UNIVERSIDAD DE OVIEDO

Facultad de Ciencias - Grado en Física

Estudio del proceso $t\bar{t}Z$ como fondo para búsquedas de Materia Oscura en el detector CMS del LHC

Trabajo de Fin de Grado

Clara Ramón Álvarez

Tutores:
Javier Fernández Menéndez
Sergio Sánchez Cruz

Oviedo, Junio de 2018

Resumen

En este trabajo se presenta una medida de la intensidad de señal(*signal strenght*), que es el cociente de secciones eficaces $\mu = \frac{\sigma_{SM}}{\sigma_{medida}}$, para la producción de un bosón Z en asociación con un par de quarks top-antitop. Se usarán datos de 2016 tomados por el detector CMS del LHC a una energía en centro de masas de 13 TeV y una luminosidad integrada de 35.9 fb^{-1}. La medida se lleva a cabo tomado estados finales que presentan 3 leptones siendo dos de ellos de igual sabor y signo opuesto. El resultado obtenido $\mu = 0.97 \pm 0.12(stat.)^{+0.20}_{-0.17}(syst.) \pm 0.03(lumi)$ está en acuerdo con las predicciones del modelo estándar.

Índice general

1. El Modelo Estándar **9**

1.1. Más allá del Modelo Estándar . . . 11

1.2. Materia oscura: importancia del proceso ttZ . . . 12

2. El LHC y el experimento CMS **15**

2.1. LHC . . . 15

2.2. CMS . . . 18

2.2.1. Sistema de Coordenadas . . . 19

2.2.2. Solenoide . . . 19

2.2.3. Subdetectores . . . 20

2.2.4. El Trigger . . . 25

3. Reconstrucción de partículas en CMS **29**

3.1. El algoritmo *particle flow* . . . 29

3.2. Reconstrucción del vértice principal . . . 31

3.3. Reconstrucción de muones . . . 32

3.4. Reconstrucción de electrones . . . 33

3.5. Reconstrucción de Jets . . . 33

3.5.1. b-jets . . . 34

3.6. Energía transversa faltante . . . 35

3.7. Simulación de Sucesos . . . 35

4. Estudio del proceso ttZ **39**

4.1. Señal y fondo . . . 39

4.2. Estado final objeto de estudio . . . 39

4.3. Principales fondos . . . 41

4.3.1. WZ . . . 41

4.3.2. Procesos de baja sección eficaz(Rares) . . . 41

4.3.3. Procesos con conversión de fotones . . . 42

4.3.4. Drell Yan . . . 42

4.3.5. ttW . . . 42

4.3.6. ttH . . . 42

4.4. Selección 42

5. Resultados **47**

5.1. Sección eficaz 47

5.2. Incertidumbre 48

5.2.1. Estadística 48

5.2.2. Sistemática 49

5.3. Método de contaje de sucesos 50

5.4. Ajuste con regiones extra 51

5.5. ttZ como fondo para Materia oscura 54

Bibliografía **58**

Introducción

Este trabajo de Fin de Grado está enmarcado en las asignaturas de Física Nuclear y de Partículas Elementales, Física de Altas Energías y Aceleradores y Métodos Numéricos Aplicados a la Física.

El objetivo de este trabajo es el estudio y caracterización de procesos en los que un par de quarks top antitop aparecen en asociación con un boson Z y se denomina $t\bar{t}Z$. Este proceso está bien explicado por el Modelo Estándar de partículas, no obstante, su estudio es de interés pues se cree que puede ser un fondo importante en procesos de nueva física como se explicará a continuación. Por otro lado, también es un fondo importante de procesos del Modelo Estándar como es la producción de un bosón de Higgs en asociación con un par top-antitop $t\bar{t}H$, en este proceso se acoplan las dos partículas más masivas del Modelo Estándar.

El bosón Z puede desintegrarse de varias formas y cada una de ellas da lugar a señales muy diferentes en el detector por lo que según el modo de decaimiento el estudio tomará distintas perspectivas. Los modos de desintegración son: leptónico, dileptónico, hadrónico e invisible. Esta última ($\nu\bar{\nu}$) se da un 20 % de las veces y en concreto es de interés por dar lugar a un estado final muy similar al de algunos modelos de materia oscura.

Las búsquedas de materia oscura son un problema físico importante ya que a día de hoy únicamente conocemos la composición del 5 % del universo, la fracción formada por materia ordinaria. Para una ciencia como la física, cuyo objetivo es la comprensión del universo es de gran interés saber qué es la materia oscura ya que tenemos evidencias de que un 27 % del universo estaría constituido por ella. La materia oscura interacciona gravitatoriamente pero no electromagnéticamente y es, por tanto, invisible.

Hay tres lineas de búsqueda de materia oscura: directa, indirecta y producción en colisionadores y es un tema que concierne tanto a la astrofísica como a la física de partículas. Las tres búsquedas son en realidad complementarias y necesarias pues no conocemos la masa ni la naturaleza de los candidatos a materia oscura. Desde el punto de vista de la física de partículas los constituyentes de la materia oscura podrían interaccionar con la

materia ordinaria y, por tanto, ser producida en aceleradores a alta energía en centro de masas. En concreto ciertos modelos teóricos predicen que el LHC sería capaz de generar estas partículas a su energía en centro de masas actual.

Se cree que se podría producir materia oscura en la desintegración de un par $t\bar{t}$ asociado a un mediador escalar ϕ, este es un bosón que decaería a un par de partículas de materia oscura que, como hemos dicho no interaccionan electromagnética ni fuertemente de modo que escapan del detector $t\bar{t}(\phi \rightarrow \chi\chi)$. De igual forma, un par de neutrinos, que podríamos tener por desintegración de un Z, no se detectarían en nuestro experimento $t\bar{t}(Z \rightarrow \nu\nu)$ así vemos como este proceso puede ser un fondo importante en estas búsquedas.

Además, el estudio del quark top es una de las vías con más potencial para hallar nueva física ya que los quarks top se producen de forma abundante (principalmente en parejas) debido a la alta energía en centro de masas y alta luminosidad del LHC, de hecho se conoce al LHC como una "fábrica de tops". Además es una partícula muy interesante dada su alta masa y su bajo tiempo de vida, menor que el tiempo necesario para que se hadronice.

En el primer capítulo del trabajo se realiza un resumen del Modelo Estándar, marco en el que se basa la física de partículas. También se introducen en este capítulo la importancia del proceso $t\bar{t}Z$ para ciertos estudios de materia oscura enmarcados en los modelos Más Allá del Modelo Estándar.

En el segundo capítulo se exponen el funcionamiento del acelerador LHC y el detector CMS del que se han extraído los datos para el trabajo. Una buena compresión del detector, sus limitaciones y características es fundamental para analizar los resultados.

En el tercer capítulo, tras haber expuesto cómo es el dispositivo experimental y los subdetectores de CMS, se explica cómo asociar de forma óptima la información de cada uno de éstos para su interpretación física.

En el cuatro capítulo se explica cómo se va a proceder para estudiar el proceso, con qué estado final se trabaja y cómo seleccionar la información para el estudio del proceso ttZ.

Finalmente, en el capítulo cinco, se explica el procedimiento usado para la obtención de la intensidad de señal así como su incertidumbre y se dan los resultados.

CAPÍTULO 1

El Modelo Estándar

El modelo estándar (o SM por sus siglas en inglés) es el marco en el que se describen las partículas fundamentales que componen la materia ordinaria y las fuerzas fundamentales por las que dichas partículas interaccionan. Es capaz de describir con gran precisión un amplio rango de fenómenos en escalas de energía desde unos pocos electronvoltios hasta varios TeV. Por eso se le considera uno de los grandes éxitos de la física moderna.[1]

Esta es una teoría cuántica de campos nació y se desarrolló durante el siglo XX, llegando en los años 70 a su formulación actual. No obstante, muchas partículas predichas por la teoría no fueron halladas experimentalmente hasta más tarde. Por ejemplo, el descubrimientos del quark top en 1995, el del neutrino del τ en el año 2000 y el reciente hallazgo del bosón de Higgs en 2012.

El modelo estándar distingue entre fermiones y bosones. Los primeros son partículas de espín semi-entero que forman la materia. En cambio, los bosones son partículas de espín entero que median en las interacciones entre fermiones. Como sabemos los bosones siguen la distribución de Bose-Einstein mientras que los fermiones se rigen por la de Fermi-Dirac.

Los fermiones se dividen en dos grupos teniendo en cuenta si sufren o no interacción fuerte: leptones (verde en la fig. 1.0.1) y quarks (morado). Cada uno de estos grupos tiene tres familias o generaciones, existe una jerarquía de masas entre las distintas familiar de modo que cada una tienen masas de diferente orden de magnitud sin que se conozca una razón para este hecho.

Los leptones no sufren interacción fuerte pero sí la electromagnética y la débil. La primera generación de leptones (primera columna de la figura 1.0.1) está compuesta por el electrón, que tiene carga eléctrica e y el neutrino del electrón con carga eléctrica nula. Las siguientes generaciones son análogas cambiando la masa del par de partículas que las componen. De forma que tenemos los taus, los muones y sus correspondientes neutrinos:

τ, ν_τ y μ, ν_μ. Mientras que el electrón es una partícula estable los muones y los taus se desintegran, no obstante, a las energías a las que se trabajan, los muones recorren una distancia mucho mayor al radio del detector antes de desintegrarse, por esta razón las consideramos estables de cara al análisis. En cambio, los taus se desintegran dentro del detector formando cascadas de partículas. Los muones, como se verá más adelante, son de gran interés para el análisis.

Los quarks son fermiones que interaccionan fuertemente por poseer carga de color. Al igual que los leptones se dividen en familias o generaciones, por cada generación hay dos quarks: up (u) y down (d), charm (c) y strange (s) y top (t) y bottom (b). Los quarks u, c y t tiene carga eléctrica 2/3 e, mientras que los d, s y b tienen carga eléctrica negativa -1/3 e.

Los bosones son las partículas encargadas de mediar en las interaccions entre fermiones, así, el fotón (γ) interviene en la interacción electromagnética. Su masa y carga son nulas.

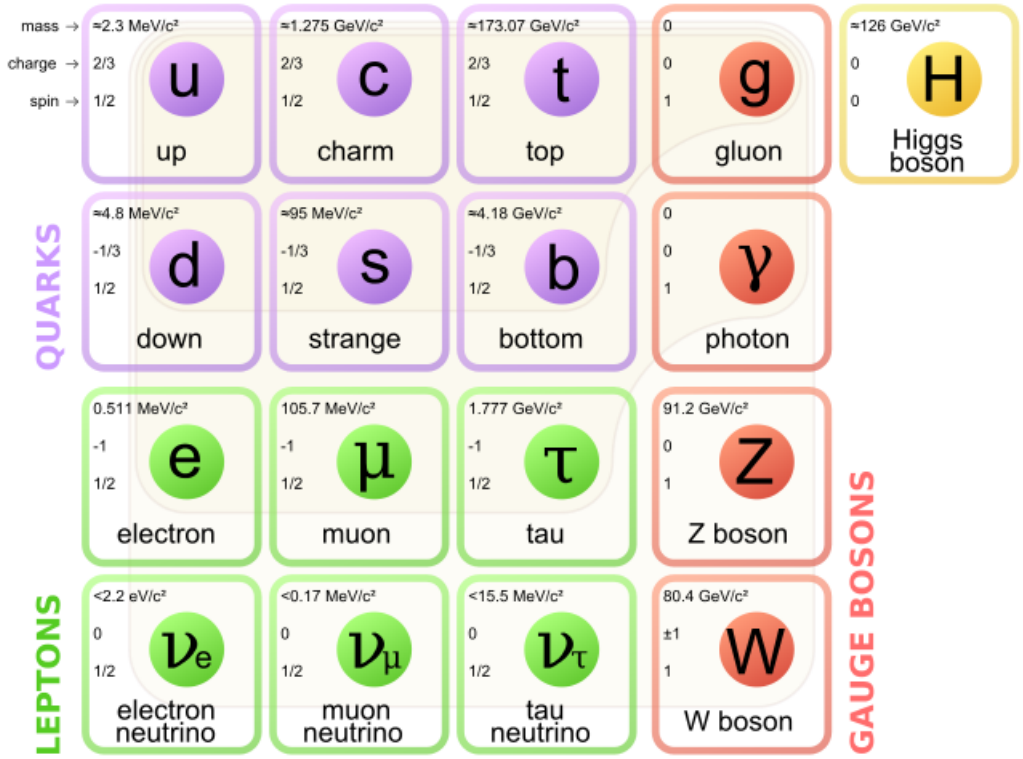

Figura 1.0.1: Esquema de las partículas que componen el SM. Se muestran en morado los quarks y en verde los leptones, cada columna corresponde a una familia. Se indican la masa, carga y espín de cada partícula. Como vemos la masa aumenta con cada familia hacia la derecha. También se muestran los bosones gauge y el boson de Higgs

Los bosones Z^0 y $W^\pm$ rigen la interacción débil a la que están sometidas todas las partículas. Esta interacción es la responsable de las reacciones nucleares de desintegra-

ción beta y es la única forma en que interaccionan los neutrinos. Los bosones Z y W se caracterizan por tener masa y no presentar carga de color. El W tiene carga eléctrica del valor de la unidad, en cambio, el Z es neutro. El hecho de que tengan masa hace que la interacción esté reducida a una distancia muy pequeña. Menor que el tamaño nuclear.

El gluon (g) es el mediador de la interacción fuerte. No tiene masa ni carga eléctrica pero sí carga de color. Debido al alto valor de la constante de acoplamiento, las partículas con dicha carga de color tienen una propiedad llamada confinamiento cuántico que hace que interaccionan consigo mismas. Como consecuencia de esta propiedad no se pueden observar partículas con carga de color de forma aislada sino que se las encuentra acompañadas de forma que su carga de color total sea nula.

Por último, el Bosón de Higgs es una partícula escalar, tiene espín nulo, masa y no posee carga eléctrica ni de color. Por el mecanismo de Higgs los bosones $W^{\pm}$, Z^0 y los fermiones por interacción con este boson adquieren masa.

En la figura 1.0.1 se muestra un resumen de las partículas fundamentales que componen el Modelo Estandar con los valores de su masa, carga y espín. [2]

1.1. Más allá del Modelo Estándar

El modelo estándar es capaz de describir gran cantidad de procesos de la naturaleza de forma exacta, no obstante tenemos indicios de que esta teoría es efectiva únicamente a bajas energías. En esta sección expondremos algunos de los aspectos que no tienen explicación dentro del modelo estándar como son la gravitación, la materia y energía oscura, el número de parámetros libes o el problema de jerarquía.

Interacción Gravitatoria: mientras que las interacciones electrodebil y fuerte están bien descritas en el SM, la gravitatoria no. Los intentos de expresar la gravedad con una teoría cuántica de campos, en la que el mediador sería el gravitón, no han dado resultados completamente satisfactorios.

La magnitud de la interacción gravitatoria a las energías a las que se ha probado el SM es mucho menor que la de las otras fuerzas y se considera despreciable. No obstante, se cree que esta interacción cobraría importancia a energías del orden de la escala de Plank (10^{19} GeV). El Modelo Estadar sería un limite a bajas energías.

