la distribución de Fermi-Dirac. Estas partículas son los constituyentes de la materia y hay tres generaciones caracterizadas por la masa. Los fermiones se dividen en dos subfamilias en función de si sufren, o no, interacción fuerte.

37

# CAPÍTULO 3. MODELO ESTÁNDAR Y MATERIA OSCURA

Los leptones son una de estas subfamilias, y están caracterizados por no sufrir la interacción fuerte. Para cada generación, ordenada de forma creciente en masa, hay dos partículas: electrón y neutrino electrónico, muon y neutrino muónico y, finalmente, tau y neutrino tauónico. El primer elemento de cada generación posee carga eléctrica -e, mientras que el segundo no posee carga electrica.

715

Por su lado los quarks constituyen la otra subfamilia. Estos sí interactúan fuertemente, y poseen una de las tres posibles cargas de color: rojo, verde o azul. Para cada generación, de nuevo ordenadas de forma creciente en masa, existen los siguientes quarks: up(u) y down (d), charm (c) y strange (s) y, finalmente, top (t) y bottom (b). El primer elemento de cada pareja posee carga eléctrica 2/3 e, mientras que el segundo -1/3 e.

721

Por otro lado, se encuentran las partículas de espín entero, conocidas como bosones, y que siguen la distribución de Bose-Einstein. Los bosones son los portadores de las interacciones. El fotón,  $\gamma$ , es un bosón sin carga eléctrica, ni de color y sin masa, responsable de la interacción electromagnética.

726 727

Por su parte los bosones  $W^{\pm}$  y Z son los portadores de la interacción electro-débil, la cual afecta a todas las partículas conocidas. Los bosones  $W^{\pm}$  tienen carga eléctrica  $\pm e$ , mientras que el bosón Z es neutro. No tienen carga de color, y están caracterizados por ser masivos, lo que se traduce en la corta distancia de interacción de esta fuerza.

731

El gluón, g, es el mediador la interacción fuerte. No posee carga eléctrica ni masa, sin embargo, si posee carga de color. Debido a este último hecho surge el fenómeno de confinamiento, proceso por el cual los quarks y gluones aislados dan lugar a más quarks<sup>1</sup> y gluones hasta dar lugar a partículas con carga de color neutra.

736

Finalmente el bosón de Higgs, H, es el encargado dar masa a las partículas. Es masivo y no posee carga eléctrica ni de color, además tiene espín nulo, mientras que el resto de bosones

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>El quark top es la única excepción al confinamiento. Este quark tiene una vida media menor al tiempo de hadronización, en otras palabras, se desintegra antes de hadronizarse.

tienen espín 1.

# **Standard Model of Elementary Particles**

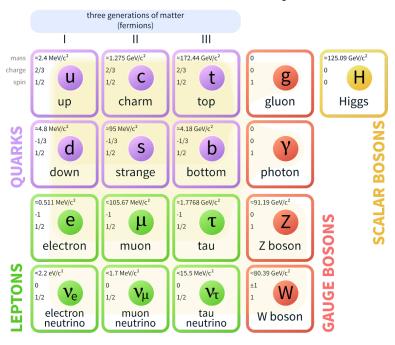


Figura 3.1: Modelo Estándar: en violeta las tres generaciones de quarks, en verde las tres generaciones de leptones, en rojo los bosones responsables de las interacciones y, finalmente, en amarillo el bosón de Higgs.

- Pese a que el Modelo Estándar permite describir con gran precisión una gran cantidad de procesos
- fundamentales, existen procesos que nos son explicados en él.

### 3.2. Más allá del Modelo Estándar

Existen diversos factores que podrían indicar la necesidad de un modelo que dé explicación a fenómenos no considerados en el Modelo Estándar, algunos de estos fenómenos son: la interacción gravitatoria, el número de parámetros libres [21], la estabilidad del vacío electrodébil [22], el problema de la jerarquía [23], la energía oscura y la materia oscura. En este trabajo aborda especialmente este último factor.

## CAPÍTULO 3. MODELO ESTÁNDAR Y MATERIA OSCURA

## 748 **3.2.1.** La gravedad

Hace varios siglos, en 1687, Isaac Newton publicó en su *Principia Mathematica* una primera ley que explicaba interacción entre cuerpos con masa [27].

751

Posteriormente, en 1915 Albert Einstein publico su teoría de la relatividad general. En esta teoría se da explicación a procesos que no concordaban con las leyes newtonianas, tales como la precesión del perihelio de mercurio.

755

En la actualidad todas las fuerzas, a la escala de las partículas elementales, se explican a través de bosones, salvo la gravedad. El Modelo Estándar no es capaz de explicar la gravedad, satisfactoriamente, a través del intercambio de un bosón [24].

759

La interacción gravitatoria es mucho más débil que el resto de interacciones, sin embargo se espera que a la escala de Planck,  $10^{19} \ GeV$ , esta deje de serlo. De esta forma, el Modelo Estándar podría considerarse como una aproximación a baja energía de otra teoría física que sí incluya la gravedad.

### 764 3.2.2. Parámetros libres

En el Modelo Estándar, un gran número de parámetros que caracterizan a las partículas ,y las interacciones, no están fijados. Estos parámetros han de ser determinados experimentalmente. En total, estos parámetros suman 19, entre masas<sup>2</sup> y constantes de acoplo. Este número se considera muy elevado, y por ello se buscan modelos más complejos que reduzcan este número de parámetros introduciendo diferentes relaciones entre ellos, o bien relaciones entre los parámetros actuales.

### 771 3.2.3. Energía oscura

En el primer modelo cosmológico moderno, Albert Einstein modifico su ecuación de la relatividad general añadiendo un 'término cosmológico' que permitía una solución independiente del

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Con la incorporación del Higgs al Modelo Estandar, las masas de las partículas se explican a través del acoplo al campo de Higgs. Son estos acoplos los verdaderos parámetros libres.

## CAPÍTULO 3. MODELO ESTÁNDAR Y MATERIA OSCURA

tiempo, que daba lugar a una expansión del universo.

775

Esta modificación, conocida como constante cosmológica, se puede entender como una densidad de energía del vacío. Posteriormente esta idea caería en el olvido con el modelo cosmológico de Einstein-de Sitter.

779

En la década de los 90 este modelo empezaría a resquebrajarse debido a medidas relacionadas con: fondo el cósmico de microondas, movimiento de clústeres de galaxias y densidad de
materia. Se postularía de nuevo el modelo mediante la constante cosmológica, postulándose así
también la presencia de energía oscura [7].

784

785

### 5 3.2.4. Materia oscura

Otra limitación importante del modelo Estándar, y en la cual se centra este trabajo, es la materia oscura [6] [28]. La existencia de materia oscura, materia que no interactúa electromagnéticamente, es bien conocido debido a diferentes factores.

790

Las primeras evidencias, provienen del estudio del movimiento de diferentes cuerpos luminosos (estrellas, nubes gaseosas, clústeres, o galaxias completas).

793

De acuerdo la relatividad general, la velocidad de rotación de un objeto, en órbita kepleriana, será proporcional al cociente entre la masa encerrada en la órbita y el radio de la órbita.

$$v(r) \sim \sqrt{\frac{M(r)}{r}}$$
 (3.1)

El parámetro M(r) puede resultar muy difícil de estimar. Sin embargo para un objeto que se encuentre en el exterior de la zona luminosa de la galaxia, en ausencia de materia oscura, se espera que su velocidad sea proporcional a  $1/\sqrt{r}$ , dado que la práctica totalidad de la masa de la galaxia se situará en la zona luminosa. Sin embargo en muchos de los casos anteriores se observa que esta velocidad es constante respecto al radio.

801 802

803

804

806

807

800

De esta forma se postula la existencia de materia oscura, es decir, materia que interactúa gravitatoriamente pero no electromagnéticamente, si interactuase electromagnéticamente se observarían
evidencias de ello. Los únicos candidatos a materia oscura propuestos por el Modelo Estándar
son los neutrinos, sin embargo su masa, pese a ser no nula, no es suficientemente elevada para
explicar esta anomalía, teniendo en cuenta la densidad de neutrinos estimada por los procesos
conocidos en el Modelo Estándar.

### 08 3.2.4.1. Modelos simplificados

Existen diversas extensiones del Modelo Estándar que proponen candidatos a materia oscura.

Con el objetivo de poder realizar una búsqueda de carácter general, se utilizan modelos simpli
ficados, figura 3.2, que reúnan las características principales de estas extensiones. En caso de

encontrar una anomalía, se entraría en detalle de que extensión del Modelo Estándar ha sido la

descubierta

814

El diagrama de Feymann asociado al modelo que se considera en este trabajo está representado en la figura 3.2 y predice la producción de pares de partículas candidatas a materia oscura indetectables junto con pares de quarks top.

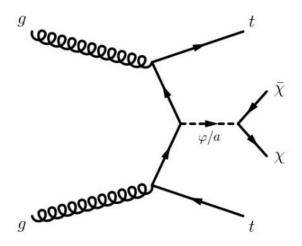


Figura 3.2: Diagrama de Feynman correspondiente al modelo simplificado de producción de materia oscura en presencia de pares  $t\bar{t}$ .

# CAPÍTULO 3. MODELO ESTÁNDAR Y MATERIA OSCURA

- Este conjunto de modelos depende de tres parámetros fundamentes: el espín y masa del media-
- dor y la masa de la partícula de materia oscura. Nos centraremos en el caso donde el mediador
- 820 es una partícula escalar.

821

- Algunas de las extensiones del Modelo Estándar que se pueden considerar bajo estos mode-
- los simplificados son Supersimetría (SUSY) [25] y extensiones B-L [26].

# CAPÍTULO 3. MODELO ESTÁNDAR Y MATERIA OSCURA

# Capítulo 4

# Técnicas de clasificación de sucesos

La búsqueda de los sucesos de nueva física es complicada, debido a que si existiese en las esca-826 las de energía del LHC, esta tendría una sección eficaz baja, en caso contrario ya habría sido 827 descubierta con anterioridad. Debido a esta baja sección eficaz las colisiones donde se produzca materia oscura serán mucho menos frecuentes que las colisiones donde se produzcan procesos 829 del Modelo Estándar, ya conocidos.

830

Se conoce como señal (signal) al proceso de producción de materia oscura en asociación a un par de quarks top, mientras que al resto de procesos del Modelo Estándar que pueden dar lugar a estados finales similares se les conoce por fondo (background).

835

837

838

831

832

833

834

El motivo de clasificar los sucesos es la búsqueda de regiones del espacio de fases en las que la contribución de la señal es comparable, o superior, que el fondo. Estas regiones se construyen buscando que la eficiencia de señal, proporción de sucesos de señal que caen en la región, sea alta en comparación a la eficiencia de fondo, proporción de sucesos de fondo que caen en dicha región.

839

841

842

843

845

Existen dos formas principales de construir esta región: secuencialmente, aplicando criterios de selección de forma sucesiva a diferentes observables, sin tener en cuenta las posibles relaciones entre ellos para la construcción de la región del espacio de fases. Otra forma es mediante el uso de técnicas multivariantes, donde se realizan selecciones con combinaciones de diferentes observables, considerando en este paso posibles relaciones entre los observables.

## 4.1. Clasificación secuencial

Denominamos clasificación secuencial[13] a aquella que se realiza aplicando secuencialmente criterios de selección sobre un conjunto determinado de observables con el objetivo de aislar, en la
medida de lo posible, la señal del fondo.

Por ejemplo, si se quiere estudiar como señal  $Z \to \ell^+\ell^-$ , frente a  $Z \to$  hadrones como fondo, una propiedad característica es la presencia de un número dos leptones en el estado final, y

además que la masa invariante de dicho par de leptones sea próxima a la masa del Z.

La clasificación secuencial, en general, tiene la gran ventaja de ser sencilla de comprender la construcción de la región del espacio de fases, esta se realiza mediante la intersección de semiespacios de este. Sin embargo, en muchos casos resulta difícil encontrar observables que discriminen de forma adecuada, o bien existen relaciones notables entre los observables utilizados. En estos casos es común acudir a otro tipo de clasificación: las clasificaciones multivariantes.

## 60 4.2. Clasificación multivariante

En muchas ocasiones para describir un objeto o situación es preciso la combinación de diferentes observables. Por ejemplo, para describir una persona se han de especificar: sexo, edad, altura, etc. En el caso de la física de partículas, un sistema viene caracterizado por observables como: número de partículas, carga, tipo de partícula, energía, etc. Una clasificación multivariante en este campo consiste en una combinación de observables asociados a las partículas con el objetivo de aislar la señal frente al fondo.

