

UNIVERSIDAD DE OVIEDO
FACULTAD DE CIENCIAS

Trabajo Fin de Grado



Búsqueda de nueva física en sucesos
multileptónicos con el experimento CMS
del acelerador LHC (CERN)

Autor: **Iyán Méndez Veiga**
Tutor: **Isidro González Caballero**
Grado: **Física**

Oviedo, julio de 2016

Índice general

Introducción	1
1. Modelo Estándar y extensiones	3
1.1. El «zoo» de partículas	3
1.2. Interacciones fundamentales	6
1.3. Física más allá del modelo estándar	7
1.4. Modelos supersimétricos	9
2. El LHC y el experimento CMS	11
2.1. El gran colisionador de hadrones	11
2.1.1. Funcionamiento del LHC	13
2.1.2. Experimentos del LHC	15
2.2. El experimento CMS	16
2.2.1. Medidor de trazas	19
2.2.2. Calorímetro electromagnético	23
2.2.3. Calorímetro hadrónico	24
2.2.4. Solenoide	25
2.2.5. Detectores de muones	26
2.2.6. <i>Trigger</i> y adquisición de datos	27
2.3. El <i>grid</i> de computación del LHC	29
3. Funcionamiento de CMS.	31
3.1. El algoritmo <i>particle flow</i> de CMS	32
3.2. Identificación y reconstrucción de partículas	33
3.2.1. Vértice principal	33
3.2.2. Muones	34
3.2.3. Electrones	34
3.2.4. Jets	34
3.2.5. Energía faltante	35
3.3. Simulaciones de Monte Carlo	36
3.4. Software utilizado	37

4. Búsqueda de nueva física. Señal WZ y sus fondos.	38
4.1. Mecanismos de producción de dibosones WZ en colisiones hadrónicas	38
4.2. Importancia de la señal WZ en la búsqueda de nueva física	39
4.3. La signatura de la señal WZ	39
4.4. Fondos de la señal WZ	40
4.4.1. Fondos físicos	40
4.4.2. Fondos instrumentales	41
4.5. La signatura WZ en procesos SUSY	43
5. Análisis del proceso $WZ \rightarrow l^+l^-\nu$	45
5.1. Datos y simulaciones MC utilizados	45
5.2. Selección de sucesos	46
5.2.1. Selección de electrones	47
5.2.2. Selección de muones	48
5.3. Método <i>Tag-and-probe</i> y reescalado de los MC	48
5.4. Reducción y control de los fondos	51
5.4.1. Relación señal/fondo	54
5.5. Cálculo de la sección eficaz de producción $\sigma(pp \rightarrow WZ)$ a $\sqrt{s} = 13$ TeV	55
5.5.1. Errores en la medida de la sección eficaz	56
6. Conclusiones	58
Bibliografía	62

Introducción

Este Trabajo Fin de Grado está relacionado con las asignaturas obligatorias «Física Nuclear y de Partículas Elementales» y «Métodos Numéricos y sus Aplicaciones a la Física», y especialmente con la optativa «Física de Altas Energías y Aceleradores». En él se trata de buscar «nueva física» estudiando la sección eficaz de un proceso muy concreto: la producción de dibosones WZ a través de su desintegración en el canal multileptónico en colisiones protón-protón en el LHC. Mediré la sección eficaz de producción $\sigma(pp \rightarrow WZ)$ a la nueva energía alcanzada en el LHC de $\sqrt{s} = 13$ TeV con datos obtenidos de CMS correspondientes a una luminosidad integrada de 2.32 fb^{-1} .

El trabajo se estructura de la siguiente forma. En el primer capítulo se presenta la teoría en la que se sustenta el trabajo: el modelo estándar. También se exponen algunos de los fenómenos que ponen de manifiesto que este modelo no es capaz de explicar todo lo observado hasta ahora. Por último, se presenta una de las extensiones del modelo estándar que está siendo puesto a prueba en los experimentos del LHC y que podría explicar algunos de estos fenómenos: los modelos supersimétricos.

El segundo capítulo está dedicado a todo el dispositivo experimental del CERN que hace posible estos estudios sobre partículas elementales. En la primera parte se describe el acelerador LHC y presento sus experimentos más importantes. En la segunda parte me centro en describir el experimento del cual obtuve los datos para realizar el trabajo: la colaboración CMS. Al final del capítulo se describe un elemento más del dispositivo experimental que no debe ser olvidado: el *grid* de computación. Esta infraestructura es la responsable de almacenar, distribuir y analizar los datos obtenidos por el detector.

En el tercer capítulo se describe el procedimiento mediante el cual en CMS se pueden identificar las distintas partículas elementales que se producen tras una colisión. Con especial énfasis se explica el algoritmo *particle flow* utilizado hoy en día en CMS en las técnicas de reconstrucción de sucesos e identificación de partículas. Se definen también los objetos con los que se trabaja habitualmente en este contexto y se finaliza el capítulo con una sección dedicada al software utilizado.

En el cuarto capítulo se presenta la señal estudiada en este trabajo, la desintegración $WZ \rightarrow$

$l^+l^-\nu$. Se estudia la signatura del proceso y las principales fuentes de fondo en detalle. Todo esto se utiliza en el quinto capítulo para llevar a cabo el análisis con los datos obtenidos de CMS durante el 2015 correspondientes a una luminosidad integrada de 2.32 fb^{-1} . Se estudia si los nuevos cortes utilizados en este análisis suponen una mejora en la relación señal/fondo respecto a análisis anteriores.

Finalmente, en el sexto y último capítulo, se presentan los resultados y conclusiones del trabajo.

Capítulo 1

Modelo Estándar y extensiones

*«If I could remember the names of all
these particles, I'd be a botanist.»*

Enrico Fermi

En este primer capítulo presentaré uno de los modelos más exitosos de la Física: el modelo estándar de física de partículas. Lo haré, en primer lugar, dejando a un lado los aceleradores y los detectores de partículas por el momento. Si bien no presentaré el modelo desde un punto de vista matemático, ya que para ello habría que hacer un tratamiento mediante teoría cuántica de campos, sí abarcaré sus aspectos fundamentales desde un punto de vista práctico, poniendo especial énfasis en la clasificación de las partículas elementales.

Lo que conocemos hoy en día como modelo estándar (SM) es una colección de teorías relacionadas que incluyen la electrodinámica cuántica, la teoría electrodébil de Glashow, Weinberg y Salam, y la cromodinámica cuántica. Su formulación actual es de finales de los años 70 y desde entonces no ha parado de cosechar éxitos con sus predicciones.

Sin embargo, no incorpora la gravedad y tampoco es capaz de explicar algunos fenómenos como la materia oscura o la oscilación de los neutrinos. Estos fenómenos para los que el SM no tiene una explicación se engloban en lo que se conoce como «física más allá del modelo estándar», y son otros modelos más exóticos y complejos los que tratan de explicarlos. Muchos de ellos, como SUSY, toman el SM como punto de partida.

1.1. El «zoo» de partículas

Puede decirse que la física de partículas elementales nació en 1897 con el descubrimiento del electrón por J.J. Thomson. Desde ese momento, y en poco más de un siglo, hasta el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012, la cantidad de avances y logros ha sido impresionante.

Presentar las partículas elementales desde un punto de vista histórico es muy interesante pero puede distraer de la clasificación moderna que ofrece el modelo estándar.

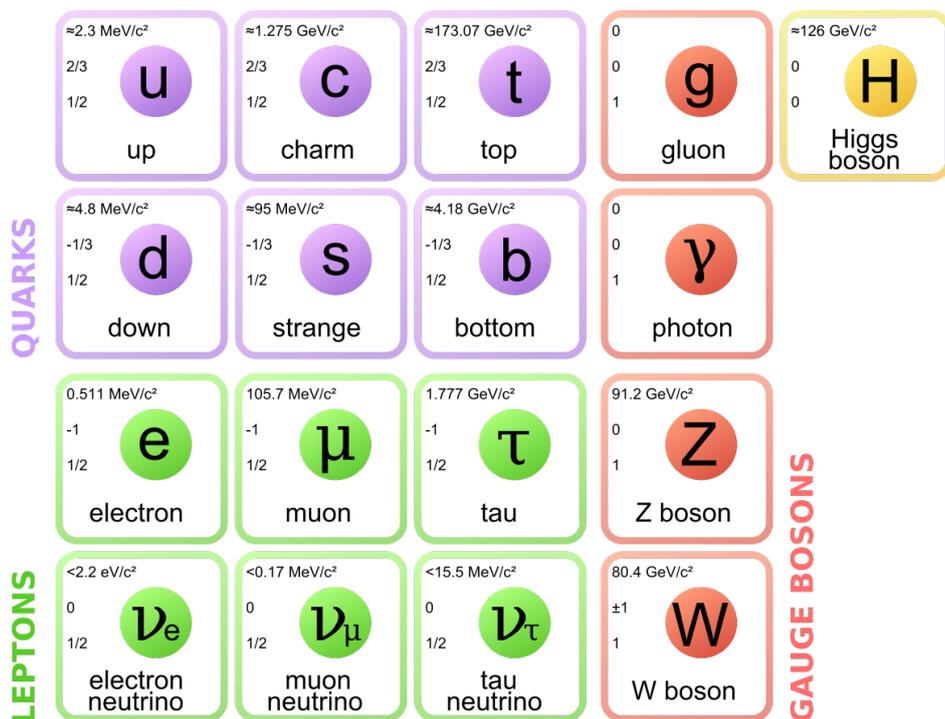


Figura 1.1: La «tabla periódica» del SM. En las tres primeras columnas, las tres generaciones de fermiones que constituyen la materia. En la cuarta columna, los bosones de gauge y en la quinta, el bosón escalar de Higgs.[1]

En esta visión moderna, que queda perfectamente resumida en la figura (1.1), tenemos tres tipos de partículas elementales: leptones, quarks y mediadores. Los leptones y quarks son fermiones, es decir, partículas de espín semientero, en particular con un valor de $1/2$, y que se rigen por la estadística de Fermi-Dirac. Los fermiones son las partículas que constituyen la materia ordinaria.

Por otra parte, las interacciones que sufren estas partículas se representa mediante el intercambio de otro tipo de partículas: los bosones. Estas partículas tienen espín entero y por tanto se rigen por la estadística de Bose-Einstein. A todas estas partículas habría que añadir sus respectivas antipartículas, que se caracterizan por tener idénticas propiedades a excepción de la carga, que es justo la opuesta.

Una partícula sufre una determinada interacción, o dicho de otra forma, un fermión se acopla a un determinado bosón si tiene la carga a la cual se acopla dicho bosón. Todos los fermiones tienen carga débil así que podrán interactuar débilmente con otras partículas mediante el intercambio de los bosones mediadores de esa fuerza: los bosones W y Z. El fotón, mediador de la interacción electromagnética, se acopla a la carga eléctrica así que todas las partículas con carga eléctrica podrán interactuar mediante el intercambio de fotones. Los quarks *up*, *charm* y *top* tienen carga eléctrica $+2/3e$ y los quarks *down*, *strange* y *bottom* $-1/3e$. El electrón, muón y tau tienen carga eléctrica $-e$ pero los neutrinos tienen carga eléctrica nula así que no

interaccionan electromagnéticamente.

Los quarks, además de carga débil y carga eléctrica, tienen carga de color y por eso interactúan mediante el intercambio de gluones, el mediador de la interacción fuerte. El motivo de que a esta carga se la denomine color no tiene nada que ver con la percepción visual del color, sino con que el intercambio de esta carga se pueda describir como una analogía al modelo de color aditivo. En la teoría de la cromodinámica cuántica (QCD) un quark puede tener carga de color roja, verde o azul. La antipartícula del quark, el antiquark, puede tener carga antirroja, antiverde o antiazul, habitualmente representadas mediante los colores secundarios en el modelo de color aditivo: amarillo, magenta y cian. La carga de color resultante de mezclar los tres colores da una carga de color nula, igual que una mezcla de rojo-antirrojo, azul-antiazul o verde-antiverde.

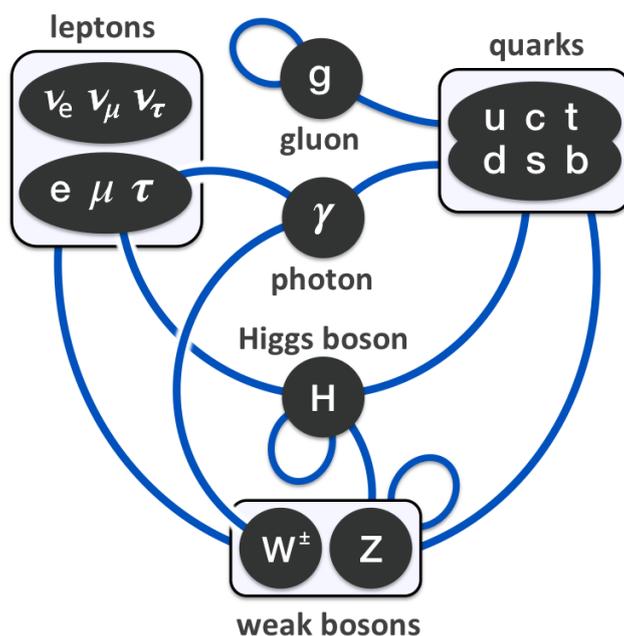


Figura 1.2: Resumen esquemático de las interacciones posibles entre las partículas descritas por el SM. [2]

La principal diferencia con el resto de interacciones es que el gluón también tiene carga de color, en concreto una mezcla de color y anticolor que da lugar a 8 tipos de gluones; así que no solo mediará la fuerza fuerte sino que interactuará consigo misma. Esto que puede parecer una propiedad más sin importancia es de una relevancia fundamental y una de las razones que hace que la teoría QCD sea mucho más compleja que la electrodinámica cuántica (QED). Se cree además, aunque no se ha demostrado aún, que es la causa del confinamiento del color, es decir, que no se puedan encontrar partículas con carga de color aisladas y, por tanto, tampoco puedan ser directamente observadas.

Tanto los fermiones como los quarks se pueden agrupar en familias o generaciones. Se trata de una clasificación íntimamente ligada al descubrimiento de las partículas, que a su vez, de forma natural ordena las partículas de menor a mayor masa. La primera generación está constituida por el electrón y el neutrino electrónico, y por los quarks *up* y *down*. Con únicamente el electrón y los quarks *u* y *d* ya podríamos obtener todos los átomos de la tabla periódica. El resto de

partículas solo podrán ser observadas en procesos de más altas energías, bien en rayos cósmicos o en aceleradores.

Por último, especial mención merece el bosón de Higgs, la única partícula escalar, esto es, de espín 0, que se ha descubierto hasta la fecha. Es la responsable de dotar de masa a los fermiones y a los bosones W y Z. Es importante destacar que en el modelo estándar los neutrinos tienen masas nulas ya que no existe mecanismo que los dote de masa. Extensiones de este modelo u otras teorías aún tienen pendiente explicar este fenómeno.

1.2. Interacciones fundamentales

Una de las principales cuestiones que trata la física de partículas es el estudio de cómo interaccionan las partículas entre ellas. Si tenemos dos objetos macroscópicos y queremos saber cómo interaccionan entre ellos, un buen punto de partida es ponerlos a distintas distancias y medir la fuerza entre ellos. Precisamente de esta forma Coulomb pudo determinar la ley de repulsión entre bolas de médula de saúco cargadas, y Cavendish la fuerza atractiva entre dos pesas de plomo.

El problema de las partículas elementales es que no podemos «atarlas» ni «sujetarlas» a ciertas distancias y medir sus fuerzas ya que son realmente pequeñas. Toda la información experimental, por tanto, va a provenir de tres fuentes:

1. Sucesos de dispersión o *scattering*.
2. Desintegraciones.
3. Propiedades de estados ligados.

Por supuesto, determinar la ley que rige una interacción a través de estas tres fuentes no es para nada trivial. Habitualmente, el procedimiento es suponer o intuir la forma de la interacción y comprobar *a posteriori* los cálculos teóricos con los datos experimentales. La formulación de estas suposiciones o modelos no es fruto del azar sino que está guiada por una serie de principios generales provenientes de la relatividad especial y de la mecánica cuántica.

A lo largo del Grado en Física hemos estudiado mecánica clásica, que explica muchos de los fenómenos a nuestra escala. También hemos estudiado relatividad especial, que explica la dinámica de objetos que se desplazan a velocidades comparables con la velocidad de la luz; y mecánica cuántica, que explica muy bien el comportamiento de los objetos muy pequeños, a escala atómica. Sin embargo, para partículas que son muy pequeñas y a la vez muy rápidas necesitamos una teoría que incorpore la relatividad especial de Einstein y los principios cuánticos: la teoría cuántica de campos. Por supuesto, la física de partículas elementales se engloba dentro del régimen de dominio de esta teoría.

Las cuatro interacciones fundamentales en la naturaleza son: la interacción gravitatoria,

electromagnética, débil y fuerte. Cada una de ellas pertenece a una teoría física. La teoría clásica de la fuerza gravitatoria es la teoría de Newton de la gravitación universal. Su formulación relativista se la debemos a Einstein. Sin embargo, no existe una teoría cuántica que describa satisfactoriamente esta fuerza, si bien en la escala de energías a la que tenemos acceso hoy en día, por ejemplo en el LHC, esta fuerza no juega ningún papel en la física de partículas. La fuerza electromagnética fue descrita clásicamente por Maxwell. Además, su formulación ya era consistente con la relatividad especial, siendo, de hecho, la principal razón que llevó a Einstein a cuestionarse la mecánica de Newton. La formulación cuántica, desarrollada en los años 40, se la debemos a Tomonaga, Feynman y Schwinger. La fuerza débil nunca llegó a ser descrita clásicamente y su formulación original ya era consistente con la mecánica cuántica relativista. Originalmente fue descrita por Fermi en los años 30, mejorada por Lee y Yang, Feynman y Gell-Mann, entre otros, en los años 50, y descrita con la formulación actual por Glashow, Weinberg y Salam en los años 60, motivo por el cual a veces esta teoría se la conoce como teoría GWS. En esta formulación, se unifica la interacción electromagnética con la interacción débil, al considerarlas como distintas manifestaciones de una única fuerza: la fuerza electrodébil. Por último, respecto a la interacción fuerte no hubo ninguna teoría hasta mediados de los años 70 con el surgimiento de la QCD, si bien es justo destacar el trabajo pionero de Yukawa en los años 30.

1.3. Física más allá del modelo estándar

Hoy en día no hay duda de que tiene que haber física más allá del modelo estándar [3]. El problema es que no tenemos ni idea de qué es. Por supuesto, sí que tenemos muy claro lo que no es gracias a las innumerables restricciones impuestas por el SM y los resultados experimentales. Las principales razones para estudiar modelos más allá del modelo estándar son:

Masas y oscilación de neutrinos No existe ningún término en el lagrangiano del SM que dote de masas a los neutrinos y los mezcle. Esto entra en contradicción con las ya numerosas evidencias experimentales de que los neutrinos no tienen masas nulas [4] y además oscilan, es decir, se transforman de un tipo a otro.

Materia oscura Medidas de la rotación de las galaxias son incompatibles con la cantidad de materia ordinaria estimada. Los modelos cosmológicos, para explicar este fenómeno, propusieron un nuevo tipo de materia que solo interactuara gravitatoriamente: la materia oscura. Este tipo de materia ha de estar constituida por partículas neutras, sin color y masivas. Si obviamos que el SM no incorpora ningún mecanismo para dotar de masa a los neutrinos, estas son las únicas partículas del SM candidatas a materia oscura. Sin embargo, sus masas son tan pequeñas que se cree que la materia oscura está constituida por otras partículas más exóticas no predichas por el SM.

Energía oscura De nuevo, observaciones cosmológicas, en este caso sobre la radiación de fondo cósmica de microondas, muestran un fenómeno que el SM no es capaz de explicar: la expansión acelerada del universo. Los modelos cosmológicos proponen la existencia de una energía oscura para explicar este fenómeno, pero el SM no incluye ninguna partícula candidata para ella. Por supuesto, un fenómeno que parece gravitatorio, difícilmente podrá ser explicado por un modelo que no incluye la interacción gravitatoria.

Interacción gravitatoria La primera de las interacciones fundamentales explicada clásicamente por Newton aún no tiene una formulación cuántica. Una característica esencial de la teoría cuántica de campos es que es una teoría perturbativa. El problema con el que se encontraron los científicos que intentaron cuantizar la hipotética partícula mediadora de la interacción gravitatoria, el gravitón, bajo una teoría perturbativa y de forma análoga a lo que se hizo en QED, fue que la teoría resultante no era renormalizable. Los intentos hasta ahora de cuantizar la gravedad se suelen agrupar en dos tipos: los que toman un punto de partida clásico, la relatividad general de Einstein, y aplican unas reglas de cuantización como los intentos covariantes o los intentos canónicos; y teorías unificadoras más generales y fundamentales que aspiran a explicar todas las interacciones, siendo la gravitatoria una más, como la teoría de cuerdas.

Como la interacción gravitatoria es muy débil a escalas de energía del LHC, se considera el SM como un modelo válido en el límite a bajas energías. Todo modelo o teoría más general que sí incluya la interacción gravitatoria se ha de reducir al SM u otro modelo compatible con el SM a esta escala de energías. El régimen de validez se toma hasta escalas de energía de Planck, $E_p = \sqrt{\frac{hc^5}{G}} \sim 10^9 \text{ GeV}$, unos 15 órdenes de magnitud por encima de las energías exploradas hasta la fecha en el LHC y anteriores aceleradores de partículas.

Materia y antimateria observada El universo actual en el que vivimos está constituido principalmente de materia con un pequeñísimo porcentaje de antimateria. Teniendo en cuenta que los modelos que tratan de explicar el origen del universo predicen que materia y antimateria estaban en iguales cantidades en sus primeros momentos, deben existir mecanismos en la naturaleza que rompan esta simetría y favorezcan la materia frente a la antimateria. El SM incorpora algunos mecanismos que violan la simetría CP (carga-paridad), siendo la principal fuente de ruptura de la simetría la interacción débil. Sin embargo, aún teniendo en cuenta estos mecanismos del SM, la relación materia-antimateria que se obtiene experimentalmente es mucho menor que la predicha por el modelo. Esto implica que más mecanismos de violación de la simetría CP existen en la naturaleza y no están implementados en el SM.

Estas razones son más que suficientes para incitar la búsqueda de modelos más allá del SM (BSM). Sin embargo, existen otros motivos menos claros y abiertos. Por ejemplo, algunos científicos creen que un mejor modelo que el SM no debe depender de tantos parámetros libres.