Parámetros Libres: En el Modelo Estándar hay un gran número de parámetros que caracterizan partículas e interacciones que no están fijados por la teoría y deben ser obtenidos experimentalmente. Con las masas de las partículas y las constantes de acoplamiento se obtienen 19 parámetros libres. Se buscan modelos más complejos que

introduzcan relaciones entre parámetros para reducir su número.

Energía Oscura: En el primer modelo cosmológico moderno, Einstein modificó su ecuación de la relatividad general añadiendo un "término cosmológico", éste daba una solución independiente del tiempo de un universo con curvatura positiva y explicaba la expansión del universo. Esa constante cosmológica se puede entender como un término de densidad de energía de vacío.

Tras el desarrollo de modelos cosmológicos dinámicos y el descubrimiento de la expansión del universo el término cosmológico parecía innecesario y Einstein y de Sitter postularon un universo en expansión, homogéneo, isótropo, plano y dominado por materia con una contribución energética despreciable.

A finales de los años 90 se obtuvieron pruebas directas de la expansión acelerada del universo y el modelo de Einstein de Sitter empezó a resquebrajarse. Hoy tenemos muchas evidencias de una expansión acelerada: fondo cósmico de microondas, movimiento de clústers de galaxias y densidad de materia. Para explicar la expansión es necesario que el universo esté dominado por denisdad de energía, que sería energía oscura. [3]

Materia Oscura:
A principios de sigo XX se hicieron observaciones de las curvas de velocidades de rotación del disco y halo galáctico [4]. Se observó que a grandes distancias, donde ya no se observaba materia, la velocidad de rotación no caía, sino que continuaba siendo contaste dando una curva de rotación plana. Esta observación no es compatible con la mecánica Newtoniana y, de esta forma, se postuló la existencia de un tipo de materia que no interacciona electromagnéticamente ni fuertemente (ya que no la detectamos con telescopios). Además, debe ser estable en escalas de tiempo cosológicas.

En el SM solo los neutrinos podrían cumplir las condiciones de candidatos a materia oscura (DM) por no tener carga eléctrica ni de color, pero no tiene suficiente masa para explicar las observaciones.

Se han propuesto varios candidatos para explicar de qué esta formada esta materia como son los axiones, neutrinos estériles o weakly interacting massive particles (WIMP's).

1.2. Materia oscura: importancia del proceso ttZ

En la actualidad se están desarrollando varias líneas de detección de materia oscura. Una de ellas, y la que compete a este trabajo, es la búsqueda en colisionadores pues se espera que se produzcan partículas de materia oscura en ellos. Existen numerosas teorías

para introducir partículas candidatas a materia oscura y todas ellas implican agregar al modelo estándar otras muchas partículas desconocidas. Las más famosas son las teorías de supersimetría (SUSY).

En ocasiones es más interesante abordar el problema desde un punto de vista general con modelos efectivos más sencillo (modelos simplificados) [5]. En los Modelo Simplificados se introduce solamente la partícula candidata a materia oscura y se asume que ésta interacciona con las partículas del SM. Este modelo depende de la masa y el espín del mediador y la masa de la partícula. En la figura 1.2.1 se muestra en diagrama de Feynman del proceso concreto de creación de materia oscura que se tendrá presente en este trabajo. Siendo Φ el mediador que tomaremos como escalar. Un caso particular de este modelo es aquel en que se produce un Higgs que se desintegra a partículas invisibles (de materia oscura) siendo el Higgs el mediador escalar de forma que las partículas de materia oscura podrían interaccionar con el y obtener su masa. En el modelo estandar el Higgs puede decaer a dos bosones Z que a su vez pueden dar dos pares de neutrinos, este sería el estado final equivalente sin materia oscura.

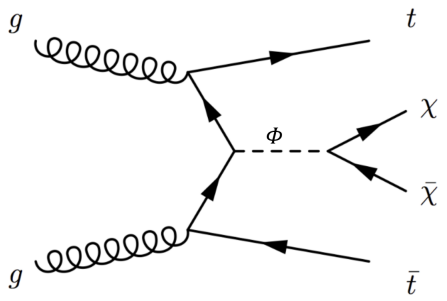

Figura 1.2.1: Diagrama de Feynman de la producción de materia oscura en asociación con un par de tops en LHC.

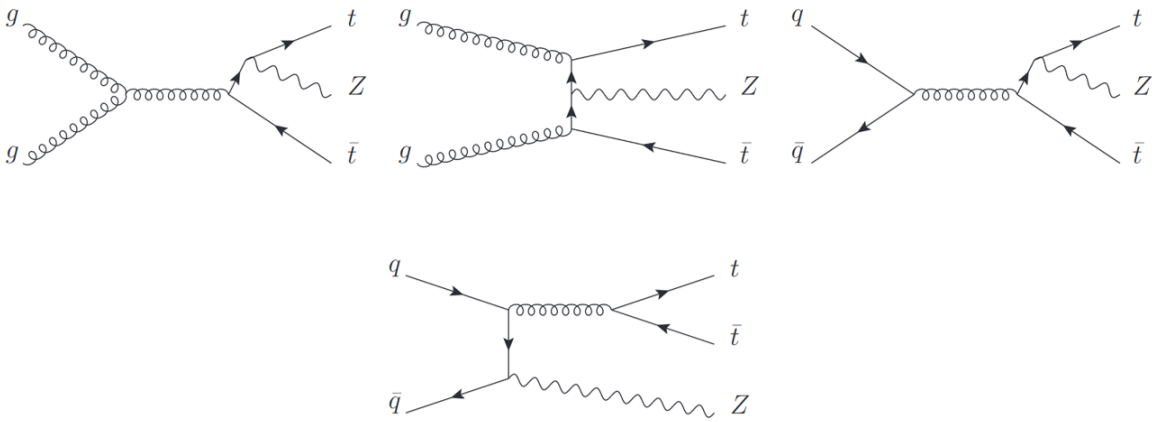

Figura 1.2.2: Diagramas de Feynman del proceso $t\bar{t}Z$.

Como podemos ver en el diagrama el proceso nos da un par $t\bar{t}$ y un par de partículas de materia oscura que escaparán sin ser registradas por el detector. El proceso $t\bar{t}Z$, cuyos diagramas de producción podemos ver en 1.2.2, tiene el mismo estado final a ojos del detector: se observarán productos de decaimiento de los quark top y energía transversa faltante en ambos casos. En la figura podemos distinguir entre la producción por fusión de gluones (arriba izquierda y central) y por aniquilación quark-antiquark (arriba derecha y abajo). En LHC por el hecho de trabajar con colisiones pp es más probable la producción por fusión de gluones (90 %) de las ocasiones mientras que en otros aceleradores como en Tevatron (colisiones $p\bar{p}$) ocurriría el caso contrario.

De este modo el proceso $t\bar{t}Z$, que es un proceso bien modelado por el SM, puede ser un fondo importante en búsquedas de materia oscura. Por esta razón, es interesante el estudio de este proceso para tener una buena caracterización del mismo.

CAPÍTULO 2

El LHC y el experimento CMS

Para poner a prueba los resultados experimentales del Modelo Estándar y buscar nueva física son necesarios aceleradores de partículas. El procedimiento es hacer colisionar partículas a alta energía para observar los procesos que tienen lugar a esas escalas. Recordemos que cuanto mayor sea la energía menor serán las escalas en longitud que podemos inspeccionar. Para caracterizar el proceso que ha tenido lugar solo contamos con las partículas del estado final, debemos reconstruirlas o inferir su presencia a partir de la información del detector.

En concreto, el LHC (Large Hadron Collider) es el acelerador que alcanza la mayor energía en centro de masas ($\sqrt{s}$) hasta la fecha. Esto, unido a una alta luminosidad, hacen que el LHC sea el único acelerador en el que se pueden hacer esta clase de medidas actualmente. La luminosidad es una magnitud fundamental de cualquier acelerador y será tratada en mayor profundidad más adelante, mide la cantidad de datos acumulados por el detector y se miden en $fb^{-1}s^{-1}$ siendo $fb^{-1} = 10^{39}cm^{-2}$

En este trabajo se utilizarán datos recogidos en el detector CMS (Compact Muon Solenoid) que es unos de los experimentos enmarcado en el LHC. Es fundamental comprender cómo funciona este complejo sistema para poder interpretar los datos obtenidos.

2.1. LHC

Es un acelerador de partículas circular con 27 km de circunferencia. Generalmente se aceleran protones pero también iones pesados, haciendo colisionar dos haces que están en movimiento. Está diseñado para alcanzar los 14 TeV en centro de masas a una luminosidad instantánea de L= $2 \cdot 10^{34}cm^{-2}s^{-1}$.

Los protones circulan en el LHC en haces formados por paquetes que contienen del orden de 10^9 protones en unos centímetro de largo y unos pocos milímetros de ancho.

El número de paquetes así como su separación esta optimizado para obtener el máximo número de colisiones posibles. Es necesario **curvar** el haz para mantenerlo dentro del tubo, **acelerarlo** y **dirigirlo** al punto de colisión. Podemos decir que estas son las tres tareas que lleva a cabo el LHC.

Uno de los parámetros fundamentales del acelerador que ya hemos mencionado es la luminosidad: es el número de colisiones por unidad de tiempo y área. La sección eficaz cae con la energía de forma que al aumentar la energía también debemos aumentar la luminosidad o nunca conseguiríamos medir procesos con sección eficaz baja, algunos de los cuales tienen gran interés.

$$L = \int \mathcal{L} dt \tag{2.1.1}$$

Donde $\mathcal{L} = n_b \frac{N_1 \cdot N_1}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \frac{L}{c}$ siendo N_1 y N_1 el número de protones en cada paquete, n_b el número de paquetes, L la longitud del haz, c la velocidad de la luz [1] y σ_x y σ_y dan idea de la anchura del haz en esas direcciones [2].

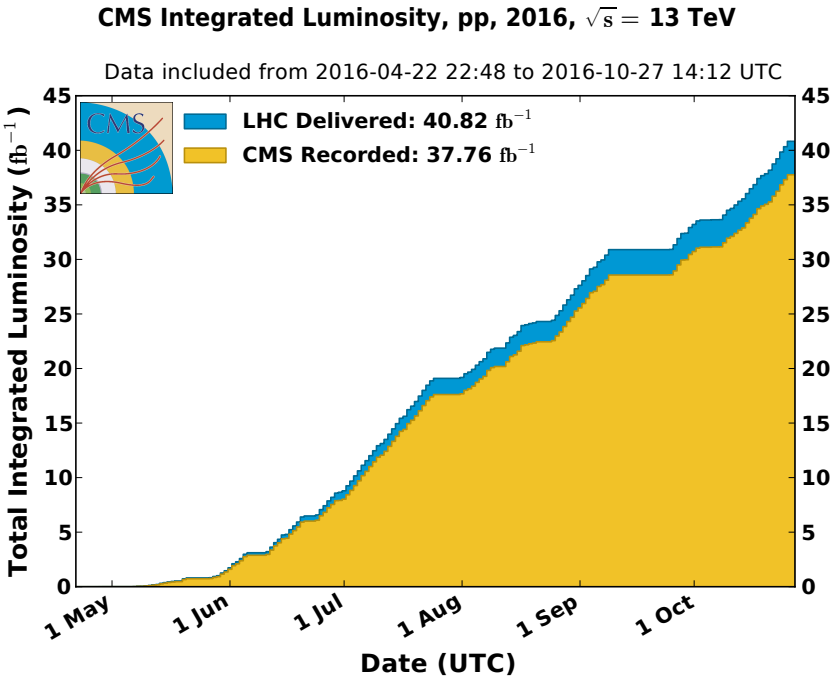

Figura 2.1.1: Luminosidad integrada registrada por CMS y dada por LHC en 2016.

El análisis de este trabajo usará datos recogidos en el Run II con $\sqrt{s} = 13TeV$ y 35.9 fb^{-1} tomados en 2016. En la figura 2.1.1 podemos ver la luminosidad integrada registrada por CMS en el año 2016 del que usamos los datos junto con la luminosidad dada por el acelerador.

[1] Velocidad a la que circulan las partículas aproximadamente.

[2] El haz tiene forma de elipsoide, con una distribución de protones gausiana con distintas desviaciones en x e y

Para acelerar los protones se usan una serie de aceleradores más pequeños que van aumentando la velocidad (Fig. 2.1.2). Se comienza por dos aceleradores lineal LINEAC, a continuación, se introducen en el Proton Synchrotron que forma el haz de protones con paquetes de 25 GeV. Esos haces se aceleran a 450 GeV en el Super Proton Synchrotron y son inyectados al LHC. En el LHC existen dos tubos para acelerar dos haces de portones en direcciones opuestas hasta unos 6.5 TeV por haz. Para llevar a cavo la colisión se hacen coincidir los dos haces en uno de los detectores.

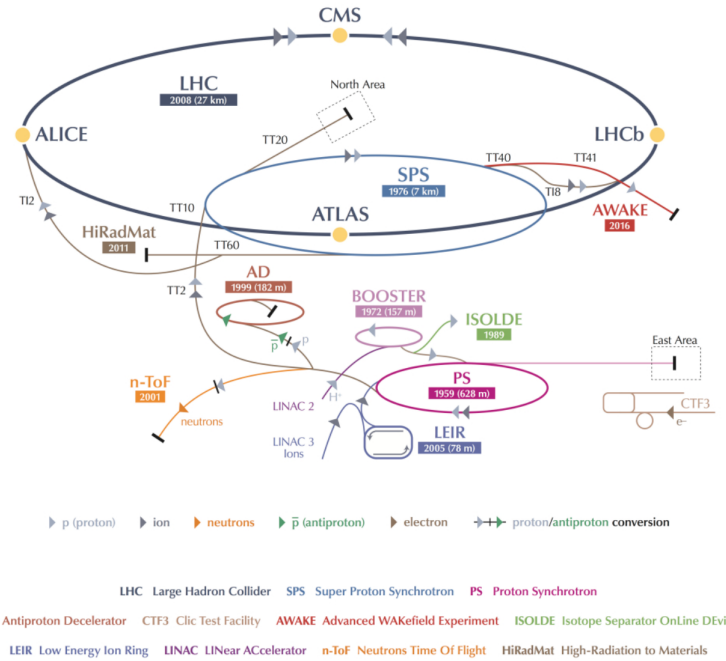

Figura 2.1.2: Complejo de aceleradores del CERN. Se observa la cadena de aceleradores que alimentan el LHC.

En el proceso de aceleración se usan cavidades de radiofrecuencia. Son cavidades metálicas en las que se genera un campo electromagnético oscilante. Tienen un tamaño y forma tales que se crea un proceso de resonancia, este proceso constructivo nos da un campo electromagnético que oscila a 400 MHz, que coincide con la frecuencia de paso de los protones. De esta forma, un protón que circule a la velocidad adecuada no notará aceleración debida a este campo, mientras que protones con una velocidad que no es la ideal llegan con retraso o anticipación a la cámara y se ven acelerados (o frenados). Hay 16 cavidades distribuidas a lo largo de la circunferencia del LHC.

Para mantener los protones en su trayectoria circular hay que curvar el haz. Esto se consigue usando imanes dipolares superconductores que dan un campo de 8.3 T en la dirección vertical. La fuerza de Lorentz resultante hace que los protones describan una trayectoria curva igual a la del LHC.