867

850

854

Este tipo de clasificación la lugar a regiones del espacio de fases más complejas que una clasificación secuencial. Sin embargo, proporciona mejores resultados cuando se trata de optimizar
una selección con los observables conocidos. En este trabajo se hizo uso de un tipo particular de
técnica multivariante: un árbol de decisión (*Decision Tree* o DT). Posteriormente se ha hecho
uso de una red neuronal profunda que ha mejorado notablemente los resultados.

# <sup>873</sup> 4.2.1. Árboles de decisión

Los árboles de decisión son la técnica de estudio multivariante más extendida en el campo de la física de partículas. Un árbol de decisión es una manera formal de clasificar un conjunto de objetos mediante decisiones binarias.

Por ejemplo si se buscase contratar una persona con experiencia para un determinado trabajo, un árbol de decisión podría ser el representado en la figura 4.1.

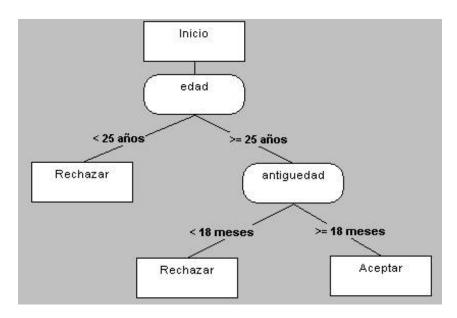


Figura 4.1: Ejemplo de árbol de decisión con dos ramas principales en un total de 4 niveles.

De forma análoga se pueden implementar estas decisión para seleccionar procesos de señal de los procesos de fondo, con criterios tales como: presencia de un quark b, energía transversa faltante mayor que un determinado valor, etc.

883

884

885

886

888

877

Una generalización de los arboles de decisión son los conocidos como árboles de decisión dopados (*Boosted decision trees* o BDTs) [32]. Los BDTs consisten en un conjunto de arboles de decisión que proporcionan respuesta binaria: 1 si se clasifica el suceso como señal, 0 en caso contrario, independientes entre si. Posteriormente se hace un promedio ponderado de las salidas de cada árbol de decisión para obtener la salida del BDT, un valor comprendido entre 0 y 1.

### 889 4.2.2. Red neuronal profunda

Las redes neuronales son algoritmos generales de análisis de datos que realizan un uso intensivo de los ordenadores. Las redes neuronales poseen la propiedad de universalidad, esto quiere decir que una red neuronal puede aproximar cualquier función continua definida sobre un compacto de  $\mathbb{R}^n$  [13]. Es decir, una red neuronal usada de forma adecuada, se puede aproximar tanto como se desee a una selección óptima.

895

Las redes neuronales están inspiradas en el cerebro humano, tanto en estructura como en su configuración.

898

En nuestro caso se define la red neuronal como una función:

$$y = f(x_1, ..., x_p) (4.1)$$

que queremos ajustar a  $h(\vec{x})$ , función respuesta, que toma el valor '1' si el suceso es de señal y el valor '0' si el suceso es de fondo, haciendo uso de características del suceso como puede ser la energía transversa faltante, momento transverso de las partículas, etc.

903

Las redes neuronales son funciones con una estructura particular, se construyen a partir de elementos llamados nodos o neuronas. Estas unidades reciben un conjunto de entradas, x, que representaremos por la forma vectorial  $\vec{x}$  y computan un valor de salida mediante una ponderación de los argumentos de entrada. Posteriormente se añade una componente de sesgo, con el objetivo de fijar el valor de activación de la neurona, y se realiza una combinación no lineal.

$$z = g(\vec{w}'\vec{x} - c) \tag{4.2}$$

909 Donde:

910

912

- $\vec{w}$  es el vector de pesos que pondera las variables de entrada.
- $\vec{x}$  es el vector de entrada.
  - $\bullet$  c es la constante de sesgo.

• g es la función de activación de las neurona. Normalmente se consideran funciones del tipo: tangente hiperbólica, función logística, etc. De forma que cuando la entrada toma un valor positivo la neurona se activa y la salida es 1, mientras que valores negativos conllevarían una no activación dando lugar a valores negativos. Esta función es la principal responsable de la propiedad de universalidad de las redes neuronales [13].

En la estructura de nuestra red neuronal, las neuronas se sitúan en capas de forma que las salidas de una capa constituyen la entrada de la siguiente, véase figura 4.2, de forma que una capa permite una combinación compleja de la información de las capas anteriores. Se conoce como red neuronal profunda a aquella cuyo número de neuronas en las capas intermedias es elevado.

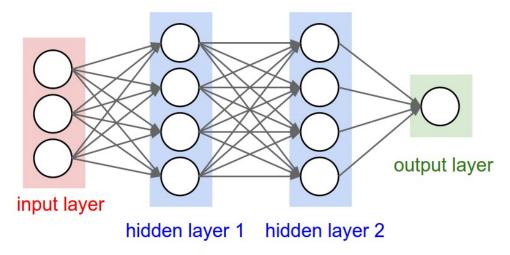


Figura 4.2: Modelo de una red neuronal con dos capas internas y 4 neuronas por cada capa

## 4.2.3. Entrenamiento de una red neuronal

913

914

915

916

917

Para que una red neuronal resuelva el problema de clasificación es preciso ajustar sus parámetros de forma óptima [14], emulando de forma muy simplificada el aprendizaje cerebral. En esta fase se utiliza una muestra de entrenamiento de tamaño n y se trata de minimizar la función<sup>1</sup>:

$$L = \sum_{i=1}^{n} (f(\vec{x}_i) - h(\vec{x}_i))^2 + \eta ||\omega||^2$$
(4.3)

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Existen otras posibles funciones de minimización utilizadas como puede ser la entropía [13].

Esta minimización se realiza de forma iterativa calculando el gradiente para un conjunto aleatorio de pesos y sesgos diferente en cada interacción<sup>2</sup> y modificando los pesos y sesgos. Este proceso se conoce como *stochastic gradient descent*:

$$\vec{\omega}_{i+1} = \vec{\omega}_i - \lambda \nabla_{\omega} L$$
  $\vec{c}_{i+1} = \vec{c}_i - \lambda \nabla_c L$ 

El término  $\eta ||\omega||^2$  se añade de forma intencionada con el objetivo de paliar un fenómeno conocido como sobre-entrenamiento (overtraining). Este fenómeno produce que durante el entrenamiento de una red neuronal, esta no 'aprenda' las características que diferencian la señal del fondo, sino que 'aprenda' anomalías estadísticas de la muestra de entrenamiento. Este fenómeno aparece asociado a valores de pesos muy elevados. Una forma de prevenir, parcialmente, este efecto es penalizando pesos ponderados por el parámetro  $\lambda$ , conocido por weight decay.

Un problema asociado al entrenamiento es el conocido como curse of dimensionality. Cuando se trata de entrenar una red neuronal con un número elevado de observables de entrada, el proceso de entrenamiento se vuelve muy difícil debido a la falta información, la densidad de puntos del entrenamiento es proporcional a  $N^{1/n}$ , donde N es el número de puntos del entrenamiento y n el número de dimensiones. Por este motivo se han de introducir los observables de entrada de una red neuronal de forma que aporten toda la información necesaria lo más condensada posible.

En una red neuronal con esta arquitectura existen diferentes hiperparámetros que se pueden modificar con el objetivo de obtener la mejor aproximación, los más relevantes son:

- Número de capas: por lo general se precisa de un mayor número de capas en casos donde el número de variables de entrada es muy elevado o la función que se desea reproducir tiene una alto grado de no linealidad.
- Número de neuronas por capa: de nuevo un mayor número de neuronas permite la recreación de funciones más complejas.
- Función de activación de la neurona: función que se utiliza en cada neurona para la

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Lo ideal sería estimar este gradiente para todos los pesos y sesgos en cada iteración, sin embargo debido al gran tamaño que puede alcanzar la muestra de entrenamiento, y al elevado número de neuronas, este proceso resultaría excesivamente lento.

estimación de la función óptima de selección, usualmente tangente hiperbólica.

- Función de combinado: función mediante la que se combinan las salidas de una capa de la red neuronal antes de entrar en la siguiente, usualmente tipo lineal.
- Learning rate: este parámetro decide cuanta información de un paso se utiliza para la estimación de la función en el paso anterior. Valores elevados significan un entrenamiento más grueso, mientras que valores bajos representan entrenamientos más finos.
- Convergence Steps: este parámetro indica el número de interacciones, en las cuales la diferencia, en los pesos entre interacciones son menores que un valor prefijado, para dictaminar que ha habido convergencia del entrenamiento.
- Regularización: este parámetro indica de acuerdo a que norma se realiza la estimación de la diferencia de pesos entre dos iteraciones consecutivas. Usualmente las normas a considerar son:

$$|x|_{\ell_1} := \sum_i |x_i| \qquad |x|_{\ell_2} := \sum_i (x_i)^2$$

La norma  $\ell_1$  da menor importancia a los pesos pequeños que la norma  $\ell_2$ .

- Weight decay: este parámetro es el término añadido intencionalmente a la función de minimización del entrenamiento con el objetivo de evitar un sobre-entrenamiento.
- Drop out: este parámetro indica el porcentaje de neuronas de cada capa cuya información es desechada. Este parámetro es útil para evitar sobre-entrenamiento, en casos donde se disponga de muestras de entrenamiento suficientemente grandes.
- Posteriormente, cuando introduzcamos nuestro análisis particular se fijarán estos parámetros a unos valores particulares.

Una figura de mérito. para comparar diferentes discriminantes es el ROC (*Receiver Operating Characteristic*), o *ROC-curve*. Si se tienen dos muestras (muestra 1 y muestra 2) y se desea separar la muestra 2 de la 1, se conoce como *ROC-curve* a la representación de 1- 'eficiencia de

970 la muestra 1' frente a eficiencia de la muestra 2. Se conoce como valor ROC a la integral bajo

971 dicha curva.

949

950

951

952

953

954

955

957

958

959

960

961

962

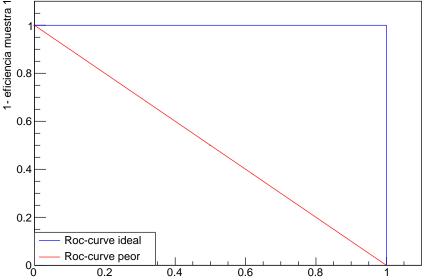
963

972

El caso ideal corresponde a una curva que toma el valor 1 de forma constante, mientras que 973 el peor caso posible es una recta de pendiente -1. De forma que los valores del ROC oscilaran 974 entre 0.5, no hay separación, y 1, separación ideal, como se ilustra en la figura 4.3. 975

**ROC** curves





0.4

0.2

Figura 4.3: Ejemplo de ROC-curves. En rojo se sitúa la ROC-Curve esperada para una función completamente aleatoria, peor caso posible, en azul se representa la ROC-curve ideal de separación entre las dos muestras. El valor ROC asociado a curva en rojo sería de 0.5, mientras que el asociado a la curva en azul sería 1. De esta forma el ROC oscilará entre 0.5 y 1 y valor próximos a 1 indicarán poderes discriminantes elevados.

0.6

0.8

eficiencia muestra 2

#### Técnicas estadísticas 4.3.

Resulta indispensable el uso de diversas técnicas estadísticas en cualquiera de los tipos de análisis anteriormente expuestos para poder justificar el descubrimiento o la exclusión de materia oscura con unos ciertos parámetros. 979

980

981

983

Las técnicas aquí utilizadas se basan en niveles de confianza (CL) [16] [17] [18]. Estos niveles de confianza son indicativos de como de plausible es el resultado obtenido, en forma de datos, bajo es supuesto de que exista, o no, la señal a estudiar.

984

985

986

987

988

Se define intensidad de señal como el número de sucesos observados entre en número de sucesos esperados, o en términos de secciones eficaces  $\mu = \sigma^{obs}/\sigma^{exp}$ . El objetivo de estas técnicas es obtener un intervalo de confianza para r de forma que  $\mu \in [0, r]$  para un cierto nivel de confianza  $\alpha$  prefijado, usualmente 0.05.

989

Se considera la hipótesis rS + B, es decir se postula la existencia de señal y fondo, pero la señal se ve ponderada por este factor r. De esta forma se definen los coeficientes de confianza:

$$CL_{s+b} = P_{s+b}(X \le X_{obs}) \qquad CL_b = P_b(X \le X_{obs}) \tag{4.4}$$

Dado que bajo la hipótesis de señal y fondo el número de sucesos esperados es superior que respecto a la presencia de sólo fondo se tiene que  $CL_{s+b} \leq CL_b$ . De esta forma se define el coeficiente de confianza de la señal como:

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \le 1 \tag{4.5}$$

Además este nivel de confianza es un estadístico pivote que permite la construcción del intervalo de confianza, anteriormente mencionado. Usualmente una región se considera excluida cuando el valor superior de dicho intervalo (r) sea inferior a 1, dado que un valor de r=1 indica que la probabilidad de obtener cierto resultado experimental supuesto cierta la presencia de señal es inferior al 5 %.

