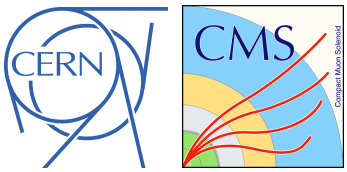


UNIVERSIDAD DE OVIEDO

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

GRUPO DE FÍSICA EXPERIMENTAL DE ALTAS ENERGÍAS



Física del Bosón de Higgs en el experimento CMS del acelerador LHC (CERN) a 13 TeV

Grado en Física

Daniel Fernández Fernández

Tutores:
Francisco Javier Cuevas Maestro
José Enrique Palencia Cortezón

19 de julio de 2017

Resumen

El Modelo Estándar de la física de partículas ha sido contrastado a alta precisión por muchos experimentos y describe todos los fenómenos observados a las energías de interacción alcanzadas hasta la fecha. El bosón de Higgs fue la única partícula fundamental que no había sido observada antes de la puesta en marcha del Gran Colisionador de Hadrones (LHC). En este trabajo se describen, en progresión, todos los aspectos necesarios para entender la búsqueda del Higgs con el detector CMS. En última instancia se pretende observar la señal de la desintegración $H \to WW^*$, donde la topología del estado final de esa señal está afectada por muchos procesos de fondo en los que los más importante son: la producción electrodébil de dos bosones W y la producción de un bosón W acompañado de jets mal identificados como leptones (fondo $W + jets$), por tanto se hace imprescindible estudiar el fondo WW antes de observar el Higgs. Para entender el fondo mayoritario además en este trabajo se presenta la medición de la sección eficaz de producción de WW con $35.87\, fb^{-1}$ de datos de colisiones a $\sqrt{s} = 13\, TeV$.

Palabras clave: Física de partículas, altas energías, LHC, CMS, Modelo Estándar, bosón de Higgs, bosón W, sección eficaz.

Índice general

1. Introducción **7**

1.1. Física de partículas 7

1.2. El Modelo Estándar 8

1.2.1. Problemas teóricos no resueltos del SM 11

1.3. Aceleradores y detectores de partículas 12

1.3.1. LHC 13

1.3.2. Los detectores 15

1.3.2.1. CMS 16

1.3.2.1.1. Sistemas de referencia 17

1.3.2.1.2. Partes de CMS: solenoide 19

1.3.2.1.3. Partes de CMS: tracker 20

1.3.2.1.4. Partes de CMS: ECAL 22

1.3.2.1.5. Partes de CMS: HCAL 23

1.3.2.1.6. Partes de CMS: cámaras de muones 23

1.3.2.1.7. Partes de CMS: *trigger* 26

2. Procesado de datos **29**

2.1. Identificación 29

2.1.1. Partículas 30

2.1.2. Objetos físicos 31

2.2. El *Particle-Flow* 32

2.2.1. Reconstrucción con PF 32

2.2.1.1. Reconstrucción de muones 33

2.2.1.2. Reconstrucción de electrones 34

2.2.1.3. Reconstrucción de hadrones cargados 35

2.2.1.4. Reconstrucción de fotones 36

2.2.1.5. Reconstrucción de hadrones neutros 36

2.2.1.6. Reconstrucción de objetos físicos 37

2.2.1.6.1. Jet tagging 37

2.2.1.6.2. Energía faltante transversa 38

2.2.1.7. Aislamiento 39

2.2.1.8. Reconstrucción del vértice primario. Pile-up 40
2.3. Software empleado 41
2.4. Simulación de colisiones 42

3. El bosón de Higgs en el Modelo Estándar **47**
3.1. Preámbulo histórico 47
3.2. El mecanismo de Higgs 50
3.3. Búsqueda del bosón de Higgs 60
3.3.1. Producción del bosón de Higgs en el LHC 61
3.3.1.1. Gluon fusion 62
3.3.1.2. Vector boson fusion 63
3.3.1.3. Higgs-strahlung 63
3.3.1.4. Top fusion 64
3.3.2. Canales de desintegración del bosón de Higgs 64
3.3.2.1. Canal $H \to ZZ$ 66
3.3.2.2. Canal $H \to \gamma\gamma$ 66
3.3.2.3. Canal $H \to b\bar{b}$ 66
3.3.2.4. Canal $H \to \tau\bar{\tau}$ 67
3.3.2.5. Canal $H \to W^+W^-$ 67
3.4. Fondo del canal $H \to W^+W^-$ dileptónico 69
3.4.1. $W^+W^- \to 2\ell + 2\nu$ 69
3.4.2. $t\bar{t} \to 2W + 2jets \to 2\ell + 2\nu + 2jets$ 70
3.4.3. $tW^{\pm} \to 2\ell + 2\nu + 1jet$ (*al menos uno*) 70
3.4.4. $W^{\pm}Z \to 3\ell + 1\nu$
$ZZ \to 2\ell + 2\nu pp \to W\gamma$ 71
3.4.5. $Z/\gamma* \to \ell^+\ell^- + jets$ 72
3.4.6. $W + jets \to \ell\,\nu_\ell + jets$ 72
3.4.7. Otros fondos 73
3.5. Estatus de la física del Higgs 73
3.5.1. Perspectivas de futuro 75

4. Medida de sección eficaz W^+W^- **77**
4.1. Medida de la sección eficaz 77
4.2. Muestras de datos y de Montecarlo 79
4.3. Clasificaciones de sucesos 81
4.4. Selección de objetos 82
4.4.1. Eficiencias de b-tagging a $\sqrt{s} = 13\,TeV$ 83
4.5. Selección de sucesos 86
4.6. Estimación de fondos 89
4.6.1. RC: fondo con quarks *top* 90
4.6.2. RC: $same - sign$ 91
4.7. Incertidumbres sistemáticas 93

4.7.1. Incertidumbres experimentales 93
4.7.2. Incertidumbres en la estimación de los fondos 94
4.8. Resultados experimentales 95

5. Observación de la señal $H \to WW^*$ **101**
5.1. Muestras de datos y de Montecarlo 101
5.2. Separación del fondo WW en la señal $H \to WW^*$ 102
5.3. Resultados experimentales $H \to WW^*$ 107
5.3.1. Límites superiores a la sección eficaz de $H \to WW^*$ 111

6. Conclusiones **113**

Bibliografía **120**

Desglose y motivación del trabajo

El marco donde se sitúa este trabajo de fin de grado es en Física de Partículas y dentro de los conocimientos adquiridos en las asignaturas del Grado en Física a saber; Física Nuclear y de Partículas Elementales, Física de Altas Energías y Aceleradores, Métodos Numéricos Aplicados a la Física e Introducción a la Física Computacional.

Este trabajo se encuentra dividido en los siguientes Apartados: introducción, procesado de datos, el bosón Higgs en el Modelo Estándar, medida de la sección eficaz W^+W^- y finalmente la observación de la señal $H \to WW^*$. Con lo que se pretende dar una visión global y escalada del estudio de la "Física del Bosón de Higgs en el experimento CMS del acelerador LHC a $13\,TeV$".

Para ello, en la introducción se explica el Modelo Estándar de la física de partículas, el acelerador de partículas empleado para su estudio y el detector CMS de donde provienen los datos usados en este trabajo. A continuación, se explica en el procesado de datos la información recogida por el detector y se da una visión global de todo el proceso que ocurre desde que se detecta una colisión hasta que llegan los datos que se usan aquí. De este modo, se llega al Apartado donde se explica la física del bosón de Higgs dentro del marco de "física de partículas" el cual es fundamental para entender los procesos de creación y las desintegraciones del bosón. El grueso del trabajo radica en el Apartado de la medida de sección eficaz, ya que el proceso que aquí se estudia W^+W^- es el fondo principal del proceso $H \to WW^*$ y se trata de manera exhaustiva en dicho Apartado, se presentan para ello todos los resultados experimentales obtenidos en el canal de $e\mu$ para procesos con cero y un jet. Finalmente se llega al Apartado de la observación del proceso $H \to WW^*$, para ello se realiza un estudio complementario al realizado en el Apartado anterior sobre las variables físicas relevantes del bosón H.

La motivación de este trabajo está ligada al reciente descubrimiento de la partícula del bosón de Higgs en el 2012. La que ha atraído todo tipo de nuevos análisis y procesos de física de partículas. Particularmente ha llamado mi atención a su estudio desde que el propio Peter Higgs nos visitase en la Facultad hace unos años.

APARTADO 1

Introducción

"Where I work, we slam together small things to break them into even smaller things until we have the smallest things possible. This is how we know what matter is made of."

Paul Sorenson[1]

1.1. Física de partículas

Los griegos llamaron "átomo" al componente más pequeño del cual se componía toda la materia. Dos mil años después tras continuar la historia a hombros de gigantes como; J. J. Thomson, Ernest Rutherford, Nils-Bohr, James Chadwick, Wolfgang Pauli, Erwin Schrödinger, Werner Heisemberg, Enrico Fermi, ... que han aportado su granito de arena a la historia de la Física, llegamos a mediados del siglo XX, tras la segunda guerra mundial y la fisión del uranio en la bomba atómica.

Los físicos comprendieron que sus ideas iniciales, en las que toda la materia estaba conformada por protones, neutrones y electrones como partículas fundamentales, eran insuficientes para explicar los nuevos fenómenos y partículas que se estaban descubriendo. La Física comienza su auge en la exploración de las "piezas" que resultan de la desintegración del átomo y se descubren hasta un par de centenas de nuevas partículas, dando lugar a un caos que se ha calificado como el "*particle zoo*". Un caos de partículas que a priori no tenían ningún orden.

[1]Paul Sorenson es un físico que estudia los plasmas de quark-gluones con el Colisionador Relativista de Iones Pesados en el Laboratorio Nacional de Brookhaven.

1.2. El Modelo Estándar

Fue Murray Gell-Mann[2] quien puso orden en ese "*particle zoo*" introduciendo el concepto de "quark" y también se debe hacer mención a George Zweig[3] quien a su vez sentó unas bases de ordenamiento similares a las de Murray. Ambos de manera separada fijaron lo que se ha llamado el Modelo Estándar tiempo más tarde pero sólo a Murray se le concedieron los honores del Nobel.

El Modelo Estándar de la física de partículas (**SM**) [1] comprende la teoría unificada de la interacción electrodébil y la cromodinamica cuántica. Un modelo de 1970 que describe los procesos correspondientes a las interacciones electrodébil y fuerte. Abarca de manera general las relaciones y propiedades de las partículas que conforman la materia.

Cada componente conocido del universo se sabe que está conformado por unos pocos ladrillos llamados partículas fundamentales, gobernadas por cuatro fuerzas fundamentales. El SM explica las relaciones entre ellas y tres de las fuerzas. También explica de manera muy precisa todos los resultados experimentales y predice con exactitud una gran variedad de fenómenos. Tras el paso del tiempo y muchísimos experimentos físicos que lo corroboran, el SM se ha establecido como una de las teorias físicas más completas y precisas de la historia. [2]. Los componentes del SM se pueden ver en la Figura 1.2.1.

De acuerdo al SM la materia está formada por partículas fundamentales que se llaman **Fermiones**, están regidos por la estadística de Fermi-Dirac y poseen spin semientero $\frac{1}{2}$ y las partículas mediadoras de sus interaciones se denominan **Bosones**[4], están regidos por la estadística de Bose-Einstein y poseen spin entero 1 o 0 (en el caso del Higgs).

A su vez y como se puede observar en la Figura 1.2.1, los Fermiones se dividen en dos grupos; los quarks y los leptones. De acuerdo al SM estas partículas se agrupan en tres familias, llamadas generaciones. Se encuentran ordenadas en tres columnas, una por

[2]Físico estadounidense que estudió en Yale y en el MIT, ganó el premio Nobel de Física en 1969 por sus descubrimientos en física de partículas elementales.

[3]Físico estadounidense de partículas, aprendiz de Richard Feynman que introdujo de manera independiente de Murray Gell-Mann el modelo de quarks, el cual él llamó "aces".

[4]Hay que distinguir en el SM otro término; bosones de gauge, aunque por abuso de lenguaje se dice simplemente bosones, un bosón de gauge es un bosón que actúa como portador de una interacción fundamental de la naturaleza, el Higgs es un bosón pero no es de gauge.

generación, donde la masa aumenta de abajo arriba y según avanzamos de generación hacia la derecha.

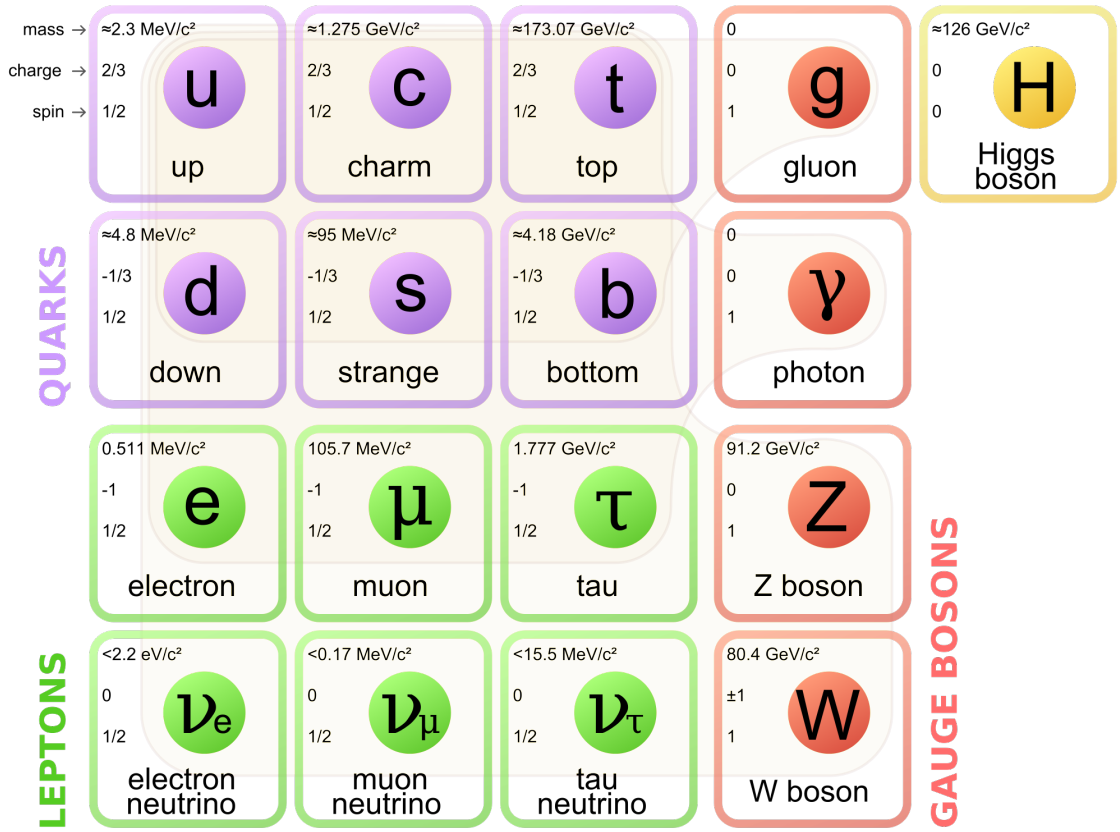


Figura 1.2.1: Esquema de las partículas que componen el SM [3]. Se agrupan formando una tabla, donde los quarks, leptones y bosones están representados como morados, verdes y rojos respectivamente. Con el último añadido a esta lista, el Bosón de Higgs en color amarillo.

En estas generaciones se puede ver una estructura repetitiva, como se aprecia en la Figura 1.2.1, de abajo a arriba en cada columna, se tiene un leptón sin carga, un leptón cargado y dos quarks de cargas de signo opuesto. Así mismo todos los Fermiones tienen su antiparticula[5]

[5]Partícula con propiedades físicas idénticas a la original excepto la carga eléctrica que es opuesta. Los neutrinos los cuales no poseen carga eléctrica, no tendrían entonces ninguna diferencia con los antineutrinos. Podrían ser por tanto sus propias antipartículas. Todas las antipartículas en este trabajo se representarán con una barra encima, ejemplo el antimuón será $\bar{\mu}$.

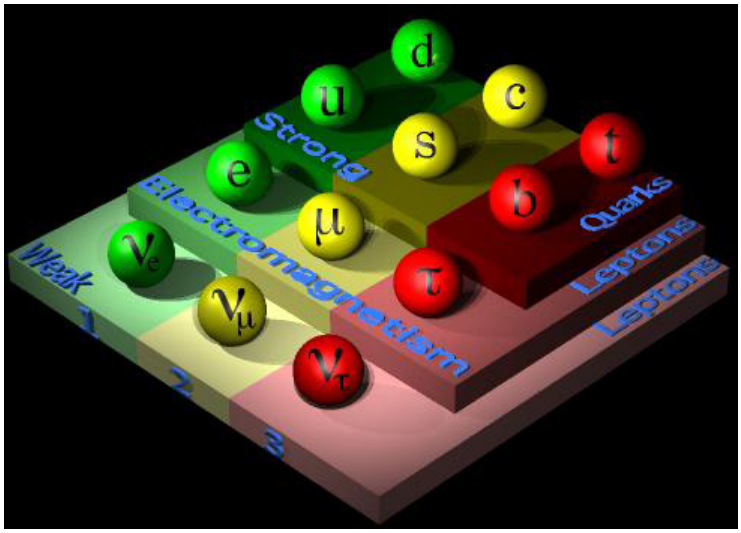


Figura 1.2.2: Representación de las 3 generaciones y las interacciones que sufren las partículas constituyentes del SM [4].

Cabe destacar una segunda clasificación de acuerdo a las interaccione que sufren las partículas. Las tres interacciones o tres fuerzas del SM son la fuerte, la débil y la electromagnética. Todos los Fermiones sufren interacción débil, la interacción electromagnética la sufren todas aquellas partículas que poseen carga eléctrica, los neutrinos son por tanto los únicos que no la sufren, y la interacción fuerte que la sufren únicamente los quarks. Como se puede visualizar en la Figura 1.2.2 y que se pasa a explicar a continuación.

• Los **quarks** son las únicas partículas Fermiónicas que sufren interacción fuerte porque poseen carga de color (RGB) roja, verde o azul. Los quarks de la cúspide de cada generación poseen carga positiva $+\frac{2}{3}$ (en unidades de la carga del electrón e) y el otro quark situado debajo posee carga negativa $-\frac{1}{3}$. De esta forma, tenemos los quarks[6] *up, charm* y *top* con cargas $+\frac{2}{3}$ y los quarks *down, strange* y *bottom* con cargas $-\frac{1}{3}$.

• Los **leptones** son las partículas que se encuentran una por generación. Poseen todas carga eléctrica negativa -1 y son neutros respecto a la interacción fuerte, ya que no poseen carga de color. Cada uno de estos leptones y en la misma generación, lleva asociado un neutrino. Así, tenemos que: el electrón e, el muon μ y el tau τ llevan asociados un neutrino cada uno: el neutrino electrónico ν_e, el neutrino muónico ν_μ y el neutrino tauónico ν_τ respectivamente.

[6]El nombre de los quarks hace referencia a una manera rápida, arbitraria y sencilla de recordar una vez se iban descubriendo.

Y finalmente fuera de los Fermiones, se tiene que exponer quienes son los "portadores" o mediadores de las interacciones, esas partículas son los Bosones.

• Los **bosones de gauge** son las partículas de color rojo en la Figura 1.2.1. Son el *fotón* γ, un bosón vectorial[7] sin masa responsable de la interacción electromagnética. Se trata de una partícula sin carga, ni eléctrica ni de color, que es su propia antipartícula y que no interacciona consigo mismo.
También están los bosones $W^{\pm}$ y el bosón Z^0. Son bosones vectoriales masivos responsables de la interacción débil[8]. No poseen caga de color, por lo que no interaccionan fuertemente, y poseen carga eléctrica entera ± 1 y 0 respectivamente. Se verá más adelante como estos bosones guardan una relación con el γ de acuerdo a la interacción electrodébil.
También se tiene el bosón g o *gluón*, el mediador de la interacción fuerte. Se trata de un bosón vectorial que no posee carga eléctrica ni masa, sin embargo, posee carga de color y por duplicado, es decir, es bi-coloreado. Los gluones pueden sentir la interacción fuerte que ellos mismos portan, es decir, interaccionan consigo mismos al igual que el Z y el W. Esta particularidad da lugar al concepto llamado "confinamiento"[9].

• El **bosón de Higgs** es la partícula de color amarillo en la Figura 1.2.1. Se trata de un bosón escalar[10] masivo que no tiene carga eléctrica ni tiene carga de color. Interacciona con todas las partículas fermiónicas con masa del SM y con los bosones $W^{\pm}$ y Z^0 otorgándoles masa a través del mecanismo de Higgs. Este es el bosón central del presente trabajo y se hablará en secciones posteriores de ello.

1.2.1. Problemas teóricos no resueltos del SM

Es importante destacar que el SM pese a ser un modelo muy completo y preciso, hay aspectos que no explica. Es decir, es un modelo limitado. En lo que hoy día se

[7] Se trata de bosones que poseen spin igual a la unidad, en $\frac{\hbar}{2\pi}$, el bosón vectorial se considera como una partícula fundamental, es decir, no posee componentes más pequeños que la conformen.

[8] El nombre de la interacción débil proviene del hecho de que literalmente es una interacción menor en cuanto a rango de distancias se refiere comparada con las otras. Esto se debe en parte a que las partículas mediadoras de esta interacción son muy masivas.

[9] El confinamiento de color o simplemente confinamiento es una propiedad exclusiva de las partículas que poseen carga de color. Lo que implica es que estas partículas no pueden estar aisladas y se las observa de tal manera que siempre están acompañadas de otras, dando carga blanca (la suma total de carga de color es nula). Esto da lugar a los hadrones (partículas no elementales conformadas por quarks, como el protón).

[10] Se trata de un bosón cuyo spin es idénticamente cero. El bosón de Higgs es el único bosón escalar del modelo estándar.

denomina "*beyond standard model*" (**BSM**), pretende dar explicación a dichos problemas y se corresponde con la física más allá del modelo estándar tal como lo conocemos.

- El SM no puede aspirar a ser una Teoría de Gran Unificación porque no es capaz de unificar las tres fuerzas y no incluye los efectos gravitatorios. Como la interacción gravitatoria es despreciable frente al resto de interacciones en cuanto a partículas se refiere, se postula que existirá una energía por debajo o del orden de la escala de Planck de $10^{19}\,GeV$ donde los efectos gravitatorios si que sean relevantes y a la cual el SM pueda ser válido. Además el SM posee una gran cantidad de parámetros referentes a las partículas los cuales se determinan experimentalmente y no salen directamente de la teoría como en una teoría de cuántica de campos. En total, 19 parámetros libres incluyendo masas y constantes de acoplamiento. Esto hace que no pueda ser una gran Teoría de Unificación ya que no posee relaciones suficientes para determinarlos teóricamente.

- Entre otros problemas, el SM no presenta un candidato a materia oscura (lo que sería un problema si la materia oscura estuviese formada por partículas como puede esperarse).

- Finalmente el problema que más afecta y que es posiblemente el más importante es el denominado **problema de la Jerarquía**. La intensidad de una interacción se rige por el parámetro de acoplo de la misma, en física de partículas la interacción débil es 10^{32} veces más intensa que la interacción gravitatoria. De manera más técnica, el problema se deriva de las grandes correcciones cuánticas a la masa del bosón de Higgs en un modelo que pretende ser válido para energías del orden de la escala de Planck con bosón de Higgs de pequeña masa. Uno esperaría que la masa del Higgs fuese muy grande debido a esas correcciones cuánticas.

1.3. Aceleradores y detectores de partículas

La linea de investigación que sigue la física de partículas en todos los experimentos es la siguiente; producción de colisiones, detección de sus productos finales, reconstrucción de los componentes de esos productos y el análisis de esos datos. En esta sección se va a tratar de exponer los aspectos instrumentales más relevantes en cuanto a la primera de las partes se refiere.

Para poner a prueba el SM o toda aquella teoría física, se hace necesario el posterior procedimiento experimental que lo corrobore, en el caso de la física de partículas, estos experimentos son llevados a cabo por grandes aceleradores de partículas. Sin ellos no se tendría el instrumental para poder descubrir nueva física o corroborar fenómenos teóricos. Por tanto, los avances en física de partículas están íntimamente ligados al uso de aceleradores. Tanto que la teoría y la experimentalidad se puede decir que van a la par, avanzando una avanza la otra.

Los aceleradores tanto lineales como circulares, hoy en día constituyen la herramienta mecánica fundamental en los descubrimientos de nueva física como se ha dicho antes. Consisten básicamente en alcanzar energías lo suficientemente altas como para que, al hacer colisionar dos partículas, se produzcan todos los procesos posibles en cantidades considerablemente grandes, que desencadenen nuevas partículas y por tanto nuevos avances y fenómenos. Lo que se entiende por un proceso que sea cinemáticamente posible. Esta energía condicionante para los descubrimientos de nuevos procesos se traduce como $\sqrt{s}$ y se corresponde con la energía en centro de masas. Una mayor energía en centro de masas, en principio, implicará una mayor sección eficaz en los procesos de producción.

1.3.1. LHC

En este caso, el acelerador de partículas de donde provienen los datos que se usarán es el *"Large Hadron Collider"* (**LHC**) [5] situado en los laboratorios del *"European Organization for Nuclear Research"* más conocido como **CERN**[11], en la frontera franco-suiza. Es el mayor acelerador circular de partículas del mundo, con 27 km de circunferencia y a unos 100 m bajo tierra. Está diseñado para hacer colisionar haces de protones o iones pesados entre sí. La energía (siempre hablando en términos de $\sqrt{s}$) en el 2016 fue de 13 TeV con una luminosidad integrada $L = 35.87\ fb^{-1}$. Se entiende por luminosidad como uno de los parámetros fundamentales para caracterizar un acelerador de partículas y se define como el número de colisiones por unidad de tiempo y área de colisión de los paquetes de partículas que conforman los haces (de los que hablaremos más adelante):

$$\mathcal{L}_{int} \equiv L = \int \mathcal{L} dt \tag{1.3.1}$$

[11] www.home.cern/about

donde $\mathcal{L} = f \cdot n\frac{N^2}{A}$ es la luminosidad instantánea con f la frecuencia de revolución de los haces, n el número de paquetes por haz, N el número de partículas por paquete y A el área de colisión de los haces.

Todos los datos numéricos que se exponen y se expondrán del LHC están en los límites que el acelerador puede ofrecer, se prevé que su vida se prolongue 15 años más dando $14\,TeV$, el máximo de su capacidad. Como se sabe, el radio en un acelerador circular es un parámetro a tener muy en cuenta, ya que es necesario un mayor campo magnético para hacer que giren correctamente las partículas. En este caso en el LHC, el campo lo crean 9300 imanes superconductores enfriados con Helio cerca del cero absoluto y alcanza los 8.33 T. A estas energías se espera que se encuentre nueva física como ocurrió en el 2012 con uno de los descubrimientos más sonados en la ciencia, el bosón de Higgs.

El funcionamiento de los aceleradores de partículas es es siempre muy similar. Para que las partículas alcancen las energías suficientes se utilizan *"cavidades de radiofrecuencia"*[12] que consisten en alternar campos eléctricos en secciones contiguas a frecuencias de centenares de MHz. Consiguiendo que las partículas que circulan por el haz se coordinen con cada sección generando un momento eléctrico en la dirección del desplazamiento. Es decir, sienten un momento causado por un campo eléctrico a cada paso que avanzan por las distintas secciones produciendo un aumento efectivo en la energía de las mismas, que se aceleran en cada tramo.

El LHC se nutre de otros aceleradores más pequeños que estaban ahí inicialmente buscando nueva física, entre ellos el *"Large Electron-Positron collider"* (**LEP**) cuyo hueco fue aprovechado por el LHC cuando dejó de funcionar en el 2000. Estos aceleradores más pequeños[13] sirven para acelerar inicialmente las partículas y luego lanzarlas al LHC donde harán el recorrido completo de 27 km. Esto se llama inyección y básicamente consiste en darles a las partículas la suficiente energía como para que consigan en el LHC obtener $6.5\,TeV$ por haz.

[12] Esta parte se expone de manera muy breve, para obtener más información sugiero consultar https://home.cern/about/engineering/radiofrequency-cavities

[13] Dos aceleradores lineales llamados LINAC's, el Proton Synchrotron (PS) y el Super Proton Synchroton (SPS) son los aceleradores que nutren al LHC.

Este haz, contiene protones o iones pesados y están distribuidos en lo que se llaman *trains*, donde se empaquetan en *bunches* o agrupaciones de centímetros de largo (vagones) separados una distancia controlada entre si. A fin de conseguir finalmente que al chocar produzcan la mayor cantidad de colisiones aprovechables posibles. Este haz tiene que ser corregido constantemente debido a la interacción de la gravedad con él, a la repulsión entre los propios protones haciendo que el haz se expanda y tenga que ser colimado de nuevo y finalmente a que no existe un vacío perfecto dentro de la llamada "pipa" o tubería donde circulan los protones. Además hay que incluir aquí la radiación de sincrotón. Causando todo ello pérdidas de energía y haciendo que un haz se degrade. Se puede obtener esta y mucha más información en [6]. Y se puede ver en la Figura 1.3.1 los aceleradores del CERN y los detectores que se verán a continuación.

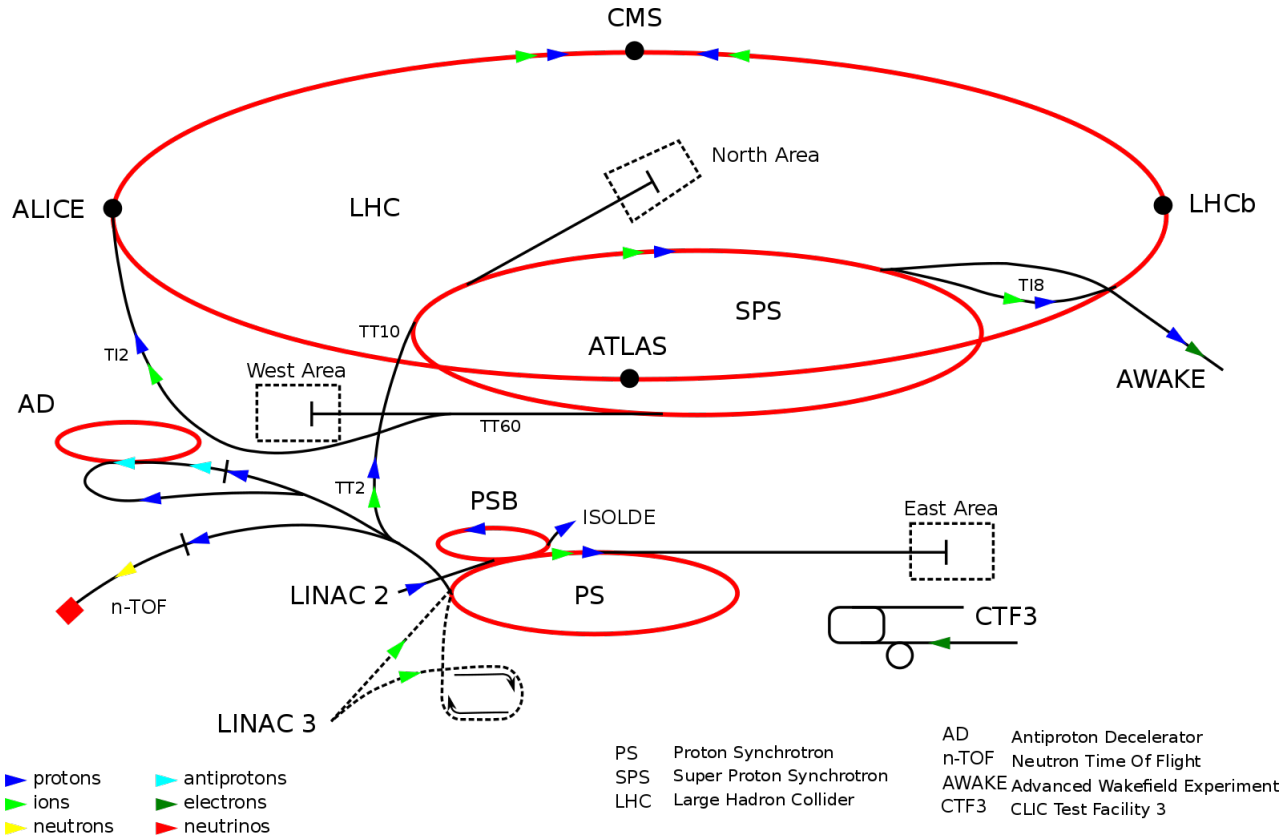


Figura 1.3.1: Mapa de los aceleradores y detectores de partículas del CERN [7].

1.3.2. Los detectores

La herramienta que nos permite acelerar las partículas es el LHC, sin embargo, este sería inútil si no pudiéramos detectar los productos resultantes de las colisiones. Los de-

tectores situados a lo largo de todo el recorrido del acelerador hacen esta función.

Situados en lugares estratégicos de colisión de haces a lo largo de toda la circunferencia se especializan en distintas funciones, mejor dicho, cada detector está mejor dotado para registrar ciertos aspectos de los fenómenos tras las colisiones, aunque sus características base son las mismas.

Los dos haces de protón-protón (pp) recorren pipas distintas y en sentidos contrarios y se les hace colisionar en cuatro puntos distribuidos por la circunferencia del acelerador. En esos puntos es donde se colocan individualmente los cuatro detectores más renombrados que son **CMS**, **ATLAS**, **ALICE**[14] y **LHCb**[15]. Cada uno de ellos consiste en un experimento en sí mismo donde están asociados distintos grupos de físicos experimentales por todo el mundo (se puede obtener mucha más información en [8]). Otros detectores menos conocidos son TOTEM y MoEDAL. A continuación, se hablará extensamente de CMS, de donde provienen los datos experimentales con los que se hará el análisis en posteriores capítulos.

1.3.2.1. CMS

"Compact Muon Solenoid" cuyas siglas son (**CMS**) es uno de los dos detectores de partículas de propósito general[16]. Posee una forma cilíndrica con 21 m de largo por 16 m de ancho con un peso aproximado de 14000 toneladas. Donde por su eje central pasan los haces de protones que colisionan en su centro.

CMS está pensado fundamentalmente para explorar la física a las altas energías y fundamentalmente se basa en la detección de muones, los cuales son menos frecuentes que los hadrones que se forman en las colisiones de protones y suponen indicios de procesos electrodébiles.

[14] Está diseñado para el estudio de las interacciones fuertes y plasma de quarks y gluones en colisiones de iones pesados (plomo-plomo).

[15] Dedicado principalmente al estudio de la violación CP en la desintegración de mesones B.

[16] Cabe destacar que otros detectores son de carácter especifico como ALICE y LHCb diseñados para el estudio de procesos concretos. El otro detector de carácter general sería ATLAS y si bien sus objetivos son similares, el diseño y la tecnología empleada en ambos son completamente distintas, esto no tiene otro propósito que garantizar la reproducibilidad y confirmación independiente de los resultados de uno por parte del otro.

Los principales objetivos o criterios que cumple este experimento son:

- El solenoide que proporciona un campo de $3.8\,T$ junto con el *tracker* son los elementos principales de CMS.

- Gran eficiencia en la detección de muones gracias a sus cámaras de muones (se verá más adelante), esto es de gran importancia ya que muchos procesos incluyendo posible nueva física llevan implícitos muones.

- Al igual que ATLAS, es un detector de carácter general, por tanto posee una resolución alta en cuanto a mediciones de momento de partículas cargadas de muchas energías distintas.

- Está dotado de un calorímetro electromagnético (se verá más adelante) optimizado para que se detecte con precisión la energía de las partículas cargadas. Así como también la del fotón.

- Otra de las partes de las que está dotado, es el calorímetro hadrónico (se verá en detalle más adelante) que lo capacita para asegurar que las partículas hadrónicas y que estas no se escapen de una detección.

1.3.2.1.1 Sistemas de referencia

Es necesario establecer un sistema de referencia de coordenadas canónico en todo el experimento CMS para todos los sucesos o colisiones registradas. Por convenio para estandarizar medidas, la colaboración CMS ha establecido el siguiente sistema.

El origen de coordenadas se encuentra en el centro del detector, en el espacio entre pipas donde ocurren las colisiones. El plano xy es el plano perpendicular al haz y a las pipas, también llamado plano transverso (la base del cilindro). El eje y apunta hacia arriba y el z es perpendicular al plano transverso y por tanto es tangente a la circunferencia del propio LHC. Además, por convenio se establece un sistema de coordenadas polares en el plano transverso, donde el ángulo azimutal $\phi \in [0, 2\pi)$ medido desde el eje x y denotando la componente radial como r. El ángulo polar $\theta \in [\frac{-\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$ medido desde la componente radial r.