Entre masas, ángulos de mezcla y acoplamientos, el SM tiene 19 parámetros libres. Bien sea por la navaja de Ockham o por la búsqueda de cierta «belleza teórica», algunos investigadores proponen relaciones entre ellos para reducir este número de parámetros libres. En realidad, la naturaleza no tiene por qué comportarse de forma que una gran unificación sea posible. También surgen otras dudas cómo: ¿por qué hay tres familias de fermiones y no cuatro o dos?, ¿por qué los valores de los tres parámetros de acoplamiento son tan distintos?, o ¿por qué encontramos múltiplos enteros de $1/3$ de la carga eléctrica y no de $\sqrt{2}$ o π cuando el grupo de gauge $U(1)$ del SM permite cualquier carga? Son cuestiones abiertas, que modelos más allá del SM quizás algún día logren dar respuesta.

1.4. Modelos supersimétricos

De entre todos los modelos BSM, los más ambiciosos para tratar de explicar algunos de los problemas mencionados en la anterior sección, son los modelos de supersimetría (SUSY) [5]. En esencia, lo que hacen los modelos de SUSY es incorporar una nueva simetría que asocia a cada partícula del SM una compañera supersimétrica, con iguales propiedades a excepción del espín, que diferiría en $1/2$. Por ejemplo, asociado al electrón, tendríamos el s-electrón, un bosón escalar con igual carga eléctrica y masa que el electrón. En general, por cada fermión del SM tendríamos un s-fermión en SUSY. El nombre de la correspondiente compañera supersimétrica se obtiene añadiendo una “s” al nombre de la partícula del SM como en el anterior ejemplo con el electrón. Por cada bosón tendríamos un gaugino, fermiones de espín $1/2$. En este caso para obtener el nombre de los compañeros supersimétricos de los bosones se añade “-ino” al nombre de la partícula del SM. Por ejemplo, el fotino sería el compañero supersimétrico del fotón del SM y el wino el del bosón W. Todas estas partículas se pueden ver en la figura (1.3).

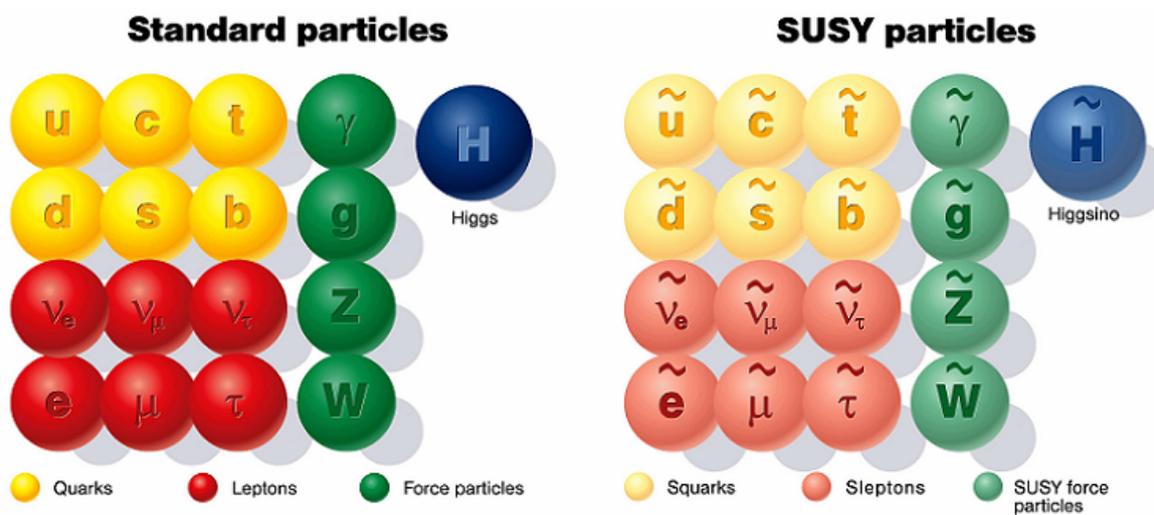


Figura 1.3: Partículas predichas por el SM (izquierda) junto a sus compañeras supersimétricas (derecha). [6]

Combinaciones lineales de los mediadores de la interacción electrodébil junto al higgsino

dan lugar a 8 estados propios del operador masa, y por tanto, 8 partículas adicionales: cuatro neutralinos, denotados como $\chi_{1,2,3,4}^0$ y otros cuatro charginos, $\chi_{1,2}^\pm$. Especial interés tienen los neutralinos, ya que al ser eléctricamente neutros y sin color se convierten automáticamente en partículas candidatas de SUSY a materia oscura.

Si la naturaleza conservase esta supersimetría ya tendríamos que haber podido observar las compañeras supersimétricas de SUSY. Ya tendríamos que haber sido capaces, por ejemplo, de observar un s-electrón con una masa idéntica a la del electrón. Sin embargo, ya que nada de esto ha sucedido, la diferencia entre las masas de las partículas del SM y las s-partículas de SUSY solo se puede explicar mediante la ruptura espontánea de la simetría. Según cómo se implemente esta ruptura de la simetría se pueden obtener distintos modelos SUSY. La realización más sencilla posible da lugar al conocido como modelo estándar mínimo supersimétrico (MSSM). Se trata de la realización más sencilla ya que considera el menor número posible de nuevas partículas e interacciones compatibles con las observaciones experimentales hasta la fecha, y por tanto, el menor número de parámetros libres.

El operador Q y la conservación de la paridad R

En los modelos SUSY se define un operador Q que aplicado a un fermión del SM lo transforma a su correspondiente s-fermión de SUSY y aplicado a un bosón devuelve su correspondiente gaugino. Este operador, a su vez, introduce un nuevo número cuántico que en SM no teníamos y que ha de conservarse: la paridad R. Esta cantidad se define como $R = (-1)^{2S+3B+L}$, donde S es el espín de la partícula, B el número bariónico y L el número leptónico. Sobre el valor del espín de las partículas ya hablé anteriormente, sin embargo no mencioné los otros dos números cuánticos. El número bariónico se define como $B = \frac{1}{3}(n_q - n_{\bar{q}})$ y el número leptónico como $L = n_l - n_{\bar{l}}$, donde n_q , $n_{\bar{q}}$, n_l y $n_{\bar{l}}$ son el número de quarks, antiquarks, leptones y antileptones, respectivamente. Por tanto, los bariones formados por tres quarks tienen $B = +1$, los mesones formados por un quark y un antiquark $B = 0$; los leptones $L = +1$ y los antileptones $L = -1$. La paridad R toma un valor $+1$ para partículas del SM y -1 para partículas de SUSY.

La conservación de la paridad R implica, en primer lugar, que las partículas supersimétricas no se puedan producir de una en una, sino que siempre lo tengan que hacer por pares. En segundo lugar, en todos los estados finales de los distintos modos de desintegración de las partículas supersimétricas ha de haber al menos una partícula supersimétrica. Así que la conservación de la paridad R implica que en SUSY haya una partícula estable, que suele denominarse partícula supersimétrica más ligera (LSP). Esta partícula depende de la realización de SUSY elegida. En el caso del MSSM, la LSP es el neutralino χ_1^0 .

Capítulo 2

El LHC y el experimento CMS

«It is the weight, not numbers of experiments that is to be regarded.»

Isaac Newton

Aunque el modelo estándar ha sido testeado hasta la fecha con éxito y ha sido responsable de las predicciones más precisas de la Física, se trata de una teoría efectiva válida hasta una cierta escala de energía. Uno de los principales objetivos del LHC, y en concreto de CMS, era «encontrar» el bosón de Higgs, la última partícula predicha por el SM que no había sido detectada. Tras su descubrimiento en 2012, los esfuerzos de CMS se han centrado en la búsqueda de partículas supersimétricas, candidatas a materia oscura, y dimensiones extra, pero siempre se sigue poniendo a prueba el SM midiendo secciones eficaces de procesos ya conocidos acumulando cada vez más estadística a energías mayores.

En este capítulo describiré el gran colisionador de hadrones así como el detector con el cual se han obtenido los datos experimentales para llevar a cabo el análisis en este trabajo.

2.1. El gran colisionador de hadrones

El gran colisionador de hadrones (LHC) es el acelerador de partículas circular más grande del mundo y, sin duda, constituye la instalación experimental más compleja hasta la fecha. Situado en el CERN (Ginebra, Suiza), es el resultado de una colaboración entre miles de físicos e ingenieros de más de 100 países. El tunel del LHC es una circunferencia de 27 km, el mismo sobre el que previamente estuvo el LEP, y está a una profundidad de unos 100 m.

El LHC está diseñado para lograr acelerar los haces de protones a una energía de 7 TeV, esto es, una energía en centro de masas de $\sqrt{s} = 14$ TeV con una luminosidad instantánea máxima de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Si bien la luminosidad máxima de diseño ya ha sido alcanzada, e incluso

ligeramente superada en el momento en el que se escribió este trabajo, aún no se han alcanzado los 14 TeV. Este valor de \sqrt{s} probablemente se alcance a lo largo de los próximos años.

El LHC se puso en funcionamiento por primera vez el 10 de septiembre de 2008, aunque las pruebas iniciales duraron apenas unos días ya que un incidente dañó 50 imanes superconductores tras producirse una fuga de 6 toneladas de helio líquido con la consecuente pérdida de las condiciones de vacío de la *beamline*. Esto produjo que los planes iniciales se retrasaran aproximadamente un año. El 20 de noviembre de 2009 el LHC empezó a producir colisiones y pocos días después ya se lograron acelerar los protones a 1.18 TeV, superando el récord del Tevatron de 0.98 TeV, y convirtiéndose desde ese momento en el acelerador de mayor energía del mundo. La energía se fue aumentando gradualmente hasta alcanzar, el 30 de marzo de 2010, acelerar los protones a 3.5 TeV, esto es, $\sqrt{s} = 7$ TeV. Durante el 2011 el LHC también se convirtió en el acelerador de hadrones más «luminoso», con un pico de luminosidad instantánea de $\mathcal{L} = 4.67 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. A finales del 2011, momento en el que se hizo una parada, los datos obtenidos en el CMS se correspondían a una luminosidad integrada de $\int \mathcal{L} dt = 4.9 \text{ fb}^{-1}$. Esta energía se mantuvo hasta abril de 2012 cuando se elevó la energía a los 8 TeV. Desde ese momento, hasta la parada en febrero de 2013, se recogieron datos de colisiones correspondientes a una luminosidad integrada de 19.6 fb^{-1} .

El LHC estuvo parado durante dos años por tareas de mantenimiento y mejora con el objetivo de prepararlo para alcanzar la energía máxima de diseño de $\sqrt{s} = 14$ TeV. A mediados de 2015 el acelerador volvió a funcionar y se empezó a recoger datos de colisiones a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Durante estos meses, hasta la parada de invierno se consiguió alcanzar una luminosidad integrada de 3.8 fb^{-1} como se puede comprobar en la figura (2.1)

Para el análisis que se realiza en este trabajo se utilizaron los datos obtenidos a lo largo del 2015. Desde el pasado 22 de abril el LHC vuelve a estar en pleno funcionamiento y en menos de tres meses en CMS ya se han superado los 10 fb^{-1} de luminosidad integrada.

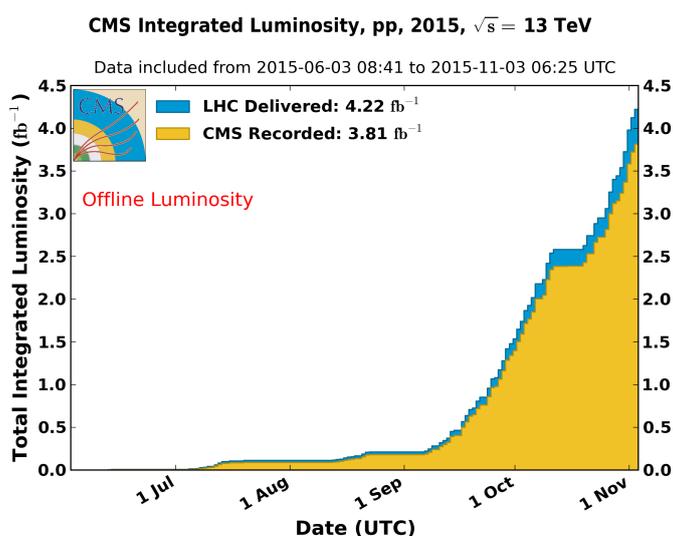


Figura 2.1: Luminosidad acumulada suministrada por el LHC (azul) y almacenada por el CMS (amarillo) a lo largo del 2015 a una energía de $\sqrt{s} = 13$ TeV. [7]

2.1.1. Funcionamiento del LHC

Los protones no se aceleran en el LHC desde el reposo sino que llegan a este acelerador con unos 450 GeV de energía. En realidad, el LHC es el último elemento de una cadena de aceleradores que se muestran en la figura (2.2). A diferencia del Tevatrón, en el que producir antiprotones en suficiente cantidad para obtener una buena luminosidad era un problema, la fuente de protones del LHC es una simple botella de hidrógeno gas. Aplicando un campo eléctrico suficientemente intenso se ionizan los átomos de hidrógeno y se obtienen los protones. Estos protones se aceleran en primer lugar en el acelerador lineal 2 (Linac 2) de donde salen con una energía de 50 MeV. A continuación llegan al *Proton Synchrotron Booster* (Booster) donde se aceleran hasta 1.4 GeV para ser inyectados al *Proton Synchrotron* (PS). El PS es un acelerador clave en esta cadena y, de hecho, durante un corto periodo de tiempo fue el mayor acelerador de partículas del mundo. En este acelerador circular de 628 m de circunferencia se aceleran los protones hasta que alcanzan los 25 GeV. Desde el PS los protones son inyectados en el *Super Proton Synchrotron* (SPS), el segundo acelerador más grande del CERN con una circunferencia de casi 7 km, que consigue acelerarlos a 450 GeV antes de transferirlos al LHC. Ya en el LHC, los protones circulan por dos tubos muy próximos en sentidos opuestos juntándose únicamente en los puntos de colisión situados en los distintos experimentos del LHC: CMS, ALICE, ATLAS y LHCb.

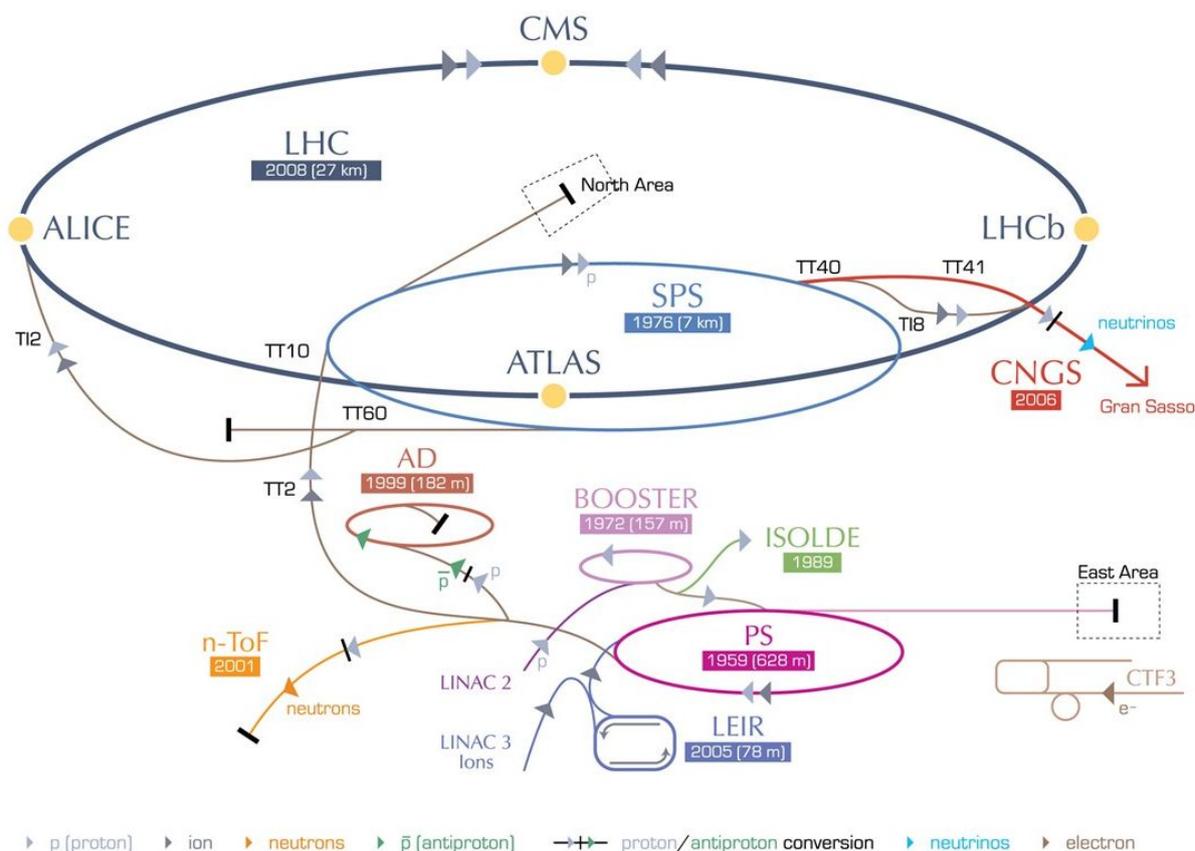


Figura 2.2: Esquema de los aceleradores del CERN empleados para acelerar los protones hacia el LHC. [8]

Imanes superconductores

Todos los aceleradores de partículas modernos (Tevatron, HERA, RHIC) se han basado en imanes superconductores para conseguir curvar y dirigir las partículas cargadas. Con imanes superconductores de Nb-Ti enfriados a 4.2 K se han obtenidos campos de unos 5 T. Sin embargo, para conseguir aumentar la energía, en el LHC estos mismos imanes de Nb-Ti se han enfriado hasta 1.9 K para conseguir unos campos de 8.4 T, un campo 100000 veces más intenso que el campo magnético terrestre.

Una de las partes más complejas del LHC son los imanes dipolares encargados de curvar las trayectorias de los protones consiguiendo haces estables y perfectamente alineados. A lo largo de los 27 km del LHC hay 1232, cada uno de ellos de 15 m de longitud y 35 toneladas de peso. El campo de 8.4 T que inducen en la dirección vertical produce una fuerza de Lorentz que apunta al centro de la circunferencia y mantiene a los protones en una trayectoria circular. Estos imanes dipolares (ver figura (2.3)) están diseñados de forma que la fuerza que sienten los dos haces moviéndose en sentidos opuestos apunta hacia el centro de la circunferencia.

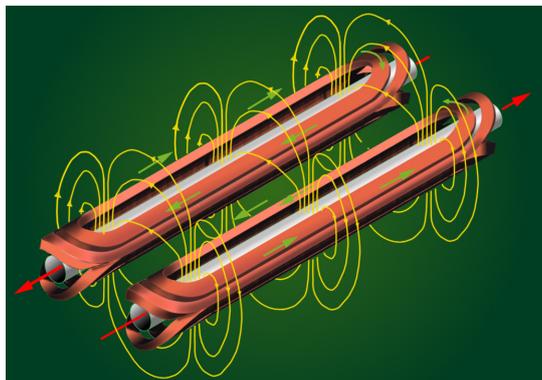


Figura 2.3: Esquema de los imanes dipolares en el LHC.

Pero curvar los haces de partículas no es suficiente. Para lograr una luminosidad adecuada en los detectores, los haces tienen que ser lo más «finos» posibles. Esto se consigue mediante unos imanes cuadrupolares, que están formados por cuatro polos magnéticos distribuidos simétricamente alrededor del *beam pipe* y que enfocan los haces tanto horizontal como verticalmente. Además, para corregir pequeñas imperfecciones en los campos magnéticos, imanes hexapolares, octapolares y decapolares se utilizan en los extremos de los imanes dipolares.

En los puntos de colisión otro tipo de imanes, los imanes de inserción, entran en juego. Se utilizan sistemas denominados *inner triplets* constituidos por tres imanes cuadrupolares. En total hay ocho sistemas de este tipo, uno antes y otro después de cada experimento del LHC. Estos sistemas logran enfocar y juntar los haces de ambos tubos para que el punto de colisión tenga un área micrométrica. Los imanes de inserción tienen otro rol fundamental, que es el de proteger los componentes más sensibles del LHC de las partículas cargadas desviadas.

Cavidades de radiofrecuencia

Los protones inyectados en el LHC desde el SPS tienen una energía de 450 GeV. Para conseguir aumentar su energía hasta los 6.5 TeV, así como para agruparlos en paquetes o *bunches*, se utilizan 16 cavidades de radiofrecuencia (RF) distribuidas a lo largo de la circunferencia. En estas cavidades se inducen campos eléctricos que oscilan con una frecuencia de 400 MHz. El protón ideal perfectamente sincronizado con estas RF no siente ninguna fuerza en la dirección longitudinal. Sin embargo, los protones que lleguen a las RF en un tiempo ligeramente inferior o superior se acelerarán o decelerarán para aproximarse al protón ideal. Poco a poco la energía de los haces se va aumentando y los protones tienden a agruparse en paquetes discretos. La separación actual de estos *bunches* es de 25 ns, si bien en el pasado era de 50 ns.

Luminosidad

La luminosidad es uno de los parámetros clave de un acelerador de partículas. No solo necesitamos la energía adecuada sino que, dado que la sección eficaz de algunos procesos es muy pequeña, necesitamos una gran cantidad de colisiones para lograr observar algún suceso de los que nos interesan.

Físicamente, la luminosidad instantánea \mathcal{L} se define como el número de partículas incidentes por unidad de área y unidad de tiempo $[\mathcal{L}] = \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

No es un parámetro fácil de calcular ni de medir. La expresión teórica para calcularla depende principalmente de: el número de protones por paquete, el número de paquetes por haz, la longitud del paquete, la frecuencia de revolución, energía del haz y la masa del protón. En la web del LHC existe una herramienta online [9] para facilitar su cálculo. Experimentalmente, se ha de distinguir entre la luminosidad que suministra el acelerador LHC y la luminosidad observada por los experimentos. El LHC utiliza información de los distintos experimentos así como de detectores específicos para medir la luminosidad que suministra. Desde el inicio del Run II [7], en CMS se utilizan cuatro subdetectores y seis algoritmos distintos para medir la luminosidad integrada.

2.1.2. Experimentos del LHC

Como ya dije antes, las colisiones en el LHC se producen en cuatro puntos distintos del acelerador. En estos puntos se sitúan los cuatro principales experimentos del LHC: CMS, ATLAS, ALICE y LHCb. Cada uno de los experimentos del LHC se distingue y caracteriza por sus detectores. CMS y ATLAS son los experimentos más grandes y utilizan detectores de propósito general con el objetivo de investigar el mayor rango posible de física. La existencia de dos detectores diseñados independientemente es crucial para comprobar resultados y verificar nuevos hallazgos. ALICE y LHCb tienen detectores especializados para estudiar ciertos fenómenos concretos.