# .... Capítulo 5

# Detección de materia oscura en el

# 5.1. Procesos de señal y fondo

En física de partículas cuando se estudia un proceso determinado, sólo es posible obtener información a través de los productos en el estado final. Por ejemplo en la desintegración leptónica
de un bosón Z, sólo es posible medir los dos leptones finales. Sin embargo si se desintegra un par
de bosones W, leptónicamente, también se producen un par de leptones. De esta forma estos
procesos pueden confundirse.

1009

En esta capítulo fijaremos el estado final estudiado de los procesos de producción de materia oscura e introduciremos los procesos del Modelo Estándar que puedan dan lugar a estados
finales similares.

## 1013 5.1.1. Producción de materia oscura en asociación con quarks top

En el modelo considerado en este trabajo se produciría una partícula y su correspondiente antipartícula de materia oscura acompañadas de una pareja de quarks top. El diagrama de Feymann
del proceso puede encontrarse en la figura 3.2.

1017

1018 En particular centraremos nuestro estudio en el caso en que la partícula de materia oscura,

 $\chi$ , tiene masa 1 GeV mientras que el mediador, $\varphi$ , será escalar y tendrá masa: 5, 10, 20, 50 GeV. 1019

1020

Estas partículas de materia oscura son indetectables para nuestros detectores, no obstante se 1021 puede detectar su presencia por los efectos que generan (a través del observable energía trans-1022 versa faltante que se define más adelante en este mismo capítulo). 1023

1024

Además, por otro lado, dado que los top se desintegran prácticamente en su totalidad (95,7%) 1025 de la forma  $t \to Wb$ , se considera en caso en el que el W se desintegra de forma leptónica 1026 dando lugar al siguiente proceso:  $t\bar{t} \to b\bar{b}e\mu\nu_e\nu_\mu\chi\bar{\chi}$ . Se considera la desintegración leptónica a 1027 electrón-muon de ambos bosones W debido a que existen menos procesos del Modelo Estándar 1028 que des lugar a estados finales similares. 1029

1030 1031

1032

1033

Luego en nuestro estado final se espera la presencia de dos partículas de materia oscura, dos quarks b, un electrón, un muón y dos neutrinos, que no podemos detectar directamente. Por motivos de eficiencia, se busca un único quark b en el estado final, dado que uno de ellos podría no identificarse adecuadamente.

1035

1037

1038

1039

1040

1034

Se han elegido estos modelos simplificados, y en particular, la desintegración leptónica de ambos quarks top además de porque el canal electrón-muón posee una cantidad menor de procesos del Modelo Estándar que puedan dan lugar a estados finales similares porque el equipo de física de altas energías de la universidad de Oviedo esta habituado a este tipo de estados finales y posee las técnicas adecuadas para su estudio.

1041

1044

Las secciones eficaces estimadas y el número de sucesos esperados, teniendo en cuenta la lu-1042 minosidad integrada de 36,0  $fb^{-1}$  con la que se ha realizado la búsqueda de materia oscura se 1043 pueden apreciar en la tabla 5.1.

$\overline{M_{\chi} (GeV)}$	$\sigma$ $(pb)$	$N_{exp}$
5	3.48	125280
10	2.05	73000
20	1.10	39600
50	0.30	10800

Tabla 5.1: Secciones eficaces y número de sucesos esperados de los modelos simplificados en el LHC con energía en centro de masas  $\sqrt{s} = 13~TeV$  y una luminosidad integrada = 36,0  $fb^{-1}$ .

Las muestras de señal han sido simuladas mediante *Madgraph+PYTHIA8* con precisión de LO (Leading or) [29] [31].

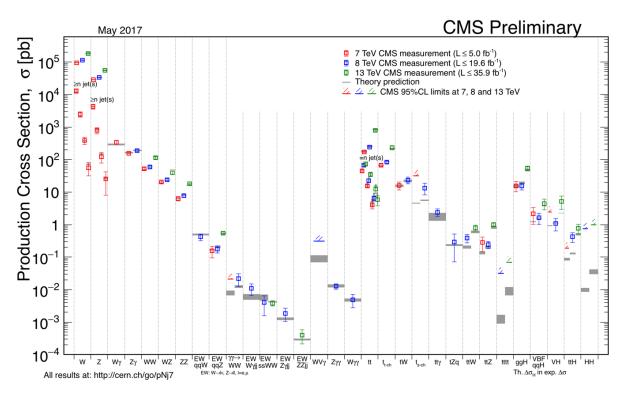


Figura 5.1: Comparación de las diferentes secciones eficaces de producción de las diferentes partículas en el LHC con energía a centro de masas  $\sqrt{s} = 13~TeV$ . La sección eficaz de estos procesos tiene oscila entre valores muy dispares: desde los  $10^5~pb$  del bosón W a los aproximadamente 5 pb de producción de pares ZZ. Además existen procesos procesos con secciones eficaces mucho menores como la producción del Bosón de Higgs.

La sección eficaz de producción de los diferentes procesos en el LHC es muy dispar, como se puede apreciar en figura 5.1 entre los procesos de mayor sección eficaz y nuestra señal hay 5 orde-

 $_{1049}$  nes de magnitud en el mejor de los casos (masa de 5 GeV) y casi 6 para el peor (masa de 50 GeV).

1050

De los procesos tratados algunos darán lugar a estados muy similares, mientras que otros darán lugar a estados diferentes pero que debido a errores experimentales pueden llegar a confundirse.

1053

1055

A continuación se exponen los principales fondos ordenados por sección eficaz.

# 5.1.2. Bosón W en asociación con jets (Wjets)

Se conoce como *Wjets* al conjunto de procesos que dan lugar a un único bosón W acompañado de jets, ilustrado en la figura 5.2.

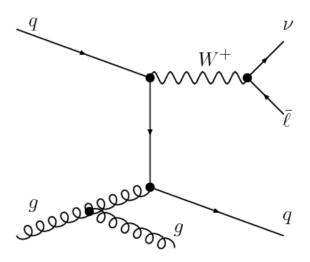


Figura 5.2: Diagrama de Feynman de producción de un bosón W y un quark, acompañados de un gluón como emisión de estado inicial.

Estos procesos dan lugar, a lo sumo, a un único leptón en el estado final, que puede estar acompañado quarks b. Se puede producir una mala identificación de un leptón proveniente de procesos de *pile-up* o del interior de un jet, convirtiéndose en un fondo a considerar en nuestro análisis, los leptones involucrados podrían ser electrón y muón.

1062

La sección eficaz cuando se producen leptones en el estado final es 61526,7 pb, lo que da lugar a  $2,21\times 10^9$  sucesos esperados.

1065

Nótese que debido a la alta sección eficaz cualquier selección, pese a tener una eficiencia de rechazo elevada, puede dar lugar a una contribución notable de este fondo.

1068

Las muestras de Wjets han sido simuladas mediante Madgraph+PYTHIA8 con precisión de LO.

# 1071 5.1.3. Drell-Yan (DY)

Se conoce como *Drell-Yan* al conjunto de procesos donde se produce un bosón Z, o un fotón, que se desintegra produciendo un leptón y su correspondiente antipartícula,  $Z/\gamma^* \to \ell^+\ell^-$ , véase figura 5.3.

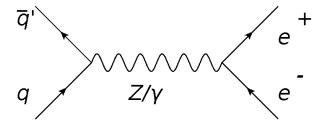


Figura 5.3: Diagrama de Feynman de producción de Drell-Yan en el caso particular de que los leptones finales son electrón positrón y el  $Z/\gamma^*$  se produce como aniquilación de quark-antiquark

Estos procesos tienen una sección eficaz de producción en el LHC muy elevada,  $\sigma=28650~pb$ ,
es decir,un número de sucesos esperados de  $N_{exp}=1{,}03\times10^9$ . Esta sección eficaz depende de
la masa del  $Z/\gamma^*$  de acuerdo a lo expuesto en la figura 5.4.

1078

1079

1081

1082

1083

1084

Se puede calcular la masa invariante del par  $\ell^+\ell^-$ ,  $M(\ell^+,\ell^-)$ . Esta masa es la correspondiente al bosón  $Z/\gamma^*$  que se ha desintegrado dando lugar a ambos leptones. De esta forma se pueden seleccionar sucesos cuya masa invariante de los leptones diste de la masa central del bosón Z (91.2 GeV) una determinada cantidad, eliminando el incremento de sección eficaz debido a la resonancia del bosón Z, la distribución de esta sección eficaz en función de la masa se encuentra representada en la figura 5.4.

1085

1087

Otra posible forma reducir la contribución de este fondo es exigir en el estado final un electrón

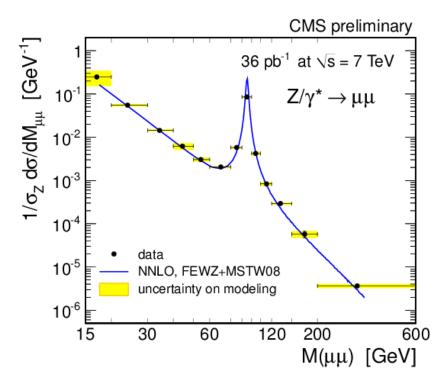


Figura 5.4: Sección eficaz normalizada de procesos de DY en función de la masa reconstruida del par de leptones. Esta sección eficaz decrece con la masa reconstruida con un pico en el entorno de 91 GeV, debido a la resonancia situada en la masa del bosón Z.

y un muon. Estos dos leptones no pueden provenir de la desintegración directa de un bosón Z,
ya que en este caso ambos tendrían que tener el mismo sabor.

Los leptones tau tienen una baja vida media, de forma que en el detector sólo se miden los restos de su desintegración. La desintegración del bosón Z a taus puede dar lugar a un electrón y un muon. Este hecho ocurrirá aproximadamente el 0.1% de los casos, lo que se traduce en aproximadamente  $10^6$  sucesos.

Este estado final puede ser muy similar a la señal buscada si se radiasen gluones en el estado inicial, o bien se identifiquen jets provenientes de *pile-up*. Estos procesos son poco frecuentes, sin embargo dado que aproximadamente se tienen 1 millón de sucesos con electrón y muón en el estado final, podría resultar un fondo a considerar.

Las muestras de DY han sido simuladas mediante Madgraph+PYTHIA88 con precisión de LO.

# 1102 5.1.4. Pares de quarks top $(t\bar{t})$

Uno de los fondos más similares a nuestro proceso de producción de materia oscura es la producción de pares de quarks top, un diagrama de Feynman de este proceso se puede apreciar en la figura 5.5.

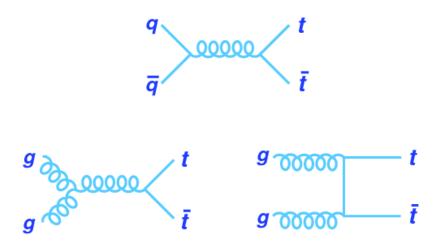


Figura 5.5: Diagramas de Feynman de tres procesos diferentes de producción  $t\bar{t}$  en colisiones pp.

Cuando los W, provenientes de la desintegración de quarks top, se desintegren dando lugar a un electrón y a un muón el estado final de este proceso y la producción de materia oscura sólo se diferencian en la presencia de las propias partículas de materia oscura. Teniendo en cuenta que estas partículas no se pueden detectar, de forma directa, en CMS se trata de fondos muy similares. Sin embargo, se podrá diferenciar este fondo y la producción de materia oscura gracias a una observable conocido como  $M_{T2}$  que se definirá posteriormente.

1112

1113

1114

Este proceso tiene una sección eficaz de 831,76 pb, lo que se traduce en  $29.8 \times 10^6$  sucesos esperados.

1115

Las muestras de  $t\bar{t}$  han sido simuladas mediante powheg+PYTHIA8 con precisión de NLO (Next to Leading Order) [30].

### 1118 5.1.5. Dibosones (VV)

Se conoce como dibosones al proceso de producción de pares: ZZ, WW, WZ, uno de los posibles diagramas de Feynman se encuentra representado en la figura 5.6. Estos procesos, pese a que en su origen son completamente diferentes la producción de materia oscura, en función de como se desintegre cada bosón puede resultar un estado final muy similar al correspondiente a la producción de materia oscura.