Por otro lado, es necesario enfocar el haz pues los protones son partículas cargadas, se repelen entre ellas haciendo diverger el haz. También tenemos que tener en cuenta que imperfecciones en el campo eléctrico y la fuerza gravitatoria debida a grandes masas próximas que pueda sufrir efectos de marea afectarán al haz. Esto sin tener en cuenta que el vacío del conducto por el que circula el haz no es perfecto y que los protones son partículas cargadas que emiten radiación de frenado. Por todo esto el haz se degrada y tiene una cierta vida útil. El LHC es un sistema muy complejo y existen sistemas adicionales que permiten su funcionamiento, más detalles sobre su funcionamiento se pueden encontrar en [6]

Experimentos en el LHC En la circunferencia hay cuatro puntos donde ambos haces se pueden encontrar. Entorno a estos puntos están construidos los cuatro principales detectores que tiene el LHC: CMS, ATLAS, ALICE y LHCb.

CMS Y ATLAS son detectores de propósito general, es decir, se han diseñado para ser capaces de registrar el mayor rango posible de eventos físicos interesantes. Tienen un diseño diferente el uno del otro para poder comprobar y reproducir los resultados obtenidos. En cambio, ALICE y LHCb tiene propósito concreto y están diseñados para medir con gran eficiencia eventos físicos que son de interés en el proceso a estudiar.

2.2. CMS

Es un detector diseñado para registrar un amplio rango de procesos fiscos que pueden ocurrir en una colisión protón protón. Tiene forma cilíndrica con una longitud de 21.6 m, un radio de 14.6 m y una masa de 12500 t[7]. El detector está construido por capas teniendo cómo interacciona cada tipo de partícula a identificar. Ha sido diseñado de forma que cumpla lo siguiente:

• Alta eficiencia en la detección e identificación de muones. Muchos procesos de nueva física se pueden estudiar en canales leptónicos donde haya muones en el estado final. Con este objetivo se ha puesto mucho cuidado en el diseño de las cámaras de muones que, como veremos más adelante son los detectores que permiten la identificación de estas partículas.

• Buena resolución en la medida del momento de partículas cargadas en un rango de energías de pocas GeV a cientos de GeV. Esto se lleva a cabo en el tracker.

• Buena resolución espacial para resolver vértices secundarios producidos en el decaimiento de mesones B. Este se consigue con los pixels del tracker.

• Alta hermeticidad de los calorímetros (hadrónico y electromagnético) para tener

buena resolución en el momento trasverso faltante.

Los subdetectores de los que consta CMS de dentro a afuera son: tracker, calorímetro electromagnético, calorímetro hadrónico y cámaras de muones.

2.2.1. Sistema de Coordenadas

En primer lugar, debemos establecer cuál será el sistema de referencia en el que trabajaremos para estandarizar las medidas.

El origen se sitúa en el centro del detector, en el tubo por el que circula el haz. El plano cartesiano xy se define como el perpendicular al haz o plano transverso, con el eje x apuntando hacia el interior de la circunferencia del LHC y el eje y hacia arriba. El eje z va en la dirección del haz y apunta en sentido oeste.
Como el detector tiene forma cilíndrica es útil definir el ángulo azimutal φ que va de [0,2π) medido desde el eje x. Y el ángulo polar θ que varía en [$\pi/2$, $-\pi/2$] medido respecto a la dirección z. Este último ángulo en general no se usa sino que se define la pseudorapidez $\eta = -log(tan(\frac{\theta}{2}))$ esta cantidad es invariante de Lorentz en el caso en que la masa de la partícula sea mucho menor que su energía, esto ocurre en la mayoría de casos con los que trabajamos pero no para el quark top.
De esta forma el sistema de coordenadas usado será (ρ, η,φ).

A continuación pasamos a detallar las partes del detector.

2.2.2. Solenoide

En CMS, como su nombre indica, el campo magnético esta generado por un solenoide. Genera un campo de 3.8 T en la dirección del eje z. El Solenoide como se ve en la figura 2.2.1, se sitúa por fuera del calorímetro hadrónico pero en el interior de las cámaras de muones.

El campo magnético es necesario para curvar la trayectoria de las partículas cargadas, de esta forma, podemos conocer su carga (que ayuda a su identificación) y su momento ya que a partir de la ley de lorentz:

$$mv = p_t = qBr \tag{2.2.1}$$

y en GeV:

$$p_t[GeV] = 0.3\ q[e]\ r[m]\ B[T] \tag{2.2.2}$$

Además recordamos que un solenoide genera tanto campo en su interior como en su

exterior pero con un cambio en la dirección.

2.2.3. Subdetectores

Los distintos subdetectores se disponen en capas entorno al centro donde tiene lugar la colisión. Esta estructura tiene una razón de ser y es que unas partículas recorren una longitud mayor del detector que otras.

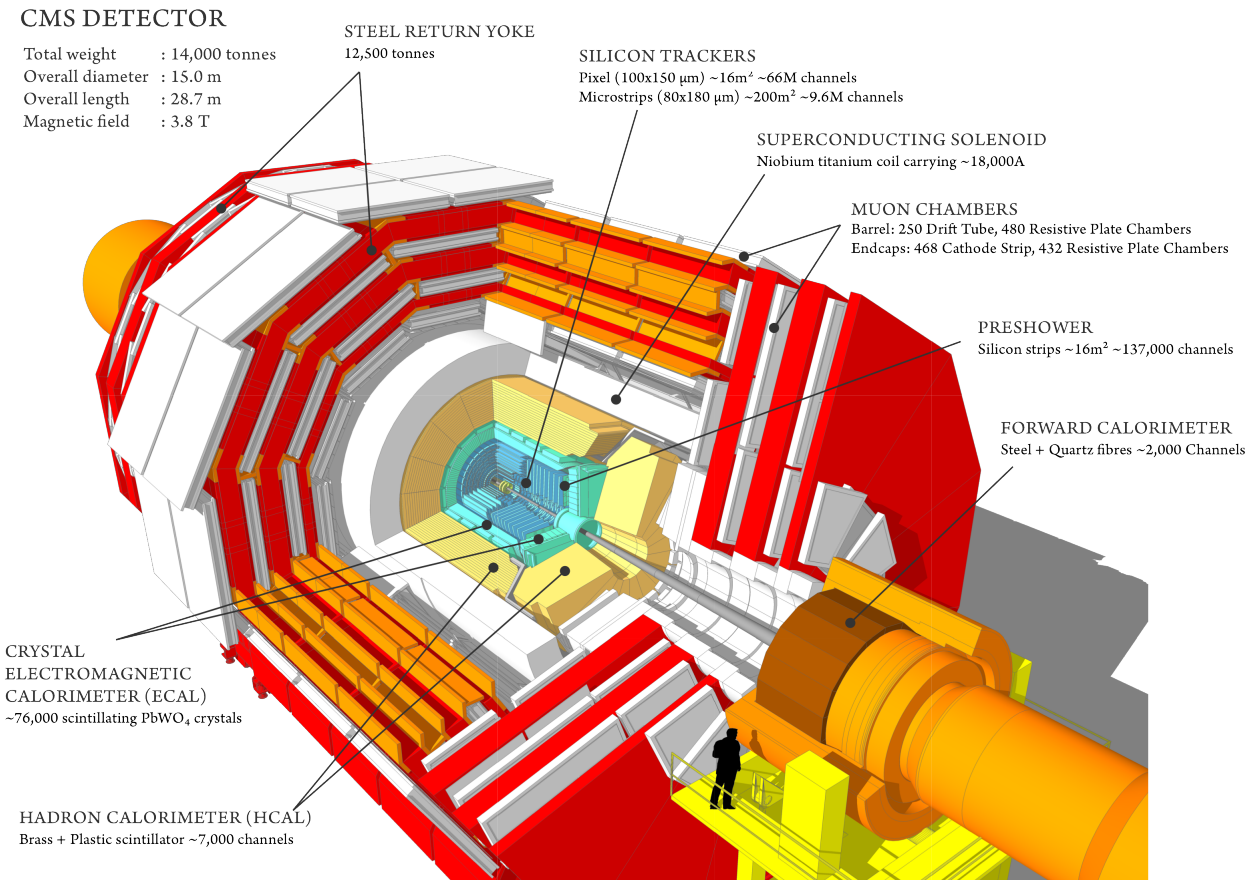

Figura 2.2.1: Corte del detector CMS. Se aprecia la estructura de capas y se indica la posición de los subdetectores.

- **Detector de Trazas (Tracker)**

Es el subdetector más interno y su objetivo es reconstruir las trazas de partículas cargadas. La correcta reconstrucción de las trayectorias es importante porque nos permite inferir el vértice de la colisión (punto del que parte las trazas). Además al tratarse de partículas cargadas en un campo obtendremos trayectorias curvas de las que se puede obtener el momento de dicha partícula. Por otro lado, una reconstrucción precisa nos permitiría ver vértices secundarios debidos a la desintegración de partículas de larga vida como mesones B.

Las partículas cargadas entra en esta región en la que hay un mallado de sensores muy pequeños, del orden de 150 por 100 μm. Estos sensores basados en semiconductores de silicio interactúan con las partículas cargadas de forma que varía la concentración de electrones y huecos. Así se produce una corriente que es lo que realmente se mide. Estos detectores no distinguen el tipo de partícula, esta es una de las razones por las que necesitamos una gran densidad de detectores, para tener muy buena resolución espacial.

Está compuesto a su vez por dos partes: el *Pixel Tracker* y el *Strip Tracker* tiras de silicio.

El *Pixel Tracker* está formado por pixels de silicio y consta de tres capa superpuestas, recientemente, en 2017 se ha añadido un cuarta capa. Ocupan un grosor de 4.4 cm a 10.2 cm (en la dirección radial) y 500 cm en la dirección longitudinal. De esta forma están situados en la parte más cercana a vértice de la colisión, en esta región tendremos una densidad muy alta de trazas y este detector tiene una alta granulosidad que nos da una precisión de decenas de micras. La distribución geométrica se divide en Barrel (caras laterales del cilidro) y dos Endcap (tapas del cilindro) por razones de hermeticidad (así el Pixel Tracker cubre un que cubre un $|\eta|$ <2.5). Esta parte del tracker es fundamental para la reconstrucción de vértices secundarios y la creación de semillas para la reconstrucción de trazas y high level trigger, que se expondrá más adelante.

El *Strip Tracker* es un recubrimiento formado por 10 láminas de silicio. Cubre un área mayor que los píxeles llegando hasta un radio de 1.1 m. Además tiene menor granulosidad. Su principal objetivo es mejorar la medida de la curvatura al medir más puntos de la trayectoria. Esta parte del tracker también permite una buena identificación de las partículas con $|\eta|$ entre 0 y 2.5. Hemos de notar que en todos los casos hay una parte de espacio donde no tenemos detector pues debe entrar el haz.

Además de la identificación de vértices secundarios y distinción de partículas el tracker tiene que hacer frente al problema del "pile up", que es la producción de más de una colisión por paquete de protones, es decir, la producción de más de una colisión en un tiempo muy corto (menor de 25ns). Este fenómeno que detallaremos más adelante se produce en cualquier colisión del LHC por su alta luminosidad, con las condiciones actuales por cada colisión hay hasta 50 colisiones de pile up esto se puede observar en la figura 2.2.2 donde vemos que la media es de 27 colisiones de pile up. Por esta razón necesitamos que el tiempo de respuesta del detector sea muy rápido. Por otro lado, ese alto flujo de partículas genera un nivel de radiación importante que degrada el tracker. Este es uno de los retos a los que se enfrenta el LHC de cara al futuro pues se aumentará la luminosidad de forma considerable.

- **Calorímetro Electromagnético (ECAL)**

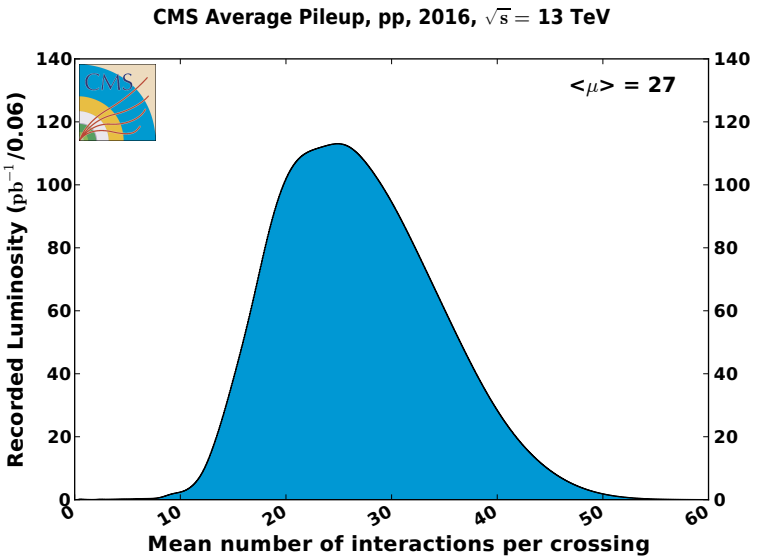

Figura 2.2.2: Se muestra el número de eventos de pile up medio en 2016

El objetivo de este detector es medir la energía de las partículas con interacción electromagnética. Se sitúa rodeando el tracker y, cuando un electrón o fotón penetre en esta región, interaccionará con él depositando su energía.

Está compuesto por casi 70.000 cristales de tungstenato de plomo ($PbWO_4$). Este material tiene una alta densidad (8.3 g/cm^3), tiene una longitud de radiación[3] pequeña (0.89 cm), es un buen centellador y es transparente lo que permite que la luz producida en el centelleo se propague hasta el fotomultiplicador que cada cristal tiene asociada y que amplifica la señal luminosa y la transforma en una señal eléctrica. De esta forma se obtiene un calorímetro cono alta grandiosidad y compacto.

El proceso físico es el siguiente: cuando un electrón o fotón llega a este material es capaz de producir ionizaciones y excitaciones en los electrones del cristal. Cuando éstos se desexcitan, emiten fotones que pueden ser recogidos por fotomultiplicadores y transformados en una señal eléctrica que medimos.

El ECAL debe estar refrigerado a 18 ^oC pues la emisión de luz debida al proceso de centelleo depende de la temperatura. En condiciones óptimas el centellador usado es capaz de emitir ráfagas de fotones rápidas (el 80 % de la luz es emitido en 25ns) y bien diferenciadas, esto es fundamental para un buen detector.

El detector se divide en dos partes: el barrel que tiene forma cilíndrica y cubre un $|\eta| < 1.5$ y el endcap que cubre la región con $1.5 < |\eta| < 2.6$. Los fotodetectores usados

[3]cantidad de material necesaria para reducir la energía un factor e

en cada caso son diferentes.

Además cuenta con un *preshower* que se sitúa delante del endcap en sí. Está formado por una capa de plomo (inicia la cascada electromagnética) y otra de detectores de silicio. El objetivo es identificar piones neutros y tener una mejor resolución en la medición de fotones y electrones, pues la granulosidad de estos detectores es de 2mm frene a loas 3 cm de los cristales de tungsteno de plomo. Con esto podemos distinguir fotones aislados de aquellos producidos en pares, en el decaimiento de un pión.

- **Calorímetro Hadronico (HCAL)**

El objetivo de este subdetector es medir la energía de hadrones neutros, aunque también puede medir energía de hadrones cargados y contribuye a la medida de energía transversa faltante, esta magnitud se define como la suma de los momentos en el plano transverso y se explicará en más detalle en el capítulo siguiente. En realidad mide la energía y dirección de los jets, chorros producidos en la hadronización. Los quarks resultantes de la colisión no pueden existir de forma aislada debido a la propiedad de confinamiento de la fuerza fuerte y se asocian formando hadrones en un proceso llamado hadronización. En este proceso las partículas involucradas general lo que se conce como jet y éste deja deposiciones en el HCAL, pero también en el tracker y el calorímetro electromagnético. Todas estas señales después se analizan usando algoritmos específicos y se puede reconstruir la energía y dirección del jet.

El diseño y tamaño de este detector están limitados por encontrarse en el interior del solenoide. Ocupa un radio de 1.77m a 2.95m.

El HCAL está compuesto de placas de latón intercaladas con un material centellador. El latón tiene una alta densidad, de forma que las partículas interactúan fuertemente con el material. En una interacción se producen numerosas partículas secundarias que siguen viajando por el HCAL y puede producir nuevas interacciones en las siguientes capas. Así se generan cascadas de desintegración. Las partículas de esta cascada (o shower) llegan al material de centelleo que emite luz, esta luz es absorbida por fibras ópticas para su lectura y es la señal que medimos. Hemos de tener en cuenta que la forma en que las partículas neutras interaccionan con la materia es diferente a cómo lo hacen las cargadas. En el primer caso intervienen interacciones con los núcleos de forma que en general una cascada hadrónica es mucho más dispersa y difícil de modelar que una electromagnética. En este caso, al igual que para el ECAL, es de vital importancia saber qué cantidad de energía puede ser depositada en la longitud de material que recorrerá la partícula en el caloríemtro.

En el HCAL es muy importante la hermeticidad, es decir que todas aquellas partículas que podemos detectar no escapen. De esta forma podemos inferir la presencia de partícu-

las que no interaccionan con nuestro detector (ya sean los neutrinos o algo mas exótico) imponiendo conservación del momento en el plano trasverso. Con este objetivo el HCAL tiene varias secciones: barrel, endcap y forward calorímetro. El barrel cubre un $|\eta| < 1.3$ y el endcap una región con $1.3 < |\eta| < 3$, el forward calorimeter se sitúa fuera del solenoide a 11.3m del punto de interacción (en z), para detectar partículas que salen con un ángulo muy bajo respecto al haz. Así esta parte del detector cubre un rango de hasta $|\eta| < 5.0$.

- **Cámaras de Muones**

Es el detector más externo, se sitúa en el exterior del solenoide, por lo que la curvatura de la trayectoria de estas partículas sufre un cambio de signo, y la trayectoria ocupa una superficie muy grande: $25000m^2$. Los muones a las energías a las que trabaja el LHC son partículas con un tiempo de vida largo, además no interaccionan de forma fácil con la materia ordinaria de forma que, a pesar de dejar una traza en el tracker, puedan recorrer una distancia suficiente como para llegar a ésta zona exterior del detector. Así son las idealmente las únicas partículas (a parte de los neutrinos) que llegarían a este detector lo que facilita su identificación. En el diseño de CMS se puso gran esfuerzo en una buena identificación y medida del momento de los muones pues son partículas que se producen en desintegraciones de bosones Z, del Higgs y también sería importantes para la búsqueda de SUSY.

Se trata de detectores gaseosos debido a su gran tamaño. Están rodeados por un encapsulado de hierro que tiene el objetivo de detener partículas hadrónicas que, a pesar de todo, hubieran escapado del HCAL. Cuando un muón, que es una partícula cargada, atraviesa el gas éste se ioniza. Los iones producidos son atraídos hacia un cátodo y un ánodo generado una corriente que medios. Está formado por tres tipos de detectores: DT(*Drift Tubes)*, CSC (*Cathode Strip Chambers*) y RPCs (*Resistive Plate Chambers*) cuya localización se puede apreciar en la figura 2.2.3 .

Los DT se sitúan en el barrel cubriendo un $|\eta| < 1.2$. Son celdas que contienen una mezcla de gases (Ar y CO_2). Tienen un tiempo muerto[4] relativamente alto de 180 ns y una buena resolución de 0.18mm. En esta zona la proporción de muones es relativamente baja por lo que el tiempo muerto no supone un gran problema. Se organizan en cuatro stations y cinco ruedas en ñas direcciones r y z.

Las CSC se colocan en la región con $1.2 < |\eta| < 2.4$ (endcap). En esta zona el número de muones es mayor y también el posible ruido por otras partículas, además el campo magnético es más intenso y no es uniforme. Por estas razones el tiempo muerto de estos detectores debe ser menor que el de los DT.

[4]Tiempo que tarda el detector en volver a la estabilidad tras detectar una partícula, en ese intervalo de tiempo el detector no mide.

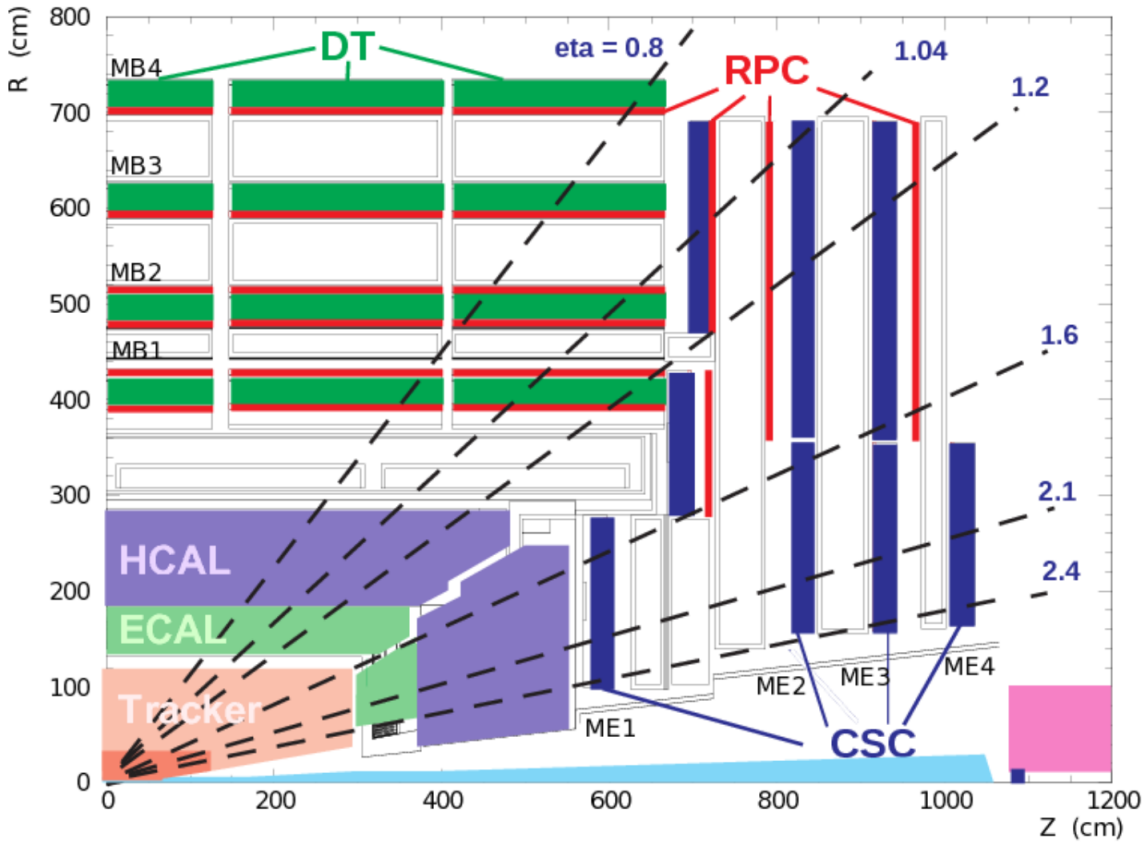

Figura 2.2.3: Corte donde se ven los subdetectores y en particular las cámaras de muones.

Las RPCs tienen una menor resolución espacial que los anteriores pero su tiempo de respuesta es muy rápido. Se sitúan tanto el la zona del barrel como en el endcap, es decir, en la región entre con los DT y los CSC. De esta forma complementan a las otras dos y nos permite saber si las otras han dejado de detectar alguna partícula y además se usan para disparar el trigger.

Las cámaras de muones además de identificar muones y ser vitales para la recosntrucción de su momento se usan para hacer trigger: seleccionar eventos como se explicará a continuación. De esta forma la combinación de los tres tipos de cámaras nos dan una buena eficiencia de trigger incuso a bajo pt.

2.2.4. El Trigger

La tasa de colisiones en CMS es del orden de 40 MHz, no obstante la capacidad de CMS de almacenar datos es mucho menor, con una frecuencia de unos 1000 Hz. De esta forma, no podemos registrar todos los datos producidos en cada colisión. Almacenar los datos de forma aleatoria no sería eficiente dada la baja sección eficaz de algunos procesos interesantes. Como ejemplo si recogiéramos datos durante año para una luminosidad de $20 fb^{-1}$ veríamos 10^9 eventos de Z a electrones o 10^{13} producciones de $b\bar{b}$ frente a solo 10^5 producciones de Higgs [7]. Por esta razón se ha implementando un sistema de trigger que

analiza de forma rápida (online) los procesos de colisión y decide qué colisiones almacenar por ser un suceso interesante, A continuación explicamos de forma sencilla en que consiste. El trigger se divide en dos pasos o etapas ya que debemos desechar del orden de 10^5 eventos/s:

El **Trigger L1** está implementado en el hardware directamente. Es una rápida decisión, del orden de nanosegundos, que consiste en activar, o no, el sistema de adquisición de datos. Sólo toma información de las cámaras de muones y los calorímetros. El cálculo ha de ser rápido y solo se estima el p_t y el número de partículas pero no la trayectoria de forma precisa. Como se dispone de poco tiempo primero se activan los detectores más rápidos y entonces se decide si activar los detectores colindantes para una reconstrucción completa.
El L1 se divide en tres subsitemas: para calorímetros, para cámaras de muones y el trigger global. Una colisión debe pasar primero los triggeres de calorímetro y cámara de muones donde se filtran la información recogida por las distintas capas de cada sistema. Si pasa esta etapa la colisión es considerada por el trigger global que es el que toma la decisión de almacenarla o no. En el trigger L1 la frecuencia de sucesos debe disminuir de 10^7Hz a 100 kHz.

El **High Level Trigger** (HLT) está diseñado completamente en software y funciona en una *farm* de ordenadores convencionales. Actúa una vez que el suceso ha pasado el trigger de nivel 1 y su objetivo es pasar de 100kHz a 1000 Hz. Se producen, entonces, los primeros pasos para la reconstrucción a nivel de software. Ahora se usa información de más subdetectores y se piden criterios de selección más complejo y que implican haber identificado las partículas, por ejemplo, exigir dos electrones de cargas opuestas. En muchas ocasiones para disminuir el tiempo de computación el HLT debe reconstruir la mínima información necesaria para decidir si almacenar la colisión o no.

Se divide a su vez en level 2 y level 3, ambos se aplican a lo mismo y no se especializan en sucesos concretos. El level 2 usa en general solamente información del calorímetro y las cámaras de muones mientras que el el level 3 usa la reconstrucción de trazas completas en el tracker.

El HLT al completo se divide en los denominados *trigger paths* según los objetos identificados en el sucesos. Cada *trigger path* es disparado por un algoritmo concreto del L1 y obtiene la información de los detectores pertinentes para imponer sobre ella un criterio concreto y almacenarla si lo pasa.

Cada rutina del HLT se especializa en un tipo de objeto: fotones y electrones, muones, jets, b-jets y τ-jets.

Cuando los sucesos han pasado ambas fases se almacenan los datos en la TIER-0 de

CMS para su posterior análisis y reconstrucción. De esta forma los datos quedan ordenados y filtrados. Si queremos estudiar un proceso que tenga, por ejemplo, tres leptones en el estado final seleccionamos datos que hayan pasado un trigger trileptónico.

CAPÍTULO 3

Reconstrucción de partículas en CMS

Tras la toma de datos es necesario identificar cada una de las partículas estables o metaestables que se han producido en el estado final tras la colisión. La información que tenemos son pulsos y deposiciones de energía en los diferentes subdetectores que se deben asociar para reconstruir la partícula que los ha dejado. Debemos, por tanto, combinar de forma óptima la información de todos los subdetectores para reconstruir las partículas [9]: identificarlas y obtener su momento y energía .

3.1. El algoritmo *particle flow*

El algoritmo *particle flow* traducido como de flujo de partículas es el algoritmo usado en CMS para la reconstrucción del suceso de forma sistemática y eficiente. Con este se pretende dar la mejor estimación posible del momento y energía de las partículas, así como su carga o si un jet proviene de un quark b. Para llegar a esta identificación el algoritmo combina y relaciona la información de todos los subdetectores .

En primer lugar se intentan reconstruir las trazas en cada subdetector, asociando hits o deposiciones que puedan pertenecer a una única partícula. Se comienza por los objetos más fáciles de identificar que son los muones y continúa con el resto en creciente orden de dificultad: electrones, hadrones cargados, fotones y hadrones neutros.

La reconstrucción local de trazas se realiza con pequeñas variaciones en cada subdetector:

• **Tracker**: Se usa un algoritmo de tipo iterativo, se seleccionan ciertas señales que cumplen unos criterios estrictos. Esas son las candidatas a formar una trayectoria y se llaman semillas. A partir de éstas se pasa a analizar las señales colindantes y se intenta añadirlas a la trayectoria con unos criterios más relajados. De esta forma se reconstruyen

las trazas con una buena eficiencia y se evitan reconstruir como traza algo que no lo es. Este proceso se repite eliminando en cada paso las señales que ya han sido añadidas a una trayectoria.

• **Cámaras de muones**: El proceso es análogo al del tracker pero la resolución es menor por las diferencias en el detector que hemos visto en el capítulo anterior.

• **Calorímetros**: Se parte de aquellas zonas con una deposición de energía mayor que cierto valor umbral. Estas zonas son las semillas, a partir de ellas se analizan las celdas adyacentes y, si la deposición es suficientemente alta, se agregan al *cluster*. Este proceso se repite hasta generar los cluster de forma independiente en cada zona del ECAL y el HCAL.

Pero en general las partículas no dejan deposición en un único detector (3.2.1), sino que cada partícula interactúa con varios hasta ser detenida. Necesitamos unir las trayectorias reconstruidas en cada detector que corresponden a la misma partícula. Para esto, a partir de las trayectorias locales de cada detector, usando un algoritmo de enlace se relacionan entre sí varias señales para reconstruir la trayectoria a lo largo de todo CMS.

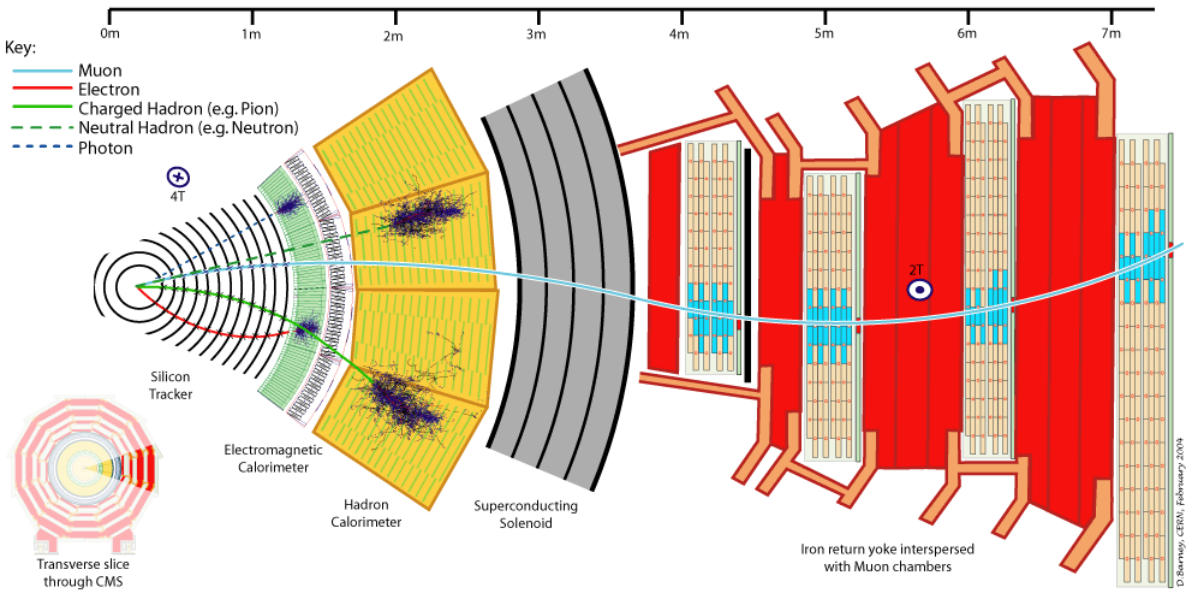

Figura 3.1.1: Corte transversal del detector CMS. Observamos la reconstrucción de la trayectoria de distintas partículas y vemos como una misma puede dejar señal en varios subdetectores

Los algoritmos de enlace toman pares de señales (pueden ser tanto trayectorias como clusters) y analizan si son compatibles desde el punto de vista cinemático y dinámico. Es necesario tener una serie de criterios para establecer la verosimilitud a la hora de emparejar dos señales y debemos tener en cuenta tanto las magnitudes físicas como la topología de las señales. Por ejemplo, una trayectoria bien identificada en la cámara de muones nos

indica la presencia de un muon y se buscará asociarla con una trayectoria reconstruida en el tracker. En cambio, se pueden asociar una deposición en el ECAL y HCAL por criterios de proximidad e identificar esas señales como pertenecientes a un hadron cargado. El algoritmo considera las posibilidades y nos da la reconstrucción que tiene una mayor probabilidad de ser correcta.

El último paso de la identificación de objetos es la reconstrucción completa de las propiedades físicas de la partícula. Hemos de notar que la reconstrucción de la trayectoria de la forma más fiel posible es determinante a la hora de estimar el momento de las partículas pues, como ya hemos mencionado esto se hace a partir de la curvatura de la trayectoria. Además la dificultad a la hora de obtener las magnitudes físicas de cada partícula varía mucho de un objeto a otro por sus características físicas y de detección.

3.2. Reconstrucción del vértice principal

Como ya se ha mencionado, la alta luminosidad del LHC tiene como consecuencia el efecto de *pile-up*. Es decir, la producción al mismo tiempo de muchas colisión entre protones que quedan registradas simultáneamente. Es necesario separar los datos que corresponden a la colisión inelástica de interés (hard scattering) de otras secundarias que no son relevantes para el análisis (Underlying event).

Para esto lo que se hace es buscar los **vértices primarios** de cada colisión. Estos son los puntos donde la colisión inicial protón-protón tuvo lugar. Como tenemos una alta resolución en la medida de trayectorias en el tracker, podemos extender cada trayectoria hasta el eje del detector, aquellas zonas donde coincidan un alto número de trazas se consideran un vértice primario de la interacción. A cada vértice se le asocian los objetos por criterios de proximidad de forma que podemos saber cuál es el vértice principal corresponden al suceso que vamos a estudiar y conocer los objetos asociados a esa colisión y no a otra.

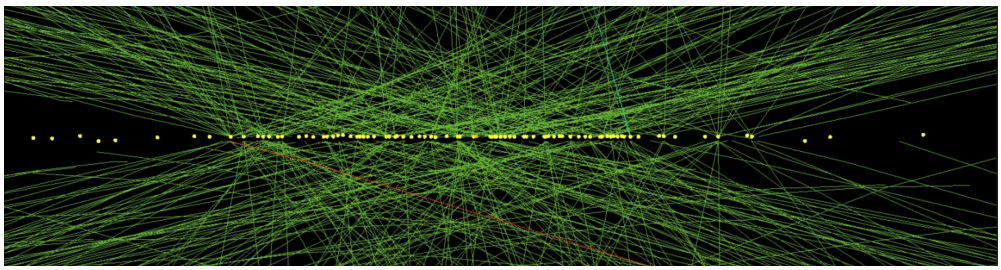

Figura 3.2.1: Reconstrucción simultánea de vértices en CMS. Cada punto sería un vértice, las lineas son la prolongación de las trayectorias

3.3. Reconstrucción de muones

Como ya hemos indicado estas son las partículas más fácilmente identificables. Dejan trazas en el tracker por ser partículas cargadas, pasan por los calorímetros interaccionando muy poco[1], de forma que su trayectoria apenas se desvía en estos subdetectores, y llegan a las cámaras de muones donde depositan toda su energía.

El hecho de que se puedan detectar en las cámaras de muones y en el tracker es una característica muy particular de los muones y que facilita enormemente su identificación. En primer lugar, se reconstruyen las trayectorias en ambos detectores por separado. A continuación, se extienden las trayectorias reconstruidas y se comprueba si son compatibles con alguna de las trazas de tracker teniendo en cuenta que la trayectoria de los muones cambia de curvatura al atraviesa el solenoide y la pequeña pérdida de energía que sufren. Se asociará la traza del tracker más próxima considerando la distancia: $d = \sqrt{\Delta(\varphi)^2 + \Delta(\eta)^2}$ siendo (φ, η) las coordenadas introducidas en el capítulo 2. Una vez se asocian una traza del tracker y de las cámaras de muones, se vuelve a calcular la trayectoria con los datos de ambos subdetectores obteniendo una mejor precisión. Hay tres tipos de muones atendiendo a su reconstrucción: Stand Alone (se reconstruyen únicamente con hits en las cámaras de muones), Global Muon (se extrapola una traza del sistema de muones y se ve si coincide con alguna del tracker) y Tracker Muon (se parte de una traza del tracker y se asocia a una del sistema de muones).[10]

Se puede hallar el momento longitudinal (y con este la energía de la partícula), conociendo la trayectoria, el campo magnético y el momento transverso.

Es interesante poder distinguir muones que se producen aislados, como sucede en sucesos de desintegración leptónica o de bosones W, Z, de aquellos que se generan junto con jets, como puede ocurrir en la desintegración de un quark. Construimos un cono imaginario en torno al muón y definimos la distancia $\Delta(R_0)$de forma que si $\Delta(R_0)^2 > \sqrt{\Delta(\varphi)^2 + \Delta(\eta)^2}$ está dentro del cono asociado al muón. Definimos el aislamiento I como la suma de momentos transversos de todos los objetos contenidos en el cono. Es decir:

$$I = \sum_{\Delta(R_0(i))<\Delta(R_0)} |p_t(i)|$$

También se usa frecuentemente la magnitud relativa: $I_{rel} = I/|p_t|$.
Muones asilados tendrá un bajo valor de I, pedir muones aislados nos ayuda a identificar muones que provengan de W y Z descartando otros procesos en los que se hayan podido producir.

[1]Esto es válido a las energías de trabajo actuales del LHC. Un problema importante es el aumento de la energía radiada por muones al ser cada vez más energéticos

Una vez tenemos bien reconstruidos los muones se calculan las aportaciones que hayan podido tener a los calorímetros para eliminarlas del análisis posterior.

3.4. Reconstrucción de electrones

Tanto los muones como los electrones son objetos interesantes pues se producen pocos en colisiones protón protón y suelen estar asociados a procesos interesantes. Los electrones además de dejar una traza en el tracker darán una deposición de energía en el ECAL donde son detenidos. Como los electrones tiene una masa unas 290 veces menor que la del muón, las pérdidas por Bremsstrahlung son importantes a las energías de trabajo del LHC. Por esta razón la reconstrucción de la trayectoria y del momento del electrón esta sujeta a un mayor error y son más complejas. Además los fotones emitidos por la radiación de frenado pueden ser identificados en el ECAL y debemos tener en cuenta para no confundirlos con fotones producidos propiamente en la colisión o como subproducto de esta.

La reconstrucción es similar a la de los muones, en este caso hay que asociar a ciertos clusters del ECAL una traza del tracker con criterios de cercanía como el descrito para muones. No todos los clusters tendrán asociado una traza pues también pueden dejar deposición en el ECAL los fotones. Al igual que en el caso anterior el concepto de aislamiento es importante para saber si el electrón se ha producido solo.

3.5. Reconstrucción de Jets

Como ya hemos comentado, el confinamiento debido a la carga de color hace que un quark no se pueda encontrar en libertad. Un quark o gluón emitido autointeracciona radiando gluones y generado una cascada de otros gluones y quarks que se recombinan y unen para formar uno o varios hadrones. En este proceso lo que podemos observar experimentalmente es un chorro de partículas colimadas en la dirección de emisión del quark o gluón, esto se conoce como jet. Es necesario tener un método para deducir la energía y dirección del partón a partir del jet.

Existen diversas formas de definir un jet y reconstruirlo, a continuación, se indica de forma sencilla cómo proceder. Se parte de las trazas del tracker que no han sido asociadas a electrones y muones y se extrapolan hasta los calorímetros para ver si coinciden con un cluster. Hay que notar que puede haber deposición en el ECAL incluso para hadrones neutros, por ejemplo el π^0 es un hadrón neutro que se desintegra un par de fotones que serían medidos en el ECAL.
El siguiente paso es estimar el momento transverso de los candidatos a hadrones. Se sustrae dicha estimación del valor real depositado en los calorímetros. Si la diferencia es muy elevada es necesario suponer que se han producido fotones (exceso en el ECAL) o hadro-

nes neutros (exceso en el HCAL), teniendo en cuenta que más de una partícula puede dejar deposiciones en la misma zona del detector.

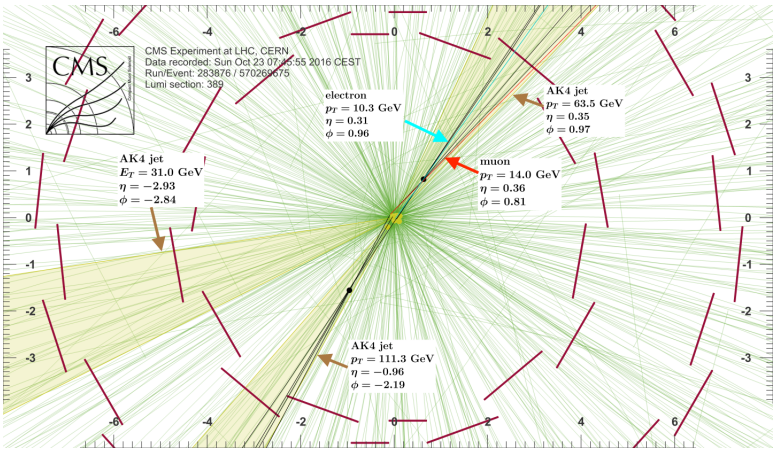

Figura 3.5.1: Suceso registrado por CMS en que se pueden observar dos jets

Una vez identificadas las partículas, se definen los jets como una sección cónica en torno a las partículas, en la figura 3.5.1 se observa la producción de tres jets como dos conjuntos de trazas con forma cónica. El jet está formado por un conjunto de partículas y su energía es la suma de la energía de todas ellas. No es trivial obtener la energía del quark inicial a partir de esta energía y se hace mediante algoritmos basados en simulaciones.

3.5.1. b-jets

Es de especial interés conocer el sabor del quark que ha originado el jet. No se pude hacer en todos los casos, pero sí para aquellos jets cuyo origen es un quark b. Hadrones que contienen quarks b tiene una vida media mayor que otros del orden de 10^{-12}s. Por esta razón, son capaces de recorrer unos milímetros antes de desintegrarse. Así un vértice secundario desplazado dentro del jet es un indicador de un b-jet. Esto se puede ver en dos de los jets de la figura 3.5.1 donde apreciamos un punto (vértice) en el cono del jet. Para identificar este tipo de jets se usa el algoritmo CSV (Combined secondary vertex) que usa criterios de distancia, energía[2] y multiplicidad de la carga para evaluar la posibilidad de que el jet se haya originado por un quark b. Existen varios criterios: suave (loose), medio (medium) y fuerte (tight) que permiten identificar b-jets con pureza creciente.

La identificación de quarks b es de especial importancia a la hora de estudiar el quark top y procesos en los que aparezca ya que decae (sin hadronizarse) por el siguiente canal $t \to Wb$ el 95.7 % de las veces.

Con esto somos capaces de identificar y reconstruir todas las partículas del SM excepto los neutrinos que no interaccionan con el detector a penas. No hemos hablado de los

[2]Los quarks b tiene una masa bastante superior al resto (a excepción del t)

leptones tau ya que dado su tiempo de vida de $290 \cdot 10^{-15}$s, incluso a las elevadas energías a las que trabajamos se desintegra rápidamente de forma que solo lo podemos identificar por sus subproductos.

3.6. Energía transversa faltante

La energía transversa faltante o *missing energy transverse*(MET) se usa para inferir la presencia de partículas que no han interaccionado con el detector. De las partículas del modelo estándar, los neutrinos son invisibles para el detector pero, además, es muy probable que partículas asociadas con nueva física tampoco puedan ser detectadas y tengamos que buscarlas como MET.

Como sabemos, el principio de conservación de la energía y el momento debe cumplirse en todo proceso físico. Los dos protones que colisionan lo hacen moviéndose en la dirección z, con componte del momento en x e y nulos [3] de modo que el momento transverso inicial es nulo y debe conservarse a lo largo de toda la colisión. De esta forma, la suma de los momentos de todas las partículas en este plano debe ser nula. Definimos la E_T^{miss} como la suma de todos los momentos de las partículas invisibles, y la calculamos así:

$$E_T^{miss} = -\left|\sum_{vis} \vec{p_t}\right| \tag{3.6.1}$$

En el caso de que se hayan producido partículas invisibles, sumando el momento en el plano transverso de las partículas que medimos obtendremos un vector que nos indica la cantidad de momento de las partículas no detectadas y la dirección mayoritaria de este. Podemos establecer unos límites por encima de los cuales suponemos que la energía faltante es debida a partículas y no a efectos del detector.

3.7. Simulación de Sucesos

La simulación de sucesos es fundamental en la física de partículas por varias razones. Por un lado, necesitamos estimar el fondo al que estará sujeto un determinado proceso a estudiar; también son necesarias para medir eficiencias comparando datos con simulaciones en procesos bien caracterizados; y son de gran importancia para la interpretación de los resultados obtenidos y la evaluación de la concordancia entre los datos y la teoría. Incluso el proceso más sencillo que se pueda llevar a cabo en un colisionado de hadrones es demasiado complejo como para resolverlo analíticamente, por esto se usan simulaciones de Monte Carlo.

[3] En realidad tienen una pequeña componte transversa dado que al juntar los haces inciden formando un pequeño ángulo.