En ALICE (A Large Ion Collider Experiment) estudian el plasma de quarks-gluones mientras se expande y enfría, observando cómo, progresivamente, da lugar a todas las partículas que constituyen la materia de nuestro universo hoy en día. La existencia de esta fase de la materia, así como sus propiedades, son claves en la teoría de la QCD para entender el fenómeno del confinamiento y para el problema conocido como restauración de la simetría quiral. Para que este estudio sea posible, durante una parte del año se aceleran iones de plomo, recreando de esta forma condiciones similares a las que hubo justo después del *Big Bang*.

El experimento LHCb (Large Hadron Collider beauty) investiga las diferencias entre materia y antimateria estudiando una partícula en concreto: el *beauty quark* o quark b. El detector del LHCb es radicalmente distinto a los empleados en ATLAS y CMS. No tiene un detector entorno al punto de colisión, sino que está formado por una serie de subdetectores uno detrás de otro a lo largo de 20 metros.

Los experimentos más pequeños del LHC son TOTEM y LHCf, que están especializados en lo que se conocen como *forward particles*, protones o iones pesados que interactúan con muy poco ángulo y por tanto se escapan de los grandes detectores de CMS o ATLAS. TOTEM está situado a ambos lados del punto de interacción de CMS, mientras que LHCb se sitúa a ambos lados de ATLAS aunque a una distancia mayor de unos 140 m desde el punto de interacción.

2.2. El experimento CMS

El Solenoide Compacto de Muones (CMS) es un detector de propósito general diseñado para detectar prácticamente cualquier proceso posible tras una colisión protón-protón a escalas de la energía del LHC. No solo ha sido diseñado para seguir poniendo a prueba las predicciones del modelo estándar sino también para buscar dimensiones extra, partículas candidatas a materia oscura y otros procesos de nueva física. Aunque los objetivos científicos son los mismos que los del experimento ATLAS, ambos experimentos utilizan soluciones técnicas diferentes. De aquí en adelante me centraré en el detector del CMS ya que no trabajé con ningún dato proveniente del experimento ATLAS.

CMS está construido en torno a un enorme solenoide alrededor del *beamline* y centrado en el punto de colisión de los dos haces de protones. Geométricamente, tiene una longitud de 21 m, una anchura de 15 m y una altura de 15 m. Pesa unas 14000 toneladas, lo que lo convierte en el detector más pesado del LHC, pero a su vez en el más compacto. Su construcción tuvo un coste de 550 millones de francos suizos.

Su diseño final estuvo inspirado por las lecciones aprendidas del anterior gran experimento del CERN: LEP (Large Electron Positron Collider). En este sentido, una peculiaridad de su construcción es que, a diferencia del resto de los experimentos del LHC que fueron construidos *in situ*, CMS fue construido en la superficie dividido en 15 secciones y posteriormente montado ya en la caverna. Esto permitió ahorrar mucho tiempo ya que las tareas de excavación en el túnel y la construcción del detector se llevaron a cabo simultáneamente.

Desde un punto de vista general, los detectores se han de construir con capas de materiales que aprovechen las diferentes propiedades de las partículas que se tratan de detectar. Como punto de partida, CMS necesitaba ser un detector con:

- Un sistema de alta eficiencia para detectar y medir muones.
- Un sistema de alta resolución para detectar y medir electrones y fotones.
- Un sistema central de *tracking* de alta calidad para poder obtener medidas precisas de momentos.
- Un calorímetro hadrónico «hermético» que evitase que se escapasen las partículas del detector.

Estas prioridades dieron lugar al diseño por capas del CMS. En total tiene cuatro, con una serie de subdetectores en cada una de ellas. Cada capa está «especializada» en la detección de un tipo de partícula distinta. A continuación describiré las partes del detector desde la región más interna y, por tanto, más próxima al punto de colisión hasta la capa más externa. Antes de describir las partes y funcionamiento del detector es conveniente explicar el sistema de coordenadas adoptado en el experimento.

Convenio de coordenadas

El sistema de coordenadas adoptado en el CMS es el siguiente. El origen de coordenadas se fija en el punto de colisión en el tubo del haz dentro del propio detector. El eje X apunta radialmente hacia el centro de la circunferencia del LHC y el eje Y apunta verticalmente hacia arriba de forma que el plano XY sea perpendicular al haz. El eje Z apunta en la dirección del haz hacia las montañas Jura, esto es, en la dirección oeste y tangente a la circunferencia. El ángulo azimutal $\phi \in [0, 2\pi)$ se mide desde el eje X en el plano XY y el ángulo polar $\theta \in [-\pi/2, \pi/2]$ desde el eje Z.

Una de las desventajas de trabajar con el ángulo θ es que no es invariante Lorentz. Es útil, por tanto, encontrar una cantidad que contenga la misma información que θ pero que sí sea invariante Lorentz. Partiendo de la definición del factor de Lorentz $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \equiv \cosh x$ podemos expresar la energía en función de x como $E = m\gamma = m \cosh x$. También podemos obtener una expresión del módulo del momento lineal en función de x utilizando la identidad $\cosh^2 x - \sinh^2 x = 1$:

$$\begin{aligned}
 E^2 &= m^2 + |\vec{p}|^2 \\
 |\vec{p}|^2 &= E^2 - m^2 = m^2 \cosh^2 x - m^2 = m^2(\cosh^2 x - 1) = m^2 \sinh^2 x \\
 |\vec{p}| &= m \sinh x
 \end{aligned}$$

Dividiendo $|\vec{p}|$ entre E se obtiene el valor de x :

$$\frac{|\vec{p}|}{E} = \frac{\sinh x}{\cosh x} = \tanh x$$

$$x = \tanh^{-1} \frac{|\vec{p}|}{E}$$

Utilizando ahora la relación entre la función arcotangente hiperbólico y la tangente

$$\tanh^{-1} y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+y}{1-y} \right),$$

se puede expresar la rapidez de la siguiente forma:

$$x = \tanh^{-1} \frac{|\vec{p}|}{E} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+|\vec{p}|/E}{1-|\vec{p}|/E} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+|\vec{p}|}{E-|\vec{p}|} \right)$$

En física de partículas es habitual redefinir esta cantidad con p_z en vez de con el módulo del momento, de forma que llegaríamos a la siguiente expresión:

$$x \equiv y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$$

Para entender geoméricamente esta cantidad x se pueden estudiar los dos casos límite: cuando $x = 0$ y cuando $x = \infty$. En el primer caso, para que $x = 0$ tenemos que el logaritmo neperiano se tiene que anular y esto solo ocurre cuando la fracción es 1:

$$x = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right) = 1 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{E+p_z}{E-p_z} = 1$$

$$E+p_z = E-p_z \quad \Rightarrow \quad p_z = -p_z \quad \Leftrightarrow \quad p_z = 0$$

Es decir, que $x = 0$ representa el caso en el que el momento es puramente transverso y su componente z es nula. De forma análoga, se deduce que el caso $x = \infty$ se corresponde al caso en el que el momento solo tiene componente en la dirección z . Así que esta cantidad nos indica el ángulo de la partícula con respecto a la dirección z igual que θ con la ventaja de que es invariante Lorentz.

Sin embargo, con la cantidad que se suele trabajar no es esta sino con otra llamada pseudorapidez, que es una aproximación en el caso en el que $E \gg m$, un límite perfectamente compatible con las energías en las que se alcanzan en el CMS. En este límite podemos considerar que $E \simeq |\vec{p}| = p$, así que:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right) \simeq \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p+p_z}{p-p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+p_z/p}{1-p_z/p} \right)$$

Ahora bien, p_z/p no es más que $\cos \theta$ así que podemos desarrollar esa expresión utilizando la

identidad trigonométrica $\cos 2x = \cos^2 x - \sin^2 x$ y que $\sin^2 x + \cos^2 x = 1$.

$$\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = \frac{1 + \cos^2 \theta/2 - \sin^2 \theta/2}{1 - \cos^2 \theta/2 + \sin^2 \theta/2} = \frac{2 \cos^2 \theta/2}{2 \sin^2 \theta/2} = \left(\frac{\cos \theta/2}{\sin \theta/2} \right)^2 = \left(\tan \theta/2 \right)^{-2}$$

Luego, se obtiene que la pseudorapidez es igual a:

$$\eta = \lim_{E \gg m} y = \frac{1}{2} \ln \left(\tan \theta/2 \right)^{-2} = -\ln \left(\tan \theta/2 \right)$$

La pseudorapidez $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ es la cantidad más utilizada en este contexto. Por último, la energía y momento transverso, p_T y E_T respectivamente, se obtienen entonces de las componentes x e y, es decir, proyectando sobre el plano transverso XY. El desequilibrio de la energía medida en este plano se denota como E_T^{miss} y será descrita con más detalle en el tercer capítulo.

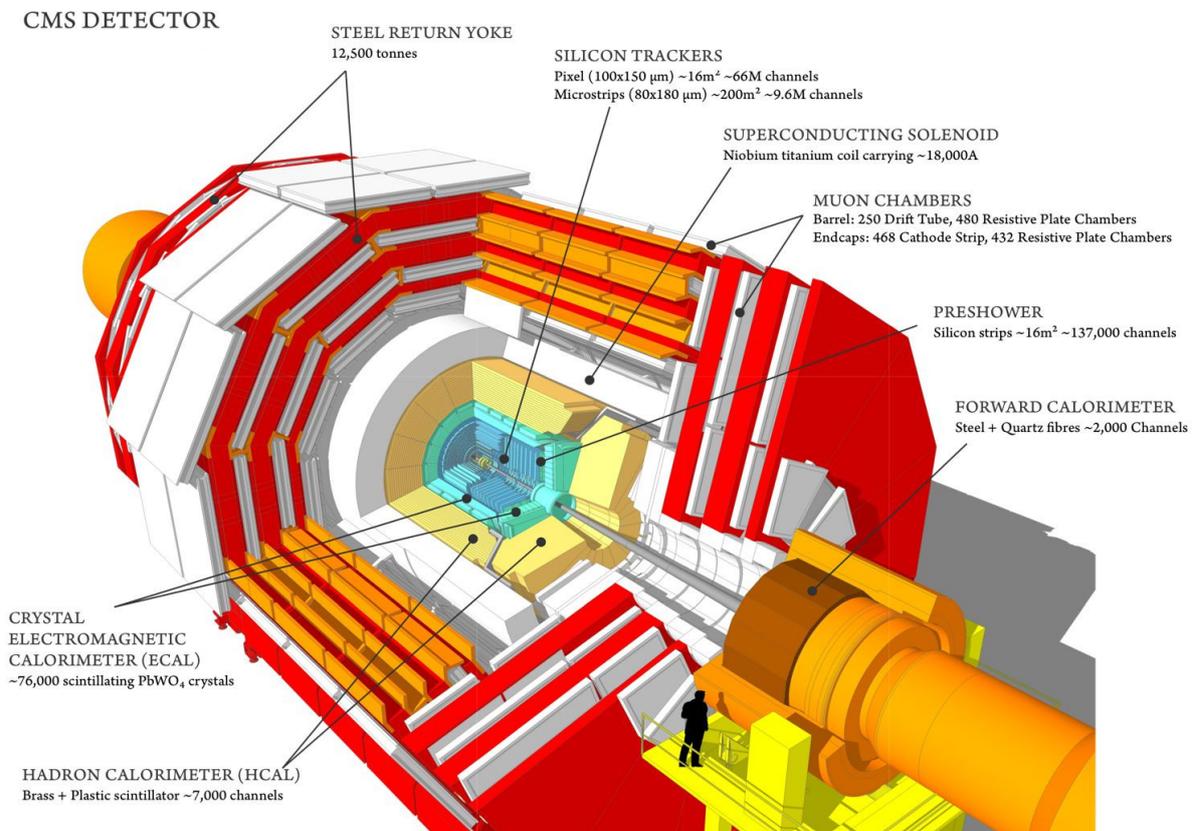


Figura 2.4: Esquema del detector CMS.

2.2.1. Medidor de trazas

El *tracker* o medidor de trazas [10] ocupa la sección más interna del detector. Esta formado por una serie de dispositivos muy pequeños y fragmentados repartidos a lo largo de toda la sección capaces de detectar las pequeñas cantidades de energía que las partículas cargadas depositan al atravesarlos. Obtener una buena resolución espacial es fundamental en un detector como CMS. En primer lugar, los momentos de las partículas cargadas se pueden medir a partir de la curvatura de sus trayectorias bajo la influencia de un campo magnético. El solenoide proporciona

un campo B muy intenso, pero cuanto mayor es la velocidad de las partículas menos se curvan por lo que un *tracker* muy preciso ayudará en la tarea de medir momentos. En segundo lugar, en un acelerador muy luminoso como es el caso del LHC, y más aún desde el Run II, cada vez que los haces de protones se cruzan en el punto de interacción es de esperar que haya más de una colisión. Este es un fenómeno conocido como *pileup* o amontonamiento. Obteniendo las trayectorias de las partículas resultantes se puede identificar de qué colisión provienen. En tercer lugar, algunas de las partículas inestables producidas tras una colisión protón-protón tendrán una vida media suficientemente larga como para recorrer una cierta distancia en el *tracker* antes de desintegrarse como, por ejemplo, los quarks b y c o los leptones τ . Estas partículas dan lugar a lo que se conoce como vértices secundarios. Por último, es fundamental para poder distinguir los electrones genuinos de una colisión de los resultantes de un fotón mediante producción de pares.

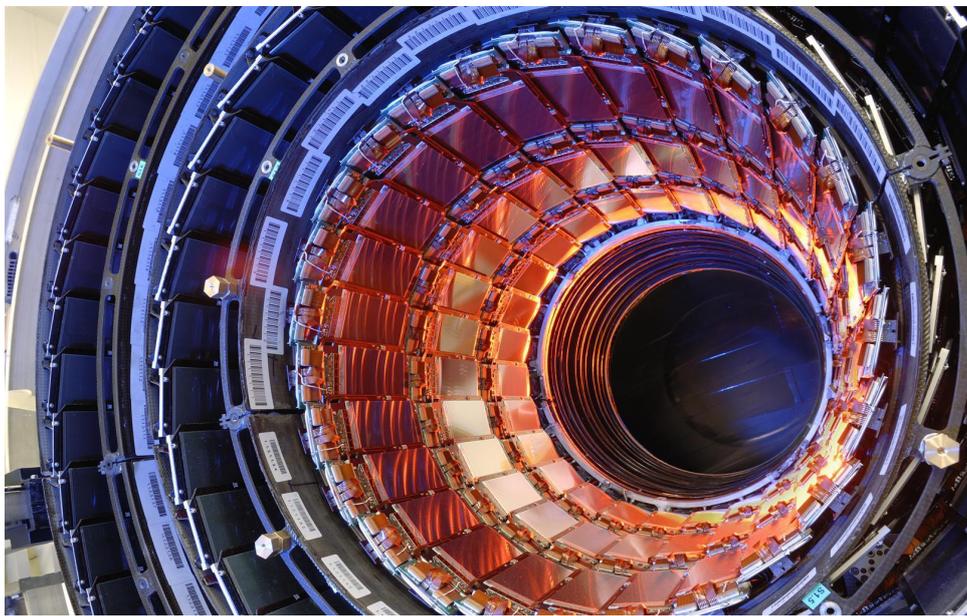


Figura 2.5: Fotografía del interior del *tracker* del CMS.[11]

El detector de trazas a su vez se divide en dos partes: la región de detectores de píxeles y la región de detectores de tiras de silicio.

La región de detectores de píxeles

También conocida como *pixel tracker* se trata de la parte de CMS más próxima al punto de colisión y por tanto, la que sufre un mayor flujo de partículas. Cuando se empezó a diseñar el CMS, esta sección se dejó en blanco ya que no se creía posible diseñar una electrónica capaz de resistir semejante radiación. Fue uno de los mayores retos a los que se enfrentó el equipo de diseño pero, finalmente, encontraron una solución, y además relativamente barata. El silicio fue la clave.

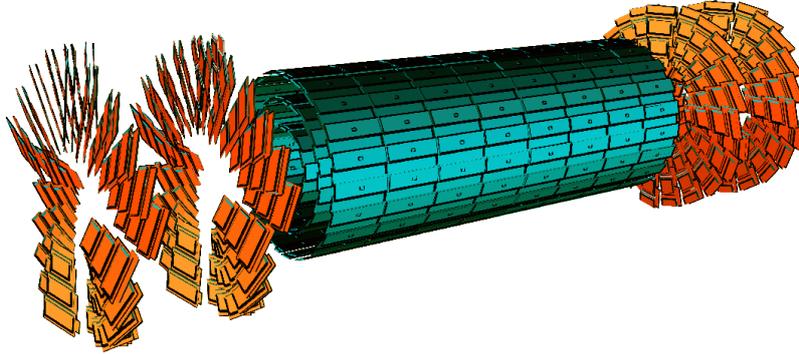


Figura 2.6: Esquema del *pixel tracker*, la parte más interna del medidor de trazas del CMS. [12]

El *pixel tracker* está formado por tres capas cilíndricas concéntricas a 4 cm, 7 cm y 11 cm del punto de interacción y con dos discos en los extremos como se muestra en la figura (2.6). Cada detector píxel tiene el tamaño de una caja de zapatos y tiene 65 millones de píxeles. Aproximadamente 10 millones de partículas por segundo atraviesan una superficie de 1 cm^2 a 8 cm del punto de interacción y estos detectores permiten reconstruir la trayectoria de cada una de ellas con una precisión de hasta $10\ \mu\text{m}$ en cada punto de medida.

Cuando una partícula cargada atraviesa los píxeles deposita una energía suficiente para arrancar electrones de los átomos de silicio, creando pares electrón-hueco. Cada pixel utiliza una corriente eléctrica para «recoger» estas cargas sobre la superficie como una pequeña señal eléctrica. Esta señal es luego amplificada mediante chips de silicio microscópicos y llevada mediante pequeños cables fuera del detector. Los detectores píxel se distribuyen como mosaicos de forma que las partículas con pseudorapidez $|\eta| < 2.5$ atraviesen entre dos y tres de ellos. Con esta información se puede obtener una reconstrucción tridimensional de la trayectoria de la partícula.

Otro de los problemas de esta parte del detector es el calor. Aunque la potencia que consume cada píxel es ridícula, apenas unos $50\ \mu\text{W}$, si multiplicamos esto por los 65 millones de ellos que hay en cada detector píxel se obtiene una potencia no despreciable. Sin una refrigeración adecuada, el *pixel tracker* dejaría de funcionar en pocos minutos.

La región de detectores de tiras de silicio

Tras los detectores de píxeles hay 10 capas de tiras de silicio o *silicon strip detectors*. Estas empiezan justo al acabar la anterior región y terminan a 130 cm del punto de interacción. Esta

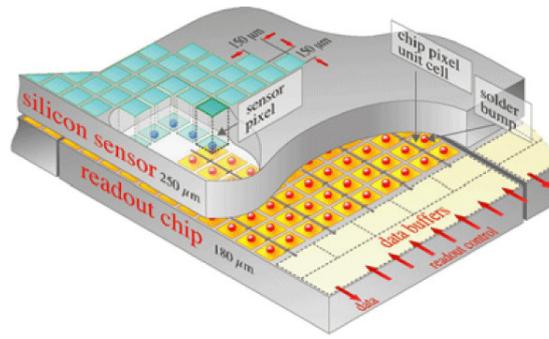


Figura 2.7: Esquema de un detector píxel. El *pixel tracker* está formado con multitud de estos distribuidos como si fueran mosaicos. [13]

parte del *tracker* contiene, en primer lugar, cuatro capas de barriles internos (TIB). Las dos capas más internas reciben el nombre de *inner endcaps* (TID), cada una de ellas compuesta de tres pequeños discos. A continuación 6 capas más de barriles externos (TOB), de las cuales las dos últimas reciben el nombre de *endcaps* (TEC). Un esquema de la distribución de estos detectores se puede observar en la figura (2.8)

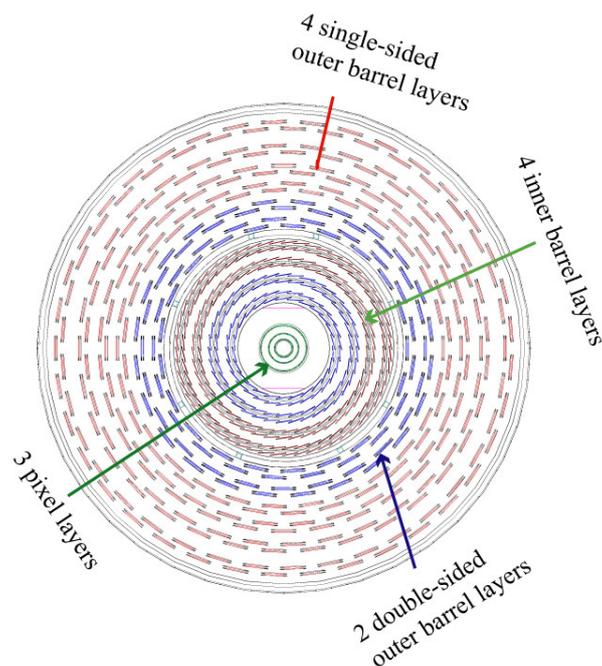


Figura 2.8: Esquema de la región de *silicon strip detectors*, la parte más externa del medidor de trazas del CMS, visto desde el plano perpendicular al haz de protones. [14]

Esta región contiene 12500 módulos de detección y en total más de 10 millones de tiras de silicio conectadas a 80000 microchips. Cada módulo está compuesto por tres elementos: un sensor, un soporte mecánico y una electrónica que permite leer los datos. Además, cada uno de los módulos de cada una de las capas tiene un diseño distinto en función de la posición del detector que ocupan.

Los detectores de silicio funcionan de una forma muy similar a los píxeles. Cuando una partícula cargada los atraviesa deposita una pequeña cantidad de energía suficiente para arrancar

electrones al silicio. Esta carga se detecta como pequeños pulsos de corriente que son amplificados por unos chips. La principal diferencia con respecto a los píxeles es la precisión que ofrecen. Como ya dije, los detectores de píxeles permiten resoluciones micrométricas mientras que cada módulo de las tiras de silicio en la práctica solo determinará si una partícula lo atravesó o no, es decir, cada módulo será como un punto «grueso».

Sin embargo, como una partícula con $|\eta| < 2.4$ depositará energía a lo largo de entre 8 y 14 puntos de esta región, estos puntos son suficientes para poder obtener la trayectoria de la partícula a través de esta región.

2.2.2. Calorímetro electromagnético

Gracias al *tracker* ya somos capaces de realizar medidas del momento de las partículas cargadas, pero en la tarea de reconstruir lo que ha sucedido tras una colisión también es necesario conocer la energía de las partículas, especialmente de los electrones y fotones, fundamentales en el descubrimiento del bosón de Higgs y en la búsqueda de nueva física.

El calorímetro electromagnético (ECAL) [15] del CMS permite medir perfectamente la energía de estas partículas y, en general, de todas las partículas cargadas que llegan a esta región. En su diseño se ha tenido en cuenta la necesidad de una gran precisión bajo unas condiciones de alta radiación. Además, otro requerimiento muy importante era que el detector tuviera una respuesta muy rápida ya que tan solo se disponen de 25 ns entre colisiones.