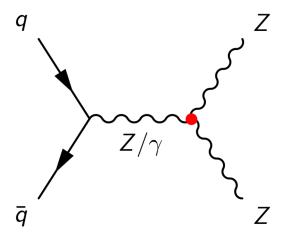


Figura 5.6: Uno de los posibles diagramas de Feynman de producción de pares ZZ en colisiones protón-protón. donde se puede producir emisiones de gluones en el estado inicial, dando lugar a posibles quarks b.

■ En el caso de WW se precisa de radiación de estado inicial, o errores experimentales, para que el estado final sea similar al estudiado. Basta con que la pareja WW se desintegre de forma leptónica produciendo un electrón y un muón y se radien gluones en el estado inicial que den lugar a quarks b. Otra posible forma es una mala identificación de jets provenientes de pile-up. De forma análoga, los bosones W pueden desintegrarse dando lugar a quarks b y mediante una mala identificación de un electrón y un muón provenientes de pile-up se puede obtener un estado final similar, aunque esta forma es notablemente menos probable, debido a que el único modo es  $W \to bt$  y se requeriría un W muy pesado.

Este proceso tiene una sección eficaz de 115 pb, lo que se traduce en 413 × 10<sup>6</sup> sucesos esperados.

- En el caso de WZ la similitud del fondo puede deberse a errores experimentales.

  Desintegrándose  $Z \to b\bar{b}$  y  $W \to l\nu_l$ , puede producirse un mal etiquetado de un leptón del interior de un jet, o de pile-up, produciendo un estado final muy similar al de producción de materia oscura. Este proceso tiene una sección eficaz de 47,13 pb, lo que produce  $1,7 \times 10^6$  sucesos esperados.
- En el caso de ZZ basta considerar la desintegración leptónica de uno de ellos,  $Z \to ll$  y que el otro se desintegre de la forma  $Z \to b\bar{b}$ , o que un bosón Z se desintegre a neutrinos, el otro bosón Z de forma leptónica y se produzca emisión de gluones en el estado inicial que generen quakrs b. Este proceso tiene una sección eficaz de 7,52 pb, generando  $1,7 \times 10^5$  sucesos esperados.

Las muestras de VV han sido simuladas mediante powheq+PYTHIA8 con precisión de NLO.

### 1146 5.1.6. Quark top acompañado de un bosón W (tW)

1147 Se conoce como quark top acompañado de un bosón W al proceso ilustrado en el diagrama 5.7

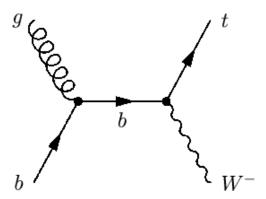


Figura 5.7: Diagrama de Feynman producción  $t\bar{t}Z$  mediante fusión de gluones

Cuando el bosón W se desintegra de forma leptónica y se produce una mala identificación de un quark proveniente de *pile-up* y un leptón, el estado final de este proceso es muy similar al estado final de producción de materia oscura.

Este proceso tiene una sección eficaz de 35,6 pb, lo que se traduce en  $1.3 \times 10^6$  sucesos esperados.

## 5.1.7. Pares de quark top en asociación con bosones $(t\bar{t}V)$

Finalmente, el último fondo a considerar es el correspondiente a la producción de  $t\bar{t}$  acompañado de algún bosón gauge, uno de los posibles diagramas de Feynman se encuentra representado en la figura 5.8.

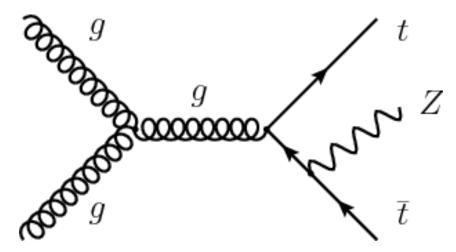


Figura 5.8: Diagrama de Feynman producción  $t\bar{t}Z$  mediante fusión de gluones

En caso de que el bosón Z producido se desintegre a neutrinos el estado final es idéntico, a ojos de nuestros detectores, que el de la producción de materia oscura.

En el caso de bosón W, este puede desintegrarse de la forma  $W \to \ell \nu_\ell$  dando lugar, de nuevo, a un estado final muy similar.

La sección eficaz de producción de pares  $t\bar{t}$  acompañados de bosones es 1,491 pb, lo que produce 53000 sucesos esperados. Nótese que, pese a su baja sección eficaz en comparación al resto de fondos, los estados finales son muy similares a la producción de materia oscura, y su contribución no será despreciable. Las muestras de VV han sido simuladas mediante powheg+PYTHIA8 con precisión de NLO.

## 5.2. Observables de interés

1159

1162

1168

En esta sección introduciremos los observables relevantes para nuestra clasificación. El objetivo de estos observables será permitir diferenciar sucesos de materia oscura de sucesos provenientes

de los fondos, anteriormente explicados.

### 5.2.1. Energía transversa faltante

Este será uno de los observables más importantes en nuestro estudio, dado que si existiese materia oscura, esta resultaría indetectable a ojos de nuestros detectores al no interactuar ni eléctrica ni fuertemente. En el Modelo Estándar las únicas partículas indetectables, para los detectores de CMS, son los neutrinos. De esta forma procesos ricos en neutrinos se espera que sean ricos en energía transversa faltante<sup>1</sup>. Mientras que por otro lado, sucesos donde la probabilidad de tener neutrinos en el estado final es baja se esperan con poca energía transversa faltante<sup>2</sup>.

# 5.2.2. Ángulo energía transversa faltante-leptones

Dadas las características de los modelos simplificados de producción de materia oscura en los que se centra el trabajo, se espera que la dirección de la suma de los momentos de los leptones más energéticos este correlacionada con la dirección de la energía transversa faltante. Por este motivo resulta de interés el estudio del siguiente ángulo.

$$\Delta \phi = Ang(\vec{E}_T, \vec{E}_T + \vec{\ell}_1 + \vec{\ell}_2) \tag{5.1}$$

Donde  $\vec{E}_T$  es la energía , o momento, faltante vista como vector y  $\vec{l}_0, \vec{l}_1$  son los momentos de los dos leptones más energéticos. Además sucesos con un valor de este ángulo elevado están asociados a altos errores experimentales, de forma que una selección en este ángulo disminuirá las incertidumbres del estudio.

### 88 5.2.3. Masa stransversa

1191

El quark top desintegra, el 95,7% de las veces, de la forma  $t \to Wb$ . Considerando el caso donde el bosón W se desintegra de forma leptónica  $(W \to \ell \nu_{\ell})$  se obtiene  $t \to b\ell \nu_{\ell}$ .

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Un proceso con más de una partícula indetectable podría tener un valor bajo de energía transversa faltante. Esto se debe a que los momentos de estas partículas podrían anularse, produciendo así un valor bajo de energía transversa faltante.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Un proceso sin partículas indetectables podría tener energía transversa faltante. Este efecto de debe a factores como la resolución del detector o una posible falta de hermiticidad.

De esta forma si se pudiese medir el momento de todas las partículas involucradas sería posible reconstruir la masa del quark top a partir de las partículas del estado final.

1194

En el caso más simple<sup>3</sup> de desintegración leptónica del bosón W,  $W \to l\nu_l$ . Denotando por  $P^{\ell}$  y  $P^{\nu}$  los cuadrimomentos del leptón y el neutrino se tiene que:

$$M_W^2 = (P^{\ell} + P^{\nu})^2 = M_{\ell}^2 + m_{\nu}^2 + 2 \cdot (E^l E^{\nu} - \vec{p}^{\ell} \vec{p}^{\nu})$$
 (5.2)

Del neutrino sólo es posible medir el momento en el plano transverso como  $\mathcal{E}_T$ . Tomando  $\mathcal{E}_T = |p_T^{\nu}|$  se define:

$$M_T^2(p_T^l, p_T^{\nu}) := 2(E_T^l \mathcal{E}_T - \vec{p}_T^{\ \ell} \vec{p}_T^{\ \nu}) \tag{5.3}$$

1199 Es sencillo probar que bajo las condiciones anteriores:  $M_W^2 \ge M_T^2$ .

1200

Por su parte en la desintegración del par  $t\bar{t}$  hay dos neutrinos en el estado final, de esta forma la energía transversa faltante será la suma de los momentos de ambos, i.e. se tiene la siguiente ligadura  $p_T^{miss} = P_T^{\nu_1} + P_T^{\nu_2}$ . Se define la masa stransversa como:

$$M_{T2}^2 := \min_{q} \left[ \max(M_T^2(p_T^{l_1}, p_T^{miss} - q), M_T^2(p_T^{l_2}, q)) \right]$$
 (5.4)

Este observable vuelve a tomar valores inferiores a  $M_W^2$ . Además, en presencia de materia oscura, la ligadura  $p_T^{miss} = P_T^{\nu_1} + P_T^{\nu_2}$  ya no será cierta y de esta forma los valores obtenidos de  $M_{T2}$ serán mayores que en el caso de desintegración del par  $t\bar{t}$ , como se puede apreciar en la figura 5.9.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Existen diferentes procesos donde se puede emitir un fotón que de lugar a producción de pares, o que el leptón final sea un tau que a su vez vuelve a desintegrarse...

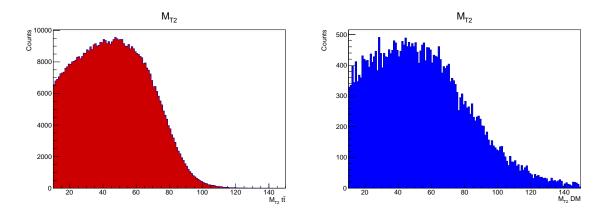


Figura 5.9: Comparación en las distribuciones del observable  $M_{T2}$  para los procesos de  $t\bar{t}$  (izq.) y señal (der.). Nótese que para valores elevados de  $M_{T2}$  se produce una caída mucho más pronunciada para el fondo  $t\bar{t}$ , que para la señal. De esta forma el espacio de fases definido por valores elevados de  $M_{T2}$  será clave para reducir la contribución de  $t\bar{t}$ .

# Capítulo 6

# Búsqueda de materia oscura

Para la búsqueda de materia oscura es esencial aislar la producción de esta de los diferentes procesos del Modelo Estándar que puedan dar lugar a estados finales similares, para ello se aplican criterios en el espacio de fases mediante una clasificación secuencial.

1213

Para ello en primer lugar se especifican los valores requeridos de ciertos observables en el proceso de preselección, para posteriormente ir aplicando diferentes condiciones en los observables, de forma progresiva, con el objetivo de disminuir los diferentes fondos.

1217

1221

1225

1226

1227

Han sido necesarias correcciones a las simulaciones debidas a discrepancias con los datos. Estas corrección se deben a: identificado de objetos físicos, aislamiento de electrones y muones y etiquetado de quarks b.

# 6.1. Preselección

- Con el objetivo de aproximarnos a nuestro estado final realizamos una preselección de los sucesos.

  En esta preselección se imponen condiciones tanto por motivos de medida, como se exige el estado
- 1224 final expuestos en 5.1.1, a salvedad del sabor de los leptones.
  - Se seleccionan sucesos con exactamente 2 leptones aislados en el estado final. En caso de que sean del mismo sabor con carga de signo opuesto, dos electrones o dos muones, se exige que la masa invariante del par diste, al menos, 15 GeV del valor central de la masa del

# CAPÍTULO 6. BÚSQUEDA DE MATERIA OSCURA

bosón Z  $(91,19 \; GeV)$ . Se selecciona de esta forma con el objetivo de ilustrar la reducción del fondo DY por la elección del sabor de los leptones.

Se seleccionan sucesos donde se ha reconstruido e identificado un jet como proveniente de un quark b. Debido a que el proceso de etiquetado de quarks b es poco eficiente, aproximadamente 60%, no se exige la presencia de dos quarks b. Además, la exigencia de dos quarks b en el estado final incrementaría notablemente las incertidumbres.

1234 Se añaden requisitos debidos al detector que dependen de cada objeto físico a considerar.

- Todos los jets han de tener un valor de la pseudorrapidez  $(\eta)$  comprendida entre -2,4 y 2,4. Además su momento en el plano transverso  $(P_T)$  ha de ser superior a 30 GeV.
- En el caso de los leptones se requiere que estos tengan un momento en el plano transverso  $(P_T)$  superior 20 GeV, y una pseudorrapidez inferior a 2,4.
- Energía transversa faltante ha de ser superior a 15 GeV.

Bajo las condiciones anteriormente expuestas, en las figuras 6.1, 6.2 y 6.3 se encuentran las siguientes distribuciones de los observables de interés.