La simulación pretende ser una reproducción lo más exacta posible del proceso físico. Involucra tanto la generación de las partículas en la colisión, como la interacción de estas con el detector y la simulación del proceso de reconstrucción.

El proceso de simulación tiene, por tanto, varias etapas para cada una de las cuales existe un software específico, estas etapas se pueden ver en la figura 3.7.1. En una colisión protón protón del LHC obtenemos una *Hard Scattering*, en la que se producen partículas de gran masa o alto momento y que es de interés, junto con procesos *soft* de menor energía que son procesos QCD que no se pueden calcular por teoría de perturbaciones pues no son normalizables [11].

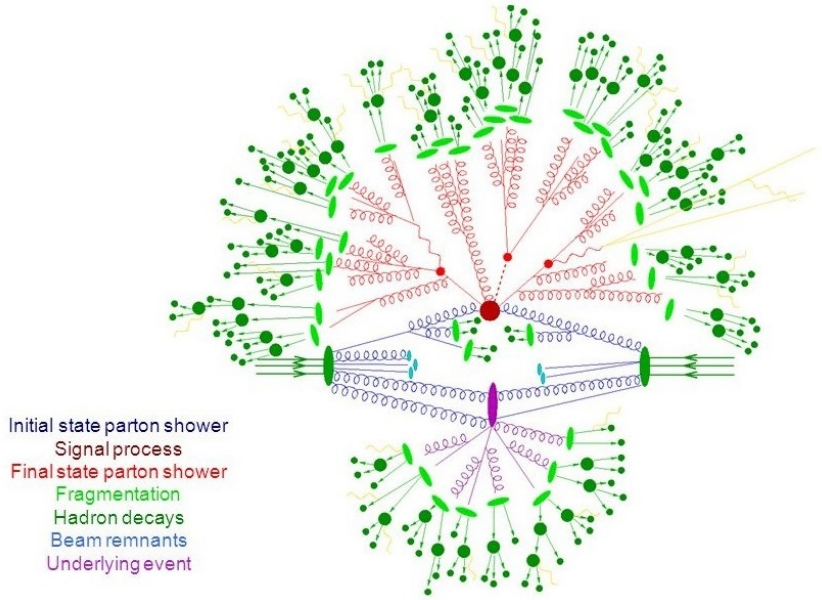

Figura 3.7.1: Distintas partes a simular en una colisión protón protón.

En primer lugar, a nivel de generación, se muestrea el momento inicial de los partones incidentes aleatoriamente a partir de las *Parton Density Functions* [4] y se escoge aleatoriamente el momento de la partícula saliente en el espacio de fases disponible. Para esto se pueden usar varios softwares como aMC@NLO o POWHEG

Pero además de generar la colisión principal y sus residuos, debemos tener en cuenta que habrá una emisión radiativa debida a las partículas que radian gluones y fotones, esto se conoce como radiación de estado inicial y final. Los quarks y gluones que se radian pueden dar lugar a su vez a más quarks y gluones, se genera así una cascada de partones (*Parton Shower*). Estas partículas con carga de color, se hadronizan y posteriormente decaen, pues el detector es lo suficientemente grande como para que suceda dentro del él

[4] Recordemos que el protón está constituido por partones (quarks y gluones) que son los que colisionan con una cierta fracción efectiva del momento total de protón. Las PDF son funciones que describen la çomposición"quark del portón.

todo el proceso.

Por otro lado, es habitual que además de la *Hard Colision* observemos un *Underlying event* que es resultado de interaccione de otros dos partones y debe ser simulado también.

De este modo además de simular el procesos principal que se genera usando teoría de perturbaciones a orden fijo hay que modelar las cascadas de partones, la hadronización de las partículas con carga de color, el decaimiento de todas las partículas no estables y el underlying event que sólo pueden ser aproximadas por estimaciones en teoría de perturbaciones a todo orden, para esta parte de la simulación se usa se usa PYTHIA.

Una vez obtenido el cuadrimomento de todas las partículas se simula la respuesta del detector CMS usando modelos precisos para cada subdetector. Para esta parte de la simulación se unsa GEANT4 Se pueden hacer dos aproximaciones:

Full-sim o simulación completa que tiene un gran coste computacional y reproduce la estructura completa del detector, resolución, activación de trigger, aceptancia, etc.

Fast-sim o simulación rápida es una reproducción menos exacta basada en modelos empíricos simplificaros del detector. Es menos precisa pero permite un cálculo más veloz que la anterior.

CAPÍTULO 4

Estudio del proceso ttZ

Vamos a proceder al cálculo de la sección eficaz de ttZ, usaremos un método de contaje de eventos (*event counting method*) y, posteriormente, un ajuste estadístico más complejo para mejorar el resultado. El objetivo es ver si hay acuerdo entre la sección eficaz de producción de ttZ que medimos y la dada por el modelo estándar. El interés de este análisis es que la sección eficaz es sensible a procesos de nueva física que modifiquen la tasa de producción de ttZ.

4.1. Señal y fondo

Al hacer análisis en física de partículas solo conocemos el estado final, es decir, partimos de la detección de las partículas que se producen por la desintegración de las anteriores. De esta forma, dos situaciones iniciales diferentes puede dar lugar al mismo estado final. Por esa razón, en cualquier análisis tenemos lo que se llama fondo, otros procesos físicos (que pueden ser de igual interés que el estudiado) que dan lugar a los mismos estados finales o similares y que estarán presentes además del proceso a estudiar que llamamos señal. Si el número de eventos de fondo es muy superior al de señal no podremos hacer análisis físico. Por esta razón, es necesario seleccionar algunos eventos de todos los que tenemos con criterios razonados para poder trabajar en una región en que el número de sucesos de señal sea elevado.

4.2. Estado final objeto de estudio

Usaremos el canal trileptónico, es decir, aquel que tiene tres leptones en el estado final pues presenta una serie de ventajas que explicaremos más adelante. En primero lugar vamos a recordar cuáles son las posibles formas de decaimiento que presentan el top y el bosón Z.

El top decae un 95.7 % las veces a un bosón W y un quark b. El bosón, a su vez, tiene

varios canales de desintegración. Decae un 67.4 % a hadrones y un 10.86 % a leptón + neutrino.

Por otro lado, el Z decae a hadrones un 69.9 % de las veces, a un par de leptones con mismo sabor y distinta carga un 3.36 % y a un par de neutrinos (invisible) un 20 %. [2]

Con lo que la fracción de ramificación para nuestro estado final es: $(0.957 \cdot 0.1 + 0.957 \cdot 0.674 + 0.10) = 0.84$.

Por la naturaleza del LHC, que colisiona hadrones, hay una gran producción de jets y no es fácil identificar de forma fiable su procedencia. Por otro lado, tener más de un neutrino también es engorroso pues solamente los detectamos como energía trasversa faltante y no podemos saber cuánta corresponde a cada uno ni las direcciones individuales de cada neutrino. Por estas razones, elegimos un canal en el que hay tres leptones [1] y queremos que dos de ellos provengan del Z. Para esto exigimos que dos de ellos tengan mismo sabor y distinta carga y que su masa invariante entre en una ventana centrada en la masa teórica del bosón Z. De esta forma el otro leptón vendrá del otro W y se producirá en asociación con un neutrino. El otro W decaerá hadrónicamente de forma que veremos jets.

De este modo el estado final esperado será: una pareja de leptones de igual sabor y signo opuesto(OSSF[2]), otro leptón con un neutrino y al menos cuatro jets de los cuales dos serán provenientes de un quark b como se puede observar en la figura 4.2.1. No obstante, el detector y los procesos de identificación no son perfectos, podemos identificar un quark como b sin serlo (o viceversa), podemos perder una partícula si sale muy *forward*(hacia adelante), identificar un leptón como un jet, etc.

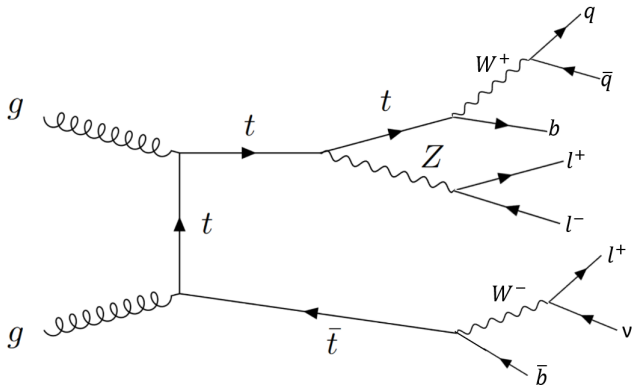

Figura 4.2.1: Decaymiento de los tops y el Z.

A la luz de este estado final vamos a hacer una selección para poder tener una proporción entre señal (que en este caso es ttZ) y fondos que nos permita ver la señal. Es

[1] Cuando nos referimos a leptones aquí hablamos de e y μ, los τ están incluidos pues decaen a e y μ.
[2] Oposite Sign Same Flavour

necesario conocer los principales fondos que van a aparecer en nuestro análisis.

En este análisis se usan datos de 2016 con una energía en centro de masas de 13 TeV y una luminosidad integrada de $35.9 fb^{-1}$. Además usamos muestras que contienen tres leptones (trileptónicas) En la tabla se muestran los generadores usados para los procesos más importantes junto con su involucrados que se listan en la tabla 4.1.

Proceso	$\sigma(pb)$	Generador
$t\bar{t}H$	0.215	Powheg + Pythia
$t\bar{t}W(W \to \ell\nu)$	0.2043	Pythia
$t\bar{t}$	831.76	Madgraph y Pythia
$WZ \to 3\ell\nu$	4.946	Pythia + Powheg
$t\bar{t}Z(Z \to \ell\ell)(Z \to \nu\nu)$	0.2526	aMC@NLO+Pythia
$ZZ \to 4\ell$	1.256	Pythia + Powheg
$W + jets \to \ell\nu$	2.0712052	Pythia
WWZ	0.1651	Pythia + aMC@NLO
WZZ	0.05565	Pythia + aMC@NLO
ZZZ	0.01398	Pythia + aMC@NLO
TTTT	0.009103	Pythia + aMC@NLO
tZq($Z \to 2\ell$)	0.0758	Pythia + aMC@NLO
$\gamma^*/Z \to 2\ell(M_{\ell\ell} < 50)$	18610	Pythia + Madgraph
$\gamma^*/Z \to 2\ell(M_{\ell\ell} > 50)$	6024	Pythia + Madgraph
$WW \to 2\ell 2\nu$	10.48	Powheg

Tabla 4.1

4.3. Principales fondos

4.3.1. WZ

La producción de estos dos bosones puede darnos el mismo estado final o uno muy similar cuando el Z decae a un par de leptones y el W lo hace para dar el tercer lepton y un neutrino y además podemos tener jets por procesos de pile-up o radiación. La sección eficaz de este proceso en el LHC a 13 TeV es de 47.13 pb.

4.3.2. Procesos de baja sección eficaz(Rares)

Este nombre engloba a un conjunto de procesos que históricamente tenían una sección eficaz de producción muy baja por ser muy masivos, no obstante, dada la alta energía en centro de masas con la que trabajamos estos procesos se observan un número significativo de veces. En este análisis engloban WWWW, WWZ, WZZ, ZZZ, tttt, ZZ y tZq. En todos estos procesos podemos obtener tres leptones y un número alto de jets. En el caso en que solo tenemos t o W es poco probable conseguir una pareja de igual sabor y distinta carga

que estén en torno a la masa del Z pero puede darse el caso.

De todos estos las principales aportaciones las dan ZZ y tZq. El proceso ZZ es de los anteriores el dominante antes de la selección pues su sección eficaz es mayor. No obstante, se reduce notablemente al pedir un número alto de jets pues si exigimos tres leptones es necesario que ambos Z decaigan leptónicamente.
En general todos ellos se reducen considerablemente al hacer la selección siendo al final tZq el que más influye en el fondo. Es lógico pues de todos los anteriores es el único en el que tenemos tanto leptones que provienen del Z como un jet b y al menos dos jets.

4.3.3. Procesos con conversión de fotones

Esta categoría se refiere a electrones que provienen de la conversión a fotones. Esto es consecuencia de la interacción radiación materia y de la gran cantidad de material que deben atravesar los electrones antes de llegar al ECAL.

4.3.4. Drell Yan

El diagrama de este proceso se puede ver en 4.3.1 es el conjunto de procesos donde se produce un bosón Z, o un fotón, que se desintegra para dar un leptón y su correspondiente antipartícula. Estos procesos tiene una sección eficaz muy elevada en el LHC de 8650pb. Puede dar un par de leptones provenientes del Z y jets que hayan sido radiados de forma que obtenemos un estado final similar al que buscamos. Pude parecer poco probable pero al tener una sección eficaz tan elevada el número de eventos que pueden dar esta situación es razonable. Este fondo se reduce considerablemente pidiendo un número de jets grande.

4.3.5. ttW

Este proceso tiene dos quark top, al igual que nuestra señal pero un W en lugar de un Z. El W puede dar un leptón y un neutrino, pero no un par de leptones cuya masa invariante sea la del Z. No obstante podemos identificar un jet como un tercer leptón, aunque el criterio de masa siguen siendo difícil de cumplir puede ocurrir.

4.3.6. ttH

Este proceso es muy similar al de nuestro estudio. Se generan un par de tops y el Higgs puede decaer a un par de Z donde uno puede darnos una pareja de leptones y el otro puede decaer a neutrinos o a quarks tendiendo así un estado final similar al que pedimos.

4.4. Selección

Una vez vistos cuales son los principales fondos y el estado final de $t\bar{t}Z$ con el que vamos a trabajar podemos observar la topología de la señal para hacer sucesivas selecciones

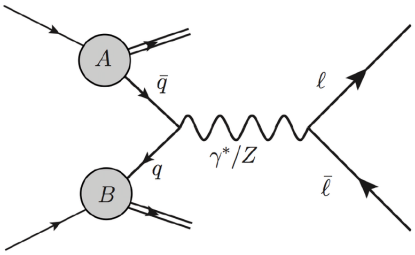

Figura 4.3.1: Diagrama de Feynman del proceso de Drell-Yan.

que mejoren la proporción señal/fondo.

Empezamos pidiendo como ya se ha visto tres leptones de los cuales dos de ellos deben ser una pareja OSSF, además deben cumplir que su masa invariante estén en el entorno de la masa del Z: $|M(ll) - M(Z)| < 10GeV$. Con estos observamos la distribución en función del número de jets que se puede ver en la figura 4.4.1.

Como esperábamos a partir de tres o más jets la señal comienza a cobrar importancia. De modo que vamos a imponer a nuestra selección $Njets > 3$.