El ECAL está compuesto por una sección *barrel* y por dos *endcaps*. La sección *barrel* con simetría cilíndrica abarca la región $|\eta| < 1.479$ y está formada por 61200 cristales centelladores divididos en 36 supermódulos, cada uno de ellos formado por 1700 cristales y con un peso de unas tres toneladas. Los *endcaps* son unas partes planas que abarcan las regiones $1.479 < |\eta| < 3$ y contienen otros 15000 cristales. Adicionalmente, para una mayor precisión espacial, delante de los *endcaps* el ECAL dispone de unos detectores *preshower*. Los cristales del ECAL tienen una anchura de unos 3 cm, sin embargo, los de esta parte del *preshower* alcanzan una granularidad de unos pocos mm. Esto permite distinguir, en esta región de tan pequeño ángulo, los fotones únicos y muy energéticos, generalmente ligados a incidios de física interesante, de los pares de fotones menos energéticos producto de la desintegración de partículas como el π^0 . Una de las posibles formas de desintegración del bosón de Higgs es a dos fotones muy energéticos, el elusivo canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, así que poder medir con precisión la energía de los fotones es muy importante.

Los cristales centelladores y fotomultiplicadores

Los cristales del ECAL [16] están compuestos de wolframato anhidro de plomo (PbWO_4), un material muy denso (8.28 g cm^{-3} frente a los 2.6 g cm^{-3} del cuarzo), transparente y centellador que produce pequeñas, rápidas y bien definidas cascadas de fotones. Esto lo hace el material ideal para el ECAL ya que permite reducir en gran medida el tamaño del detector y la vez sa-

tisfacer la necesidad de una rápida respuesta. Sin embargo, este material también tiene algunos inconvenientes. En primer lugar, la cantidad de luz que centellea el cristal depende fuertemente de la temperatura. Para solventar esto, las casi 100 toneladas de cristal se mantienen a una temperatura controlada que oscila menos de 0.1°C . En segundo lugar, aunque soportan la radiación bastante bien, después de una intensa y prolongada dosis, los cristales empiezan a «coger» color, lo cual afecta a su capacidad de transmitir la luz. Por este motivo, durante las tareas de mantenimiento se mide la transmisión óptica de los cristales para detectar cristales dañados. Los cristales dañados aún tienen una segunda oportunidad, ya que a temperatura ambiente los átomos vibran lo suficiente como para recuperar su estructura ordenada y revertir los daños de la radiación. Esto ocurre durante las paradas del acelerador.



Figura 2.9: Uno de los 15000 cristales de wolfrato de plomo del *endcap* del ECAL del CMS junto al fotomultiplicador pegado a él. [17]

La mayor parte de los cristales se produjeron en Rusia y el resto en China. En total, obtener los exactamente 75848 cristales con las especificaciones necesarias llevó más de 10 años de trabajo, unos dos días de media por cristal.

La luz emitida por los cristales es tan poco intensa que tiene que ser capturada por unos fotomultiplicadores, convertida en una señal eléctrica y posteriormente amplificada. En la sección *barrel* se emplean fotomultiplicadores con fotodiodos de avalancha (APDs), pero la radiación es tan intensa en la sección *endcap* que ahí se emplean fotomultiplicadores con fototriodos de vacío (VPTs) como el que se puede ver en la figura (2.9). Ambos tipos de fotomultiplicadores fueron elegidos también para poder funcionar correctamente bajo el campo magnético producido por el solenoide.

2.2.3. Calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico (HCAL) [18] permite medir la energía de los hadrones neutros, partículas formadas por quarks y gluones como, por ejemplo, los piones y los kaones. Otra de sus funciones es la de «parar» todas las partículas resultantes de tras una colisión para proteger el solenoide de la radiación, así como el resto de la instalación fuera del CMS.

El HCAL es capaz de medir la posición, energía y tiempo de llegada de una partícula me-

diante capas alternadas de materiales absorbentes y materiales centelladores que emiten luz mediante la deposición de energía. La idea es igual que en el ECAL, esta luz es capturada por fotomultiplicadores, convertida en señales electricas y amplificada, y con esta señal se puede deducir la energía de la partícula que atravesó el material centellador.

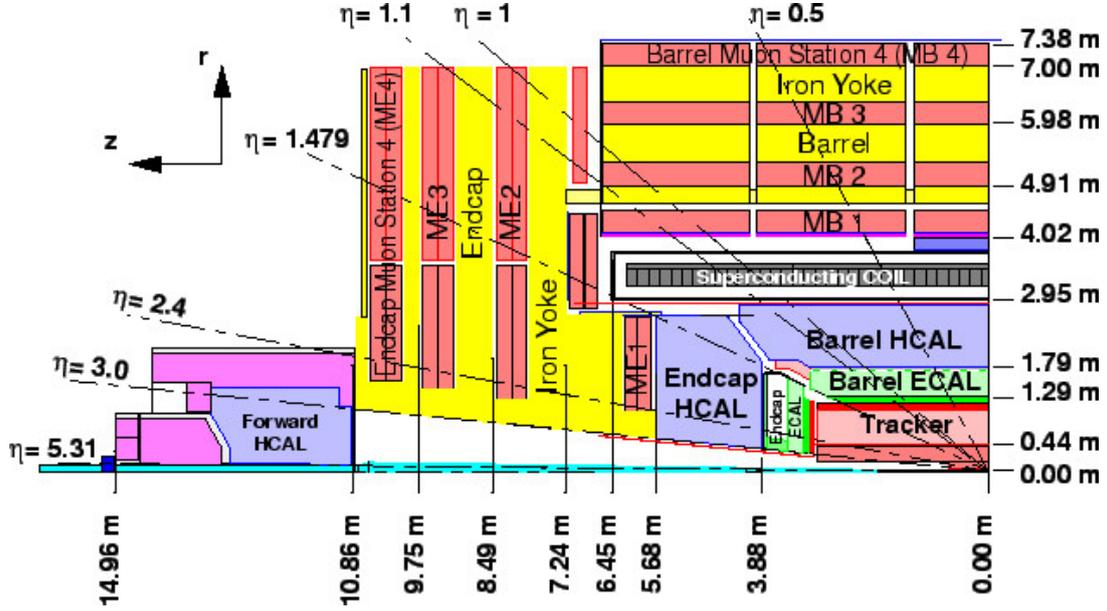


Figura 2.10: Sección transversal del CMS. En verde el ECAL, en azul el HCAL. Tras el solenoide, la región de las cámaras de muones y el «imán» de retorno. [19]

El principal problema al que se enfrentó el equipo del HCAL fue el poco espacio disponible para distribuir el calorímetro. Lo solventó organizándolo en varias secciones: *barrel* (HB y HO), *endcap* (HE) y *forward* (HF). La sección HB y HE se encuentran en el interior del solenoide, mientras que HO está justo en el exterior. La sección HF está colocada justo al final del CMS, en la región $3.0 < |\eta| < 5.0$, con el objetivo de frenar las partículas con menor ángulo θ . En total, el HCAL está formado 36 placas de latón de 26 toneladas cada una.

2.2.4. Solenoide

El imán del CMS es la parte central del detector y el mayor imán superconductor jamás construido. Su función principal, además de proveer la mayor parte del soporte estructural del detector, es la de curvar las trayectorias de las partículas cargadas emergentes tras una colisión protón-protón. Se trata de un solenoide, un tipo de electroimán formado por espirales de material superconductor que producen un campo magnético homogéneo en la dirección z . Se mantiene a una temperatura de -268.5°C y aunque fue diseñado para producir un campo máximo de 4 T, nunca se han sobrepasado los 3.8 T para maximizar su vida útil.

Las partículas cargadas describen una trayectoria helicoidal y a través del radio de curvatura de la hélice se puede determinar el momento transverso de la partícula mediante la siguiente expresión:

$$p_T = 0.3 \times BR [\text{T}^{-1} \text{m}^{-1} \text{GeV}], \quad (2.1)$$

donde B es el campo magnético y R el radio de curvatura de la hélice.

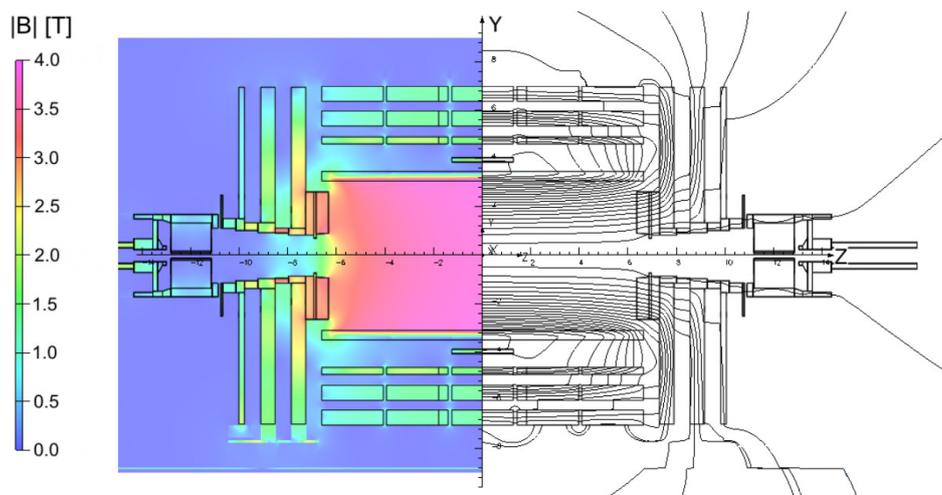


Figura 2.11: A la izquierda, valor del campo $|B|$ en las distintas regiones del CMS. A la derecha, líneas de campo, cada una de ellas representando un incremento en el flujo magnético de 6 Wb. Ambas imágenes fueron obtenidas con una simulación con un campo central de 3.8 T. [20]

2.2.5. Detectores de muones

Finalmente, tras el *tracker*, los dos calorímetros y el solenoide, llegamos a la parte más extensa del CMS: el sistema de detectores de muones [21]. Como mencionaba al principio del capítulo, la detección y medición de los muones es un de los objetivos más importantes del detector. Precisamente, una de las firmas más claras del bosón de Higgs es su desintegración en cuatro muones. Además, los muones son partículas que se producen en muchos procesos predichos por modelos de nueva física.

Pese a ser partículas cargadas y, por tanto, dejar su marca en el medidor de trazas, los muones interactúan tan débilmente con el detector que no llegan a depositar toda su energía en los calorímetros. Por este motivo, al CMS se le añade una sección adicional especializada en este tipo de partículas. En principio, toda señal proveniente de esta sección se deberá a la presencia de muones, ya que junto a los neutrinos son las únicas partículas (conocidas) capaces de llegar hasta aquí.

En total, el sistema de detectores de muones está formado por 1400 cámaras de muones de tres tipos: 250 tubos de deriva o *drift tubes* (DTs), 540 tiras catódicas o *cathode strip chambers* (CSCs) y 610 planos resistivos *resistive plate chambers* (RPCs). Los DTs permiten detectar la posición de los muones en la parte *barrel*, esto es, en la región $|\eta| < 1.2$. Se trata de pequeños tubos de 4 cm de largo con un fino cable en su interior y llenos de un gas. Cuando un muón atraviesa el tubo arranca electrones del gas y se produce un efecto avalancha. Estos electrones son atraídos hacia el cable, que está cargado positivamente. Registrando en qué cables se producen estas corrientes, los puntos rojos en la figura (2.12a) y calculando la distancia del cable a la que atravesó el muón el tubo, las líneas azules, los DTs nos dan dos coordenadas sobre la posición del

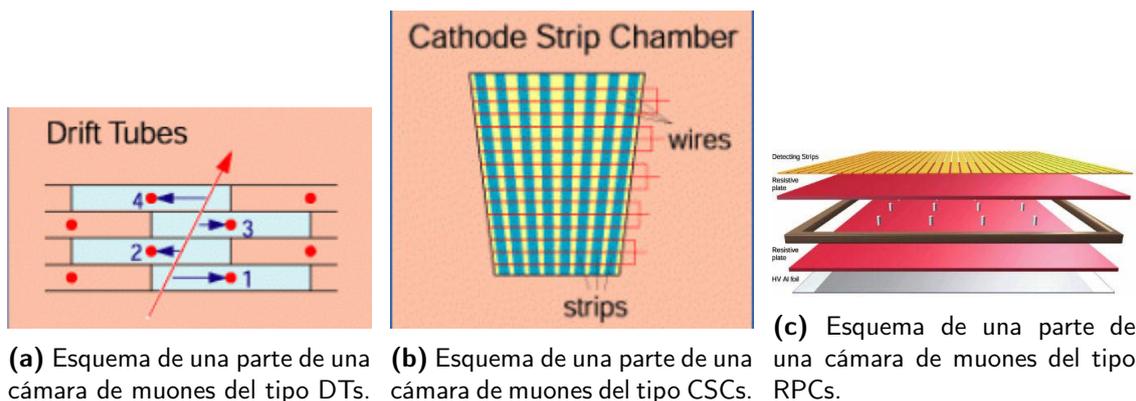


Figura 2.12: Esquemas de los sistemas de detectores de muones del CMS. [21]

muón. Cada cámara de muones de este tipo contiene 12 capas de aluminio organizadas en tres grupos de cuatro con un total de 60 tubos DTs. Estas cámaras son muy eficientes en la detección de muones, así como en la determinación de la posición espacial, pero tienen un tiempo muerto relativamente alto de unos 180 ns. Durante este periodo, en el cual es gas se desioniza, si es atravesado por otro muón no lo detectará. Se utilizan en la región *barrel* porque es donde se espera un menor flujo de muones.

Los CSCs se emplean en los *endcaps*, esto es, en la región con $1.2 < |\eta| < 2.4$. En esta región, como se puede apreciar en la figura (2.11), el campo magnético no es uniforme, y el flujo de muones es mucho más elevado que en la región *barrel*. El funcionamiento de los CSCs es similar al de los DTs pero como los cables están mucho más próximos entre sí, tienen una respuesta más rápida que los tubos, motivo por el cual son utilizados en el mecanismo de *trigger* del detector. Cada cámara de muones del tipo CSC contiene seis capas de detectores.

Paralelamente a los DTs y CSCs, los RPCs (figura (2.12c)) permiten obtener una medida muy rápida del momento de los muones, que es utilizada también en el *trigger* del CMS. Pese a no ofrecer una resolución espacial tan buena como los DTs o los CSCs, sí que tienen una respuesta rapidísima de solamente un nanosegundo. Posteriormente, durante un análisis *offline*, la información de las cámaras de los muones se combina con la del *tracker* permitiendo reconstruir la trayectoria completa del muón.

En el sistema de detectores de muones, en alternancia con las cámaras de muones, como se puede ver en la figura (2.10), hay unos enormes bloques de hierro magnetizados denominados *Iron «return yokes» plates* o «imanes» de retorno que cierran las líneas de campo del solenoide. El campo magnético que sienten los muones, una vez atravesados los primeros bloques, se invierte por lo que sus trayectorias se curvan hacia el sentido opuesto del que lo hacían en el *tracker* (figura 2.13).

2.2.6. Trigger y adquisición de datos

Aunque hasta ahora solo he puesto énfasis en el tiempo de respuesta de los distintos subdetectores, el verdadero cuello de botella del CMS no viene de los sistemas de detección, sino de

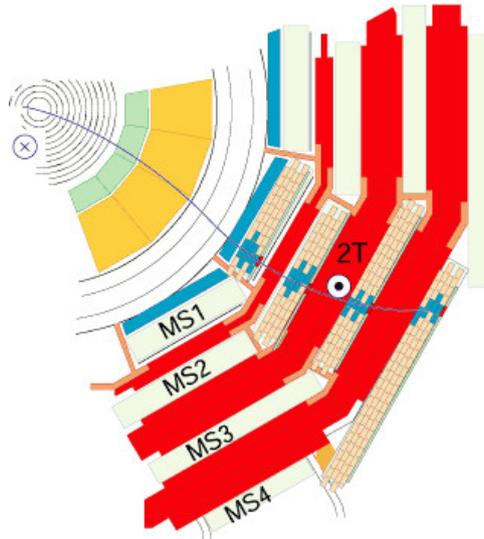


Figura 2.13: Trayectoria de un muón obtenida a través de su traza en el *tracker* y de las deposiciones de energía en las cámaras de muones. En el segundo bloque de hierro el campo B ya se ha invertido y tiene un valor de $2T$. [21]

la capacidad de leer, escribir y almacenar los datos de las colisiones. Con el LHC funcionando a la luminosidad de diseño, cada segundo se producen alrededor de mil millones de interacciones protón-protón. Es imposible que los subdetectores puedan medir todas ellas y sobre todo que la información se pueda almacenar, además de que la mayor parte de estas colisiones no serán «interesantes» en el sentido de que sean procesos elásticos ya conocidos. Se necesita, por tanto, un mecanismo de disparo o *trigger* [22] que nos filtre esta basta cantidad de sucesos hasta los 1000 Hz, el límite de CMS de adquisición de datos. Esta selección se hace en CMS en dos etapas: un *trigger* de bajo nivel (L1) y un *trigger* de alto nivel (HLT).

En el *trigger* de bajo nivel L1 se emplea únicamente la información de los subdetectores más rápidos y además por separado. Datos en bruto de los calorímetros y de las cámaras de muones permiten hacer estimaciones muy rápidas de los momentos y energías de las partículas. Esta información es utilizada para la primera criba de sucesos, pasando de mil millones a los mejores cien mil por segundo. En el *trigger* de alto nivel se combina la información de todos los subdetectores y se empieza a reconstruir los sucesos. Esto ya no tiene lugar en el propio detector sino en una granja de 1000 ordenadores conocida como *online farm*. Aquí se descartan 99000 sucesos y se seleccionan los 1000 mejores por segundo en base a unos tests físicos programables que pueden incluir momentos, energías, información sobre b-jets y leptones, entre otras cosas. La correcta configuración del *trigger* es fundamental ya que los sucesos que sean descartados ya no se pueden recuperar. A diferencia de un análisis *offline* que puede repetirse y mejorarse, los datos almacenados son los que el *trigger* selecciona y no hay vuelta atrás. Precisamente uno de los problemas a los que se enfrenta CMS en la búsqueda de nueva física se debe al *trigger*: algunos de los procesos predichos por modelos de nueva física incluyen partículas de bajo p_T , que pueden ser «filtradas» ya a nivel de *trigger*.

Los datos con los que trabajé se obtuvieron utilizando los siguientes *paths* [23] en el HLT:

- Canal $e\mu$: HLT_Mu17_TrkIsoVVL_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL o HLT_Mu8_TrkIsoVVL_Ele17_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL según cuál es el leptón más energético.
- Canal $\mu\mu$: HLT_Mu17_TrkIsoVVL_Mu8_TrkIsoVVL_DZ
- Canal ee : HLT_Ele17_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_DZ

El nombre de *path* viene de que las condiciones necesarias para activar el *trigger* se aplican en orden. Si la colisión supera la primera se pasa a la segunda, si también supera esta entonces se avanza a la tercera. En el momento en el que una colisión falla en satisfacer alguna de las condiciones no avanza a la siguiente y el suceso es descartado por el *trigger*. Por ejemplo, en el caso del canal $e\mu$, el muón tiene que tener un $p_T > 17$ GeV y el electrón un $p_T > 12$ GeV cuando el muón es la partícula más energética. Si el electrón es la partícula más energética entonces su momento transversal ha de ser mayor de 17 GeV y el del muón mayor de 8 GeV. El resto de «etiquetas» tienen que ver con la identificación (Id) y con el aislamiento de la partícula (Iso).

2.3. El *grid* de computación del LHC

Ya desde que se empezó a pensar sobre el diseño del sistema de computación del LHC [24] estaba bastante claro que la potencia de computación requerida iba a superar con creces la capacidad disponible en el CERN. Por otra parte, casi todas las universidades colaboradoras con el LHC contaban con acceso a centros de computación locales. La idea de formar un *grid* de computación, aunando la potencia de cálculo del CERN con la de los distintos centros regionales de computación, surgió entonces de forma natural.

El *Worldwide LHC Computing Grid* (WLCG) comenzó a operar en 2002 y está formado por más de 170 centros a lo largo de 41 países. Es capaz de almacenar, distribuir y analizar los aproximadamente 15 PB (15×10^6 GB) de datos producidos en el LHC cada año. Todos los equipos que forman parte de él se organizan en los llamados *Tiers* y permiten, a todos los físicos que trabajan en los experimentos del LHC, acceder a estos datos casi en tiempo real.

Una vez superado el HLT, los datos del CMS llegan al *Tier 0*, el centro de computación del CERN. Absolutamente todos los datos provenientes de los experimentos del LHC pasar por este *Tier 0*. En esta fase del *grid* ya comienza la reconstrucción a partir de los datos en bruto del detector. Pero el *Tier 0* también tiene otra función: distribuir todos estos datos a los 13 centros que forman el *Tier 1*. Esto se hace gracias a una red interna destinada exclusivamente al volcado de estos datos que conecta algunos de estos centros con el CERN, como si de «otro Internet» se tratase. Los *Tier 1* funcionan como una extensión del centro de datos del CERN, con una alta disponibilidad, y donde se almacenan parte de los datos en bruto y también reconstruidos en el *Tier 0*. Aquí tienen lugar los análisis que hagan un uso intensivo de todos los datos. En los *Tier 2* se llevan a cabo simulaciones, también fundamentales para los análisis. Por último, los *Tier 3* se encuentran generalmente en cada instituto que colabora con algún experimento y realizan

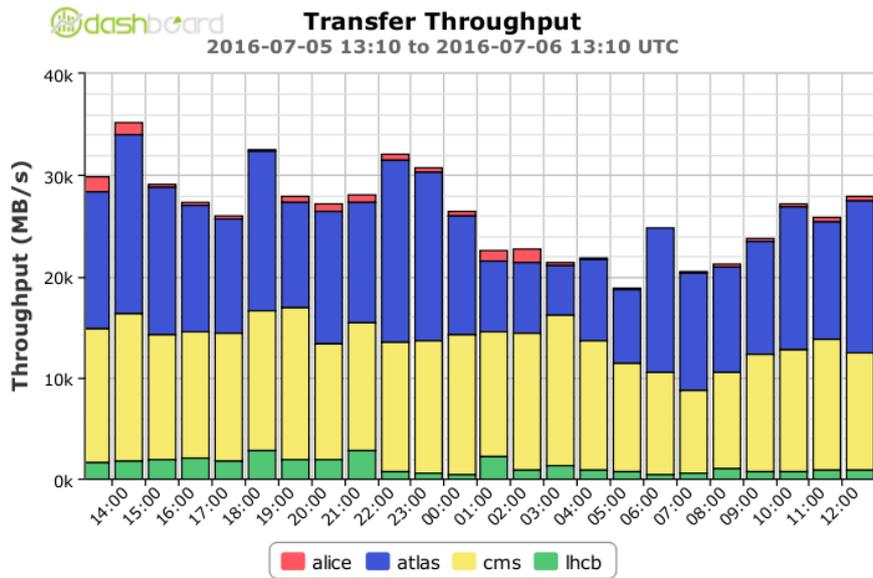


Figura 2.14: Gráfica de la transferencia de datos (en MB/s) frente al tiempo de los distintos experimentos del LHC hacia el *grid*, en amarillo CMS. [25]

simulaciones puntuales que necesiten y análisis muy específicos.

Aunque la distinción entre los *Tiers* fue muy clara al principio, hoy en día ya no lo es tanto. Las tareas que se llevan en cada uno de los distintos *Tiers* pueden variar de un centro a otro, incluso hay *Tier 3* más grandes que algunos *Tier 2*. La principal distinción que se puede hacer en la actualidad es el grado de disponibilidad. Los *Tier 1* tienen que estar disponibles las 24 horas del día, los 7 días de la semana. Los *Tier 2*, por el contrario, tienen que estar disponibles de lunes a viernes en horario de oficina. Otro dato curioso es que existen *Tier 3* sin discos de almacenamiento que trabajan constantemente con datos que obtienen de la red. Esto es posible gracias a la increíble mejora de las conexiones que ha tenido lugar durante los últimos años.

Funcionamiento de CMS. Detección, tratamiento de los datos e identificación de objetos

*«I have done a terrible thing, I have
postulated a particle that cannot be
detected.»*

Wolfgang Pauli

El complejo diseño del detector CMS, con las distintas capas y subdetectores descritos en el anterior capítulo, requiere de un potente *grid* de computación y de unos elaborados algoritmos para identificar las distintas partículas producidas tras una colisión. Este capítulo parte del momento en el que una colisión ha superado el *trigger*. Desde ese momento se inicia un proceso *offline* conocido como reconstrucción, en el que se trata de identificar de forma inequívoca todas las partículas estables e inestables producidas en la colisión protón-protón. Los posteriores análisis dependerán de la capacidad del CMS para lograr esta identificación. A diferencia de lo que ocurría en el *trigger*, donde la velocidad de respuesta era fundamental y, por tanto, no había tiempo para combinar la información de todos los subdetectores, en la reconstrucción *offline* se tienen en cuenta toda la información obtenida por el CMS mediante un algoritmo denominado *particle flow* que también describiré en este capítulo.

En la búsqueda de nueva física, en este trabajo me centro en los estados finales con tres leptones, los sucesos conocidos como multiléptonicos. Es fundamental, por tanto, identificar los electrones y muones perfectamente. Sin embargo, ya que estaré estudiando la desintegración $WZ \rightarrow 3l$, parte de la energía transversa se la llevará el neutrino asociado a la desintegración del bosón W ($W \rightarrow l + \nu_l$), por lo que una buena estimación de la E_T^{miss} requerirá la correcta identificación de todas las partículas producidas en la colisión.

3.1. El algoritmo *particle flow* de CMS

El algoritmo *particle flow* (PF) [26] es el más utilizado hoy en día en los análisis de datos de CMS. Con él se pretende identificar y reconstruir individualmente cada una de las partículas producidas en una colisión protón-protón combinando la información de todos los subdetectores de CMS. El uso de este algoritmo supuso una mejora en la eficiencia de reconstrucción de los *jets* y de la E_T^{miss} , así como una mejor identificación de los electrones, muones y taus.

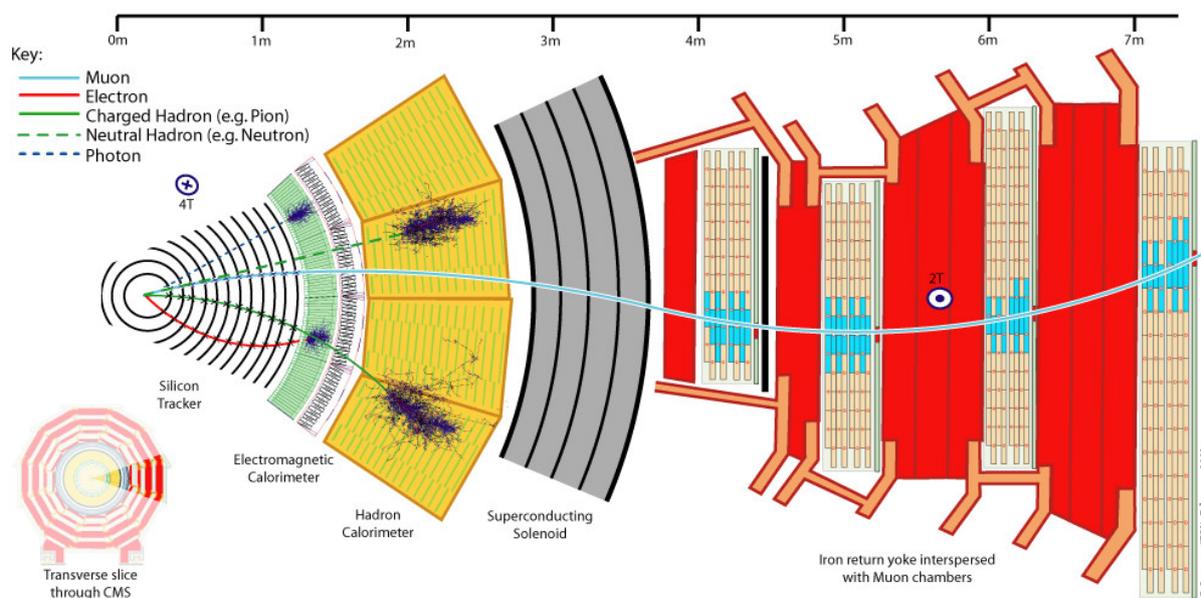


Figura 3.1: Ejemplo de muón (línea azul), electrón (línea roja), hadrón cargado (línea verde), hadrón neutro (línea verde discontinua) y fotón (línea azul discontinua) identificados utilizando el algoritmo PF. [27]

CMS cumple todos los requerimientos para aplicar el algoritmo PF gracias al intenso campo magnético generado por el solenoide, la excelente resolución y granularidad del ECAL y la precisión de su *tracker*. De forma simplificada, el algoritmo PF se puede explicar en tres pasos:

1. Las trazas obtenidas en el *tracker* se extrapolan en los calorímetros y si estas extrapolaciones atraviesan *clusters*, estos se asocian a dichas trazas. Por *cluster* se entiende un conjunto de deposiciones de energía en los calorímetros en torno a un máximo local de deposición. Los conjuntos obtenidos de trazas y *clusters* constituyen un hadrón con carga. Previamente, los muones han sido identificados para que sus trazas no puedan dar lugar, erróneamente, a un hadrón cargado. Para ello se combina la información de las cámaras de muones con las trazas del *tracker*. Los electrones son más difíciles de tratar debido a la radiación *Bremsstrahlung*. Todas los *clusters* de fotones emitidos por la radiación de frenado se tienen que asociar con su correspondiente electrón. Una vez asignadas todas las trazas, los *clusters* faltantes se corresponderán con fotones en el caso de que estén en el ECAL y hadrones neutros si están en el HCAL.
2. Una vez que todas las deposiciones de energía han sido asociadas a partículas se puede estudiar su naturaleza y determinar su cuadrimomento combinando la información de

todos los subdetectores. En caso de que la energía obtenida por los calorímetros asociada a una determinada traza sea excesiva con respecto al momento calculado de la traza, con una desviación de más de una sigma, este exceso es atribuido a un solapamiento con una partícula neutra, que podrá ser un fotón o un hadrón.

3. La lista de partículas identificadas (hadrones con carga, fotones, hadrones neutros, electrones y muones) se utiliza para reconstruir los jets, la energía transversa faltante, para reconstruir e identificar los taus a partir de los productos de su desintegración, y para calcular el aislamiento de las partículas.

3.2. Identificación y reconstrucción de partículas

3.2.1. Vértice principal

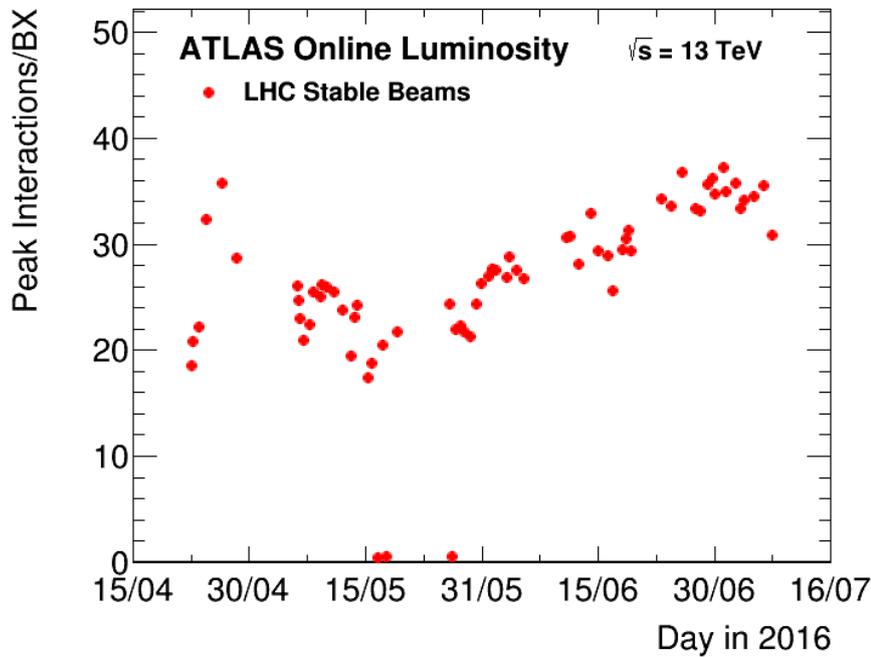


Figura 3.2: Número de vértices de interacción por colisión frente al tiempo en ATLAS a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. El fenómeno de *pileup* depende de las condiciones del LHC, así que este número es muy similar en CMS.

Como ya mencioné en el capítulo 2, debido al *pileup*, cada vez que se cruzan los haces de protones en el punto de interacción se producen más de un vértice de interacción. En cada uno de ellos ha tenido lugar una colisión inelástica pero es muy importante identificar de qué vértice proviene cada partícula. No solo eso, sino que de un vértice de interacción puede producirse una partícula inestable con una vida media suficiente como para desintegrarse a cierta distancia de él y dar lugar a un vértice secundario. Se define el vértice principal como aquel cuyas trazas asociadas suman un momento transverso mayor. En colisiones con múltiples vértices de interacción, únicamente las partículas producidas en el vértice principal se tendrán en cuenta. El número de vértices de interacción simultáneas se redujo con el inicio del Run II al pasar, manteniendo

el número de protones, a una separación entre paquetes de 25 ns frente a los 50 ns. Durante el 2016 este número ha ido aumentando progresivamente a medida que se se ha incrementado la luminosidad (figura 3.2).

3.2.2. Muones

Los muones son partículas «estables» para CMS. Su vida media les permite recorrer el detector en su totalidad y además, su mínima interacción con los calorímetros, las convierte en las únicas capaces de llegar a los «imanes» de retorno y las cámaras de muones. Las trazas de los muones se reconstruyen de forma independiente en el *tracker* y en las cámaras de muones. Se denomina *standalone muons* a los muones reconstruidos utilizando la información de los DTs, CSCs y RPCs. A continuación, de entre todas las trazas reconstruidas en el *tracker* se selecciona la que mejor se ajuste a la del *standalone muon*. El objeto reconstruido combinado las dos trazas se conoce como *global muon*.

3.2.3. Electrones

Los electrones no escapan del ECAL y su traza es perfectamente visible en el *tracker* pero debido a que sufren el fenómeno *Bremsstrahlung* o emisión de radiación de frenado a medida que atraviesan el detector, su trayectoria no es una hélice tan clara como la de los muones. Además, para determinar su energía todos estos fotones radiados han de ser tenidos en cuenta. La probabilidad de identificar erróneamente un electrón es muchísimo mayor que la de equivocarse con un muón. Por este motivo se suelen aplicar una serie de criterios de calidad para eliminar los falsos electrones o los más dudosos, y quedarnos con los que estemos muy seguros de que efectivamente sean electrones. Los electrones genuinos provenientes del vértice principal tienden a estar alejados de otras partículas, mientras que los provenientes de desintegraciones de otras partículas suelen estar próximos a otras partículas y deposiciones de energía. Por eso, un criterio de calidad muy empleado es el aislamiento. Se define el aislamiento individual [28] de un electrón como la relación de la energía de todos los hadrones y fotones en un cono $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.4$ alrededor del electrón entre el momento transversal de este:

$$R_{\text{Iso}}^l = \frac{1}{p_T^l} \left[\sum p_T^{\text{cargadas}} + \text{máx} \left\{ 0, \sum E_T^{\text{neutras}} + \sum E_T^\gamma - E_T^{\text{pileup}}(l) \right\} \right], \quad (3.1)$$

donde los sumatorios se extienden a todas las partículas identificadas por el algoritmo PF en el interior del cono provenientes del vértice principal. $\sum E_T^{\text{pileup}}(l)$ es la contribución estimada del *pileup* y depende del tipo de leptón que estamos considerando.

3.2.4. Jets

Se denomina *jet* a un chorro de partículas con forma cónica. Están formados por hadrones y otras partículas producidas por el proceso de hadronización de un quark o un gluón. La

dirección del *jet* generalmente es la del quark o gluón que lo originaron. La formación de *jets* es una consecuencia del confinamiento del color que comenté en el primer capítulo. Cuando en una colisión se producen partículas con color, rápidamente se combinan con otros quarks o antiquarks producidos espontáneamente del vacío para formar hadrones. La única excepción es el quark *top*, que con una vida media inferior a la escala de tiempos de la interacción fuerte, se desintegra antes de que pueda hadronizarse.

El experimento CMS cuenta con una serie de algoritmos que permiten reconstruir los objetos *jets* a partir de las partículas obtenidas por el algoritmo PF provenientes del proceso de hadronización.

b-jets

Aunque sería ideal poder determinar qué tipo de partícula ha originado un *jet*, lo cierto es que esto solo es posible, al menos hoy en día, cuando el origen del *jet* ha sido un quark *b*. Esto es posible porque los *b-jets* tienen unas características distintivas y observables del resto de *jets* de las que se vale el algoritmo *Combined Secondary Vertex* (CSV).

Los hadrones que componen un *b-jet* están formados, entre otros, por quarks *bottom*. Estos hadrones tienen unas vidas medias suficientemente largas como para desplazarse en el *tracker* antes de desintegrarse y producen, como resultado, un vértice secundario y una pequeña desviación del *jet*. La resolución del *tracker* permite identificar estos vértices secundarios en el interior de un *jet*. Además, los *b-jets* suelen ser más energéticos que los *jets* formados por gluones o quarks más ligeros. Utilizando todas estas diferencias, el algoritmo CSV asigna un número a cada *jet*, conocido también como CSV, relacionado con la probabilidad de que sea un *b-jet*. Los objetos *b-jet* se obtienen, por tanto, estableciendo un corte en el valor de CSV según unos criterios que dependerán de cuánto estemos dispuestos a arriesgarnos a identificar erróneamente un *jet* ligero como un *b-jet*.

3.2.5. Energía faltante

Tanto los neutrinos del SM como la LSP de SUSY se van a escapar del detector sin interactuar en ninguna de sus capas. Aunque no es posible identificar el número de partículas de este tipo que se han producido en una colisión ni tampoco discriminarlas entre ellas, sí es posible inferir si se han producido o no. Los haces de protones que colisionan en el punto de interacción viajan en sentidos opuestos a lo largo de la dirección z . Esto quiere decir que la componente transversa de su velocidad es nula y a la escala de energía que tiene lugar la colisión, $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, se puede despreciar la componente transversal de los partones que conforman los protones. Por tanto, en el instante inicial que tiene lugar la colisión, $\vec{p}_T = 0$ y por conservación del momento, la suma de los momentos transversos de todas las partículas en el estado final tendrá que ser nulo también.

Dado que empleando el algoritmo PF en CMS obtenemos los cuadrimomentos de todas las

partículas producidas tras una colisión, se define la energía transversa faltante (MET) como:

$$E_T^{\text{miss}} = - \sum_i \vec{p}_T \quad (3.2)$$

La definición es un poco confusa ya que realmente se trata de un «momento transverso faltante» pero en la bibliografía y publicaciones siempre se habla de energía. Estrictamente, la energía transversa faltante coincidiría con el «momento transverso faltante» si las partículas no detectadas tuvieran masa nula ya que $E_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$.

Por supuesto, CMS no es un detector perfectamente «hermético» y alguna partícula teóricamente detectable se puede escapar dando lugar a energía faltante. La medida de los momentos tampoco es infalible, así que casi siempre habrá una E_T^{miss} residual. En un proceso donde sabemos que hay neutrinos podemos exigir una E_T^{miss} mínima como un corte en nuestro análisis.

3.3. Simulaciones de Monte Carlo

Para los análisis de datos que se realizan en el LHC, y en particular en la colaboración CMS, se necesita simular una cantidad enorme de sucesos. Dada la naturaleza estocástica de las interacciones entre partículas elementales se realizan simulaciones de Monte Carlo (MC). Las simulaciones de MC que empleé en mi análisis para estudiar los fondos de mi señal $WZ \rightarrow 3l$ y posteriormente obtener la sección eficaz de producción fueron realizadas por el CERN. Estas simulaciones no representan nunca la realidad absoluta de la naturaleza, reservada a los datos experimentales obtenidos directamente del CMS y demás experimentos, pero sí que tienen en cuenta todos los procesos del SM bien entendidos hasta ahora, la interacción de las partículas elementales entre ellas, la interacción de las partículas elementales con el detector y la respuesta del propio CMS. Por supuesto, la capacidad de computación es limitada así que se ha de establecer un límite en estas simulaciones. Habitualmente, se suele distinguir entre simulaciones LO (*leading order*), NLO (*next-to-leading order*) o NNLO (*next-to-next-to leading order*), en función del orden de diagramas de Feynman que se hayan tenido en cuenta.

Las simulaciones son tan complejas que existen generadores de MC muy específicos para cada parte del proceso. En una colisión protón-protón, la distribución de la energía de los partones (PDF) dentro de los protones es fundamental para poder simular las colisiones. No existe una expresión teórica para estas PDFs, sino que se obtuvieron experimentalmente en el HERA, el antiguo colisionador electrón-protón de DESY. Los generadores **MadGraph** y **PowHeg** utilizan estas PDFs para simular los procesos inelásticos entre los partones de los dos protones durante una colisión y dan como salida un conjunto de cuadrimentos de todas las partículas producidas. La diferencia entre **MadGraph** y **PowHeg** es que el primero solo tiene en cuenta el primer orden de diagramas de Feynman mientras **PowHeg** incluye también el siguiente orden. Partiendo de los cuadrimentos de las partículas producidas tras una colisión, el simulador de propósito general **Pythia** simula los procesos físicos que se dan en los instantes inmediatamente posteriores a la colisión y da como salida los cuadrimentos de todas las partículas en el estado final. Esta

información es utilizada por otro software de simulación, **Geant4**, que simula la interacción de todas estas partículas con el CMS. Esta es la parte que más tiempo de computación requiere ya que tiene en cuenta el comportamiento de cada tipo de partícula en cada parte del detector. La salida de **Geant4** son las respuestas en los distintos subdetectores de CMS, como si de una colisión real se tratase. Desde este punto, la reconstrucción y análisis de los datos generados mediante simulaciones de MC es idéntica a la de los datos reales, con la ventaja de que conocemos los detalles de la generación. De esta forma, con los MC se puede probar la respuesta de los *triggers*, estudiar las eficiencias del detector, las aceptancias de los análisis realizados, y también preparar análisis durante las paradas del acelerador.

3.4. Software utilizado

Para realizar el análisis y obtener las gráficas de los últimos capítulos de esta memoria se ha utilizado únicamente software libre. En concreto trabajé con el *framework* **IFCA-Uniovi/WZ** [29] desarrollado en colaboración por el Instituto de Física de Cantabria (IFCA) y la Universidad de Oviedo (Uniovi), una extensión de **ETHZ/MPAF** [30] mantenido por la Escuela Politécnica Federal de Zúrich (ETHZ).

Estos *frameworks* dependen a su vez de otro: **ROOT** [31]. Desarrollado en C++ por sus ventajas frente a otros lenguajes, incluye una serie de librerías para realizar análisis de datos, representar histogramas y distribuciones, y también un interprete de C++ para trabajar con él como si de un lenguaje interpretado se tratase.

Búsqueda de nueva física. Señal WZ y sus fondos.

*«We are not to tell nature what she's
gotta be... She's always got better
imagination than we have.»*

Richard Feynman

Entender las características que distinguen la desintegración $WZ \rightarrow l^+l^-\nu$ de otros procesos de alta energía, y cómo éstos pueden introducir ruido a nuestra señal WZ es un paso fundamental previo a realizar cualquier análisis.

La desintegración leptónica de los bosones WZ tiene cuatro posibles estados finales detectables en CMS. El bosón W puede desintegrarse a un muón o un electrón, y el bosón Z a una pareja de electrón-positrón o muón-antimuón. El signo de la carga del leptón proveniente del W dependerá de si proviene de un W^+ o un W^- pero en este análisis no será relevante, ya que no se medirá, por ejemplo, la relación W^+/W^- . Estas cuatro posibilidades quedan definidas por los leptones presentes en el estado final: eee , $ee\mu$, $\mu\mu e$ y $\mu\mu\mu$, donde en esta nomenclatura los dos primeros leptones son los provenientes del Z y el tercero del W .

4.1. Mecanismos de producción de dibosones WZ en colisiones hadrónicas

Las parejas de dibosones $W^\pm Z$ en el LHC se producen, principalmente, en procesos de primer o *leading order* (LO) en α_s a través de los llamados canales t , u y s que se muestran en la figura (4.1). La conservación de la carga requiere que para la producción de W^+Z el quark sea del tipo *up* (carga $+2/3$) y el antiquark del tipo *down* (carga $-1/3$). Razonando de la misma manera, para la producción de W^-Z estarán involucrados el quark *down* y el antiquark *up*. No existe

ningún requisito que imponga que los quarks pertenezcan a la misma generación (*up-down*, *charm-strange* o *top-bottom*), pero los elementos de la matriz CKM fuera de la diagonal son muy pequeños por lo que estos procesos tienen una sección eficaz muy pequeña. Además, en las colisiones protón-protón del LHC predominan los quarks u sobre el resto por lo que la producción W^+Z vía $u\bar{d}$ predominará sobre las demás. Los antiquarks necesarios provienen del denominado «mar de quarks» [32].

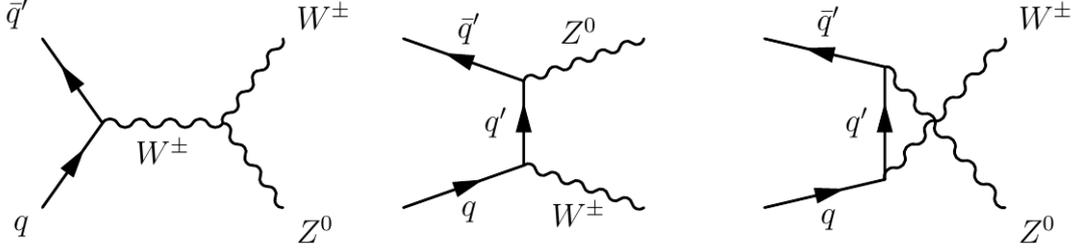


Figura 4.1: Diagramas de Feynman de los modos de producción de dibosones WZ a LO mediante la aniquilación quark-antiquark. De izquierda a derecha: canal s, canal t y canal u. [33]

4.2. Importancia de la señal WZ en la búsqueda de nueva física

La medida de estados finales dibosónicos a energías en el rango de los TeV, en concreto de WZ , es un *test* excelente del sector electrodébil del SM. Cualquier desviación de las secciones eficaces de producción medidas o de las distribuciones cinemáticas con respecto a las predicciones del SM puede indicar la presencia de acoplamientos tribosónicos anómalos (aTGC) [34] y la presencia de nuevas partículas.

El canal s de la figura (4.1) podría ser sensible a estos fenómenos ya que tiene un vértice en el que se acoplan tres bosones (TGC). En otros procesos de *scattering* de bosones que no se muestran en la anterior figura se podrían encontrar también acoplamientos de cuatro bosones (QGC). Nueva física podría manifestarse en los estados WZ como una modificación de las intensidades de los acoplamientos TGC o QGC, así que estudiar estos procesos es necesario en la actual búsqueda de nueva física.

4.3. La signatura de la señal WZ

La desintegración $WZ \rightarrow l^+l^-\nu$ está definida por:

- Dos leptones aislados de igual sabor, carga opuesta, alto momento transverso y con una masa invariante compatible con la del bosón Z .
- Un tercer leptón aislado, no necesariamente del mismo sabor que los otros dos, también con alto p_T .

- Una energía transversa faltante considerable asociada al neutrino proveniente de la desintegración del bosón W .

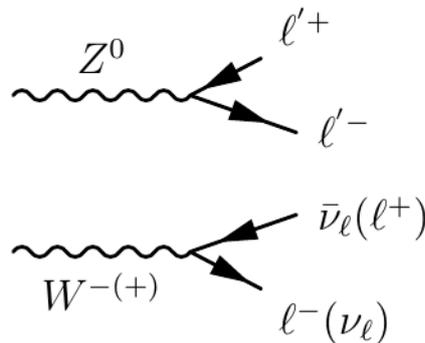


Figura 4.2: Diagrama de Feynman de la desintegración leptónica de los bosones W y Z . El eje del tiempo va de izquierda a derecha. Las partículas se indican con una flecha que avanza en el sentido positivo del eje temporal, las antipartículas con una flecha en sentido opuesto.

Esta misma signatura se puede encontrar en otros procesos de alta energía que también se dan en colisiones protón-protón. Todos estos procesos que pueden introducir ruido en la señal que estamos interesados en medir se denominan fondos. Es fundamental, por tanto, entender, categorizar y estudiar todos los fondos para tratar de suprimirlos, y si no es posible, al menos controlarlos.

4.4. Fondos de la señal WZ

Se puede hacer una distinción entre fondos físicos y fondos instrumentales. Los primeros son aquellos procesos que en su estado final tienen la misma signatura que la señal que queremos estudiar y por eso, muchas veces, también se denominan fondos irreducibles. Los segundos no tienen la misma signatura, pero debido a ineficiencias en la detección o reconstrucción de los sucesos, algunos objetos, como por ejemplo *jets*, pueden mal identificarse como leptones que, junto al resto de los leptones genuinos del suceso bien identificados, pueden llevarnos a un estado final con las mismas características que la señal.

La correcta identificación de los electrones y muones, como ya insistí en el capítulo anterior, es muy importante para poder realizar buenos análisis con CMS, especialmente en desintegraciones puramente leptónicas como es el caso del proceso que a mí me interesa.

4.4.1. Fondos físicos

Los principales fondos con leptones genuinos (*prompt leptons*) a considerar son los siguientes:

- ZZ : En la desintegración puramente leptónica de dos bosones Z tenemos cuatro leptones aislados y de alto p_T . Sin embargo, si uno no es detectado o correctamente reconstruido,

tendríamos la signatura de nuestra señal. Además, como se puede ver en la figura (4.3), tiene una sección eficaz de producción $\sigma(pp \rightarrow ZZ)$ un poco inferior a la de WZ pero no mucho más pequeña como para que no contribuya. De hecho, será uno de los fondos con leptones *prompt* más importantes a tener en cuenta.

- $Z\gamma$: La producción de un bosón Z puede venir acompañada de radiación del estado inicial, esto es, un fotón producido igual que el Z fruto de la interacción entre los partones que constituyen los protones; o también de radiación en el estado final, un fotón emitido por alguno de los leptones resultantes de la desintegración del Z . Este fotón, interaccionando con el detector y mediante producción de pares, puede producir dos leptones. En general, por razones cinemáticas, en la mayor parte de las ocasiones será un par electrón-positrón. Este proceso nos da el tercer leptón necesario para obtener la signatura de la señal.
- $t\bar{t}Z$: El quark top se desintegra, mediante la interacción débil, casi exclusivamente a un bosón W y un quark *bottom*. Con este W y el Z inicial ya obtenemos los tres leptones aislados y con alto p_T . La principal diferencia entre la signatura de este fondo y la de nuestra señal es la presencia de un *b-jet*.

Existen otros procesos con leptones genuinos y con signaturas similares a las de nuestra señal en el estado final. Sin embargo, por diversos motivos, no serán relevantes en el análisis. Por ejemplo, la desintegración de $t\bar{t}W$ puede dar lugar a tres leptones de alto p_T , aislados y dos de ellos con carga opuesta. Sin embargo, la masa invariante de estos dos leptones no será compatible con la masa del bosón Z . En el caso $t\bar{t}H$ no tendríamos problema de leptones (en un caso ideal podríamos llegar a contabilizar 6 leptones aislados de alto p_T). Tampoco tendríamos el problema de la masa invariante de antes, ya dos leptones podrían provenir de algún Z de la desintegración del Higgs $H \rightarrow ZZ$. Sin embargo, la sección eficaz de producción $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}H)$ es mucho menor que la de WZ , por lo que únicamente con luminosidades integradas muy grandes empieza a ser un fondo relevante. Es exactamente lo mismo que ocurre en todos los procesos con tres bosones VVV ($V = \gamma, W, Z$). La desintegración de tres bosones puede imitar exactamente la señal como en el caso WWW o, si un leptón no es detectado, en el caso WWZ . Sin embargo, las secciones eficaces de producción de todos estos estados iniciales son mucho más pequeñas que la de WZ .

4.4.2. Fondos instrumentales

Con un detector ideal en el que todas las partículas fueran correctamente identificadas y reconstruidas estas fuentes de fondo no habría que considerarlas ya que nunca tendrían la misma signatura que la señal. Sin embargo, y a pesar de lo sofisticado que es el detector CMS, algunas partículas se escapan sin ser detectadas y otras son mal identificadas y/o reconstruidas. Cuando ocurre lo segundo, se abre la posibilidad de que procesos con menos de tres leptones con las características de aislamiento y alto p_T necesarias, contribuyan como ruido a nuestra señal WZ . Los objetos identificados como leptones erróneamente se conocen como leptones *fake* o

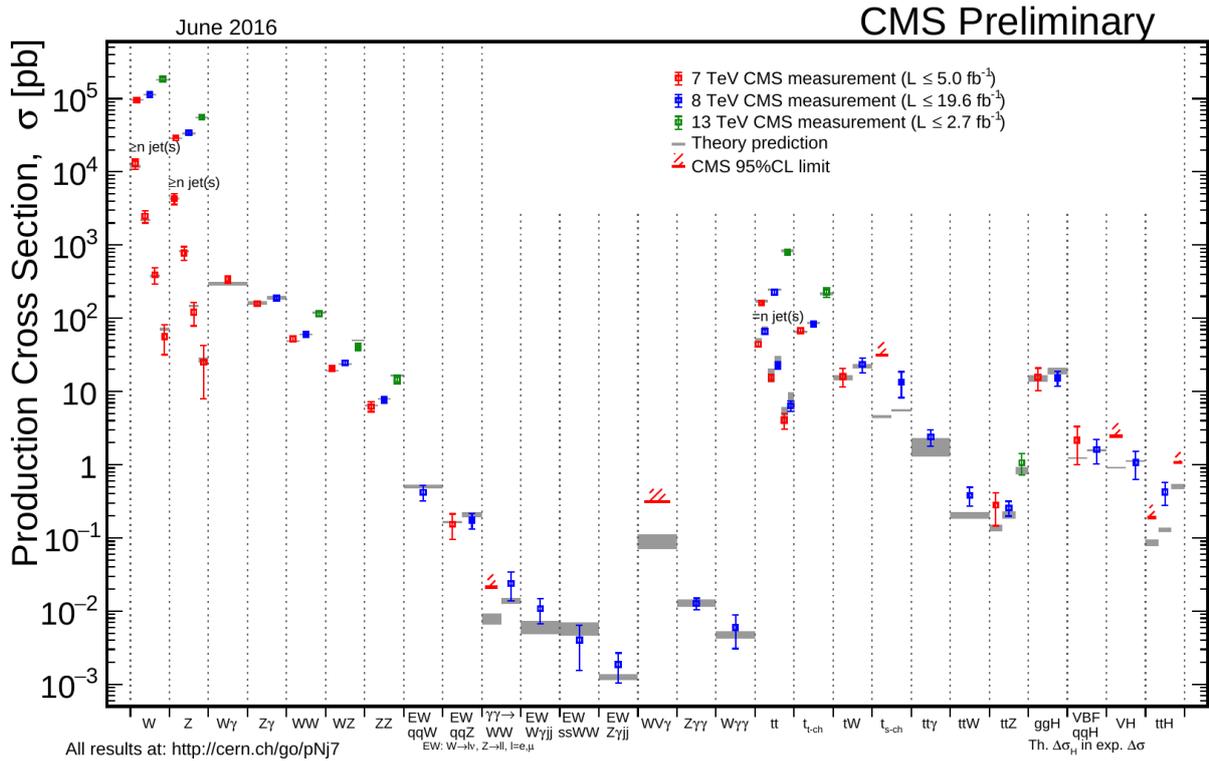


Figura 4.3: Gráfica resumen con todas las secciones eficaces de producción medidas en CMS a energías de $\sqrt{s} = 7$ TeV, 8 TeV y 13 TeV. [35]

nonprompt. A continuación se enumeran las principales fuentes de fondo con leptones de este tipo.

- $Z + \text{jets}$: La producción de bosones Z acompañados de *jets* será muy relevante en la señal WZ . Únicamente hace falta mal identificar un leptón para que, junto a los dos leptones del Z y la posible E_T^{miss} presente en el suceso, nos proporcione la signatura de la señal. Sin duda, como se verá en el próximo capítulo, este es el fondo más relevante de todos en la señal WZ .
- $t\bar{t}$: El LHC es una «factoría de quarks *top*», su sección eficaz de producción es mayor que la de $pp \rightarrow WZ$. Como ya explique antes, además, el quark *top* se desintegra casi todas las veces en un bosón W y un quark *bottom*. Junto a los dos leptones de carga opuesta, aislados y de alto p_T que se obtienen de la desintegración leptónica de los W^+W^- , tan solo necesitamos un *fake lepton* o un leptón no aislado proveniente de los múltiples *jets* para obtener la signatura de la señal.
- QCD: Los procesos de producción relacionados con QCD, donde los estados finales son hadrones, es decir, *jets*, se conocen agrupan en el llamado fondo QCD. Aunque la sección de producción de estos procesos es enorme, la probabilidad de mal identificar tres leptones y de que se den el resto de condiciones para tener una signatura como la de la señal es tan baja, que este fondo no se tendrá en cuenta.
- Drell-Yan + *jets*: El proceso de Drell-Yan, denominado así en reconocimiento a los físicos Sidney Drell y Tung-Mow Yan que lo propusieron, tiene lugar cuando un quark proveniente

de un hadrón y un antiquark de otro hadrón se aniquilan emitiendo un fotón virtual o un bosón Z que, posteriormente, se desintegra en un par leptón-antileptón. Estos dos leptones junto a un leptón *nonprompt* contribuyen al fondo instrumental.

- $W + jets$: la producción de bosones W junto a *jets* también es muy grande. Descartando la desintegración hadrónica del W , ya que harían falta tres leptones *nonprompt*, en el modo leptónico necesitamos dos leptones *fake* para conseguir la signatura de la señal. Es mucho más improbable que $Z + jets$, pero se tendrá en cuenta.
- *Single top*: Un quark *top* se puede producir junto a un bosón W . Si a la desintegración habitual del *top* consideramos que el *bottom* se desintegra leptónicamente ya tendríamos los tres leptones. Sin embargo, el leptón proveniente del quark b se considera *nonprompt* ya que no debería pasar los criterios de aislamiento. Adicionalmente, si el *b-jet*, se mal identifica como un leptón también tendríamos la signatura de la señal. De todas formas, la contribución de este fondo será mínima.
- WW : La desintegración dibosónica WW imita la señal WZ si se añade un leptón *nonprompt*. Este leptón adicional no genuino se puede añadir por todos los motivos mencionados hasta ahora (*jets*, desintegración leptónica de quarks, etc.) o incluso debido al *pileup*, es decir, que se trate de un leptón real pero que su origen se haya asignado erróneamente al vértice principal.

4.5. La signatura WZ en procesos SUSY

Todos los fondos estudiados en la sección anterior provienen de procesos del SM. Si extendemos este estudio a procesos provenientes de SUSY, la lista se puede hacer mucho más amplia. Se escapa de los propósitos de este trabajar hacer un estudio detallado de todos estos fondos. Sin embargo, voy a mostrar unos ejemplos restringiéndome a la realización MSSM de SUSY y únicamente a fondos físicos irreducibles.

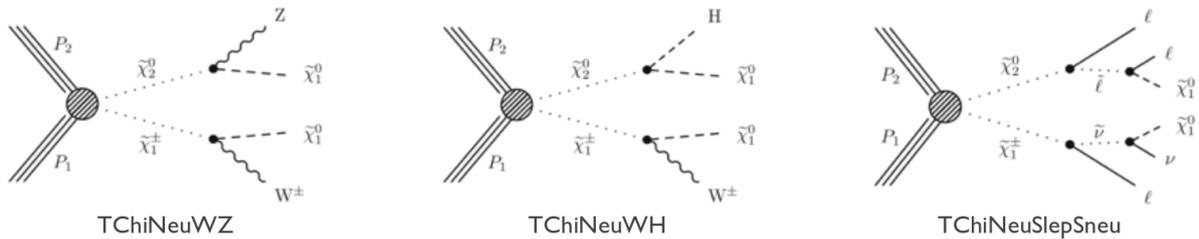


Figura 4.4: Fondos físicos irreducibles en procesos de SUSY para la señal $WZ \rightarrow l^+l^-l'\nu$. En todos ellos aparece χ_1^0 en el estado final, la LSP de esta realización de SUSY, como se vio en el capítulo 1. [36]

La signatura del estado final coincide con el de la señal en estos tres procesos de producción chargino-neutralino. En el caso $TChiNeuWZ$ tendríamos que los charginos χ_1^\pm se desintegrarían en un bosón W^\pm y un neutralino χ_1^0 , la partícula más ligera de esta realización de SUSY. El neutralino χ_2^0 se desintegraría en un bosón Z y otro χ_1^0 . Como los neutrinos y los neutralinos no se pueden detectar en CMS, no hay forma de distinguir este proceso de nuestra señal.

El proceso TChiNeuWH sería una variante con el neutralino χ_2^0 desintegrándose en un bosón de Higgs en vez de un Z . Considerando el modo de desintegración $H \rightarrow ZZ$ ya obtendríamos un estado final con la signatura adecuada si algún leptón no es detectado.

El proceso TChiNeuSlepSneu sería distinto a los dos anteriores en el sentido de que se la desintegración de los neutralinos y charginos daría ya lugar directamente a leptones. La principal diferencia sería que la masa invariante de los leptones de distinta carga no tendría por qué ser compatible con la masa del Z .

Capítulo 5

Análisis del proceso $WZ \rightarrow l^+l^-l'\nu$

«Intellect distinguishes between the possible and the impossible; reason distinguishes between the sensible and the senseless. Even the possible can be senseless.»

Max Born

En este capítulo presento mi análisis del proceso $WZ \rightarrow l^+l^-l'\nu$ detallando todo el proceso desde la selección de sucesos, la estimación de fondos y el reescalado de las simulaciones de MC de acuerdo a las eficiencias del detector, hasta los cortes aplicados en las distintas variables para reducir el ruido en la señal WZ y optimizar de esta forma el ratio señal/fondo.

La idea de este análisis era utilizar unas definiciones lo más estrictas posibles de los leptones para tratar de reducir al máximo el fondo, y comprobar posteriormente que la sección eficaz de producción $pp \rightarrow WZ$ calculada con estos objetos físicos de mayor pureza era compatible con las primeras medidas provisionales que se han realizado a esta energía. Utilizar unos criterios de calidad más «finos» también era interesante para ver si la relación señal/fondo se mejoraba con respecto a unos cortes *medium/tight*, o si por el contrario no aportaban ninguna ventaja.

5.1. Datos y simulaciones MC utilizados

Para este análisis se utilizaron los datos recogidos por el CMS durante 2015 a una energía en centro de masas de $\sqrt{s} = 13$ TeV. La muestra se corresponde a una luminosidad integrada de 2.32 fb^{-1} .

En cuanto a las simulaciones de Monte Carlo, descritas en el capítulo 3, en la tabla (5.1) se resume el tipo de muestra, el proceso físico simulado, el software que se utilizó en su generación y las secciones eficaces:

Tipo de muestra	Proceso físico	Software utilizado	$\sigma \cdot BR$ (pb)
WZ	$WZ \rightarrow 3l\nu$	Powheg + Pythia8	4.4
ZZ	$ZZ \rightarrow 2l2l'$	Powheg + Pythia8	1.3
W^+W^-	$W^+W^- \rightarrow 2l2\nu$	Powheg	12.2
$Z\gamma$	$Z\gamma \rightarrow 2l\gamma$	Powheg	131.3
$t\bar{t}$	$t\bar{t}$	Madgraph + Pythia8	831.8
VVV	ZZZ	Pythia8	0.001
	WZZ	Pythia8	0.056
	WWZ	Pythia8	0.165
$t\bar{t}V$	$t\bar{t}Z$	Pythia8	0.259
	$t\bar{t}W$	Pythia8	0.204

Cuadro 5.1: Simulaciones de MC de señal y fondos utilizadas junto a sus correspondientes secciones eficaces.

5.2. Selección de sucesos

Como expliqué en la última sección del capítulo 2, la primera condición para que los datos de una colisión se almacenen y, por tanto, estén disponibles para un análisis *offline* como este, es que se supere el *trigger*. Los *paths* utilizados en el HLT están descritos al final de esa misma sección.

De acuerdo a la signatura de nuestra señal de interés, para que un suceso sea considerado se ha requerido que tenga tres leptones, dos de ellos de idéntico sabor y carga eléctrica opuesta. Esto nos da un total de cuatro canales distintos: eee , $ee\mu$, $\mu\mu e$ y $\mu\mu\mu$, recuperando la notación del capítulo anterior.

De forma adicional al *trigger*, se han ido aplicando unos cortes o criterios de calidad para ir reduciendo la muestra y mejor la proporción señal/fondo. Aunque en las siguientes subsecciones se detallan en más profundidad estos cortes, de forma resumida, la selección ha sido la siguiente:

- El leptón más energético de los candidatos a reconstruir el bosón Z tiene que tener un $p_T > 20$ GeV. El menos energético $p_T > 10$ GeV.
- El leptón asociado al bosón W también debe tener un $p_T > 20$ GeV.
- La pareja de leptones de mismo sabor y distinta carga deben ser compatibles con la resonancia del bosón Z . Para ellos se exige que la masa invariante de esta pareja de leptones esté contenida en el intervalo $60 \text{ GeV} < m_Z < 120 \text{ GeV}$, donde $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$ [37]. Cuando hay más de una posible combinación de leptones, se reconstruye el Z a partir de la pareja de leptones cuya masa invariante mejor se aproxime a la del bosón.
- Para reducir fondo proveniente del Z se aplicó un corte a la masa invariante de los tres leptones seleccionados, de forma que $m_{3l} > 100 \text{ GeV}$.
- Esperamos que haya una energía transversa faltante considerable debido al neutrino del bosón W . Por eso se exige que $E_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV}$.

Todos estos cortes no se aplicaron de forma simultánea, sino que, para observar cómo se comportaba tanto la señal como los fondos, se fueron imponiendo a lo largo de siete pasos. En cada uno de ellos se generaron gráficas con las variables más relevantes precisamente para poder ver esa evolución.

Los leptones están definidos en la colaboración CMS en varias categorías. Los criterios para identificar un leptón en una categoría o otra están definidos por el *Physics Object Group* (POG). Estos criterios no son más que unos cortes en determinadas variables que determinan los denominados *working points* (WP).

5.2.1. Selección de electrones

En la colaboración CMS están definidos cuatro *working points* estandarizados [38]:

- *Veto*: Con una eficiencia promedio del $\sim 95\%$, este WP es bastante utilizado para contar número de electrones.
- *Loose*: Con una eficiencia promedio del $\sim 90\%$, este WP se puede utilizar cuando hay muy poco fondo en la señal que queremos estudiar.
- *Medium*: Es el WP genérico para análisis y medidas que involucran bosones W y Z. La eficiencia promedio es de $\sim 80\%$.
- *Tight*: La eficiencia promedio apenas llega al $\sim 70\%$. Es el WP que se recomienda utilizar cuando los fondos son un problema serio.

Los cortes para los distintos WP no son fijos, sino que dependen de bastantes factores como las condiciones de luminosidad del LHC. Por ejemplo, en 2015 cuando la separación entre los paquetes en los haces de protones pasó de 50 ns a 25 ns todos los cortes de los WP se tuvieron que modificar. Estos cortes también varían según se trate de electrones en la zona *barrel* (BE) o en la zona *endcap* (EE).

Variable	<i>Loose</i>	<i>Medium</i>	<i>Tight</i>
$\Delta\eta <$	0.01	0.0103	0.00926
$\Delta\phi <$	0.04	0.0336	0.03360
$H/E <$	0.08	0.0876	0.05970
$1/E - 1/P <$	0.01	0.0174	0.01200
$d0 <$	0.1	0.0118	0.0111
$dz <$	0.373	0.373	0.0466

Cuadro 5.2: Cortes de algunas de las variables utilizadas para definir los WP de los electrones *barrel*.

Algunas de las variables más relevantes sobre las cuales se aplican estos cortes definidos en los WP son: $\Delta\eta$ y $\Delta\phi$, que son las separaciones, en unidades de η y ϕ , entre la traza y la

deposición de energía en el ECAL de un electrón; la cantidad $1/E - 1/p$, siendo E la energía depositada en el ECAL y p el momento asociado a esa traza; o el cociente H/E , donde H es la energía depositada en el HCAL y E en el ECAL. También se aplican cortes a la separación entre la extrapolación de la traza de un electrón y el vértice principal, y al aislamiento relativo definido en (3.1).

Los criterios del WP *tight* utilizados en este análisis son los recomendados por el POG [39]. Sin embargo, los criterios para el WP *loose* difieren para evitar conflictos con el *trigger* de alto nivel y conseguir que los cortes para electrones *loose* sean más *tight* que los cortes del HLT.

5.2.2. Selección de muones

En el caso de los muones también hay establecidos unos cortes y unos WP estándar: *loose*, *medium* y *tight*. Adicionalmente, pero que solo se utilizan en caso muy concretos, se definen los muones *soft* y los *HighPt*, pero estos WP no se utilizan en este análisis.

Los muones *loose* son partículas identificadas como muones por el algoritmo *particle flow* y reconstruidas, bien como muones globales, bien como muones arbitrarios del *tracker*. Este WP está diseñado para ser muy eficiente tanto para muones genuinos de una colisión como para los que son resultado de la desintegración de quarks ligeros o pesados.

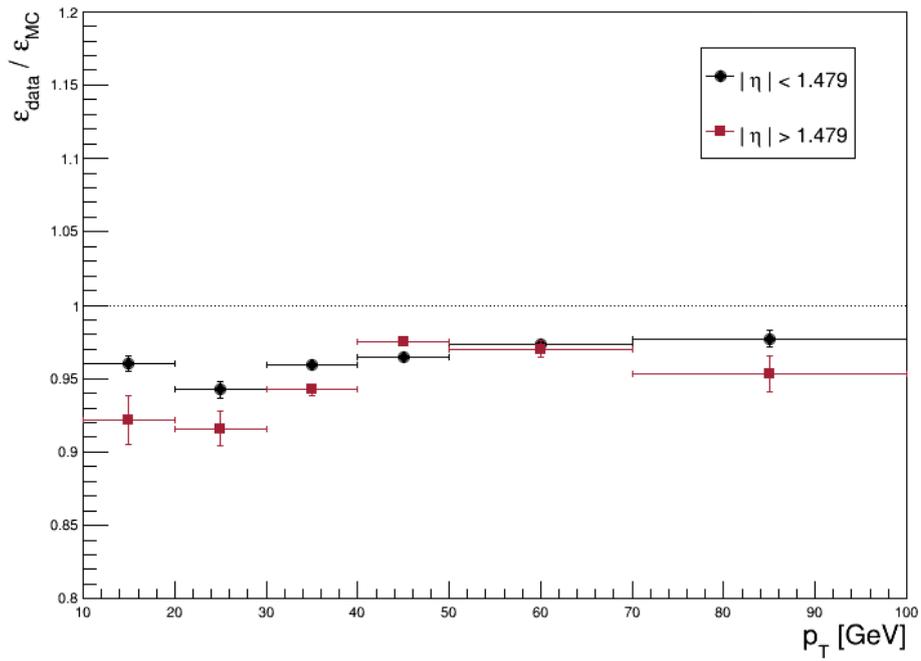
Los muones *medium* son muones *loose* con algunos criterios de calidad adicionales sobre su traza reconstruida. Sigue siendo un WP muy eficiente para muones *prompt* y muones que provienen de quarks pesados.

Únicamente los muones globales se consideran *tight*. Además de esto se implementan otros cortes que involucran el número de señales en las cámaras de muones, la distancia respecto al vértice principal de la traza extrapolada o el número de *hits* en los píxeles, entre otros.

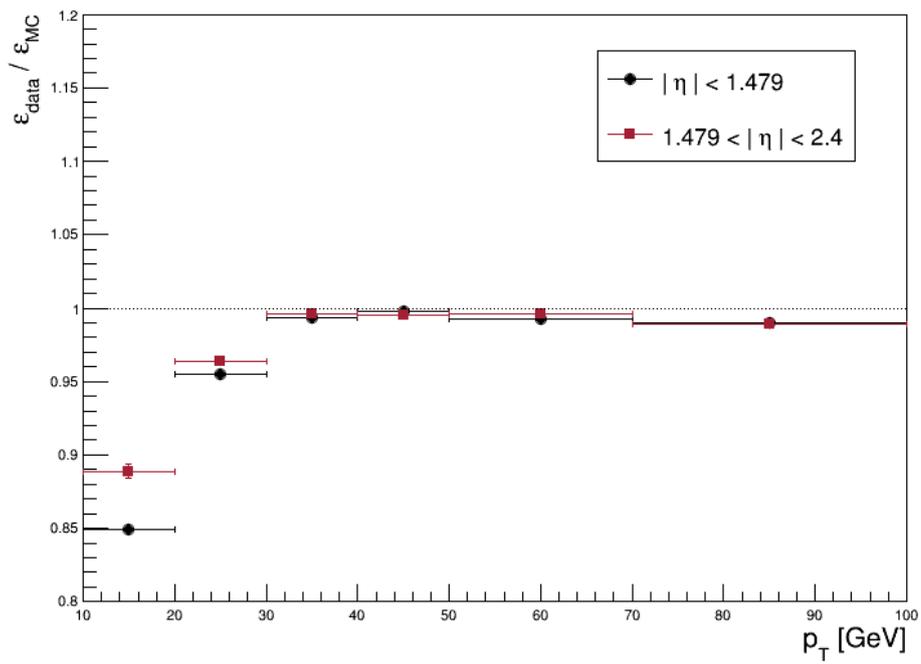
5.3. Método *Tag-and-probe* y reescalado de los MC

La técnica *Tag-and-Probe* se emplea para determinar la eficiencia de los detectores. De forma resumida, utilizando una resonancia de referencia, habitualmente el bosón Z , se selecciona un leptón *tight* (*tag*) y se mira cuántos leptones (*probe*) podemos detectar. En las figuras (5.1) se pueden ver las relaciones de eficiencias para distintos valores de p_T tanto para electrones como para muones.

Con los factores de escala de identificación se corrigen las simulaciones MC para que se corrija la desviación entre simulaciones y datos experimentales. A cada suceso se le asigna un nuevo «peso» utilizando estos factores en cada leptón en función de su momento transversal y de su pseudorapidez. En las gráficas (5.2) se pueden ver los valores utilizados para reescalar los sucesos de los MC en función del p_T y η de los electrones y muones involucrados.

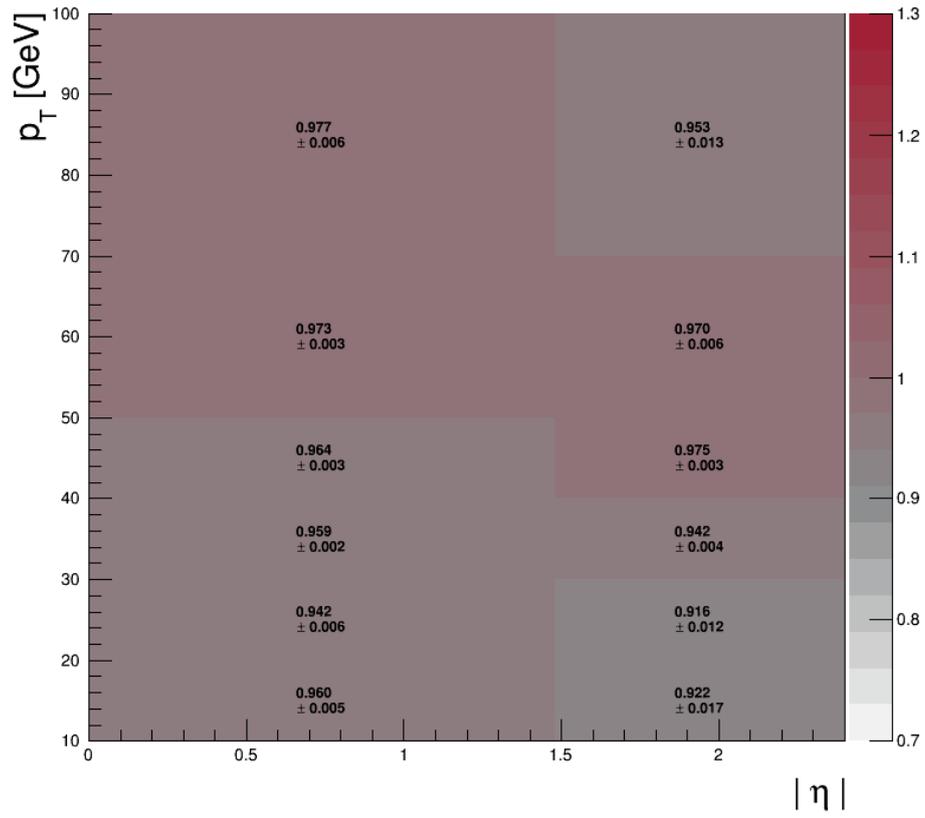


(a) $\epsilon_{Data}/\epsilon_{MC}$ frente a p_T de electrones.

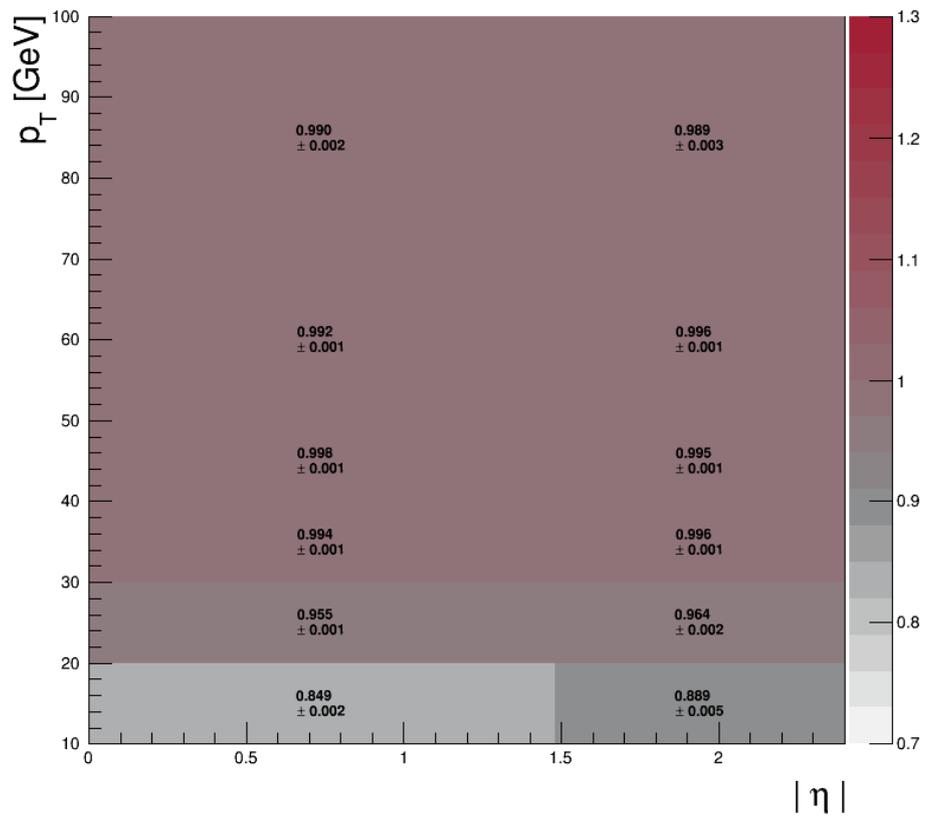


(b) $\epsilon_{Data}/\epsilon_{MC}$ frente a p_T de muones.

Figura 5.1: Relación de las eficiencias datos/MC frente al momento transverso tanto para leptones *barrel* (en negro) como leptones *endcap* (en rojo).



(a) Factores de escala para electrones *tight*.



(b) Factores de escala para muones *tight*.

Figura 5.2: Factores de escala utilizados para electrones y muones en función de su p_T y η .

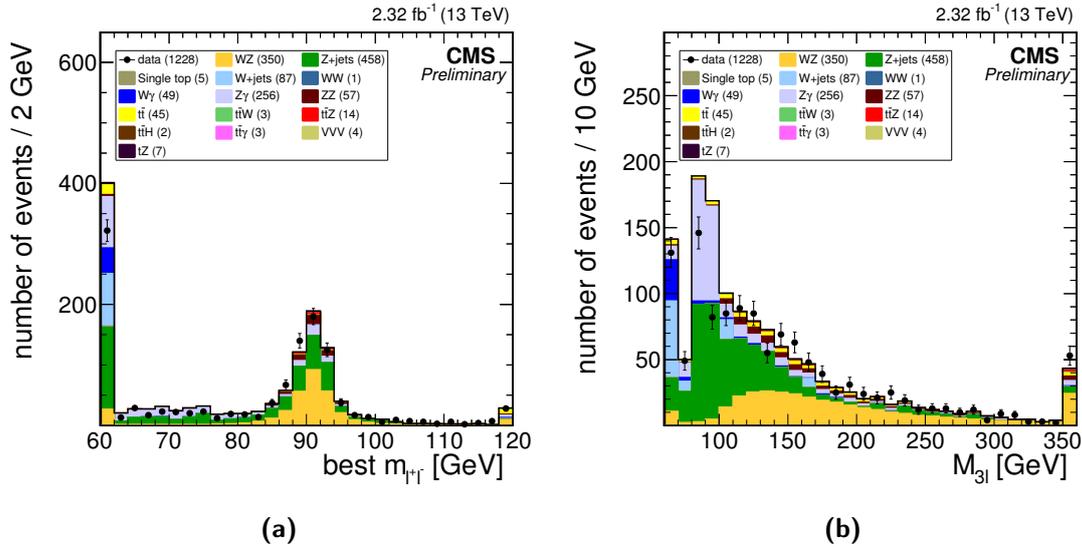


Figura 5.3: Distribuciones del número de sucesos para intervalos con distinto p_T tras el primer corte. Los sucesos contienen tres leptones, dos de ellos con distinta carga y del mismo sabor, y todos con $p_T > 10$ GeV.

5.4. Reducción y control de los fondos

Como mencioné antes, los cortes se realizan en varios pasos para ver si la reducción de fondo se ajusta a lo esperado sin reducir drásticamente la señal. En el primer paso únicamente se hace un corte en los p_T de los leptones sobre la previa selección de los sucesos con tres leptones. Se exige que $p_T > 10$ GeV. En el segundo paso se exige la presencia de una pareja de leptones de distinta carga y mismo sabor (OSSF) junto a un tercer leptón adicional. En la figura (5.3) se muestran dos distribuciones tras estos primeros cortes sumando las contribuciones de los cuatro canales. En la figura (a) se muestra la distribución de la masa invariante M_{l+l-} para la mejor pareja de leptones de igual sabor y distinta carga candidata a reconstruir el bosón Z . En la figura (b), la distribución de la masa invariante M_{3l} de los tres leptones.

Se puede observar que una buena parte del fondo la podremos eliminar exigiendo cortes más estrictos en los momentos transversos de los leptones. Por ejemplo, por debajo de la ventana de resonancia del bosón Z , la mayor parte de los sucesos provienen de fondos, principalmente de $Z + \text{jets}$. De forma similar, en la distribución de M_{3l} , se observa que la señal alcanza un máximo en torno a 135 GeV. Por debajo de los 100 GeV las contribuciones de fondo son muy importantes, principalmente debido a $Z\gamma$ y $Z + \text{jets}$.

En el tercer paso se exige que el leptón más energético de la pareja OSSF tenga $p_T > 20$ GeV. También se restringe la selección a los sucesos con parejas OSSF compatibles con la masa del Z , esto es, como explique al principio del capítulo, $60 \text{ GeV} < m_Z < 120 \text{ GeV}$. De esta forma eliminamos por completo el fondo instrumental $W + \text{jets}$ y se reduce drásticamente el fondo $W\gamma$ como se puede ver en (a) de la figura (5.4)

En la figura (b) se muestra la distribución de otra variable fundamental en la signatura de nuestra señal: la energía transversa faltante. En la señal de la desintegración WZ puramente

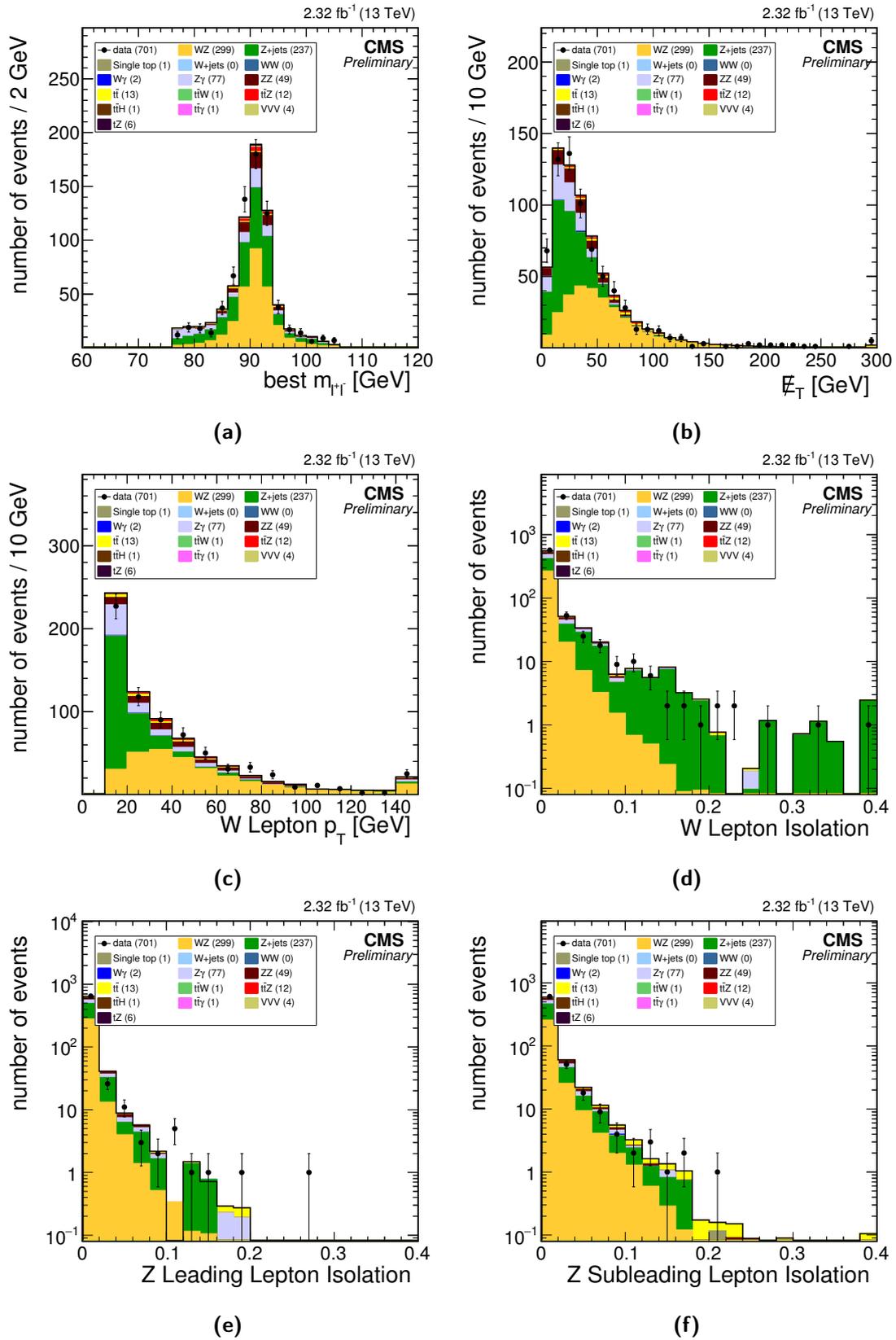


Figure 5.4: Distribuciones del número de sucesos para intervalos con distinto p_T tras el tercer corte. La pareja OSSF es compatible con la masa invariante del Z .

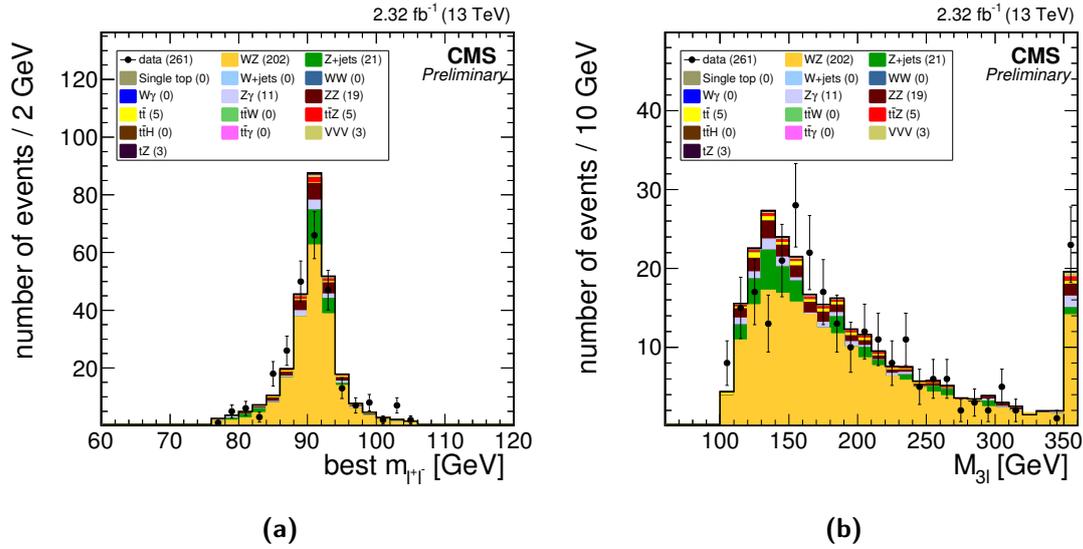


Figura 5.5: Distribuciones de las variables M_{l+l-} y M_{3l} tras aplicar todos los cortes, quedándonos únicamente con sucesos en los que los tres leptones son *tight* y además no hay ningún *b-jet*.

leptónica es de esperar una alta E_T^{miss} debido al neutrino proveniente del W . Exigiendo un corte razonable, $E_T^{\text{miss}} > 30$ GeV, eliminamos gran parte del fondo $Z + \text{jets}$ a costa de reducir mínimamente la señal.

Hasta ahora, el único corte que hemos hecho en el leptón asociado al bosón W fue en el primer paso exigiendo que $p_T > 10$ GeV. Esto se puede comprobar en la distribución (c) de la misma figura (5.4) con un salto a cero sucesos por debajo de este p_T . Sin embargo, podemos hacer una selección más *tight* exigiendo que $p_T > 20$ GeV. De esta forma, apenas eliminamos 40 sucesos de señal y reducimos considerablemente el fondo $Z + \text{jets}$. Aplicando cortes sobre las variables de aislamiento de los tres leptones mostradas en las distribuciones (d), (e) y (f) también se consigue reducir más el principal fondo de nuestra señal debido a $Z + \text{jets}$.

En el cuarto paso se aplican todos los cortes mencionados en las variables E_T^{miss} , R_{Iso}^l y demás variables relacionadas con el carácter *tight* de los leptones definidas por el WP. En el quinto paso también se exige que la masa invariante de los tres leptones sea superior a 100 GeV.

Los últimos dos pasos tienen que ver con otra variable que hasta ahora no mencioné en el análisis, el número de *jets*, en concreto el número de *b-jets*. Ya expliqué que algunos de los fondos físicos pueden imitar la signatura de la señal estudiada pero en su estado final aparecen objetos adicionales como *b-jets*. Es el caso, por ejemplo, del fondo $t\bar{t}Z$. Exigiendo que solo los sucesos con cero *b-jets* pasen nuestra selección se intenta reducir lo máximo posible estos fondos. Las distribuciones de las variables M_{l+l-} y M_{3l} tras aplicar todos los cortes se muestran en la figura (5.5). En la tabla (5.3) se resumen los números de sucesos obtenidos tras el análisis de datos experimentales, señal y fondos simulados para los cuatro canales estudiados.

Canal	N_{WZ}^{exp}	N_{WZ}^{MC}	N_{fondo}
eee	38	28.016	10.192
$ee\mu$	55	38.316	7.801
$\mu\mu e$	76	54.430	24.211
$\mu\mu\mu$	92	80.976	25.606
Total	261	201.738	67.810

Cuadro 5.3: Sucesos de señal y fondo para en los canales eee , $ee\mu$, $\mu\mu e$ y $\mu\mu\mu$.

5.4.1. Relación señal/fondo

Una de las cuestiones que trataba de responder en este trabajo era si unos cortes más *tight* sobre los leptones podrían suponer una mejora en la relación señal/fondo. En la figura (fig: MZ1) se muestra la distribución de la masa M_{l+l-} para los mismos datos y simulación de MC que yo utilicé, pero tras aplicar unos cortes menos «exigentes», en concreto una mezcla de objetos *medium/tight*.

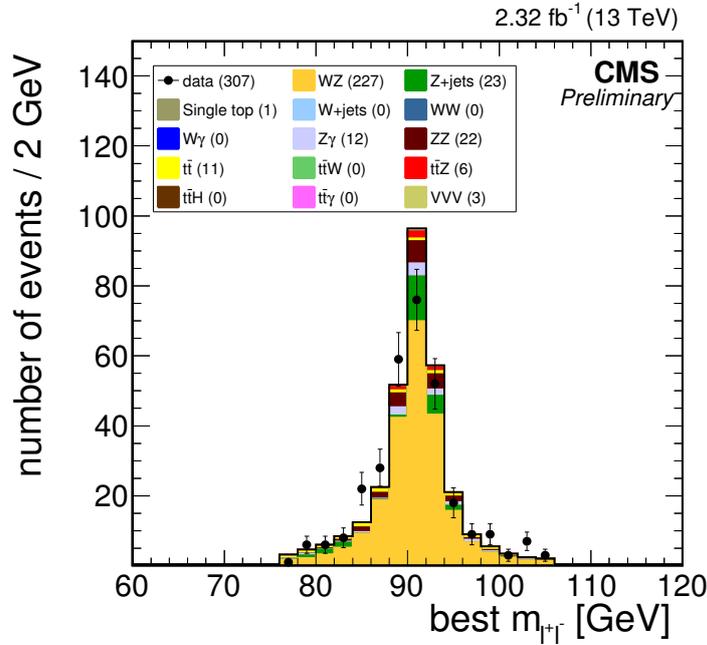


Figura 5.6: Distribución de la variable M_{l+l-} en un análisis con objetos *medium/tight*.

Utilizando mis cortes, la señal se reduce un $\sim 11\%$, esto es, unos 25 sucesos que antes sí habían alcanzado la selección final y que ahora no debido a unos criterios más *tight*. Por otra parte, el fondo se redujo un $\sim 14\%$, aproximadamente unos 11 sucesos. Esto supone una ligera mejora en la relación señal/fondo de 2.910 a 3.015 y justifica el uso de objetos *tight* en futuros análisis, especialmente cuando la luminosidad integrada sea mucho mayor.

5.5. Cálculo de la sección eficaz de producción $\sigma(pp \rightarrow WZ)$ a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

Los bosones W y Z tienen varios modos de desintegración. Principalmente se desintegran hadrónicamente. En el caso del del bosón Z en el $69.91 \pm 0.06 \%$ de las veces y el bosón W en el $67.41 \pm 0.27 \%$. La desintegración leptónica del W ocurre aproximadamente en una de cada diez desintegraciones, mientras que en el caso del Z apenas llega al 3.5% . Estas fracciones de desintegración se encuentran disponibles en el *Particle Data Group* (PDG) [37] y las tendré en cuenta para calcular la sección eficaz de producción $\sigma(pp \rightarrow WZ)$.

La sección eficaz de un proceso A cualquiera está íntimamente relacionada con la probabilidad de que ese proceso tenga lugar. La tasa de número de sucesos de un proceso A se puede expresar como:

$$\frac{dN_A}{dt} = P(A)\mathcal{L} \equiv \sigma_A \mathcal{L} \quad (5.1)$$

Despejando la sección eficaz e integrando a lo largo de un periodo de tiempo T durante el cual han tenido lugar las colisiones, se obtiene la expresión para la sección eficaz de un proceso cualquiera:

$$\sigma = \frac{N}{\int \mathcal{L}}, \quad (5.2)$$

donde N es el número de sucesos que han tenido lugar y $\int \mathcal{L}$ la luminosidad integrada, que se puede calcular conociendo las propiedades de las partículas incidentes y es independiente del proceso en concreto que se esté estudiando.

En mi análisis me he restringido al canal multileptónico, esto es, a los estados finales con tres leptones tras la desintegración de los bosones WZ . El primer cambio que tendré que hacer a la fórmula (5.2) será para tener en cuenta este hecho. Dividiendo por la fracción de desintegración (BR) del canal estudiado se puede calcular la sección eficaz total. En mi caso, esta fracción se obtiene como el producto de la BR del bosón W desintegrándose leptónicamente por la BR del Z desintegrándose también leptónicamente. Utilizando los valores promediados del PDG para $Z \rightarrow l^+l^-$ y $W \rightarrow l\nu$ obtengo el valor mi BR total:

$$BR = 3 \cdot 0.1086 \times 3 \cdot 0.033658 = 0.0329 \quad (5.3)$$

Pero además de únicamente estudiar unos canales muy específicos, también he aplicado una serie de cortes que han reducido el número de sucesos que originalmente tenía para esa luminosidad integrada. Esto lo tendré en cuenta añadiendo un factor denominado eficiencia de selección en el denominador de la fórmula (5.2). Además, de los sucesos que han logrado pasar todos los cortes, algunos aún provendrán de fuentes de fondo. Precisamente para eso se utilizan las simulaciones de Monte Carlo, nos aportan una estimación del número de sucesos que no son señal y que han pasado estos cortes. Teniendo en cuenta todo esto, la fórmula final para calcular

la sección eficaz será:

$$\sigma = \frac{N - N_{\text{fondo}}}{BR \cdot \varepsilon \cdot \int \mathcal{L}} \quad (5.4)$$

N se obtiene experimentalmente de CMS tras aplicar todos los cortes, N_{fondo} se calcula sumando todos los sucesos provenientes de fondos simulados que también han pasado los cortes (ver tabla 5.3), la luminosidad integrada es un valor que también da CMS, la fracción de desintegración ya la he calculado y la eficiencia se obtiene comparando el número de sucesos de la simulación de nuestra señal a nivel de generación y tras aplicar los cortes.

Utilizando el número de sucesos simulados de señal que superan mis cortes de la tabla (5.3), el valor de la sección eficaz del proceso simulado de la tabla (5.1) y la luminosidad integrada correspondiente se obtiene el valor de la eficiencia:

$$\varepsilon = \frac{201.738}{4.4 \text{ pb} \times 2.32 \times 10^3 \text{ pb}^{-1}} = 0.01976 \quad (5.5)$$

Adicionalmente, en el cálculo final de la sección eficaz se tendrá en cuenta que a nivel de generación únicamente se han considerado los sucesos en la ventana del Z . Esto supone una reducción del 30% en la sección eficaz calculada utilizando (5.4), porcentaje que se obtiene utilizando MCFM 7.0 a *next-to-leading order* (NLO) [40].

5.5.1. Errores en la medida de la sección eficaz

En un experimento tan complejo como CMS entender las fuentes de error en el cálculo de las secciones eficaces es una tarea muy importante. Habitualmente se distingue entre errores puramente estocásticos y errores sistemáticos. Los primeros son errores estadísticos que tienen en cuenta las fluctuaciones aleatorias de las medidas y no están correlacionados con anteriores medidas. Los errores sistemáticos engloban todos los errores que afectan a la medida debido a ineficiencias del detector, fallos en la modelización de la señal y los fondos, errores en la estimación de la luminosidad, etc. En definitiva, fuentes de error debidas al desconocimiento de ciertos procesos físicos, la incertidumbre de algunos parámetros físicos, la limitación de las simulaciones de MC o del dispositivo experimental.

Como error estadístico habitualmente se considera la raíz cuadrada del número de sucesos N . El error absoluto \sqrt{N} aumenta con N pero el error relativo \sqrt{N}/N se va haciendo cada vez más pequeño y tiene a cero cuando $N \rightarrow \infty$, de ahí la importancia de conseguir una alta luminosidad integrada para realizar medidas de precisión.

El cálculo detallado de errores sistemáticos podría, por sí solo, dar lugar a otro TFG completo. La luminosidad aparece en la fórmula (5.4) y no se conoce con absoluta certeza. Su incertidumbre es dada junto a su valor por CMS. En ese caso la incertidumbre de la luminosidad integrada es de un 4.6%, es decir, $\int \mathcal{L} = 2.32 \pm 0.11 \text{ fb}^{-1}$. Los *scale factors* que se obtuvieron en el capítulo 4 en función del p_T y η de los leptones para reescalar los MC también tienen unas incertidumbres

asociadas. Esto afecta directamente al valor de N_{fondo} y por tanto al de σ . También se ha de tener en cuenta la incertidumbre en el cálculo de la energía transversa faltante. El problema de esta variable, es que dada su naturaleza, el origen de su incertidumbre proviene de muchas fuentes distintas. También se ha de tener en cuenta el efecto producido por el fenómeno del *pileup* y la incertidumbre en las PDFs y QCD.

Para poder dar una medida de la sección eficaz voy a utilizar la misma estimación de los errores sistemáticos se obtuvieron en un análisis menos *tight* [28] y que se calcularon con las estimaciones que se muestran en la tabla (5.4). Esto dará lugar a un error sistemático conservador ya que es de esperar que con una selección más *tight* los sistemáticos se reduzcan.

Origen sistemáticos	Canal			
	eee	$ee\mu$	$\mu\mu e$	$\mu\mu\mu$
Luminosidad	4.6 %	4.6 %	4.6 %	4.6 %
Eficiencia electrones	1.8 %	1.2 %	0.5 %	0.0 %
Eficiencia muones	0.0 %	0.4 %	1.1 %	1.6 %
<i>Pileup</i>	0.6 %	0.9 %	1.2 %	0.2 %
E_T^{miss}	1.9 %	1.3 %	3.3 %	1.7 %
PDFs y escalas QCD	1 %	1 %	1 %	1 %

Cuadro 5.4: Estimación de los errores sistemáticos en la medida de la sección eficaz para los cuatro canales estudiados.

La forma más fácil de estudiar cómo todas estas fuentes de error afectan al cálculo de la sección eficaz es variando los valores de los parámetros que aparecen en (5.4) de acuerdo a las estimaciones y obteniendo los nuevos valores de las secciones eficaces. A partir de estos valores se obtienen los $\Delta\sigma$. Estas variaciones pueden inducir errores simétricos como, por ejemplo, los estadísticos, ya que calcular la sección eficaz con $N' = N + \sqrt{N}$ y con $N'' = N - \sqrt{N}$ produce la misma variación $|\Delta\sigma|$. No siempre es así y para tener esto en cuenta se expresan los errores como superíndices y subíndices.

Con el análisis que realicé, obtuve que la sección eficaz de producción dibosónica WZ utilizando (5.4), la corrección debida a la ventana Z, y la eficiencia y el factor de desintegración calculados previamente en (5.5) y (5.3) es:

$$\sigma(pp \rightarrow WZ) = 38.3 \pm 3.2(\text{stat}) \pm 1.8(\text{lum})_{-6.2}^{+8.1}(\text{syst}) \text{ pb}, \quad (5.6)$$

un resultado compatible con $\sigma(pp \rightarrow WZ) = 42.7_{-0.8}^{+1.6} \text{ pb}$, que es la predicción teórica del SM usando MCFM 7.0 a *next-to-leading order* (NLO) y con la PDF NNPDF3.0.

Conclusiones

«A table, a chair, a bowl of fruit and a violin; what else does a man need to be happy?»

Albert Einstein

En este trabajo he medido la sección eficaz de producción dibosónica WZ en el acelerador de hadrones LHC a una energía en centro de masas de 13 TeV empleando los datos obtenidos por el detector CMS en 2015 correspondientes a una luminosidad integrada de 2.32 fb^{-1} . Para ello, realicé un análisis con objetos físicos de mayor pureza (*tight*) con el que logré mejorar la relación señal/fondo con respecto a análisis previos en los que se usaba una mezcla de leptones *medium* y *tight*. La reducción de la señal resultó en un $\sim 11\%$ mientras que la de los fondos superó el $\sim 14\%$. Esto abre la puerta a futuros análisis de las mismas características con mayor luminosidad integrada.

El valor calculado de la sección eficaz es:

$$\sigma(pp \rightarrow WZ) = 38.3 \pm 3.2(\text{stat}) \pm 1.8(\text{lum})_{-6.2}^{+8.1}(\text{syst}) \text{ pb},$$

un resultado similar al calculado en previos análisis [28] donde se obtuvo:

$$\sigma(pp \rightarrow WZ) = 36.8 \pm 4.6(\text{stat}) \pm 1.7(\text{lum})_{-6.2}^{+8.1}(\text{syst}) \text{ pb},$$

e igualmente compatible con la predicción del modelo estándar de física de partículas obtenida con MCFM 7.0 a *next-to-leading order* (NLO) y con la PDF NNPDF3.0:

$$\sigma(pp \rightarrow WZ) = 42.7_{-0.8}^{+1.6} \text{ pb}$$

Para llegar a realizar esta medida he tenido que recorrer un largo viaje en el que se ha estudiado el modelo estándar y una de sus extensiones: los modelos supersimétricos. También he

estudiado el funcionamiento del acelerador de partículas LHC y, especialmente, la respuesta del detector CMS frente a los procesos físicos que tienen lugar tras las colisiones protón-protón a energías del orden de los TeV. Este estudio incluyó entender las razones físicas detrás del diseño del detector en diferentes capas y el comportamiento de los distintos subdetectores, así como las limitaciones conocidas y muy estudiadas del detector.

También tuve que comprender las técnicas de simulación de MC, reconstrucción de sucesos e identificación de partículas. Especial atención dediqué al algoritmo *particle flow* que combina las señales de todos los subdetectores para identificar y reconstruir las partículas producidas tras una colisión.

Por otra parte, para realizar este trabajo también amplié mis conocimientos sobre C++ y Root, adquiridos en la asignatura optativa «Física de Altas Energías y Aceleradores», para poder trabajar con el software utilizado durante el análisis.

Con la reanudación de la toma de datos a finales de abril de este año, y con las nuevas e impresionantes condiciones de luminosidad, a lo largo de los próximos años se podrán realizar medidas de cada vez mayor precisión y seguir poniendo a prueba el modelo estándar en la continua búsqueda de nueva física.

Bibliografía

- [1] Wikimedia Commons. Standard Model of Elementary Particles. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg. [Online; visitado 12 de marzo de 2016].
- [2] Wikimedia Commons. Elementary particle interactions in the Standard Model. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Elementary_particle_interactions_in_the_Standard_Model.png. [Online; visitado 7 de julio de 2016].
- [3] B. Gripaios. Lectures on Physics Beyond the Standard Model. *ArXiv e-prints*, March 2015.
- [4] K. A. Olive et al. Neutrino mass, mixing, and oscillations. *Chin. Phys.*, C38:090001, 2014.
- [5] S. P. Martin. a Supersymmetry Primer. *Perspectives On Supersymmetry. Series: Advanced Series on Directions in High Energy Physics, ISBN: 978-981-02-3553-6. WORLD SCIENTIFIC, Edited by Gordon L Kane, vol. 18, pp. 1-98, 18:1-98, July 1998.*
- [6] DESY. SUSY particles. http://scienceblogs.com/startswithabang/files/2013/03/susy_1_hr.jpeg. [Online; visitado 2 de julio de 2016].
- [7] TWiki (CERN). Public CMS Luminosity Information. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#2015_Proton_Proton_13_TeV_Collis. [Online; visitado 30 de junio de 2016].
- [8] TE-EPC-OMS Section Website. CERN Accelerator Complex. <http://te-dep-epc-oms.web.cern.ch/te-dep-epc-oms/general-fr/pagesources/Cern-Accelerator-Complex.jpg>. [Online; visitado 2 de julio de 2016].
- [9] LHC (CERN). Luminosity Calibration. <https://lpc.web.cern.ch/lumi2.html>. [Online; visitado 30 de junio de 2016].
- [10] V Karimäki, M Mannelli, P Siegrist, H Breuker, A Caner, R Castaldi, K Freudenreich, G Hall, R Horisberger, M Huhtinen, and A Cattai. *The CMS tracker system project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997.
- [11] Federal Ministry of Science, Research and Economy (BMWFV). CMS tracker. https://forschungsinfrastruktur.bmwfw.gv.at/uploads/cache/1446797642nSYTtvN5Rk_full.jpg. [Online; visitado 20 de junio de 2016].

- [12] S Chatrchyan et al. Commissioning and Performance of the CMS Pixel Tracker with Cosmic Ray Muons. *JINST*, 5:T03007, 2010.
- [13] Compact Muon Solenoid experiment at CERN's LHC. CMS silicon pixel detector. <http://cms.web.cern.ch/news/silicon-pixels>. [Online; visitado 22 de junio de 2016].
- [14] Compact Muon Solenoid experiment at CERN's LHC. CMS Silicon Strips. <http://cms.web.cern.ch/news/silicon-strips>. [Online; visitado 22 de junio de 2016].
- [15] *The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997.
- [16] Compact Muon Solenoid experiment at CERN's LHC. Crystal Calorimeter. <http://cms.web.cern.ch/news/crystal-calorimeter>. [Online; visitado 24 de junio de 2016].
- [17] The Particle Physics Department (PPD) at the Rutherford Appleton Laboratory (RAL). CMS ECAL Endcaps photographs. <http://hepwww.rl.ac.uk/CMSvpt/bestphotos/UK/slides/UK%20RAL%20-%20VPT%20and%20Crystal.jpg>. [Online; visitado 19 de junio de 2016].
- [18] *The CMS hadron calorimeter project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997.
- [19] HEPHY, the Institute of High Energy Physics by the Austrian Academy of Sciences. CMS (transversal). <http://www.hephy.at/user/friedl/diss/html/img41.gif>. [Online; visitado 4 de julio de 2016].
- [20] *Precise mapping of the magnetic field in the CMS barrel yoke using cosmic rays*. IOP, 2010.
- [21] Compact Muon Solenoid experiment at CERN's LHC. Muon Detectors. <http://cms.web.cern.ch/news/muon-detectors>. [Online; visitado 27 de junio de 2016].
- [22] Sergio Cittolin, Attila Rácz, and Paris Sphicas. *CMS The TriDAS Project: Technical Design Report, Volume 2: Data Acquisition and High-Level Trigger. CMS trigger and data-acquisition project*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2002.
- [23] TWiki (CMS). TOP Trigger (Run2). https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/TopTrigger#Run2015C_D_25_ns_data_with_R_AN1. [Online; visitado 4 de julio de 2016].
- [24] G L Bayatyan, Michel Della Negra, Foà, A Hervé, and Achille Petrilli. *CMS computing: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2005. Submitted on 31 May 2005.
- [25] WLCG Transfers Dashboard . Transfer Throughput. <http://dashb-wlcg-transfers.cern.ch>. [Online; visitado 6 de julio de 2016].
- [26] Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET. Technical Report CMS-PAS-PFT-09-001, CERN, 2009. Geneva, Apr 2009.

- [27] Wikimedia Commons. CMS Slice. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Schema_transverse_cms.png. [Online; visitado 3 de julio de 2016].
- [28] Measurement of the WZ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Technical Report CMS-PAS-SMP-16-002, CERN, Geneva, 2016.
- [29] IFCA-UNIOVI. WZ. <https://github.com/IFCA-Uniovi/WZ>.
- [30] ETHZ. MPAF. <https://github.com/ETHZ/MPAF>.
- [31] CERN. ROOT, Daya Analysis Framework. <https://root.cern.ch/>.
- [32] E. Perez and E. Rizvi. The quark and gluon structure of the proton. *Reports on Progress in Physics*, 76(4):046201, April 2013.
- [33] Jordi Duarte Campderrós. *Medida de la sección eficaz de producción de dibosones WZ a 7 TeV y 8 TeV de energía del centro de masas en el experimento CMS*. PhD thesis, Instituto de Física de Cantabria (IFCA), diciembre 2013.
- [34] ATLAS Collaboration. Measurement of the $W^\pm Z$ boson pair-production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector. *ArXiv e-prints*, June 2016.
- [35] CMS Public (Twiki). CMS Cross Section measurements. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsCombined>. [Online; visitado 6 de julio de 2016].
- [36] ETH Zürich. Slides Leptonic SUSY Meeting (CERN 40/R-B10).
- [37] K. A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38:090001, 2014.
- [38] TWiki (CERN). Cut Based Electron ID for Run 2 . https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/CutBasedElectronIdentificationRun2#Electron_ID_Working_Points_WP_de. [Online; visitado 8 de julio de 2016].
- [39] CMS Public (Twiki). WZ @ 13 TeV Sync . <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/WZ13TeV#Objects>. [Online; visitado 5 de julio de 2016].
- [40] J.M. Campbell and R.K. Ellis. MCFM for the Tevatron and the LHC. *Nucl. Phys. Proc.*, 205, 10 2010.