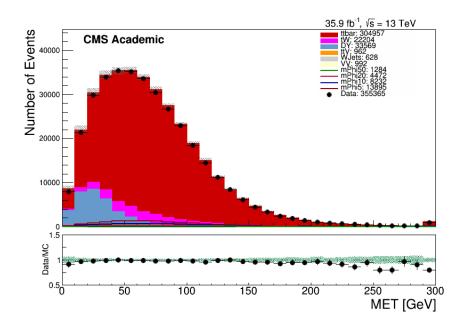


Figura 6.1: Distribución de la energía transversa faltante  $\not E_T$  bajo los criterios de preselección. En rojo se representan los procesos de  $t\bar t$ , en rosa tW, azul Drell-Yan, naranja ttV, en gris W jets y dibosones en amarillo claro. La señal se representa con una linea de un determinado color en función de la masa del mediador y los datos se representan mediante un punto.

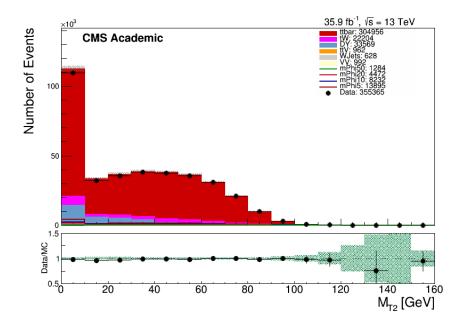


Figura 6.2: Distribución de la masa stransversa bajo los criterios de preselección, con el código de colores mencionado en la figura 6.1

# CAPÍTULO 6. BÚSQUEDA DE MATERIA OSCURA

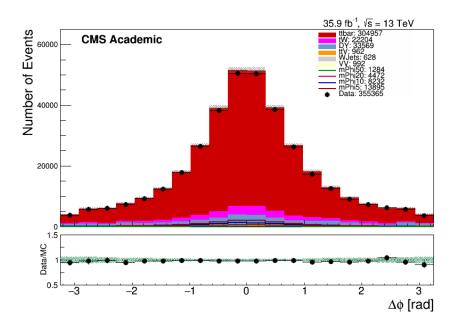


Figura 6.3: Distribución del ángulo energía transversa faltante-leptones bajo los criterios de preselección, con el código de colores mencionado en la figura 6.1

En primer lugar, cabe resaltar el buen acuerdo existente entre datos medidos y predichos por la simulación en el caso de los tres observables considerados. En segundo lugar nótese que los fondos con una contribución mayor son  $t\bar{t}$ , Drell-Yan y tW.

En lo referente a la energía transversa faltante la mayor parte de los sucesos tienen una energía transversa faltante de entre 30~GeV y 100~GeV. Lo que indica la presencia de partículas indetectables notablemente energéticas en la mayor parte de los procesos.

La masa stransversa por su parte, tiene un pico en 0. Este pico se debe a que cuando la energía transversa faltante es tal que una de las posibles combinaciones genera que la reconstrucción de los neutrinos sea colineal con los leptones<sup>1</sup>, este observable tomará el valor '0', como era de esperar de acuerdo a su definición.

En lo referente a la distribución del ángulo energía transversa faltante-leptones vuelve a mostrar un buen acuerdo entre simulaciones y datos. Además, esta distribución es simétrica respecto al

 $<sup>^{1}</sup>$ Es relativamente sencillo, aunque tedioso, probar que en aproximadamente un cuarto de las veces  $M_{T2}$  tomará el valor nulo.

valor central '0'.

1258

1261

Finalmente, nótese que el número de sucesos esperados para cualquiera de las posibles señales de materia oscura es muy pequeño frente al número de sucesos seleccionados en este paso.

#### 6.2. Construcción de la selección

Una vez establecido el punto de partida de nuestra selección, procedemos clasificar y a seleccionar los sucesos que cumplan condiciones sobre los observables anteriormente mencionados. A partir de este momento, se seleccionan sucesos donde los dos leptones finales son electrón y muón, para ilustrar la reducción que supone este hecho sobre el fondo DY.

	Antes de la selección		Después de la selección		
Proceso	Sucesos	Incertidumbre	Sucesos	Incertidumbre	Eficiencia
$\overline{\mathrm{VV}}$	991.70	161.79	443.80	69.03	0.447
Wjets	627.88	487.84	336.99	243.35	0.537
ttV	962.14	53.91	467.82	27.89	0.486
DY	33568.54	3805.54	894.79	337.80	0.026
tW	22203.91	546.61	13152.59	300.63	0.592
$tar{t}$	304957.16	4897.76	179585.03	2888.83	0.589
$m_{\phi} = 5 \; GeV$	13894.98	1236.58	8260.25	789.65	0.595
$m_{\phi} = 10 \; GeV$	8231.96	731.76	4869.37	436.02	0.592
$m_{\phi} = 20 \; GeV$	4472.20	409.58	2673.78	239.48	0.598
$m_{\phi} = 50 \; GeV$	1284.46	116.35	756.21	67.70	0.588
Datos	355365	596.12	86268.00	431.59	0.257

Tabla 6.1: Número de sucesos antes y después de exigir que los leptones sean electrón-muón. La eficiencia de las señales es más elevada que la eficiencia de los fondos. La eficiencia de Drell-Yan es 0.02, más de un orden de magnitud inferior a las señales que rondan 0.59.

Como se puede apreciar en la tabla 6.1 se ha producido una reducción drástica del número se sucesos debido al valor de las eficiencias, aproximadamente 0.6 para todos los procesos a excepción de Drell-Yan que ha sido de 0.002.

#### 6.2.1. Energía transversa faltante

1269

1273

1274

1275

1276

1278

La primera selección a realizar se producirá en el energía transversa faltante  $\mathbb{Z}_T$ . La distribución de este observable bajo las condiciones impuestas en la preselección, y restringiendo al caso en que la pareja de leptones es electrón-muon se puede apreciar en la figura 6.4.

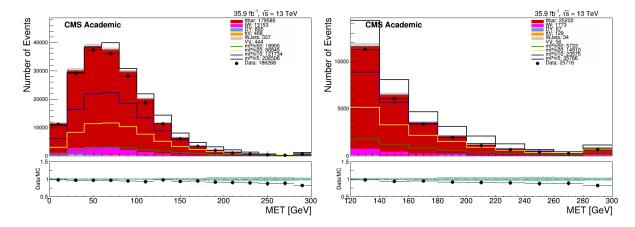


Figura 6.4: Distribución energía transversa faltante, antes de la selección (izq) y tras la selección (der). Las señales se encuentran multiplicadas por un factor 25 para poder apreciar su distribución. Nótese que la aportación de fondos como tW y Wjets se ha visto reducida con esta selección.

Dadas las características de nuestros de los modelos de producción de materia oscura, es de esperar un valor elevado de energía transversa faltante. Además, como se puede apreciar en la figura 6.4, los fondos  $t\bar{t}$ , tW y Wjets se encuentran concentrados en valores bajos de energía transversa faltante. De esta forma se ha optado por exigir que  $\mathbb{Z}_T > 120~GeV$ . En la tabla 6.2 se puede ver como la eficiencia de la selección es inferior para estos fondos, respecto al resto de fondos y señales.

	Antes de la selección		Después de la selección		
Proceso	Sucesos	Incertidumbre	Sucesos	Incertidumbre	Eficiencia
$\overline{\mathrm{V}\mathrm{V}}$	443.80	69.03	56.11	18.81	0.126
Wjets	336.99	243.35	34.48	37.48	0.102
$\mathrm{ttV}$	467.82	27.89	129.07	14.67	0.276
DY	894.79	337.80	73.50	38.09	0.082
tW	13152.59	300.63	1768.77	114.94	0.134
$t ar{t}$	179585.03	2888.83	25211.00	844.13	0.140
$m_{\phi} = 5 \; GeV$	8260.25	789.65	1429.74	140.88	0.173
$m_{\phi} = 10 \; GeV$	4869.37	436.02	942.59	94.57	0.193
$m_{\phi} = 20 \; GeV$	2673.78	239.48	596.05	59.88	0.223
$m_{\phi} = 50 \; GeV$	756.21	67.70	229.08	21.76	0.303
Datos	186268.00	431.59	25702.00	160.32	0.138

Tabla 6.2: Número de sucesos antes y después de exigir que la energía transversa faltante sea superior a 120 GeV. La eficiencia de las señales es más elevada que la eficiencia de los fondos, además esta eficiencia aumenta con la masa del mediador. El único fondo con una eficiencia similar a la materia oscura es ttV, pero se trata de un fondo marginal, 129.07 sucesos tras el corte frente a 25211 de  $t\bar{t}$ . Además esta similitud en las eficiencias se debe al parecido de los estados finales. explicada en el capítulo 5.

## 6.2.2. Ángulo energía transversa faltante-leptones

El siguiente observable a considerar es el nombrado como ángulo energía transversa faltanteleptones. Este ángulo se espera que sea bajo para las muestras de materia oscura, su distribución
bajo las condiciones anteriormente expuestas se puede apreciar en la figura 6.5. Además
valores elevados del ángulo energía transversa faltante-leptones están caracterizados por ser
más susceptibles a errores experimentales.

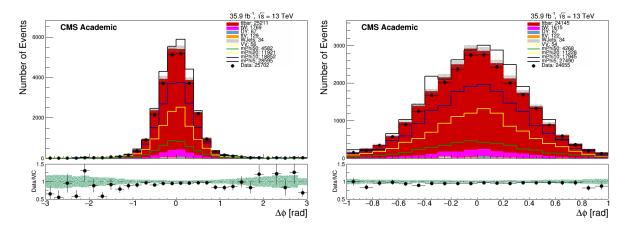


Figura 6.5: Distribución ángulo energía transversa faltante-leptones antes de la selección (izq) y tras la selección (der.). La señal se ha ampliado un factor 20 para poder comparar las distribuciones de fondo y señal. Este observable no presenta diferencias apreciables entre señal y fondo, sin embargo los valores elevados de este observable están asociados, usualmente, a errores experimentales.

Se ha optado con exigir  $|\Delta \phi| < 1$  rad con el fin de reducir al mínimo los posibles errores y además disminuir la contribución de tW, véase tabla 6.3.

	Antes de la selección		Después de la selección		
Proceso	Sucesos	Incertidumbre	Sucesos	Incertidumbre	Eficiencia
$\overline{VV}$	56.11	18.81	51.25	14.69	0.911
Wjets	34.48	37.48	34.48	37.48	1.000
$\mathrm{ttV}$	129.07	14.67	118.42	10.35	0.914
DY	73.50	38.09	73.50	38.09	1.000
tW	1768.77	114.94	1563.60	77.56	0.884
$tar{t}$	25211.00	844.13	23454.94	813.12	0.930
$m_{\phi} = 5 \; GeV$	1429.74	140.88	1331.96	128.63	0.903
$m_{\phi} = 10 \; GeV$	942.59	94.57	872.83	87.92	0.925
$m_{\phi} = 20 \; GeV$	596.05	59.88	545.75	54.44	0.914
$m_{\phi} = 50 \; GeV$	229.08	21.76	207.53	19.99	0.903
Datos	25702.00	160.32	24655.00	157.02	0.959

Tabla 6.3: Número de sucesos antes y después de exigir que  $|\Delta\phi|<1$ . La eficiencia de señales y fondo muestra que esta selección actúa de forma similar en señal y fondo. El motivo de esta selección se debe a la eliminación de sucesos que puedan estar mal medidos y distorsionen el resultado. Por ejemplo, el error relativo en el fondo proveniente de dibosones se ha reducido de 33,5%, antes de la selección, a 28,6% tras la selección.

#### 6.2.3. Masa stransversa

Finalmente, el último observable sobre el que impondremos ciertos requisitos será la masa stransversa,  $M_{T2}$ . Este observable, como ya se mencionó con anterioridad, emula una reconstrucción de la masa del bosón W. En caso de tener materia oscura esta reconstrucción se verá alterada, y por ello este observable es el más discriminante entre materia oscura y  $t\bar{t}$ . Su distribución bajo los criterios anteriormente exigidos puede verse en la figura 6.6.

Como se puede observar, también en la figura 6.6, aproximadamente un tercio de los suce-

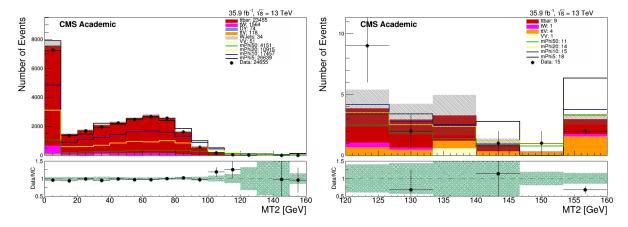


Figura 6.6: Distribución masa stransversa antes de la selección (izq.) y tras ella (der.). En este caso la señal ha sido ampliada un factor 20 en la gráfica izquierda, mientras que en la derecha no ha sido ampliada. Tras la selección señal y fondo son comparables, con un número de sucesos aproximado de 15.

sos se sitúan en el primer intervalo, mientras que prácticamente todos los sucesos se encuentran por debajo de  $120 \ GeV$ . Sin embargo, para valores superiores a  $120 \ GeV$  señal y fondo son comparables, como se puede apreciar en 6.6 (der.).