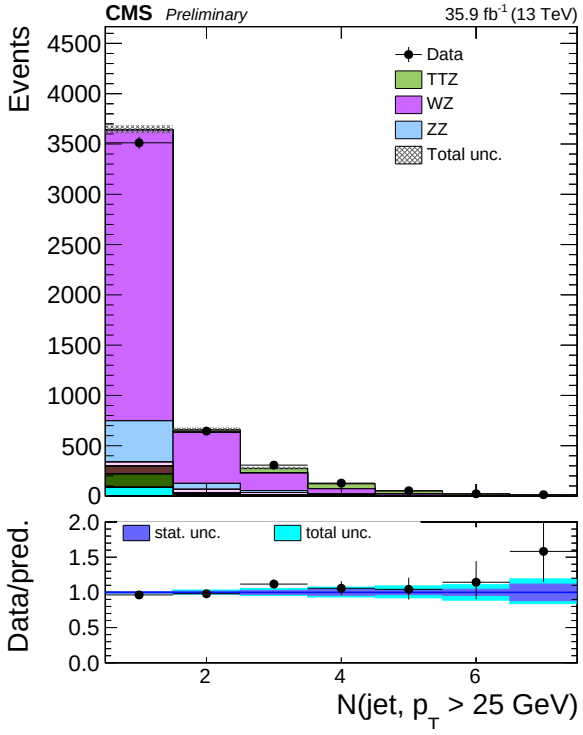

Figura 4.4.1: Número de Jets para 3 leptones con una pareja OSSF cuya masa invariante cumple$|M(ll) - M(Z)| < 10GeV$.

Una vez aplicado este criterio podemos pedir un número de quarks etiquetados como b, esperamos dos en nuestro estado final, no obstante no siempre se identifica correctamente de modo que vamos a dividir en dos regiones el estudio.

Región 3: 1 jet identificado como b.
Región 4: dos o más jets identificados como b.

Esto se corresponde a seleccionar las dos columnas de la derecha en la figura 4.4.2. Como vemos así se reduce el fondo de WZ de modo que logramos tener un mayor número de eventos de señal que de fondo. En esta figura se presentan los fondos tZq (azul oscuro) y ZZ(rosa claro) separados de los procesos de baja sección eficaz, podemos ver como la principal aportación de esta categoría es la de tZq.

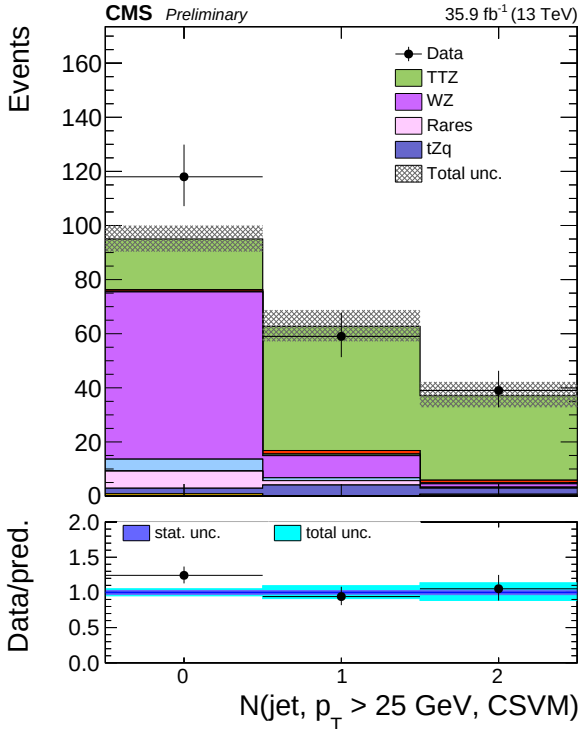

Figura 4.4.2: Número de Jets etiquetados como b tras seleccionar los eventos con 3 leptones con una pareja OSSF cuya masa invariante cumple$|M(ll) - M(Z)| < 10GeV$ y Njets>3.

Con esto tenemos dos regiones dominadas por la señal que son buenas para la extracción de la sección eficaz. El análisis de ambas regiones se hace en el capítulo 5 mediante un método de contaje de eventos. Para mejorar ese resultado vamos a definir otras dos regiones más con un corte menos exigente en el número de jets pues una parte importante de la señal se elimina al exigir 4 o más jets. Estas regiones tienen una proporción mayor de fondo y con las cuatro obtendremos el mejor ajuste a μ aplicando un procedimiento estadístico. Las cuatro regiones de estudio se definen la tabla 4.2 y en la figura 4.4.3 se muestra el número de sucesos de cada región.

Region	njets	nBjets
R1	2 o 3	1
R2	2 o 3	≥ 2
R2	≥ 4	1
R3	≥ 4	≥ 2

Tabla 4.2

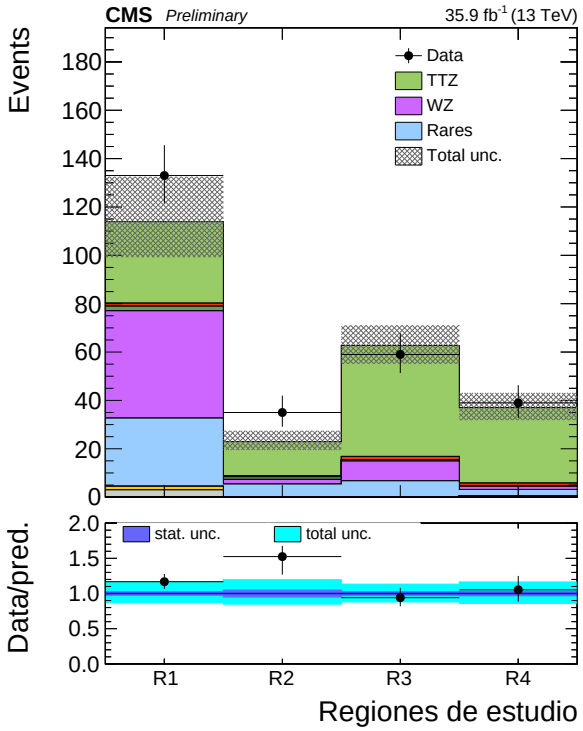

Figura 4.4.3: Regiones que usamos para hacer el fit

CAPÍTULO 5

Resultados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos usando la clasificación de regiones definida en el capítulo anterior. En primer lugar, se muestra el número de eventos obtenidos para cada región en la tabla 5.1. Podemos observar el número de eventos totales en datos, las distintas contribuciones al fondo y el número de eventos de señal dadas por el montecarlo. En general en las distribuciones se observa un buen acuerdo entre la predicción y la teoría.

	R1	R2	R3	R4
$t\bar{t}Z$	33.69	14.04	45.86	31.23
$t\bar{t}H$	1.24	0.51	1.31	0.99
$t\bar{t}W$	1.91	1.07	0.60	0.35
WZ	44.37	1.91	8.17	1.31
Rares	28.21	5.41	6.75	2.56
Convs	1.48	0.01	0.00	0.00
$t\bar{t}$	3.00	0.00	0.00	0.62
Señal	33.69	14.04	45.86	31.23
Fondo	80.21	8.92	16.83	5.82
Datos	133	35	59	39

Tabla 5.1

Una vez obtenidos estos datos se expone como calcular la sección eficaz y el origen de las distintas incertidumbres que hay que tener en cuenta en el proceso.

5.1. Sección eficaz

La sección eficaz se puede obtener a partir de:

$$\sigma_{t\bar{t}Z} = \frac{(N - N_{bck}) \cdot p}{BR \cdot \int \mathcal{L}dt \cdot \mathcal{A} \cdot \epsilon} \tag{5.1.1}$$

Donde N es el número de sucesos observamos tras hacer la selección, N_{bck} es el número de sucesos de fondo que estimamos a partir del Montecarlo.

BR o *branching ratio* (en castellano fracción de desintegración) es el porcentaje de veces que los dos tops y el Z decaen al estado final seleccionado.

$\int \mathcal{L}$ dt es la luminosidad integrada en el tiempo.

La $\mathcal{A}$ es la aceptancia del detector tanto geométrica como de selección. Como ya vimos, el detector no cubre los 360º de espacio ya que la zona por la que entra y sale el haz no puede estar instrumentada, por esta razón hay un rango en $|\eta| > 2.4$ en el que no podemos detectar partículas. Por otro lado, partículas de baja energía son difíciles de identificar, y en general se establecen restricciones en el momento de las partículas, de esta forma tenemos además una aceptancia asociada a la selección que detallaremos más adelante.

ϵ es la eficiencia, es el producto de todas las eficiencias de reconstrucción e identificación de las partículas detectadas ya que a la hora de identificar un lepton o quarks que provengan de un b tendremos una cierta eficiencia a tener en cuenta.

p es la pureza de la señal en el estado final considerado. Al hacer una selección con ciertos criterios obtenemos un número de sucesos de señal pero podemos estar contando entre estos, otros $t\bar{t}Z$ que provengan de un estado final diferente al estudiado.

Definimos también la siguiente cantidad que se conoce como intensidad de la señal *signal strength* en inglés:

$$\mu = \frac{\sigma_{medida}}{\sigma_{SM}} = \frac{N - N_{bck}}{N_{ttZ}}$$

Que es lo que vamos a calcular en este trabajo conociendo todas las cantidades tras hacer la selección ya detallada.

5.2. Incertidumbre

En esta sección vamos a explicar las posibles fuentes de error que pueden afectar a la medida y las cuantificaremos. Es habitual dividir los errores en estadísticos, sistemáticos y el asociado a la luminosidad. Este último es dado por la precisión con la que se mide esta cantidad en el LHC y es independiente al análisis es 3 %.

5.2.1. Estadística

Es la incertidumbre intrínseca que tenemos por el hecho de hacer un experimento de contaje ya que pueden surgir fluctuaciones aleatorias. El error estadístico de N viene dado

por $\sqrt{N}$ si suponemos que N es una variable aleatoria que sigue la distribución de poisson.

5.2.2. Sistemática

Vienen dados por desconocimientos en el dispositivo experimental o incertidumbre en ciertos parámetros teóricos del modelo. Los errores sistemáticos comprenden el modelado de los fondos y la señal que no es perfecto, la reconstrucción de partículas o como modelamos la interacción de éstas con el detector.

Vamos a considerar cada incertidumbre separadamente y ver cuál es su efecto en la medida final. Para la propagación de la incertidumbre asumimos que están no correlacionadas. A continuación se listan todas las incertidumbres y se explica su origen.

• Etiquetado de quarks b (b-tag): a la hora de emplear los algoritmos de identificación de b hay una cierta eficiencia a la hora de identificar un jet como b y por otro lado, hay un número de jets ligeros que serán identificados como provenientes de b. Ambos números tiene una incertidumbre.

• Identificación de leptones (Lepton ID): A la hora de identificar un leptón hay una cierta incertidumbre pues los algoritmos no son exactos y en ocasiones identificamos como leptones algo que no lo son o perdemos un leptón por no poder identificarlo como tal. En este análisis pedimos tres leptones, en cada identificación entra en juego esta certidumbre. La eficiencia en la identificación de leptones depende del momento y la pseudorapidez. Es del orden de 3 % siendo conservadores.

• Incertidumbre en la energía de los jets: influye de dos formas: la escala de energía y la resolución. En la incertidumbre de esta medida depende el momento del jet y su pseudorapidez.

• Fondos: La incertidumbre en el modelado de los fondos comprende la incertidumbre derivada de procesos QCD que, como ya explicamos, no se pueden calcular usando teoría de perturbaciones y es necesario estimar, y la incertidumbre en las funciones de densidad de los partones. Éstas se obtuvieron a partir de experimentos de *Deep inelastinc scattering* en HERA (colisiones $e^{\pm}$-p) y posteriormente fueron tratadas para poder aplicarlas a colisiones protón-protón en las energías del LHC. Todo esto influye en el modelado de los fondos que usamos en el análisis.

• Trigger: La incertidumbre en la eficiencia del trigger es de 1 %. La eficiencia de trigger se obtienen aplicando un trigger diferente que no tenga los mismos requerimientos (para no introducir un sesgo) y ver si el suceso pasa ambos triggers o no.

5.3. Método de contaje de sucesos

Con el número de eventos de señal, datos y fondo calculamos μ y, para obtener la incertidumbre, tomamos todas las incertidumbres listadas anteriormente y vemos cómo afectan al número de sucesos de cada proceso. Es decir, hay que propagar el error, para esto variamos cada sistemático entre los rangos que nos da su incertidumbre y volvemos a obtener μ de modo que calculamos μ_{up} y μ_{dn}. Comparando estos valores con el central de μ, obtenemos las variaciones en esta cantidad.

Las regiones 3 y 4 han sido seleccionadas de modo que se reduce notablemente el fondo, son regiones enriquecidas en señal y en ellas es interesante usar el método de contaje de sucesos. A partir de los datos de la tabla anterior se puede obtener la μ para cada región y, a continuación, procedemos ver el impacto de cada sistemático sobre la medida de μ. Se listarán las contribuciones de cada sistemático por separado en %.

- **Región 3**

En esta región obtenemos $\mu = 0.92^{+0.26}_{-0.22}$ que es compatible con 1 lo que indica un buen acuerdo entre la sección eficaz teórica y experimental. La contribución de cada sistemático se puede ver en la tabla 5.2. Para calcular el error sistemático tomamos las variaciones hacia arriba y obtenemos su suma cuadrática pues asumimos que están no correlacionados.

Fuente	impacto en μ
b-tag	0.8 %
Ident. Leptones	8 %
Energía jets	5 %
Fondos	8.2 %
QCD ttZ	10 %
Trigger	3.6 %
Luminosidad	3 %
PDF	3 %

Tabla 5.2

Podemos ver que la mayor aportación se debe al modelado de la señal con montecarlo, seguida del modelado de los fondos. La siguiente por orden de importancia sería la incertidumbre en la identificación de leptones. Como estamos exigiendo la detección de tres leptones es lógico que la incertidumbre en su identificación sea importante. En cuarto lugar tenemos la incertidumbre en la energía y resolución de los jets que interviene con un 5 % ya que estamos pidiendo un número alto de jets (4 o más). En cambio, en esta región la incertidumbre asociada al etiquetado de b no es muy alta pues solo exigimos un jet b-tag.

- **Región 4**

En este caso obtenemos $\mu = 1.06^{+0.30}_{-0.25}$

El error total es mayor, es lógico pues el error sistemático será mayor al haber un número de eventos menor. Los errores sistemáticos se listan en la tabla 5.3.

Fuente	impacto en μ
b-tag	10.3 %
Ident. Leptones	8.8 %
Energía jets	5 %
Fondos	3.7 %
Montecarlo ttZ	12 %
Trigger	3.8 %
Luminosidad	3.3 %
PDF	3.8 %

Tabla 5.3

Podemos observar que la incertidumbre predominante sigue siendo la debida al modelado de la señal pero en este caso aumenta la contribución debida al b-tag pues estamos pidiendo más jets identificados como b. Además la incertidumbre debida a fondos disminuye pues en esta región habíamos reducido mucho el fondo. Las principales asimetrías en la variación hacia arriba y abajo provienen del b-tag.

Del análisis de las dos regiones tomaremos la primera pues, a pesar de ser un resultado menos exacto, es más preciso. En esa región la selección elimina menos fondo pero también menos señal, hay que tener en cuenta que siempre buscamos un equilibrio entre pureza y eficiencia de selección.

5.4. Ajuste con regiones extra

Para mejorar el resultado de la sección anterior en la que se usaba un método de contaje, se hace una ajuste estadístico tomando las cuatro regiones. Se procede como se indica a continuación:

Se ha definido μ como la intensidad de señal, queremos dar la mejor estimación de esta cantidad física. Para esto construimos un estimador:

$$r : (x_1, x_2, ..., x_n) \to \mathbb{R}$$

que es una variable aleatoria pues depende de una serie variables aleatorias. Queremos dar la mejor estimación de μ posible, para ello a partir del estimador r buscamos el estimador de máxima verosimilitud aplicnado el principio de máxima verosimilitud. Para este cálculo tomar una región con más fondo que señal puede ser favorable si conocemos muy bien el fondo.