Dado este sistema se define en el plano zr un parámetro fundamental en física de partículas que es la pseudorapidez y se denota por $\eta = -Ln(tag(\theta))$, el momento transverso $p_T = p\,cos(\theta)$ que es la proyección del momento en el plano transverso y finalmente la energía transversa $E_T = E\,cos(\theta)$ que es la proyección de la energía en el plano transverso. Puede verse la colocación espacial de los ejes en la Figura 1.3.2 en referencia al detector.

Aunque la información más relevante sobre el sistema de referencia está aquí plasmada, se recomienda consultar [9] donde se encuentra la descripción completa tanto de este apartado como de todo CMS y las partes fundamentales de su estructura que veremos en las siguientes páginas. Se puede ver en la siguiente Figura 1.3.2 una representación del detector y de las partes que se pasará a continuación a describir.

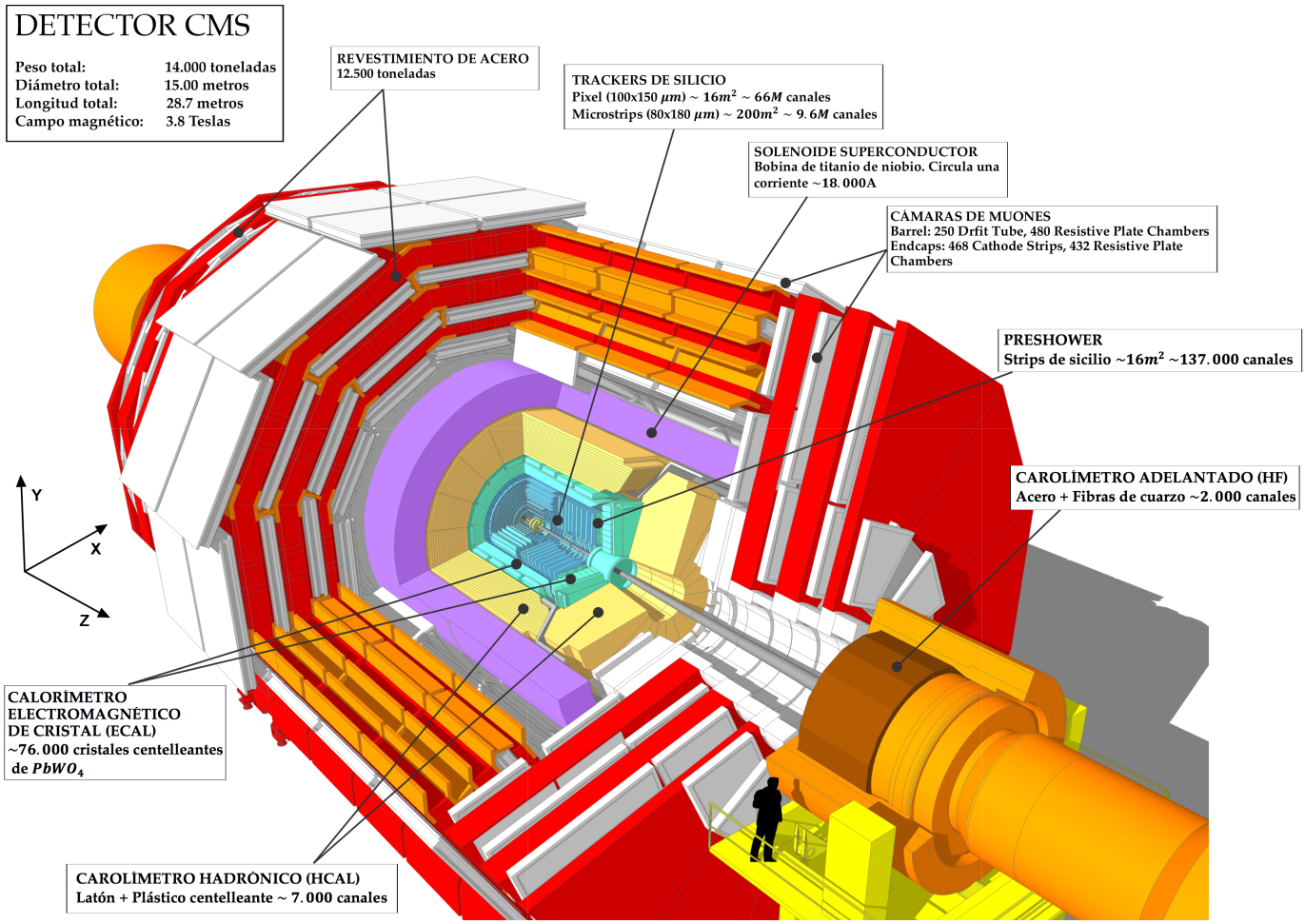


Figura 1.3.2: Esquema representativo de las partes fundamentales de CMS [10].

1.3.2.1.2 Partes de CMS: solenoide

Centrado en el interior del detector se encuentra el **solenoide** o el imán solenoidal, el cual genera un campo de 4 Teslas en la dirección del eje z y que le otorga el nombre al detector. Puede verse colocado en color morado en la Figura 1.3.2 entre el (**HCAL**) *"Hadron Calorimeter"* y las cámaras de muones. Ocupa un volumen cilíndrico de 13 metros de largo por 6 metros de ancho. La utilidad fundamental del solenoide es crear un campo magnético tal, que "curve" las trayectorias de las partículas (tanto dentro como fuera de él, dando curvas ondulantes o hélices) como puede verse en la Figura 1.3.3, proporcionando un método geométrico directo, simple y efectivo para determinar el p_T. Teniendo en cuenta que la Fuerza de Lorentz es la que actúa sobre las partículas, se puede ver que:

$$p_T = q\,R\,B \tag{1.3.2}$$

Donde q es la carga en unidades de la carga del electrón, R es el radio del acelerador y B es el campo magnético y dado que en física de partículas la unidad de energía es el eV o sus múltiplos, tenemos que al multiplicar por c los momentos la relación clásica es:

$$p_T\,[GeV] = 0,3\,q[e]\,R[m]\,B[T] \tag{1.3.3}$$

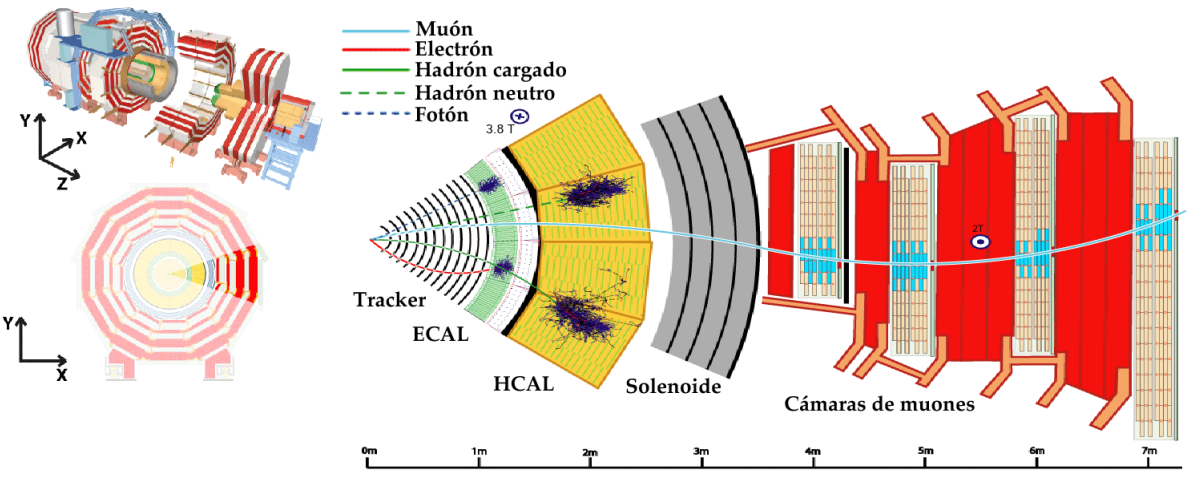


Figura 1.3.3: Corte de CMS donde se muestran sus partes y las partículas que las atraviesan [11].

Como se puede observar en la Figura 1.3.3, el solenoide hace que las trayectorias de las partículas se curven (podemos ver distintos ejemplos de partículas con las trayectorias

en colores). Esta Figura 1.3.3 sirve para ilustrar que no todas las partículas atraviesan el detector, si no que se van quedando en las distintas capas. Justificando que para ser un detector general posea todas las capas que iremos describiendo, sea compacto y sea rápido detectando el mayor número posible de sucesos y pudiendo identificarlos, en parte, gracias a la curvatura que les provoca el solenoide en sus trayectorias.

1.3.2.1.3 Partes de CMS: tracker

El ***tracker*** o detector de trazas[17] es la primera de las partes del detector que se utiliza para reconstruir de manera precisa las trazas de cada partícula que surge de cada colisión. Puede verse en color cian en la Figura 1.3.2.

El fundamento básico de su funcionamiento es medir los radios de curvatura de las distintas trazas de las distintas partículas. Registra el paso de las partículas a través de un mallado muy denso de sensores (unos 75 millones) colocados muy cerca del punto de colisiones de tal manera que sin alterar prácticamente la trayectoria de la partícula, registrarán las pequeñas deposiciones de energía que la partícula deje cuando los atraviese.

Los sensores del *tracker* no permiten discernir entre los tipos de partículas que depositan energía en ellos. Por lo que se está obligado a emplear la resolución espacial para distinguirlas, en breves palabras, reconstruir especialmente esas deposiciones e intentar formar trazas completas. Por tanto, es imprescindible una gran densidad de sensores de un tamaño minúsculo (del orden de 100 por 150 μm) para que el *tracker* sea lo suficientemente efectivo.

El principio físico por el que se rigen los sensores del *tracker* es la interacción de las partículas con carga y los electrones propios del sensor, el cual es de silicio. Esta interacción con la materia fomenta los pares electrón-hueco creando una corriente que es directamente lo que se puede medir en realidad.

[17] Se entiende por traza el rastro energético que deja una partícula.

Se tienen entonces dos partes en el *tracker*; la primera el *"pixel tracker"*, un detector (envoltorio) de **píxeles** de silicio de tres recubrimientos (capas superpuestas apiladas) que se sitúan entre los $4\,cm$ y $15\,cm$ en dirección radial y de medio metro de largo en el eje z. Cubriendo así la parte más cercana al haz.
La segunda el *"strip tracker"*, un recubrimiento de **strips** o tiras también de silicio conformado por 10 láminas que ocupan un ancho entre los $25\,cm$ y $110\,cm$ y de casi tres metros de largo en el eje z. Con ello cubren hasta $|\eta| < 2.5$. Es evidente que todas estas capas cilíndricas superpuestas poseen huecos en la zona de la pipa por donde entra el haz y esta zona exacta no podrá medirse. De este modo una partícula de baja $|\eta|$ atravesará al menos tres capas de píxeles, dando tres señales en los detectores de silicio y por tanto tres puntos con los que reconstruir la curvatura de la traza.

Existen complicaciones, una denominada *"pile-up"*. Es el fenómeno de producción de varias colisiones en un intervalo de tiempo muy pequeño. Esto sumado a la gran cantidad de protones en los vagones de cada haz hace que exista una alta densidad de varias colisiones, prácticamente simultáneas, que registra el *tracker* como detecciones simultaneas dando problemas en la reconstrucción de trazas.
El fenómeno de *pile-up* ocurre de continuo ya que el LHC es un colisionador hadrónico de gran luminosidad y por tanto en el choque de dos pulsos de protones ocurren muchas interacciones. Otra complicación es la producción por colisión de partículas con una vida media larga o lo suficientemente longeva como para recorrer una distancia suficiente antes de desintegrarse, es el caso de los τ y los quarks b. Estas desintegraciones tardías causan vértices secundarios alejados del vértice principal (creado por la primera desintegración que origina esas partículas de larga vida media).

El *tracker* de CMS está preparado para observar y reconstruir con precisión las trazas de todas las interacciones cuando hay un alto *pile-up* y cuando ocurren vértices secundarios (por ejemplo de un b jet). Es decir, el *tracker* permite identificar todas las partículas reconstruyendo trazas, todos los vértices y discernir entre los electrones producidos mediante producción de pares de un fotón y los que son producto principal de una desintegración.

1.3.2.1.4 Partes de CMS: ECAL

El **calorímetro electromagnético** conocido por (**ECAL**) permite medir la energía de los fotones y en general de todas las partículas con carga producidas tras las colisiones. Se encuentra situado después del *tracker*, con un color agua verdoso en la Figura 1.3.2.

Empleado para medir y detectar todas aquellas partículas que interaccionan electromagnéticamente, es decir, partículas con carga eléctrica o el fotón, como se comentaba antes. Se trata básicamente de un centellador a unas escalas enormes. El proceso de centelleo consiste en que una partícula ionizante produzca excitaciones de los electrones del material del centellador. La desexcitación como se sabe produce emisiones de fotones[18] en ciertas longitudes de onda y es lo que se conoce como centelleo. Estas partículas ionizantes, en principio todas aquellas con carga y el fotón, irán atravesando el material y perderán energía en cada interacción. Provocando que finalmente dejen señales en forma de deposiciones energéticas.

El ECAL de CMS lo conforman 80.000 de cristales translúcidos centelleantes de tungstenato de plomo ($PbWO_4$). Se trata de un material pesado ya que cada cristal tiene de masa $1.5\,kg$ y sumamente denso. Su alta densidad es la característica fundamental junto con su transparencia los que los hace idóneos para el objetivo del ECAL, ya que emitirán luz en ráfagas de fotones rápidas, cortas y bien definidas que permiten finalmente un detector preciso, rápido y muy compacto.

El ECAL, al igual que se expuso con el *tracker*, puede considerarse dividido en dos partes; el **barrel** y el **endcap**. La primera parte está en $|\eta| < 1.479$ y se trata de un cilindro (de ahí su nombre) central formado por bloques en forma de tiras estrechas de cristales. La segunda parte es una capa en $1.479 < |\eta| < 3.00$ de cristales anchos en forma de bloques alargados. Sin entrar en detalles, esta construcción en dos capas proporciona al igual que en el *tracker*, una mayor precisión en las medidas y una mejor reconstrucción espacial de las trazas a través de las deposiciones energéticas como se comentaba antes.

[18] Cabe destacar que los fotones emitidos en el centelleo son amplificados con fotomultiplicadores especiales adheridos a los cristales y que están especialmente diseñados para soportar y funcionar bien en el seno del campo magnético del solenoide.

1.3.2.1.5 Partes de CMS: HCAL

El **calorímetro hadrónico** conocido por (**HCAL**) permite medir la energía y el camino que han seguido los hadrones neutros producidos tras las colisiones (en combinación con el ECAL y el *tracker* lógicamente). Puede verse de color amarillo mostaza en la Figura 1.3.2 situado justo detrás y en el interior del solenoide.

Con un funcionamiento similar al ECAL (radiación ionizante produce en centelladores emisiones), el HCAL tiene como objetivo fundamental la detección y absorción de hadrones neutros, los cuales no interactúan en principio electromagnéticamente. Realmente lo que mide es energía y dirección, pero no de hadrones neutros, si no de chorros hadrónicos conocidos como **jets** formados tras las colisiones o desintegraciones de partículas cuando los posibles quarks que se crean y se juntan formando hadrones, lo que se conoce por **hadronización**[19].

El HCAL está constituido por un conjunto de capas de materiales centelleadores y materiales de alta densidad como latón[20], las partículas hadrónicas interactúan mediante interacción fuerte con el material de alta densidad y las partículas resultantes (cascadas de partículas) llegan al material centellador donde finalmente se detectan.

Como particularidad hay que añadir que el HCAL, posee dos "tapas" en las bases del recubrimiento cilíndrico, constituidas con los mismos materiales y del mismo modo. Lo que hacen es cerrar el cilindro casi por completo, proveyendo de una hermiticidad muy completa y compacta, pudiendo medir con precisión partículas que posean un alto momento longitudinal.

1.3.2.1.6 Partes de CMS: cámaras de muones

Una de las partes más fundamentales y posiblemente de las más importantes en CMS son las cámaras de muones. Situadas en la capa más externa del detector, la más grande y gruesa. Se pueden ver en la Figura 1.3.2 de color rojo, blanco y naranja. Hay que mencio-

[19] Todos los quarks se hadronizan y no pueden observarse en libertad, como se comentó anteriormente, a excepción del *top* que se desintegra antes por su vida media tan sumamente corta.

[20] Como curiosidad, hay que mencionar que el latón y el bronce empleados en la construcción del HCAL de CMS han salido de la reutilización de más de un millar de recubrimientos de proyectiles de la armada rusa construidos para la segunda Guerra Mundial.

nar que al encontrarse externas al solenoide, el campo magnético va en sentido contrario que en el interior de este. Provocando la curvatura de la trayectoria de los muones como se puede apreciar en la Figura 1.3.3.

Los muones son partículas con carga, pero aún dejando una traza en el *tracker* no interactúan lo suficiente con el detector como para que toda la energía que poseen se quede en los calorímetros. Por ello, para detectarlos bien, en CMS se instaló un sistema en la capa más externa especialmente diseñado para estas partículas. Al instalarse en la capa más externa se espera que las únicas partículas, al interaccionar poco con los calorímetros y que puedan entonces atravesar todas las demás partes, sean idealmente[21] los muones.

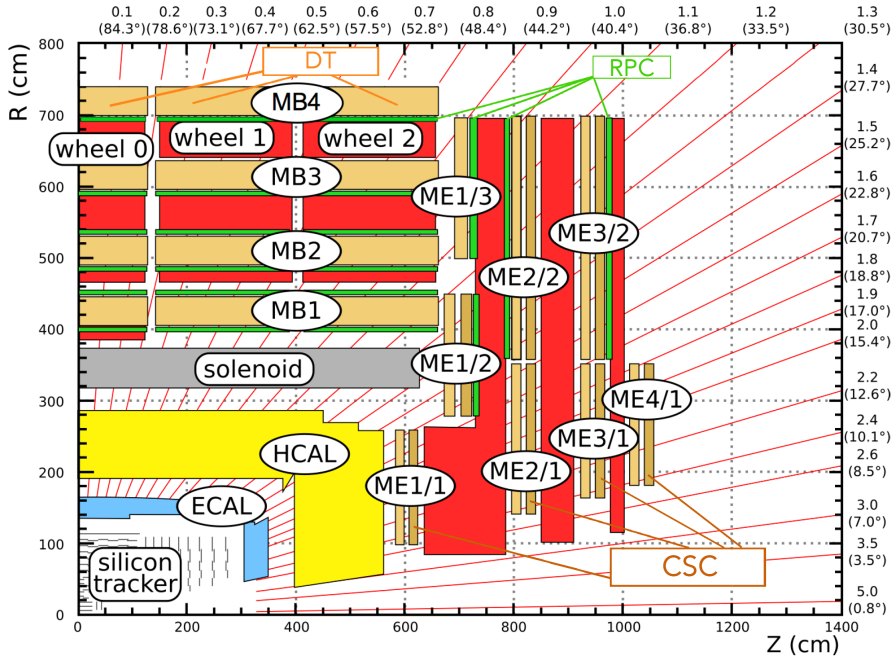


Figura 1.3.4: Corte de las cámaras de muones diferenciando sus tres partes [12].

El estudio de los muones es algo fundamental para entender los diversos fenómenos producidos durante las colisiones ya que son una fuente útil y simple de información directa sobre procesos del SM. Por ello, en CMS se hace especial interés en tener una de sus capas especialmente preparadas para detectarlos. Las cámaras de muones colocadas en la capa más externa hasta los 8 metros de radio están aisladas por un barril de hierro del

[21] Decimos idealmente siendo conscientes de que siempre existe la posibilidad y de hecho ocurre, de que otras partículas lleguen a esta capa externa o incluso la atraviesen sin interaccionar con nada como los neutrinos.

resto del detector, ya que solo queremos detectar muones y cabe la posibilidad de que sin el hierro se escapen partículas hadrónicas del HCAL. Están formadas por tres partes que pueden verse representadas en el esquema de la Figura 1.3.4 sin la que sería muy difícil imaginarse su situación espacial.

Las tres partes son DT (en color marrón claro), RPC (en color verde) y CSC (en color marrón oscuro) señalas en la Figura 1.3.4. Todas poseen un funcionamiento básico similar a los detectores Geiger. Las cámaras de muones son cavidades que contienen un cierto gas en su interior que se ioniza cuando una partícula con carga las atraviesa, provocando una corriente eléctrica en su interior entre dos electrodos de signos distintos (uno el gas y otro un conductor). La existencia de una diferencia de potencial entre dos electrodos hace que los electrones se aceleren, estos a su vez vuelven a ionizar nuevos átomos y sucesivamente hasta dar lugar a una corriente que se denomina corriente de avalancha. La cual se puede medir con aparatos electrónicos más o menos sensibles.

Todas las partes están pensadas de acuerdo a detectar el mayor número posible de muones y dejando los menos resquicios posibles sin detección. Para ello, se ha estudiado que la distribución óptima de las cámaras de muones en CMS es una división en tres, cubriendo tres regiones de distintas $|\eta|$ con pinceladas de distinción entre la construcción de las mismas como se verá a continuación de manera resumida.

1. Los **DT**, siglas de *"Drift Tubes"*, están situados en un cilindro (*barrel*) con $|\eta| < 1.2$ aproximadamente como se aprecia en la Figura 1.3.4, los muones con esa pseudorapidez son escasos en proporción al resto que llegan a las otras partes. Poseen una gran eficiencia, en contrapartida tienen un tiempo de reacción[22] o tiempo muerto que es el mayor de las tres partes ($\approx 180\,ns$).

2. Las **CSC**, siglas de *"Cathode Strip Chambers"*, están situados como se puede apreciar en la Figura 1.3.4 entre $1.2 < |\eta| < 2.4$ con un tiempo de reacción menor. Les llegarán un número alto de muones aunque también mucho más ruido que a sus compañeras y el campo magnético que sufrirán las partículas no será uniforme. Por todo ello, el tiempo de reacción de las CSC es rápido $<< 180\,ns$.

[22]El tiempo de reacción es el tiempo que tarda el gas ionizado tras el paso de una partícula en volver a estar operativo para detectar más partículas. Este tiempo se puede controlar en dependencia del gas o material que se use para que sea ionizado.

3. Las **RPC**, siglas de *"Resistive Plate Chambers"*, están situados entre las otras partes. Son un complemento a las otras dos, rodean a los DT y CSC, poseen el tiempo de reacción menor y la menor eficiencia de todas las partes. Pero nos proporcionan una respuesta rápida que nos da en tiempo una mayor precisión de los muones, aunque la incertidumbre (debido a su baja eficiencia) en la posición es mayor. No deja de ser un complemento a las otras partes que nos permite discernir cuando hay ambigüedad entre partículas que llegan a las cámaras de muones.

Los tres detectores o partes de las cámaras de muones envían la información al *trigger* (se expone a continuación) de manera separada, es decir, las DT y CSC por un lado y la RPC por otro, siendo esta última la que discierne cuando hay información inconexa y la que disparará rápidamente (debido a su tiempo de respuesta tan corto) el *trigger*.

1.3.2.1.7 Partes de CMS: *trigger*

El ***trigger*** es un dispositivo que permite, en tiempo real, identificar las colisiones asociadas a procesos importantes o reseñables, en función de lo que estamos estudiando, sus características, fenómenos interesantes del SM, etc. Recogiendo los datos totales y decidiendo guardar o almacenar solo aquellos que nos interesan. En otras palabras es un filtrador de sucesos. Es completamente necesario ya que como sabemos hay del orden de 10^7 colisiones por segundo en LHC y CMS únicamente puede almacenar datos con una frecuencia de unos $1000\,Hz$, es decir, no se pueden guardar todos los sucesos y se recogen los que realmente son interesantes. Este filtrado lo hace el *trigger*, reduciendo a unos miles de sucesos por segundo en vez del orden millonario que teníamos antes. Para ello emplea una granja de más de 1000 ordenadores que analizan datos.

Todos los componentes citados con anterioridad de CMS responden a la detección de casi todas las posibles partículas que se crean tras las colisiones. El problema real que nos acontece es la gran cantidad de información que se produce en ellas y que es físicamente imposible almacenarla toda. El *trigger*, como se comenta en el anterior párrafo, nos resuelve este problema y sería la primera herramienta que empleamos para seleccionar datos. Es evidente que queremos guardar los máximos sucesos interesantes posibles dentro de las limitaciones físicas que tenemos, entonces el *trigger* lo dividimos en dos partes o niveles.

1. El nivel 1 o (**L1**). Es el primer nivel de filtrado basado únicamente en procesos automáticos extremadamente rápidos lo que le capacita para filtrar en intervalos de $25\,ns$. Es sumamente rápido y nos permite en un primer vistazo cuáles son las colisiones importantes, las cuales se guardarán y pasan al siguiente nivel. Si no se activa el L1, los datos no pasan el filtro y la colisión se descarta lógicamente. Cálculos simples e información en bruto recogida del hardware de los calorímetros y las cámaras de muones, permiten al L1 ser tan sumamente rápido filtrando datos. Reduciendo de primera mano en tres ordenes de magnitud los sucesos. Lo hace con mediciones directas, sin reconstruir ni identificar partículas, de las cantidades físicas relevantes (ej: p_T o el número de partículas). El nivel L1 lo constituyen tres subsistemas. En el ECAL y el HCAL con el *trigger* de calorímetro y en las cámaras de muones con el *trigger* de muones se filtran las informaciones recogidas de las propias subdivisiones de cada una de sus posibles capas de detector[23]. Esta información se procesa independientemente por ambos y se combina en lo que se denomina (**GT**) o *global trigger* (el tercer subsistema) que ahora sí, decide si guardar o no un suceso en función de los resultados. Los sucesos guardados pasan al siguiente nivel del *trigger*.

2. El nivel superior o (**HLT**). Es el nivel siguiente al L1 y a donde llegan sus datos guardados. Este segundo subsistema se divide en dos niveles, el **L2** y el **L3** y están íntimamente relacionados mediante secuencias comunes. Es decir, ambos se aplican a lo mismo, en común y no están especializados en unos sucesos u otros. Sin embargo, el HLT al completo sí que subdivide sus rutinas[24] especializando cada una de ellas en los distintos objetos físicos que ocurren tras las colisiones. A saber, electrones y fotones, muones, jets (hadrónicos), b jets[25] y finalmente τ jets (producidos con un leptón τ en vez de un quark b). Si el proceso no pasa el HLT, no se almacena habiendo pasado el L1 previamente. Los datos que finalmente han pasado por las distintas rutinas, son conjuntos de procesos que poseen algo en común al pertenecer

[23] Esto se consigue subdividiendo a su vez cada uno de esos dos *triggers* en más partes y relacionándolos con las distintas capas que existan.

[24] Los datos que pasan el L1 se envían a diferentes procesadores que constituyen el HLT denominados *trigger path* donde cada uno de ellos emplea información recogida del L1 y la cruza con aún más información de los detectores e impone criterios de selección de sucesos filtrando las muestras de datos. Como cada *trigger path* es independiente puede pedir distintos requisitos, es muy posible que un mismo suceso esté guardado en varios. Por lo que al final tendremos distintos conjuntos de sucesos donde en cada conjunto compartirán características.

[25] Los b jets se separan casi siempre de los jets. Ya que tras un jet si se forma un quark b, este creará otro jet tras su desintegración. Produciendo un jet y un tiempo muy pequeño después otro jet dentro (se verá más adelante con detalle).

a una misma rutina. Esos procesos tendrán datos de fenómenos interesantes del SM o de otra nueva física. Todos estos procesos se realizan a un nivel puro de software y serán guardados en lo que se llama **Tier-0**, un centro de computación de CMS, de forma permanente para que puedan ser posteriormente analizados.

El resultado final es un conjunto de datos filtrados, ordenados de tal manera que si se estudia un proceso completo concreto, por ejemplo en el que intervengan dos leptones, se puede pedir datos que pasasen por un *trigger dileptónico*. De forma general se podrán pedir datos que hayan pasado tantos filtros como necesitemos.

El proceso completo de filtrado que sufren los procesos en el *trigger* es muy extenso y complejo, lo que se sale de esta introducción y no es el objetivo final del presente trabajo. Para obtener más información del *trigger* se recomienda consultar [13] de donde se ha sacado este pequeño resumen.

APARTADO 2

Procesado de datos

"I have to be where the best work can be done"

Carlo Rubbia[1]

2.1. Identificación

Hasta este apartado se ha visto los componentes y el funcionamiento teórico y mecánico del LHC y de CMS, ahora esta sección se centrará en el tratamiento de los datos recogidos tras las colisiones. En esencia, analizar las señales eléctricas que provienen en los distintos detectores, de las trazas de energía que dejan las partículas a su paso. El resultado final de este análisis será una reconstrucción de partículas y reconstrucción de objetos físicos (más adelante se entenderá esta diferenciación). Estas reconstrucciones son fundamentales, ya que sea cual sea el proceso que estemos estudiando, lo hacemos a través de sus productos finales que son los que realmente medimos. De tal forma que uno debe cerciorarse sin duda alguna de que los productos finales, partículas estables o meta-estables, son realmente lo que se espera que sean. El proceso de reconstrucción se realiza tras una toma de datos lo que se conoce como *offline* y se realiza mediante simulaciones por ordenador.

Las medidas directas tomadas en los detectores son fundamentales claramente, pero no permite discernir entre que sea un suceso u otro el que ha ocurrido ya que muchos

[1]Carlo Rubbia es un físico de partículas Italiano e inventor italiano que compartió el Premio Nobel de Física en 1984 con Simon van der Meer para el trabajo que condujo al descubrimiento de las partículas bosónicas W y Z en el CERN.

sucesos dan lugar a los mismos productos finales, pueden ocurrir superposiciones u otros sucesos que provengan de otras colisiones (*pile-up* comentado antes y cual se amplía más adelante). Por ello, entran en juego las simulaciones las cuales son la mejor forma de estudiar los comportamientos de muchos de los procesos que ocurren tras las colisiones. Del marco teórico del SM se obtienen la forma de los procesos que se van a estudiar, es entonces donde las simulaciones proporcionarán una medida de contraste con los datos experimentales como veremos en las sucesivas secciones. También se introducirán los tratamientos de datos necesarios para poder reconstruir partículas de los datos medidos y sus propiedades junto con la simulación de los procesos y las herramientas básicas para comparar éstas con las reconstrucciones.

Hay que destacar que no solamente es interesante el proceso que se está estudiando. De otro modo, no solamente se tiene que reconstruir y simular aquel fenómeno concreto que se necesita, si no que también debe hacerse en el resto de partículas que hayan surgido. Ya que como se verá, por ejemplo, la medida del resto de partículas proporciona el cálculo de variables fundamentales como la energía faltante en la colisión debida a partículas "fantasma" que no se detectan. Estas partículas a través de esa energía faltante pueden intuirse o inferirse y asumir que son la explicación a ese defecto de energía.

Como se sabe del Apartado 1, los modernos detectores de partículas de física de altas energías están basados en el concepto de detector cilíndrico por capas que cubre todas las zonas posibles de la manera más compacta y eficiente. También se sabe que en torno al eje del haz, donde se producen las colisiones, se encuentran aglutinadas todas las estables y quasi-estables partículas tras su producción y que éstas diferentes especies interactúan de diferente manera, tanto entre ellas como con las distintas partes del detector.

2.1.1. Partículas

Empezando desde la zona de interacción cercana al eje del haz, todas las partículas entran primero al *tracker*, donde el primer término que se presenta es *tracks* o trazas (definido con anterioridad) que siguen las partículas cargadas. El origen de partida de las trazas de las partículas se denomina **vértice** y se reconstruye a partir de lo que se llama *rechits*, en los subdetectores, que son pequeñas deposiciones de energía. Todas las

posibles señales que se puedan interpretar que provienen de la misma traza se denominan *seeds*. Y tras unos criterios de selección, las *seeds* que no provengan de la misma traza se descartan (serán de otra traza).
La siguiente zona sería el ECAL donde los electrones y los fotones son absorbidos. Las correspondientes cascadas de partículas son detectadas como *clusters*[2] en donde la energía y dirección de la partícula estarán determinados. Los hadrones cargados y neutros pueden interaccionar con el ECAL también y serán cosecuentemente absorbidos por el HCAL posteriormente produciendo *clusters* de energía también.
Finalmente se tienen neutrinos y muones, que atraviesan todo el detector. Los primeros son indetectables y no dejan rastro alguno y los muones llegan a las cámaras de muones donde producen *hits* que se unirán a los que produjeron en la parte central del *tracker*. Se puede apreciar todo gráficamente en la Figura 1.3.3.

2.1.2. Objetos físicos

La aparente "simplicidad" de la interacción de las partículas con CMS como se vio en el punto anterior hace que a través de simulaciones con un algoritmo, como se verá en la siguiente sección, se puedan reconstruir. Tanto las partículas como los siguientes objetos físicos:

1. Jets, están incluidos en las mediciones de los calorímetros, a veces superpuestos encima de otros depósitos de energía.

2. El *tagging* o etiquetado[3] de los jets originados por leptones τ y por quarks b, se basa en las propiedades correspondientes a las trazas de las partículas cargadas. El *tracker*, jugará un papel importante en esto.

3. La energía transversa perdida o MET, tras reconstruir todas las demás partículas y objetos físicos se puede reconstruir la energía faltante.

4. El aislamiento[4] de los fotones y electrones puede ser medido en el propio ECAL y su reconstrucción incluirá al HCAL también.

[2] Asociación de deposiciones próximas de energía dentro del calorímetro para formar una agrupación que en principio pertenece a una única partícula. Se aplican criterios en parámetros físicos que nos indican cuánto de probable es que una deposición sea de un *cluster* de otras deposiciones o no lo sea.
[3] Hace referencia a la diferenciación entre los distintos jets asegurando de qué proviene cada uno.
[4] Lo que se conoce con el término de *isolated*. Cuando no hay otras trazas o energías que afecten a la reconstrucción de partículas u objetos se dice que está aislado. Existe un criterio que se verá más adelante.

5. El vértice primario también puede incluirse como objeto físico ya que también se reconstruye. De forma resumida es el punto de colisión entre dos protones y del que se verá una descripción más detallada en subsecciones posteriores.

2.2. El *Particle-Flow*

El simple y versátil diseño inicial de CMS cumple con con casi todas las propiedades necesarias para una reconstrucción completa. A saber, un *tracker* granulado[5], un calorímetro electromagnético de grano fino, un calorímetro hadrónico hermético, un gran campo magnético y un espectrómetro de muones muy preciso. Como resultado, los estados finales de las partículas surgidas de colisiones protón-protón en el LHC pueden ser identificadas y reconstruidas con una eficiente combinación de información recogidas en los subdetectores. El *Particle-Flow Based Reconstruction* con siglas (**PFBRECO**) o simplemente como se le conoce *"Particle Flow"* o (**PF**) es un algoritmo matemático de software desarrollado con ese objetivo. Identifica y reconstruye todas las partículas resultantes de una colisión combinando la información recogida en los subdetectores.

Fue desarrollado por la colaboración de CMS [14] y mejoró el anterior proceso algorítmico que había. La descripción global del resultado final del proceso de reconstrucción de PF consigue una significante diferenciación en las identificaciones y reconstrucciones, entre otros de: un electrón y un muon, un jet y una desintegración τ hadrónica, y una evaluación de MET. También se verá como el PF está optimizado con distintos métodos para mitigar eficientemente las situaciones de alto *pile-up*, identificando y reconstruyendo todas las partículas finales producidas. A continuación de forma resumida se ven las partes y maneras de actuación del PF.

2.2.1. Reconstrucción con PF

El PF es un algoritmo de cadena que sigue los siguientes pasos por orden: reconstrucción de muones, reconstrucción de electrones, reconstrucción de hadrones cargados, reconstrucción de fotones, reconstrucción de hadrones neutros y reconstrucción de objetos físicos. Empleando para el siguiente paso todos los anteriores. Puede verse el diagrama de flujo en la Figura 2.2.1.

[5]Gran cantidad de sensores de muy pequeño tamaño con gran densidad que permiten un mallado muy fino y denso.