Por este motivo se rechazan todos los sucesos que den lugar a un valor de  $M_{T2}$  inferior a 120 GeV. Esta condición da lugar a eficiencias muy bajas, en comparación a las selecciones anteriores, véase tabla 6.4

	Antes de la selección		Después de la selección		
Proceso	Sucesos	Incertidumbre	Sucesos	Incertidumbre	Eficiencia
$\overline{ m VV}$	51.25	14.69	0.59	0.59	0.0116
Wjets	34.48	37.48	0.00	0.00	0.0000
ttV	118.42	10.35	3.16	0.41	0.0333
DY	73.50	27.27	0.00	0.00	0.0000
tW	1563.60	77.56	0.74	0.76	0.0005
$tar{t}$	23454.94	813.12	7.37	2.81	0.0004
$m_{\phi} = 5 \; GeV$	1331.96	128.63	18.00	3.28	0.0136
$m_{\phi} = 10 \; GeV$	872.83	87.92	14.77	2.98	0.0169
$m_{\phi} = 20 \; GeV$	545.75	54.44	13.77	2.54	0.0253
$m_{\phi} = 50 \; GeV$	207.53	19.99	10.73	1.35	0.0518
Datos	24655.00	157.02	15.00	3.87	0.0006

Tabla 6.4: Número de sucesos antes y después de exigir que que la masa stransversa sea superior a 120~GeV. Las eficiencias, tanto de señal como de fondo, son muy reducidas. No obstante, las eficiencias de señal son aproximadamente 2 ordenes de magnitud superiores que la mayor parte de fondos, a excepción de ttV.

De esta forma queda definida la región de estudio, por los valores de los observables recopilados en la tabla 6.5.

Observable	Condición exigida
N muones	= 1
N electrones	=1
N jets b	$\geq 1$
$ ot\!\!\!E_T$	$\geq 120~GeV$
$ \Delta\phi $	$< 1 \ rad$
$M_{T2}$	$\geq 120~GeV$

Tabla 6.5: Criterios impuestos a los diferentes observables para la construcción de la región de señal.

### 306 6.3. Estimación de fondos

La simulación de sucesos en un colisionador como el LHC es un trabajo muy complejo, además de caro computacionalmente. Debido a esta complejidad resulta necesario calibrar las simulaciones con el objetivo de aproximarlas, en la medida de lo posible, a los resultados de nuestro

1310 detector.

1311

Estas correcciones pasan por el uso de datos. Sin embargo, se precisa que los datos utilizados para estas correcciones no sean utilizados en el posterior análisis de datos, es decir, que los
sucesos que cumplan las condiciones de las regiones de control no verifiquen las condiciones de
la región del análisis y viceversa. En caso contrario, se podría inducir un error de tipo bayesiano.

1316

Esta región se conoce como región de control y se utiliza para normalizar la predicción al número de sucesos observados, obteniendo un factor multiplicativo (*scale factor*) que se aplicará a la normalización de un fondo dado en el región de señal.

## 1320 6.3.1. Región de control para $tar{t}$

El fondo correspondiente a  $t\bar{t}$  es de mayor aportación de entre todos los procesos del Modelo Estándar que dar lugar a estados finales similares al de producción de materia oscura, de acuerdo a lo visto en el apartado anterior.

- Se considera la región de control definida por las siguiente condiciones:
- Presencia de al menos un jet etiquetado como proveniente de un quark b.
- Exactamente un muon y un electrón en el estado final.
- Masa stransversa comprendida entre 60 y 100 GeV. Esta condición por si sola asegura que
   esta región tenga intersección nula con la región de estudio.
- Bajo estas condiciones se puede apreciar la distribución de la energía transversa faltante en la figura 6.7.

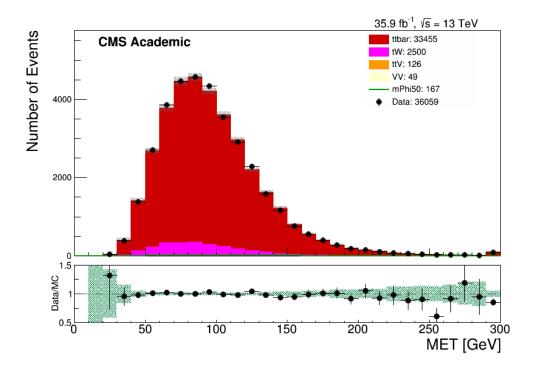


Figura 6.7: Distribución del observable energía transversa faltante para la región de control para el fondo  $t\bar{t}$ . El 92 % de los sucesos esperados provienen de  $t\bar{t}$ , con menores aportaciones de tW, ttV y VV.

Se define formalmente el factor de normalización como:

$$SF = \frac{data - bkg}{y} \tag{6.1}$$

Donde data es el número de sucesos observados, bkg es el número de sucesos esperados de los fondos (excluyendo el fondo que se trata en la región de control) e y es el número de sucesos esperados del fondo a tratar en la región de control.

En el caso particular de esta región se obtiene:

$$SF_{t\bar{t}} = 0.997^{+0.006}_{-0.004}$$

## 1333 6.3.2. Región de control para $t\bar{t}$ + bosones

El segundo fondo con mayor contribución, como se ilustra en la tabla 6.4 después de la selección, es el correspondiente a procesos del tipo  $t\bar{t}$  + bosones. De forma análoga a la llevada a cabo para el fondo de  $t\bar{t}$  se define la región de control a través de las siguientes condiciones:

- Presencia de al menos un jet etiquetado como proveniente de un quark b.
- Presencia de un muon, un electrón y un tercer leptón, sin importar su sabor, en el estado final. Se espera que la contribución de ttV a procesos con 3 leptones sea elevada dado que todas las partículas del estado final se pueden desintegrar dando lugar a leptones. Esta exigencia ya garantiza la intersección vacía de esta región respecto a la región de análisis (región del espacio de fáses donde se realizará la búsqueda de materia oscura).
- Masa stransversa superior a 90 GeV.

Se obtiene la distribución de energía transversa faltante que se puede apreciar en la figura 6.8. En este caso la región de control posee un menor número de datos respecto a la región de control para  $t\bar{t}$ , esto se debe a la menor sección eficaz de este proceso.

1347

1337

1338

1339

1340

1341

1342

 $_{\mbox{\scriptsize 1348}}$  En este caso el valor del  $scale\ factor$  obtenido es:

$$SF_{t\bar{t}V} = 1.6^{+0.7}_{-0.7}$$

Las incertidumbres del 44% en el valor del *scale factor* se debe a la baja sección eficaz de ttV frente al resto de procesos.

1351

En ambas regiones la contribución esperada de señal es muy baja, de forma que no se introduce ningún sesgo en la normalización al no considerar esta en las regiones de control.

1354

No se han considerado regiones de control para el resto de fondos dado que su contribución en la región del análisis es muy pequeña, inferior a un suceso para todos ellos.

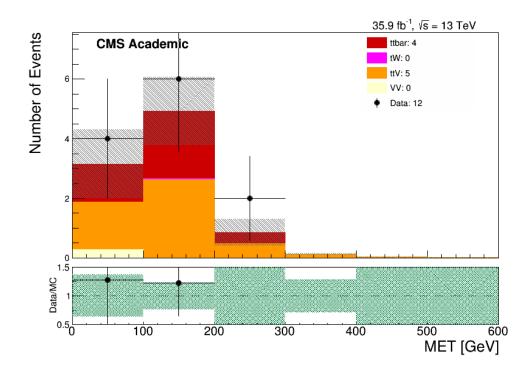


Figura 6.8: Región de control para  $t\bar{t}V$ . Debido a las enormes discrepancias en secciones eficaces entre  $t\bar{t}V$  y  $t\bar{t}$  no ha sido posible lugar un aislamiento tan bueno como en la figura 6.7. En este caso las simulaciones se encuentran por debajo de los datos, por lo que se precisa de un reescalado de 1.6.

Bajo estas condiciones podemos exponer los resultados obtenidos bajo las condiciones de nuestro análisis.

### 6.4. Resultados

De acuerdo a los requisitos exigidos a los observables en el apartado 6.2, la región donde realizaremos la búsqueda de materia oscura, también conocida como región de análisis (o de señal), viene resumida en la tabla 6.5.

1363 1364

1365

1366

1367

1361

1362

En estas condiciones se obtienen las distribuciones de energía transversa faltante representadas en 6.9, se separan las diferentes masas de la partícula mediadora en diferente gráficas con el objetivo de facilitar su interpretación.

1368

En primer lugar, cabe destacar que para todas las masas del mediador consideradas el número

de sucesos esperados de producción de materia oscura y el número esperado de sucesos provenientes de procesos del Modelo Estándar que puedan dar lugar a estados finales similares son comparables. Dado que existe un buen acuerdo entre datos y simulaciones del Modelo Estándar, no hay evidencias de materia oscura para ninguna de las masas consideradas, véase tabla 6.6. De esta forma se opta por tratar de excluir estas posibles masas en los modelos simplificados.

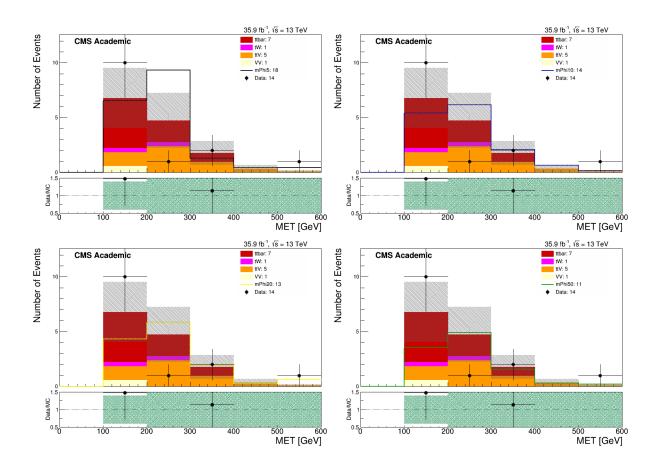


Figura 6.9: Distribución de la energía transversa faltante en la región de análisis para las cuatro señales por separado:  $m_\chi=5~GeV$  arriba a izquierda,  $m_\chi=10~GeV$  arriba a la derecha,  $m_\chi=20~GeV$  abajo a la izquierda y  $m_\chi=50~GeV$  abajo a la derecha. En todos los casos hay un buen acuerdo entre datos y fondo

Proceso	Sucesos	Incertidumbre
$\overline{VV}$	0.59	0.59
Wjets	0.00	0.00
ttV	5.05	4.85
DY	0.00	0.00
tW	0.74	0.76
$tar{t}$	7.36	2.83
$m_{\phi} = 5 \; GeV$	18.00	3.28
$m_{\phi} = 10 \; GeV$	14.47	2.98
$m_{\phi} = 20 \; GeV$	12.92	2.54
$m_{\phi} = 50 \; GeV$	10.51	1.35
Datos	14.00	3.74

Tabla 6.6: Número de sucesos esperados por cada proceso del Modelo Estándar y de señal junto con el número de sucesos observados. En el caso de ttV y  $t\bar{t}$  donde las incertidumbres eran asimétricas se ha tomado como incertidumbre la mayor de ambas. En número de sucesos de fondo esperados se sitúa en 13.74, mientras que se observan 14 datos.

Una vez llegados a este punto mediante *combine* [34] [35], una herramienta que automatiza el cálculo de los niveles de confianza expuestos en 4.3, se obtiene la figura 6.10.

1377

1378

1379

En primer lugar, hay que resaltar el buen acuerdo obtenido, de nuevo, entre las simulaciones y los valores observados. Los valores de masas de 5, 10 y 20 GeV se excluyen al nivel de confianza del 95 %. Sin embargo el valor de 5 GeV se considera excluido pese a que no se esperaba dicha exclusión<sup>2</sup>.

1382

1381

Se realiza un estudio detallado del punto de 50 GeV mediante técnicas multivariantes con el objetivo de confirmar dicha exclusión.

 $<sup>^2</sup>$ Los valores esperados del parámetro 'r' era 1.04, si bien este valor no llega a excluir se sitúa en un valor muy próximo. El valor observado de este parámetro es 0.97 valor que se encuentran dentro de una variación razonable (inferior a un  $\sigma$ ) del valor esperado, este valor sí excluye.