Se construye la función de verosimilitud que es el producto de las funciones de distribución de cada región (de cada columna del histograma) por ser independientes entre si:

$$L = \prod_{j=1}^{N} \frac{(\mu \cdot S_j^{(\theta)} + B_j^{(\theta)})^N}{N!} e^{(\mu \cdot S_j^{(\theta)} + B_j^{(\theta)})} e^{-\theta_j^2/2} \tag{5.4.1}$$

Don de S_j^θ es el número de eventos de señal en la columna j y que depende de θ y B_j^θ el número de eventos de fondo.

A continuación se obtendría el estimador de máxima verosimilitud r como:

$$r = arg_{\theta,\mu} max L$$

que maximiza la función de verosimilitud.

Además nos interesa dar un intervalo de confianza para el valor de la intensidad de señal obtenido. Con la función de verosimilitud puedo construir un intervalo de confianza pero al tener un número elevado de variables tendrá demasiadas dimensiones y no dará información relevante. Por esta razón, se define el cociente:

$$q_\mu = -2ln \frac{L(data|\mu, \hat{\theta}_\mu)}{L(data|\hat{\mu}, \hat{\theta})} \tag{5.4.2}$$

que solo depende de un parámetro y en el límite asintótico esta cantidad se aproxima a una χ^2.

Se halla el mínimo de q_μ en lugar del máximo de la función de verosimilitud. Con este procedimiento podemos hallar la mejor estimación de μ y el intervalo de confianza asociado a esta medida. A continuación se muestran los resultados:

En primer lugar nos interesa conocer el impacto de cada θ a la medida de la intensidad de señal μ que es nuestro parámetro de interés. Los θ a tratar son las distintas fuentes de incertidumbre sistemática. De este modo calculamos la variación en μ al variar cada sistemático entre su límite superior e inferior. Los resultados agrupados en las categorías de sistemáticos ya expuestas se muestran en la tabla 5.4

Podemos ver que, al igual que en el anterior análisis, la mayor fuente de incertidumbre proviene de la normalización del motencarlo de ttZ con un 10 % de incertidumbre. Las siguientes incertidumbres siguen siendo la energía y resolución de los jets, la incertidumbre en los fondos y la identificación de leptones, esta última es menor que en los dos casos anteriores. La incertidumbre en el b-tag toma un valor medio entre el hallado para el análisis de la regiones 3 y 4 por separado.

Fuente	impacto en μ
b-tag	4.6 %
Ident. Leptones	6.7 %
Energía jets	6.3 %
Fondos	6.2 %
QCD ttZ	10.6 %
Trigger	3 %
Luminosidad	3 %
PDF	3 %

Tabla 5.4

Este cálculos también da información sobre lo bien modelados que están las incertidumbres sistemáticas. En general se halla un buen acuerdo.

A continuación pasamos a presentar la mejor estimación de la medida con su intervalo de confianza que podemos ver en la figura 5.4.1.

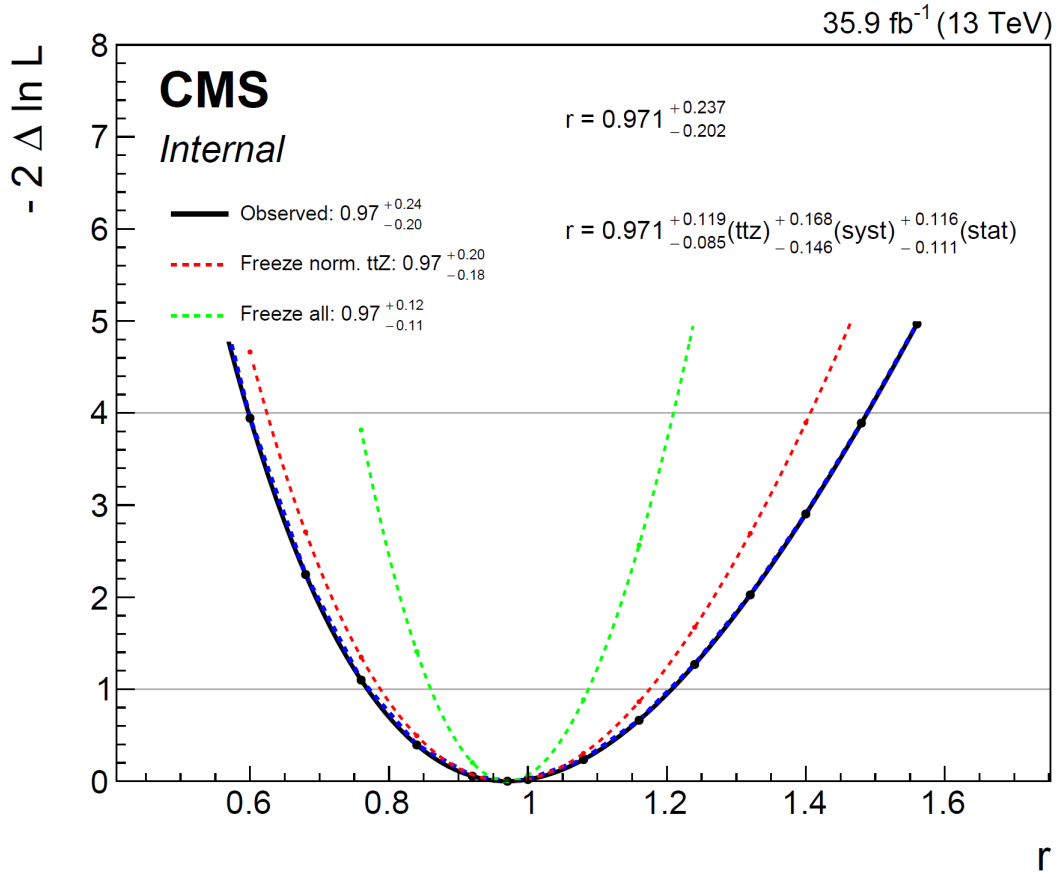

Figura 5.4.1: Mejor estimación de la signal strength

En azul se muestra q_μ como función de μ vemos que existe un mínimo para μ=0.971, el mínimo de esta función como vimos corresponde al máximo de la función de verosimi-

litud y, por tanto, ese μ es la mejor estimación de la intensidad de señal. La curvatura de la parábola está relacionada con la incertidumbre en la medida y da el intervalo de confianza en que oscila el valor del mínimo. En rojo se muestra el ajuste eliminando la mayor fuente de incertidumbre sistemática y en verde el ajuste al anular todas las incertidumbres sistemáticas, de modo que nos da la incertidumbre estadística. Vemos que en ambas curvas al suprimir una de las incertidumbre la curvatura cambia y disminuye el intervalo de confianza. Podemos dar el resultado en la modalidad habitual de separar incertidumbre sistemática, estadística y luminosidad:

$$\mu = 0.97 \pm 0.12(stat.)^{+0.20}_{-0.17}(syst.) \pm 0.03(lumi)$$

Podemos ver que la precisión mejora respecto los análisis en regiones individuales y el resultado es más exacto y compatible con 1.

5.5. ttZ como fondo para Materia oscura

Se ha presentado un análisis en que el Z decae a un par de leptones. Este canal es interesante por sí mismo pues es fondo importante de un proceso como ttH. No obstante, en la búsqueda de materia oscura es relevante el caso en que el Z se desintegra a un par de neutrinos. El análisis de este caso sería muy similar al presentado en este trabajo. La primera diferencia sería que trabajaríamos con estados finales donde hay uno o dos leptones que provienen de la desintegración de los bosones W. La selección en el número de jets y jets etiquetados como b sería similar.

Por tanto, se puede repetir el análisis con una nueva selección que tenga en cuenta el nuevo estado final: dos leptones, dos jets que deberían ser etiquetados como b y cuatro neutrinos. Los cuatro neutrinos no se detectarán, de modo que tendremos una cantidad de energía transversa faltante que será la suma vectorial del momento de los cuatro neutinos.

A continuación se muestran las distribuciones de energía transversa faltante para el caso en que tenemos un estado final con dos jets, un b-jet y tres leptones (5.5.1) y otro estado final con dos jets, un b-jet y dos leptones (5.5.2).

En el caso de dos leptones el fondo dominante difiere al del análisis de capítulo anterior siendo en esta caso $t\bar{t}$. Con la selección tomada el número de eventos de señal es muy inferir al de fondo, por esta razón se muestra la señal escalada para poder apreciar su forma. Como se puede ver en las colas de la distribución ttZ cobra importancia lo que justifica que sea un fondo interesante de estudiar para los modelos de materia osucura ya comentados que, en principio, presentarían una alta energía transversa faltante.

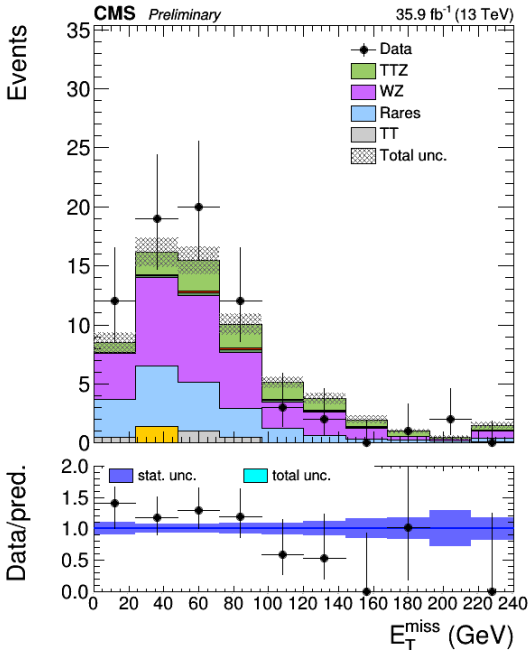

Figura 5.5.1: Energía transversa faltante para el estado final: 2 jets, 1 b-jet y 3 leptones

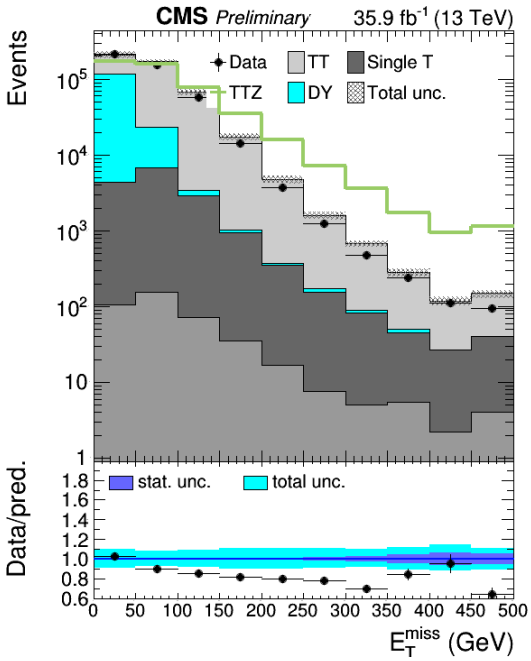

Figura 5.5.2: Energía transversa faltante para el estado final: 2 jets, 1 b-jet y 2 leptones. El número de eventos de ttZ aparece escalado para poder apreciar su distribución.

Conclusiones

En este trabajo se hace un análisis del proceso ttZ, en concreto la extracción de la sección eficaz de producción usando datos de 2016 tomados con una energía en centro de masas de $\sqrt{s} = 13TeV$ y 35.9 fb^{-1}. El interés de este estudio es conocer de forma precisa el proceso ttZ pues podría ser un fondo importante a la hora de buscar materia oscura. La sección eficaz del proceso es sensible a nueva física, por esta razón un bueno conocimiento de la misma es clave.

Hemos visto que el proceso ttZ es interesante pues uno de sus modos de desintegración da lugar a estados finales iguales a los que tendríamos en ciertos modelos de materia oscura, por eso escogemos este proceso para el estudio.

En el trabajo se han usado muestras con tres leptones en el estado final y se ha realizado una selección razonada de sucesos para obtener una buena proporción entre señal y fondo. En todo el análisis se exige que de los tres leptones una pareja sea de igual sabor y carga opuesta y que su masa invariante estén entorno a la masa del bosón Z (91GeV). Tras imponer este criterio aplican otras selecciones en el número de jets y jets etiquetados como b para tener diferentes regiones de estudio.

En dos de las cuatro regiones se exigen más de 3 jets y obtenemos una proporción de señal mucho mayor al fondo. En estos dos casos usamos un método de contaje de eventos para obtener la *signal strength* que es el cociente ente la sección eficaz medida y la teórica. En ambos casos hemos obtenido un resultado compatible con 1 que indica un buen acuerdo entre los datos medidos en el detector CMS del LHC y las simulaciones de montecarlo basadas en el modelo estándar.

De las dos regiones de análisis se elige la llamada región tres que exige 1 jet identificado como b. Esta región tiene una mayor proporción de fondo frente a señal al compararla con la región cuatro, no obstante, el resultado es más preciso ya que tenemos un mayor número de eventos. Como vemos nos interesa eliminar procesos de fondo pero nuestra selección no puede ser tan restrictiva que elimine una cantidad de señal importante. En este caso es más eficiente exigir un único jet etiquetado como b, a pesar de que el estado

final teórico presente dos, pues el detector no es perfecto y para un número importante de eventos de señal se observan un único b-jet.

Por otro lado, se han obtenido las incertidumbres sistemáticas viendo que en todos los casos la principal se debe a la normalización de la simulación de montecarlo de ttZ.

Por tanto, del análisis de contaje de eventos obtenemos:

$$\mu = 0.92^{+0.26}_{-0.22}$$

Una vez hallado este resultado se ha planteado mejorarlo construyendo la mejor estimación de la signal strength. Para esto usamos las cuatro regiones de análisis, construimos la función de verosimilitud a partir de las distribuciones de cada región y buscamos su máximo junto con su intervalo de confianza:

$$\mu = 0.97 \pm 0.12(stat.)^{+0.20}_{-0.17}(syst.) \pm 0.03(lumi)$$

Como podemos ver con este método se obtiene una medida más precisa. El resultado es compatible con 1 de modo que podemos afirmar que $\sigma_{SM} = \sigma_{medida}$ y no observamos discrepacias con el modelo estándar a esta energía y dadas las incertidumbres que obtenemos. Reducir las fuentes de incertidumbre es importante de cara a hacer una medida de precisión.

Bibliografía

[1] Mark Thomson 'Modern Particle Physics',Cambridge University Press, 2013.

[2] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) pág. 29-36.

[3] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) pág. 402.

[4] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) pág. 393-400.

[5] Matthew R. Buckley, David Feld and Dorival Gonçalves 'Scalar Simplified Models for Dark Matter' arXiv:1410.6497.

[6] O.Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, P. Proudlock 'LHC Design Report'

[7] C. Collaboration, "The cms experiment at the CERN LHC," Journal of Instrumentation, vol. 3, no. 08, p. S08004, 2008.

[8] The CMS Trigger and Data Acquisition Group, "The CMS High Level Trigger", 2005.

[9] F. Beaudet, "The CMS Particle Flow Algorithm", arXiv:1401.8155v1.

[10] The CMS Collaboration, "Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector",arxiv:1706.04965v2.

[11] Andy Buckley et al., "General-purpose event generators for LHC physics", 2010 arXiv:1101.2599v1, pág. 6-12