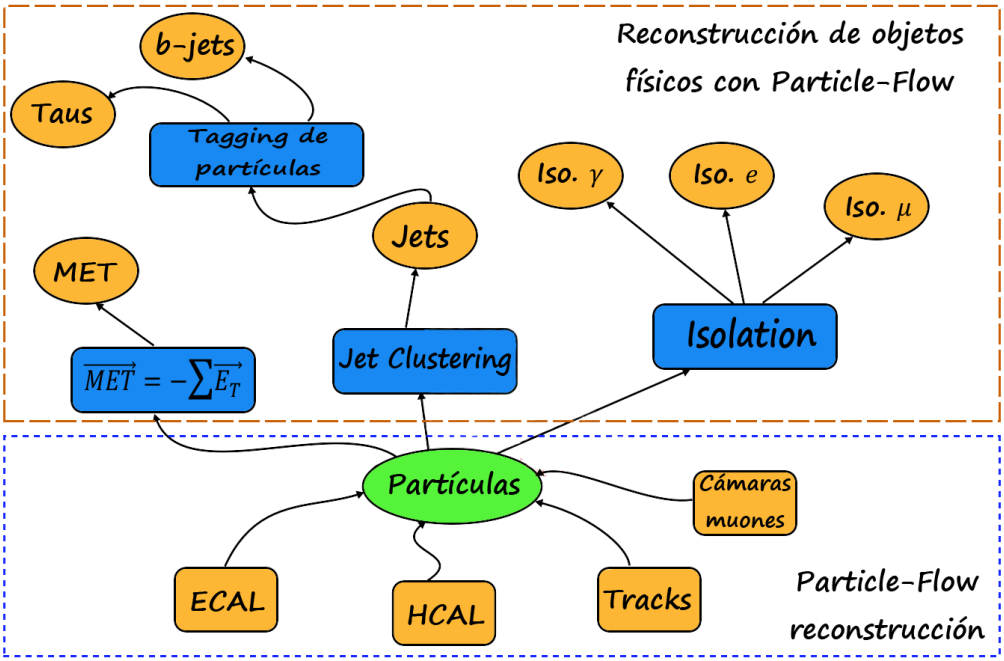


Figura 2.2.1: Diagrama de flujo del *Particle-Flow*.

2.2.1.1. Reconstrucción de muones

En CMS las partículas que más fácilmente se identifican son los muones. Los muones que se tienen, tras las colisiones a las energías de $\sqrt{s} = 13\,TeV$, interactuarán muy poco con las primeras partes de CMS (podrían hacerlo en calorímetros) y dejarán toda o gran parte de su energía en las cámaras de muones. Dejando entonces sus trayectorias casi inalteradas al interactuar (únicamente al principio y al final del detector) y dejando poca energía en el resto de los subdetectores.

Teniendo en cuenta esto, los muones interacturán en el *tracker* y dejarán deposiciones en las cámaras de muones. Sabiendo además, como se comentó anteriormente, que el campo del solenoide curvará las trayectorias de los muones en distintos sentidos. El PF determinará su traza con datos del *tracker*, datos de las cámaras de muones y leyes físicas sobre electromagnetismo.

En esencia el PF será capaz de enlazar las deposiciones finales con las del principio prolongando la traza hacia "atrás en el tiempo", desde las cámaras hasta el *tracker* y hasta el vértice primario[6] o (**PV**) de la colisión *pp*.

[6]Se diferencia un vértice principal o primario del resto de vértices, que serán secundarios, en las

Se tiene ahora que nombrar de manera genérica para todas las reconstrucciones de leptones el término mencionado anteriormente, "aislado" o *isolated*. En el PF se denomina **Particle Isolation** y por norma general es un concepto para fotones, electrones y muones. El cual se ve más adelante y en el que por ahora se hace suficiente saber que el PF guarda todas las reconstrucciones y a su vez en otra clasificación guarda la variable *isolated* de las partículas.

Una vez el PF ha identificado y reconstruido las trayectorias de los muones, se estiman consideraciones de las posibles contribuciones residuales que aún puedan quedar en el HCAL y ECAL para finalmente guardar los datos. Cada vez que el PF reconstruye y finaliza un paso, para realizar el siguiente, retira del conjunto de datos los que ya ha reconstruido.

2.2.1.2. Reconstrucción de electrones

La siguiente de las partículas que reconstruye el PF son los electrones. Se puede decir que es la segunda partícula que mejor se detecta en CMS. A diferencia de los muones las señales que van a dejar serán los *rechits* y *super-clusters* en ECAL y trazas en el *tracker*. Y su reconstrucción junto con los muones ha de ser de la manera más eficiente posible ya que constituyen un ingrediente básico en la física de partículas y por ende en la búsqueda de nueva física. Estas dos reconstrucciones, electrones y muones, se denominan *clean channels* en los análisis.

Pero la identificación de los electrones no es tan directa como con los muones. Los electrones sufren *Bremsstrahlung*[7] o radiación de frenado cuando interactúan con los componentes del detector. Esta radiación electromagnética causa la emisión de fotones, haciendo que los electrones pierdan energía y modifiquen ligeramente su trayectoria inicial. Lo que causa una alteración en su momento y en sus trayectorias, las cuales no serán helicoidales perfectas. Esto complica su reconstrucción.

colisiones entre protones. Esto está relacionado con el *pile-up* y se verá más adelante.

[7]El *Bremsstrahlung* es una radiación electromagnética producida por la deceleración de una partícula cargada, como por ejemplo un electrón, cuando es desviada por otra partícula cargada, como por ejemplo un núcleo atómico.

El PF a través de muchos criterios y algoritmos internos como el *GSF tracking*, que se salen del marco de este trabajo, consigue reconstruir electrones muy eficientemente. Se requieren extrapolaciones de trayectorias lo suficientemente cerca del vértice primario de colisión y al igual que ocurría con los muones el PF guardará el *isolated* de los electrones. Ya que si provienen de un quark b o un c vendrán acompañados por muchas otras trazas de partículas y esto por lo general no interesa en los análisis. Otro de los criterios más relevantes es una correlación entre la energía E_T depositada en el ECAL y el momento transverso p_T que se mide en el *tracker*.

Anotación 1: Se entiende por **jets hadrónicos** a los chorros de hadrones que son resultado de la hadronización de quarks que se producen tras las colisiones. Aquí se incluyen los hadrones cargados y los hadrones neutros resultantes, los cuales son reconstruidos por separado como se verá en el PF a continuación.
Se sabe que los quarks no se observan en libertad, como se comentó en páginas anteriores, debido al confinamiento y que tienden a hadronizarse (a excepción del *top*) antes de desintegrase. Al hadronizarse casi instantáneamente cuando se crean provocan chorros de partículas, que por su origen denominamos jets hadrónicos. Al igual que los jets, se forman en un cono en una cierta dirección que es la inicial que seguía el quark. Otro concepto importante es la **energía de jet**, la cual es la suma de todas las partículas que lo conforman. Lo que cabría pensar ahora es que tras esta suma se encuentra directamente la energía del quark inicial, pero esto no es cierto. Solamente se recupera parte de esa energía debido a que la respuesta de los detectores no es lineal, hay pérdidas mínimas y puede ser que no se recoja o identifique todas las trazas que conforman un jet. Sin embargo en CMS todas estas y más complicaciones han sido simuladas y existen algoritmos que permiten reconstruir a partir de esta, la total del quark inicial de manera muy eficiente.

2.2.1.3. Reconstrucción de hadrones cargados

Así se llega al tercer paso. Donde se busca la reconstrucción de los hadrones cargados. Estos dejan sus trazas en el *tracker* y los *rechits* en el ECAL y el HCAL, como cualquier otra partícula con carga.

El PF los reconstruye a través de sus deposiciones de energía y las trazas del *tacker* los hadrones cargados, retrocediendo en el tiempo la trayectoria del hadrón hasta distancias

muy próximas al vértice primario. En el ECAL y el HCAL se encuentran las deposiciones de energía denominadas *clusters*, de acuerdo a los criterios físicos que emplea el PF en el p_T, se asocia las trazas del *tracker* con estas deposiciones. Posiblemente toda la energía que se le asocia al hadrón cargado no sea toda la energía que existe en los *clusters*. Este exceso de energía se relaciona (si fuese significativo) a la aparición de fotones en las hadronizaciones.
Una vez se han detectado los hadrones cargados el PF los guarda y los sustrae del total de datos dejando únicamente dos partículas por identificar.

2.2.1.4. Reconstrucción de fotones

Aún quedan por identificar dos tipos de partículas, los fotones y los hadrónes neutros. El siguiente paso son los fotones, que únicamente con *rechits* interactúan con el ECAL. El PF llegado a este paso habrá retirado de los datos todas aquellas trayectorias que han sido curvadas, el fotón con carga eléctrica nula, tendrá una trayectoria rectilínea desde el vértice de colisión. Su reconstrucción partirá de las deposiciones de energía significativas en el ECAL (que serán las únicas que queden en el ECAL) hacia atrás en el tiempo. Se recuerda que los fotones interactúan con el ECAL debido a su interacción electromagnética con los componentes de los subdetectores de cristal que lo conforman.

A los fotones también se les puede aplicar la variable isolated del mismo modo que a los muones o los electrones. Una vez se han reconstruido y registrado por el PF todos los datos, se sustraen dejando el último tipo de reconstrucción.

2.2.1.5. Reconstrucción de hadrones neutros

La última partícula que identifica el PF es el hadrón neutro. El PF emplea los *rechits* que deja en el HCAL. Posee carga neutra por tanto su trayectoria no será curvada al igual que los fotones, por tanto se puede prolongar una trayectoria rectilínea hacia atrás en el tiempo hasta el vértice primario de la colisión. Empleando algoritmos de reconstrucción y basándose en que es la última de los datos para el PF, este asume que aquellas deposiciones (si son suficientemente significativas) que se encuentran en los subdetectores del HCAL se atribuyen a los hadrones neutros.

2.2.1.6. Reconstrucción de objetos físicos

Una vez se han identificado y reconstruido todas las partículas. Como se ve en la Figura 2.2.1 se puede ver que a raíz de ellas se reconstruyen principalmente tres objetos físicos. El aislamiento de muones, electrones y fotones es una variable directa que obtiene el PF, los otros dos objetos físicos son de los que se hablará a continuación.

2.2.1.6.1 Jet tagging

También conocido como etiquetado de los jets consiste fundamentalmente en decir de que partícula inicial provienen los jets. Son chorros de partículas y para la física de partículas es fundamental el identificar el quark u otra partícula de la que provienen, por ejemplo si vienen de un quark b se denominan b jets. Los jets son reconstruidos con un algoritmo denominado *anti-k_t* (previo al PF), el parámetro de la distancia a la cual se forma medida desde el vértice, el agrupamiento de las partículas reconstruidas con el PF que pasan a denominarse (**PF jets**), las deposiciones de energía observadas en los calorímetros denominados (**Calo jets**) y teniendo en cuenta las partículas estables del generador de sucesos[8] excluyendo los neutrinos, denominadas (**Gen jets**).

En promedio se puede afirmar que: el 65 % de la energía de un jet es debida a hadrones cargados, el 25 % a fotones y el 10 % restante a hadrones neutros. La eficiencia de identificar la partícula inicial en los jets se basa en la comparación de las fracciones de energía medidas por el PF con uno de los correspondientes Gen jet. Fundamentalmente se hace interesante conocer si provienen o no de quarks.

El etiquetado de jets en CMS no es una tarea sencilla pese a tener algoritmos muy potentes con este cometido y tampoco es muy eficiente. Pero es algo fundamental ya que concretamente en este análisis y en muchos otros ejemplos, se necesita el etiquetado de los quarks b, es decir *b-tagging*. Porque se hace necesario imponer, como se verá en este trabajo, que no se quiere ningún quark b y para ello es necesario saber cuales son de quarks b para su posterior descarte.

[8] En CMS existe un gran variedad de *"events generator"*. El propósito de estos es proporcionar de la manera más precisa posible de manera simulada y teórica de lo que ocurre en una colisión. Contienen tanto teoría como distintos modelos para dar con algoritmos una serie de aspectos físicos, tales como interacciones fuerte y débil, distribuciones de partones, *parton showers* (se verá más adelante) de estado inicial y final, interacciones múltiples y desintegración. En esencia, proporcionan partículas de referencia para que puedan ser usadas en una comparación.

Sin embargo en el caso de los quarks b y al igual que ocurre con los τ es que son casos particulares ya que en la reconstrucción se encontrará un jet inicial y dentro de ese, alejado un poco del primer vértice, otro. En las trazas, al prolongarlas, se verá que provienen de dos puntos alineados y espaciados una muy pequeña distancia. Debido a la hadronización inicial y al tiempo de vida de esas partículas antes de desintegrarse provocan un jet y dentro otro. El primero de los vértices se denomina principal y el siguiente se llama secundario.

2.2.1.6.2 Energía faltante transversa

Conocida como *"missing energy transverse"* o (MET) es una variable crucial en la física de partículas. Se reconstruye haciendo una suma vectorial proyectada en el plano trasverso de todas las partículas asociadas a un mismo vértice de colisión pp. Debido a la conservación del momento el total ha de ser cero puesto que los protones en sentidos opuestos colisionan sobre el eje z (perpendicular al plano transverso). Al tener que ser cero, se define la energía faltante como el opuesto del total, lo que es lo mismo que la siguiente definición matemática para todas las partículas (i):

$$\overrightarrow{MET} = -\sum_{i} p_T(i) \tag{2.2.1}$$

Esto es algo ideal sobre papel con una conservación del momento. Existen varios problemas; el primero es un detector imperfecto que no es capaz de asimilar el cien por cien de los sucesos. Es inevitable el no poder "detectar" lo todo aún siendo partículas teóricamente detectables, las cuales se sumarán irremediablemente a las que de por sí no se detectan. Por ello, ya tenemos una discrepancia con el caso ideal. El segundo problema es que el detector no es capaz de detectar todas las partículas, ejemplo de los neutrinos u otras partículas desconocidas, las cuales pueden estar interaccionando débilmente afectando a las medidas. Otro de los problemas es en la reconstrucción, pese a que el PF es eficiente no siempre reconstruye todos los fenómenos, es decir existen las reconstrucciones deficientes de los sucesos (son inevitables pese a mejorar el software y es debido por cuestiones físicas).

Todos estos y más problemas hacen que no se esté nunca en un caso ideal y la reconstrucción de la energía faltante no sea tan simple. Cabe uno preguntarse ahora como mejorar la estimación de la MET. Existen nuevos algoritmos que reconstruyen esta varia-

ble a partir del PF y de implementar nuevos datos y estadísticas de tal forma que den una muy buena estimación de la energía faltante. La explicación de estos últimos algoritmos se sale del objetivo de este trabajo, sin embargo para esta cuestión y entrar en más detalle en todos los aspectos de esta sección se recomienda consultar [14], [15] y [16] de donde se han obtenido todos estos datos.

2.2.1.7. Aislamiento

Se define un volumen cónico en torno a la traza reconstruida de la partícula en el espacio de (η, ϕ) y se establece un límite máximo a la relación entre diferencias en ese espacio de tal forma que:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.4 \tag{2.2.2}$$

donde el límite lo implementa el PF y es de 0.4. De manera simple, si dentro de ese cono solamente se encuentra la traza de nuestra partícula, el PF la guarda y además con la categoría de partícula *isolated*. Si no, el PF la guardará como la partícula que es sin más. Se puede ver una representación del cono tomado en torno a un muon en la Figura 2.2.2 siguiente[9].

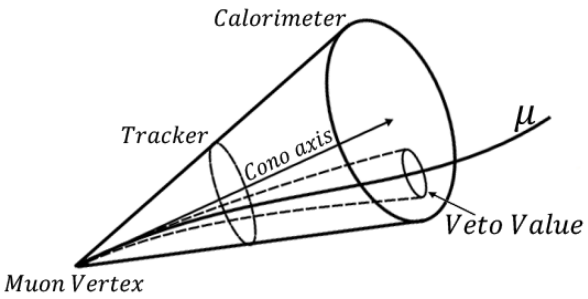


Figura 2.2.2: Representación del cono espacial tomado en torno a la traza de un muon para medir su *isolated*.

Interesa en gran medida saber si los muones por ejemplo, se crean junto a jets o si crean *isolated*. La razón es simple, al poder distinguir unos de otros tendremos la certeza de si, en el caso de muones, provienen de desintegraciones de bosones (ejemplo el W) o si no están *isolated* que pueden venir de un quark.

[9] Aunque hoy en día se sabe que no es el método más efectivo porque podrían escaparse gluones que al final no se tendrían en cuenta como energía.

Se define ahora la observable física I denominada *isolation*, la cual indica cómo de aislada se encuentra una partícula. Existen muchas definiciones y dependiente de la física que se está buscando se aplican unas u otras. Por ejemplo, se puede aplicar con un simple criterio numérico, si la partícula esta acompañada dentro del "cono" por un número de partículas. Estableciendo un limite para que sea *isolated* o no.

Otra forma de medir la *isolation* es dividirla en tres componentes. Exigiendo que la energía y el momento detectados en un cono alrededor de los leptones, referidas al momento de este ultimo, cumplan la siguiente relación matemática:

$$R = \frac{I_{ECAL} + I_{HCAL} + I_{tracker}}{p_T} < 0.2 \tag{2.2.3}$$

donde cada I serian:

$$I_{ECAL} = \sum_{ECAL,\ \Delta R} |E_T| \tag{2.2.4}$$

$$I_{HCAL} = \sum_{HCAL,\ \Delta R} |E_T| \tag{2.2.5}$$

$$I_{tracker} = \sum_{trazas,\ \Delta R} |p_T| \tag{2.2.6}$$

donde ΔR hace referencia al límite que establece por ejemplo el PF de 0.4 definido arriba en 2.2.2. Los leptones que cumplan el criterio serán denominados *isolated*. Esta relación se puede aplicarla a muones, electrones y fotones generalmente que son los que interesan y de los que se han ido explicando sus reconstrucciones.

2.2.1.8. Reconstrucción del vértice primario. Pile-up

Como se comentó anteriormente, la alta luminosidad de LHC provoca una gran densidad de choques entre protones en torno al eje central del detector en intervalos de tiempo muy pequeños. La interacción entre más de una pareja de protones lo denominamos *pile-up*. Esto sucede constantemente y a veces con una densidad enorme, lo que se conoce como *high pile-up* donde pueden aparecer tantas trazas y vértices de colisión como en la Figura 2.2.3 o más.

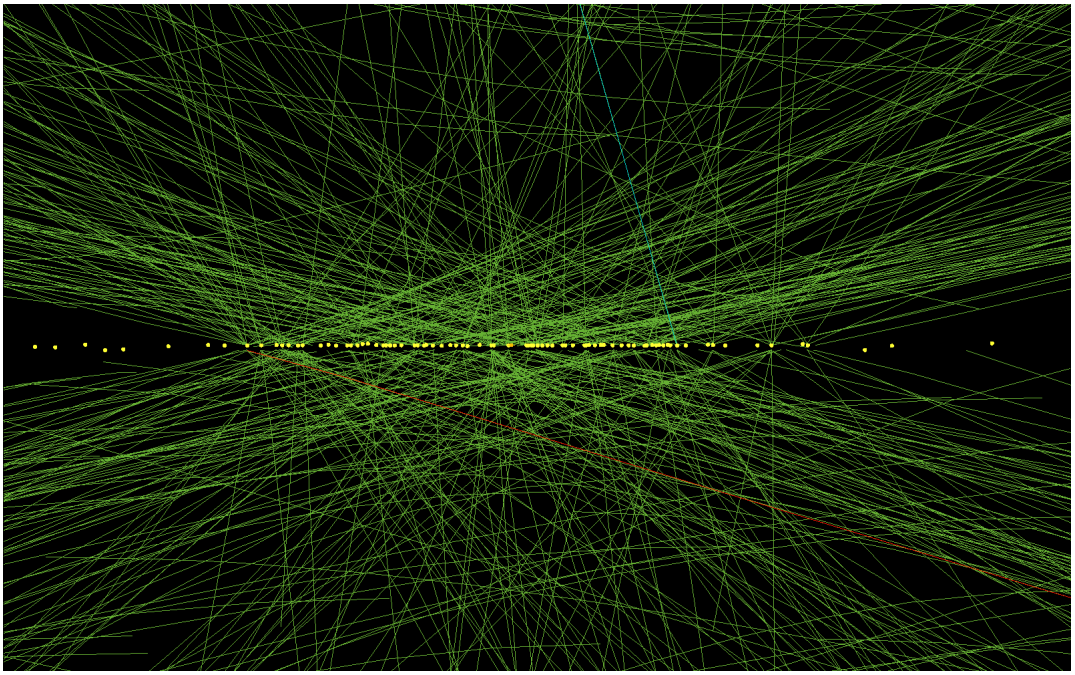


Figura 2.2.3: Reconstrucción de trazas con alto *pile-up* [17]. Los vértices están reconstruidos de amarillo y todas las trazas de todos los sucesos en color verde.

El *primary vertice* es la reconstrucción del punto exacto de la colisión entre dos protones. Al igual que la reconstrucción de trayectorias de partículas, el PF está capacitado para reconstruirlo. Se hace fundamentalmente extrapolando las trazas registradas en el *tracker* hasta que se corten por primera vez entre sí.

De manera general debido a la alta luminosidad se crean una gran cantidad de vértices de interacción. Se designa por vértice primario aquel en el que la suma en p_T de las trazas asociadas es más alta. Esto es una elección que se le ha asignado al PF y es lógico si pensamos en términos energéticos ya que la interacción *pp* será la más "grande". Todos los vértices restantes al designado como vértice primario se denominarán *pile-up vertice*.

La información básica de reconstrucción de vértice primario es esta, aunque se recomienda consultar el siguiente artículo [18] de donde se han obtenido estos datos.

2.3. Software empleado

Los análisis en física de partículas son generalmente enormemente copiosos desde el punto de vista computacional. Necesitando a veces grandes cantidades de núcleos de proce-

sadores para realizarlos. Para procesar los datos se emplea como lenguaje de programación básico C y C++ por ser una herramienta robusta de un carácter general y orientada a objetos. Otros como *Python* o *R* se suelen emplear como lenguaje complementario o auxiliar.

En este análisis se ha empleado ROOT (Data Analysis Framework). Se trata de una herramienta desarrollada por el CERN que incorpora una serie de librerías de C y de C++. De otro modo, es un entorno de trabajo (basado en C++) que provee de las herramientas necesarias para realizar los análisis de física de partículas, ha sido desarrollado únicamente con ese propósito por lo que esta optimizado y funciona eficientemente en ese aspecto. ROOT reúne distintos módulos o librerías que se complementan entre sí proporcionando funcionalidades genéricas especializadas en la física de altas energías. Como por ejemplo el realizar histogramas y representarlos en un entorno gráfico, ajustes estadísticos de datos, generadores de distribuciones, etc. ROOT también consta de un intérprete de C++ y de un compilador propio.

Existe gran número de bibliografía y se remite a su página oficial para consultar más detalles [19]. Además se hace necesario otra herramienta para compartir de manera cómoda y eficiente programas y líneas de código. Para ello, únicamente mencionar que en este análisis se ha usado con ese fin *GitHub* [35].

2.4. Simulación de colisiones

En esta sección se expone brevemente como se realizan las simulaciones de las colisiones en el LHC. El uso de simulaciones es necesario y se podría decir que obligado, ya que en colisiones protón-protón se encuentran procesos terriblemente complejos del SM que de manera analítica no pueden resolverse de manera exacta.

Las simulaciones se emplean fundamentalmente para obtener información añadida a la hora de medir eficiencias y evaluar la cantidad de procesos **fondo**[10] esperados que se tienen en la señal experimental. El problema radica al final, en un desconocimiento de distintos comportamientos que ocurren en cada colisión. Se puede ver la complejidad del

[10]Se denominan procesos fondo o fondo de señal a todos aquellos procesos que pueden dar en los estados finales los mismos productos que el proceso que se estudia, provocando superposición de resultados iguales con procesos diferentes que no interesa en ningún concepto. Todos los procesos con estados finales iguales interferirán cuánticamente y hay que tenerlos en cuenta.

detector y que no posee una hermeticidad completa en torno a las pipas del haz, el desconocimiento de la energía total de los partones[11], la presencia de partículas que interactúan débilmente y no se es capaz de detectar, etc. Estos y otros problemas añadidos hacen que para estimar los procesos fondo, reconstruir la masas invariante de las partículas, ... en física de partículas se está de manera obligada a aplicar simulaciones, estimando cual tendría que ser el resultado y pudiendo compararlo con los datos obtenidos.

La simulación por excelencia suele ser el *Montecarlo* o (**MC**) que en esencia es una técnica de reproducción de colisiones a partir de las distribuciones teóricas de los fondos esperados y las señales buscadas, simulando la respuesta del detector y reconstruyendo finalmente los sucesos de igual forma que los datos recogidos. Lo ideal con un MC es intentar reproducir de forma fidedigna un proceso concreto empleando la teoría y la interacción que ocurre con el detector.

Esta simulación de MC se realiza en bloques separados, por simplicidad, de acuerdo a la física en una colisión *pp* y donde en cada bloque se aplican distintos algoritmos de software. Los bloques son los siguientes:

1. **PDF** o *Parton Distribution Functions*. La estructura de partones de un nucleón está más que probada en procesos como *Deep Inelastic Scattering* o (**DIS**) de protón-protón que ocurren en el LHC. En DIS el poder de resolución que se consigue es suficiente para "ver" la estructura interna del nucleón. Así que, de manera simple, lo que ven los objetivos que colisionan son chorros de partones y cada uno portaría una fracción, X, del momento longitudinal total del protón. La función de distribución de los momentos de los partones en el protón se llama simplemente *Parton Distribution Functions* o (**PDFs**) (cuando no se considere la dirección spin de los partones). Estas funciones representan las densidades de probabilidad (normalizadas al número de partones) para encontrar la fracción de momento X a la escala del cuadrado de la energía $Q^2(=-q^2)$ (donde q es el módulo del cuadrimomento transferido).

[11] El nombre de "partón" fue propuesto por Richard Feynman en 1969 como una descripción genérica para cualquier partícula constituyente del protón, del neutrón y de otros hadrones. Estas partículas han sido renombradas y hoy en día las conocemos como quarks (los quarks de valencia *uud*), gluones y quarks del mar (pares de quarks-antiquarks).

2. **High-Q^2 Scattering** o *scattering fuerte o dispersión*. En este segundo bloque se recoge la colisión entre uno de los partones de un protón y otro de los partones del otro protón, cada uno con una cierta, X, fracción del momento. Aquí se simula el proceso de interacción entre ambos con un *event generator* normalmente a distintos ordenes y con distintos algoritmos; *MadGraph* (a primer orden[12]) y *POWHEG* o *aMC@NLO* (a orden superior).

3. Las **parton showers** hacen referencia a las "cascadas de partones". Tras la interacción de los partones se pueden producir partículas con carga de color que pueden emitir gluones los cuales a su vez pueden interaccionar entre si (ya que tienen carga de color) provocando aún más gluones y lo que desencadena en el estado final una cascada de partones.

4. **Hadronización**. Tras las cascadas de partones, los productos finales (cuando estamos en el régimen de baja energía y no se pueden emitir nuevas partículas) se hadronizan. La hadronización, como se mencionó anteriormente, es el nombre que recibe la unión de las partículas con carga de color entre sí para formar hadrones. Estos hadrones son estados ligados de partículas de carga de color que antes de desintegrase se juntan. Podría darse el caso de que las partículas con vidas cortas muy pequeñas se desintegren y formen de nuevo mas partículas adicionales. El generador empleado en este bloque es generalmente *PYTHIA*.

5. La **desintegración de las partículas**. Los productos finales son partículas y hadrones que en el estado final pueden, debido a vidas medias cortas, desintegrarse dando lugar a partículas adicionales en el detector aunque antes de llegar a las partes del detector debido a vidas medias extremadamente cortas podrían hacerlo. Por eso, en este último caso se implementa software estadístico que simula estas partículas adicionales.

Anotación 2: El resto de los partones de los protones que interaccionan podrían hacerlo también dando lugar a procesos secundarios adicionales que no pertenecerían al *scattering* fuerte. Esto se denomina suceso subyacente (del inglés *underlying event*) y también está

[12] *Leading Order* o (**LO**) hacer referencia al primer orden en los diagramas de Feynman. También ordenes superiores *Next-to-leading-order* o (**NLO**) de diagramas de Feynman.

implementado en las simulaciones con por ejemplo *PYTHIA*.

Anotación 3: Cabe mencionar la distinción de los procesos en dos partes: los sucesos a baja energía y los sucesos a alta energía. A baja energía se está con una interacción dentro del régimen no perturbativo de *Quantum Chromodynamics* (**QCD**), es decir cuando la constante de acoplamiento fuerte α_s es alta, tiende a 1. A alta energía se estaría dentro del régimen perturbativo de QCD donde la constante de acoplamiento fuerte α_s es baja.

Ahora, una vez realizadas las simulaciones de los bloques y obtenido principalmente el cuatro-momento de las partículas del suceso, se necesita simular el detector.

Es decir, todo el detector CMS está recreado virtualmente y todas sus interacciones, capas, eficiencias, etc. En ese modelo enormemente completo del funcionamiento del detector se introducen las partículas simuladas anteriormente (supuestas teóricas ideales) reproduciendo la acción de CMS obteniendo una equivalencia de las medidas finales que se miden con él mismo de manera real. Se divide en dos partes:

• La *full-sim* o la simulación completa. Con la cual se reproduce el detector por completo con todas sus partes, toda su estructura y todas sus interacciones con sus eficiencias. Para hacer esto se requiere un gran gasto en tiempo de computación. La simulación suele realizarse con *GEANT4*. Debido al gran gasto en tiempo de computación existe la otra parte.

• La *fast-sim* o la simulación rápida, como su nombre índica es una simulación más rápida que su compañera. Es un gasto de simulación más pequeño y consiste en introducir variables generadas por variaciones estadísticas del comportamiento en las interacciones. No reproduce por completo el detector simplemente se ciñe a las interacciones del detector con la materia.

Se denomina *gobal event simulation* al conjunto de todas las simulaciones realizadas con MC donde se incluyen los bloques de las colisiones de partones mencionados antes y la simulación completa del detector. Lo que en su conjunto proporciona el objetivo de los MC el cual se hablaba al principio.

APARTADO 3

El bosón de Higgs en el Modelo Estándar

"In the beginning there was symmetry"

Werner Heisemberg[1]

3.1. Preámbulo histórico

El SM de física de partículas es una teoría cuántica de campos que describe tanto las partículas como sus interacciones, es decir, busca entender los constituyentes de la materia pero hace relativamente poco tiempo que se planteó el explicar el origen de la masa de las partículas que describía.

El concepto de masa fue introducido por Isaac Newton en su famosa ecuación $F = ma$ para indicar lo que por entones era la "inercia" de un cuerpo, que es su resistencia a cambiar de estado de movimiento. La masa m aparece como un atributo intrínseco de un objeto que se define operacionalmente[2]. Esta es la definición de masa en objetos macroscópicos. En cambio en el SM la masa de las partículas es una propiedad que depende de la interacción de estas con un campo bosónico, que "rompe espontáneamente" la simetría

[1] Werner Karl Heisenberg (1901-1976) fue un físico teórico Alemán y uno de los padres de la mecánica cuántica. Heisemberg fue galardonado con el premio Nobel de Física en 1932. En su popular libro "*The Part and the Whole*" (1969), Werner Heisemberg escribió: "*In the beginning there was symmetry*".

[2] Usando la misma ley de Newton para medir la masa de un cuerpo relativa a la de otro definida como unidad.

electrodébil. El SM requiere de este mecanismo, que se irá desglosando a continuación, que rompe la simetría de manera espontánea y predice la existencia de una partícula escalar masiva, el bosón de Higgs H^0, que completa el SM.

De manera simple se puede decir que una simetría de un sistema está "espontáneamente rota" cuando el sistema está en un estado en el que la simetría no es evidente. Un ejemplo macroscópico muy simple es la ruptura espontánea de simetría de una mesa redonda. Consiste en que cada comensal sentado en ella posee un vaso delante suya equidistante entre dos platos de dos comensales contiguos. Cuando un comensal elige un vaso, el de su izquierda o el de su derecha, todos los otros comensales por cortesía se ven obligados a hacer lo mismo. La simetría entre una mesa de "izquierda" o una mesa de "derecha" está rota espontáneamente una vez un comensal escoge un vaso.

Yochiro Nambu en 1960 y luego de nuevo Nambu con Giovanni Jona-Lasinioen 1962 propusieron un mecanismo de formación de pares[3] similar al de la superconductividad para dar masa a los hadrones, pero no en el marco de una teoría gauge. En 1962, por analogía con el efecto Meissner, Philip Anderson, un físico de materia condensada, mantuvo que también en teorías de campos la rotura espontánea de la simetría gauge llevaría a tener bosones gauge con masa. Pero el artículo de Anderson usaba un lenguaje no familiar para los físicos de partículas y sus ejemplos concretos no eran relativistas.

Hoy en día el mecanismo de ruptura de simetría se conoce como el **mecanismo de Higgs** pero su nombre real debido a todas las contribuciones sería **mecanismo Nambu-Goldstone-Anderson-Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble.** La prueba del mecanismo, válido con teorías relativistas de campos cuánticos, fue dada en 1964 en tres artículos casi simultáneos e independientes: el primero de Francois Englert y Robert Brout, el segundo de Peter Higgs y el último de Gerald Guralnik, Carl Richard Hagen y Tom Kibble [22]. Por los dos primeros artículos, Englert y Higgs han recibido el premio Nobel en 2013 (Brout murió en 2011) [21]. En estos artículos, un campo bosónico elemental rompe la simetría espontáneamente por primera vez y solamente en el artículo de Higgs (de los tres), se mencionan algunas de las propiedades de la partícula asociada con el

[3]El fenómeno de la superconductividad fue explicado por Bardeen, Cooper y Schrieffer en 1957 a través de la formación de un condensado de *pares de Cooper* (cada par consiste en dos electrones ligados que forman un quasi bosón).

campo bosónico, el bosón de Higgs mencionado antes. Es por esto precisamente que es el nombre de Higgs el relevante y el que asocia con el mecanismo, el campo y finalmente el bosón[4]. Cabe destacar que en ninguno de estos artículos se aplicó el mecanismo al SM sino que fueron Weinberg y Salam tiempo después quienes lo hicieron

Llegados a este punto la física de partículas se encuentra con que la única manera de probar que es en verdad el mecanismo de Higgs el que opera en el SM para dotar de masa a las partículas era detectar el Boson de Higgs y se habla en pasado porque fue descubierto en el CERN en 2012 y por tanto, la confirmación del acto de la ruptura espontánea de simetría que define las partículas tal y como se conocen hoy día [20].

Se debe, antes de continuar con el mecanismo de Higgs, aclarar que por ejemplo, la masa adquirida por el mecanismo de Higgs de los quarks u y d de un neutrón o un protón[5] sólo constituye aproximadamente un 2 % de la masa del hadrón.

El porcentaje restante $\approx 98\,\%$ de la masa de los átomos y de toda la materia visible en general se debe a las interacciones de la QCD. Dentro de un hadrón un quark interacciona con otros quarks, emitiendo gluones y pares quark-antiquark que se agruparán y se aniquilarán formando quasi-bosones (similar a los pares de Cooper) y formando un condensado dentro del propio hadrón. Una mezcla, una nube de partículas e interacciones junto a un condensado de pares quark-antiquark que se crean y se destruyen. Y todo ello a la vez, compensando los movimientos acelerados de los quarks de valencia del propio hadrón que causa de manera simple inercia, o sea masa que distinguiendola de la que causa el mecanismo de Higgs se denota como **masa constituyente**. Para los quarks u y d esta masa constituyente es aproximadamente un tercio de la masa de un protón o un neutrón. Para los quarks más pesados la masa constiuyente es irrelevante ya que la masa generada por el mecanismo de Higss es mucho mayor [23].

[4]Como anécdota interesante se sabe que en 1993 el entonces Ministro de Ciencias británico ofreció una botella de champagne como premio a quien pudiera explicarle mejor el mecanismo de Higgs. Lo ganó David Miller del *University College*, quién ideó la analogía entre el condensado de Higgs y un salón lleno de físicos, al llegar una persona famosa como Einstein mucha gente se aglomerará a su alrededor tratando de verlo y esta ya no se desplazará sola sino como un grupo, con dificultad para cambiar su velocidad y adquirirá inercia, o sea masa. Una persona desconocida atravesaría la sala sin dificultad alguna ya que ningún físico se inmutará.

[5]Los hadrones comunes más conocidos y un sistema extremadamente complejo de entender debido a sus componentes y sus interacciones internas.

Anotación 4: Una **teoría de campo gauge** (o simplemente teoría gauge) es un tipo de teoría cuántica de campos que se basa en el hecho de que la interacción entre fermiones puede ser vista como el resultado de introducir transformaciones denominadas locales pertenecientes al grupo de simetría[6] interna en el que se base la teoría gauge. Ahora se debe explicar que una **transformación de gauge** es una transformación de algún grado de libertad interno, que no modifica ninguna propiedad física observable. También es necesario mencionar que un **campo de Yang-Mills** es un tipo de campo físico usado sobre todo en teoría cuántica de campos cuyo Lagrangiano tiene la propiedad de ser invariante bajo una transformación de gauge local. Y finalmente un **campo gauge** es un campo de Yang-Mills asociado a las transformaciones de gauge asociadas a la teoría y que describe la interacción física entre diferentes campos fermiónicos[7].

Reseñar que esta sección sobre el mecanismo de Higgs que va a continuación, es un complemento teórico al presente trabajo experimental que se ha desarrollado, que amplía y proporciona información extra que se sale del objetivo inicial del trabajo. La cuál bien se podría incluir en un Anexo aparte aunque por espacio se ha decidido situar aquí. No se ha profundizado en este tema ya que se sale del marco experimental del presente trabajo de fin de grado.

3.2. El mecanismo de Higgs

Las interacciones dentro del SM se describen mediante teorías *gauge* y se manifiestan a través del intercambio de partículas de spin entero, lo que se llaman bosones. Las interacciones electromagnética y débil hoy en día se pueden considerar unificadas en lo que se conoce como interacción **electrodébil** o *electroweak* (**EW**). Aunque se sabe que ambas interacciones a bajas energías se comportan de manera distinta, realmente esta unificación en una sola, hace que ambas se vean como dos aspectos visibles distintos de una misma teoría.

[6] Un grupo de operaciones o transformaciones geométricas que deja invariante cierta entidad geométrica o entidad física. Concretamente, en mecánica cuántica y teoría cuántica de campos, el grupo de simetría se refiere al conjunto de transformaciones de coordenadas o transformaciones de gauge que dejan invariante el Lagrangiano que define la evolución temporal de un sistema físico.

[7] Por ejemplo el campo electromagnético es un campo de gauge que describe el modo de interactuar de fermiones dotados con carga eléctrica.

El Lagrangiano del SM puede escribirse de la siguiente forma:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{ferm} + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{bos} \tag{3.2.1}$$

donde tenemos los términos referentes a los fermiones, interacción gauge y bosones gauge libres respectivamente. Escribiendo sus términos se tiene lo siguiente:

$$\mathcal{L} = \underbrace{\left[i\overline{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\phi - m\overline{\psi}\psi\right]}_{fermiones\ libres} - \underbrace{\left[e\overline{\psi}\gamma^{\mu}\psi A_{\mu}\right]}_{interaccion\ gauge} + \underbrace{\left[-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_A^2 A^{\nu}A_{\nu}\right]}_{bosones\ gauge\ libres} \tag{3.2.2}$$

El SM es una teoría gauge como se comentó antes, está basada en la simetría de los grupos $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, los cuales describen las interacciones fuerte, débil y electromagnética respectivamente. La simetría gauge se rompe en el vacío, lo que desencadena la **ruptura espontánea de simetría** (**SSB**) del grupo electrodébil al subgrupo electromagnético:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{SSB} SU(3)_C \otimes U(1)_{QED} \tag{3.2.3}$$

En toda la formulación del SM no existe una elección concreta de la simetría del Lagrangiano que describe esta interacción electrodébil. Se puede demostrar que el mínimo grupo gauge que describe esta interacción es $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Dentro del SM el $\mathcal{L}$, se puede probar que $\mathcal{L}_{ferm}$ y $\mathcal{L}_{gauge}$ son invariantes gauge, es decir son invariantes bajo transformaciones globales $U(1)$:

$$\psi(x) \xrightarrow{U(1)} \psi(x)' \equiv e^{i\theta(x)} \cdot \psi \tag{3.2.4}$$

pero el término de $\mathcal{L}_{bos}$ referente a la masa; $\frac{1}{2}m_A^2 A^{\nu}A_{\nu}$ no es un invariante gauge.

De otro modo, el término cinético $\mathcal{L}_{kin} \equiv \frac{-1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x)$, contenido en $\mathcal{L}$, donde $F_{\mu\nu} \equiv \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{nu}A_{\mu}$ es el término de campo de interacción electromagnético. Con un término posible de masa del campo gauge $\mathcal{L}_m \equiv \frac{1}{2}m^2 A^{\mu}A_{\mu}$ también contenido en $\mathcal{L}$, estará prohibido si se quiere que $\mathcal{L}$ sea invariante gauge, porque violará la invariancia gauge y por lo tanto el campo del fotón es predicho que sea no masivo (haciendo $m = 0$ y ya será un invariante gauge).

Experimentalmente se sabe que $m_\gamma < 6 \cdot 10^{-17}$ eV [24]. Es necesario para que $\mathcal{L}$ sea invariante gauge lo sean todos sus términos. La posibilidad directa es que $m_A = 0$ implicando que todos los bosones gauge mediadores deben poseer masa nula.

El problema directo radica en los bosones W y Z mediadores de la interacción electrodébil. Esta construcción implica bosones mediadores de masa nula a pesar de la evidencia experimental de que los bosones $W^\pm$ y el bosón Z^0 son muy masivos. Esto a su vez se ve reforzado por que las interacciones débiles son de corto alcance, del orden de unos 10^{-17} m, lo que implica que los bosones portadores de dicha interacción deben ser masivos. Este hecho fue determinado experimentalmente al ser descubiertos en el experimento *SPS* del CERN en el año 1976.

La interacción electrodébil del SM surge de la invariancia de la teoría frente a transformaciones locales del grupo gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Donde L indica la asimetría entre las distintas helicidades de las partículas y donde la simetría gauge local del grupo $SU(2)_L$ se asocia a la conservación del isospin débil T y la cantidad conservada por el grupo gauge $U(1)_Y$ es la hipercarga Y.

Se puede comentar la relación existente entre la carga eléctrica Q con la tercera componente del isospin T_3 es:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{3.2.5}$$

La exigencia de que $\mathcal{L}$ y más concretamente del término de los campos sea invariante bajo transformaciones gauge locales definidas en $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ introduce de manera natural cuatro campos bosónicos sin masa $W^i_\mu(x)$, $i = 1, 2, 3$ campos gauge no masivos, asociados al grupo $SU(2)_L$ y $B_\mu(x)$ asociado al grupo $U(1)_\gamma$. Los campos físicos que resultan, correspondientes a los bosones gauge $W^\pm$, Z y al fotón, se construyen a partir de combinaciones lineales de los anteriores:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1 \pm iW_2) \tag{3.2.6}$$

$$Z = -sin(\theta_W) \cdot B + cos(\theta_W) \cdot W_3 \tag{3.2.7}$$

$$\gamma = cos(\theta_W) \cdot B + sin(\theta_W) \cdot W_3 \tag{3.2.8}$$

donde la mezcla entre los bosones neutros se expresa como una rotación del ángulo θ_W de los campos, denominado como ángulo de mezcla débil o angulo de mezcla. Se define en función de g y g' las constantes de acoplamiento, débil y electromagnética, de los grupos $SU(2)$ y $U(1)$, respectivamente:

$$tan(\theta_W) \equiv \frac{g'}{g} \tag{3.2.9}$$

De manera natural la interacción electrodébil pasa a tener el siguiente Lagrangiano electrodébil:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{bosones} + \mathcal{L}_{fermiones} \tag{3.2.10}$$

donde $\mathcal{L}_{bosones}$ y $\mathcal{L}_{fermiones}$ son los Lagrangianos que describen los campos gauge bosónicos y fermiónicos respectivamente.

Se encuentra entonces que según la teoría del SM, los bosones $W^{\pm}$, Z^0 deben carecer de masa al ser combinaciones de campos sin masa y en la confirmación experimental tienen masa. Además existe un problema añadido, el introducir un término de masa en el Lagrangiano, como se vio antes, rompería explicitamente la simetría gauge haciendo la teoría no renormalizable.

Esta discrepancia entre teoría y experimento puede reconciliarse mediante un proceso conocido como ruptura espontánea de la simetría electrodébil, un mecanismo llamado el **mecanismo de Higgs** que introduce un nuevo campo escalar complejo en el SM, conocido como campo de Higgs denotado por Φ y también introduce un bosón gauge no masivo A^{μ}, reformulando el Lagrangiano del SM a:

$$\mathcal{L} = (D_{\mu}\Phi)^{*}(D^{\mu}\Phi) - \underbrace{\left(\mu^2\Phi^2 + \lambda\Phi^4\right)}_{V(\Phi)} - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \tag{3.2.11}$$

donde la derivada covariante gauge es: $D^{\mu} = \partial^{\mu} + igA^{\mu}$ y donde se recuerda a g y g' como las constantes de acoplamiento gauge de $SU(2)$ y de $U(1)$, débil y electromagnética, respectivamente.

De este modo al Lagrangiano $\mathcal{L}$ que describe al sistema se le añade un término más, $V(\Phi)$, de la forma:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{3.2.12}$$

el cual es un potencial renormalizable y por tanto mantiene la invariancia gauge. Donde $\mu^2 < 0$ y $\lambda > 0$. Como se puede ver el potencial posee una simetría bajo rotaciones en el espacio de ϕ. El potencial tiene la forma de "sombrero mexicano" como se puede ver en la Figura 3.2.1.

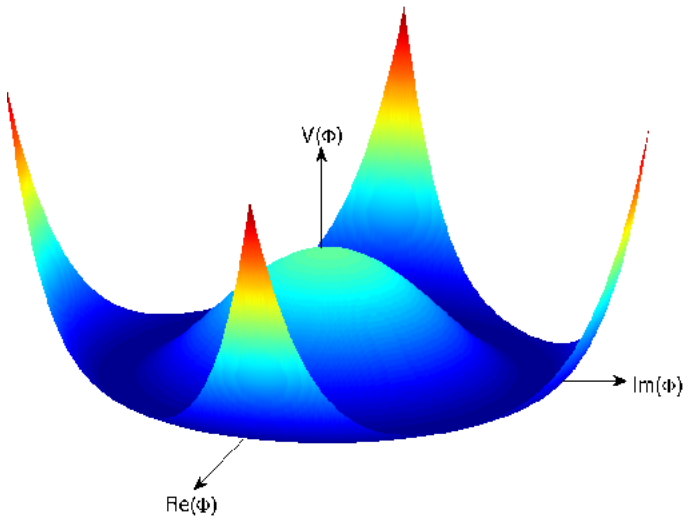


Figura 3.2.1: Potencial de Higgs o potencial de doble pozo en la teoría de campos con ruptura de simetría espontánea.

El campo Φ se transforma bajo $SU(2)_L$ como un doblete, por lo que posee cuatro grados de libertad, ϕ_i (el grupo está definido en $\mathbb{C}$) de la forma:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\,\phi_2 \\ \phi_3 + i\,\phi_4 \end{pmatrix} \tag{3.2.13}$$

con una peculiaridad fundamental y es que está sometido a un potencial tal que una de sus componentes de campo posea un valor esperado distinto de cero en el vacío, v. Es decir; $V(v^2) = V_{min}$, $v \neq 0$ como:

$$\Phi_0 \doteq \langle 0|\Phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{3.2.14}$$

seleccionando un estado concreto del vacío. La elección habitual es aquella con ϕ_3 sea no nula.

El valor esperado del vacío se conoce como (**vev**) y podemos ver su representación en la Figura 3.2.2.

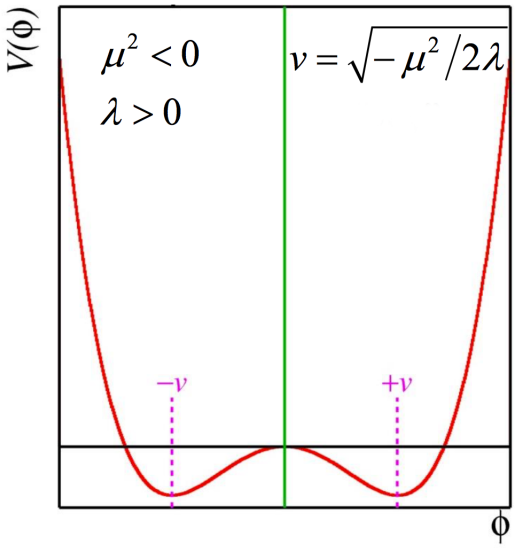


Figura 3.2.2: Valor esperado del vacío del potencial de Higgs

De acuerdo al mecanismo de ruptura de simetría se encuentra que los distintos bosones del SM adquieren masa mediante su interacción con el campo de Higgs. Concretamente los bosones $W^{\pm}$ y Z^0 adquieren masa absorbiendo uno de los grados de libertad del campo de Higgs (uno cada uno), mientras que el fotón sólo interacciona con las componentes que tienen valor esperado nulo, quedando desprovisto de masa. Se obtiene entonces como consecuencia que el último grado de libertad que queda, aparece como una partícula escalar; el bosón de Higgs, H.

Para que se produzca la ruptura espontánea de la simetría es necesario que el valor esperado del campo de Higgs en el vacío sea no nulo. Sin embargo, de acuerdo a los parámetros μ y λ, se tienen infinitas soluciones tipo no nulas, en las cuales el módulo del campo de Higgs es común:

$$|\Phi|^2 = \Phi^{\dagger}\Phi = \frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \tag{3.2.15}$$

por tanto hay degeneración en el estado fundamental y no se respeta la simetría del grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. No obstante la simetría del grupo $U(1)_{em}$ sí se respeta. El valor de v será el que indique la escala de la energía a la que se produce la rotura de simetría electrodébil.

La ruptura $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \to U(1)_{em}$ se da cuando se selecciona un estado de vacío concreto y sabemos que el valor esperado del vacío v es:

$$v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} = \frac{2m_W}{g} = 246\,GeV \tag{3.2.16}$$

donde m_W es la masa del bosón W que veremos más adelante de donde proviene. Este valor del parámetro v determina y define la escala electrodébil como se comentó en las líneas superiores.

Anotación 5: En física de partículas y física de la materia condensada, los **bosones de Goldstone** son bosones que aparecen en modelos de teoría cuántica de campos con ruptura espontánea de simetría. Propuestos por vez primera en 1960 por Yoichiro Nambu, estos bosones están asociados a generadores de la simetría rota. Pueden considerarse como excitaciones del campo en la dirección simétrica y carecen de masa, si la simetría espontáneamente rota no ha sido rota explícitamente. **El teorema de Goldstone** indica que siempre que una simetría continua se rompe de forma espontánea, aparecen nuevas partículas escalares sin masa (o muy ligeras, si la simetría no es exacta), dentro del espectro de las posibles excitaciones. Existe una partícula escalar, denominada bosón de Goldstone, por cada generador de la simetría que se rompe, es decir, que no mantiene el estado de mínima energía. En las teorías con simetría gauge, los bosones de Goldstone son "absorbidos" por los bosones gauge. Estos últimos pasan a ser masivos y su nueva polarización longitudinal la proporciona el bosón de Goldstone.

El espectro de partículas físicas resultantes se construye realizando pequeñas oscilaciones en torno al vacío, realmente en torno al mínimo v, escrito como:

$$\Phi(x) = \Phi_0 + h(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{\frac{i\vec{\xi}(x)\cdot\vec{r}}{v}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \tag{3.2.17}$$

donde $\vec{\xi}(x)$ y $h(x)$ son los campos correspondientes a los cuatro grados de libertad reales del campo Φ. Los tres campos $\vec{\xi}(x)$ son los bosones de Goldstone, de masa nula, que aparecen cuando una simetría que es continua es rota por el estado fundamental (véase teorema Goldstone Anotación 5).

Hasta este momento se tienen cuatro bosones gauge (vistos antes: $W^{\mu}_{1,2,3}(x)$ y $B^{\mu}(x)$) y cuatro escalares ($\vec{\xi}(x)$ y $h(x)$) todos ellos sin masa, lo que equivale a 12 grados de libertad (4 bosones vectoriales sin masa por 2 mas 4 escalares sin masa). Es en este momento donde el mecanismo de Higgs toma forma, y es que fue P. W. Higgs quien se dio cuenta y afirmó en sus artículos [21] que el teorema de Goldstone no puede aplicarse a teorías gauge. Pero puede esquivarse mediante una selección particular de la representación y escogiendo la siguiente transformación:

$$U(\vec{\xi}(x)) = e^{\frac{-i\vec{\xi}(x)\vec{\tau}}{v}} \tag{3.2.18}$$

de tal forma que el potencial Φ pasa a ser:

$$\Phi'(x) = U(\vec{\xi}(x))\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \tag{3.2.19}$$

aplicando esta transformación se puede demostrar que los campos de Higgs no físicos $\vec{\xi}(x)$ desaparecen.

Estas transformaciones tienen que aplicarse también al Lagrangiano tanto para bosones como fermiones:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{bos} + \mathcal{L}_{fermi} + \mathcal{L}_{sbs} \tag{3.2.20}$$

donde $\mathcal{L}_{sbs}$ hace referencia al Lagrangiano de (**sbs**) siglas de *spontaneously broken symmetry*: $\mathcal{L}_{sbs} = (D_{\mu}\Phi)^{*}(D^{\mu}\Phi) - V(\Phi)$.
Los bosones $W^{\pm}$ y Z adquieren masa absorbiendo uno de los grados de libertad del campo Φ que se acaba de eliminar, mientras que el fotón solo interacciona con las componentes que tienen valor esperado nulo, quedando desprovisto de masa dando que el vacío de la teoría debe ser eléctricamente neutro. El campo $h(x)$ es un campo escalar que describe una partícula física bosónica masiva.

Al final se tienen tres bosones gauge masivos $W^{\pm}_{\mu}$ y Z_{μ}, un bosón gauge sin masa A_{μ} y un bosón escalar con masa descritos por:

$$W^{\pm}_{\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^{1}_{\mu} \mp W^{2}_{\mu}) \tag{3.2.21}$$

$$Z_\mu = cos(\theta_W)W_\mu^3 - sin(\theta_W)B_\mu \tag{3.2.22}$$

$$A_\mu = sen(\theta_W)W_\mu^3 + cos(\theta_W)B_\mu \tag{3.2.23}$$

Si ahora se expande el potencial de Higgs hasta segundo orden en h^2 se obtiene que:

$$V = V_0 + \frac{\mu^2}{2}(2vh + h^2) + \frac{\lambda}{4}(4v^3h + 6v^2h^2) = V_0 + \lambda v^2 h^2 \tag{3.2.24}$$

y el Lagrangiano pasa a ser el siguiente:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{kin} + \frac{g^2v^2}{2}A_\mu A^\mu - \lambda v^2 h^2 + \mathcal{L}_{int} \tag{3.2.25}$$

donde $\mathcal{L}_{int}$ hace referencia al Lagrangiano de las interacciones gauge.

Se encuentra en el término $\lambda v^2 h^2$ la masa de una partícula escalar asociada a $h(x)$, el bosón de Higgs. El campo $h(x)$ pasa a denominarse el campo de Higgs y la masa de esa partícula bosónica escalar es:

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v \tag{3.2.26}$$

donde v se puede ver como $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246\,GeV$ donde G_F es la constante de acoplamiento de Fermi, la cual puede medirse con gran precisión a través del proceso de desintegración de un muon como $\mu \to \nu_\mu \overline{\nu_e} e$.

Nótese que λ no está predicha y por tanto la masa del bosón de Higgs m_H es un parámetro libre en el SM ademas λ proporciona la intensidad de la interacción de H consigo mismo.

El resto de las masas de los bosones vectoriales se obtienen por el acoplamiento del potencial de Higgs en el vacío como:

$$\left(\frac{g}{2}\vec{\tau}\,W_\mu^i + \frac{g'}{2}B_\mu\right)\Phi_0 \tag{3.2.27}$$

de tal forma que el Lagrangiano del Higgs resultante:

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{8}\left|\begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\right|^2 \tag{3.2.28}$$

en términos de la física de los bosones W y del Z se tiene que:

$$\left(\frac{gv}{2}\right)^2 W^+W^- + \frac{v^2}{8}Z^0Z^0 \tag{3.2.29}$$

donde $Z^0 = -gW_\mu^3 + g'B_\mu$ y donde se pueden identificar las masas de los bosones vectoriales en los siguientes términos:

$$m_W = \frac{vg}{2} \qquad m_Z = \frac{v\sqrt{g^2+g'^2}}{2} \tag{3.2.30}$$

se ve como el acoplamiento con el fotón $A_0 = gW_\mu^3 + g'B_\mu$ con Φ_0 es cero. Cabe mencionar que todas las partículas se acoplan en mayor o menor medida al Higgs de acuerdo a sus masas incluyendo su autoacoplamiento ($H^* \to HH$) donde $*$ indica partícula virtual[8].

Al romper espontáneamente la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ separando la interacción débil de la electromagnética $U(1)_{em}$ también se dota de masa a las partículas fermiónicas del SM, ϕ_f mediante lo que se conoce como la interacción Yukawa para fermiones con el campo de Higgs. Acortadamente *acomplamientos de Yuakawa*. De manera análoga con los bosones gauge se consigue explicar a través de a ruptura de simetría las masas de todos los fermiones, en este proceso intervienen nuevas constantes de acoplamientos que también serán parámetros libres como la λ. Se pueden ver de manera detallada en [25] donde también se pueden ver ampliaciones del mecanismo de Higgs y los bosones descritos antes. La masa de los fermiones es:

$$m_f = \frac{G_F v}{\sqrt{2}} \tag{3.2.31}$$

Se puede resaltar que la determinación de la masa del bosón de Higgs no explica directamente las masas fermiónicas ya que dependen de ciertos parámetros libres como se comentaba en líneas superiores. Dejándolas como parámetros de la teoría que se deben medir experimentalmente. Del mismo modo, se deduce el valor de los acoplamientos del bosón de Higgs con los bosones y fermiones, los cuales son proporcionales a estos parámetros libres y a las masas de las propias partículas que intervienen.

[8] En física de partículas, una partícula virtual es una partícula elemental que existe durante un tiempo tan corto que debido al principio de indeterminación de Heisenberg no es posible medir sus propiedades de forma exacta. El término "partícula virtual" se utiliza en contraposición a "partícula real" para explicar las infracciones que aquella parece cometer contra las leyes de conservación durante sus interacciones.

Se tienen entonces todos los ingredientes necesarios para describir la interacción electrodébil definida también de manera precisa en el marco de la teoría cuántica de campos. Se vio antes como nuestro marco teórico implica la existencia de bosones mediadores de las interacciones masivos, $W^{\pm}$ y Z. Finalmente además el mecanismo de Higgs provee con una muy precisa predicción para las masas de estos en relación al valor esperado del vacío con la interacción de un campo escalar.

Los números experimentales de las masas de los bosones son los siguientes:

$$m_Z = 91.1875 \pm 0.0021\, GeV \qquad m_W = 80.425 \pm 0.034\, GeV$$

a partir de estos valores experimentales se obtiene que:

$$sin^2(\theta_W) = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} = 0.222$$

la constante de acoplamiento G_F puede obtenerse a través de unas aproximaciones a través de estos valores experimentales, en la desintegración del muon y conocida la vida media del quark τ. Con todos estos valores se puede dar una aproximación también de la constante de estructura fina $\alpha = 1/137$ de manera aproximada.

Como colofón se puede afirmar que el mecanismo de Higgs es uno de los hitos más importantes en el Modelo Estándar y en la física de partículas en general. Da una explicación a como las partículas adquieren masa y hasta ahora no se ha propuesto otro mecanismo tan preciso y probado que sirva de alternativa. Como se comentará a continuación la prueba de la existencia del bosón de Higgs, probando la existencia del campo de Higgs, supone un triunfo mayúsculo del SM. Concretamente de la unificación electrodébil, de los constituyentes de la materia y de sus acoplamientos entre sí.

3.3. Búsqueda del bosón de Higgs

El LHC se diseñó, entre otros propósitos[9], para explorar las escalas de energía de los TeV y tratar de encontrar el bosón de Higgs que otros aceleradores como LEP o Tevatrón no pudieron hacer principalmente por el problema de la energía en centro de masas. Estos

[9]Estudios de precisión de la física del SM, dilucidar el mecanismo de ruptura espontánea de simetría, evidencias de física más allá del SM como; partículas supersimétricas, la búsqueda de agujeros negros microscópicos, neutrinos de Majorana, la búsqueda de materia oscura, etc.

aceleradores iniciaron el camino de exclusión de regiones de energías donde no hay Higgs del SM dando un intervalo de donde sí puede haberlo $m_H < 158\,GeV$ o $m_H > 175\,GeV$. De existir el bosón de Higgs estaría entre esos valores de masa.

Así fue, el 4 de Julio de 2012 los grupos experimentales de los experimentos ATLAS y CMS informaron de su trabajo en el LHC en el CERN anunciando el descubrimiento de una notable nueva partícula (estos resultados se pueden consultar en [20] y [26]). A finales de 2012 se confirmó la existencia del bosón de Higgs.

3.3.1. Producción del bosón de Higgs en el LHC

En la siguientes Figuras 3.3.1 y 3.3.2 pueden verse las secciones eficaces de las distintas producciones para las energías en centro de masas y la masa del Higgs.

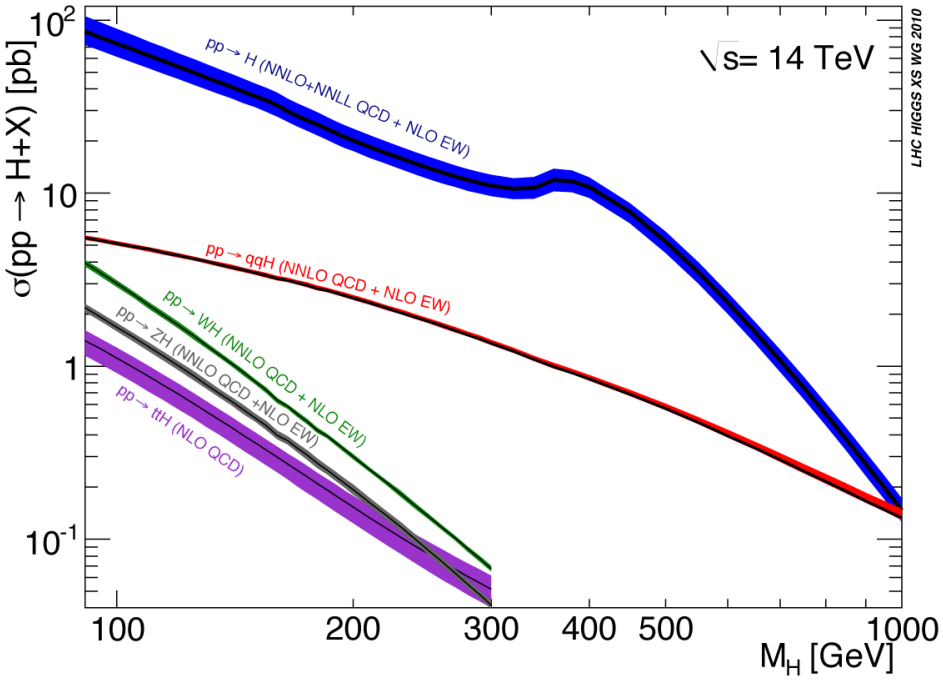


Figura 3.3.1: La sección eficaz de producción en función de la masa del bosón de Higgs en el LHC a $\sqrt{s} = 14TeV$ [27].

Los procesos de producción del Higgs (los cuales se ven en colores en las Figuras 3.3.1 y 3.3.2) se irán viendo a continuación con sus diagramas de Feynman.

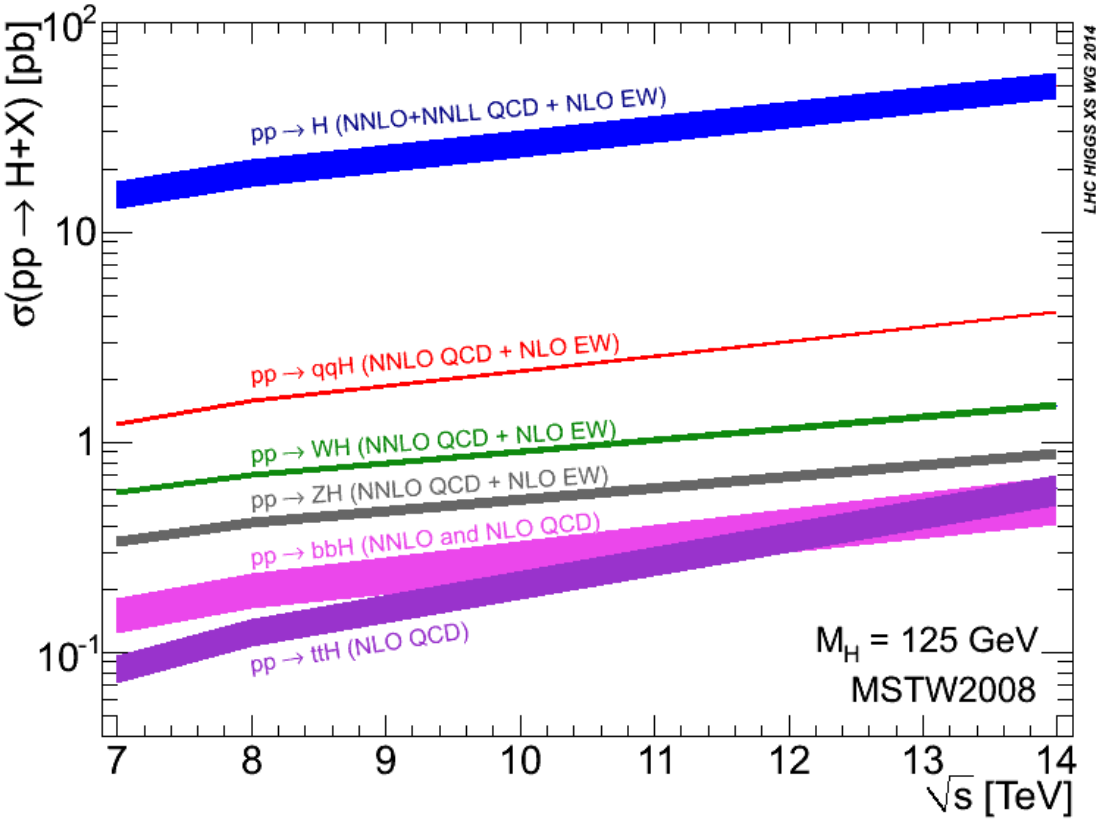


Figura 3.3.2: La sección eficaz de producción de cada una de las producciones posibles del Higgs en el LHC para una cierta $\sqrt{s}$ dada [27].

3.3.1.1. Gluon fusion

El proceso de creación de Higgs dominante en el LHC como se puede observar en azul oscuro en la Figura 3.3.2 es el conocido como *gluon fusion* o (**ggf**), el cual domina para todas las posibles masas del bosón y para todas las energías $\sqrt{s}$. Se trata del proceso $gg \xrightarrow{ggf} H$ generado por lazos triangulares de quarks pesados (en el SM fundamentalmente el *top* ya que el quark b contribuye menos de un 10 %).

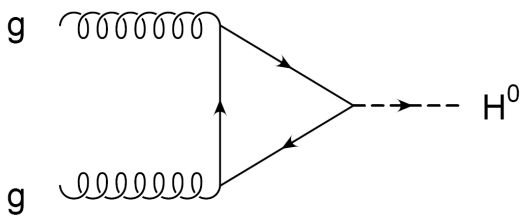


Figura 3.3.3: Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con ggf a través de quarks pesados.

3.3.1.2. Vector boson fusion

El segundo proceso de creación de Higgs más abundante e importante en el LHC es el denominado *vector boson fusion* o (**vbf**). Se puede observar de color rojo en la Figura 3.3.2. Como su nombre indica consiste en una fusión de bosones vectoriales W o Z (a veces para englobarlos a ambos se emplea V) creados por el *scattering* elástico de dos quarks (o antiquarks). Estos bosones mediadores radian un Higgs cuando se fusionan y el proceso siempre va acompañado de dos jets debido a los quarks. El proceso es $q\overline{q}' \xrightarrow{vbf} H + jets$

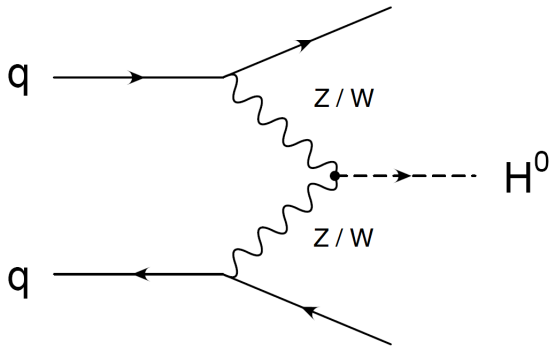


Figura 3.3.4: Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con vbf a través de un *scattering* de quarks.

3.3.1.3. Higgs-strahlung

Otro de los procesos de producción es el asociado a los bosones W y Z denominado **Higgs-strahlung** por la similitud con el *Bremsstrahlung* de los electrones. Puede verse de color verde claro y verde oscuro (en dependencia si es un W o un Z el que acompaña al H) en la Figura 3.3.2. El proceso es el siguiente $q\overline{q}' \to WH + X$ y $q\overline{q}' \to ZH + X$. Es importante en casos de baja masa como se puede sacar en conclusión al observar la parte de arriba de la Figura 3.3.2. El diagrama de Feynman asociado se ve en la Figura 3.3.5.

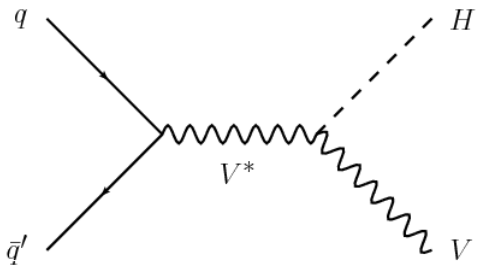


Figura 3.3.5: Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con Higgs-strahlung.

3.3.1.4. Top fusion

Este proceso denominado ***top fusion*** o (**ttH**) se corresponde con el color morado en la Figura 3.3.2, es importante a bajas masas del bosón de Higgs $m_H < 125\,GeV$. Se trata del siguiente proceso: $gg \rightarrow t\bar{t}H$. Consistente en la generación del Higgs por fusión de dos quarks *top* creados por dos gluones.

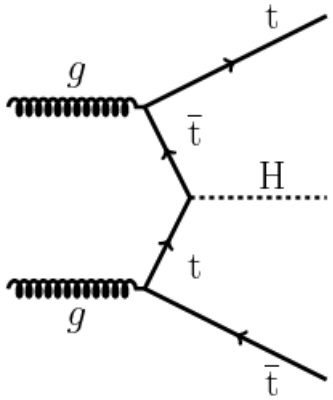


Figura 3.3.6: Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con *top fusion*.

Se puede reseñar que el ttH rivaliza con bbH al igual que ocurría con el ggf si son tres quarks pesados *top* o tres bottom. El proceso es el mismo pero en lugar de tener fusión de *top* se tendría fusión de quarks b. Este proceso bbH puede verse de color rosa en la Figura 3.3.2 pero no es un medio importante de producción de Higgs al igual que tampoco lo es en gran medida ttH.

Aquí se exponen los medios de producción del Higgs más reseñables y todos ellos a primer orden (LO). Existen por supuesto más medios de producción del bosón de Higgs sobretodo yéndose a ordenes diagramas superiores (NLO, NNLO, etc) pero esto se excede del objetivo de este trabajo.

3.3.2. Canales de desintegración del bosón de Higgs

Conocidos los modos de producción mas relevantes del bosón de Higgs a las energías del LHC se pasará a ver sus canales de desintegración. La detección de H en el LHC constituye un reto, puesto que su sección eficaz de producción es muchos órdenes de magnitud menor que la de otros procesos del SM. Por ello, el LHC junto con CMS se han diseñado con la estrategia de optimizar la búsqueda del Higgs del SM, comenzando en el límite de exclusión del acelerador LEP en torno a los $114\,GeV$ y centrándose en las masas que no

excluyó el Tevatrón.

Al igual que ocurre con la mayoría de las partículas, el Higgs no puede observarse "tal cual", es decir no se le observa directamente si no que tiene que ser reconstruido e identificado a partir de sus posibles productos en las desintegraciones. Cada uno de los "caminos" o "vías" de desintegración se conocen como **canales** y en este trabajo el objetivo a estudiar es el canal $H \to WW$. Pero existen muchos otros canales de desintegración una vez generado el Higgs, algunos de los más relevantes son los que se describen a continuación[10].

El bosón de Higgs se desintegra inmediatamente tras producirse en la colisión dando lugar a otras partículas. El acoplo de H a otras partículas es proporcional a la masa de acuerdo a los acoplos Yukawa, por lo que es más probable que se desintegre en el par de partículas de mayor masa cinemáticamente posible. Sin embargo, hay que reseñar que el Higgs se descubrió en CMS y ATLAS en el canal de dos fotones $H \to \gamma\gamma$ y en el de $H \to ZZ$ con una masa de $125.09\,GeV$ y una vida media de $1.56 \cdot 10^{-22}$ s. Se han observado otras desintegraciones como a dos W, par tau anti-tau, a dos Z y están predichos otros tantos como un canal a dos gluones o par b anti-b.

En el párrafo anterior se comentó que el bosón de Higgs se descubrió con dos fotones y dos bosones Z y es importante mencionar el porqué. Las razones son que pese a que el resto de canales poseen unas mayores secciones de producción y en esos procesos a bajas masas como puede verse en la Figura 3.3.7 sus secciones son muy pequeñas, no poseen prácticamente procesos fondo que les afecten en gran media. Es decir, tener cuatro leptones en el estado final debidos a dos bosones Z o dos γ no es común y puede estimarse eficientemente. Sin embargo, el canal $b\bar{b}$ pese a tener muchísima más sección de producción posee incontables fondos que le afectan. Esto es parte de la explicación de porqué se ha detectado en dibosones Z y dibosones γ.

[10] Cada uno será un diagrama de Feynman que interferirá cuánticamente con en el canal que se estudia en particular en este trabajo.

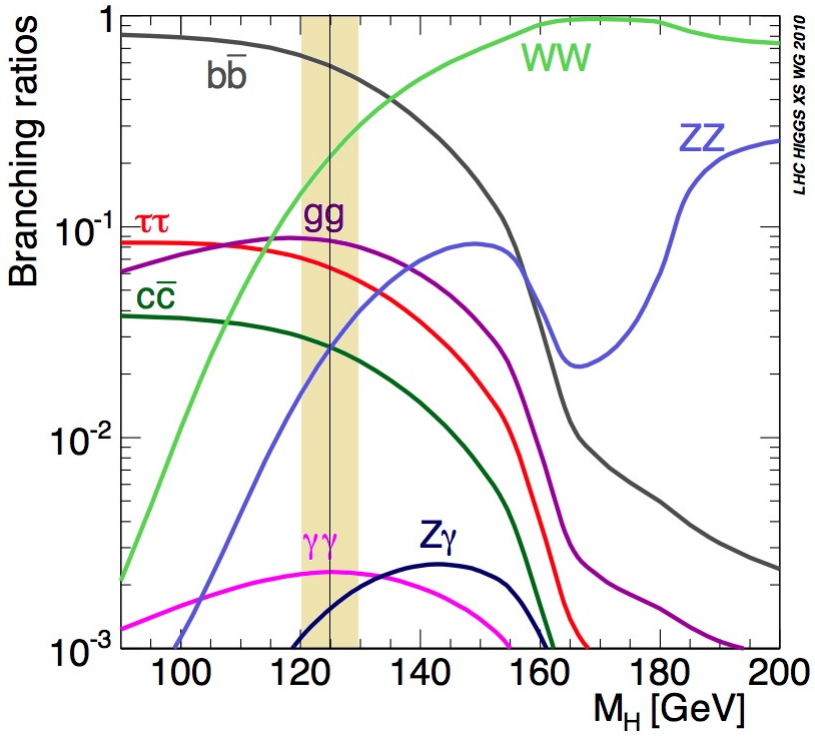


Figura 3.3.7: Fracciones de desintegración del Higgs en función m_H con los distintos canales [27].

3.3.2.1. Canal $H \to ZZ$

Se corresponde con un canal con la presencia clara del pico de resonancia en la masa del bosón H debido a la masa de los dos bosones Z. Dando $m_H > 2m_Z$ y un acoplamiento proporcional a m_Z. La desintegración común es $H \to ZZ \to \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$. Decayendo de forma leptónica la resolución de la masa es $\sim 1\,\%$ al $\sim 2\,\%$.

3.3.2.2. Canal $H \to \gamma\gamma$

Una desintegración consistente en dos fotones aislados con alto p_T. Se da un pico invariante limpio y con buena resolución. Se vuelve a tener una resolución de la masa en el orden $\sim 1\,\%$ al $\sim 2\,\%$ y se cubre un rango de m_H entre $[110\,, 150]\,GeV$.

3.3.2.3. Canal $H \to b\bar{b}$

Para este canal tenemos una fracción de desintegración considerablemente alta pero de identificación compleja debido al alto grado que hay de hadronización. Se obtiene una resolución en masa algo mayor que el resto de canales $\sim 10\,\%$, y el rango en m_H que se cubre es entre $[110\,, 135]\,GeV$.

3.3.2.4. Canal $H \to \tau\overline{\tau}$

Un canal complejo debido a los distintos subcanales en los que se desintegra el τ que dan lugar a diferentes combinaciones de partículas en el estado final que tienen que ser estudiadas. Se dice que es un proceso sensible a todos los modos de producción. También hay que discernir y clasificar con el número de jets y con el p_T que poseen. Cubre un rango de masas en un intervalo m_h entre $[110\,, 145]\,GeV$.

3.3.2.5. Canal $H \to W^+W^-$

Existen más canales pero este trabajo se entra en el proceso $H \to W^+W^-$ del cual se hace el estudio y el análisis. El canal $H \to W^+W^-$ es sensible a búsquedas del bosón de Higgs en el rango de masa m_H comprendida entre $[120\,, 200]\,GeV$. Puede compararse con los distintos canales en la siguiente Figura 3.3.7.

Donde como puede verse, entre los canales descritos anteriormente, el canal WW presenta la fracción de desintegración más alta de todos los procesos posibles a partir de $140\,GeV$ y se vuelve, como se ve, próxima a la unidad para masas superiores a $160\,GeV$.

El canal WW ha servido mayoritariamente como canal excluyente de rangos de m_H porque lo hace en mayor medida que el resto de procesos. A bajas masas del bosón de Higgs, incluyendo la masa de su detección de $125\,GeV$, es un proceso que deja de ser dominante pero su contribución a la completa combinación de todos los canales de desintegración lo dota de una gran importancia, un proceso crucial para el cálculo de la significancia final de la señal. Al irse a esas masas menores se encuentra que el canal difotónico es comparable el WW. En estas masas pequeñas uno de los W será *off-shell*[11].

El diagrama de Feynman del canal $H \to W^+W^-$ se muestra en la Figura 3.3.8 y como puede verse los WW provienen, en este caso, de un *gluon fusion*. Como se sabe, la forma de desintegración final de este proceso generalmente a LO es de manera dileptónica con dos neutrinos. De la forma en que se puede ver en la Figura 3.3.8.

[11] Se denomina *off-shell* cuando la masa invariante de una partícula está alejada del pico máximo de la masa central de la resonancia de la partícula dando una masa menor.

Precisamente esta forma de decaer dileptonicamente es en la cual se centra este trabajo como detallará más adelante en el Apartado 4. Podemos avanzar que el canal $H \to WW$ dileptónico, que es como se llama, aprovecha la gran optimización que posee CMS frente a la detección de partículas cargadas y el reconocimiento de los muones, ya que serán los leptones: e y μ los que nos interesan.

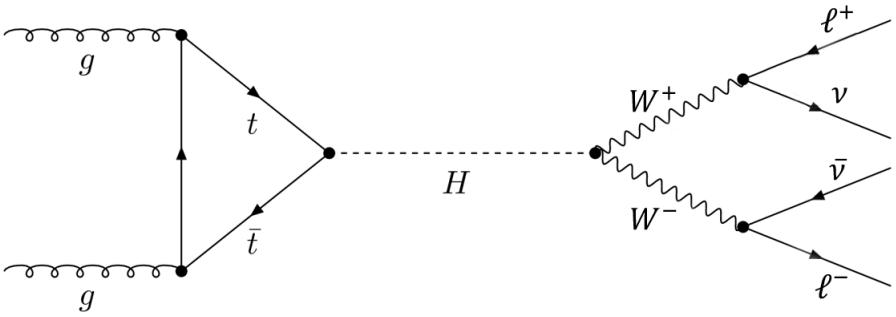


Figura 3.3.8: Diagrama de Feynman del canal $H \to W^+W^-$ con desintegración de bosones W a leptones con su correspondiente neutrino.

Otra de las características a destacar es el hecho de que los dos leptones en el estado final tendrán un momento transverso p_T elevado, ambos tendrán cargas opuestas lo que se conoce como *opposite sign* y entre ambos existirá un ángulo pequeño entre trazas debido a correlaciones de spin y de la MET existente. Es evidente que una gran cantidad efectiva de esta MET provendrá de los dos neutrinos que se tienen en el estado final y que no se detectarán.

Llegados a este punto se puede comentar cual es el marco de trabajo final de este trabajo de manera simplificada. Se tiene que los productos finales que hay que buscar son dos leptones de carga opuesta y dos neutrinos que no pueden medirse. Esto implica directamente unas consecuencias y son que pese a reconstruir MET como se explicó en apartados anteriores (haciendo un computo de la energía total del proceso) no puede determinarse la energía individual de cada neutrino. Lo que es equivalente a que no se podrá nunca reconstruir la masa de los dos bosones W y por ende no se podrá reconstruir la masa del Higgs m_H. Al menos no de manera eficiente.

El canal WW presenta algunos procesos fondo claros, de los que se hablará más adelante, pero no son muchos. Cabe reseñar que al no reconstruir m_H es en definitiva un canal de búsqueda y que servirá como fondo a otros, mas que un canal de precisión centrado en medir la masa invariante del Higgs. Esto a llevado, como se comentó al principio de esta subsección, a que sirva como un canal de descarte excluyendo todas las regiones de masa por encima de $130GeV$ debido a su gran sección eficaz total a masas grandes. Sin embargo, todo esto no quita que sirva como estudio de la física del bosón de Higgs como se realiza en este trabajo.

3.4. Fondo del canal $H \to W^+W^-$ dileptónico

Existen una serie de procesos cuyas propiedades y productos finales interfieren en la búsqueda del canal de estudio debido a que la desintegración del W^+W^- a dos leptones es común. Este , $H \to W^+W^-$, se conocerá de ahora en adelante *señal* y a todos los procesos que interfieren con él se les denominará *fondo*.

3.4.1. $W^+W^- \to 2\ell + 2\nu$

Es el fondo principal, en el que tras producir un par de dibosones W^+W^- por un par quark antiquark o un *gf*, se tiene que un W decae a un leptón y un neutrino en un porcentaje $\sim 10,8\,\%$ sobre el total. Es decir, la producción de dibosones W mediante otros mecanismos proporcionan exactamente los mismos estados finales.

La diferencia fundamental entre la señal y este fondo, principalmente, es el ángulo entre los leptones producidos. En el fondo se producen, generalmente, con un angulo cercano a π radianes (ambos salen prácticamente en sentidos opuestos) mientras que en el caso de la señal se producen con un angulo pequeño entre ellos. Esto es debido a las correlaciones existentes de spin, ya que el Higgs es un bosón escalar de spin cero en el caso de la señal y en el caso del fondo los gluones y quarks poseen spin distinto de cero, que al mediar produciendo los WW (que poseen spin 0, ± 1 en la proyección sobre z) sufren distintas correlaciones ya que la proyección de spin se conserva, causando esa desviación en el ángulo entre leptones. A través de este hecho conocido se intentará reducir este fondo.

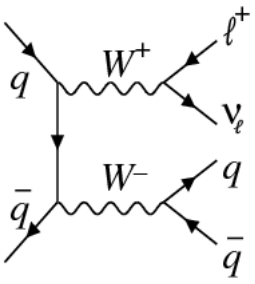


Figura 3.4.1: Diagrama de Feynman de producción de W^+W^-.

3.4.2. $t\bar{t} \rightarrow 2W + 2jets \rightarrow 2\ell + 2\nu + 2jets$

En segundo lugar de importancia se encuentra este fondo, tal como se puede comprobar en la desintegración de un quark *top* como se ve en la Figura 3.4.2, por lo que al menos tras un quark *top* tenemos los mismos estados finales y jets (al menos uno por quark *top* debido al quark b).

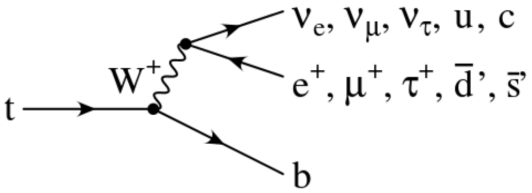


Figura 3.4.2: Diagrama de Feynman de la desintegración del quark *top* a todos sus posibles estados finales.

Este fondo en esencia tiene una topología del estado final compuesta de dos leptones, neutrinos (como MET) y jets hadrónicos. Pudiendo contribuir a la señal de manera errónea, por ejemplo los jets no se midan o se pierdan o se entremezclen con aquellos que vengan de *pile-up*, haciendo contribución entre fondo y señal. Para reducir este fondo se pueden emplear varias técnicas, *tag* de los quarks b, vetar el número de jets, etc.

3.4.3. $tW^{\pm} \rightarrow 2\ell + 2\nu + 1jet$ (*al menos uno*)

Denominado fondo *single top*, se trata de un fondo que contribuye junto a los dos fondos anteriores por el quark *top* y vuelve a dar los mismos estados finales con otro W. Tanto el quark *top* y el bosón W al final decaen leptónicamente, proporcionan energía perdida y al menos un jet. Al igual que antes, ese jet proveniente del quark b puede no detectarse o mezclarse u otras anomalías, contribuyendo a la señal. Al final la sección eficaz de este proceso es mayor que la de los dos fondos anteriores y se reduce con técnicas

o herramientas similares. Normalmente este fondo se produce con una fusión de gluones como podemos ver en la siguiente Figura 3.4.3.

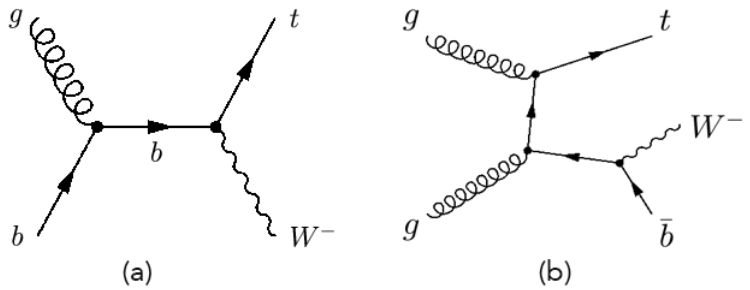


Figura 3.4.3: Dos de los diagramas de Feynman posibles de creación de tW, (a) a través de un gluón y un quark b y (b) a través de una interacción entre gluones.

3.4.4. $W^{\pm}Z \rightarrow 3\ell + 1\nu$ $ZZ \rightarrow 2\ell + 2\nu pp \rightarrow W\gamma$

Estos tres fondos van juntos porque sus contribuciones son muy similares. El primero es el fondo WZ que contribuye a la señal a través de que ambos bosones decaen leptónicamente y por motivos distintos un leptón no se detecta o se confunde con otros fenómenos. Sin embargo, por razones evidentes puede reducirse significativamente si se pone un criterio de selección en la masa invariante del Z eliminando en gran parte el fondo. La condición de exigir dos leptones en el estado final (debido a los dos W de la señal) también ayudará en gran medida a reducir este fondo.

Respecto al segundo de los fondos, se trata de los dibosones ZZ y contribuyen en parte cuando sus desintegraciones leptónicas son detectados solo dos o de otra forma, hay un bosón que por unas razones u otras no somos capaces de detectar. Aportando el otro bosón Z los dos leptones necesarios para contribuir como fondo a nuestra señal. Se reduce de la misma manera que en el caso de WZ.

El último de los fondos y el menos significativo de los tres. Es cuando se produce un par $W\gamma$ y es el fotón quien al decaer lo hace en dos leptones de signo opuesto. Dando al final tres leptones y energía faltante, de los cuales se pueden dar leptones de muy bajo p_T no detectando los tres si no solamente dos. Pueden verse los dos diagramas referentes a los dos primeros procesos en la Figura 3.4.4

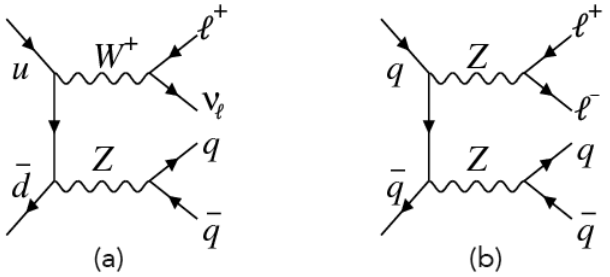


Figura 3.4.4: En el diagrama (a) se observa una producción de bosones WZ y en el diagrama (b) se puede ver una producción de bosones ZZ.

3.4.5. $Z/\gamma* \rightarrow \ell^+\ell^- + jets$

Conocido históricamente como proceso Drell-Yan (**DY**) y está relacionado siempre con el bosón Z y/o con el bosón γ. DY es un proceso simple en el que se tienen dos leptones en el estado final pero no hay neutrinos y por tanto no se tiene energía faltante. No obstante, por un proceso instrumental del detector, ruido en calorímetros, efectos externos al proceso y otros, pueden dar se errores en la medición. Se encuentra entonces energía faltante la cual se asocia a neutrinos inexistentes (una mala reconstrucción de MET) provocando un fondo a la señal.

De acuerdo a que el proceso de creación de un Z tiene una sección eficaz enorme, comparado con cualquier otro proceso de los anteriores de fondo, es indispensable estimar muy bien la contribución de este proceso pues solapa con la señal y directamente la colapsa. La forma de reducirlo es una muy buena reconstrucción de MET y corregir, si fuese necesario, las colas de la distribución de energía perdida en todo el proceso poniendo un corte.

3.4.6. $W + jets \rightarrow \ell\,\nu_\ell + jets$

Al igual que el anterior fondo pero con el bosón W y debido al proceso instrumental del detector se da una mala identificación. Pero en este caso es un jet el cual se identifica como un leptón de manera incorrecta en el propio detector (se denomina un *fake* véase Anotación 6). Posee una sección eficaz superior a DY y se requiere de un alto grado de control de los leptones para eliminar esos *fakes* o falsos positivos ya que si no se tienen en cuenta dan lugar a estados dileptónicos iguales a nuestra señal. Este fondo por su gran sección eficaz y por la complejidad de la estimación de si es o no un *fake*, es muy difícil

de estimar y complica el análisis de este trabajo.

Anotación 6: Los leptones que no son originados directamente por un proceso inelástico, es decir, que no provienen de una desintegración de un W o un Z son considerados *fakes* y se denominan *no prompt*. Aquellos que provienen de un W o un Z se denominan *prompt*. Estos leptones "falsos" pueden provenir de distintos procesos; a saber, desintegraciones de quarks b, desintegraciones de quarks ligeros (c, u, d), producidos tras una interacción de un fotón con el detector, de una incorrecta reconstrucción de jets (afirmando que son leptones), etc.
Cabe mencionar que los leptones que provienen de quarks b o los ligeros sí que son buenos leptones y sí se miden bien. Sin embargo, los consideramos *fakes* porque no son relevantes en este análisis y no son indicativos de nada en la señal. Además al hadronizarse los quarks, estos leptones suelen ser producidos dentro de jets de partículas por lo que sus características morfológicas no difererirán en gran medida de jets mal reconstruidos. Como este análisis busca fundamentalmente cero jets serán considerados *fakes*.

Estos dos últimos fondos, llamados instrumentales (por errores propios de una mala detección) poseen una sección eficaz superior al resto de tres o cuatro órdenes de magnitud más. Esto es una contribución enorme a la señal, sin embargo por el gran control que se exige se llega a ser capaz de solucionar y los convierte en fondos pero no tan importantes. Siempre hay que estimar correctamente estos fondos o colapsarían la señal debido a sus grandes secciones eficaces de producción.

3.4.7. Otros fondos

Existen más fondos aunque mucho menos relevantes que los que aquí se exponen. Entre ellos se pueden mencionar procesos $pp \to t\bar{t}Z$ o $pp \to t\bar{t}W$ o $t\bar{t}H$. Poseen secciones eficaces enormemente pequeñas en comparación con el resto y por tanto no serán fondos clave o que afecten en gran medida al proceso que se estudia.

3.5. Estatus de la física del Higgs

Para que una partícula sea considerada "descubierta" dentro de la comunidad de física de partículas, la hipótesis nula debe rechazarse con una significación $\geq 5\sigma$, lo que corresponde a $< 0.0001\,\%$ de probabilidad de que la observación sea una fluctuación estadística.

En el verano de 2012, este nivel de significación fue alcanzado independientemente y de forma simultánea por las colaboraciones ATLAS y CMS, principalmente impulsado por las búsquedas en los canales $H \to \gamma\gamma$ y $H \to ZZ$. En segundo plano apoyado por la búsqueda en el canal $H \to WW$. Ambos experimentos observaron una resonancia entorno a $m \approx 125\,GeV$. Utilizando todo el conjunto de datos del $Run\,I$, la significancia del descubrimiento por el experimento ATLAS fue de 5.2σ en $H \to \gamma\gamma$, de 8.1σ en $H \to ZZ$ y de 6.1σ en $H \to WW$. El enfoque se trasladó inevitable e inmediatamente a medir las propiedades de dicha partícula (masa, acoplos, spin, etc) para probar la hipótesis de que ciertamente se trataba del bosón de Higgs. Las observaciones confirmaron esta hipótesis, aunque ahora se requieren medidas más precisas para determinar si es o no el bosón de Higgs predicho por el SM u otro Higgs como puede ser de una teoría supersimétrica.

El descubrimiento del bosón de Higgs parece "completar" el SM de la forma más íntimamente completa que se puede sin desviaciones significativas de las predicciones observadas. Así se tiene que los acoplamientos en los procesos $H \to WW^*$ y $H \to ZZ$ coinciden con las expectativas que confirman que el mecanismo Higgs subyace en ellos. Rompimiento la simetría *electroweak*. Además de que sus acoplamientos fermiónicos son proporcionales a la masa y esto sustenta que las masas de fermiones son generadas por las interacciones de Yukawa.

La masa del bosón de Higgs, m_H, es un parámetro libre del Modelo Estándar, y es por tanto muy importante medirla con precisión. Una vez que se conoce m_H, se pueden calcular todos los acoplamientos del bosón de Higgs, secciones de producción y *branching ratios*. El valor de m_H es también muy importante cuando se evalúan a posteriori las implicaciones teóricas del descubrimiento.

Los canales de desintegración de $H \to \gamma\gamma$ y de $H \to ZZ$ ofrecen la mayor sensibilidad a la medida de m_H, ya que exhiben estados finales experimentales muy limpios y permiten la reconstrucción completa del cuadrimomento del bosón Higgs. La combinación de estos dos canales da como resultado una masa medida de valores $125.36 \pm 0.37\,(stat) \pm 0.18\,(sist)\,GeV$ por la colaboración ATLAS y $125.7 \pm 0.3\,(stat) \pm 0.3\,(sist)\,GeV$ por la colaboración CMS [32] [33]. Estos valores están en excelente acuerdo y dan un bosón de Higgs tan pesado como un átomo de $Cesio - 133$. Un bosón de Higgs con $m_H \approx 125\,GeV$

es algo muy fortuito, ya que muchos modos de producción diferentes y canales de desintegración deberían ser accesibles experimentalmente en el LHC y a las energías que pueden alcanzarse con el acelerador.

En particular, se pueden medir los acoplamientos tanto a bosones como a fermiones, probando directamente los dos tipos de generación de masa que el campo de Higgs es responsable en el SM como se ha visto en este Apartado. Respecto a la medida de los acoplamientos se puede mencionar que las fuerzas de acoplamiento del bosón de Higgs con otras partículas de SM se prueban buscando diferentes topologías de estado final experimentales, las cuales corresponden a combinaciones específicas de un modo de producción y un canal de desintegración. Por ejemplo, el modo de producción WH con el modo de desintegración $H \to WW$ sólo es sensible al acoplamiento HWW. Por otra parte, el modo de producción ggF y los característicos *loops* del canal de desintegración $H \to \gamma\gamma$ dan una interpretación de los acoplamientos menos directo con respecto al otro canal. En principio, partículas no masivas podrían estar contribuyendo en esos *loops* distorsionando los acoplamientos efectivos a gluones y fotones.

3.5.1. Perspectivas de futuro

A corto plazo en el futuro, el CERN espera operar el *Run* II del LHC hasta el 2018 y el *Run* III en 2019-2021. *Run* II está diseñado para entregar $\sim 100 fb^{-1}$ en $\sqrt{s} = 13-14\,TeV$, mientras que el *Run* III está diseñado para entregar $\sim 300 fb^{-1}$ en $\sqrt{s} = 14\,TeV$. A largo plazo, el CERN planea aumentar aún más la luminosidad instantánea del LHC, previsiblemente pasará a denominarse *High Luminosity LHC* (**HL-LHC**) y se espera que comience a funcionar en 2023 y a una luminosidad instantánea de $\sim 3000 fb^{-1}$ con energía en centro de masas de $\sqrt{s} = 14\,TeV$.

Otro de los posibles escenarios que tiene el LHC en el futuro es actualizar su energía de centro de masas a $\sqrt{33}\,TeV$ el denominado *High Energy LHC* (**HE-LHC**). Otra de las vías de desarrollo a largo plazo es la de construir un túnel de 100 km de longitud debajo de Ginebra para albergar un colisionador de $\sqrt{s} = 1TeV$ de e^+e^- (TLEP), y luego un colisionador de $\sqrt{s} = 100\,TeV$ protón-protón. Existen otras vías de colisionadores que la comunidad científica está estudiando para la física de partículas.

En el HL-LHC debería de ser posible medir la producción de $diHiggs$, la cual daría una primera medición directa de la intensidad del acoplamiento de Higgs, λ, consigo mismo. Esto podría resultar de suma importancia para una mayor y mejor comprensión de la estabilidad del vacío, concretamente de la metaestabilidad del vacío. Una medición de la producción de $triHiggs$ permitiría medir o estimar el término final de Higgs en el Lagrangiano, aunque tiene una sección eficaz extremadamente pequeña.

El descubrimiento del bosón de Higgs ha iniciado una nueva era en la física de alta energía. Además de confirmar el mecanismo de Higgs de la ruptura de la simetría *electroweak* y la generación de fermiones a través de los acoplos de Yukawa, al tiempo que parece dejar el Modelo Estándar intacto y autoconsistente. Sin embargo, el descubrimiento del Higgs presenta oportunidades interesantes para investigar en modelos de nueva física.

APARTADO 4

Medida de sección eficaz W^+W^-

"After half a century of searching, it is exhilarating to piece together the Higgs puzzle, standing on the shoulders of giants, both those who built the experiments and those who carried out the Standard Model calculations"

Jim Olsen[1]

4.1. Medida de la sección eficaz

El estudio de la medida de una sección eficaz de producción de un determinado proceso es uno de los análisis más completos que se pueden realizar. En nuestro caso, el cálculo de la sección eficaz de producción de WW es una manera de comprobar los resultados obtenidos en nuestro análisis. La sección eficaz de producción más reciente que tenemos de WW a $\sqrt{s} = 13\,TeV$ [28] es a NNLO con correcciones de QCD es:

$$\sigma_{WW}^{NNLO} = 118.7\,^{+2.5\,\%}_{-2.2\,\%}\ pb \tag{4.1.1}$$

La sección eficaz de producción de WW se estima experimentalmente de la siguiente forma:

$$\sigma_{W^+W^-} = \frac{N_{Data} - N_{bkg}}{L \cdot \epsilon \cdot \mathcal{A} \cdot (3 \cdot BR(W \to \ell\overline{\nu}))^2} \tag{4.1.2}$$

[1]Profesor que actualmente está dirigiendo al Grupo de Análisis de Higgs en CMS.

Donde:

- N_{Data} Es el número de sucesos de datos (los datos reales que toma el detector) que han superado la selección que aplicamos.

- N_{bkg} Es el número total de sucesos estimados de todos los procesos que constituyen el fondo y que han superado la selección.

- L Es la luminosidad integrada al periodo de tiempo total en el cual se haya tenido lugar la toma de datos (como se explicó anteriormente) y tiene unidades de inverso de área.

- ϵ Parámetro que denota eficiencia, es decir, el cociente entre el numero final de sucesos de WW tras la selección y el número de sucesos iniciales simulados. Es una medida a través de un parámetro de una forma de tener en cuenta el efecto de la selección aplicada sobre la señal. Esta eficiencia tiene que tener en cuenta todos los procesos posibles que generan WW y la eficiencia total será una suma pesada de los procesos. Donde el peso proviene de la sección eficaz teórica.
  Los procesos son $q\overline{q} \to WW$ y $gg \to WW$ y la eficiencia total será pesando el 97 % y el 3 % secciones de los dos procesos respectivamente.

- $BR(W \to \ell\overline{\nu})$ Denominado *branching ratio* es la fracción de desintegración de un bosón W a un leptón y un neutrino en promedio[2]. Tiene un valor de 10.80 ± 0.09 % [29]. Si no tuviéramos en cuenta este término, se estaría calculando la fracción de sección eficaz únicamente de $W \to \ell\nu$ y buscamos calcular la sección eficaz de producción WW total.

- $\mathcal{A}$ Parámetro que denota aceptancia, es decir, se trata del valor que rige el comportamiento de qué hay sucesos que no se van a poder medir.

También tenemos que hablar de incertidumbres en la medida de la sección eficaz, se calcula del siguiente modo:

$$\Delta\sigma_{WW} = \Delta\sigma(stats) \oplus \Delta\sigma(syst) \oplus \Delta\sigma(lumi) =$$

$$= \frac{\sqrt{N_{Data}}}{\mathcal{L}_{int} \cdot \epsilon \cdot \mathcal{A}} \oplus \left(\frac{\Delta N_{bkg}}{\mathcal{L}_{int} \cdot \epsilon \cdot \mathcal{A}} \oplus \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}\sigma \right) \oplus \frac{\Delta\mathcal{L}_{int}}{\mathcal{L}_{int}}\sigma \oplus \frac{\Delta\mathcal{A}}{\mathcal{A}}\sigma \tag{4.1.3}$$

[2]En promedio entendemos como la media de la fracción de desintegración de $W \to \ell_e\overline{\nu}_e$, $W \to \ell_\mu\overline{\nu}_\mu$ y $W \to \ell_\tau\overline{\nu}_\tau$

donde $\Delta\sigma(stats)$, $\Delta\sigma(syst)$ y $\Delta\sigma(lumi)$ son las contribuciones de la incertidumbre estadística, sistemática y asociada a la luminosidad respectivamente. Luego tenemos ΔN_{bkg} es la incertidumbre de la estimación del fondo, $\Delta\epsilon$ es la incertidumbre de la eficiencia de la señal, $\Delta\mathcal{L}_{int}$ es la incertidumbre del valor de la luminosidad y $\Delta\mathcal{A}$ es la incertidumbre de la estimación de la aceptancia. Todas las incertidumbres se estiman independientemente y con factores de escala denominados factores de corrección cuya explicación teórica se sale del marco de este trabajo.

Resumida la teoría tras el cálculo de una sección eficaz de producción se irán viendo en las siguientes secciones los elementos necesarios para calcularla. El cual es el objetivo del presente Apartado.

4.2. Muestras de datos y de Montecarlo

Disponemos de distintas muestras de datos correspondientes a mediciones experimentales en CMS durante el *Run II* de 2016. De acuerdo a la luminosidad integrada estamos en un valor de $L = 35870\,pb^{-1}$ a una energía de centro de masas de $\sqrt{s} = 13\,TeV$. Además disponemos de muestras separadas en canales según la combinación de leptones, a saber ee, $e\mu$, $\mu\mu$. Esto puede hacerse porque en el LHC los análisis de resultados se pueden clasificar en función del número de leptones observados en el estado final. En este caso nos interesan electrones y muones, así que abusando de lenguaje hablaremos de leptones siempre refiriéndonos a esas dos partículas[3].

Proceso	**Sucesos**	$\boldsymbol{\sigma\,(pb)}$	**Escala a 1** $\boldsymbol{fb^{-1}}$	**Generador**
$t\bar{t}$	77229341	831.76	0.01077	Powheg + Pythia
tW	6952830	35.6	0.00512	Powheg + Pythia
$\bar{t}W$	6933094	35.6	0.00513	Powheg + Pythia
$ZZ \to 4\ell$	998034	16.523	0.01655	Pythia
$WZ \to \ell\nu\ell\ell$	2995828	47.13	0.015731	Pythia
$Z/\gamma^* \to \ell^+\ell^-$ $(m_{\ell\ell} < 50\,GeV)$	35291566	22635.09	0.6413739	MadGraph[4] + Pythia
$Z/\gamma^* \to \ell^+\ell^-$ $(m_{\ell\ell} > 50\,GeV)$	49144274	6025.2	0.1226022	MadGraph + Pythia
$W + jets \to \ell\nu$	29705748	61526.7	2.0712052	MadGraph + Pythia
$ttW\,(W \to \ell\nu)$	3120397	0.2043	0.00006547	aMCatNLO + Pythia
$ttZ\,(Z \to qq)$	749400	0.5297	0.000706	aMCatNLO + Pythia
$ttW\,(W \to qq)$	833298	0.4062	0.000487	aMCatNLO + Pythia

Tabla 4.1: Muestras de Montecarlo empleadas para el fondo con su respectivo generador.

[3]Se hace así porque los τ se desintegran antes de ser detectados y no entrarían en el computo de leptones que busco.

Proceso	**Sucesos**	$\boldsymbol{\sigma}$ **(pb)**	**Escala a 1** $\boldsymbol{fb^{-1}}$	**Generador**
$q\bar{q} \to WW \to \ell\ell\nu\nu$	994012	115	0.11569	Pythia
$gg \to WW \to \ell\ell\nu\nu$	500000	0.5905	0.001181	MCFM

Tabla 4.2: Muestras de Montecarlo empleadas para la señal.

Muestras de datos	**Sucesos**	**Luminosidad**
SingleMuon	738586023.6	$35.87 fb^{-1}$
SingleElectron	962131473	$35.87 fb^{-1}$
MuonEG	173228422	$35.87 fb^{-1}$
DoubleMuon	287057183	$35.87 fb^{-1}$
DoubleEG	492684873	$35.87 fb^{-1}$

Tabla 4.3: Muestras de datos empleadas en el análisis.

Las muestras de datos empleadas en el análisis de todo este trabajo son las contenidas en la Tabla 4.3. El caso ideal es en el cual las simulaciones de Montecarlo reproduzcan correctamente la forma de la distribución de las variables de las partículas. De otro modo, se busca que el Montecarlo reproduzca a la perfección los datos. Por ello se buscan y se perfeccionan generadores, como los que se nombran en las para las distintas muestras en Tablas 4.1 y 4.2, conformados por distintos algoritmos matemáticos. Estos generadores realizan simulaciones de MC, pero estas no siempre reproducen las cantidades o probabilidades de cada valor.

Se debe entender a las simulaciones de MC, como ocurre en otras ramas de la física, el equivalente a los modelos teóricos. Todos los datos medidos sirven directamente para comparar, mejorar y contrastar la teoría.

De modo simple y entre otras muchas formas, se emplean regiones de control (se verán más adelante), donde la simulación de MC de los fondos se comprueba que ajuste bien a los datos. A ser posible se realiza en regiones donde no haya o haya muy poca señal y se comprueba que los fondos de la misma reproduzcan los datos. En estas regiones se obtienen de los datos las correcciones necesarias para que la simulación los reproduzca fidedigneamente, esto se denomina factores de escala o SFs.

[4]El generador MadSpin está en todas las muestras con MadGraph y aMCatNLO. Se trata de un generador de MC que contempla las correlaciones de spin, las cuales afectarán a la variable $\Delta\phi_{ll}$ que se usará en el Apartado siguiente en la observación de $H \to WW^*$.

Estos SFs se aplicarán a las regiones de interés de la búsqueda de señal. En regiones de control donde se conocen muy bien los datos y tras calibrar con los MC, se extienden estos SFs a regiones del espectro a masas más altas, menos estudiadas u otras regiones donde previamente no se conoce cual es el resultado. Tras estas correcciones la simulación resulta suficientemente correcta. Lo normal es que algunos de los fondos tengan que ser corregidos mediante SFs, ya que aunque la forma de su distribución sea la correcta y esperada, el número de sucesos simulados no encaja con el número de datos medidos.

Además lo general es adoptar un tipo de método *data-driven* el cual consiste en estimar el fondo a partir de los datos en la medida de lo posible, porque la simulación no permite estimar correctamente (no se conoce o habría que simular miles de millones de sucesos lo cual no es posible). Para este análisis, esto se da para procesos de Drell-Yan y $W+jets$.

En el primer caso se corrige la simulación a través de esos SFs y en el segundo caso directamente se obtiene la predicción a través de los datos. La incertidumbre en los SFs se propaga a la eficiencia del *trigger* y a la reconstrucción, aislamiento e identificación de los leptones lo que provoca una incertidumbre en la medida.

4.3. Clasificaciones de sucesos

Debido a la influencia de Drell-Yan como fondo, la primera de las clasificaciones que se hacen es distinguir el *sabor*[5] de los dos leptones. Es decir, los sucesos se separan según el *sabor* de los dos leptones detectados; por un lado tendremos leptones con el mismo sabor ee y $\mu\mu$ (*same flavour* o **SF**) y por otro lado tendremos aquellas parejas de leptones con distinto sabor $e\mu$ y μe (*opposite flavour* o **OF**). En principio de acuerdo a la notación, el primer leptón siempre será el más energético y es por ello que $e\mu$ y μe no son el mismo caso.

A su vez, los leptones se clasifican de acuerdo al signo de la carga eléctrica. Hablamos de *same-sign* o (**SS**) cuando ambos leptones poseen la misma carga y de *opposite-sign* o (**OS**) cuando poseen signos de carga opuestos.

[5]El término "sabor" fue acuñado para su uso en el modelo de quarks de 1968. Según el modelo estándar de la física de partículas, se denomina sabor al atributo que distingue a cada uno de los seis quarks y aplicado a los leptones se pueden asignar seis números cuánticos con sabores: número electrón, número muon, número tau y los correspondientes números de los neutrinos. Se cuenta que se incluyó a este número cuántico de camino a un almuerzo entre Murray Gell-Mann y Harald Fritzsch cuando paseaban por una tienda de helados de *Baskin Robbins* y vieron un anuncio de sus 31 sabores.

Debido a la influencia del fondo de *top*, los sucesos también se clasifican dependiendo del número de jets, con p_T suficiente, presentes en el estado final. Es decir, sucesos con 0 jets, 1 jets, 2 jets, etc. Habitualmente se referencia al número de jets con la variable *njets* la cual si vemos representada en un histograma observamos que nos referimos al "bin de n jets" cuando pedimos que nuestro suceso tenga un número de jets concreto.

Finalmente, se puede hacer una clasificación con el número de b jets que se tienen por suceso, de forma análoga se tendrá un "bin de n b jets".

4.4. Selección de objetos

Para los muones se impondrán en el análisis ciertos criterios de calidad que aseguren que los muones reconstruidos provienen del vértice primario de la colisión y que podemos determinar con precisión su momento.

Para los electrones se aplicará una serie de criterios de selección basándose en la forma de las deposiciones de energía en el ECAL y la cantidad de energía depositada respecto al momento. Para discernir los procesos electrodébiles de otros procesos en los que intervienen fragmentaciones de quarks (como la desintegración del b), gluones, etc. Se requiere que los leptones estén aislados de otras partículas en particular, suficientemente alejados de jets. La MET como un objeto reconstruido con el PF, como se explicó anteriormente, se le aplica un mínimo de 20 GeV. Otro mínimo que se exige es en la masa invariante que deben tener los dos leptones, $m_{\ell\ell} > 12\ GeV$, con esto se suprimen resonancias a valores bajos de masa.

Se definen entonces los objetos que se van a emplear como:

Electrón	$p_T > 20\,GeV\ \eta < 2.4$
Muón	$p_T > 20\,GeV\ \eta < 2.4$
jets	$p_T > 30\,GeV$
b jets	$p_T > 20\,GeV$ b-tagging CSVv2
Energía faltante	$\not{E}_T > 20\,GeV$
Masa invariante	$m_{\ell\ell} > 12\,GeV$

Tabla 4.4: Resumen de la selección de objetos empleados.

4.4.1. Eficiencias de b-tagging a $\sqrt{s} = 13 TeV$

La identificación de los jets originarios en quarks b ($b-tagging$) es un elemento clave de muchos análisis de física en el LHC. Concretamente para todos aquellos procesos físicos que tengan en el estado final un jet de alto momento proveniente de un quark b, por ejemplo $H \to b\bar{b}$, o para usados para vetar procesos fondo de *top* como es en este análisis.

La división de medida de jets para el cálculo de eficiencias suele ser en; provenientes de un quark b (por su importancia física), provenientes de un quark c (pueden ser confundidos con quarks b y conviene distinguirlos del resto) y provenientes de quarks ligeros (*light* quarks u, d, s y aquí se incluyen gluones).

La eficiencia de $b-tagging$ provee la proporción de jets que se identifican b jets y los que realmente son provenientes de quarks b. La eficiencia de *b-tagging* para jets que provienen de un quark que no sea un b se denomina *mis tag* y se trata de la proporción de jets que no provienen de quarks b y que se etiquetan como que sí proviniesen de uno.

Existen varios algoritmos para $b-tagging$ que han sido desarrollados por el experimento de CMS para identificar jets provenientes de quarks b con una eficiencia típica entre el 40 % y 70 %, manteniendo la tasa de jets provenientes de quarks ligeros (*light* quarks u, d, s y g) mal identificados entre 0,1 % y 10 %. El paso siguiente y un paso importante, para poder utilizar estas herramientas en el análisis de la física de partículas, es la determinación de la eficiencia para etiquetar b jets.

Los coeficientes de la eficiencia de $b-tagging$ de este análisis se presenta en función del momento transversal del jet (p_T) y en el ángulo que conforma con el eje principal del detector (η) en las siguientes Figuras. Se ha calculado como la proporción de jets que identificamos como provenientes de un quark b y que realmente son provenientes de un b, para ello se emplea la eficiencia real de los datos, calculada con la medida de los datos por CMS. Por otro lado, se tienen la simulaciones de MC de las muestras intentando reproducir los datos. Las eficiencias pueden calcularse por otros procedimientos como puede verse en [30], artículo que se ha consultado como base de esta subsección.

Pero es imposible tener todos efectos que afectan a los datos con todo detalle en el MC, se deben corregir estos efectos. En el caso que nos afecta, el $b-tagging$ no logra por completo reproducirlo y se hace necesario calcular las eficiencias en MC, con la muestra $t\bar{t}$, y compararlas con las proporcionadas por CMS de los datos reales. Las eficiencias de $b-tagging$ en MC se presentan, divididas en regiones, en cada una de los histogramas bidimensionales de las Figuras 4.4.1, 4.4.2 y 4.4.3.

Para el $b-tagging$, la identificación de jets provenientes de un quark b, se usa el algoritmo CSVv2 [36], el cual posee una variable discriminatoria con valores entre cero y uno, cero si es un jet que seguro no proviene de un quark b y que proviene de cualquier otra partícula que no sea un b. Uno si seguro proviene de un quark b, todos los valores intermedios se corresponden con casos entremezclados de identificación de donde proviene el jet (más cercano a uno será de un b y más cercano a cero no vendrá de un b). En nuestro trabajo, situamos el valor de corte en 0.5426 y trabajamos con todos los jets que cumplan el requisito > 0.5426.

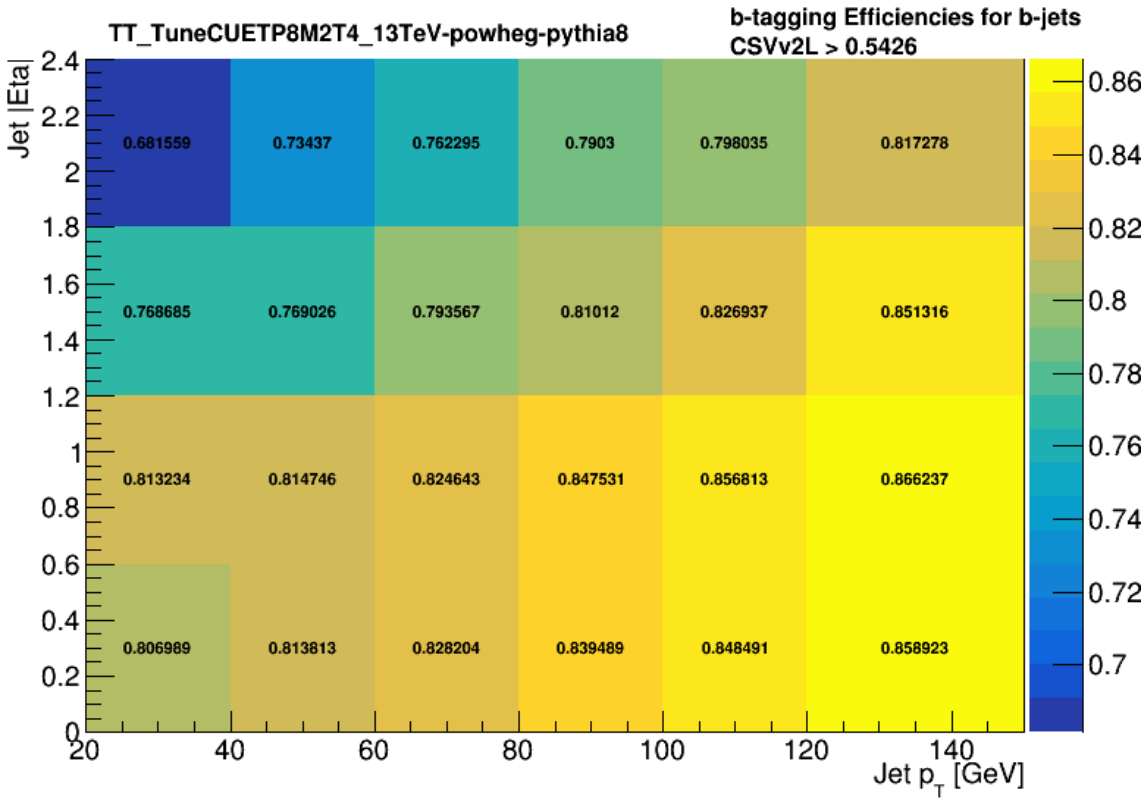


Figura 4.4.1: Eficiencias de $b-tagging$ para b jets.

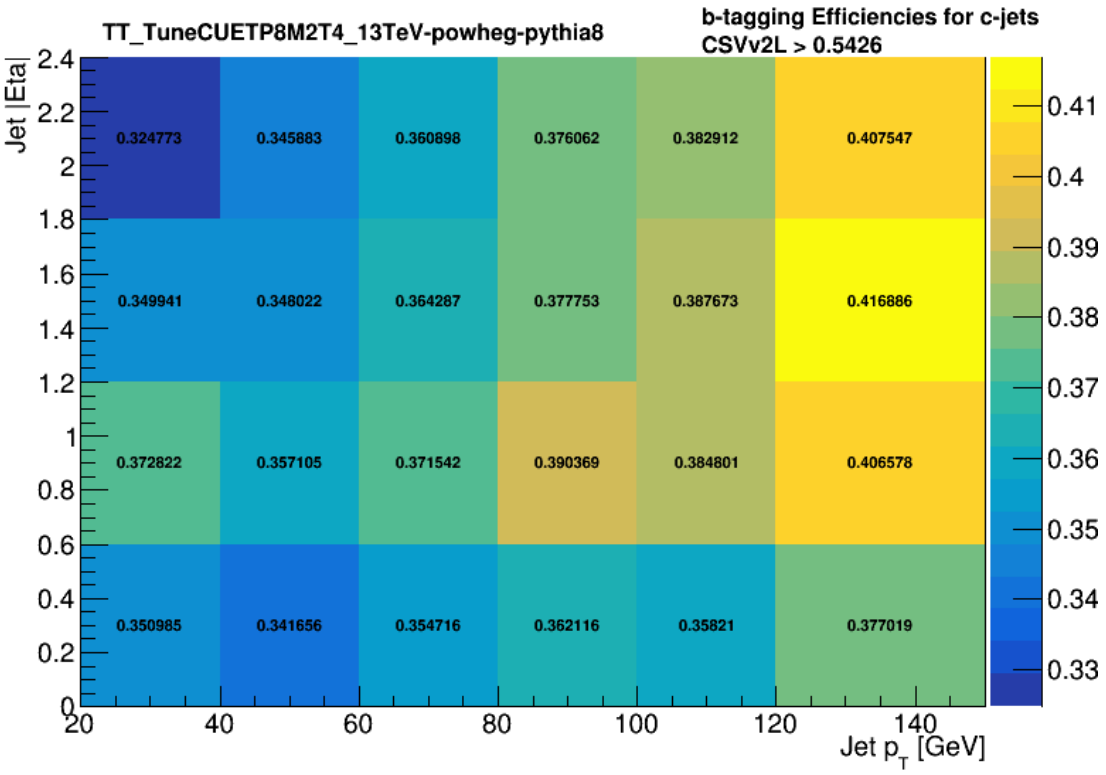


Figura 4.4.2: Eficiencias de $b-tagging$ para c jets.

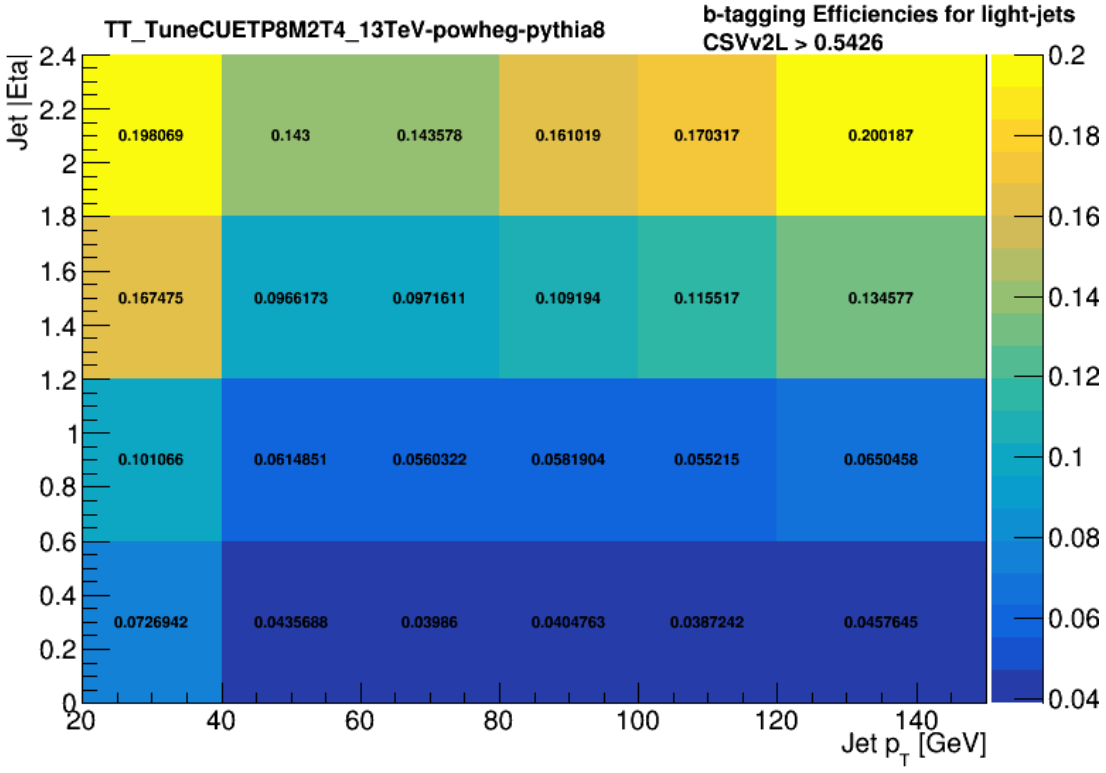


Figura 4.4.3: Eficiencias de $b-tagging$ para *light* jets.

4.5. Selección de sucesos

En este análisis la selección fundamental de sucesos es que se selecciona en el canal OF de $e\mu$ en OS de acuerdo al estado final que se va buscando, para 0 jet y 1 jet con cero b jets.

OF $\Rightarrow e\mu$
OS $\Rightarrow q_{\ell_1} \cdot q_{\ell_2} < 0$
$p_T^{\ell_1} > 20\ [GeV]$ $\quad p_T^{\ell_2} > 20\ [GeV]$
$PFE_T^{miss} > 20\ [GeV]$
$m_{\ell\ell} > 12\ [GeV]$
Veto leptones adicionales ($p_T^{\ell} > 10\ [GeV]$)
$p_T^{\ell\ell} > 30\ [GeV]$
Veto b jets ($nbjets = 0$)
Para 0 jets y 1 jet

Tabla 4.5: Resumen de la selección de sucesos y de objetos del análisis.

Una vez vistas las secciones anteriores mostramos a continuación los criterios correspondientes a la selección de sucesos cuyo objetivo fundamental es disminuir el fondo que nos afecta a la señal WW. Este fondo, que incluye todos los procesos anteriormente descritos y otros procesos del SM, se reduce drásticamente al aplicar los siguientes criterios de selección que se muestran en la Tabla 4.5 incluyendo la selección de objetos anterior (parte superior de la tabla).

A la primera selección de sucesos la denominaremos "selección base". A continuación se presentará una breve explicación de cada criterio de selección posterior (con el orden mismo de la Tabla 4.5) y el porqué de su aplicación en el análisis justificándolo gráficamente. Todos los histogramas presentados en las Figuras de ahora en adelante presentarán variables físicas relevantes. Donde las muestras de datos tomados con 35.87 fb^{-1}, presentadas anteriormente, se representarán con puntos negros, mientras que las barras corresponden con el *stack* de los fondos según el código de colores que se presenta en la leyenda. También debajo de cada histograma se presenta el ratio entre datos y simulaciones el cual proporciona una idea del ajuste de datos/MC.

El fondo VV agrupa cualquier combinación posible de bosones vectoriales exceptuando el WW que se presenta a parte, es decir WZ o ZZ. En el fondo TTV incluye la combinación de quarks *top* con cualquiera combinación de bosón vectorial. En el último

bin de los histogramas, se agrupan los sucesos fuera del rango de la representación en su extremo derecho, conocido como *overflow*.

- **Veto a leptones**

  Se impone un veto al número de leptones exigiendo únicamente dos leptones en el estado final de signo opuesto. Reduciendo de primeras el fondo de los conocidos como *dibosones*, es decir, procesos con ZZ o WZ. Estos fondos tienen típicamente sucesos con más de dos leptones en el estado final.

- **Momento dileptónico transverso $p_T^{\ell\ell}$**

  El siguiente criterio de selección que se aplica es en la variable $p_T^{\ell\ell}$ cuyo objetivo principal es reducir el fondo de DY de manera drástica. Podemos observar lo en la siguiente Figura 4.5.1 tras exigir el veto de leptones adicionales y como casi todo el Drell-Yan se encuentra en la región delimitada por la línea verde discontinua.

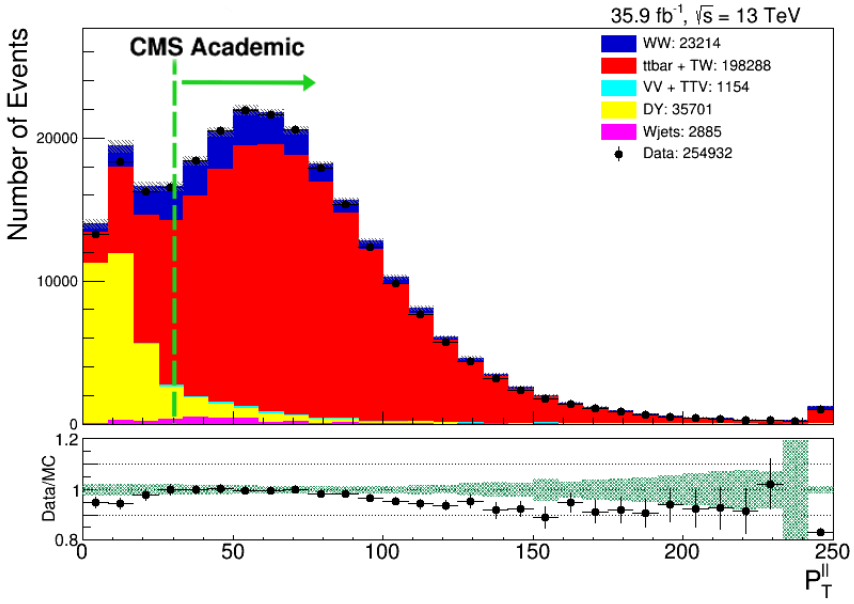
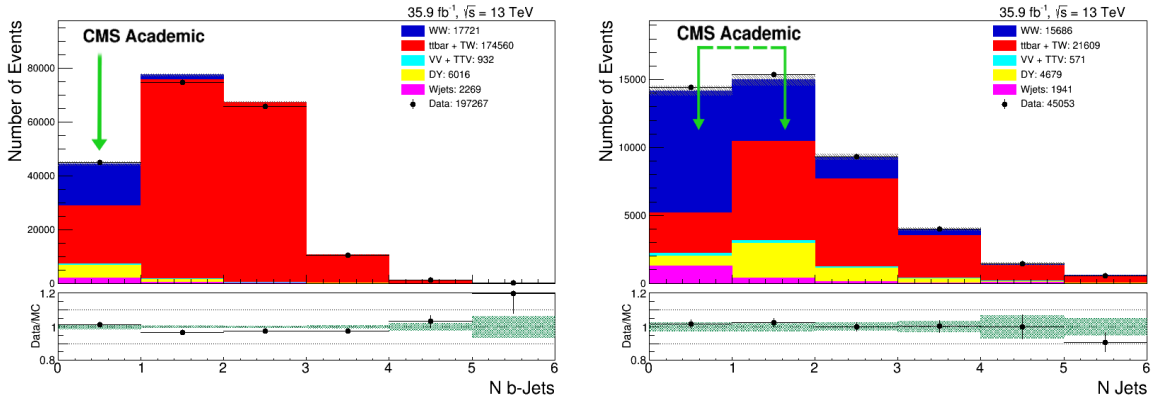


Figura 4.5.1: Representación del momento dileptónico transverso tras la selección *baseline* con la selección de $p_T^{\ell\ell} > 30\,GeV$ delimitada por la franja verde.

- **Veto b jets**

  Tras las selecciones anteriores el fondo que pasamos a tener es principalmente el de los procesos $t\bar{t}$. Se requiere que el suceso no posea ningún jet identificado como proveniente de un quark-b para reducir el fondo de quark *top* puesto que sabemos que el fondo $t\bar{t}$ tiene b jets. El $b-tagging$ usado es aplicando el algoritmo CSVv2 $b-tagger$ [36] con > 0.5426, y se ha usado para vetar los tagged jets con un

$p_T > 15\ GeV$. Puede observarse en la siguiente Figura 4.5.2a tras la selección en el $p_T^{\ell\ell}$ anterior.



(a) Número de b jets. **(b)** Número de jets.

Figura 4.5.2: A la izquierda el histograma del número de b jets tras la selección anterior en $p_T^{\ell\ell}$ y región de procesos con cero jets donde se encuentra mayoritariamente el WW. A la derecha el número de jets tras la selección anterior de b jets. Las regiones de estudio serán de procesos de cero y procesos de un jet.

- **División 0 jets y 1 jet**

  Se realiza una división en el análisis para el procesos cero jets y para procesos de un jet debido a que se tienen sucesos de señal WW en el bin de un jet que son relevantes. Como podemos observar en la Figura 4.5.2b tras la selección de procesos de cero b jets.

Como se puede ver tras todos estos criterios de selección se reduce de manera muy notable la contribución del los fondos asociado a procesos de DY y de *top*, los cuales eran mayoritarios.

No obstante, se sigue teniendo $t\bar{t}$ de forma considerable, este fondo es enormemente dependiente de la selección del número de jets que se requiera como podemos ver en la Figura 4.5.2b. En la selección de número de Jets mayor o igual que uno, los fondos $t\bar{t}$ y tW son considerables. En cambio en la selección común de trabajo es exigiendo cero jets, es decir, se requiere que no haya jets de ningún tipo en el estado final. En este análisis se presentarán las categorías de cero jets y un jets pero ninguno que se haya identificado como proveniente de quarks b.

Tras todas las selecciones aplicadas, como se verá en la sección de resultados, se consigue obtener una señal clara de WW que domina sobre los procesos fondo, cuando antes no lo hacía.

4.6. Estimación de fondos

Las regiones de control (**RC**) se obtienen generalmente invirtiendo alguna de las selecciones iniciales y en lugar de excluir un fondo se aumenta la presencia del mismo. Se buscan regiones en las cuales la señal sea despreciable y que sea todo fondo, normalmente regiones con procesos cuya física se conoce. Lo que se hace es testear en esa región de control con muestras de MC que se está reproduciendo y bien modelado con respecto a los datos reales. Existen algunos fondos en los cuales no se pueden evaluar regiones de control por su complejidad, como dibosones 3.4.4 o tW 3.4.4 y las cuales se estiman a partir del MC directamente (equivaldría a hacer un análisis para cada uno tal como el que aquí se presenta).

El fondo proveniente del *top* 3.4.2 y $Z/\gamma*$ 3.4.5 son inicialmente grandes, pero se suprimen fácilmente con criterios a nivel de selección de suceso. En general, estos fondos están bien modelados por el MC y por tanto se pueden emplear regiones de control, donde ese fondo sea mayoritario, que pueden obtenerse invirtiendo los criterios de nivel de suceso utilizados para suprimirlos inicialmente. Estas regiones de control se pueden utilizar para validar o corregir las predicciones de fondo MC.

El fondo del $W + jets$ 3.4.6 es un fondo instrumental que no posee el mismo estado final que nuestra señal pero que se reconstruye y modela mal con el MC, esto da lugar a estados similares a la señal con leptones que realmente no lo son, *fakes*. Requiere de un modelado exacto y preciso de la física del jet y es algo imposible que haga el MC con exactitud ya que QCD juega un papel muy importante en este fondo y no se modela bien procesos de QCD. Por lo tanto, es crítico que el fondo del $W + jets$ se mida directamente con los datos. El fondo de $W + jet$ contribuye poco en la selección base que se pide, pero no se reduce fácilmente por la selección del suceso a diferencia de los anteriores. Debido a esto, no es fácil definir una región de control de $W + jets$ utilizando criterios de selección de sucesos.

Finalmente el fondo di-bosones 3.4.4, el cual es el más fácil de hacer frente debido a que es pequeño y puede ser eficientemente suprimido por los criterios de selección de sucesos iniciales. En general, los procesos de di-bosones están bien modelados por MC. Sin embargo el proceso $W\gamma$ no suele estar bien reconstruido y no llega a ser suprimido por los criterios a nivel de suceso, es un proceso muy sensible a los efectos denominados producción de pares, donde uno de los leptones puede reconstruirse mal dando un estado final a la topología de la señal.

La determinación de los fondos de una manera exacta y precisa es uno de los aspectos más desafiantes de un análisis $WW \to \ell\nu\ell\nu$. El resto de esta subsección introduce y presenta las regiones de control de $t\bar{t}$ y *same-sign*.

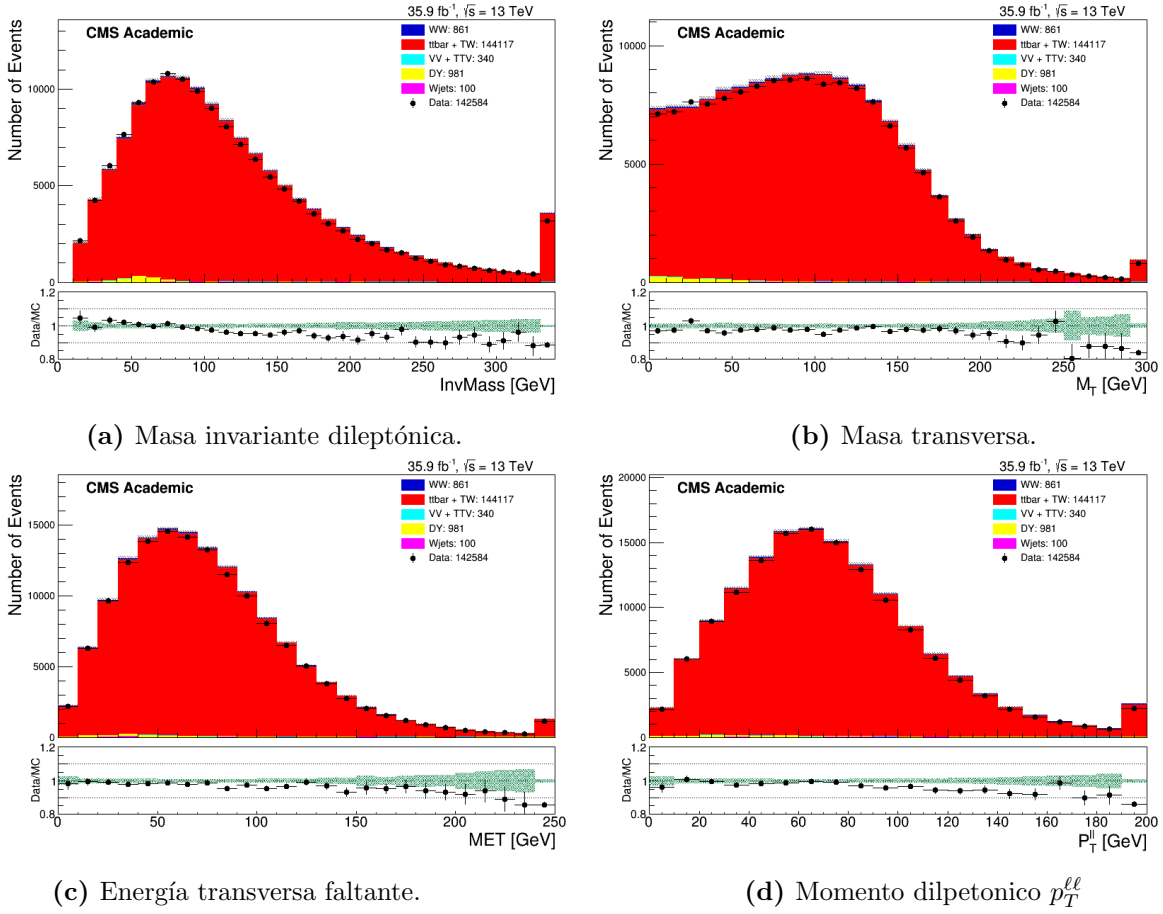
4.6.1. RC: fondo con quarks *top*

El fondo para WW de la producción de quarks *top* puede surgir cuando los jets asociados a los quarks b de estado final no se reconstruyen, cuando tienen un p_T entre los $20\,GeV$ y los $30\,GeV$ pero no son identificados como b jets o cuándo están en la región *forward* con $|\eta| > 2.4$. Se aplican correcciones al MC para mejorar la normalización general y el modelado de la eficiencia del veto b jets.

Las contribuciones principales y secundarias al fondo del quark *top* son los procesos $t\bar{t}$ y tW respectivamente. Estos fondos son irreducibles, ya que ambos exhiben el signo opuesto de los leptones y los mismos productos finales experimentales en p_T^{miss}. Esta topología del estado final resulta de la desintegración del *top*, BR $(t \to Wb) \approx 100\,\%$ (ocurriendo antes de la hadronización), seguido por la desintegración leptónica del bosón W.

Para estimar el fondo de procesos *top* se busca obtener la normalización del fondo a partir de la región de control y aplicarla en la región de señal a partir de un factor de escala (SFs). De este modo, se utiliza la estimación de fondo de *top* MC, con un factor de normalización para tener en cuenta cualquier mala MC modelización de la distribución de E_T^{miss}.

La conclusión a la región de control del *top* es que nuestro *framework* de trabajo modela adecuadamente y los datos se ajustan adecuadamente al MC.



(a) Masa invariante dileptónica.

(b) Masa transversa.

(c) Energía transversa faltante.

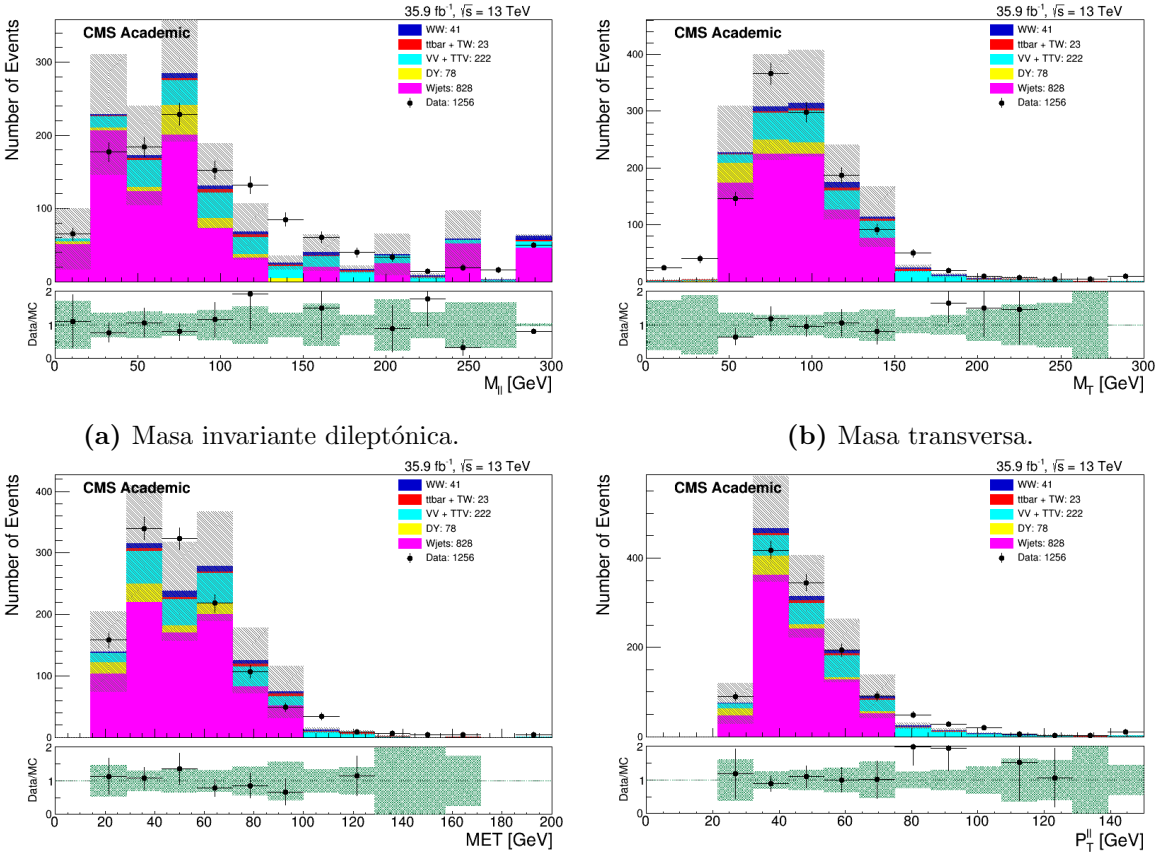
(d) Momento dilpetonico $p_T^{\ell\ell}$

Figura 4.6.1: Representación de variables cinemáticas y de interés en la selección de *top CR* con selección base de WW excepto el cambio en la selección de jets que se seleccionan sucesos con ≥ 2 jets y ≥ 1 b jet.

4.6.2. RC: *same − sign*

Al invertir únicamente la selección en el producto de las cargas de los leptones del estado final y pedir que tengan cargas iguales se obtiene la región de *same-sign*. Esta es importante para ver si los *fakes* se encuentran bien modelados. La región de control de *same-sign* tiene una fracción relativamente grande de sucesos de $W + jets$ en comparación al resto de fondos que se vuelven despreciables, particularmente a bajos valores de p_T como se puede observar en las Figuras de 4.6.2. En general, los datos de *same-sign* observados están bien modelados por las distintas predicciones de fondo dentro de las enormes incertidumbres estadísticas (en color gris). El fondo $W + jets$ se puede validar en sucesos con *same-sign* debido a que es una región donde es el fondo mayoritario. Debido al bajo número de sucesos en el MC es normal encontrar las siguientes gráficas 4.6.2. Se tiene que como en general el MC subestima la tasa de *fakes*, de ahí que se haya usado

datos para estimarlos. Debido a la alta sección eficaz de estos procesos, harían falta cantidades ingentes de sucesos simulados con MC para modelar adecuadamente estos fondos y aún así no estaríamos probablemente contemplando todo los efectos de detector presentes debido al carácter instrumental de este fondo y a la alta sección eficaz $\approx 61000pb$.



(a) Masa invariante dileptónica.

(b) Masa transversa.

(c) Energía transversa faltante.

(d) Momento dilpetónico $p_T^{\ell\ell}$

Figura 4.6.2: Representación de variables cinemáticas y de interés en la selección de *same-sign CR* con selección base de WW excepto el cambio en la selección del signo de los leptones para procesos de cero jets.

En los procesos del SM podemos dividirlos en dos de acuerdo a la carga de los dos leptones finales: SS o OS. Siendo muchísimo más mayoritario el caso de OS ya que hay muy pocos procesos con leptones reales que tengan el mismo signo. Lo que ocurre con los *fakes* de $W + jets$ es que no se tiene en principio una carga determinada por el lepton que proviene del W y los casos en los que el lepton *fake* tiene el mismo signo de carga u opuesto al que proviene del W se da el caso SS y en caso contrario el OS. La proporción entre que se de un caso u otro es la misma, dando al final que el SS original del SM que es muy pequeño tenga una proporción mayor debido al SS provocado por los leptones *fakes*. Por todo ello, $W + jets$ es dominante en *same-sign*.

4.7. Incertidumbres sistemáticas

Además de las incertidumbres estadísticas en el número observado de sucesos y el número esperado de sucesos, debido a los tamaños finitos en las muestras de MC, existen múltiples fuentes de incertidumbres sistemáticas.

4.7.1. Incertidumbres experimentales

Las incertidumbres experimentales surgen debido a las diferencias en el modelado de procesos (*pile-up*, condiciones en *Run* LHC, etc) o modelado del funcionamiento, rendimiento y/o comportamiento del detector. Particularmente en la eficiencia de la reconstrucción y la calibración de la energía de los objetos físicos. Las calibraciones del propio detector se traducen como incertidumbres en los datos entonces se utilizan MC que modelen bien los datos y que por tanto incluyan dichas incertidumbres.

- **Eficiencia de *trigger***

  Las eficiencias del *trigger* de leptones y sus incertidumbres se miden como una función de p_T y η usando el método de *tag-and-probe* sobre los sucesos de $Z \to \ell\ell$. Esto incluye la eficiencia de hacer coincidir o emparejar (*matching*) el *trigger* con el objeto lepton.

- **Eficiencia de reconstrucción de leptones**

  Las eficiencias de selección de leptones y sus incertidumbres se miden como una función de p_T y η usando el método *tag-and-probe* de los sucesos $Z \to \ell\ell$. Esta se realiza por separado para cada paso en la selección de leptones, es decir, reconstrucción, identificación, aislamiento y asociación primaria de vértices. CMS mide muy bien las energías de los leptones y por tanto no hay incertidumbre en la escala de energía, es irrelevante esa incertidumbre.

- **Escala de energía y resolución de jets**

  Cuando el detector mide la energía de los jets, típicamente se tienen que el punto medio de las distribuciones de MC y de esos datos recogidos no coinciden. Es entonces cuando se busca calibrar el MC sobre los datos y corregirlo, desplazándolo. La diferencia inicial entre distribuciones lleva asociada una incertidumbre que se denomina **JES** (*Jet Energy Scale*). La JES y su incertidumbre se miden generalmente durante la medición en función de p_T y η utilizando sucesos de dos jets. Además, se tiene

que las distribuciones de MC y datos no poseen típicamente la misma amplitud, de nuevo se corrige y calibra el MC sobre los datos. Dicha corrección se denomina **JER** (*Jet Energy Resolution*) y se calcula en función del p_T y de η de los jets. Además, las indeterminaciones en el marco de *pile-up* introduce a la JER nuevas incertidumbres a través de la sustracción de *pile-up*. Finalmente, el JER es afectado por incertidumbres en la composición del sabor del jet y la respuesta del detector a cada sabor.

- **Eficiencia de $b-tagging$ de jets**

  Para calcular esta eficiencia se ha tenido en cuenta el error de la estimación propagándose el error a las medidas tanto para jets provenientes de quarks b como de los provenientes de quarks ligeros. La propagación se realiza mediante la comparación de las eficiencias de los datos reales con las eficiencias de las muestras de MC, variando los valores de la simulación de acuerdo a los errores.

- ***Pile-up***

  Las simulaciones MC y los datos se ven afectados por el *pile-up* y se hace necesario calcular y saber como afecta a la incertidumbre de las medidas. La incertidumbre de *pile-up* proviene de una mala o incompleta reconstrucción de los vértices incluyendo las ineficiencias del detector en la determinación de cual es el vértice primario. Cuando chocan los protones de los *bunches* se dan tres procesos; *scattering* elástico, *scaterring* difractivo y *scattering* inelástico, siendo el más relevante el inelástico. El resto de procesos añaden ruido y generan incertidumbre en el detector que es también incertidumbre de *pile-up*.

4.7.2. Incertidumbres en la estimación de los fondos

Tras una estimación de los fondos, comparación de datos con las simulaciones de MC, tras observar las regiones de control y comprobar como el MC se ajusta a las medidas se asignan incertidumbres sistemáticas asignadas a los distintos fondos: Drell-Yan 10 %, $W + jets$ 30 %, Dibosones 30 %, tW 30 %, ttV 30 % donde V representa a un bosón vectorial y $t\bar{t}$ 10 %.

4.8. Resultados experimentales

En esta sección se presentan los resultados experimentales tras la realización completa del análisis WW; las Tablas del número de sucesos donde se observa el número final de los sucesos de cada simulación y de los datos, la tabla de errores sistemáticos tenidos en cuenta en el análisis y el resultado de la sección eficaz de producción de WW.

Fuente (0 jets)	**Número de sucesos**
W+jets	1298.05 ± 177.93 ± 389.42
Drell-Yan	721.89 ± 56.54 ± 108.28
VV	221.38 ± 13.60 ± 66.41
TTV	0.33 ± 0.12 ± 0.10
TW	1049.70 ± 19.86 ± 314.91
$t\bar{t}$	1901.39 ± 27.42 ± 190.14
Fondo Total	5192.75 ± 190.23 ± 550.55
Señal	8984.45 ± 48.24 ± 798.18
Datos observados	14421.00 ± 120.09

Tabla 4.6: Número de sucesos tras la selección final de WW (# ± *estadístico* ± *incertidumbre sistemática*) desglosados en fondos, señal y datos para procesos de cero jets. Con ratio (señal/fondo) de 1.7301.

Fuente (1 jet)	**Número de sucesos**
W+jets	411.95 ± 100.43 ± 123.58
Drell-Yan	2530.21 ± 144.40 ± 379.53
VV	209.64 ± 13.83 ± 62.89
TTV	2.01 ± 0.43 ± 0.60
TW	1806.63 ± 26.01 ± 541.99
$t\bar{t}$	5501.45 ± 46.54 ± 550.15
Fondo Total	10461.88 ± 184.32 ± 871.60
Señal	4514.08 ± 34.37 ± 1850.51
Datos observados	15343.00 ± 123.87

Tabla 4.7: Número de sucesos tras la selección final de WW (# ± *estadístico* ± *incertidumbre sistemática*) desglosados en fondos, señal y datos para procesos de un jet. Con ratio (señal/fondo) de 0.4314.

La sección eficaz de producción experimental de WW para sucesos de cero jets a $\sqrt{s} = 13\,TeV$ obtenida en este trabajo es:

$$\sigma_{WW}^{0jets} = 123.56 \pm 1.61\,(stat) \pm 13.82\,(syst) \pm 3.13\,(lumi)\,pb$$

$$\boxed{\sigma_{WW}^{0jets} = 123.56 \pm 14.27\,(total)\,pb}$$

La sección eficaz de producción experimental de WW para el sucesos de un jet a

$\sqrt{s} = 13\,TeV$ obtenida en este trabajo es:

$$\sigma_{WW}^{1jets} = 130.08 \pm 3.30\,(stat) \pm 28.64\,(syst) \pm 4.2\,(lumi)\,pb$$

$$\boxed{\sigma_{WW}^{1jets} = 130.08 \pm 29.13\,(total)\,pb}$$

La conclusión directa para las colisiones $pp \to WW$ de la sección eficaz es que se ha medido en el canal $WW \to \ell\nu\ell\nu$ usando $35.87 fb^{-1}$ en $\sqrt{s} = 13\,TeV$ con los datos de 2016 y el resultado obtenido es consistente con la predicción del SM 4.1.1 a NNLO expuesta anteriormente. También se debe comparar con las secciones eficaces experimentales medidas por ATLAS para dibosones como puede verse en la Figura 4.8.1 a continuación.

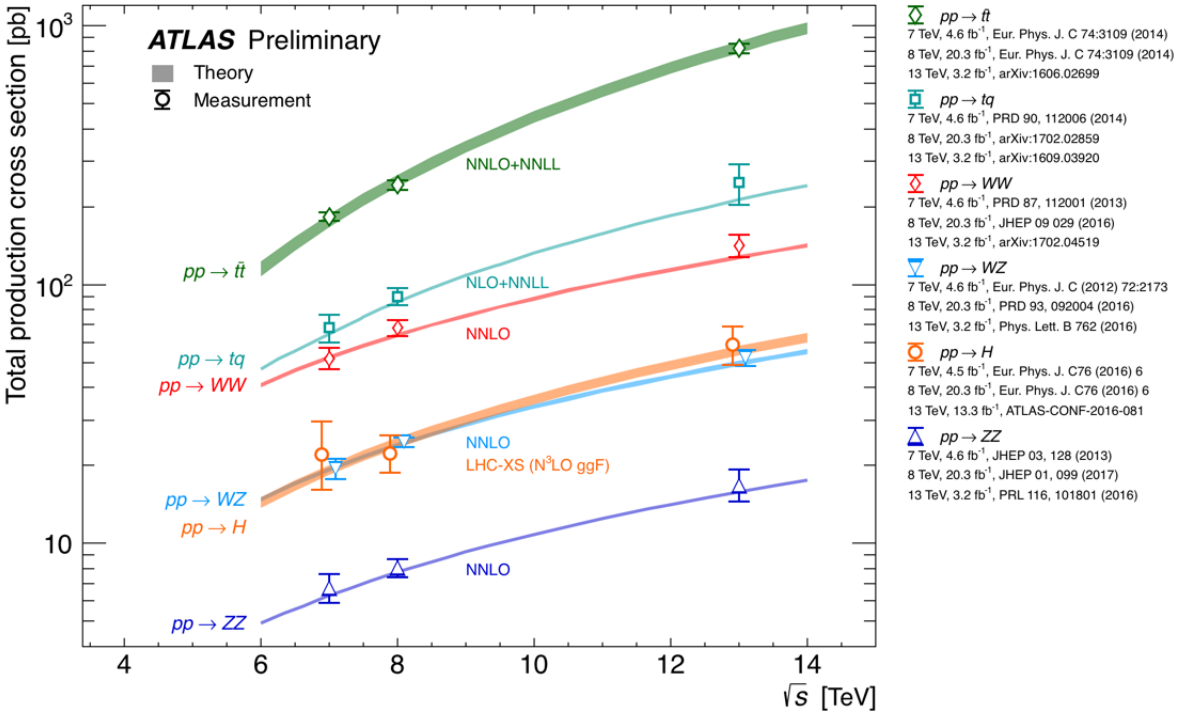


Figura 4.8.1: Representación de las secciones eficaces de producción de dibosones, Higgs, *single top* y $t\bar{t}$ para distintas energías en centro de masas del experimento ATLAS. (*ATLAS TWiki*).

Como puede verse, nuestra medida está en perfecta concordancia con la medida experimental de ATLAS para $\sqrt{s} = 13\,TeV$ con valor $\sigma_{WW}^{tot} 111.1 \pm 2.8\,pb$ a NNLO. Dado que la significancia de la diferencia sobre el error $c = \frac{|\sigma_a - \sigma_b|}{\sqrt{(\delta\sigma_a)^2 + (\delta\sigma_b)^2}}$ es igual 0.86, menor que uno lo que indica no hay diferencia estadisticamente significativa entre la medida de ATLAS y la medida de este trabajo σ_{WW}^{0jets}. Puede verse el estudio completo de ATLAS en [34].

A continuación se exponen las incertidumbres sistemáticas que se emplean en el análisis desglosadas en las Tablas 4.8 y 4.9 para sucesos con cero jets y un jet respectivamente. Además de las aquí expuestas existen otras fuentes de error (*renormalitation and factorization scales*, *pdf*, etc) que no se incluyen en este estudio pero se espera que contribuyan, es cierto que no en gran medida, a la incertidumbre total.

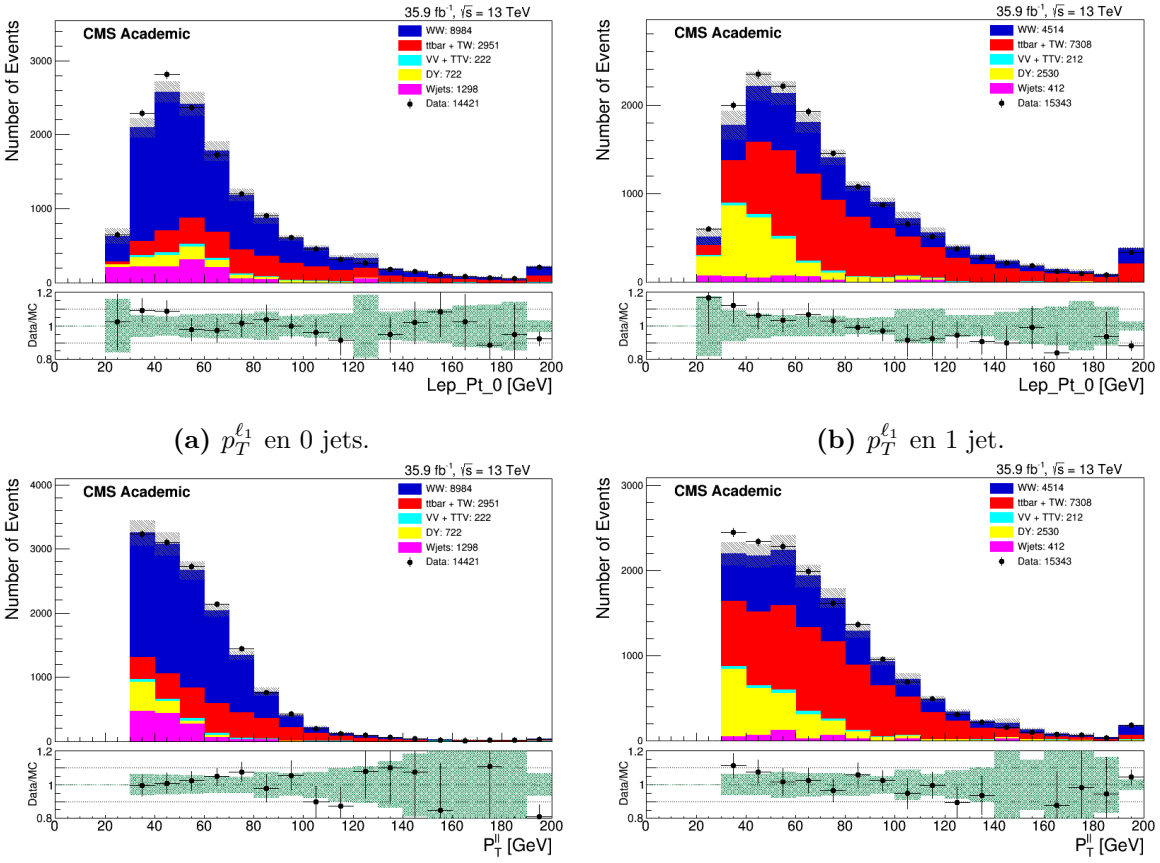
Fuente (0 jets)	**Delta sigma**	(%)
JES	3.93	3.18
Eficiencia $b-tagging$	0.04	0.03
Eficiencia $mis-tagging$	0.47	0.38
Pile-Up	2.05	1.66
Eficiencias Muones	0.45	0.37
Eficiencias Electrones	1.73	1.40
MC stat	0.66	0.53
NonWZ	5.21	4.22
Drell-Yan	1.45	1.17
Dibosons	0.89	0.72
ttV	0.00	0.00
tW	4.22	3.41
$t\bar{t}$	2.55	2.06
Total incertidumbres	13.82	11.19
Luminosidad integrada	3.13	2.53
Estadístico	1.61	1.30
Total	14.27	11.55

Tabla 4.8: Compendio de los valores sistemáticos y del porcentaje sobre la medida de la sección eficaz de producción para sucesos con cero jets.

Fuente (1 jet)	**Delta sigma**	(%)
JES	3.75	2.27
Eficiencia $b-tagging$	1.51	0.91
Eficiencia $mis-tagging$	3.57	2.16
Pile-Up	1.41	0.85
Eficiencias Muones	0.57	0.34
Eficiencias Electrones	2.35	1.42
MC stat	1.25	0.76
No-WZ	3.29	1.99
Drell-Yan	4.74	2.86
Dibosons	1.68	1.01
ttV	0.02	0.01
tW	14.55	8.79
$t\bar{t}$	14.66	8.86
Total incertidumbres	28.64	17.30
Luminosidad integrada	4.20	2.53
Estadístico	3.30	1.99
Total	29.13	17.60

Tabla 4.9: Compendio de los valores sistemáticos y del porcentaje sobre la medida de la sección eficaz de producción para sucesos con un jet.

Finalmente se presenta el resultado gráfico del análisis donde en las Figuras 4.8.2 y 4.8.3 se exponen las distribuciones en las variables más relevantes para el tratamiento de la señal WW. En esas Figuras 4.8.2 y 4.8.3 se pueden observar las características descritas durante todo el análisis de la señal WW. Puede verse como la distribución de la masa invariante, $m_{\ell\ell}$, presenta un comportamiento continuo desde los $12\,GeV$ hasta los $300\,GeV$. Otro hecho importante que hay que destacar es que se ve como la distribución de masa transversa m_T para la señal de WW es que se extiende desde un valor central hasta las colas.



(a) $p_T^{\ell_1}$ en 0 jets. **(b)** $p_T^{\ell_1}$ en 1 jet.

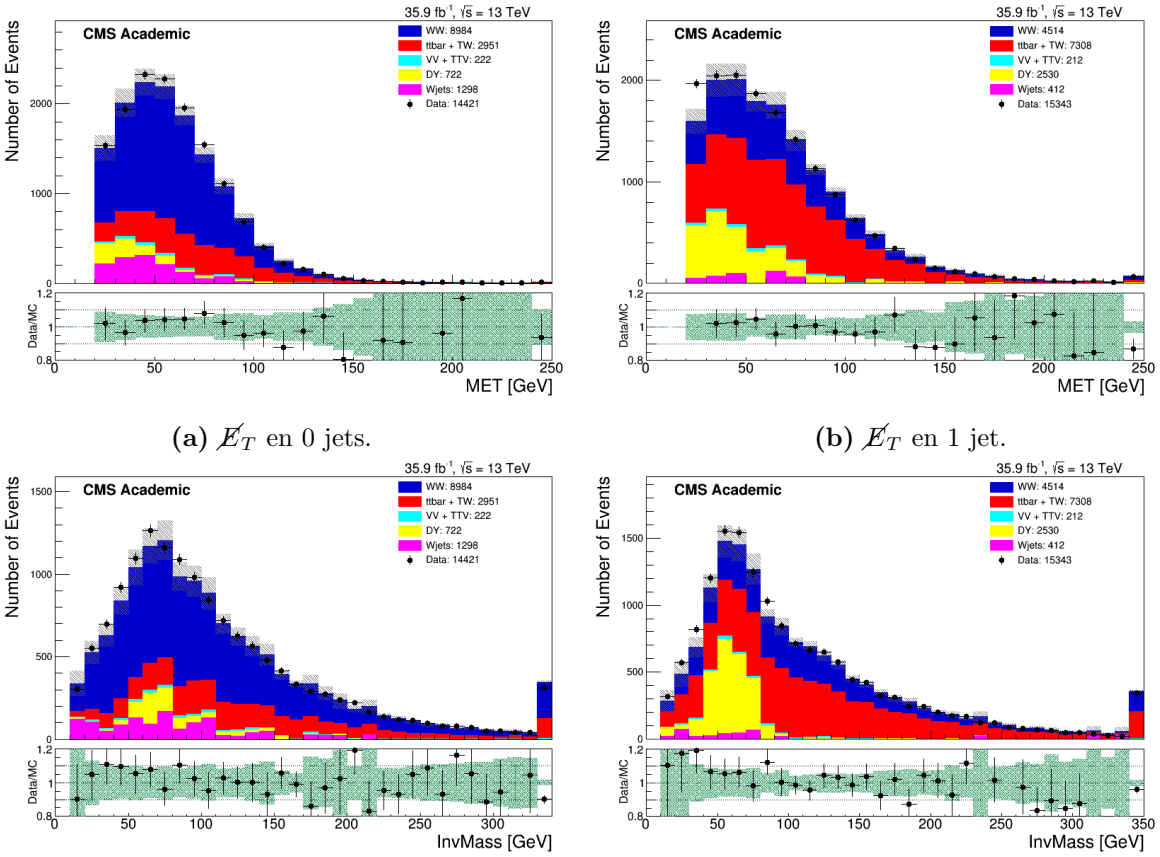
(c) $p_T^{\ell\ell}$ en 0 jets. **(d)** $p_T^{\ell\ell}$ en 1 jet.

Figura 4.8.2: Representación de variables cinemáticas de momentos en la selección final de WW con la división a izquierda de 0 jets y a la derecha con 1 jet. Arriba los momentos transversos individuales del leptón más energético y abajo el momento dileptónico transverso. En el último bin se encuentra el *overflow*.

En cuanto a las diferencias en la separación entre cero y un jets se observa algo físicamente completamente lógico y es que para procesos con un jet la contribución del fondo debido al quark *top* es mucho mayor. Esto se debe, como se explicó anteriormente, a que el *top* dileptónico aparece acompañado de al menos dos jets por lo que la capacidad de

reducir sucesos provenientes de *top* disminuye según aumenta el número de jets considerados en el estado final.

También en la separación de cero y un jet, se produce un aumento significativo de la contribución del fondo $Z + jets$ debido entre otras a la pérdida de energía que es mayor en procesos con un jet, y por ende los criterios de selección en ella no son tan efectivos como en la selección para cero jets.



(a) $\not{E}_T$ en 0 jets. **(b)** $\not{E}_T$ en 1 jet.

(c) $m_{\ell\ell}$ en 0 jets. **(d)** $m_{\ell\ell}$ en 1 jet.

Figura 4.8.3: Representación de variables cinemáticas de la energía faltante transversa y la masa invariante en la selección final de WW con la división a izquierda de 0 jets y a la derecha con 1 jet. En el último bin se encuentra el *overflow*.

Finalmente se observa un exceso de datos algo mayor para procesos con un jet que en procesos de cero jets. Cualquier exceso de datos conlleva un aumento de la sección eficaz experimental superior al valor teórico esperado. Por tanto, parece ser que en nuestra señal WW encontramos una dependencia en la sección eficaz con el número de jets como se ve en 4.8 y 4.8. Este hecho es lógico, debido a que es en procesos cero jets donde nuestra señal es máxima y por tanto dónde se tiene más sensibilidad dando una sección eficaz

más cercana a la real al contrario que en procesos con un jet, explicando el resultado que se obtiene. En este análisis se ha estudiado el estado final en procesos de dibosones WW, a su vez existen otros procesos físicos interesantes de estudio como por ejemplo la producción del bosón de Higgs cuando este se desintegra dado lugar a un par de bosones WW. Por tanto, todo el compendio de técnicas aprendidas y aplicadas hasta ahora serán directamente aplicables a este nuevo estudio $H \rightarrow WW^*$ como se verá en el siguiente Apartado.

APARTADO 5

Observación de la señal $H \rightarrow WW^*$

"I am quite surprised that it happened during my lifetime. It is nice to be right about something sometimes."

Peter Higgs[1]

5.1. Muestras de datos y de Montecarlo

Las muestras de datos medidos y las distintas muestras simuladas con Montecarlo para el análisis de $H \rightarrow WW^*$ en este Apartado son las mismas que para el proceso WW del Apartado anterior. El único cambio es que ahora se tiene en cuenta la muestra de MC que simula la producción de sucesos de señal Higgs que se añadirá a las otras muestras. Puede verse en la siguiente Tabla 5.1.

Proceso	**Sucesos**	$\boldsymbol{\sigma}$ **(pb)**	**Escala a 1** $\boldsymbol{fb^{-1}}$	**Generador**
$gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$	492200	0.1212075	0.0002462	Powheg + Pythia

Tabla 5.1: Muestra de Montecarlo empleada para la señal.

[1]Peter Higgs en el CERN cuando los científicos detectaron la partícula del bosón de Higgs en 2012.

5.2. Separación del fondo WW en la señal $H \to WW^*$

Todos lo discutido anteriormente son todos los antecedentes, preparatorios y estudios para la búsqueda de $H \to WW^* \to \ell\nu\ell\nu$. En la búsqueda de Higgs, se utiliza la selección de sucesos WW para suprimir todos los fondos presentados anteriormente, y las técnicas descritas en la sección anterior se utilizan para estimar su contribución residual. Además de estos fondos explicados antes, en concreto el continuo de producción del WW es un fondo significativo en la búsqueda de Higgs. La producción de dibosones WW es el fondo dominante después de la selección de sucesos para WW como podemos ver en la Figura 5.2.1 donde se muestra la distribución de la masa invariante tras la selección de WW, incluyendo la distribución esperada del Higgs. Como se puede ver la señal $H \to WW^*$ es empequeñecida por la producción WW haciendo que en el histograma, la contribución del proceso $H \to WW^*$ sea algo inapreciable. Es evidente que el pilar fundamental para tener sensibilidad en la búsqueda de $H \to WW^* \to \ell\nu\ell\nu$ es suprimir en la medida de lo posible el fondo $WW \to \ell\nu\ell\nu$.

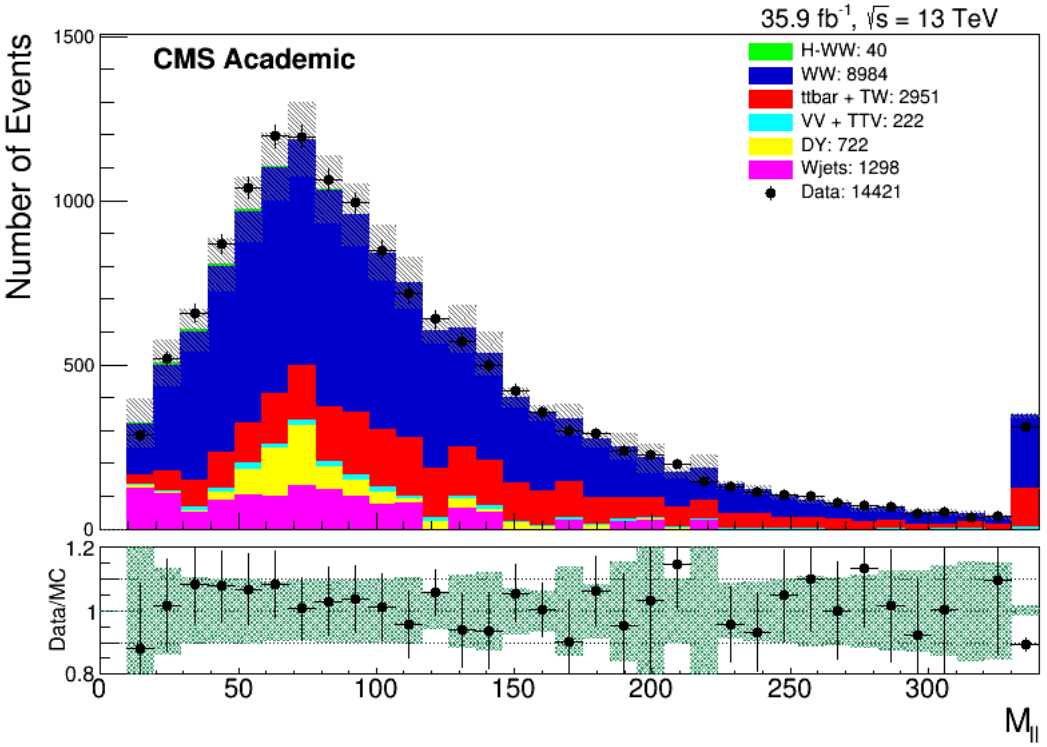


Figura 5.2.1: Distribución de la masa invariante, $m_{\ell\ell}$, dileptónica incluyendo la señal $H \to WW^*$ con la selección final de WW.

El principal medio de separar la producción de WW de la producción de $H \to WW^*$ proviene de la naturaleza de spin cero del bosón de Higgs. Se ha predicho como se men-

cionó al inicio del trabajo que el bosón de Higgs es una partícula spin cero y además, como también se mencionó, los bosones W tienen spin uno. Por tanto, en la desintegración $H \to WW^*$, los spins de los bosones W deben estar alineados de forma opuesta para conservar el momento angular. Esta información, los spines de los W alineados de forma opuesta, se conserva en los productos de la desintegración de un W.

Esto se ilustra esquemáticamente en la Figura 5.2.2. En dicha Figura se muestra la cadena de desintegración de $H \to WW^* \to \ell\nu\ell\nu$ para dos posibles orientaciones de los spines de los bosones W. Las flechas rojas indican la dirección de los productos de la descomposición en el marco de los productos de la desintegración del Higgs. Por otro lado, las flechas negras discontinuas indican la dirección de la componente del spin a lo largo de la dirección de los productos finales de la desintegración de Higgs.

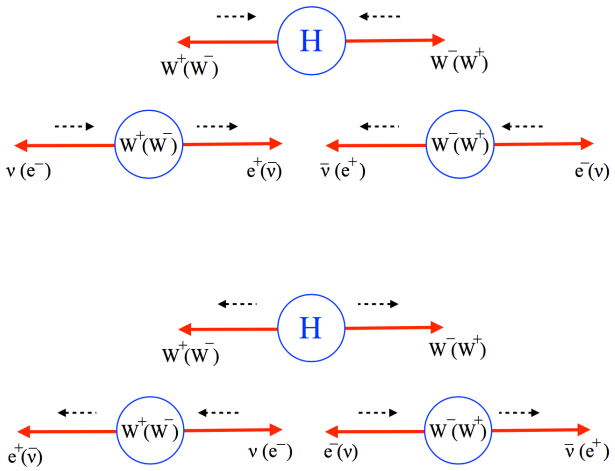


Figura 5.2.2: Diagrama esquemático que ilustra la correlación en la dirección del leptón que resulta de la naturaleza spin cero del Higgs y la paridad que viola por las desintegraciones por interacción débil de los W. Se muestran dos desintegraciones de Higgs, con diferentes orientaciones de spin de los bosones W.

Cuando los bosones W se descomponen en leptones, las partículas del tipo de materia, ℓ^- y ν, emergen en la dirección contra del spin de W, mientras que las partículas de tipo anti-materia, ℓ^+ y $\bar{\nu}$, emergen en la dirección a lo largo del spin del W. Como resultado, las direcciones de los leptones cargados están correlacionadas, y a su vez los leptones cargados emergen de las desintegraciones W en la misma dirección. Las direcciones de los neutrinos están correlacionadas de una manera similar. Esta correlación produce un estado final en el que el ángulo entre los leptones es menor en promedio que para la producción continua del WW. Lo que se conoce como correlaciones de spin.

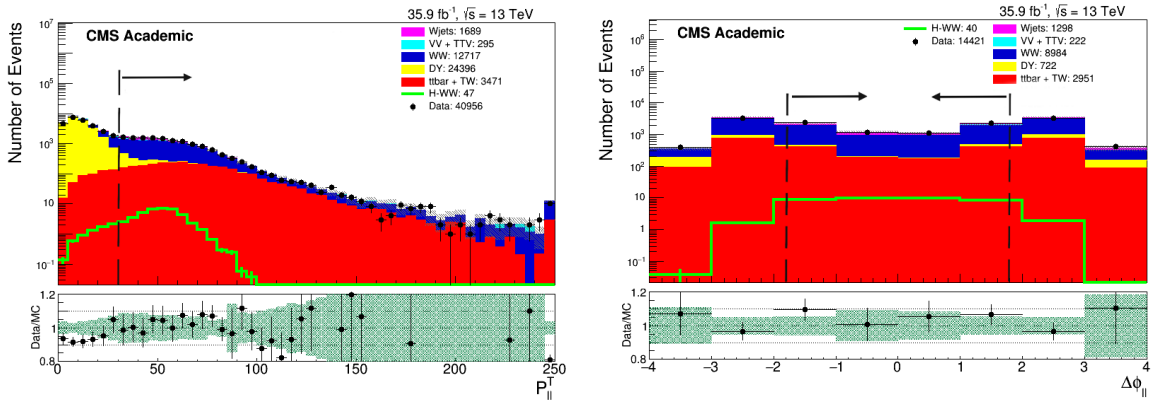
Para las masas del bosón de Higgs inferiores a $2 \cdot m_W$ se tiene que destacar otra característica entre WW y el $H \to WW^*$ y es otra diferencia cinemática en el momento transversal del leptón más "blando". Como la masa de Higgs es inferior a $2 \cdot m_W$, uno de los bosones W participantes en la desintegración de Higgs será *off-shell*[2].

Los leptones producidos de estos bosones W *off-shell* tienden a tener un momento transverso inferior que los leptones producidos a partir de la producción de WW, para lo cual ambos leptones provienen de bosones W que son *on-shell*. Para la búsqueda $H \to WW^*$, por tanto el requisito en el $p_T^{\ell_1}$ momento transverso del leptón debería de reducirse respeto a la selección inicial de WW para así aumentar la aceptancia de un Higgs de baja masa. Sin embargo, para este análisis de $H \to WW^*$ se han seleccionado los mismos requisitos para los leptones que previamente se han escogido en el estudio de WW.

Los ángulos más pequeños de apertura de leptones y los espectros de leptones blandos en la producción $H \to WW^* \to \ell\nu\ell\nu$ se utilizan para suprimir el fondo continuo de WW. La combinación de estos dos efectos, explicados justo encima, nos conduce a una menor masa invariante dileptónica en $H \to WW^*$.

Después de la selección de WW básica del apartado anterior, se requerirá por tanto que los sucesos en el análisis $H \to WW^*$ tengan una postselección. Tomando como selección base la selección de WW. Se presentan a continuación las distintas variables cinemáticas y a su vez se presentan los criterios de selección para la búsqueda del Higgs. La Figura 5.2.3a muestra el momento dileptónico transverso, $p_T^{\ell\ell}$, con la señal de Higgs y en escala logarítmica. La selección representada en negro, $p_T^{\ell\ell} > 30\,GeV$, es la primera de las que se han realizado, comprobando así si el criterio aplicado en WW sobre la misma variable es efectivo. Tras este, el siguiente criterio de selección es en $|\Delta\phi_{\ell\ell}| < 1.8\,rad$ en la Figura 5.2.3b también representado en color negro.

[2]En términos de teoría cuántica de campos, se trata de una partícula que no satisface las ecuaciones de movimiento, es decir no satisface que el cuadrimomento $P^2 = m^2$ en la ecuación de movimiento $E^2 - P^2 = m^2$.



(a) Momento dileptónico $p_T^{\ell\ell}$.

(b) Ángulo entre leptones $\Delta\phi^{\ell\ell}$.

Figura 5.2.3: Dos de las variables cinemáticas utilizadas para separar la producción de WW de la producción de $H \to WW^*$. A la izquierda la distribución del momento dileptónico $p_T^{\ell\ell}$ después de la selección de WW. A la derecha la distribución $\Delta\phi_{\ell\ell}$ tras la selección del momento dileptónico $p_T^{\ell\ell}$. Ambas en escala logarítmica.

Tras la primera selección con el $p_T^{\ell\ell}$ 5.2.3a reducimos a muy pocos sucesos el fondo de Drell-Yan. El segundo de los criterios de selección en $\Delta\phi_{\ell\ell}$ lo reduce casi por completo y está justificado también debido a la cinemática física del ángulo entre los dos leptones que diferencia los procesos WW y $H \to WW^*$ como se explicó anteriormente.

La variable cinemática siguiente usada para distinguir el WW de $H \to WW^*$ es una estimación de la masa del sistema WW. En el proceso $H \to WW^*$ se procede a través de la resonancia en m_{WW} al valor de la masa de Higgs.

La mayor parte de la información de dicha masa sabemos que es perdida por los neutrinos del estado final, para los cuales los cuadrivectores no pueden ser reconstruidos. Es fisicamente imposible reconstruir la masa del Higgs debido al número de incognitas. Sin embargo, en el plano transverso, el momento del neutrino se puede deducir a través de E_T^{miss} pero se tienen dos neutrinos y se cancelan parcialmente, dando que E_T^{miss} no aporte mucha información. Se pasa entonces a trabajar en el plano transverso y la cantidad que nos interesa es la masa reconstruida en dicho plano.

La masa transversa, m_T, es definida como [31]:

$$m_T = \sqrt{(E_T^{\ell\ell} + E_T^{miss})^2 - |\vec{p}_T^{\,\ell\ell} - \vec{p}_T^{\,miss}|^2} \tag{5.2.1}$$

donde $E_T^{\ell\ell} = \sqrt{|\vec{p}_T^{\,\ell\ell}|^2 + m_{\ell\ell}^2}$, $|\vec{p}_T^{\,miss}| = E_T^{miss}$, y $|\vec{p}_T^{\,\ell\ell}| = p_T^{\ell\ell}$. La masa transversa es una cantidad física que es muy sensible a la masa del sistema de los bosones WW. La Figura 5.2.4 muestra la distribución m_T para la señal $H \to WW^*$ y el fondo WW, después de los requisitos $p_T^{\ell\ell}$ y $\Delta\phi_{\ell\ell}$. Se sigue representando en escala logarítmica debido al aún gran exceso de fondo sobre señal.

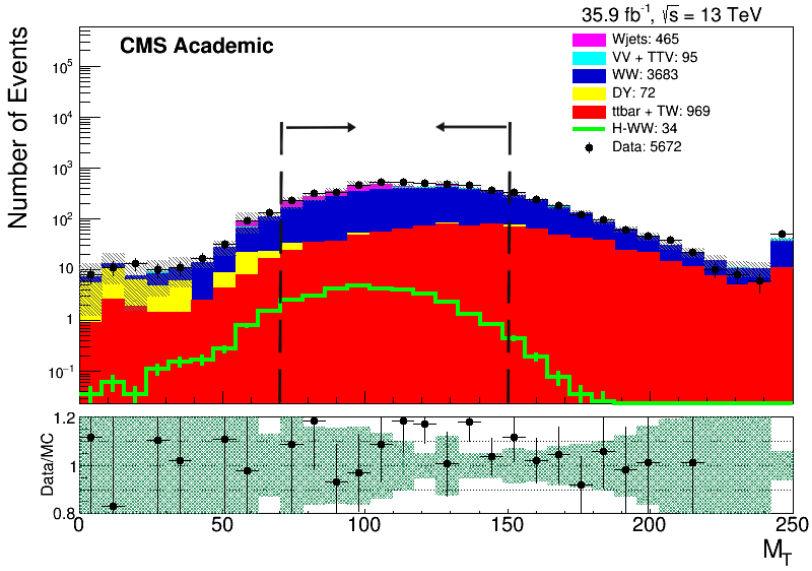


Figura 5.2.4: Distribución de m_T con la señal de $H \to WW^*$ representada al frente de los histogramas en color verde y la ventana de selección en negro discontinua.

Tras reducir los sucesos de Drell-Yan con los anteriores criterios de selección se busca restringir el marco de trabajo a la zona mayoritaria de sucesos de Higgs. Es decir, se aplica una ventana de trabajo en la masa transversa donde estudiar el proceso $H \to WW^*$ restringiendo el análisis a la zona mayoritaria de este proceso. En este caso se ha escogido una ventana para la masa transversa del bosón de Higgs m_T entre $[70, 150]$. El mínimo de m_T se selecciona en $70\,GeV$ por dos motivos; el primero es para sustraer por completo el fondo de Drell-Yan y el segundo es por ser un valor cercano inferior a la masa de un bosón W. El máximo se escoge por ser un valor inferior a la suma de la masa de dos bosones W y tal como se explicó en la teoría, este Higgs se situará con una masa inferior a $2 \cdot m_W$. La Figura 5.2.4 con el Higgs representado en verde al frente de los histogramas corrobora visualmente esta elección.

Al final los criterios de selección completos tras en el Apartado anterior estudiar la selección de WW pueden verse en la Tabla 5.2 siguiente.

OF $\Rightarrow e\mu$
OS $\Rightarrow q_{\ell_1} \cdot q_{\ell_2} < 0$
$p_T^{\ell_1} > 20\ [GeV]$ $\quad p_T^{\ell_2} > 20\ [GeV]$
$PFE_T^{miss} > 20\ [GeV]$
$m_{\ell\ell} > 12\ [GeV]$
Veto leptones adicionales ($p_T^{\ell} > 10\ [GeV]$)
Veto b jets ($nbjets = 0$)
$p_T^{\ell\ell} > 30\ [GeV]$
$\lvert\Delta\phi_{\ell\ell}\rvert < 1.8\ [rad]$
restricción ventana $m_T \in [70, 150]\ [GeV]$
División en 0 jets y 1 jet

Tabla 5.2: Selección final para el estudio de la señal $H \to WW^*$. Arriba la selección base proveniente de la selección de WW. Abajo la nueva selección en las variables cinemáticas que caracterizan la topología del estado final de $H \to WW^*$.

5.3. Resultados experimentales $H \to WW^*$

En esta sección se presentan los resultados experimentales del análisis del proceso $H \to WW^*$. En la siguiente Tabla 5.3 se presenta el numero de sucesos criterio tras criterio de selección para cero y un jet y finalmente se presentan las variables cinemáticas más relevantes del análisis con la división para cero jets y un jet.

Selección 0 jet	**Señal**	***WW***	***W + jets***	***Drell − Yan***	***tt̄ + tW***	***VV + TTV***	**Fondo total**	**Datos**
selección base	47.19 ± 2.51	12716.68 ± 276.75	1689.46 ± 745.12	24395.61 ± 915.50	3471.35 ± 278.26	295.16 ± 73.82	42568.26 ± 1246.12	40956 ± 202
$p_T^{\ell\ell} > 30$	40.46 ± 1.43	8984.46 ± 126.32	1298.05 ± 451.03	721.89 ± 145.46	2951.09 ± 124.51	221.72 ± 35.97	14177.21 ± 507.29	14421 ± 120
$\lvert\Delta\phi_{\ell\ell}\rvert < 1.8$	34.47 ± 2.20	3683.45 ± 141.20	465.09 ± 283.31	72.00 ± 59.37	969.40 ± 131.88	94.85 ± 35.00	5284.78 ± 349.78	5672 ± 75
$m_T \in [70, 150]$	30.77 ± 1.22	2789.53 ± 72.69	441.66 ± 234.97	18.08 ± 15.39	581.09 ± 64.71	70.51 ± 20.59	3931.65 ± 255.62	4225 ± 65

Tabla 5.3: Número de sucesos tras cada criterio de selección aplicado separados entre señal y fondo y el numero de sucesos finales tras restringir el análisis a la ventana de m_T. En la selección de sucesos de cero jets.

Selección 1 jet	**Señal**	***WW***	***W + jets***	***Drell − Yan***	***tt̄ + tW***	***VV + TTV***	**Fondo total**	**Datos**
selección base	24.24 ± 2.55	5585.34 ± 223.26	488.94 ± 402.36	5955.24 ± 822.08	8440.26 ± 447.58	273.97 ± 75.30	20767.98 ± 1045.73	21122 ± 145
$p_T^{\ell\ell} > 30$	21.85 ± 1.01	4514.08 ± 91.85	411.95 ± 236.23	2530.21 ± 312.42	7308.07 ± 193.84	211.65 ± 35.69	14997.80 ± 447.99	15343 ± 124
$\lvert\Delta\phi_{\ell\ell}\rvert < 1.8$	19.89 ± 1.90	2101.20 ± 120.98	264.27 ± 220.83	1472.81 ± 349.44	3192.70 ± 249.72	109.39 ± 44.87	7160.27 ± 499.89	7563 ± 87
$m_T \in [70, 150]$	14.23 ± 1.40	1274.40 ± 74.55	189.56 ± 123.70	152.05 ± 82.90	1834.76 ± 147.94	72.44 ± 27.02	3537.44 ± 224.38	3633 ± 60

Tabla 5.4: Número de sucesos tras cada criterio de selección aplicado separados entre señal y fondo y el número de sucesos finales tras restringir el análisis a la ventana de m_T. En la selección de sucesos de un jet.

Se presenta en las siguientes Tablas 5.5 y 5.6 la relación señal frente a fondo para cero jets y un jet respectivamente, un indicativo numérico de cuán bien hecha está la selección tras cada criterio.

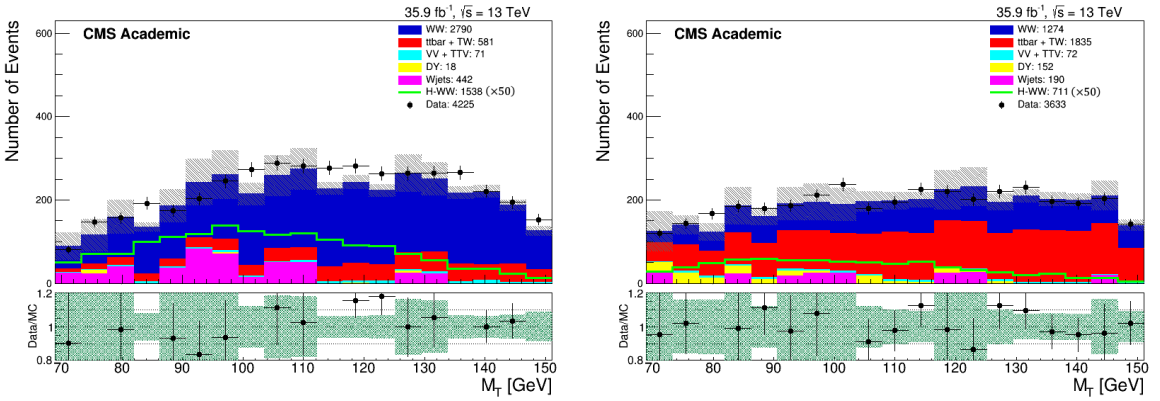
Selección 0 jet	**señal/fondo**
selección base	0.00111
$p_T^{\ell\ell}$	0.00450
$\Delta\phi_{\ell\ell}$	0.00936

Tabla 5.5: Relación señal frente a fondo tras cada criterio de selección para procesos de cero jets.

Selección 1 jet	**señal/fondo**
selección base	0.00114
$p_T^{\ell\ell}$	0.00145
$\Delta\phi_{\ell\ell}$	0.00277

Tabla 5.6: Relación señal frente a fondo tras cada criterio de selección para procesos de un jet.

Cabe destacar que no existe una variable física capaz de separar el proceso $H \to WW^*$ de su fondo mayoritario WW. Sin embargo, se ha intentado reducir en la medida de lo posible seleccionando una ventana de trabajo en la masa transversa. Debido a que la variable m_T está correlacionada con el anterior criterio de selección $\Delta\phi_{ll}$ se hace sumamente complicado encontrar un un ratio señal/fondo superior al encontrado previamente de $\approx 1\,H$ por cada mil sucesos fondo.

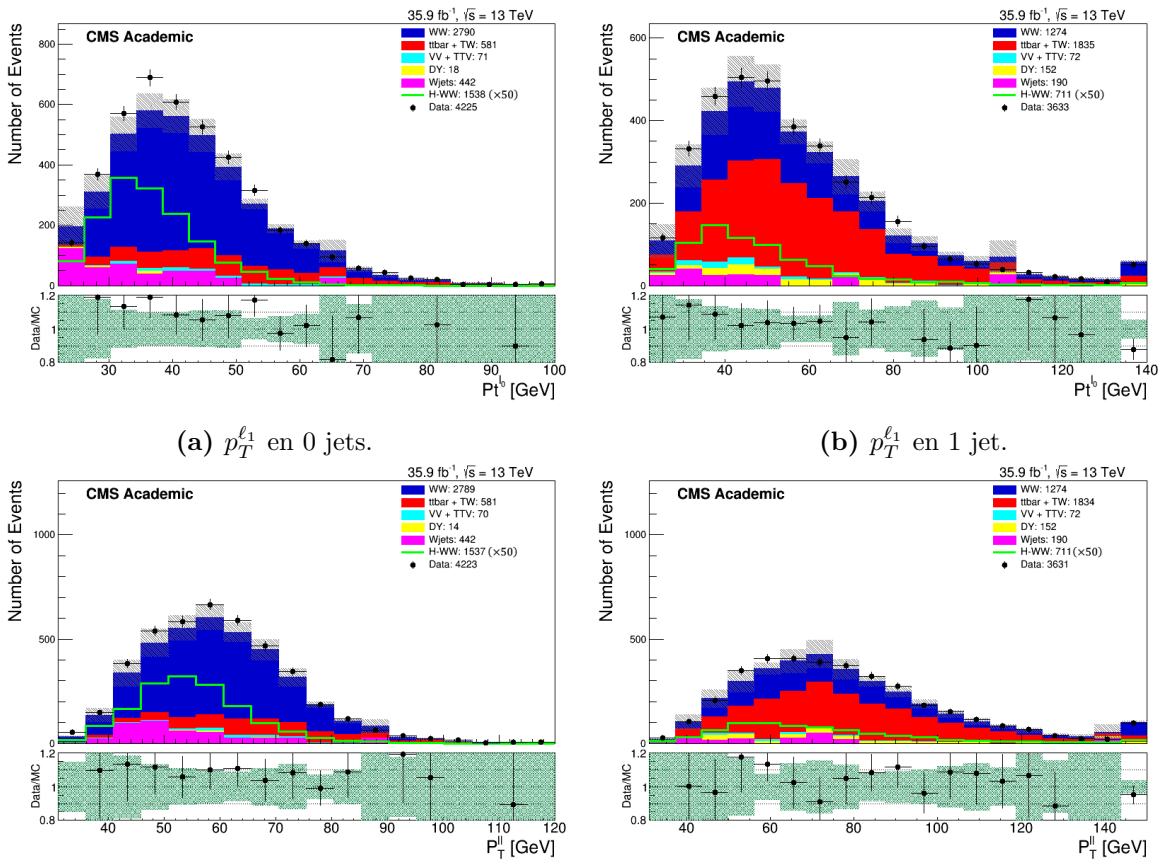


(a) m_T en 0 jets. **(b)** m_T en 1 jet.

Figura 5.3.1: Representación de la masa transversa en la selección final de $H \to WW^*$ con la división a izquierda de 0 jets y a la derecha con 1 jet. En el último bin se encuentra el *overflow*.

Lo que hay que reflejar en este Apartado no es una búsqueda del bosón de Higgs para energías de $13\,TeV$ o una reconstrucción de su masa, lo cual es imposible en este canal, pero sí una primera visión de los últimos datos recogidos por CMS para posteriores análisis de $H \to WW^*$ y una primera aproximación de los criterios físicos de selección que se deberían aplicar. A continuación se exponen las variables físicas más relevantes del proceso $H \to WW^*$ tras aplicar todos los criterios de selección.

En todas las Figuras 5.3.1, 5.3.2 y 5.3.3 se ha escalado la señal $H \to WW^*$ por un factor de 50 y se ha representado al frente de los histogramas en color verde. Sin el factor de escala no se apreciaría su forma debido al bajo número de sucesos que tiene $H \to WW^*$ tras la selección final.



(a) $p_T^{\ell_1}$ en 0 jets.

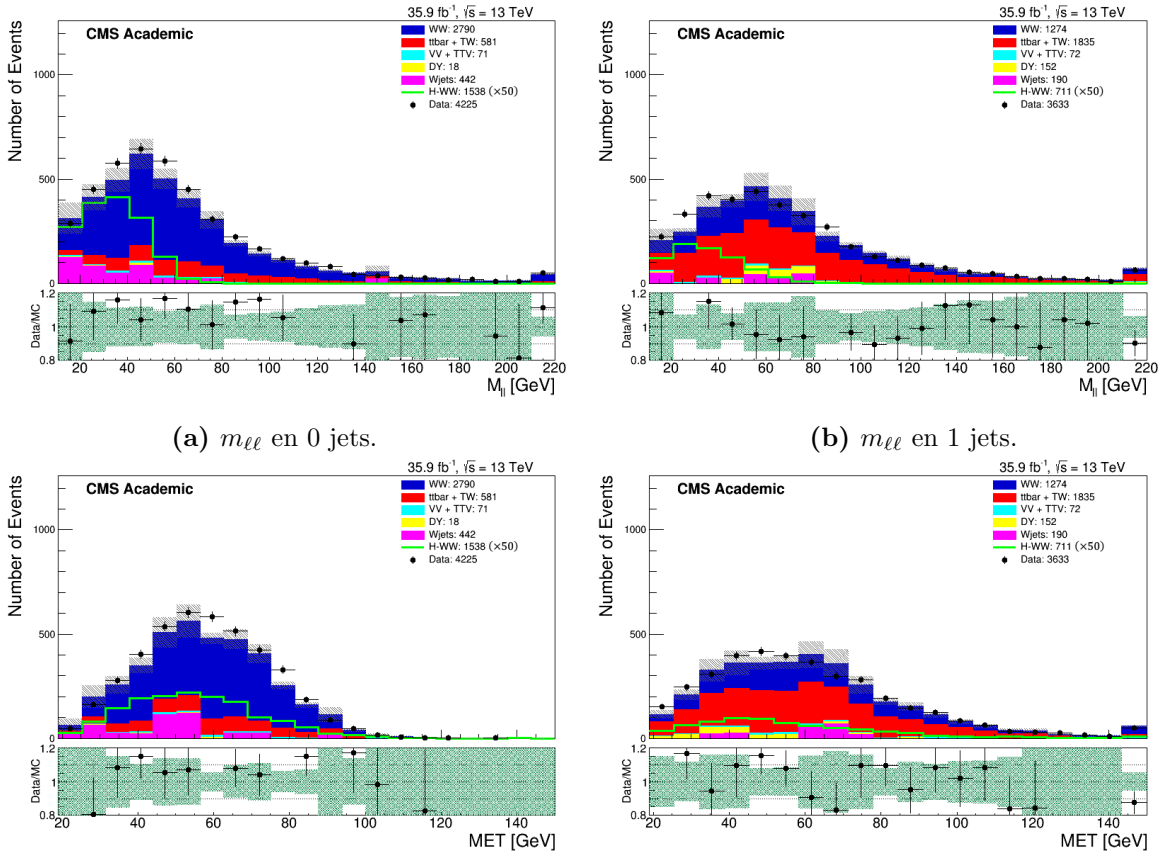
(b) $p_T^{\ell_1}$ en 1 jet.

(c) $p_T^{\ell\ell}$ en 0 jets.

(d) $p_T^{\ell\ell}$ en 1 jet.

Figura 5.3.2: Representación de variables cinemáticas de momentos con la selección final de $H \to WW^*$ con la división a izquierda de 0 jets y a la derecha con 1 jet. Arriba los momentos transversos individuales del leptón más energético y abajo el momento dileptónico transverso.

En las Figuras superiores se pueden observar las características descritas durante todo el análisis de la señal $H \to WW^*$. Puede verse como las distribuciones de los momentos transversos de MC reproducen muy bien los datos, tanto dileptónico como de cada leptón. El fondo de $t\bar{t}$ al elegir un jet pasa a ser el fondo mayoritario por encima del WW como se esperaba y se verifica que el fondo mayoritario en procesos de cero jets es el WW con mucha diferencia respecto al resto.



(a) $m_{\ell\ell}$ en 0 jets.

(b) $m_{\ell\ell}$ en 1 jets.

(c) $\not{E}_T$ en 0 jets.

(d) $\not{E}_T$ en 1 jet.

Figura 5.3.3: Representación de la masa invariante en la selección final del proceso $H \to WW^*$ y la energía faltante transversa con la división a izquierda de 0 jets y a la derecha con 1 jet.

Parece a priori que en las distribuciones de masa invariante y energía faltante transversa las simulaciones de MC se ajustan mejor a los datos en la selección de un jet que en la selección de cero jets, dando un exceso de datos en procesos de cero jets mayor que en los de un jet. Esto puede tener explicación en que siempre se va modelar mejor el fondo $t\bar{t}$ (el cual es dominante en el bin de un jet) que el fondo de WW (el cual es dominante en el bin de cero jets).

5.3.1. Límites superiores a la sección eficaz de $H \to WW^*$

Como resultado adicional a los presentados anteriormente se plantea obtener una cota superior a la sección eficaz del proceso $pp \to H \to WW^*$. De cara a realizar esta medida se utiliza el procedimiento estadístico descrito en [37]. Este nos permite obtener un intervalo de confianza al 95 % entre 0 (el límite físico de la sección eficaz) y un extremo superior que es interpretado como límite al 95 % CL en la sección eficaz observada.
Se calculan dos valores distintos; el primero, denominado valor esperado, se corresponde con un ajuste realizado sobre el conjunto predicho por las simulaciones de MC y las incertidumbres consideradas. El segundo, denominado valor observado, se corresponde con un ajuste realizado sobre los datos medidos.

La aproximación escogida busca aprovechar las diferencias en la distribución de la variable m_{ll} entre los procesos de señal y fondo. Se dividen los sucesos totales en una serie de regiones definidas por distintos valores de la variable discriminante. Estos son considerados canales diferentes cuya significancia estadística es combinada según el procedimiento CL_S [38]. Se consideran los límites esperados por separado en los procesos con cero y un jet de cara a obtener una idea general de su sensibilidad individual. El resultado final contempla simultáneamente ambas categorías (cero y un jet).

Los resultados obtenidos en las categorías por separado son:

$$\sigma_{esp}^{0jets} \leq 0.973^{+0.299}_{-0.239}\, pb \qquad \sigma_{esp}^{1jet} \leq 1.276^{+0.524}_{-0.365}\, pb \tag{5.3.1}$$

Se puede apreciar que ambos resultados son relativamente semejantes, lo que apunta a una significancia similar en los procesos de cero y un jet. El resultado conjunto es:

$$\sigma_{esp}^{comb} \leq 0.748^{+0.271}_{-0.200}\, pb \qquad \sigma_{obs}^{comb} \leq 0.980\, pb \tag{5.3.2}$$

Se puede ver que el valor observado es compatible con el valor esperado. Nótese que estos valores no se corresponden con el cálculo de la sección eficaz del proceso $pp \to H \to WW^*$, si no que son límites superiores observados experimentalmente a dicho valor.

El valor predicho por el Modelo Estándar, $\sigma_{SM} = 0.121\,pb$, es compatible con los resultados obtenidos. La sensibilidad de este análisis se podría aumentar incrementando la luminosidad en el futuro o utilizando procedimientos de clasificación mas complejos.

APARTADO 6

Conclusiones

"A little known secret is that a physicist is one of the most employable people in the marketplace – a physicist is a trained problem solver. How many times have you heard a person in a workplace say, « I wasn't trained for this! » That's an impossible reaction from a physicist, who would say, instead, « Cool! A new problem! »."

Neil deGrasse Tyson[1]

Este trabajo comenzó en el primer Apartado por un repaso de la historia de la física de partículas. Se ha visto una visión general del Modelo Estándar el cual describe las partículas y las interacciones entre ellas, explicando tres de las fuerzas fundamentales de la materia. En las siguientes secciones se han descrito de manera detallada el Gran Acelerador de Partículas LHC del CERN y los detectores que lo equipan. Concretamente se ha explicado en detalle el detector CMS, con el que trabaja el grupo experimental de física de altas energías de la Universidad de Oviedo y de donde provienen los datos usados en este trabajo. Se han explicado cada una de sus partes, su funcionamiento y como detecta cada una de las partículas resultantes tras el choque de los protones.

En el siguiente Apartado se han introducido todos los aspectos generales de la reconstrucción de sucesos, viendo las características de cada una de las partículas y como el software empleado, *Particle Flow*, agrega cada uno de los datos informáticos registrados en cada una de las partes del detector, para dar como resultado la reconstrucción de las

[1]Neil deGrasse Tyson (Bronx, 5 de octubre de 1958) es un astrofísico, escritor y divulgador científico estadounidense. Actualmente es director del Planetario Hayden en el Centro Rose para la Tierra y el Espacio.

trazas de energía de las partículas que lo han atravesado. En el mismo Apartado se dio una visión del marco de trabajo que se ha empleado para analizar los datos.

Se ha introducido, en el Apartado posterior, la física del bosón de Higgs de acuerdo al Modelo Estándar exponiendo los modos de producción en el LHC y los canales de desintegración más generales. Esta visión global del Higgs fue necesaria para poder entender el proceso fondo que nos interesaba para nuestro trabajo; desintegración de dibosones W^+W^- en el canal dileptónico, ya que como se ha visto es el fondo principal del modo de desintegración $H \to WW^*$ del bosón de Higgs, que estudiaremos al final del trabajo. Para concluir este Apartado se han visto unas pinceladas de cómo está la física del bosón de Higgs a día de hoy y cuales son las vías de desarrollo para el futuro de su estudio con el LHC.

Concluyendo el Apartado sobre la física del bosón de Higgs se presentan los resultados del estudio del fondo WW, el principal en el canal $H \to WW^*$ cuando ambos bosones W decaen leptonicamente a $e\mu$ en este trabajo. Se han razonado físicamente los criterios de selección para reducir todos aquellos procesos que no eran WW. Tras aplicar estos criterios se ha medido experimentalmente la sección eficaz de producción del proceso WW para sucesos con cero y un jet, dando unos resultados muy prometedores comparados con el valor teórico y el valor experimental de ATLAS. A su vez, se presentan las tablas con el número de sucesos finales junto a su incertidumbre y también se han presentado los resultados del cálculo, tanto para procesos con cero y con un jet, de incertidumbres que intervienen en la incertidumbre global de la sección eficaz. Los resultados de la medida de la sección eficaz de producción de dibosones WW a $\sqrt{s} = 13\,TeV$ son con la división de los sucesos en categorías de cero y un jet:

$$\sigma_{WW}^{0jets} = 123.56 \pm 1.61\,(stat) \pm 13.82\,(syst) \pm 3.13\,(lumi)\,pb$$

$$\boxed{\sigma_{WW}^{0jets} = 123.56 \pm 14.27\,(total)\,pb}$$

$$\sigma_{WW}^{1jets} = 130.08 \pm 3.30\,(stat) \pm 28.64\,(syst) \pm 4.2\,(lumi)\,pb$$

$$\boxed{\sigma_{WW}^{1jets} = 130.08 \pm 29.13\,(total)\,pb}$$

Los resultados gráficos que se exponen proporcionan una visión final de cómo tras una selección de objetos, selección de sucesos y razonar los criterios de selección finales se obtiene el resultado esperado que es un buen ajuste de datos a las simulaciones de MC en una región donde el proceso de estudio, WW, es mayoritario. De este modo se ha podido calcular una buena medida de la sección eficaz junto a las incertidumbres. La división los sucesos en categorías de cero y un jet nos ha corroborado que se estima peor la medida de la sección eficaz con procesos de un jet que con los de cero jets. Algo a priori que era lógico porque es en el bin de cero jets, como se explicó, donde el proceso WW es mayoritario y es en el bin de un jet que está contaminado por uno de los fondos principales $t\bar{t}$.

Finalmente, tras entender el fondo principal, se ha realizado en el último Apartado la observación de la señal $H \rightarrow WW^*$. Debido a la física del bosón de Higgs se han tenido que implementar y razonar nuevos criterios de selección que aplicar sobre los que se analizaron para WW en el Apartado anterior y estudiar nuevas variables físicas. Tras justificar gráficamente estos nuevos criterios y explicar las variables físicas de $\Delta\phi_{ll}$ y m_T fundamentales para la observación de la señal, se presenta el número de sucesos tras cada criterio justificándolo con el ratio señal versus fondo. Finalmente restringiéndose en una ventana de la masa transversa se presentan los resultados gráficos de este Apartado. Se observa como el fondo mayoritario para procesos de cero jets, WW, es irreducible. Algo lógico, debido a la topología final de la señal con este fondo. También se observa que para procesos de cero jets se obtiene un mejor ajuste datos/MC cuya explicación parece que proviene del aumento del fondo $t\bar{t}$ en esta región y cuya modelización como se ha visto es muy buena y mejor que la de WW en los procesos de cero jets.

En conclusión al presente trabajo, las próximas fronteras de la física de partículas en el LHC tendrán una orientación clara a la observación, análisis y estudio del bosón de Higgs ya que todavía hay aspectos de su física que no se han observado como por ejemplo el proceso $H^* \rightarrow HH$ ni se ha medido el autoacoplamiento del bosón. Este trabajo pretende dar una visión general de lo que es un estudio de un canal de desintegración y de los pasos que hay que seguir para ello, arrojando algo de luz en la desintegración de $H \rightarrow WW^*$ con los datos del año 2016 que aún están estudiándose hoy en día.

Índice de figuras

1.2.1. Esquema de las partículas que componen el SM [3]. Se agrupan formando una tabla, donde los quarks, leptones y bosones están representados como morados, verdes y rojos respectivamente. Con el último añadido a esta lista, el Bosón de Higgs en color amarillo. 9

1.2.2. Representación de las 3 generaciones y las interacciones que sufren las partículas constituyentes del SM [4]. 10

1.3.1. Mapa de los aceleradores y detectores de partículas del CERN [7]. 15

1.3.2. Esquema representativo de las partes fundamentales de CMS [10]. 18

1.3.3. Corte de CMS donde se muestran sus partes y las partículas que las atraviesan [11]. 19

1.3.4. Corte de las cámaras de muones diferenciando sus tres partes [12]. 24

2.2.1. Diagrama de flujo del *Particle-Flow*. 33

2.2.2. Representación del cono espacial tomado en torno a la traza de un muon para medir su *isolated*. 39

2.2.3. Reconstrucción de trazas con alto *pile-up* [17]. Los vértices están reconstruidos de amarillo y todas las trazas de todos los sucesos en color verde. 41

3.2.1. Potencial de Higgs o potencial de doble pozo en la teoría de campos con ruptura de simetría espontánea. 54

3.2.2. Valor esperado del vacío del potencial de Higgs 55

3.3.1. La sección eficaz de producción en función de la masa del bosón de Higgs en el LHC a $\sqrt{s} = 14TeV$ [27]. 61

3.3.2. La sección eficaz de producción de cada una de las producciones posibles del Higgs en el LHC para una cierta $\sqrt{s}$ dada [27]. 62

3.3.3.Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con ggf a través de quarks pesados. 62
3.3.4.Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con vbf a través de un *scattering* de quarks. 63
3.3.5.Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con Higgs-strahlung. 63
3.3.6.Diagrama de Feynman de producción del bosón de Higgs con *top fusion*. . 64
3.3.7.Fracciones de desintegración del Higgs en función m_H con los distintos canales [27]. 66
3.3.8.Diagrama de Feynman del canal $H \rightarrow W^+W^-$ con desintegración de bosones W a leptones con su correspondiente neutrino. 68
3.4.1.Diagrama de Feynman de producción de W^+W^-. 70
3.4.2.Diagrama de Feynman de la desintegración del quark *top* a todos sus posibles estados finales. 70
3.4.3.Dos de los diagramas de Feynman posibles de creación de tW, (a) a través de un gluón y un quark b y (b) a través de una interacción entre gluones. 71
3.4.4.En el diagrama (a) se observa una producción de bosones WZ y en el diagrama (b) se puede ver una producción de bosones ZZ. 72

4.4.1.Eficiencias de $b-tagging$ para b jets. 84
4.4.2.Eficiencias de $b-tagging$ para c jets. 85
4.4.3.Eficiencias de $b-tagging$ para *light* jets. 85
4.5.1.Representación del momento dileptónico transverso tras la selección *baseline* con la selección de $p_T^{\ell\ell} > 30\,GeV$ delimitada por la franja verde. . . . 87
4.5.2.A la izquierda el histograma del número de b jets tras la selección anterior en $p_T^{\ell\ell}$ y región de procesos con cero jets donde se encuentra mayoritariamente el WW. A la derecha el número de jets tras la selección anterior de b jets. Las regiones de estudio serán de procesos de cero y procesos de un jet. . . 88
4.6.1.Representación de variables cinemáticas y de interés en la selección de *top CR* con selección base de WW excepto el cambio en la selección de jets que se seleccionan sucesos con ≥ 2 jets y ≥ 1 b jet. 91
4.6.2.Representación de variables cinemáticas y de interés en la selección de *same-sign CR* con selección base de WW excepto el cambio en la selección del signo de los leptones para procesos de cero jets. 92

4.8.1. Representación de las secciones eficaces de producción de dibosones, Higgs, *single top* y $t\bar{t}$ para distintas energías en centro de masas del experimento ATLAS. (*ATLAS TWiki*). 96

4.8.2. Representación de variables cinemáticas de momentos en la selección final de WW con la división a izquierda de 0 jets y a la derecha con 1 jet. Arriba los momentos transversos individuales del leptón más energético y abajo el momento dileptónico transverso. En el último bin se encuentra el *overflow*. 98

4.8.3. Representación de variables cinemáticas de la energía faltante transversa y la masa invariante en la selección final de WW con la división a izquierda de 0 jets y a la derecha con 1 jet. En el último bin se encuentra el *overflow*. 99

5.2.1. Distribución de la masa invariante, $m_{\ell\ell}$, dileptónica incluyendo la señal $H \to WW^*$ con la selección final de WW. 102

5.2.2. Diagrama esquemático que ilustra la correlación en la dirección del leptón que resulta de la naturaleza spin cero del Higgs y la paridad que viola por las desintegraciones por interacción débil de los W. Se muestran dos desintegraciones de Higgs, con diferentes orientaciones de spin de los bosones W. 103

5.2.3. Dos de las variables cinemáticas utilizadas para separar la producción de WW de la producción de $H \to WW^*$. A la izquierda la distribución del momento dileptónico $p_T^{\ell\ell}$ después de la selección de WW. A la derecha la distribución $\Delta\phi_{\ell\ell}$ tras la selección del momento dileptónico $p_T^{\ell\ell}$. Ambas en escala logarítmica. 105

5.2.4. Distribución de m_T con la señal de $H \to WW^*$ representada al frente de los histogramas en color verde y la ventana de selección en negro discontinua. 106

5.3.1. Representación de la masa transversa en la selección final de $H \to WW^*$ con la división a izquierda de 0 jets y a la derecha con 1 jet. En el último bin se encuentra el *overflow*. 108

5.3.2. Representación de variables cinemáticas de momentos con la selección final de $H \to WW^*$ con la división a izquierda de 0 jets y a la derecha con 1 jet. Arriba los momentos transversos individuales del leptón más energético y abajo el momento dileptónico transverso. 109

5.3.3.Representación de la masa invariante en la selección final del proceso $H \rightarrow WW^*$ y la energía faltante transversa con la división a izquierda de 0 jets y a la derecha con 1 jet. 110

Bibliografía

En este apartado se mencionan algunas referencias bibliográficas, artículos científicos y diversas publicaciones en páginas web que se han consultado para la realización de este trabajo de fin de grado y cuyas citas pueden verse numeradas a lo largo del mismo. Con fecha 19 de julio de 2017.

[1] Povh, B. et al. *Particles and Nuclei. An Introduction to the Physical Concepts*. Springer, 2015. ISBN 9783662463215.

[2] The Standard Model. URL: https://home.cern/about/physics/standard-model

[3] Wikipedia. URL: https://simple.wikipedia.org/wiki/Standard_Model

[4] PhysicsLAB. URL: http://dev.physicslab.org/Document.aspx?doctype=3&filename=Dynamics_Welcome.xml

[5] CPAN. URL: www.i-cpan.es/es/content/el-gran-colisionador-de-hadrones-lhc

[6] Bruning, Oliver S. et al. CERN Collaboration *LHC Desing Report*. CERN. Geneva. 2004.

[7] The accelerator complex URL: http://home.cern/about/accelerators

[8] Experiments URL: https://home.cern/about/experiments

[9] G.L. Bayatian et al. CMS Collaboration. *CMS physics: Technical design report*. CERN. Geneva. 2007.

[10] inSPIRE URL: https://inspirehep.net/record/1236817/plots

[11] CMS docDB URL: http://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/ShowDocument?docid=5697

[12] inSPIRE URL: http://inspirehep.net/record/1185262

[13] Cittolin, Sergio et al. CMS Collaboration. *CMS trigger and data-acquisition project*. CERN. Geneva. 2002.

[14] Beaudette, F. CMS Collaboration. *The CMS Particle Flow Algorithm.* arXiv:1401.8155v1 [hep-hex]. January 2015.

[15] Krumar Nayak, Aruna. CMS Collaboration. *Reconstruction of physics objets in the CMS detector.* arXiv:1310.7408v1 [hep-ex]. October 2013.

[16] CMS Collaboration, *Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET*, CMS-PAS-PFT-09-001. 2009.

[17] Reconstructing a multitude of particle tracks within CMS. URL: http://cms.web.cern.ch/news/reconstructing-multitude-particle-tracks-within-cms

[18] Prokofiev, Kirrill. ATLAS Collaboration. *Reconstruction of primary vertices in pp collisions*, arXiv:1010.1483 [physics.ins-det]. October 2010.

[19] ROOT. URL: https://root.cern.ch

[20] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at mass of 125GeV with the CMS experiment at the LHC*, arXiv:1207.7235v1 (2012)

[21] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964); P. W. Higgs, Phys. Lett. 12, 132 (1964).

[22] P. Higgs, *My life as a boson, the story of the Higgs*, Int. J. Mod. Phys. A. 17, 86 (2002). DOI:10.1142/SO217751X02013046.

[23] F. Wilczek, *Origin of Mass*, arXiv:1206.7114v2 [hep-ph].

[24] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. B592 (2004) 1.

[25] A. Pich *The Standard Model of Electroweak Interactions*, arXiv:0502.010v1 [hep-ph].

[26] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, arXiv:1207:7214.

[27] tWiki. LHC Higgs Cross Section Working Group (2012-2013). URL:https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections#Latest_plots

[28] T. Gehrmann et al. *WW production at hadron colliders in NNLO QCD.* arXiv:1408.5243 [hep-ph]

[29] J. Beringer et al. (Particle Data Group), PR D86, 010001 (2012). URL:http://pdg.lbl.gov/2012/listings/rpp2012-list-w-boson.pdf

[30] Saptaparna Bhattacharya for the CMS collaboration *Efficiency measurement of b-tagging algorithms developed by the CMS experiment.* Proceedings of the DPF-2011 Conference, Providence, RI, August 8-13, 2011. arXiv:1110.4569 [hep-ex].

[31] ATLAS Collaboration, *Search for the Higgs boson in the* $H \to WW^* \to \ell\nu\ell\nu$ *decay channel in pp collisions at* $\sqrt{s} = 7TeV$ *with the ATLAS detector*, Phys.Rev.Lett. 108 (2012) 111802, arXiv: 1112.2577 [hep-ex].

[32] ATLAS Collaboration, *Measurement of the Higgs boson mass from the* $H \to \gamma\gamma$ *and* $H \to ZZ^* \to 4\ell$ *channels with the ATLAS detector using* $25fb^{-1}$ *of pp collision data.* (2014). arXiv: 1406.3827 [hep-ex] (accepted by Phys. Rev. D)

[33] CMS Collaboration, *Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV.* CMS-PAS-HIG-13-005 (2013)

[34] ATLAS Collaboration, *Measurement of the* W^+W^- *production cross section in pp collisions at a centre-of-mass energy of* $\sqrt{s} = 13\,TeV$ *with the ATLAS experiment.* ATLAS-CONF-2016-090. 10-August-2016.

[35] *GitHub* Inc. URL: https://github.com

[36] CMS Collaboration, *CMS Phase 1 heavy flavour identification performance and developments.* CMS DP -2017/013. 02 May 2017.

[37] Cowan, G. *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics* Eur.Phys.J.C71:1554 (2011), doi:10.1140/epjc/s10052-011-1554-0, arXiv:1007.1727.

[38] Read,A. L. *Presentation of search results: the* CL_s *technique* J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 28 2693 (2002), doi:10.1088/0954-3899/28/10/313