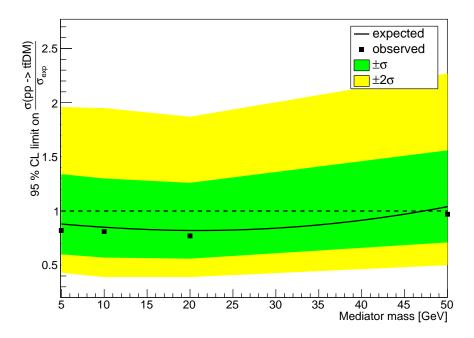


Figura 6.10: Zona de exclusión, con nidvl de confianza 95 %, mediante el análisis secuencial. Los puntos indican los valores de r obtenidos experimentalmente para las diferentes señales consideradas. La linea continua indica los valores esperado del parámetro r"de acuerdo a nuestras simulaciones del Modelo Estándar. Además la zona verde indica una fluctuación de  $\pm \sigma$  del valor esperado, mientras que la zona amarilla indica una variación de  $\pm 2\sigma$ .

#### 6.5. Selección multivariante

En la selección secuencial ha jugado un papel esencial la masa stransversa, no sólo ha sido el observable más discriminante, sino que ha sido necesario exigir valores muy elevado de éste en el proceso de selección.

1389

1390

1392

Por estos motivos se trata de obtener otro observable, mediante una red neuronal, que mejore su comportamiento. Además este nuevo observable será de utilidad para verificar la exclusión modelos de materia oscura con masa del mediador  $50 \ GeV$ .

#### 1393 6.5.1. Entrenamiento de la red neuronal

Para reproducir el observable masa stransversa,  $M_{T2}$ , se entrena una red neuronal para discernir entre materia oscura con mediador escalar de 50 GeV de masa, como señal, y procesos de  $t\bar{t}$ , como fondo.

1397

En primer lugar es necesario fijar los observables que se introducen como entrada a la red neuronal. Dado que nuestro objetivo es recrear un observable que mejore el comportamiento de  $M_{T2}$  para valores de masa del mediador elevados, es necesario introducir todos los observables precisos para que la red neuronal tenga la capacidad de aprender  $M_{T2}$ , pero no introducir la propia  $M_{T2}$ . Una característica deseable para este nuevo observable sería que su poder discriminante no se situase tan en la cola de la distribución como ocurre con la masa stransversa.

1404

1408

1410

Los observables introducidos han sido:

- Energía transversa faltante,  $\mathbb{Z}_T$ .
- Ángulo del vector de energía transversa faltante, medido respecto al leptón más energético.
  - Ángulo del segundo leptón más energético, medido respecto al leptón más energético.
- Momento transverso del primer y segundo leptón más energético.
  - Pseudo-rapidez del primer y según leptón más energético.
- Mediante las variables anteriores es posible calcular el valor de  $M_{T2}$ , además dada la especial forma de introducir los observables se palía el problema conocido como *curse of dimensionality*.

  Al introducir los observables de este modo se reduce en dos la dimensión del problema.

1414 1415

1416

1417

Esta reducción puede parecer poco significante a primera vista, pero teniendo en cuenta que el número de combinaciones crece de forma exponencial con el número de parámetros, un cambio tan simple como este puede producir una enorme mejoría en el entrenamiento de la red.

1418

En nuestro caso particular, al disponer de 8 observables de entrada, nuestro entrenamiento de la red neuronal se ha de producir en un espacio de dimensión 8.

1421

1429

1430

1431

1433

1434

1435

1436

1437

El proceso de entrenamiento de la red neuronal ha sido una optimización en un espacio de 18 parámetros. En este apartado se introducen los parámetros elegidos justificando, en la medida de lo posible, la elección de estos mismos.

- Preselección: debido a que nuestro objetivo es obtener un observable que reproduzca, o mejore, el resultado producido por  $M_{T2}$ , se ha de entrenar a la red neuronal en las mismas condiciones que actúa la selección basada en  $M_{T2}$ :
- Presencia de al menos un jet etiquetado como proveniente de un quark b..
  - El módulo del ángulo energía transversa faltante-leptones menor que uno:  $|\Delta \phi| < 1~rad.$ 
    - Presencia de un único muon y un único electrón en el estado final.
- Energía transversa faltante superior a 120 GeV.
  - Número de capas: un mayor número de capas³ da capacidad de recrear funciones de los observables de entrada más complejas. Sin embargo, un mayor número de capas también acarrea una mayor probabilidad de sobre-entrenamiento 6.11. Se han realizado pruebas con: 2, 3 y 4 capas, variando el resto de parámetros en función de los resultados obtenidos hasta concluir que la mejor elección posible eran 2 capas.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>En este párrafo con el número de capas se hace referencia al número de capas internas, sin tener en cuenta los observables de entrada ni la función de salida de la red neuronal.

#### TMVA overtraining check for classifier: DNN (1/N) dN/dx Signal (test sample) Signal (training sample) Background (test sample) Background (training sample). 16 Kolmogorov-Smirnov test: signal (background) probability = 0 (0.001) 14 12 J/O-flow (S,B): (0.0, 0.0)% / (0.0, 0.0)% 10 8 2 0 0.6 0.2 0.3 0.7 0.8 0.4 0.5 DNN response

Figura 6.11: Entrenamiento de la red neuronal con 4 capas con 10, 60, 30 y 10 neuronas por capa respectivamente. Los efectos de sierra apreciables en la gráfica se deben a entrenamientos de la red neuronal a anomalías estadísticas sin significado físico tras ellas. Estos efectos son comunes cuando el número de capas, y neuronas, es muy elevado para el tamaño de la muestra con la que se entrena.

1438

1439

1440

1441

1442

1443

1444

1445

1446

1447

- Función de la neurona: este parámetro ha sido relativamente sencillo de decidir, en nuestro caso particular, se ha discutido sobre funciones tipo: lineal, exponencial y tangente hiperbólica. Se ha optado por la función tipo tangente hiperbólica debido a que ha conllevado un ajuste muy superior al resto de funciones.
- Función de combinado: la función de combinado elegida ha sido tipo lineal. Esta es la recomendación proporcionada por los desarrolladores de TMVA [14].
- Learning rate: al igual que ocurrió con el número de neuronas, learning rate ha sido un parámetro esencial en el entrenamiento. Tras probar diferentes valores se ha optado por un entrenamiento en dos fases. Se han considerado dos entrenamientos complementarios: el primero de ellos con un valor más elevado del learning rate, i.e. más grueso, y el segundo de ello con un valor más bajo de forma que refine el resultado del anterior.

Learning rate

1449 1450

1451

Fijando el valor del primer entrenamiento se realizó un estudio detallado sobre el valor del segundo entrenamiento. Este estudio se resume en la figura 6.12.

Learning rate Overtrainning Roc 1- p-value(K-S) 0.68 Punto elegido 0.66 8.0 0.64 0.7 0.62 0.6 0.5 0.58 0.4 0.56 0.02 0.03 0.04 0.05 0.06 0.07 0.08 0.09 0.1

Figura 6.12: Estudio del *learning rate* del segundo entrenamiento. *Overtraining* indica 1-p, donde p es el p-valor obtenido a través del test de Kolmogorov-Smirnoff. SE ha optado por el punto de 0.05 debido a su alto valor en comparación a su bajo sobre-entrenamiento.

Se ha optado por elegir un *learning rate* de 0.05 debido a que ha sido el punto que mostraba una mejor relación entre el ROC y un posible sobre-entrenamiento<sup>4</sup>.

1454 1455

1456

1452

1453

El valor particular del ROC ha sido 0,642 y el p-value ha sido 0,45, se considera que son distribuciones son diferentes cuando este valor es inferior a 0,05.

1457 1458

1459

1460

Convergence Steps: esta parámetro posee un valor recomendado de 300, es decir, 300 iteraciones sin modificación substancial de la función de la red neuronal. Se ha modificado este parámetro, tanto a la alza como a la baja, y se ha concluido que el valor recomendado producía los mejores resultados.

 $<sup>^4</sup>$ El sobre-entrenamiento se encuentra representado en la gráfica como 1- p-value(K-S). El test de Kolmogorov-Smirnov es un test estadístico que indica como se parecen dos distribuciones, en este caso entrenamiento y prueba. Valores altos del p-value(K-S) indica una similitud entre distribuciones.

Normalización: a lo largo del trabajo ha mostrado mejores resultados la normalización  $\ell_1$  frente a la normalización  $\ell_2$ . El hecho de que esta configuración se mostrase superior puede deberse al hecho de que la normalización  $\ell_1$  da menor importancia a pesos pequeños, de forma que los observables que no aportan información relevante son ignorados.

- Weight decay: este parámetro se ha fijado en 0.01: Esta elección se vio condicionada que valores más elevados dieron lugar valores ROC muy bajos, mientras que valores menores produjeron enormes sobre-entrenamientos.
- Drop out: en algunos casos es preciso descartar la información de ciertas neuronas para evitar efectos de sobre-entrenamiento. Sin embargo en este entrenamiento el tamaño de las muestras es demasiado reducido como para poder permitir un desecho de información. Por este motivo no se ha descartado la información de ninguna neurona.

Bajo las condiciones de parámetros anteriormente especificadas la red neuronal ha presentado sobre-entrenamiento prácticamente inexistente, como se puede apreciar en la figura 6.13.

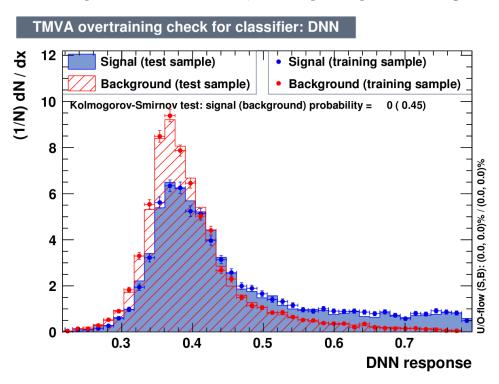


Figura 6.13: Sobre-entrenamiento red neuronal, en azul se representa la señal y en rojo el fondo. Los histogramas son el cálculo de la función de la red neuronal para la muestra de entrenamiento, mientras que los puntos representan el cálculo de dicha función para la muestra de test.

En la figura 6.13 también se puede apreciar que la separación entre señal y fondo se realiza en valores altos de la función de la red neuronal pero es una separación continuada que comienza en el entorno de 0.45.

#### 1477 **6.5.2.** Reproducción de $M_{T2}$

Cabe recordar que el objetivo del entrenamiento es la obtención de un observable con mayor capacidad discriminatoria que  $M_{T2}$ . Una forma de comparar el poder discriminante de dos observables es la construcción de la ROC-curve para ambos observables:

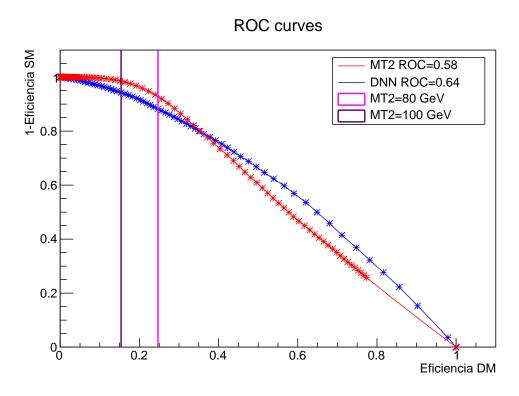


Figura 6.14: ROC-curve del entrenamiento en comparación a  $M_{T2}$ . La ROC-curve correspondiente a la red neuronal se sitúa, salvo en valores bajos de eficiencia de materia oscura, por encima de la ROC-curve correspondiente a  $M_{T2}$ . La diferencia entre los ROC de ambas curvas es 0.06, lo que equivale a un 9 % de diferencia.

El ROC de la red neuronal es superior el ROC de  $M_{T2}$ , como se ilustra en la figura 6.14. La diferencia entre los ROC es relativamente baja 0.06, lo cual indica que el poder discriminante de la red neuronal es superior al de  $M_{T2}$ .

De esta forma parece razonable utilizar este observable en lugar de  $M_{T2}$  en nuestro análisis.

La distribución de la salida de la red neuronal, representada en la figura 6.15, está representada bajo los criterios de entrenamiento de dicha red, que coinciden con los criterios de selección realizados en el análisis secuencial previa aplicación de condiciones en  $M_{T2}$ . Como se puede apreciar el número de sucesos de señal es notablemente inferior al número de sucesos de fondo. De esta forma no es posible aplicar ningún tipo de condición similar a la aplicada con  $M_{T2}$ .

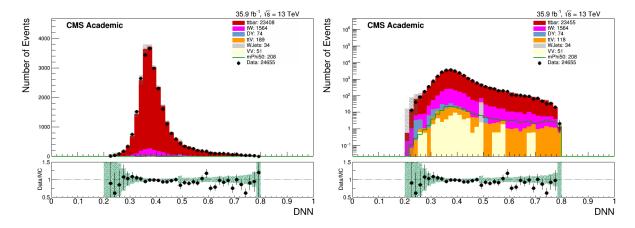


Figura 6.15: Distribución de la salida de la red neuronal para todos los fondos considerados y para la señal de masa 50 GeV. A la izquierda en escala lineal y a la derecha en escala logarítmica, donde se puede observar que la caída de la señal para valores elevados es menos pronunciada que la de los fondos.

Mediante el uso de escala logarítmica, se puede apreciar que la distribución de fondo y señal posee una forma diferenciada. Esta forma diferente es la clave del poder discriminante, al contrario que ocurría con  $M_{T2}$  el poder discriminante reside en la región superior a 0.45 en vez de en los valores de la cola. Sin embargo, debido a esta distribución del poder discriminante, no es posible realizar un análisis debido a la enorme diferencia entre las secciones eficaces. Nótese que se espera observar aproximadamente 120000 sucesos de  $t\bar{t}$ , frente a unos 550 de señal.

No obstante la red neuronal será de utilidad para hacer una comprobación de la exclusión de un posible mediador escalar con masa  $50 \; GeV$ 

#### 6.5.3. Masa de 50 GeV

Como se ha mencionado al finalizar la sección anterior, la red neuronal posee más utilidades que la recreación de un observable similar a  $M_{T2}$ , esta red neuronal será utilizada para refinar el estudio de la masa del mediador de 50 GeV. Aplicando las condiciones de selección utilizadas en el análisis secuencial definidas en 6.4, la función de la red neuronal presenta la distribución representada en la figura 6.16.

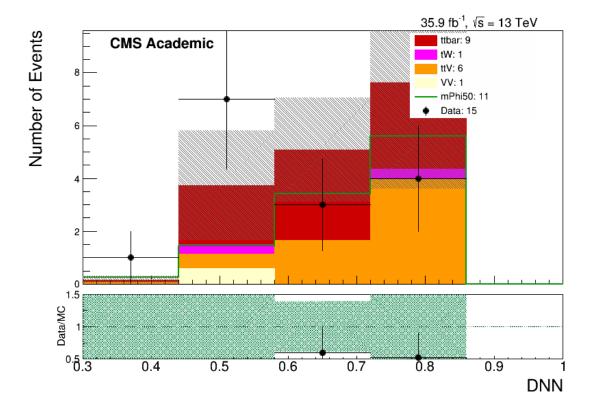


Figura 6.16: Distribución de la salida de la red neuronal bajo las condiciones del análisis secuencial. En el intervalo con valor central 0.5 se observa una discrepancia entre datos y simulación, dado que el acuerdo es bueno en el resto de intervalos y el número de sucesos es pequeño se concluye que no es más que una anomalía estadística. Además teniendo en cuenta los errores, tanto de datos como de simulación, ambos resultados son compatibles.

Si bien el acuerdo entre datos y simulación no es excesivamente bueno, en lo que a distribución se refiere, se sitúa dentro de valores razonables teniendo en cuenta los duros criterios exigidos en el observable  $M_{T2}$ . Si prestamos especial atención a los dos últimos intervalos, la distribución de materia oscura y de procesos del Modelo Estándar con estados finales similares es casi idéntica.

De nuevo no existen evidencias de presencia de materia oscura. 1511

1512

Mediante combine se calcula el intervalo de confianza de exclusión para la masa de  $50 \, GeV$ , 1513 y combinado con el análisis anterior se obtiene la zona de exclusión representada en 6.17.

1515

1514

Mediante el uso de la red neuronal el punto de masa 50 GeV se sitúa, de nuevo, en el borde de la exclusión, r = 1.01, para el valor esperado, y excluido para el observado, r = 0.83.

1518

1517

De esta forma podemos concluir que la red neuronal ha confirmado el resultado obtenido me-1519 diante el análisis secuencial referente a la exclusión de la masa de 50 GeV del mediador.

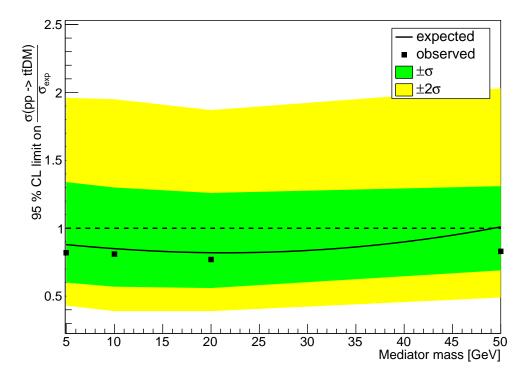


Figura 6.17: Zonas de exclusión combinando los análisis secuencial y multivariante. Las masas de 5,10,20 GeV han sido tratadas mediante el análisis secuencial resumido en 6.5, mientras que la masa de 50 GeV ha sido tratada mediante la red neuronal.

# <sup>21</sup> Capítulo 7

# 22 Conclusiones

Se ha realizado una búsqueda de materia oscura con los datos recogidos por el detector CMS del LHC durante 2016 a una energía del centro de masas de 13 TeV y una luminosidad integrada de 36  $fb^{-1}$ . Se han considerado modelos teóricos simplificados en los cuales las nuevas partículas candidatas a materia oscura poseen una masa de 1 GeV y se producen en pares junto con dos quarks top y como resultado de la desintegración de un mediador escalar con una masa comprendida entre 5 y 50 GeV. De las posibles topologías finales se ha seleccionado aquella caracterizada por la presencia de dos leptones de carga opuesta y distinto sabor (un electrón y un muon), dos quarks b y energía transversa faltante.

Se ha construido la región del espacio de fases utilizada en el estudio mediante selecciones secuenciales sobre observables físicos. Este estudio ha sido refinado posteriormente mediante el uso de técnicas de análisis multidimensional.

Con el objetivo de aislar el proceso de señal del resto de procesos físicos con estados finales similares, tras aplicar una preselección inicial, se han implementado criterios de selección sobre los siguientes observables: número de jets, energía transversa faltante, ángulo energía transversa faltante-leptones y masa stransversa, siendo este último el más discriminante.

Se ha encontrado un buen acuerdo entre los datos y la predicción estimada a partir de simulaciones de Montecarlo de procesos del Modelo Estándar, de esta forma no se ha encontrado

## CAPÍTULO 7. CONCLUSIONES

evidencia de presencia de materia oscura. Por ello, se ha estudiado la exclusión de de materia oscura con masa del mediador escalar comprendida entre 5 y 50 GeV.

De acuerdo a la simulación, se espera tener sensibilidad para diferenciar entre el Modelo Estándar y posibles hipótesis de materia oscura en un modelo simplificado con masas del mediador de 5, 10 y 20 GeV, mientras que el punto de 50 GeV se encuentra en el límite de la sensibilidad del estudio. El análisis de datos mediante una selección secuencial nos permite descartar con un nivel de confianza del 95 % la hipótesis de señal para un rango de masas del mediador entre 5 y 50 GeV. Situando el caso de mediador de 50 GeV en el contorno de la exclusión.

Se ha utilizado una red neuronal con el objetivo de refinar dicha exclusión y además obtener un observable que discrimina la señal del fondo, como posible alternativa a la masa stransversa. Con este nuevo observable que se ha construido, se ha logrado una mayor sensibilidad de exclusión de producción de materia oscura con un mediador de 50 GeV en las condiciones de nuestro modelo simplificado.

Respecto a perspectivas de posibles estudios posteriores, ambos análisis se han mostrado más discriminantes a medida que aumenta la masa del mediador, las eficiencias de las selecciones crecen con la masa del mediador.

De esta forma se espera que al terminar la toma de datos de 2017 del LHC, si existe materia oscura con masas próximas a 50 GeV sea descubierta. Al disponer de un número mayor de datos los intervalos de confianza calculados para las zonas de exclusión serán mas reducidos, aumentando de esta forma la sensibilidad del estudio.

# Bibliografía

- 1568 [1] CMS Collaboration 'Search for Dark Matter at CMS' arXiv:1410.3762.
- 1569 [2] ATLAS Collaboration 'Dark matter interpretations of ATLAS searches for the electroweak 1570 production of supersymmetric particles in  $\sqrt{s} = 8 \ TeV$  proton-proton collisions' 1571 arXiv:1608.00872.
- [3] ATLAS & CMS Collaborations 'LHC results for dark matter from ATLAS and CMS' arXiv:1510.01516.
- [4] O.Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, P. Proudlock 'LHC Design
   Report'.
- 1576 [5] CMS Collaboration 'CMS Physics Technical Design Report'.
- 1577 [6] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) pág. 393-401.
- 1578 [7] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) pág. 402-410.
- 1579 [8] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) pág. 29-36.
- 1580 [9] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) pág. 537-540.
- [10] G. D'Ambrosiio, G.F. giudice, G. Isidori, A. Strumia 'Minimal Flavour Violation: an effective field theory approach' arXiv:hep-ph/0207036.
- [11] CMS & ATLAS Collaborations 'Dark Matter Benchmark Models for Early LHC Run-2
   Searches: Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum arXiv:1507.00966.

- [12] M. R. Buckley, D. Feld y D. Gonçalves 'Scalar Simplified Models for Dark Matter' arXiv:1410.6497.
- 1587 [13] I. Goodfellow, Y. Bengio y A. Courville 'Deep Learning' 2016 http://www. 1588 deeplearningbook.org.
- 1589 [14] A. Hoecker et. al. 'TMVA Toolkit for Multivariate Data Analysis' arXiv:physics/0703039.
- [15] J. M. Vizán García 'Medida de la sección eficaz y masa del quark top en las desintegraciones
   dileptónicas de pares top-antitop en el experimento CMS del LHC' Universidad de Oviedo
   2009.
- <sup>1593</sup> [16] G. Cowan, K. Creanmer, E. Gross, O. Vitells 'Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics' arXiv:1007.1727.
- 1595 [17] T. Junk 'Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics' arXiv:hep-ex/9902006.
- 1597 [18] J. Conrad, O. Botner, A. Hallgren y C. Pérez de los Heros 'Including ssystematics uncertainties in confidence interval construction for Poisson statistics'.
- [19] The CMS Collaboration: 'Particle.Flow Event Reconstruction in CMS High Level Trigger'
   Eur.Phys.K. C46 (2006).
- [20] ATLAS Collaboration: 'Search for direct top squark pair production and drak matter production in final states with two leptons in  $\sqrt{s} = 13~TeV$  pp collisions using 13,3  $fb^{-1}$  of ATLAS data'.
- 1604 [21] A. Blumhofer: 'Family structure from periodic solutions of an improved gap equation' 1997.
- 1605 [22] D.Buttazo, et. al. Investigating the near-criticality of the Higgs Boson arXiv:1307.3536.
- 1606 [23] F. Jegerlehner 'The hierarchy problem of the electroweak Standard Model revisited' arXiv:1305.6652.
- 1608 [24] A. Stromminger 'Five problems in Quantum Gravity' arXiv:0906.1313.
- 1609 [25] S. P. Martin 'A Supersymmetr Primer' 1997 arXiv:hep-ph/9709356.

#### BIBLIOGRAFÍA

- [26] S. Ho, T. Toma, K. Tsumura 'Systematic U(1)<sub>-</sub>{B-L} Extension of Loop-Induces Neutrino
   Mass Models with Dark Matter 2016 arXiv:1604.07894.
- [27] E. P. Verlinde 'On the Origin of Gravity and the Laws of Newton' arXiv:1001.0785.
- <sup>1613</sup> [28] Y. Sofue, V. Rubin 'Rotation curves of Spiral Galaxies' arXiv:astro-ph/0010594.
- 1614 [29] T.Sjöstrand, S. Mrenna y P. Skands 'A Brief introduction to PYHIA 8.1' arXiv:0710.3820.
- 1615 [30] C. Oleari 'The POWHEG-BOX' arXiv:1007.3893.
- 1616 [31] V. Hirschi 'New developments in MadLoop' arXiv:1111.2708.
- [32] B. Roe, H. Yang, Y. Liu, I. Stancu, G. McGregor 'Boosted Decision Trees as an Alternative
   to Artificial Neural Nertowks for Particle Identification' arXiv:physics/0408124.
- 1619 [33] R. González suárez 'Búsqueda del bosón de Higgs del Modelo Standard en el canal de desintegración  $H \to WW^* \to 2\mu 2\nu$  en el experimento CMS del LHC' Instituto de Física de Cantabria 2010.
- 1622 [34] https://github.com/cms-analysis/HiggsAnalysis-CombinedLimit.
- 1623 [35] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideHiggsAnalysisCombinedLimit.