

TRABAJO FIN DE GRADO

GRADO EN FÍSICA



Universidad de Oviedo

ESTUDIO DEL RENDIMIENTO DE LAS
CÁMARAS DE MUONES DEL
EXPERIMENTO CMS DEL LHC (CERN)

AUTOR: JAVIER FERNÁNDEZ BÁRCENA
TUTORES: JAVIER FERNÁNDEZ MENÉNDEZ, BÁRBARA ÁLVAREZ
GONZÁLEZ

JULIO 2019

ÍNDICE

0.Introducción.....	1
1.Motivación	
1.1. Historia.....	2
1.2. El Modelo Estándar (ME).....	3
1.2.1. Partículas elementales.....	3
1.2.2. Fuerzas fundamentales.....	7
1.3. Aceleradores de partículas.....	9
2.El LHC y el experimento CMS	
2.1. El LHC.....	11
2.2. El experimento CMS.....	15
2.2.1. Detectores de CMS.....	17
2.2.1.1. El Tracker.....	17
2.2.1.2. El calorímetro electromagnético (ECAL).....	22
2.2.1.3. El calorímetro hadrónico (HCAL).....	24
2.2.1.4. Cámaras de muones.....	25
3.Cámaras de muones y el sistema de cámaras de deriva	
3.1. Descripción general del sistema de muones.....	26
3.1.1. Zona del barril.....	27
3.1.2. Zona del endcap.....	29
3.2. Subdetectores.....	30
3.2.1. Fundamento físico de los detectores y funcionamiento de una célula de deriva.....	30
3.2.2. Cámaras de tiras catódicas (CSCs).....	33
3.2.3. Cámaras de planos resistivos (RPCs).....	34
3.2.4. Descripción general del sistema de cámaras de deriva (DTs).....	36
3.2.4.1. La cámara de deriva.....	36
3.2.4.2. La celda de deriva.....	38
4.Estudio del rendimiento de las cámaras de muones (Run II)	
4.1. Introducción.....	39
4.1.1. Definición de conceptos.....	39
4.2. La eficiencia y las magnitudes T_0 y residuo.....	41
4.2.1. El T_0	41
4.2.2. El residuo de la extrapolación.....	44
4.2.3. La eficiencia.....	47
4.3. Estudio de las DTs durante los años del Run II 2016 a 2018.....	48
4.4. Cambios en las DTs durante el Run II y su impacto en la eficiencia.....	62
4.4.1. Impacto del HV y del FET en el T_0	62
4.4.2. Impacto del HV y del FET en la eficiencia.....	63
4.4.3. Cambios en el HV y en el FET entre los años 2016-2018.....	65
5.Conclusiones.....	76
Bibliografía.....	78

0.INTRODUCCIÓN

Este trabajo se ha realizado con datos recogidos por el experimento Compact Muon Solenoid (CMS) del Large Hadron Collider (LHC) del laboratorio CERN, donde a través de colisiones protón-protón e ion-ion se estudian los constituyentes de la materia en sus niveles más elementales, así como las fuerzas que rigen la interacción entre las partículas. Verificando así día a día la teoría que mejor describe tres de las cuatro fuerzas fundamentales y clasifica todas las partículas fundamentales conocidas: el Modelo Estándar (ME).

En este trabajo nos centraremos en el estudio de los muones. El muon es una partícula fundamental inestable idéntica al electrón pero con una masa 200 mayor. Esta inestabilidad no es ninguna traba para que pueda ser detectado por los detectores de CMS, ya que la distancia recorrida por el muon es más que suficiente para que no decaiga en un electrón antes de atravesar todo el detector. Si a esta capacidad que tenemos para medirlos y detectarlos añadimos que el muon es una partícula que está presente en multitud de procesos físicos de interés, hacen de todo ello que sea necesario una buena detección de ellos para poder entender y estudiar a fondo la física de partículas.

En los dos primeros capítulos motivaremos el trabajo haciendo un breve paso por la historia de la física de partículas y enlazándolo con ME y describiremos el entorno experimental en el que nos encontramos haciendo un repaso de todos los detectores que conforman el experimento CMS. En el capítulo 3 describiremos más en profundidad las cámaras de muones, haciendo hincapié en los tubos de deriva (Drift tubes, DTs) ya que estas serán objeto de nuestro estudio. Describiremos brevemente su funcionamiento. Por último, en el capítulo 4 presentaremos un estudio en el que observaremos como ciertos observables que caracterizan la detección de un muon varían bajo ciertos ajustes que se realizan en las cámaras. También observaremos como varía la eficiencia de las cámaras de deriva bajo ciertos cambios en las condiciones que las caracterizan con el fin de alargar su vida útil. Este estudio se centra en los datos recogidos por el experimento CMS entre los años 2016 y 2018 que forman parte del denominado Run II del LHC.

Actualmente nos encontramos en el LS2 (Long shutdown 2) tras el Run II. Tras el LS3, en el Run IV los niveles de luminosidad y por tanto de radiación aumentarán considerablemente como veremos en el capítulo 4. Por lo que es importante frenar el envejecimiento de las DTs.

1.MOTIVACIÓN

1.1. Historia

De qué están hechas las cosas ha sido una pregunta que el ser humano se ha formulado desde hace ya más de 2000 años. Ya en la antigua Grecia se observó que había diferentes tipos de materia (metales, madera, tierra, viento...). Aunque podamos encontrar algunas hipótesis como las de Tales de Mileto, que postulaba que el agua era la sustancia básica de la Tierra, o las de Anaxágoras o Empédocles que postulaban que la materia estaba formada por una infinita multitud de elementos primarios o por cuatro elementos (tierra, aire, fuego y agua) respectivamente, fijaremos el nacimiento de la física de partículas (entendiendo por física de partículas el estudio de las partículas que forman el universo y como se comportan, más adelante veremos que hoy en día la física de partículas abarca más que esto) en Demócrito. Demócrito postula que la materia está formada por átomos que son indivisibles, que la diferencia entre los átomos reside en la forma y tamaño, y finalmente, que las propiedades de la materia cambian según la agrupación de los átomos. Esta idea de Demócrito se acerca mucho más a la realidad que las ideas de sus antecesores, aún así sigue estando muy lejos del modelo actual. No es hasta 2000 años después, en el año 1803, cuando John Dalton propone una nueva teoría atómica apoyado por resultados de varios experimentos con gases. Dalton describía el átomo como un todo que no se puede dividir, pero ahora estos átomos eran diferentes en función del elemento al que perteneciesen y podrían combinarse para formar moléculas. El siguiente modelo atómico es el de Thompson, en 1904, que, tras su descubrimiento del electrón, en el año 1897, define el átomo como una esfera de carga positiva en la que se encuentran incrustadas cargas negativas. Es Ernest Rutherford, en el año 1911, quien comprueba que el átomo no era una esfera cargada, si no que estaba formado por un núcleo positivo y electrones girando en torno a dicho núcleo en órbitas. El experimento que llevó a cabo Rutherford trataba en bombardear una lámina de oro con partículas alfa, de manera que observando la trayectoria de estas partículas alfa pudo deducir como es la estructura atómica. Más tarde, entre 1913 y 1916, Niels Bohr, introduciendo las ideas del efecto fotoeléctrico de Albert Einstein e introduciendo la cuantización de la energía, postula que las órbitas de los electrones tienen un radio fijo y dicho electrón podría pasar a órbitas mayores o menores simplemente absorbiendo o cediendo energía respectivamente. Entre 1916 y 1924 nace el modelo atómico de Sommerfeld, una

generalización relativista del modelo anterior. Finalmente, nos encontramos con los modelos atómicos de Schrödinger y de Dirac.

Llegados a este punto ya podemos tener clara la estructura atómica y las partículas que a priori conforman toda la materia que nos rodea. Hablamos de los protones y los neutrones que conforman el núcleo de los átomos y los electrones que giran en torno a él. La realidad es mucho más compleja que solo protones, neutrones y electrones, es decir, los constituyentes de la materia conocida.

Ya en 1933 Pauli se da cuenta de que debe existir una partícula que se lleve parte de la energía en las desintegraciones beta, esta partícula es el neutrino. El muon, partícula en la cual nos centraremos en este trabajo, se descubre en 1936 por Carl Anderson quien estudiando la radiación cósmica observó una partícula que, al cruzar un campo electromagnético, se curvaba de una forma distinta a los electrones y a los protones. También, analizando los rayos cósmicos se descubre el kaón, en 1947. A partir de aquí se comienzan a descubrir más y más partículas dando lugar a una época muy fructífera en la física de partículas. Nacen los aceleradores de partículas con el objetivo de descubrir más partículas y entender mejor las interacciones entre ellas, esto implica también un avance en la física de altas energías. Desde los primeros pequeños ciclotrones hasta los grandes colisionadores de partículas se ha ido estudiando todo lo referente al mundo subatómico y a las interacciones que rigen este mundo. La teoría actual que explica con mejor precisión como se relacionan las partículas a través de tres de las cuatro fuerzas fundamentales es el Modelo Estándar de la física de partículas, el cual trataremos en el siguiente epígrafe.

1.2. Modelo Estándar de la física de partículas

Se ha observado que el universo está compuesto por unos pocos bloques que construyen toda la estructura de la materia, son las llamadas partículas fundamentales o elementales. Todo lo que sabemos sobre estas partículas y las interacciones entre ellas está contemplado en el Modelo Estándar. Esta teoría ha explicado multitud de resultados experimentales y ha predicho una gran variedad de fenómenos. Comprobada a lo largo del tiempo por experimentos, el Modelo Estándar se ha convertido en una teoría muy útil y firme.

1.2.1. Partículas elementales

Como hemos dicho antes, toda la materia que nos rodea esta compuesta por partículas elementales. Podemos dividir estas partículas en 2 familias: fermiones y bosones. A su vez,

podemos separar los fermiones en dos bloques dependiendo en que interacciones sufren (explicaremos estas interacciones en el siguiente epígrafe): Leptones y quarks.

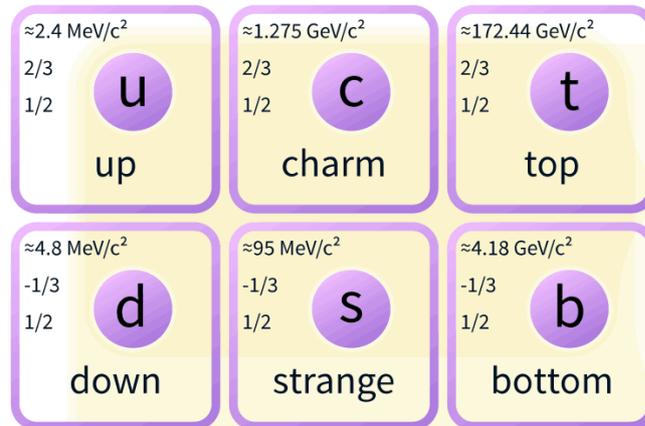


Imagen 1.1. Quarks del Modelo Estándar. Tomada de [2].

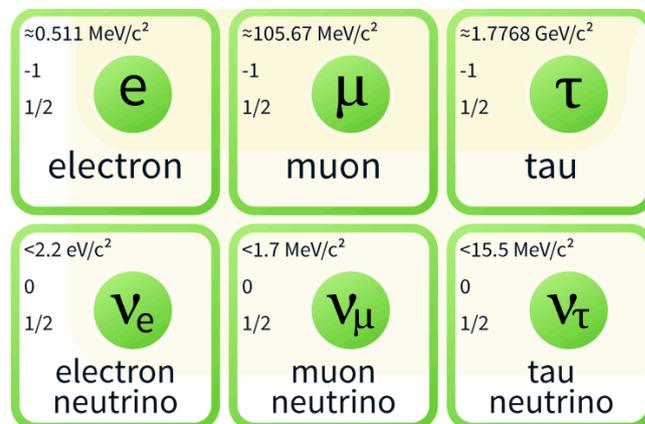


Imagen 1.2. Leptones del Modelo Estándar. Tomada de [2].

Ambos bloques consisten de seis partículas agrupadas en parejas dando lugar a tres generaciones de partículas diferentes. Toda la materia estable del universo está formada por partículas de la primera generación, de quarks up y down y de electrones. Estas partículas de la primera generación son las partículas elementales más ligeras y, por tanto, las más estables. Las siguientes dos generaciones de quarks y leptones, corresponden a partículas más pesadas que las anteriores y que decaen “rápidamente” en partículas más estables.

Los quarks (Imagen 1.1) se agrupan en: Up y down, charm y strange, y top y bottom. Los quarks tienen carga eléctrica y además carga de color. Estos se unen formando hadrones de manera que la partícula resultante no tenga carga de color. Los hadrones están formados por quarks del mar,

quarks de valencia y gluones . A su vez, estos pueden ser de dos tipos: Bariones o mesones. Los bariones son aquellos que están formados por tres quarks de valencia, como es el caso del protón (uud) y del neutrón (udd), por ejemplo, y los mesones son aquellos que están formados únicamente por dos quarks de valencia como es el caso del pion. En cuanto a la carga eléctrica, u, c y t tienen una carga de valor $+2/3$ y d, b y s de $-1/3$. La partícula que forma la unión de ciertos quarks de valencia tendrá por tanto de carga eléctrica la suma de la carga eléctrica de ellos. Por ejemplo, el protón de carga eléctrica $+1$ está formado por dos quarks de valencia u de carga $2/3$ y un quark de valencia d de carga $-1/3$.

Otro dato importante es que los quarks nunca se observan en libertad, siempre se encuentran confinados en hadrones, ya que la fuerza que los une aumenta a medida que se separan. Todos los quarks tienen sus correspondiente antiquark igual en masa y opuesto en carga eléctrica y de color.

Los leptones (Imagen 1.2) se agrupan de igual manera, en grupos de dos: electrón y antineutrino del electrón, muon y antineutrino del muon, y tau y antineutrino del tau. Mientras el electrón, que pertenece a la primera generación, es estable y su masa es la más pequeña (quitando los neutrinos), siendo de unos 0.510 MeV, el muon y el tau, pertenecientes a la segunda y tercera generación, son más masivos e inestables ya que acaban decayendo en otras partículas de menor masa.

El muon tiene una masa de 105.67 MeV y una vida media de unos $2 \cdot 10^{-6}$ s, un tiempo que a las energías a las que funciona el LHC es de sobra como para que el muon pueda ser detectado. El tau tiene una masa de 1.77 GeV, notablemente más masivo que sus dos compañeros, y una vida media de $290 \cdot 10^{-15}$ s, lo que hace que su reconstrucción en un experimento como el CMS sea bastante más dificultoso.

En cuanto a la carga eléctrica del electrón, muon y tau, es de valor -1 y no tienen carga de color. Las cargas eléctricas de sus antileptones correspondientes serán de $+1$.

Por último, tenemos los neutrinos, estos son partículas con una masa extremadamente pequeña y con carga igual a 0 . Estas características hacen de ellos unas partículas muy difíciles de detectar ya que interactúan muy poco con la materia. Es cierto que existen experimentos hechos específicamente para poder detectarlos como es el caso del super-Kamiokande, pero en experimentos como CMS la detección directa de estas partículas es imposible.

También tenemos que para cada neutrino tenemos su correspondiente antineutrino, pero en este caso, a diferencia de todas las partículas anteriores en las que sabemos con certeza que sus antipartículas son diferentes a la partícula en cuestión, no sabemos si la antipartícula del neutrino es el propio neutrino. En otras palabras, no sabemos con certeza si los neutrinos son fermiones de

Dirac (partículas que tienen antipartícula) o son fermiones de Majorana (partículas cuya antipartícula son ellas mismas).

Tanto quarks como leptones tienen spin de $1/2$ al ser fermiones. Mientras que los quarks sufren de todas las interacciones, fuerte débil y electromagnética, los leptones no sufren la fuerza fuerte ya que estos no tienen carga de color a diferencia de los quarks.

A continuación, introduciré el concepto de partícula mediadora. Ya sabemos cuáles son los constituyentes que conforman toda la materia. Sabemos también cuáles de esos constituyentes son los que forman la materia estable. Ahora solo nos queda saber cómo interactúan estas partículas constituyentes de la materia entre ellas. La respuesta está en las partículas mediadoras.

Las partículas mediadoras son bosones, partículas de spin 1 que se intercambian entre el estado inicial y final de cierta interacción. Una forma sencilla de verlo es usando un diagrama de Feynman.

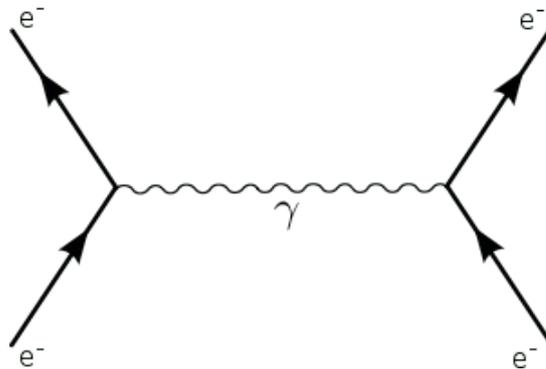


Imagen 1.3. Diagrama de Feynman. Tomada de [3].

En esta imagen vemos un diagrama de Feynman de scattering entre dos electrones en el que vemos como entre el estado inicial y el estado final tenemos un fotón como partícula mediadora.

Podemos distinguir 5 partículas mediadoras diferentes:

- El fotón: El fotón es la partícula mediadora de las interacciones electromagnéticas. Su masa y su carga es 0.

- Gluon: El gluon es el bosón responsable de la interacción fuerte y al igual que el fotón, no tiene masa ni carga eléctrica. Pero si de color lo que hace que sea una partícula que interacciona consigo misma,
- Partículas W^\pm : Estas son mediadoras de la interacción débil. Pueden tener una carga de +1 o -1 y tienen una masa de 80.4 GeV.
- Partícula Z: Al igual que las partículas W, es mediadora de la interacción débil. Aparece en procesos como la aniquilación de electrones. Su masa es de 91.2 GeV y su carga es 0.

Un concepto importante en estos casos es el de partícula virtual. En los procesos de interacción entre partículas, las partículas intermediadoras viven por lo general un tiempo tan pequeño que, debido al principio de incertidumbre de Heisenberg, no podemos determinar sus características con total certeza, o lo que es lo mismo, no las podemos medir. Es por ello por lo que los bosones intermediadores no tienen porque portar la masa del estado inicial. Por ejemplo, un Z virtual puede provenir de un estado inicial que no sume los 91.2 GeV de un Z real. Lo que si cumplen estos bosones mediadores es que son tales que en el proceso se conservará el momento, la carga y la energía. Con todo ello podemos diferenciar pues, por ejemplo, entre un fotón real, que es aquel que medimos y observamos y un fotón virtual, el cual es intermediador de la fuerza electromagnética y el cual no observamos.

Otro bosón del Modelo Estándar es el bosón de Higgs. Este no es un bosón mediador de ninguna fuerza elemental como era el caso de los 5 anteriores. Sino que es el responsable de dotar de masa a las partículas. Su spin es 0 a diferencia de los anteriores y posee una masa de 125 GeV.

1.2.2. Fuerzas fundamentales

Las cuatro fuerzas de la naturaleza consideradas hoy en día son la fuerza gravitacional, la fuerza electromagnética, la fuerza nuclear débil y la fuerza nuclear fuerte. Dependiendo de que fuerza estemos hablando, esta actuará sobre ciertas partículas u otras. Cada fuerza (a excepción de la gravitacional, que todavía no se ha descubierto) tiene su partícula mediadora (vistas en el anterior

epígrafe) que “transmiten” la fuerza entre las partículas afectadas por la fuerza. El rango de interacción de estas fuerzas dependerá directamente con la partícula mediadora, más concretamente con la masa de esta partícula mediadora. Utilizando el principio de incertidumbre se puede demostrar que el rango de interacción de una fuerza es:

$$R = \frac{\hbar}{mc} \quad (1.1)$$

Siendo m la masa de la partícula mediadora. Las propiedades de las cuatro fuerzas fundamentales son las siguientes:

Primeramente, tenemos la fuerza electromagnética. Esta fuerza opera sobre partículas de carga eléctrica no nula, esta se manifiesta a través de la fuerza entre cargas (Ley de Coulomb) y la fuerza magnética, ambas unidas en la fuerza de Lorentz. Esta fuerza tiene como partícula mediadora el fotón, que no tiene masa, por tanto, a la vista de la ecuación 1.1 podemos comprobar que el rango de la fuerza electromagnética es infinito. Esta interacción es la que mantiene unidas las moléculas y átomos, ya que, a estas distancias de estructura atómica y molecular, la atracción y repulsión eléctrica es tan dominante sobre las otras tres fuerzas que estas pueden ser despreciadas.

Otra interacción es la interacción fuerte. Esta es la que se ocupa de mantener el núcleo atómico unido luchando en contra de las fuerzas de repulsión eléctricas que se dan en él. En el caso de esta interacción, ya no es como la electromagnética, que es inversamente proporcional a la distancia. Actuando únicamente sobre partículas con carga de color no nula, es decir, quarks, la fuerza fuerte aumenta a medida que vamos separando las partículas. Se esperaría un rango infinito de esta interacción, ya que la partícula mediadora, el gluon, tiene masa 0. No obstante, el rango de esta interacción es de 10^{-15} metros, más o menos el diámetro de un núcleo.

La última interacción que explica el Modelo Estándar es la interacción débil. Esta corresponde al intercambio de los bosones Z y W. Sabiendo que la masa de estas partículas es del orden de 80 GeV, podemos predecir un rango de interacción de 10^{-18} metros. Esta no es una interacción que de lugar a estructuras si no que es la que gobierna las desintegraciones de las partículas. La interacción débil se conecta con la interacción electromagnética dando lugar a la unificación electrodébil. Mientras que veíamos que la fuerza fuerte actuaba solo sobre quarks, la interacción débil se da tanto en quarks como en leptones.

‘Más allá’ del Modelo Estándar nos encontramos la última fuerza fundamental, la gravitatoria. Esta es la interacción entre masa-energía y todas las partículas la sufren, aunque pueda ser despreciable en muchas ocasiones y sobre todo en la física de partículas. Esta fuerza es

directamente proporcional al producto de las masas de las partículas e inversamente proporcional a la distancia de ellas al cuadrado. Aunque sea la fuerza más débil, su efecto a grandes escalas es claramente dominante. Esto se debe a que esta fuerza es solo atractiva al contrario que la fuerza eléctrica. Las cargas tienden a cancelarse lo que, a grandes escalas, hace que la única fuerza no despreciable sea la gravitatoria. Su partícula mediadora debería ser de masa 0 ya que el rango de esta fuerza es infinito. Esta hipotética partícula mediadora sería el gravitón, pero nunca se ha descubierto, lo que deja un agujero en el Modelo Estándar.

1.3. Aceleradores y colisionadores de partículas

La forma que tenemos de estudiar la materia a estos niveles y las interacciones que rigen entre las partículas es a través de los aceleradores y colisionadores de partículas. Estos han ido evolucionando a lo largo del tiempo adaptándose a las necesidades del momento para estudiar diferentes aspectos de la física de partículas.

Desde los primeros ciclotrones hasta los aceleradores más complejos de hoy en día tienen el mismo fundamento, utilizar un campo eléctrico, magnético o ambos para acelerar y curvar partículas de manera que se puedan estudiar sus características. Los colisionadores hacen colisionar partículas aceleradas de manera que podamos estudiar el mundo subatómico en su nivel más fundamental.

Hoy en día, los colisionadores más energéticos se ayudan de aceleradores lineales y de aceleradores sincrotrón (igual que un ciclotrón, pero con campos eléctrico y magnético variables) para acelerar las partículas antes de hacerlas colisionar. Podemos clasificar los colisionadores en función de las partículas que estemos haciendo colisionar unos ejemplos son los siguientes:

En primer lugar, tenemos colisionadores electrón-positrón. En estos podemos destacar el SPEAR (en el laboratorio SLAC, 1972-1990), donde se descubrió el estado J/ψ (descubierto también en el laboratorio Nacional de Brookhaven al mismo tiempo) y la partícula τ . Trabajaba a un máximo de 4 GeV.

El PETRA (Laboratorio DESY, 1978-1986) fue el descubridor de los gluones en sucesos con 3 jets. Su energía máxima a la que operó es de 23.4 GeV y fue utilizado después como acelerador de HERA.

Por último, tenemos el LEP (CERN, 1989-2000) donde se aceleraban electrones y positrones hasta una energía de 104 GeV. Sirvió entre otras muchas cosas a dilucidar que hay tres familias de

neutrinos, a poner una cota inferior a la masa del bosón de Higgs y a hacer medidas de precisión en el sector electrodébil.

Otro tipo de colisionador es el colisionador electrón protón donde destaca el HERA. Este aceleraba electrones a 27.5 GeV y protones a 920 GeV. Tuvo una gran influencia en el estudio sobre las funciones de distribución partónicas (pdf) que nos hace saber la probabilidad de encontrar cierta partícula en el protón con una cierta fracción del momento total para cierta energía de la colisión, lo que será muy importante para estudios en el LHC.

Finalmente tenemos los colisionadores hadrónicos. Entre este tipo de colisionadores tenemos el SppS (CERN 1981-1990), que fue un colisionador protón-antiprotón que aceleraba las partículas hasta 450 GeV y fue con el que se descubrieron los bosones Z y W^\pm . Hoy en día se utiliza como preacelerador del LHC.

El Tevatron (Fermilab 1987-2011) fue también un colisionador protón-antiprotón que operó hasta un máximo de 1.96 TeV hasta 2011 y con el que se descubrió y se estudio de manera satisfactoria el quark top.

Por último, tenemos el LHC, el Gran Colisionador de hadrones. En él se dan colisiones protón-protón a energías de 13 TeV, el colisionador más energético que existe. En él se descubrió el bosón de Higgs y es el que lleva a cabo los experimentos más importantes de la física de partículas hoy en día. En el siguiente capítulo hablaremos de el más a fondo centrándonos especialmente en el experimento CMS, el dispositivo experimental referente a este trabajo.

2.El LHC y el experimento CMS

2.1. El LHC

En este apartado, hablaremos de nuestro entorno experimental. Este es el Gran Colisionador de hadrones comúnmente conocido por LHC debido a sus siglas en inglés. Comenzó a funcionar el 10 de septiembre de 2008 y es el último acelerador introducido en el complejo de aceleradores del CERN (Conseil Européen pour le Recherche Nucléaire). El LHC es un anillo de 27 kilómetros compuesto por imanes superconductores que aumentan la energía de las partículas que recorren su camino.

Dentro del acelerador tenemos dos haces de partículas altamente energéticas que viajan a velocidades cercanas a las de la luz en direcciones opuestas y se les hace colisionar. A lo largo de su historia el LHC ha funcionado a diferentes energías, entendiendo por esta energía como la energía de centro de masas de la colisión. Estas energías han sido entre otras 7 TeV, 8 TeV, hoy en día opera a 13 TeV y se espera que para 2021 funcione a 14 TeV. Podemos ver como estas energías son notablemente mayores que las de los colisionadores mencionados en el capítulo anterior. Otra magnitud importante que caracteriza el LHC es la luminosidad. La luminosidad mide el número de colisiones que pueden ser producidas por unidad de tiempo y unidad de superficie. Si hablamos de luminosidad integrada, hablaremos de la luminosidad integrada a cierto tiempo, si no es así, hablaremos de luminosidad instantánea. Podemos calcular la luminosidad a través de la siguiente fórmula:

$$f = \frac{c}{L} N_b \frac{n_1 n_2}{4 \pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.1)$$

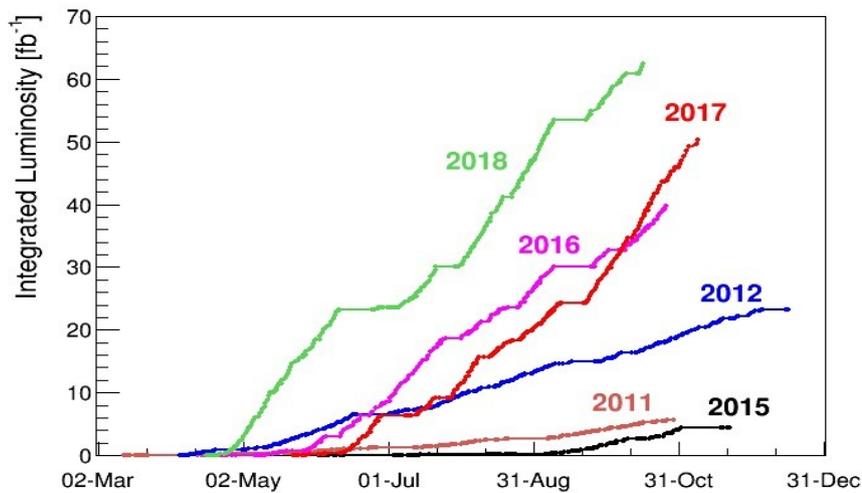
Donde L es la longitud del anillo, N_b el número de paquetes que caben en el anillo, n_1 y n_2 el número de partículas por cada paquete y $\sigma_x \sigma_y$ dan cuenta de la forma de estos paquetes que podríamos asemejar a un balón de rugby y por tanto estaríamos indicando con estas variables las dimensiones del paquete en las coordenadas x e y, que son del orden de micrómetros. Con todo ello podemos obtener la luminosidad instantánea a la que trabaja el LHC, que resulta ser:

$$f = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Ya sabemos cuáles son las dos variables que caracterizan los aceleradores de partículas, la energía en centro de masas y la luminosidad. Para saber el número de sucesos por segundo de cierta interacción solo nos hace falta multiplicar la luminosidad por la sección eficaz correspondiente. Desde un punto de vista geométrico podemos definir la sección eficaz como un área ficticia asociada a cada partícula de tal modo que cuando la otra partícula necesaria para la interacción incide en esta área se produce la interacción. En definitiva, tenemos que:

$$N = \int \cdot \sigma \quad (2.2)$$

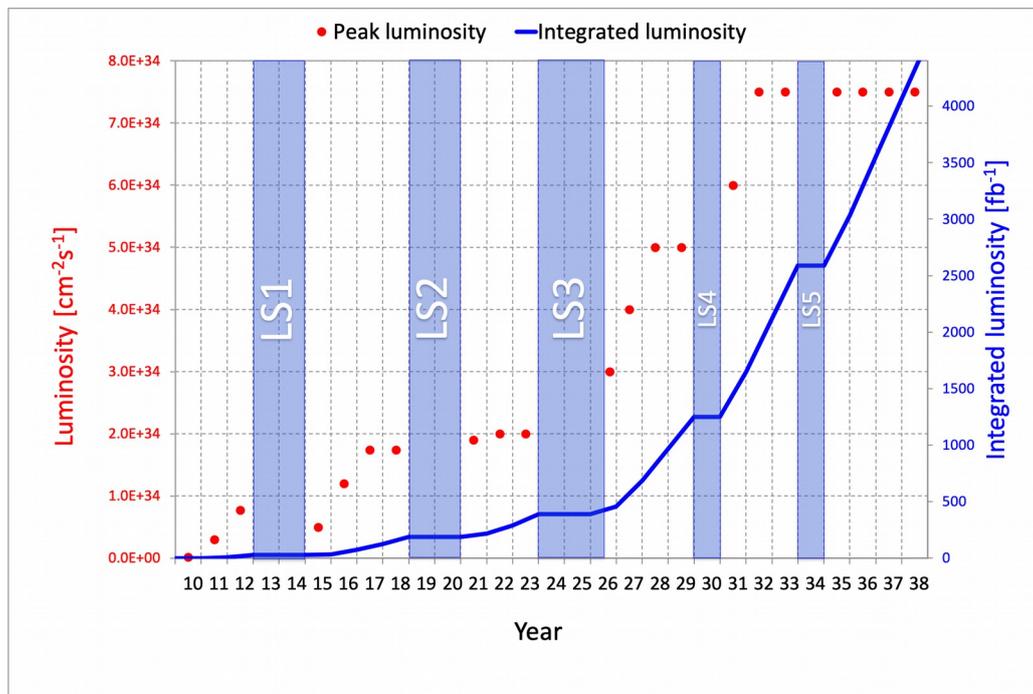
Para hacernos una idea de la magnitud de la luminosidad, podemos observar en la siguiente gráfica la luminosidad integrada a diferentes años referentes a los experimentos CMS y ATLAS:



Gráfica 2.1. Luminosidad integrada a diferentes años. Tomada de [5].

Podemos ver en la gráfica la luminosidad integrada dada en fb⁻¹, obviamente tiene dimensiones de inversa de superficie al cuadrado porque es la luminosidad integrada al tiempo de funcionamiento de cada año, es decir, multiplicada por este tiempo. Además, sabiendo que 1 barn=10⁻²⁴ cm⁻², podemos hacernos una idea de lo que significa la luminosidad y la cantidad de interacciones que nos acabará proporcionando.

En la siguiente gráfica vemos como ha sido y como cambiará la luminosidad instantánea e integrada con los años, lo que nos llevará a un aumento en la radiación lo que nos llevará en el capítulo 4 a discutir los cambios que se harán en las cámaras de deriva.



Gráfica 2.2. Previsión optimista de la luminosidad a lo largo de los años. Tomada de [29]

Una vez descrito nuestro entorno experimental y las variables que lo gobiernan, debemos mencionar brevemente los 4 experimentos que se llevan a cabo en el LHC. Estos son los experimentos CMS, el que trataremos más a fondo en nuestro trabajo, ATLAS, ALICE y LHCb.

-CMS: El Compact Muon Solenoid (CMS) es un detector de propósito general del LHC. En el se han estudiado varios ámbitos de la física de partículas, desde el estudio del Modelo Estándar, incluyendo el bosón de Higgs hasta el estudio de dimensiones extra y la búsqueda de partículas que puedan ser susceptibles de ser materia oscura.

-ATLAS: Al igual que CMS, ATLAS es un detector de propósito general en el LHC. Aunque tiene básicamente los mismos objetivos que el experimento CMS, su diseño técnico es bastante diferente a este.

-LHCb: El LHCb (Large Hadron Collider beauty) es un experimento que se especializa en la investigación de las diferencias de la materia y antimateria mediante el estudio del quark b. A diferencia de los detectores CMS y ATLAS que rodean la colisión, el LHCb usa una serie de subdetectores que se encuentran en la línea de la colisión en una dirección.

-ALICE: Por último, tenemos a ALICE (A Large Ion Collider Experiment), es un detector de iones pesados en el LHC. Está diseñado para estudiar la física de la interacción fuerte entre materia a extremas densidades de energía, donde se crean formas de la materia a la que se la llama plasma de gluones y quarks. Este plasma de gluones y quarks y sus propiedades son clave en la teoría de la cromodinámica cuántica (QCD) y también es clave para entender el fenómeno de confinamiento.

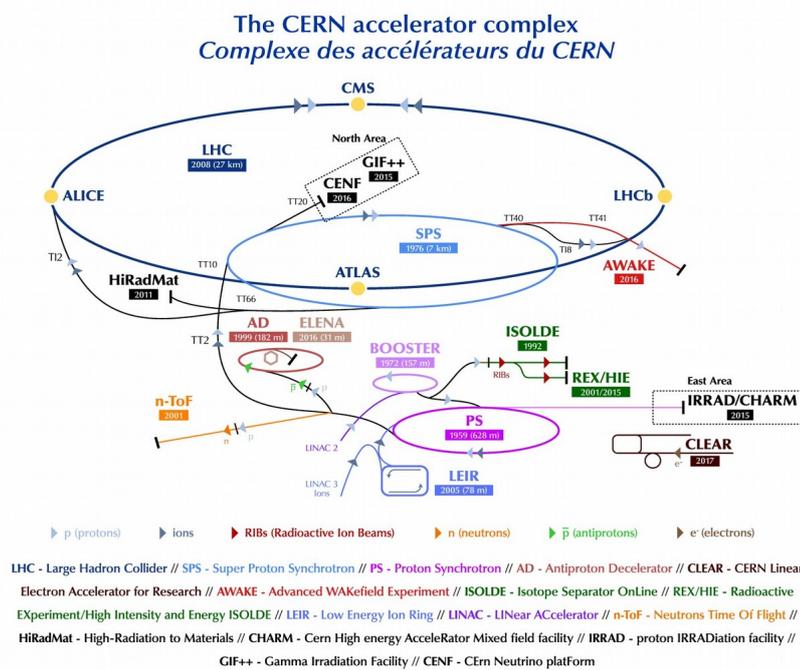


Imagen 2.1. Esquema de aceleradores y detectores del LHC. Tomada de [4].

Como vemos en la imagen 2.1 nuestro entorno experimental dispone de diferentes anillos que van acelerando las partículas hasta introducirlas en el LHC propiamente dicho. Podemos ver también como a lo largo del anillo están los cuatro experimentos en distintos puntos. A continuación, nos centraremos en el experimento que a nosotros nos interesa para este trabajo. El experimento CMS.

2.2. El experimento CMS

El detector CMS (Compact Muon Solenoid) se sitúa en uno de los cuatro puntos donde se hacen colisionar los haces de protones como hemos visto en la figura 2.1. Tiene un propósito general, es decir, está diseñado para observar cualquier tipo de nueva física que nos pueda proporcionar el LHC.

CMS actúa como una "cámara gigante" que toma "fotografías" en 3D de las colisiones en todas las direcciones, más de 40 millones de veces por segundo. Aunque gran parte de las partículas producidas en la colisión son inestables, estas decaen rápidamente en partículas estables que son detectadas por CMS. Identificando las partículas producidas en una colisión, midiendo sus momentos y energías, podemos reconstruir una imagen de la colisión para su posterior estudio.

CMS es un detector de 14,000 toneladas de 15 metros de alto y 21 metros de largo, esto es, muy compacto para todo el material que contiene para detectar las partículas. Está diseñado de manera que detecta los muones de una manera muy precisa y tiene el solenoide magnético más potente creado. Debido a estas características se le da el nombre de Compact Muon Solenoid.

El detector CMS tiene forma cilíndrica con capas concéntricas que van correspondiendo a diferentes componentes. Estas componentes son las que nos ayudan a obtener la "fotografía" de cada colisión. Para el estudio de las colisiones podemos destacar cuatro importantes pasos: Curvar las partículas, identificar las trazas de las partículas, medir la energía de las partículas y por último la identificación de los muones.

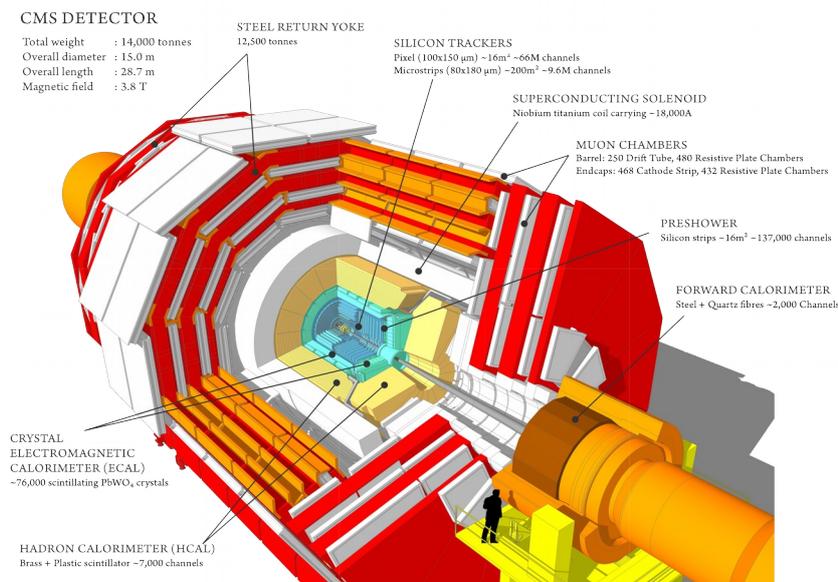


Imagen 2.2. Esquema general detector CMS. Tomada de [6].

Para curvar las partículas cargadas que se obtienen de las colisiones se necesita un imán muy potente. Curvar la trayectoria de estas partículas nos sirve para identificar la carga de las partículas, ya que, atendiendo a la fuerza de Lorentz, sabemos que las partículas de cargas opuestas se curvan en sentidos opuestos. Otro propósito de curvar las partículas es para medir el momento de estas partículas. De nuevo, la fuerza de Lorentz es la que nos explica como a través de la curva podemos medir el momento. En un campo magnético constante, partículas con mayor momento se curvarán menos que aquellas partículas con menor momento.

El solenoide magnético está formado por una bobina de fibras superconductoras dispuestas de manera cilíndrica. Cuando la electricidad atraviesa la bobina superconductora se genera un campo magnético de 4 teslas, es decir, 100,000 veces el campo magnético de la Tierra. Este campo magnético debe ser confinado en el volumen del detector y para ello está el ‘yugo’ de acero que conforma la mayor parte de la masa del detector.

Para identificar las trazas de las partículas, medir su energía y detectar muones, tenemos 4 subdetectores que se ajustan perfectamente dentro (excepto las cámaras de muones que se encuentran fuera de él) del solenoide magnético descrito anteriormente.

Estos 4 subdetectores son el ‘tracker’, el calorímetro electromagnético (ECAL), el calorímetro hadrónico (HCAL) y por último las cámaras de muones. En el siguiente epígrafe haremos una breve descripción de cada uno de estos detectores y en el siguiente capítulo nos centraremos en las cámaras de muones más a fondo.

El sistema de coordenadas de CMS tiene su origen centrado en el punto de colisión. El eje z se encuentra en la dirección de los haces que se hacen colisionar. El eje y está en la dirección vertical de la colisión y el eje x se encuentra horizontalmente apuntando al centro del LHC. El ángulo azimutal ϕ es medido en el plano x-y (plano transverso), con origen en el eje x. El ángulo polar θ es medido respecto al eje z. Por lo general, no se da el valor del ángulo θ en grados, sino que se utiliza la pseudorapidez. La pseudorapidez se define como $\eta = -\log [\tan(\theta/2)]$. Este valor es 0 para partículas que viajan en el plano transverso y $\pm\infty$ para partículas viajando por el eje z [30].

2.2.1. Detectores de CMS

A continuación, se hará una descripción de los detectores que nos encontramos en el experimento CMS, concretamente, del Tracker (detector de trazas), el ECAL (calorímetro electromagnético) y el HCAL (calorímetro hadrónico). En cuanto a las cámaras de muones, el detector que estudiamos en este trabajo, le dedicaremos todo el capítulo 3.

2.2.1.1. El Tracker

El detector de trazas de CMS es un detector hecho íntegramente de silicio que cubre un área de 200 m². Está dispuesto en cilindros concéntricos alrededor de la región de interacción entre los dos haces y se encuentra en una zona donde el campo magnético vale 3.8 T. El objetivo de este detector es proveernos de medidas de alta precisión de puntos en tres dimensiones a lo largo de las trayectorias curvadas de las partículas cargadas hasta una pseudorapidez de $|\eta| < 2.5$. La mejor eficiencia se alcanza en la zona del barril, es decir la zona que cubre hasta $|\eta| < 0.9$ como podemos ver en la imagen 2.2. Las trazas de las partículas cargadas se usan para reconstruir las posiciones de los vértices donde se ha dado la primera interacción (vértice primario) y los vértices correspondientes a desintegraciones de partículas (vértices secundarios). El detector de trazas nos permite tener medidas muy precisas con una resolución tanto temporal como espacial que cumple los requerimientos necesarios para operar en el futuro HL-LHC (High Luminosity LHC), donde como su propio nombre indica, habrá una mayor luminosidad, lo que implicará mayor número de interacciones y por tanto una resolución que se adapte a esta luminosidad. El alto flujo de partículas cuando se instaure el HL-LHC provocará un daño radiativo que también presentará un reto tanto en el funcionamiento como en la reconstrucción de datos en las capas más internas del detector de trazas.

El detector de trazas consta de dos subdetectores con refrigeramiento, accionamiento y sistema de lectura de datos independientes. El subdetector interno, el detector de píxel, tiene un área superficial de 1.1 m². Consta de 66 millones de píxels tipo n⁺ de un tamaño de 100 μm por 150 μm y espesor de 285 μm. El detector tiene tres capas en la zona del barril en los radios 4.3 cm, 7.2 cm y 11 cm. Además de dos discos en la zona del endcap a 34.5 cm y 46.5 cm de la zona de interacción. El detector contiene 15840 chips de lectura (ROC), cada uno de ellos leyendo una matriz de 52 por 80 píxeles.

El subdetector que rodea los píxels, el detector de tiras, consta de 9.6 millones de tiras p⁺ puestas en un volumen tipo n de espesor 320 μm para la zona interna y 500 μm para la zona externa.

La longitud de las tiras varía de 80 μm a 205 μm. Este subdetector consta de 10 capas en el barril que cubren radios desde 25 cm hasta 110 cm y a lo largo del eje z (dirección de los haces) 120 cm. 4 capas en la zona interna (TIB) y 6 capas en la zona externa del barril (TOB). También consta de 12 discos en la región del endcap con radios de 110 cm y 280 cm de largo en el eje z. Tres discos

internos (TID) dentro y 9 discos en el endcap (TEC) externos al TOB. La imagen 2.3 ejemplifica toda esta descripción.

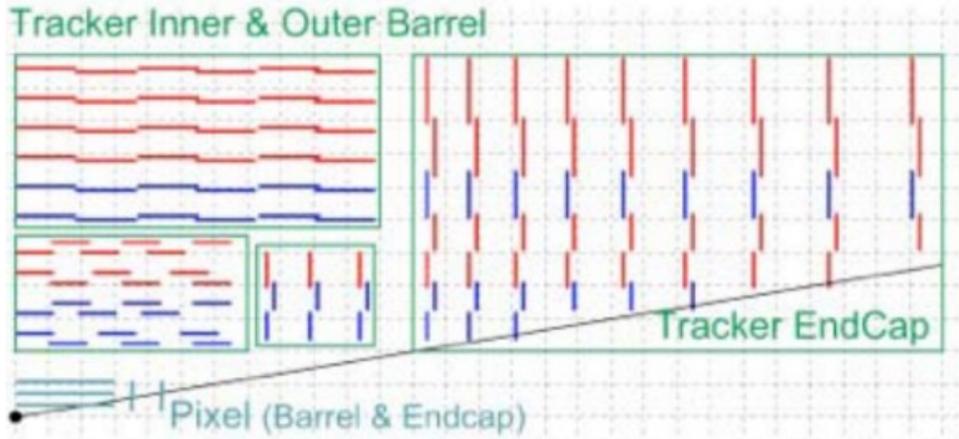
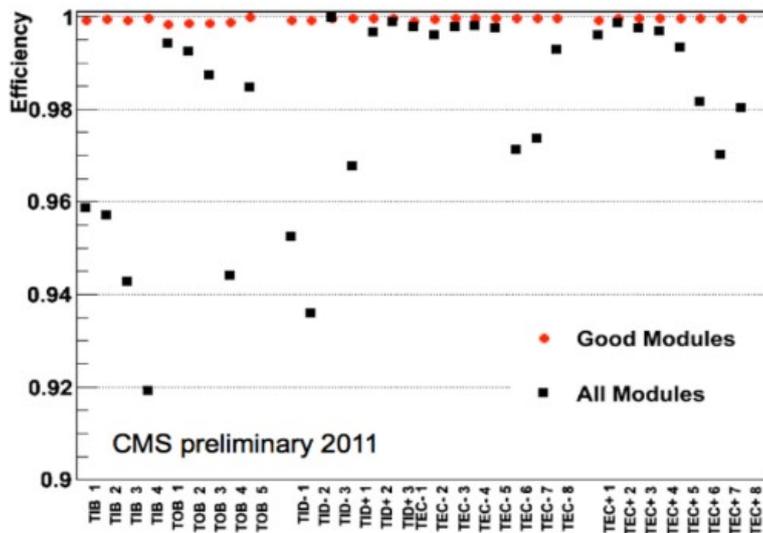
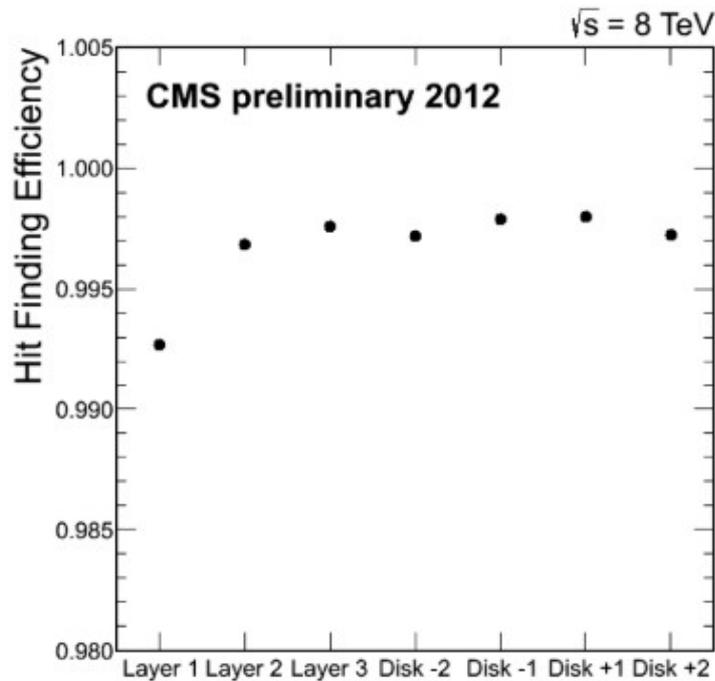


Imagen 2.3. Corte longitudinal del detector de trazas. Tomada de [7].

El primer paso antes de la reconstrucción de la traza será una eficiente detección de los impactos o deposiciones de energía (hits), que representan las posiciones por donde las partículas pasan a lo largo de los sensores. En la gráfica 2.3 y 2.4 podemos ver la eficiencia de impacto en varias capas de los detectores tanto de píxel como de tiras:



Gráfica 2.3. Eficiencia de impacto para capas del detector de tiras. Tomada de [7].

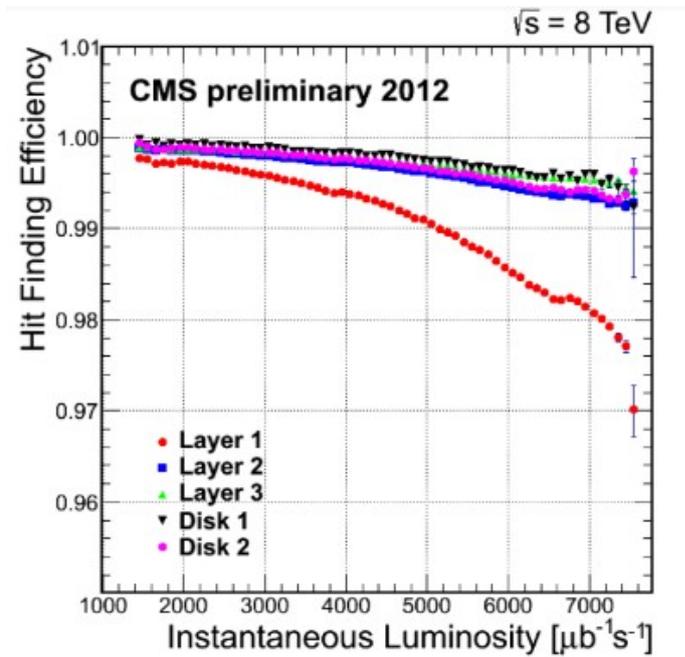


Gráfica 2.4. Eficiencia de impacto para capas del detector de píxel.
Tomada de [7].

Tras la reconstrucción total de la traza, la eficiencia es medida como la fracción de partículas que esperamos que pasen por la regiones fiduciales de los sensores en cierta capa entre los correspondientes impactos encontrados. En el caso del detector de tiras, se acepta un impacto cuando este se produce en el mismo módulo en el que esperábamos que se produjese. En el caso del detector de píxel, se requieren de condiciones más estrictas para el reconocimiento de un impacto, ya que en este detector hay una mayor cantidad de partículas por unidad de volumen. En este caso, aceptamos un impacto cuando este se encuentra en un radio menor que $500 \mu\text{m}$ respecto al punto de intersección esperado de la partícula con el sensor. En ambos casos, las únicas trayectorias de partículas que consideramos son aquellas que tienen impactos reconstruidos en capas adyacentes.

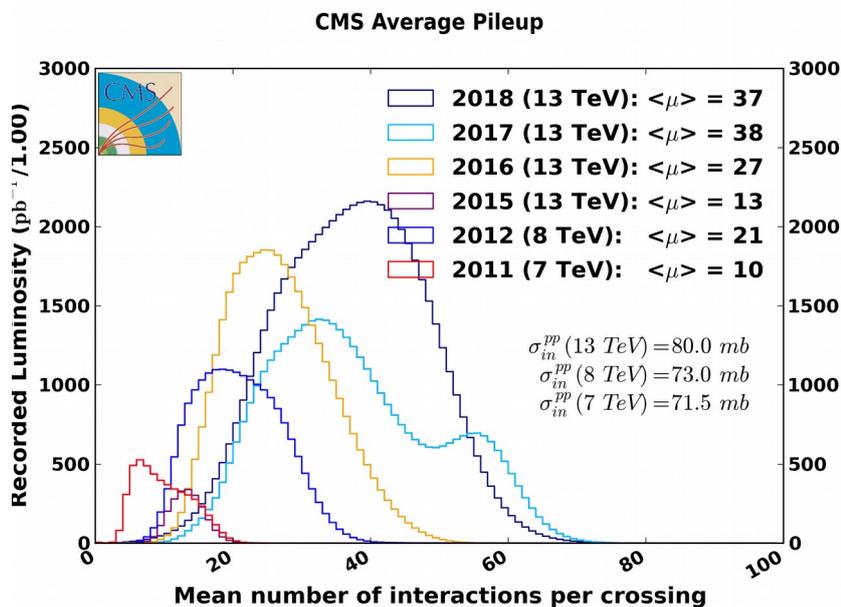
Las eficiencias de las capas superan un 99% en el caso del detector de tiras y un 99.5% en el caso del detector de píxel a excepción de la capa más interna de este. Que la capa más interna del detector de píxel tenga una eficiencia menor es debido básicamente a la ocupación. Se define ocupación como el número de medidas en píxels o tiras en un evento dividido entre el número total de píxels o tiras activas. Esta ocupación, conlleva ciertos efectos sobre la eficiencia de impacto que como vemos en la gráfica 2.5. son más notables en la capa más interna del detector de píxel como

es de esperar ya que lógicamente la ocupación en capas internas será mayor que en capas más externas.



Gráfica 2.5. Eficiencia de impacto respecto a luminosidad instantánea. Tomada de [7].

La ocupación es linealmente proporcional al pile-up, que a su vez depende de la luminosidad. El pile-up hace referencia al hecho de que cada vez que se cruzan los haces de protones, se produce más de una interacción protón-protón lo que se traduce en varios sucesos de pile-up en cada cruce.



Gráfica 2.6. Distribución de la media de interacciones por cruce para colisiones p-p. Tomada de [21].

Como podemos comprobar en la gráfica 2.6 el pile-up ha aumentado a lo largo de los años a causa del aumento de luminosidad. No todas las interacciones de un cruce son de interés, por tanto, podemos decir que el pile-up es un problema ya que solo nos proporciona ruido en el suceso que queremos estudiar.

Volviendo al detector de trazas, el número de impactos en los detectores aumenta linealmente con el pile-up. Como hemos dicho antes, estos impactos se utilizan para más tarde para reconstruir la traza. Al aumentar el número de impactos, la cantidad de posibles trayectorias asociadas a estos impactos aumenta mucho más rápidamente que el pile-up. No obstante, la granularidad y la gran eficiencia del detector de trazas nos permite diferenciar bien todas las trazas de un evento.

Podemos concluir pues, que, aunque en la capa más interna de nuestro detector de trazas la eficiencia se ve afectada más notablemente que en las otras capas por el pile-up, este no es un problema ni lo será en un futuro con el HL-LHC.

2.2.1.2. El Calorímetro electromagnético (ECAL)

Cuando un átomo es excitado, los electrones de este átomo pasan a orbitas superiores y cuando vuelven a desexcitarse, emiten energía en forma de fotones. En CMS, cuando un electrón o fotón de alta energía colisiona con un núcleo de los cristales del ECAL, se genera un chorro de electrones, positrones y fotones, y con esta energía se excitan los átomos del material del ECAL. Rápidamente, los átomos se desexcitan emitiendo energía en forma de fotones de luz azul. La luz emitida en este centelleo es proporcional a la energía que se ha depositado en el cristal, por tanto, podemos saber cual era la energía que llevaba el electrón o fotón que lo produjo.

El calorímetro electromagnético está diseñado de manera que reconstruye de manera precisa la posición y la energía de los electrones y de los fotones, y también para realizar, junto al calorímetro hadrónico, medidas precisas de los jets hadrónicos. El principal criterio de su diseño fue el objetivo de reconstruir la masa invariante de pares de fotones con una resolución del 1% de manera que se pueda estudiar el canal del decaimiento del Higgs $H \longrightarrow \gamma\gamma$.

El calorímetro electromagnético esta hecho de tungstenato de plomo ($PbWO_4$) debido a su aguante ante la radiación y porque tiene un radio de Molière y una longitud de radiación muy pequeños, de 22 mm y 8.9 mm respectivamente, lo que nos asegura que el ‘chorro electromagnético’ (electromagnetic shower) que se produce cuando un fotón o un electrón atraviesa el detector esté bien compactado. El radio de Molière y la longitud de radiación son don magnitudes

propias del material que nos indica las dimensiones en las que los chorros electromagnéticos están contenidos. Por ello es por lo que un radio de Molière más pequeño significa una mejor resolución de la posición del chorro (y por tanto de la partícula) y reduce el solapamiento entre chorros electromagnéticos producidos por diferentes partículas en diferentes puntos del detector. Además, estos cristales se caracterizan por tener un tiempo de decaimiento de centelleo muy corto, lo que permite al sistema recoger el 80% de la luz emitida en el centelleo en un periodo de 25 ns. Para detectar la luz de ese centelleo se utilizan fotodetectores que han sido diseñados para trabajar en una zona de alto campo magnético. Los fotodetectores se encuentran justo en contacto con los cristales de tungstenato de plomo de manera que captan la luz del centelleo y la convierten en una señal eléctrica que es amplificada para su posterior análisis.

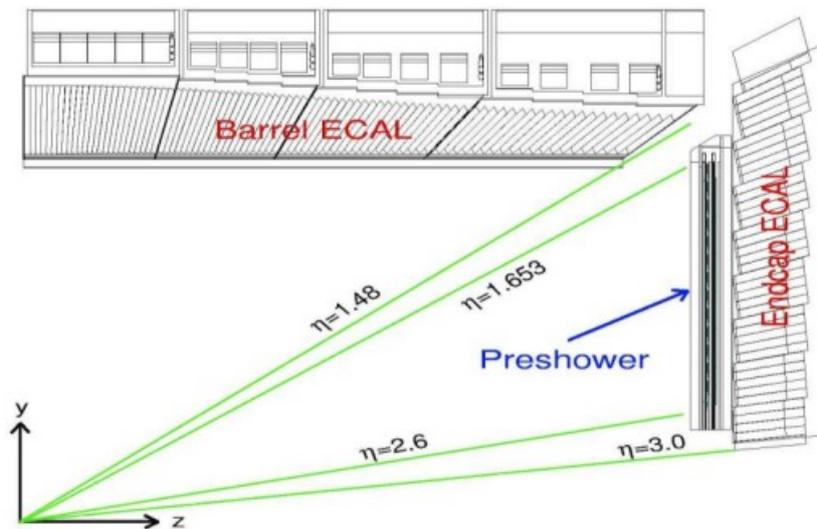


Imagen 2.4. Corte longitudinal del calorímetro electromagnético. Tomada de [8].

El calorímetro electromagnético consta de una sección que se encuentra en el barril (EB) que cubre una pseudorapidez de $|\eta| < 1.48$ y dos secciones en el endcap (EE) que cubren una pseudorapidez de $1.653 < |\eta| < 3$ dejando así una zona entre las dos secciones de unos 3° que no son bien cubiertos por el ECAL. La zona del barril consta de 61200 cristales divididos en 36 “supermódulos”, cada uno de ellos pesando unas tres toneladas y conteniendo 1700 cristales. Las zonas del endcap están compuestas por 15000 cristales más. Los cristales tienen unas dimensiones de 2.2 x 2.2 x 23 cm en la zona del barril y de 3 x 3 x 22 cm en la zona del endcap.

Para tener una mejor resolución espacial, el ECAL se ayuda también de los llamados “Preshower detectors” que se encuentran delante de las dos zonas del endcap. Estos detectores permiten

distinguir entre fotones aislados muy energéticos (a veces, signo de física importante) y pares de fotones poco energéticos que son menos interesantes.

La función principal del ECAL Preshower es la de distinguir aquellos fotones provenientes del decaimiento del higgs de aquellos piones producidos en las colisiones que pueden confundirse con estos fotones que buscamos al decaer en dos fotones poco separados que el ECAL recoge juntos.

En la zona del endcap, donde el ángulo de los dos fotones producidos por el pion es muy pequeño, este problema de captación se ve acrecentado, por ello es por lo que aquí es donde se colocan los detectores Preshower. Estos detectores tienen una granularidad más fina que la del ECAL con tiras de detectores de 2 mm de ancho en comparación a los 3 cm de ancho que tiene el cristal del ECAL. Esta granularidad hace que pueda detectar los fotones producidos por el pion como dos fotones separados evitando confusiones con los fotones provenientes del Higgs.

2.2.1.3. El Calorímetro hadrónico (HCAL)

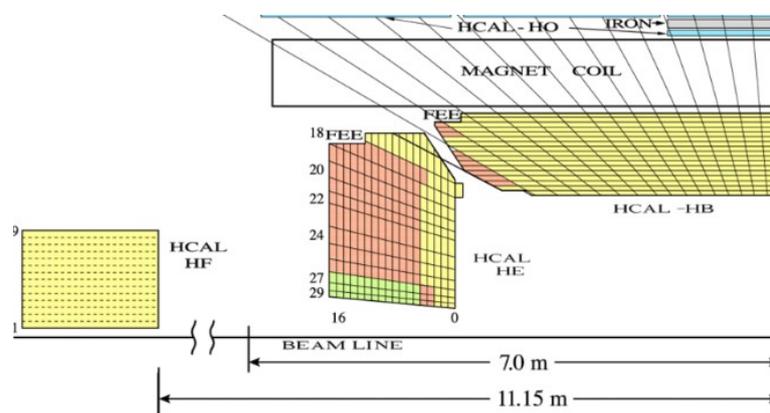


Imagen 2.5. Corte longitudinal del calorímetro hadrónico. Tomada de [8].

El calorímetro hadrónico mide principalmente la energía de los hadrones (protones, neutrones, piones...). Además, nos proporcionan indirectamente la medida de presencia de partículas que no interactúan con los sensores, partículas no cargadas como pueden ser los neutrinos gracias a la energía transversa faltante (MET).

El HCAL debe ser hermético de manera que sea capaz de capturar todas las partículas posibles producidas en las colisiones. Recordemos que será en este detector donde se absorban la mayoría de las partículas, ya que, de él solo escaparán algunas pocas como el caso de los muones o neutrinos. Gracias a esta hermeticidad, se pueden medir desequilibrios en el momento y energía, es decir, que

el momento y la energía no se conservan, de manera que podemos deducir de ello que existen partículas “invisibles” que deben hacer que se cumpla la conservación de momento y energía.

Podemos dividir el calorímetro hadrónico en dos partes: La zona del barril donde nos encontramos el barril hadrónico (HB) y el calorímetro exterior (HO), que se llama así debido a que se encuentra fuera del solenoide magnético. En las zonas del endcap tenemos el endcap hadrónico (HE) y dos secciones frontales (HF). El barril externo se coloca fuera del solenoide magnético de manera que no queden deposiciones de energía que no hayan sido detectadas por el HB. Las secciones frontales del calorímetro hadrónico, se posicionan al final del detector CMS (Imagen 2.5.) de manera que recoge las numerosas partículas procedentes de la colisión con un ángulo muy pequeño respecto a la dirección de los haces. Esta zona recibirá la mayor parte de la energía contenida en la colisión, por tanto, deberá estar hecha de materiales muy resistentes a la radiación y usar diferentes materiales al resto del calorímetro hadrónico.

Los calorímetros del barril y del endcap están compuestos de capas absorbentes de latón o acero intercaladas con capas de plástico centellador. Cuando los hadrones golpean las capas absorbentes, se produce una interacción en la que se generan numerosas partículas secundarias. Estas partículas secundarias recorren más capas absorbentes interactuando con ellas y produciendo un chorro de partículas que interactuará con el material centellador que emitirá un luz que estará entre el azul y el violeta. Dentro de cada capa centelladora hay pequeñas fibras ópticas con un diámetro menor al milímetro que cambian la longitud de onda. Estas fibras cambian la luz a la región verde del espectro y esta luz es llevada a cajas de lectura ubicadas en lugares estratégicos del calorímetro hadrónico.

Las señales ópticas obtenidas de las diferentes capas se van añadiendo al sistema de lectura una detrás de otra y después se suman formando “torres”. Esta suma de señales ópticas genera una trayectoria de la partícula a través del calorímetro hadrónico y mide además la energía de la partícula.

La suma de las señales ópticas son convertidas rápidamente en señales electrónicas mediante unos fotosensores llamados fotodiodos híbridos (HPDs). Electrónicas muy complejas integran y codifican estas señales y las envían a un sistema de adquisición de datos con la idea de hacer una reconstrucción de evento.

2.2.1.4. Cámaras de muones

Por último están las cámaras de muones (Imagen 3.2.) que son en las que nos centraremos mas a fondo. Explicaremos los tres subdetectores (RPCs, CSCs y DTs) que la conforman explicando brevemente su funcionamiento.

3. Cámaras de muones y el sistema de cámaras de deriva

En este capítulo se hará una descripción del sistema de muones mas exhaustiva que las descripciones de los detectores presentados en el capítulo anterior. Nos centraremos mayormente en las cámaras de deriva o drift tubes, ya que será este subsistema en el que nos fijemos en el estudio de la eficiencia del capítulo 4. Además, también se explicarán las bases de la reconstrucción de muones.

3.1. Descripción general del sistema de muones

La detección de muones es una de las tareas más importantes de CMS. Los muones son partículas iguales a electrones o positrones, pero con la diferencia de que son 200 veces más pesados. Además, estos son producidos en la desintegración de múltiples partículas y de posiblemente nuevas partículas lo que hace de ellos una partícula interesante de detectar y medir.

Las diferentes propiedades de los muones respecto a electrones y positrones hacen que estos puedan penetrar a través de los calorímetros y del hierro que compone el detector (Imagen 3.1.). La masa de los electrones hace que la pérdida de energía de estos al atravesar un medio sea totalmente diferente a la de los muones u otras partículas pesadas cargadas, además, los electrones perderán también mucha más energía debido a la radiación de frenado (Bremsstrahlung), efecto que no es tan importante para los muones. Por tanto, las cámaras de muones se sitúan en la parte más externa de CMS, donde los muones son las únicas partículas que pueden ser detectadas.

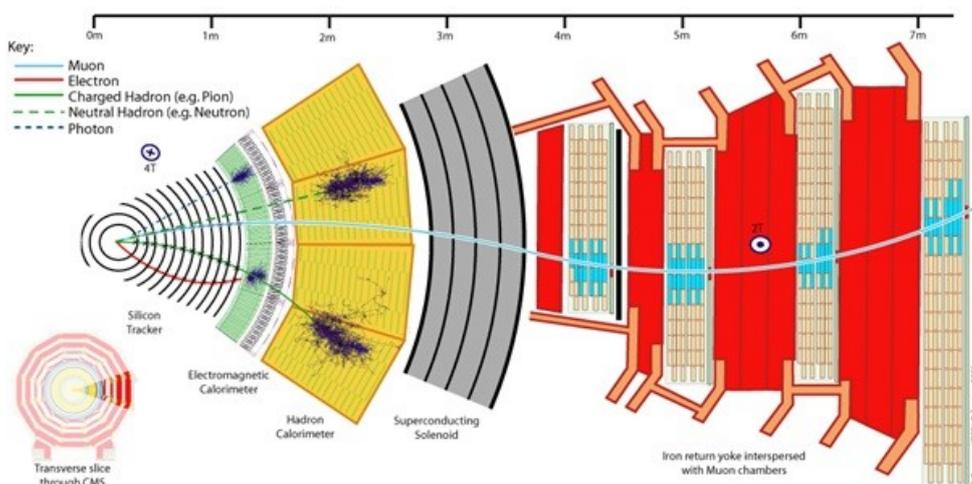


Imagen 3.1. Paso de diferentes partículas a través de los detectores de CMS. Tomada de [6].

El sistema de muones utiliza tres tipos de subdetectores diferentes para detectar y medir el paso de los muones; las cámaras de deriva, conocidas también como DTs debido a sus siglas en inglés (Drift Tubes), que se encuentran en la zona del barril, las CSCs (Cathode strip chambers) que se encuentran en la zona del endcap, y, por último, las RPCs (Resistive plate chambers) que se encuentran tanto en la zona del barril como en las zonas del endcap. Todas las cámaras de muones están alineadas aproximadamente perpendicularmente a la trayectoria de los muones y están distribuidas de manera que cubren una pseudorapidez $|\eta|$ de 0 a 2.4. Las DTs del barril cubren aproximadamente de $\eta=0$ a $\eta=1.3$, mientras que las CSCs del endcap cubren de $|\eta|=0.9$ a $|\eta|=2.4$. Finalmente, las RPCs cubren una pseudorapidez $|\eta|$ de 0 a 2.1

En total hay 1400 cámaras de muones: 250 cámaras de deriva, 540 CSCs y 610 RPCs son las que conforman el sistema de muones midiendo la posición y detectando los muones.

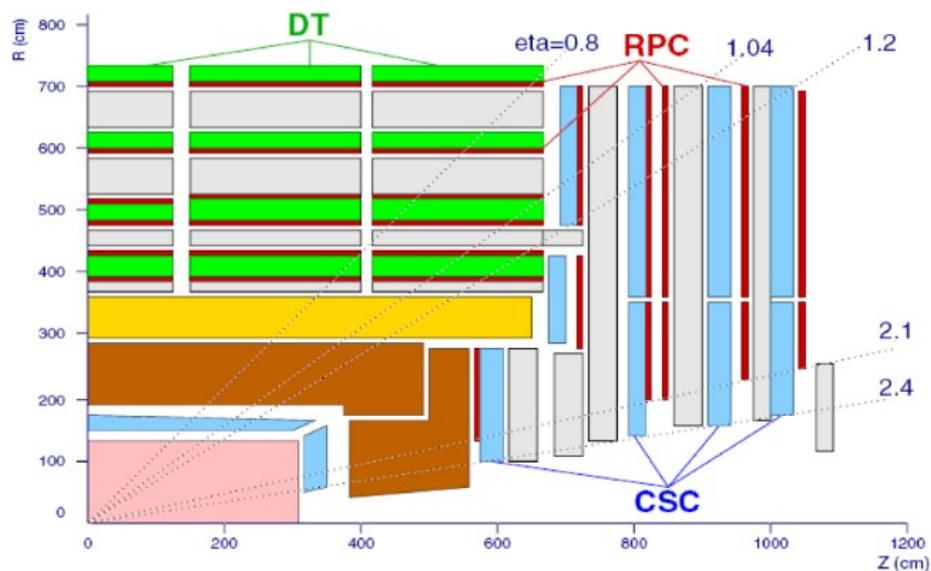


Imagen 3.2. Vista longitudinal de los subdetectores del sistema de muones. Tomada de [8]

3.1.1. Zona del barril

La zona del barril del sistema de muones del detector CMS consta de cuatro estaciones integradas en una estructura de hierro de retorno. Esta zona se caracteriza por tener un campo magnético residual más pequeño que en otras zonas del detector (Imagen 3.5) y una ocupación muy

pequeña de muones, por tanto, la tecnología de las cámaras de deriva situadas en esta zona puede ser usadas para conseguir una gran resolución espacial cubriendo una gran superficie.

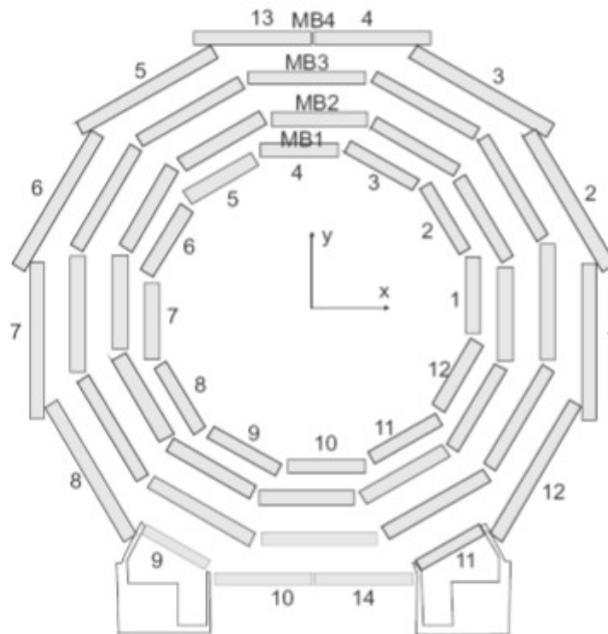


Imagen 3.3. Corte transversal de una rueda del sistema de muones. Tomada de [8].

El sistema de DTs consiste en cinco ruedas que a su vez se dividen en 12 sectores azimutales que cubren aproximadamente 30° cada uno de ellos. Cada rueda consiste en cuatro anillos concéntricos de cámaras, llamadas estaciones y que se nombran como MB1/2/3/4 (donde MB hace referencia a “Muon Barrel”). Cada anillo está compuesto por 12 cámaras de deriva a excepción de los anillos de la estación MB4 que está compuesta por 14 cámaras.

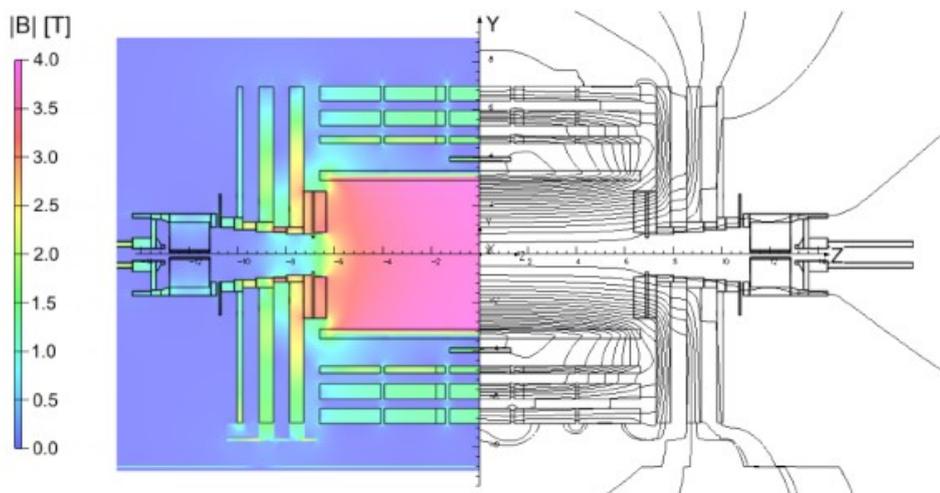
A lo largo del eje z, las DTs y RPCs están divididas en 5 ruedas, de manera que, la rueda 0 (YB0) está centrada en $z=0$, las ruedas YB+1 y YB+2 se encuentran en la dirección positiva de z y YB-1 y YB-2 en la dirección negativa de z. En la mayoría de las imágenes que presentan un corte longitudinal del sistema de muones, vemos como solo se representa la zona positiva del eje z, lógicamente para la zona negativa del eje z sería exactamente igual.

3.1.2. Zona del endcap



*Imagen 3.4. CSCs montadas en la zona del endcap.
Tomada de [9].*

En el caso del endcap, donde tenemos las CSCs, también se divide en 4 estaciones ME1/2/3/4 (donde ME hace referencia a ‘Muon endcap’). En este caso, vamos a ir encontrando anillos en la dirección R donde se irán situando los CSCs y RPCs. En la zona del endcap tendremos una mayor ocupancia de muones además de un campo magnético más fuerte y no uniforme (Imagen 3.5.), lo que justificará que las tecnologías de las CSCs y DTs sean diferentes como veremos en los siguientes epígrafes.



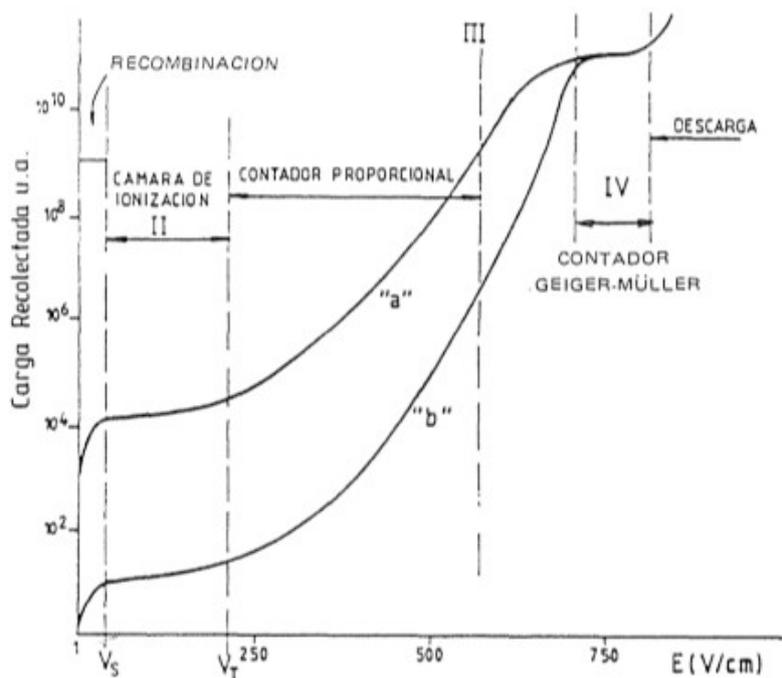
*Imagen 3.5. Ilustración de la intensidad del campo magnético en el detector CMS.
Tomada de [8].*

3.2. Subdetectores

A continuación, se hará una descripción de las tres tecnologías presentadas anteriormente: DTs, CSCs y RPCs. Haciendo énfasis en las cámaras de deriva (DTs) ya que éstas serán objeto de estudio en el capítulo 4.

3.2.1. Fundamento físico de los detectores y funcionamiento de las cámaras de deriva

Los detectores utilizados para la detección de muones son detectores gaseosos, es decir, se basan en la ionización de un gas tras el paso del muon para identificar y detectarlo.



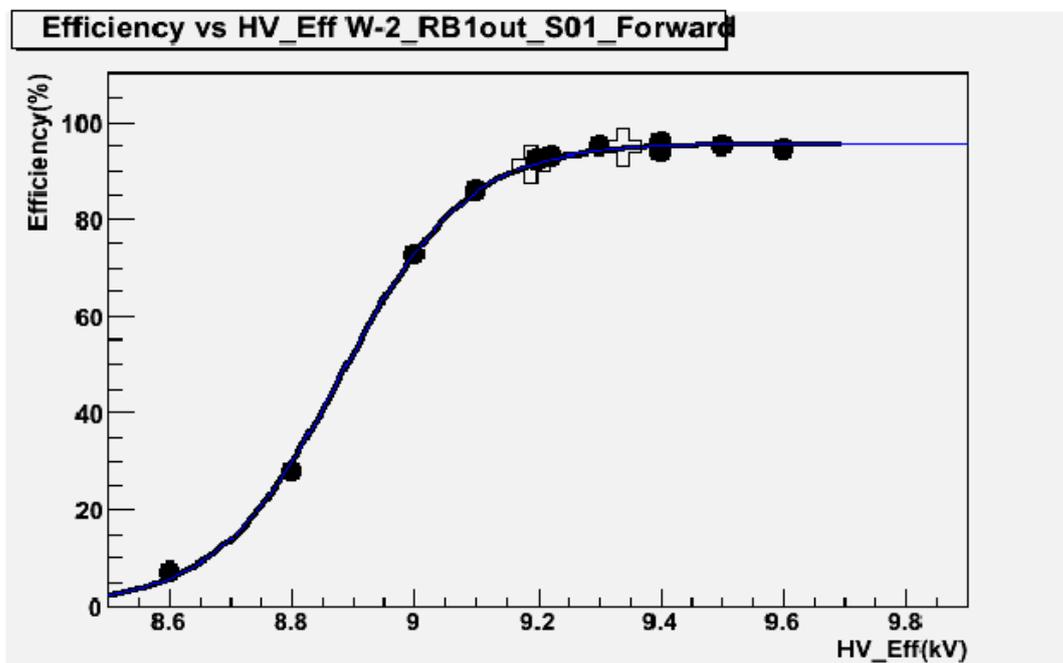
Gráfica 3.1. Régimen de funcionamiento de un contador gaseoso para dos tipos de radiaciones, "a" de mayor poder de ionización que "b". Tomada de [10].

En la gráfica 3.1. podemos ver las diferentes zonas de trabajo de un contador en función del campo eléctrico aplicado.

Lo que ocurre en un detector de este tipo es básicamente que la radiación (en nuestro caso los muones) ioniza los átomos del gas que se encuentra en el detector. El detector sometido a cierto

potencial hará que estos electrones sean atraídos a un electrodo positivo y que los iones sean atraídos hacia la parte negativa del electrodo generando así un pulso. Para un buen funcionamiento de un detector como este, el voltaje debe ser elegido adecuadamente, ya que, si el voltaje es muy bajo, el campo será muy débil como para provocar un pulso y, por tanto, detectar la radiación ionizante. En cambio, si el campo es muy alto, se provocará una descarga continua que puede dañar el detector.

Con todo ello, podemos entender como la eficiencia de un detector Geiger-Müller o lo que es lo mismo, la eficiencia de nuestros detectores depende fuertemente de la diferencia de potencial que apliquemos entre el cátodo y el ánodo (Gráfica 3.2).



Gráfica 3.2. Eficiencia de una cámara RPC (barril) en función de la diferencia de potencial aplicada. Tomada de [11].

Como podemos ver en este ejemplo, en este caso de una RPC, la eficiencia va aumentando a medida que aumentamos la diferencia de potencial hasta estabilizarse en un valor cercano al 100%, a partir de cierta diferencia de potencial. Esta curva es la llamada curva de Plateau que nos indica a partir de que voltaje tenemos un valor de eficiencia aceptable. En el capítulo 4 discutiremos más a fondo y con más ejemplos a que voltajes operan las DTs y las implicaciones que tiene que estas funcionen a un voltaje u otro.

En el caso de las cámaras de deriva, como hemos dicho, son detectores gaseosos de ionización en los cuales queremos medir el tiempo de deriva de los electrones que fueron liberados por la partícula ionizante, en nuestro caso, el muon.

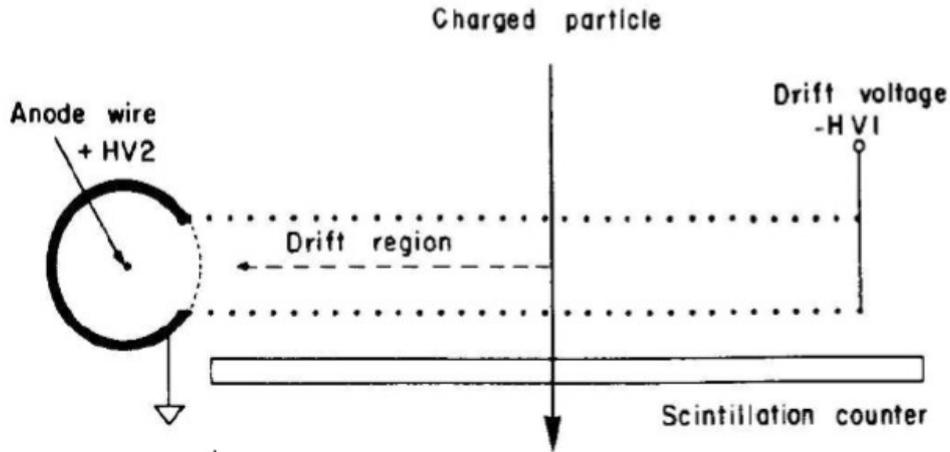


Imagen 3.6. Esquema de una celda de deriva. Tomada de [10].

Sabiendo el tiempo de deriva, sabremos también cual es la posición por la cual a pasado nuestro muon a través de la ecuación:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_d dt \quad (3.1)$$

Donde t_0 es el tiempo en el que ha pasado la partícula por el detector y t_1 es el tiempo en el cual aparece la señal en el hilo. Obviamente, lo que se busca es tener una velocidad de deriva v_d que sea uniforme a lo largo de todo el camino de deriva de manera que la ecuación se nos simplifique a $x = v_d(t_1 - t_0)$. Para ello, se necesita un campo eléctrico uniforme a lo largo de toda la celda.

En definitiva, los factores más importantes en una cámara de deriva serán la dirección e intensidad del campo eléctrico, la presión atmosférica, la composición del gas y la temperatura. Además, la presencia de campos magnéticos externos, como es el caso que nos ocupa en CMS, también altera el camino de deriva como podemos ver en la figura 3.7.

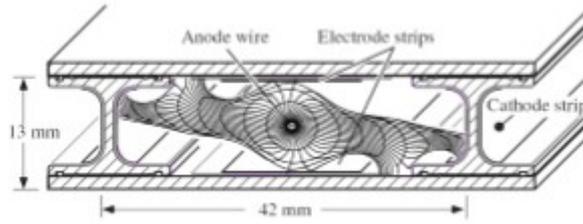


Imagen 3.7. Simulación de la distorsión en el camino de deriva producida por un campo magnético de 0.5 T paralelo al hilo. Tomada de [8].

3.2.2. Cámaras de tiras catódicas (CSCs)

El subdetector CSC está compuesto por anillos de cámaras trapezoidales colocadas en 8 estaciones, 4 en cada endcap (Imagen 3.8.). Los anillos de las cámaras se designan como ME±S/R, donde el signo ± hace referencia al endcap, S como habíamos visto anteriormente hace referencia a la estación y R hace referencia al anillo.

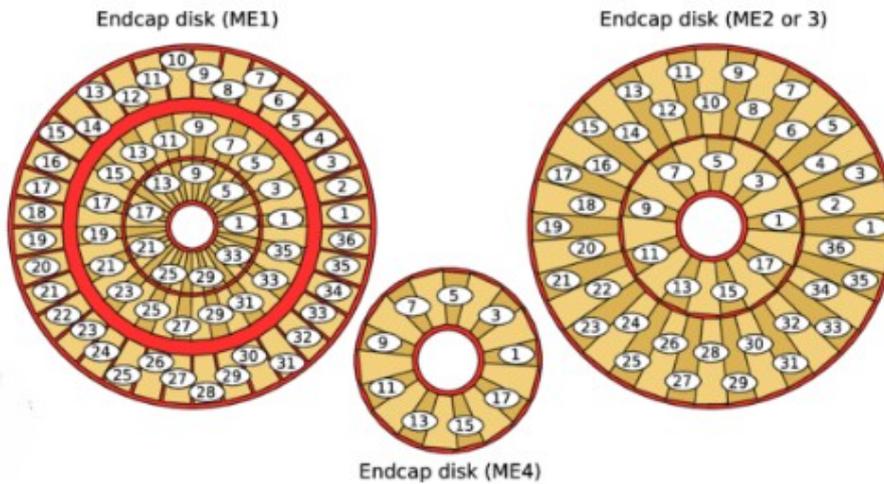


Imagen 3.8. Corte transversal de las estaciones del endcap indicando las cámaras de tiras catódicas. Tomada de [12].

Cada cámara contiene 6 capas detectoras cada una de compuestas por cables funcionando de ánodo situados entre dos cátodos planos de cobre, uno continuo, y el otro dividido en tiras que nos servirá para medir la posición (Imagen 3.9).

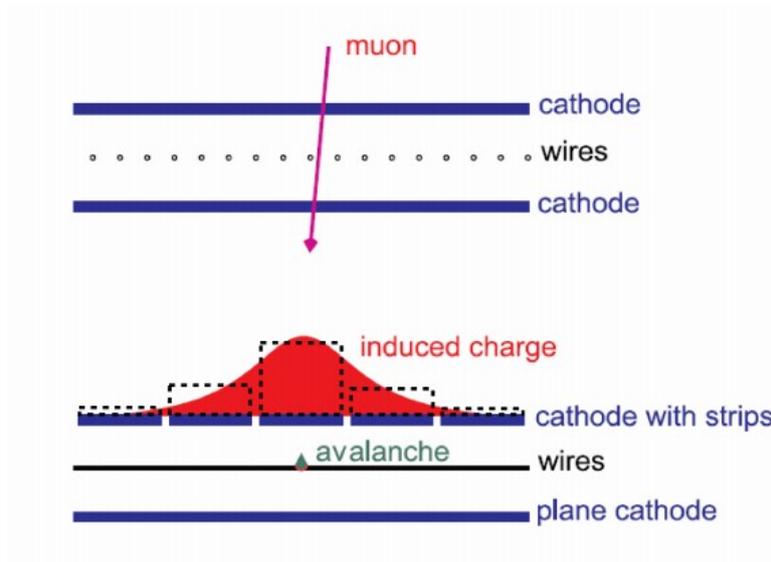


Imagen 3.9. Esquema de una cámara CSC. Tomada de [8].

De esta manera, cuando un muon atraviesa una cámara, ioniza el gas que hay en su interior de manera que se produce una avalancha de electrones en los cables (ánodo). Además, los iones positivos que se forman se mueven hacia los cátodos de cobre produciendo así un pulso en las tiras.

Como las tiras y los cables son perpendiculares, obtendremos dos coordenadas de la posición de la partícula incidente. Mientras que las tiras nos dan medidas de la coordenada φ , los cables nos darán medidas de la coordenada radial r . La mezcla de gas de estas cámaras consta de aproximadamente 40% de Ar, 50% de CO_2 y 10% de CF_4 , lógicamente una mezcla que, como veremos, es diferente a la de las DTs debido en gran parte a las diferentes condiciones físicas en las que se encuentran ambas cámaras.

3.2.3. Cámaras de planos resistivos (RPCs)

Las cámaras de planos resistivos se encuentran tanto en la zona del barril como en la zona del endcap para complementar a las DTs y CSCs y hacer un trigger (definición de trigger en el apartado 4.1.1) adicional.

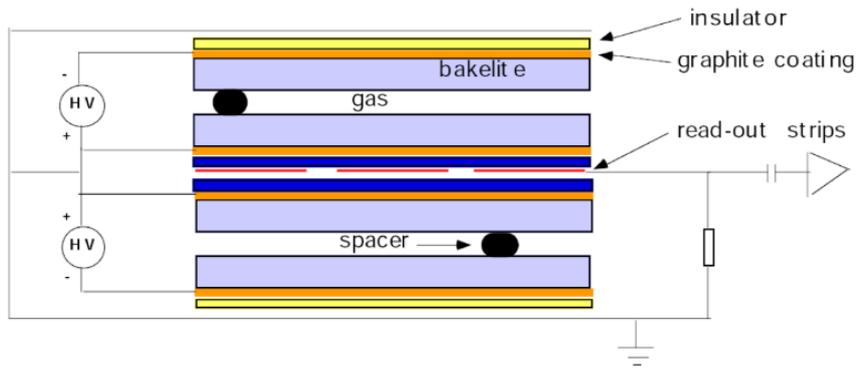


Imagen 3.10. Esquema de una RPC. Tomada de [8].

Las RPCs son cámaras gaseosas plano-paralelas que se caracterizan por tener una resolución espacial razonable y una excelente resolución espacial. Las RPCs de CMS están compuestas por 4 planos de baquelita (plástico de gran resistividad) alternados para formar dos huecos de gas de 2 mm (Imagen 3.10). Los planos están cubiertos por grafito para hacer unos electrodos que operan a una diferencia de potencial de 9.5 kV. La parte central de la cámara está equipada con unas tiras de aluminio que se usan para recoger la señal generada por las partículas incidentes. El hecho de que las cámaras sean de doble hueco provoca que la señal inducida en ellas sea mayor.

En el barril las tiras están segmentadas rectangularmente (de 12.1 a 41 cm de ancho y de 80 a 120 cm de largo) y cubren el eje del haz, mientras que el endcap está equipado con tiras trapecoidales que cubren aproximadamente un rango de $\Delta\phi=5-6^\circ$ y $\Delta\eta=0.1$. La mezcla de gas que se usa en estas cámaras es de 95.2% de Freón ($C_2H_2F_4$), 4.5% de isobutano ($i-C_4H_{10}$) y 0.3% de hexafluoruro de sulfuro.

En la zona del barril, el sistema se encuentra segmentado igual que las DTs. En las dos primeras estaciones dos RPCs se encuentran unidas a las DTs tanto por el extremo más interno como por el más externo, mientras que en las estaciones 3 y 4 las RPCs solo se encuentran unidas a la parte más interna de las DTs. Esta disposición permite extender el alcance del sistema de trigger a niveles más bajos de momento transversal, de hecho, esto nos permite detectar incluso muones de bajo momento transversal usando 4 capas RPC antes de que estos sean parados por la estructura de hierro. Este tipo de disposición que se usa en el barril no es necesario en las zonas del endcap, ya que, para mayores valores de pseudorapidez η , mismos valores de momento transversal p_T corresponden a un momento total mayor. Debido a su gran resolución temporal es el complemento perfecto de las DTs y de las CSCs para hacer trigger. Además, cuando comience el proyecto HL-LHC y la luminosidad aumente

considerablemente, se podrá explotar todo el potencial que estas cámaras nos proporcionan para hacer trigger.

3.2.4. Descripción general del sistema de cámaras de deriva

El sistema de cámaras de deriva está situado en la zona del barril del espectrómetro de muones de CMS. El uso de estos tubos de deriva nos proporciona una muy buena resolución espacial y cubre una gran superficie en una región de pseudorapidez donde tanto el campo magnético residual como el fondo es pequeño en comparación a otras zonas del detector.

Como ya he explicado y podemos ver en las figuras 3.2. y 3.3. la disposición de las cámaras de deriva consiste en 4 cilindros concéntricos (estaciones) posicionados simétricos a la línea del haz y dividido en 12 sectores cubriendo una región azimutal de aproximadamente 30°. Esta misma disposición se replica 5 veces en 5 ruedas para conformar todo el barril.

Las estaciones MB4 tienen una disposición ligeramente asimétrica con el fin de que no existan zonas en la coordenada ϕ que no queden cubiertas. Las cámaras de esta estación son de diferente tamaño y en las partes superior e inferior de estas se sitúan dos cámaras detectoras (llamadas estaciones dobles). Estas estaciones dobles se pueden tomar por separado o como solo una estación.

Por ejemplo, para la reconstrucción local de una traza, se consideran por separado, mientras que para hacer trigger se consideran como una sola estación.

3.2.4.1. La cámara de deriva

La unidad básica donde se realizan la reconstrucción local y sobre la que funcionan los algoritmos de trigger local dentro del sistema de DTs es la cámara.

Las cámaras de deriva tienen unas medidas diferentes en función de las restricciones de las ruedas y del sector al que pertenezcan. Una cámara está compuesta por múltiples capas de celdas de deriva que tienen una sección transversal de 4.2 x 1.3 cm² ordenadas de manera que miden la posición de la partícula en la coordenada ϕ y a lo largo del eje z. Una celda de deriva es lo suficientemente pequeña como para evitar que la ocupación no sea tan grande como para tener que usar sistemas electrónicos para múltiples impactos, y, es lo suficientemente grande como para que el número de canales activos, o celdas en las que ha habido un impacto, no sea muy grande.

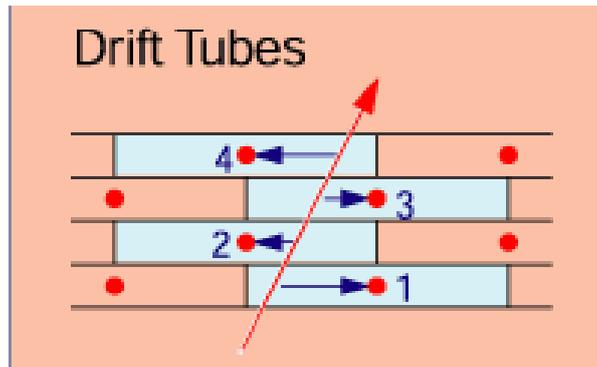


Imagen 3.11. Esquema de los tubos de deriva. Tomada de [6].

Las celdas de deriva puestas en fila van formando capas. Cuatro capas seguidas forman una supercapa (SL, por sus siglas en inglés). Tres capas diferentes son suficientes como para permitir reconstruir un segmento en una supercapa, no obstante, cuatro capas nos proporcionan redundancia y robustez para los algoritmos de reconstrucción de sistema de trigger.

Las cámaras de muones de las estaciones MB1/2/3 están compuestas por 3 supercapas, dos de ellas para medir la posición en el plano φ - r (φ SL) y la otra para medir la coordenada z (θ SL). La redundancia de detección en la coordenada φ es necesaria para medir eficientemente la traza de la trayectoria curvada en el plano azimutal, lo que nos servirá para reconstruir de manera precisa el momento transverso. La trayectoria en la coordenada η , en cambio, es aproximadamente una línea recta (obviando procesos de scattering), por tanto, una sola capa es suficiente como para obtener una buena medida de la posición en el eje z . Además, las estaciones MB4 no están equipadas de supercapa θ y solo consisten en 2 supercapas φ .

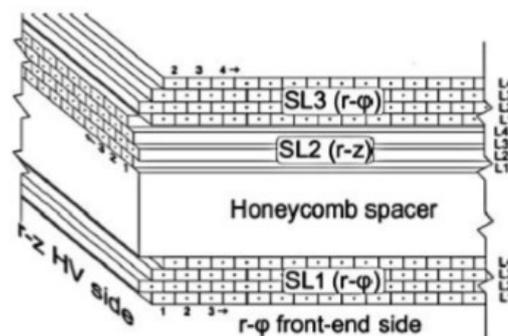


Imagen 3.12. Esquema de una cámara de deriva. Tomada de [9].

Para explotar todo el potencial de las celdas de deriva, la posición de los cables dentro de una cámara debe de estar perfectamente determinados. Es por ello por lo que se necesita una estructura rígida para evitar deformaciones importantes en las cámaras. La rigidez viene determinada por los planos externos de la cámara y por una capa de aluminio en forma de “panal de miel” que separa las supercapas externas con la supercapa más interna (Imagen 3.12).

El objetivo de la construcción de una cámara de esta manera es conseguir una resolución de reconstrucción de $100\ \mu\text{m}$ en las medidas en el plano $r-\phi$.

3.2.4.2. La celda de deriva

Como ya habíamos visto, la celda de deriva detecta los electrones ionizados producidos tras el paso de una partícula a través del gas compuesto por argón y dióxido de carbono. Como he explicado en el punto 3.2.1, se calcula el tiempo de deriva en el campo eléctrico para obtener la distancia de la partícula ionizante al cable.

La celda de deriva tiene una sección de $4.2 \times 1.3\ \text{cm}^2$ y un cable de $50\ \mu\text{m}$ de diámetro de aluminio inoxidable situado en el centro de ella. Dos electrodos se sitúan en la parte superior e inferior de la celda de deriva. Estos consisten en dos cintas de aluminio de 16 mm. Los cátodos están situados en los extremos de las celdas de deriva y están formados por dos cintas de aluminio de 11.5 mm. Los voltajes de los cables, electrodos y cátodos son de aproximadamente +3600 V, +1800 V y -1200 V respectivamente. Discutiremos estos valores en el siguiente capítulo. La mezcla del gas consta de un 85% de Ar y un 15% de CO_2 . Esta mezcla nos proporciona unas propiedades adecuadas de enfriamiento y una velocidad de deriva de $55\ \mu\text{m}/\text{ns}$, haciendo así que el tiempo de deriva máximo sea de unos 380 ns, tiempo correspondiente a 15 cruces del haz aproximadamente cuando el LHC trabaja en modo 25 ns (inicialmente funcionaba a 50 ns).

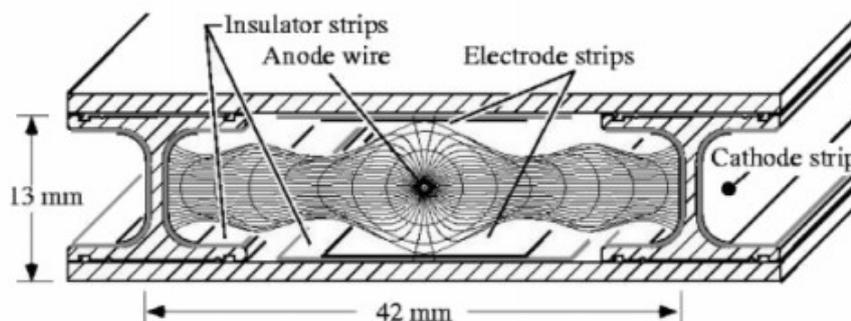


Imagen 3.13. Corte de una celda de deriva. Tomada de [8].

4.ESTUDIO DEL RENDIMIENTO DE LAS DTs

4.1. Introducción

Una vez explicado el dispositivo experimental en el capítulo 3, ahora presentaremos un estudio sobre las DTs a lo largo del Run II (2015-2018), en concreto del año 2016 hasta el año 2018. Primero haremos una descripción de las variables a estudiar para realizar el estudio. Estas son la eficiencia de las DTs, los residuos y el T_0 . Una vez explicadas estas tres magnitudes dividiremos en dos partes el estudio. En primer lugar, estudiaremos año por año las magnitudes, buscando cambios de tendencia en las gráficas que se nos proporcionan. Y, en segundo lugar, estudiaremos los cambios que se realizaron entre años y como estos cambios afectaron a la eficiencia. Para ello, nos apoyaremos en la base de datos HDQM (Historic Data Quality Monitoring [23]) en el cual tenemos toda la información de los residuos y toda la información del T_0 del Run II (excepto el T_0 para el año 2016). Explicaremos más en detalle en el epígrafe 4.2 como se nos proporciona esta información en las gráficas. Para las eficiencias, usaremos una página web pública del CERN donde se muestran las eficiencias durante todo el periodo que abarca el Run II. En definitiva, la idea es que observando las gráficas que se nos proporcionan y sabiendo a priori los cambios que se produjeron en las DTs, ya sean cambios a lo largo de un mismo año o cambios efectuados entre años, dar explicación a cada uno de los cambios de tendencia que observaremos en las gráficas. También se cuantificarán estos cambios de tendencia para comprobar el impacto de estos cambios sobre nuestras magnitudes. Cuantificar estos cambios será útil sobretodo cuando estemos hablando de la eficiencia ya que eso nos dará una idea de si el cambio realizado es beneficioso para nuestros intereses.

Estudiaremos también como el voltaje al que operan las DTs y el voltaje umbral (que es el voltaje referente a la electrónica del sistema a partir del cual se recoge la señal) aplicado afectan a nuestras magnitudes y porque es conveniente realizar cambios en estos voltajes.

4.1.1 Definición de conceptos.

A continuación, definiremos algunos conceptos clave que utilizaremos a lo largo de este capítulo:

-Trigger: El LHC hace colisionar paquetes de protones con una frecuencia de 40 MHz. La imposibilidad de poder almacenar todos los datos provoca que se tenga que utilizar una tecnología que almacene únicamente los sucesos de mayor interés. Esta tecnología es el llamado trigger. Este consta de dos partes. Primeramente, un nivel 1 de trigger (L1), basado en hardware, rebaja esta frecuencia de 40 MHz a 100 kHz. Después un siguiente nivel (HLT), basado en software, rebaja de nuevo esta frecuencia a 1 kHz, la cual ya es un valor manejable. En este punto los sucesos son recogidos por el detector CMS para su posterior análisis.

-Tiempo de trigger: Con tiempo de trigger (T_{trigg}) nos referimos a la suma del tiempo de deriva, tiempo de vuelo desde la región de interacción hasta la cámara en cuestión y el tiempo de retraso debido a la electrónica antes de recoger la señal (Imagen 4.1.).

-Impacto: Como ya sabemos, cuando el muon atraviesa una celda de deriva, ioniza el gas en su interior provocando una señal en el cable central. Esta señal es leída por la electrónica del sistema dando lugar a lo que llamamos impacto o hit.

-Segmento: Una vez tenemos los impactos en una cámara, se construyen segmentos de la unión de impactos entre layers compatibles con una recta. La unión de los segmentos de cada cámara dan lugar a la trayectoria del muon a través de las cámaras de muones.

-Calibración: Cuando hablemos de calibración estaremos hablando de algún tipo de cambio en el tiempo de trigger T_{trigg} que dará lugar a cambios de tendencia en las gráficas de los observables a estudiar.

-Fill: Cada vez que se llenan de paquetes de protones del LHC decimos que es un fill (llenado). Cuando ya se han hecho todas las colisiones posibles o los paquetes de protones hayan perdido demasiada energía, se desechan y se vuelve a realizar un fill. Vienen dados por el LHC.

-Run: Dentro de cada fill, por lo general, habrá varios runs en los que la toma de datos permanece constante en CMS. Si hay algún problema se interrumpe el run y se reanuda el registro de datos con un run nuevo aunque el LHC siga produciendo colisiones durante el arreglo del problema. También se llama Run a los periodos largos de tiempo de toma de datos. Por ejemplo, en este trabajo nos centraremos en los años 2016 a 2018 que están dentro del Run II.

4.2. La eficiencia y, las magnitudes T_0 y residuo

Las tres magnitudes sobre las que basaremos nuestro estudio serán; la eficiencia, el T_0 y el residuo. Mientras que el residuo y el T_0 nos darán la información correspondiente al espacio y al tiempo respectivamente, la eficiencia dará cuenta de la capacidad de las DTs de identificar impactos de muones correctamente. Desglosaremos cada una de estas magnitudes explicándolas y viendo como se nos muestra la información sobre ellas.

4.2.1. El T_0

La primera magnitud que trataremos será el T_0 . Esta es la que nos da la información temporal sobre los impactos que se producen en las DTs. Definimos el T_0 como el tiempo que le lleva a un muon originado en la colisión alcanzar una cámara y ser registrado. Para entender correctamente que es el T_0 , no debemos pensar en él como un tiempo absoluto. Como veremos, el T_0 puede ser negativo ya que lo que estamos haciendo no es más que fijar un punto de referencia temporal que idealmente coincidirá con la llegada del muon a la cámara en cuestión.

Para calcular el T_0 , lo que hacemos es básicamente la diferencia entre T_{trigg} y el tiempo total desde el momento de la colisión hasta recoger el hit. Este tiempo T_{trigg} es la suma del tiempo de vuelo del muon, el retraso que se produce debido a la electrónica y el tiempo de deriva característico de las celdas (Imagen 4.1). Al hacer la resta de estos dos tiempos obtenemos el T_0 . Además, el T_0 se calcula por segmento.

Sabemos que en el LHC estamos cruzando haces de protones cada 25 nanosegundos, lo que no nos permite quedarnos con toda la información de todos los choques protón-protón. El trigger es el mecanismo que nos permite de alguna manera seleccionar los eventos más interesantes a estudiar. Para entender el T_0 y sus distribuciones, debemos entender también como está sincronizado el tiempo de las cámaras de muones con el tiempo de cruce entre los protones.

El mecanismo de trigger de las DTs está, por tanto, sincronizado con el tiempo de cruce de los haces de protones. Una primera aproximación sería sincronizar el tiempo de las DTs de manera que la llegada del muon producido en la colisión registre su llegada en las cámaras en cualquier instante dentro del intervalo de 25 nanosegundos (intervalo correspondiente a la colisión en la que se produjo ese muon). Esta aproximación no es del todo idónea, ya que, el muon podría llegar a la cámara fuera de este intervalo lo que provocaría que el impacto del muon en dicha cámara se perdiese y por ende, el segmento reconstruido tenga una peor calidad. Para prevenir esto, se intenta sincronizar la llegada del muon a la cámara con el inicio del intervalo, ya que este es el mejor instante para ser registrado y el instante en el que menos probable es que el impacto se pierda.

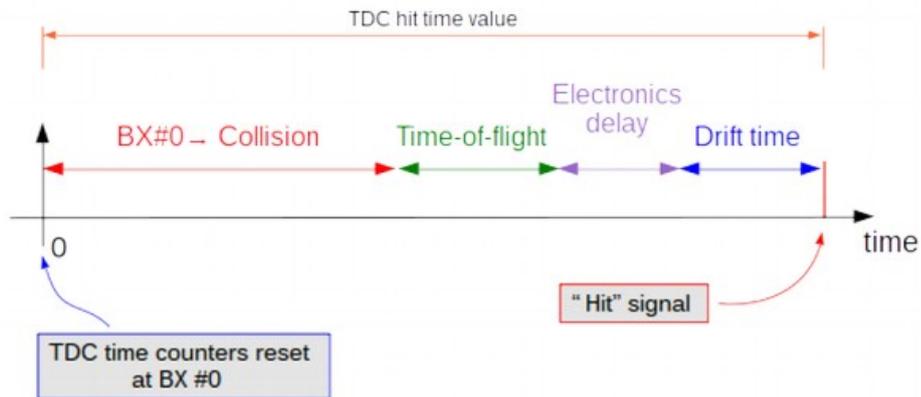


Imagen 4.1. Componente del tiempo de un muon desde la colisión hasta la recogida de señal. Tomada de [26].

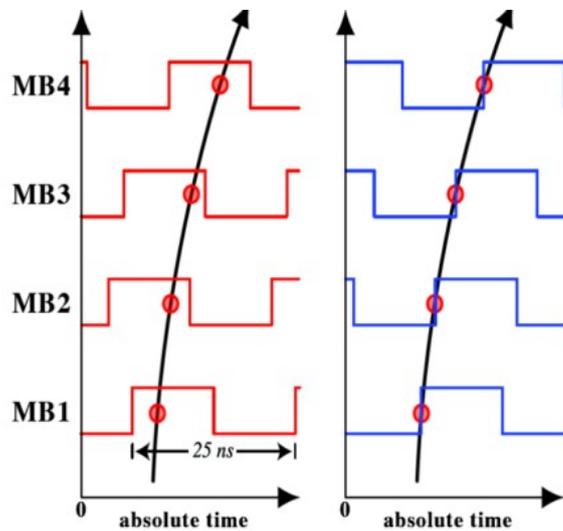
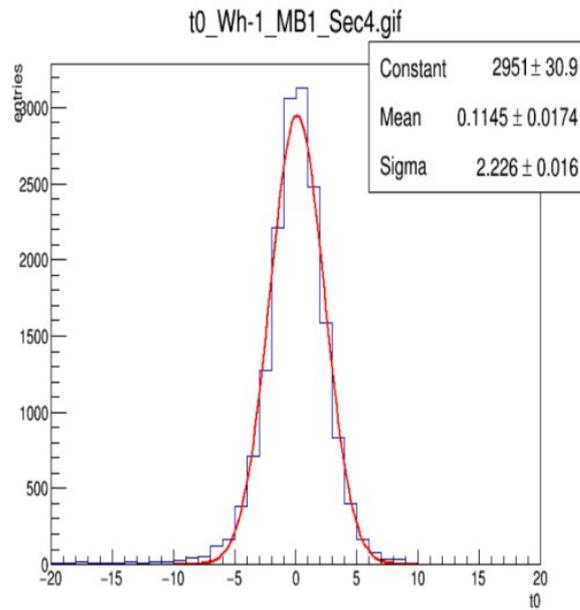


Imagen 4.2. Esquema de la sincronización del mecanismo de trigger de las DTs con la llegada del muon. Izquierda: Sincronización a primera aproximación. Derecha: Sincronización ideal. Tomada de [13].

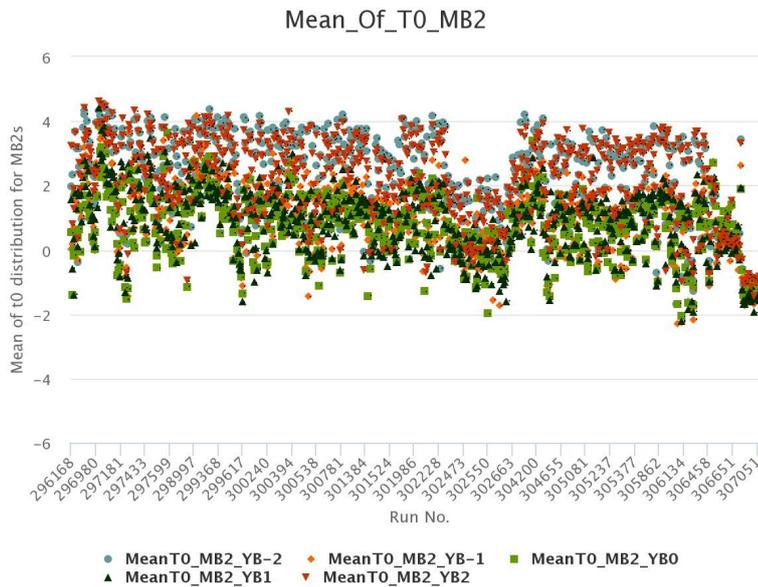
El T_0 ha de ser calculado para cada una de las cámaras, ya que, la distancia desde el punto de la colisión a cada una de ellas no es el mismo. El T_0 depende pues, de la geometría del detector, de la longitud de los cables y de los diferentes pasos en la electrónica.



Gráfica 4.1. Distribución del T_0 , en ns, para una cámara particular. Tomada de [13].

Como podemos comprobar, la distribución del T_0 es una gaussiana centrada en el valor 0, algo que era de esperar. También podemos observar valores negativos del T_0 como habíamos apuntado antes. Al fin y al cabo el T_0 no es más que un valor esperado restado a un valor real. Esto es porque nosotros estamos intentando sincronizar la llegada del muon a la cámara con el segundo 0, es decir, estamos fijando un origen de tiempos. Cualquier muon que sea registrado antes de este valor esperado (o lo que es lo mismo, antes del segundo 0), contribuirá a la distribución del T_0 con valores negativos. Otros fenómenos que generan valores negativos en la distribución del T_0 son los rayos delta. Los rayos delta son electrones secundarios con energía suficiente como para alejarse rápidamente de la partícula ionizante primaria (el muon) y por ellos mismo generar más ionizaciones. Esto haría que la señal que leyese nuestra DT sea anterior a la señal producida por el muon, lo que se manifiesta en la distribución del T_0 como un valor negativo.

Para nuestro estudio no tendremos gráficas de distribuciones como la gráfica 4.1. ya que no sería la manera idónea de ver como los cambios afectan al T_0 (en casos puntuales de nuestro estudio este tipo de distribuciones si serán de gran utilidad). Con el fin de tener información del T_0 de todos los años que estudiaremos y poder barrerlos con facilidad, disponemos de gráficas del siguiente tipo:

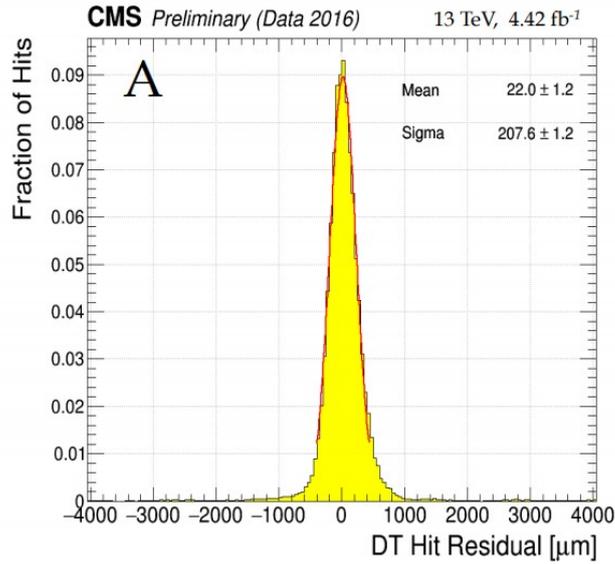


Gráfica 4.2. Media del T_0 para la estación MB2 durante los runs de 2017. Tomada de [23].

Como podemos ver en la gráfica, tenemos el valor medio del T_0 por estación (este caso la estación MB2) y por rueda para cada Run (periodo de tiempo en el que se hacen cruzar haces de protones). La idea es por tanto, sabiendo que ajustes se llevaron a cabo a lo largo del año y en que run se llevaron a cabo (ya que será información que tenemos previamente) analizar si el T_0 cambia y en caso de que sea así ver el impacto del ajuste o cambio realizado en las DTs. También trabajaremos a la inversa, buscando cambios de tendencia en la gráficas y buscar en la base de datos de CMS el porqué de ese cambio de tendencia.

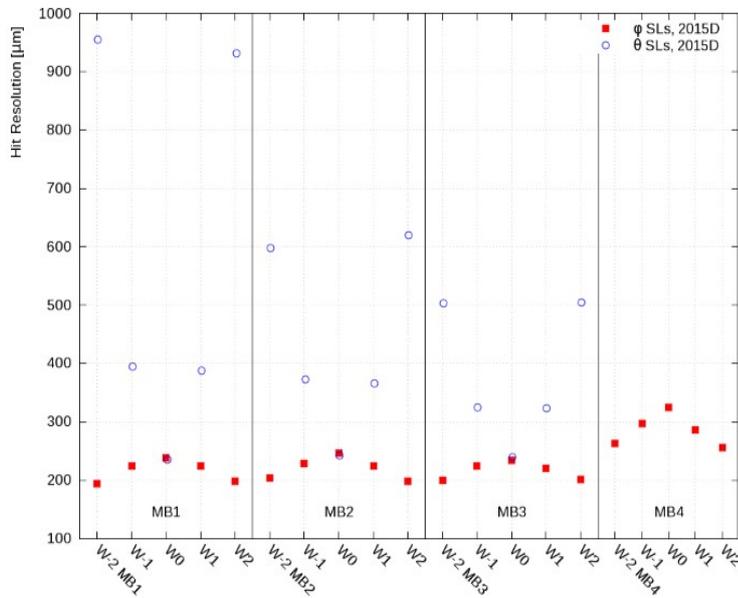
4.2.2. El residuo de la extrapolación

La siguiente magnitud a tratar es el residuo. El residuo es la magnitud que da la información espacial sobre los impactos que se producen en las DTs. Podemos hacer una analogía con el T_0 pero en este caso referida al espacio en vez de al tiempo. Antes teníamos una referencia temporal y ahora lo que tenemos es una referencia espacial que es la trayectoria del muon esperada, siendo la trayectoria del muon esperada el ajuste de los impactos del muon en la cámara. El residuo es, por tanto, la diferencia de distancia entre el impacto del muon en una cámara observado y la trayectoria ajustada a la que pertenece dicho muon. Además el residuo se calcula por cada impacto. Para reconstruir la trayectoria de un muon lo que se hace es ajustar los impactos compatibles con una recta generando así la trayectoria esperada.



Gráfica 4.3. Distribución de los residuos para las capas ϕ de la estación MB1 rueda 0. Tomada de [14].

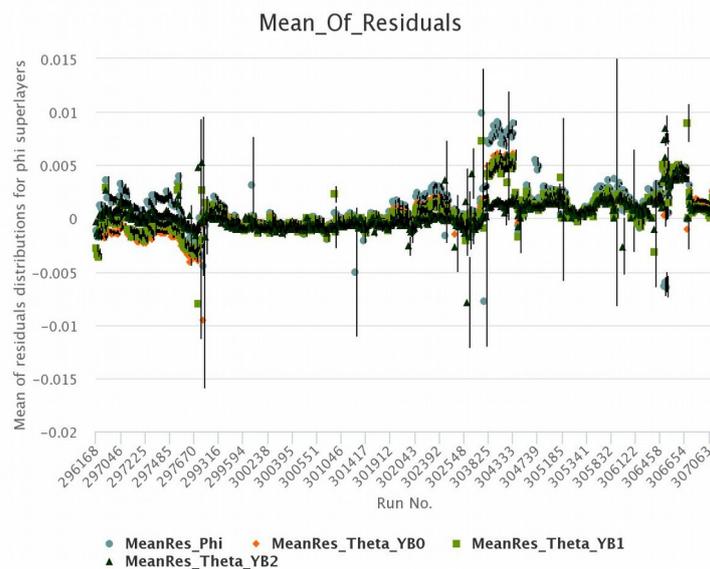
Podemos observar en la gráfica 4.3 que la distribución de los residuos tiene una forma muy similar a la distribución del T_0 . Esto es algo de esperar ya que como ya habíamos comentado antes, podríamos entender el residuo como un T_0 espacial. También podemos observar que el residuo va desde 0 hasta los 1000 μm a lo sumo. En cualquier caso, el residuo no superará, por lo general, los 2 mm. La resolución espacial de las DTs se obtendrá del ajuste de la distribución.



Gráfica 4.4. Resolución espacial de las supercapas θ y ϕ por rueda y por estación para el año 2015. Tomada de [15].

En la gráfica 4.4. podemos ver la resolución espacial que sale del ajuste de las distribuciones de los residuos. El orden de estas resoluciones es de cientos de μm , siendo notablemente mayor para las supercapas θ correspondientes a las capas más externas. Lo primero que podemos observar es la simetría que existe respecto a $z=0$ (Rueda 0), esto es lógico debido a la simetría que tiene el detector. En la rueda 0, las resoluciones son las mismas para las supercapas φ y θ debido a que los muones que cruzan por esta rueda son esencialmente perpendiculares a estas, por tanto, la posición de las cámaras no debería afectar a la resolución. Cuando nos vamos a capas mas externas ya podemos ver el efecto claro de la posición de las cámaras. Debido a la inclinación de las trazas y a la componente transversa del campo magnético, las resoluciones en las supercapas θ son evidentemente peores que para las supercapas φ . Por último, destacar que la peor resolución en la estación MB4 se debe a que, como ya hemos comentado, no existen supercapas θ aquí, las cuales en las demás estaciones (MB1, MB2 y MB3) son utilizadas para realizar correcciones en el tiempo de vuelo del muon, lo que mejora ligeramente la resolución espacial en las supercapas φ .

Al igual que para el caso del T_0 , estas distribuciones no serían muy manejables para nuestro propósito de ver como un cambio en un run dado afecta al residuo. La manera en la que se presenta la información del residuo en el HDQM es la siguiente:



Gráfica 4.5. Media de los residuos (en cm) por run en el año 2017. Tomada de [23].

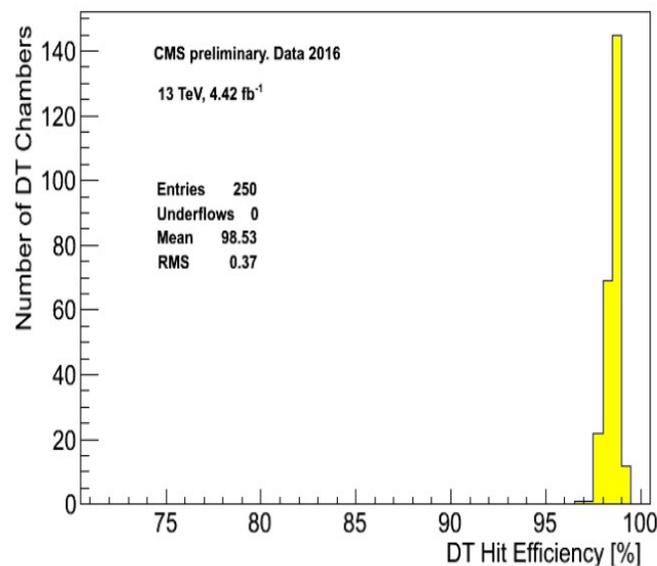
La información que manejamos es la media de los residuos por run y por supercapa φ o θ . En el caso de las supercapas θ la información es por rueda también. Esta forma de darnos los residuos es consistente con la simetría del detector y con la gráfica 4.4. Mientras que en las supercapas φ no

hay un gran cambio del residuo cuando cambiamos de rueda, en las supercapas θ si lo hay. Además, el valor del residuo correspondiente a ruedas simétricas de capas θ se computa en un valor solo debido también, lógicamente, a la simetría del detector. Nótese que el orden de la escala de la media del residuo es de decenas de μm (el valor que vemos en la gráfica está en cm). Recordemos que no es lo mismo la media de los residuos que la resolución. La resolución se obtiene del ajuste de la distribución.

El método de trabajo con el residuo será exactamente el mismo que con el T_0 , básicamente analizaremos las zonas en las que sepamos que existe un cambio en las DTs para ver el impacto de este cambio sobre el residuo y al revés, buscaremos cambios de tendencia en el residuo para luego comprobar a que cambio o ajuste en las DTs corresponde.

4.2.3. La eficiencia

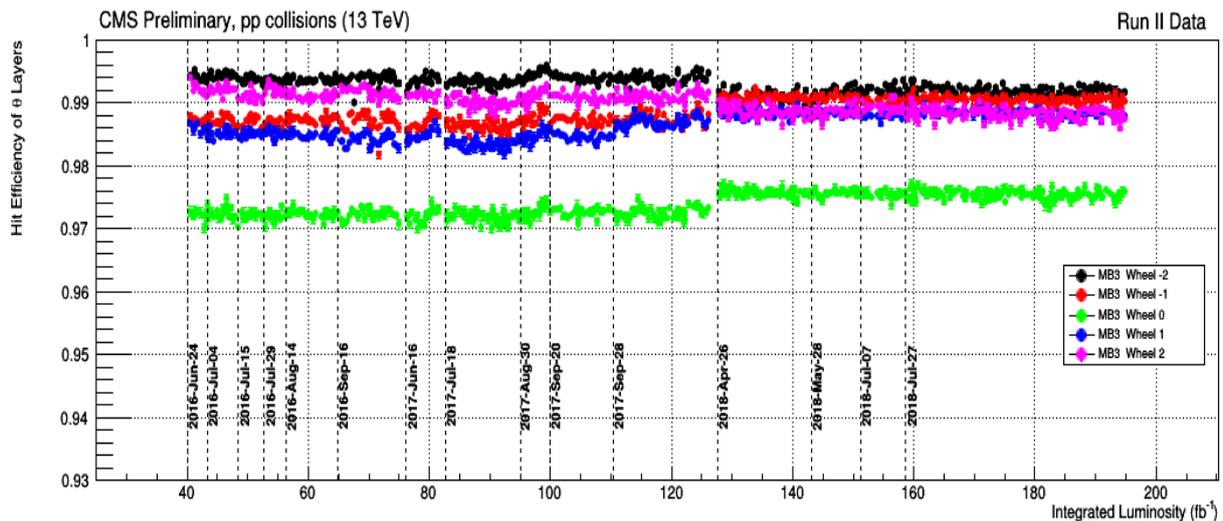
La última variable a estudiar es la eficiencia. La eficiencia de una DT para detectar un impacto se define como el número de impactos detectados dividido entre el número de impactos esperados. La posición de los impactos esperados se determinan utilizando conjuntos de segmentos de trayectorias bien reconstruidos, es decir, al menos 7 impactos asociados al segmento para la supercapa φ y 3 impactos para la supercapa θ . Además, el segmento debe cruzar la cámara con una inclinación menor a 45° . La intersección de esta traza y la capa determinará la posición esperada del impacto. Una celda de deriva se considera eficiente si el impacto esperado se encuentra en la misma celda donde se ha observado.



Gráfica 4.6. Eficiencia de las DTs año 2016. Tomada de [14].

Podemos observar en la gráfica como las eficiencias con las que vamos a tratar son muy cercanas al 100% rondando, por lo general, entre el 95%-99% dependiendo de ciertas condiciones que explicaremos más adelante.

Para nuestro estudio tendremos gráficas del siguiente tipo:



Gráfica 4.7. Eficiencia de impacto para las capas θ a lo largo del Run II. Tomada de [22].

Como vemos la eficiencia se nos da por estación y por rueda. En este caso en el eje X tenemos la luminosidad integrada, pero también podemos tener la misma gráfica con los runs correspondientes a cada eficiencia en este eje.

Procederemos de igual manera para realizar el estudio que con los dos observables anteriores. Buscaremos cambios en la eficiencia y le asignaremos este cambio de tendencia una causa.

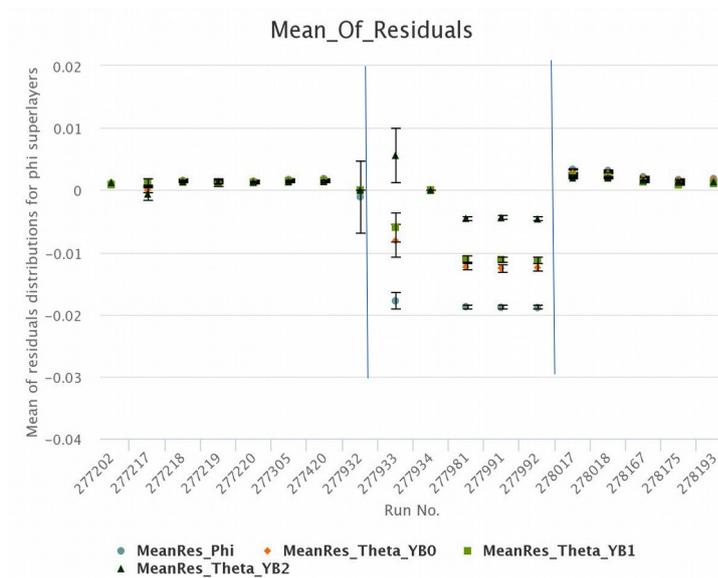
4.3. Estudio de las DTs durante los años del Run II 2016 a 2018

La idea de este epígrafe es hacer un estudio año a año de los observables explicados en el epígrafe anterior. En primer lugar, disponemos de un conjunto de runs en los que se han hecho algún tipo de ajuste, actualización o calibración en las DTs. Utilizando las gráficas que se nos dan buscaremos como estos cambios influyen sobre los observables. Como también hemos comentado

anteriormente, si encontramos algún tipo de cambio de tendencia le buscaremos explicación y también analizaremos su impacto.

- **Runs 277981-277993**

Los primeros runs a analizar son los que comprenden los Runs 277981 a 277993. Este intervalo de runs corresponde a un test llevado a cabo en agosto de 2016 en el cual se probó una nueva calibración.

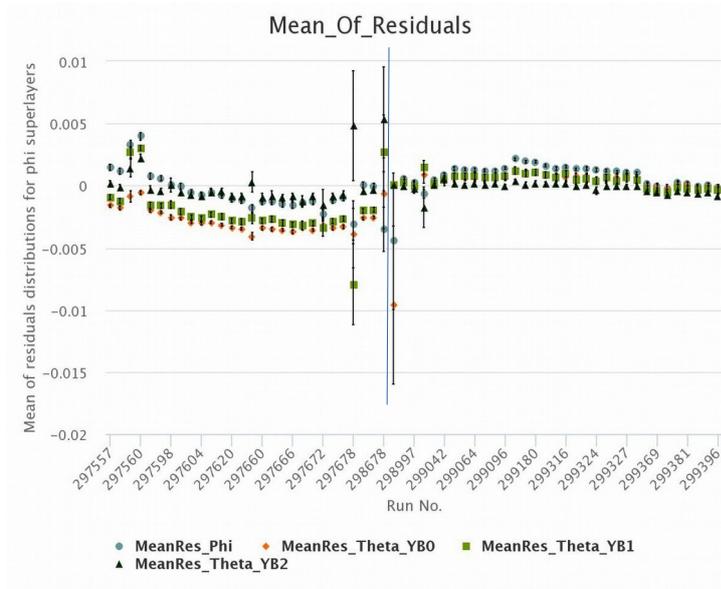


Gráfica 4.8. Media de los residuos en la zona de los runs 277981 y 277993. Tomada de [23].

Podemos observar claramente la zona en la cual se llevo a cabo el test. Observamos como el valor de los residuals durante el test ha aumentado (recordemos que aunque el valor sea negativo, esto solo significa que está a la izquierda de la referencia que hemos impuesto), siendo más notable para las capas ϕ y menos importante para las capas θ más externas.

Al ser runs del año 2016, no tenemos las distribuciones del T_0 (debido a un problema técnico en el HDQM), por tanto, no podemos decir nada sobre este observable. Por último, tampoco podemos decir nada sobre la eficiencia porque al no tener la eficiencia para todos y cada uno de los runs (como en los demás observables), no podemos observar el cambio de tendencia preciso en este intervalo tan pequeño de runs. No obstante, como veremos en los siguientes runs que analizaremos, estos cambios o ajustes que estamos viendo no tienen impacto alguno sobre la eficiencia de las DTs.

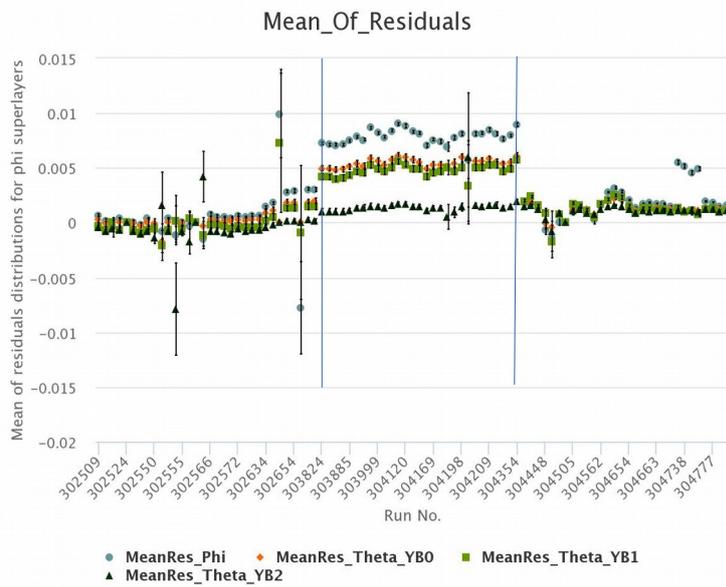
- **Run 299000**



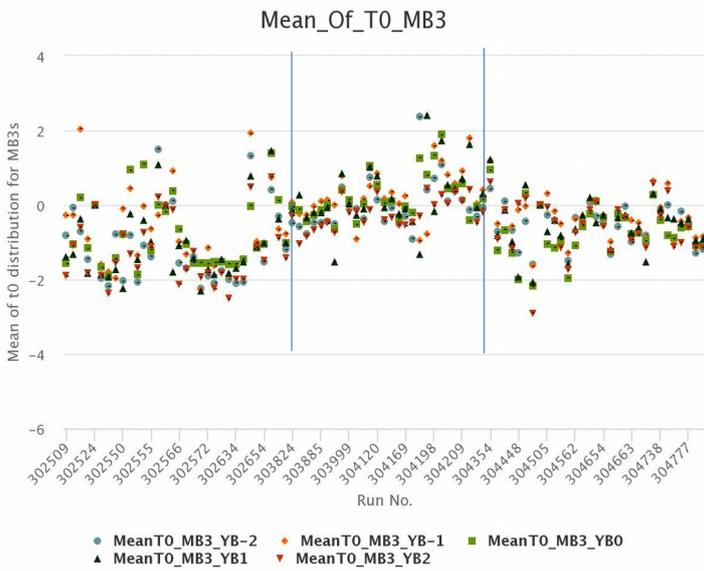
Gráfica 4.9. Media de los residuos en torno al Run 299000. Tomada de [23].

En torno al run 299000, más concretamente entre los runs 298653 y 299650 se realizó una sincronización en θ que provocó un ligero cambio en los residuos. En los residuos de φ , por tanto, no se observa ningún tipo de cambio de tendencia.

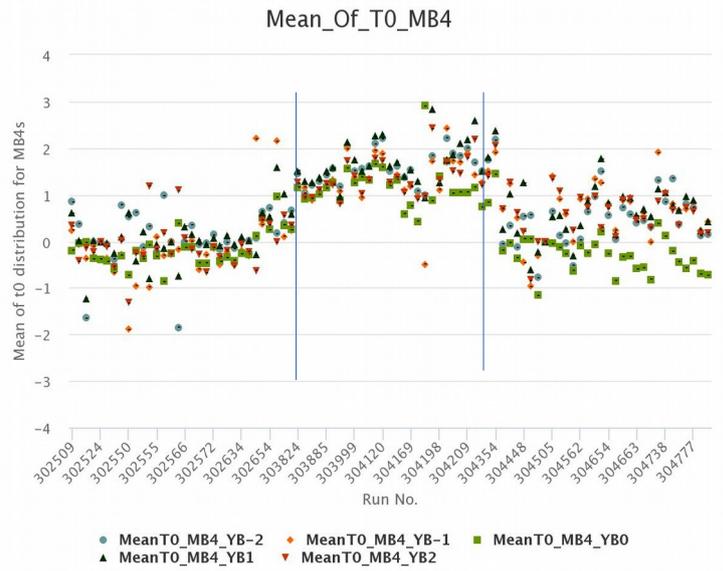
- **Runs 303824-304324**



Gráfica 4.10. Media de los residuos en el intervalo de Runs 303824-304324. Tomada de [23].



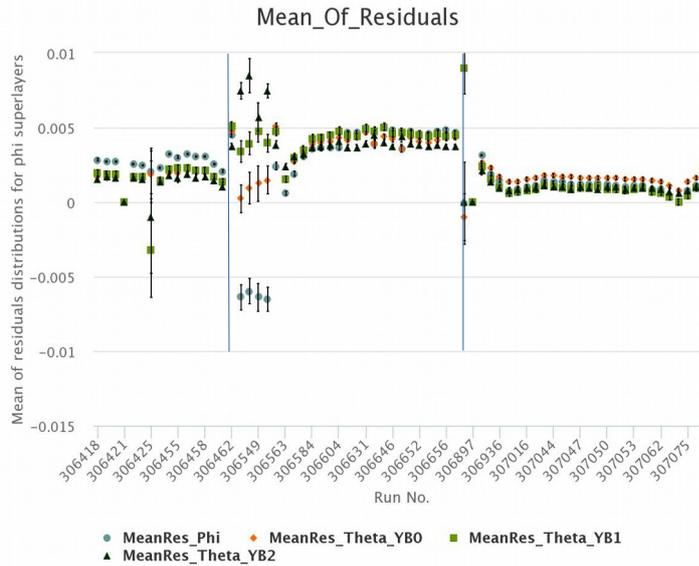
Gráfica 4.11. Distribución del T_0 en el intervalo de runs 303824-304324, estación MB3. Tomada de [23].



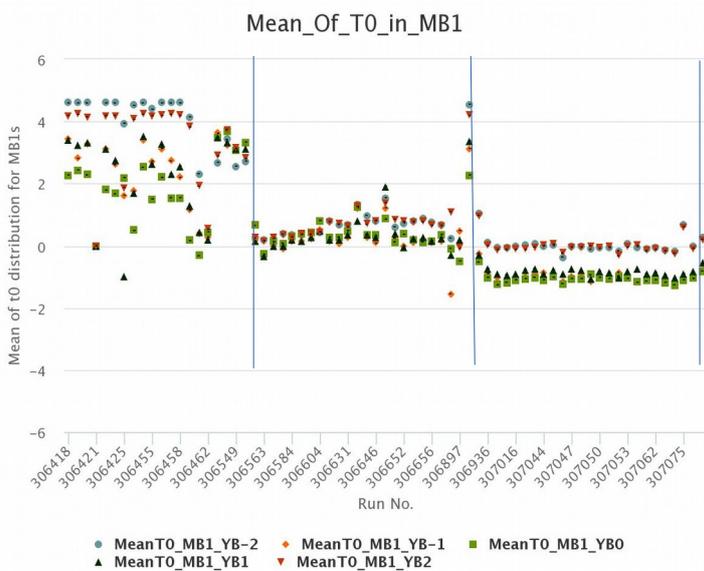
Gráfica 4.12. Distribución del T_0 en el intervalo de runs 303824-304324, estación MB4. Tomada de [23].

Nos encontramos en este periodo de runs un aumento de la media de los residuos y de los T_0 en las estaciones MB3 y MB4. Esto se debe a que al inicio de este periodo se instalaron unas nuevas tarjetas de lectura en los detectores lo que hizo que tanto los residuos como el T_0 (observable que depende directamente de la electrónica), tuviesen una tendencia diferente durante este periodo.

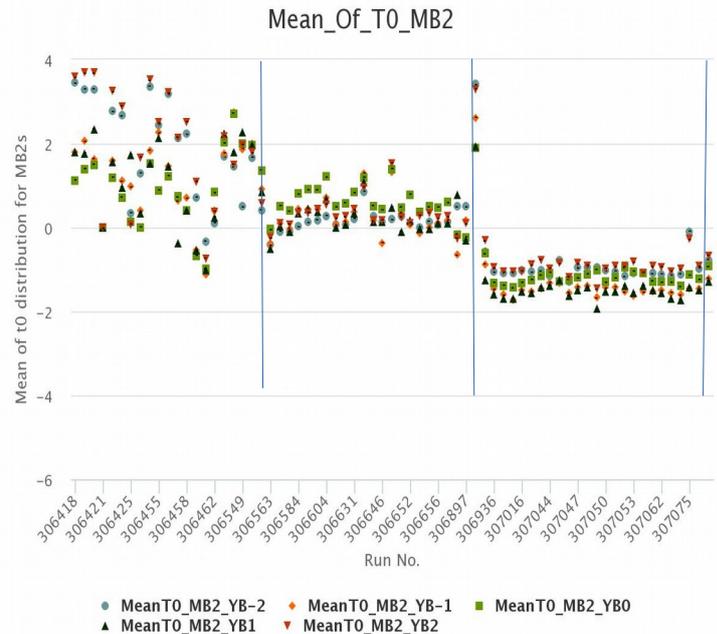
- **Runs 306464-306826 y runs 306828-307082.**



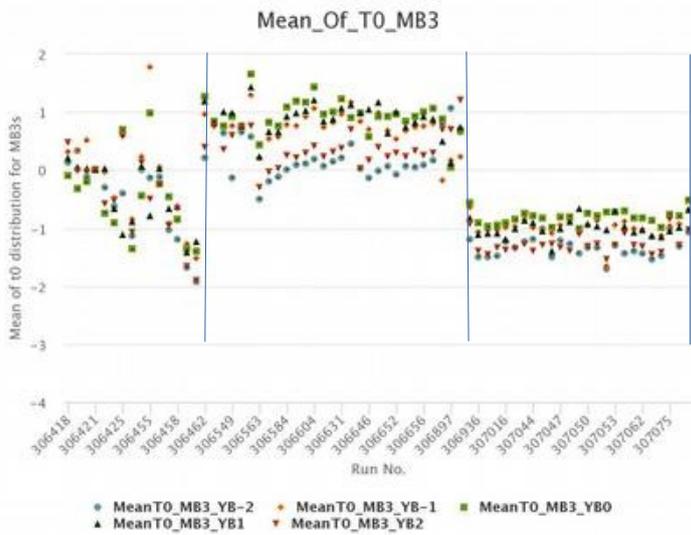
Gráfica 4.13. Media de los residuos en los intervalos de runs 306464-306826 y 306828-307082. Tomada de [23].



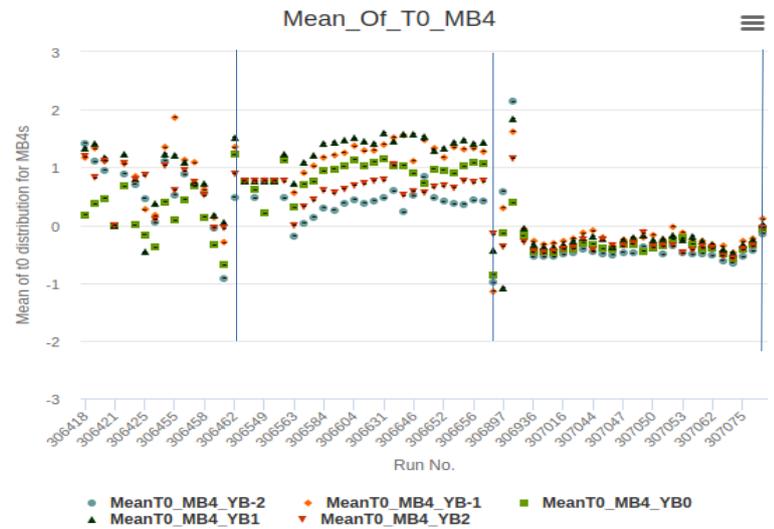
Gráfica 4.16. Distribución del T_0 en los intervalos de runs 306464-306826 y 306828-307082, estación MB1. Tomada de [23].



Gráfica 4.17. Distribución del T_0 en los intervalos de runs 306464-306826 y 306828-307082, estación MB2. Tomada de [23].



Gráfica 4.14. Distribución del T_0 en los intervalos de runs 306464-306826 y 306828-307082, estación MB3. Tomada de [23].

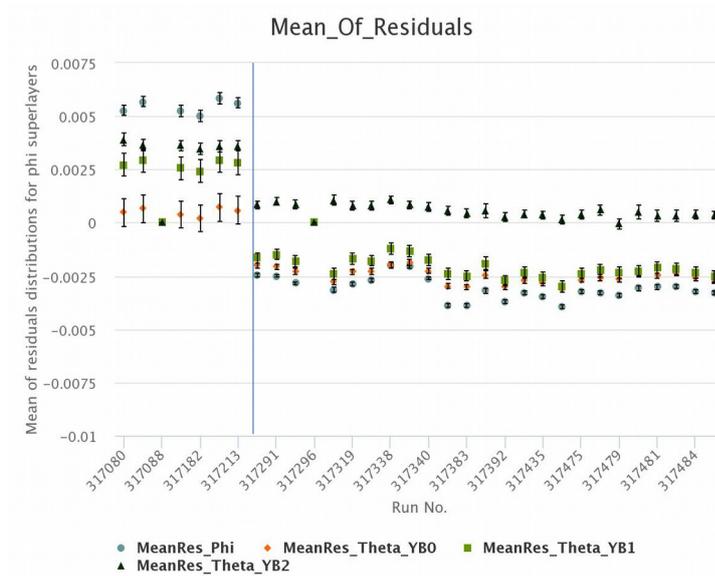


Gráfica 4.15. Distribución del T_0 en los intervalos de runs 306464-306826 y 306828-307082, estación MB4. Tomada de [23].

Podemos observar tanto en la media de los residuos como en las distribuciones de los T_0 de todas las estaciones que existen dos periodos en los que estos valores han cambiado. Dentro de un mismo año existen periodos de runs diferenciados, llamados Eras (Era 2017A, Era 2017B, Era 2017C...). En este caso estamos viendo dos saltos que coinciden con los periodos 2017G y 2017H. En el periodo 2017G se operó a 5 TeV y se bajaron los umbrales de trigger de muones a casi cero. En el periodo 2017H fue de nuevo a 13 TeV pero de bajo pile-up, lo que también provoca un cambio en el trigger de muones. Estos cambios en el trigger se traducen en una baja ocupancia de muones lo que afecta a los residuos.

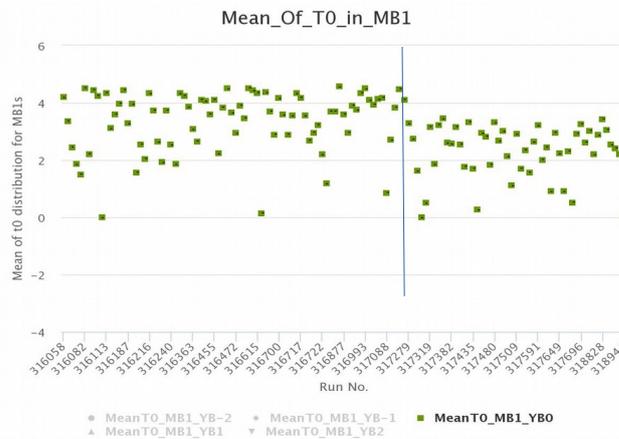
- **Run 317279**

Este run que estudiaremos ahora corresponde a una calibración en tiempo de trigger. Las implicaciones en los observables de esta actualización han sido las siguientes:

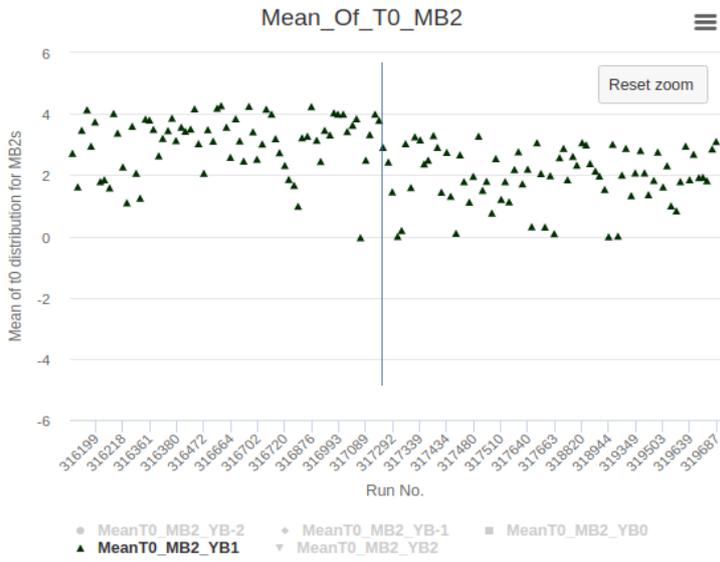


Gráfica 4.18. Media de los residuos antes y después del run 317279. Tomada de [23].

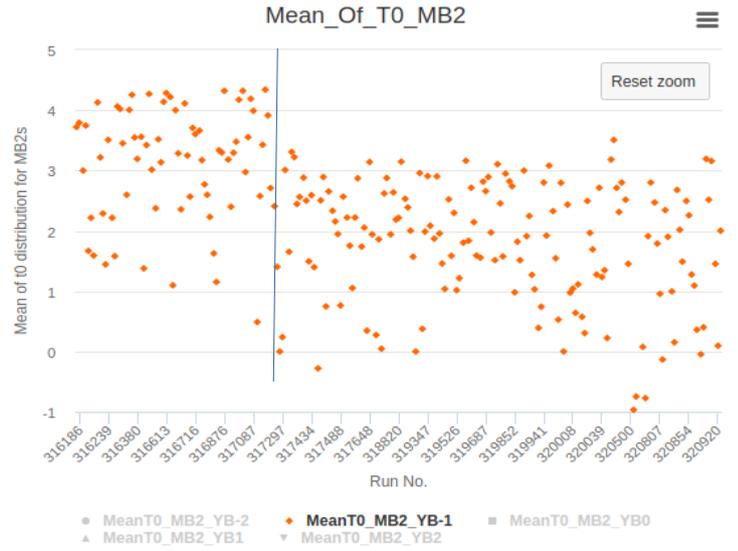
Se aprecia un cambio de tendencia evidente en la media de los residuos antes y después de la actualización de tiempo del trigger. Este cambio de tendencia es más fuerte para las capas ϕ .



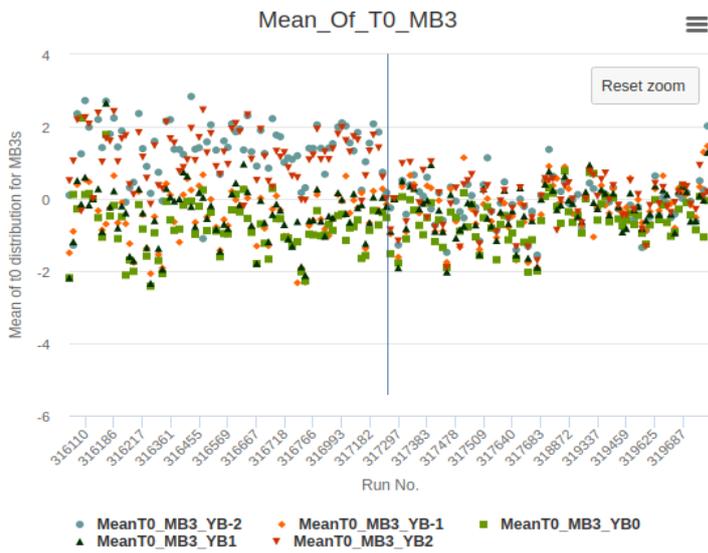
Gráfica 4.19. Distribución del T_0 antes y después del run 317279 en MB1, rueda 0. Tomada de [23].



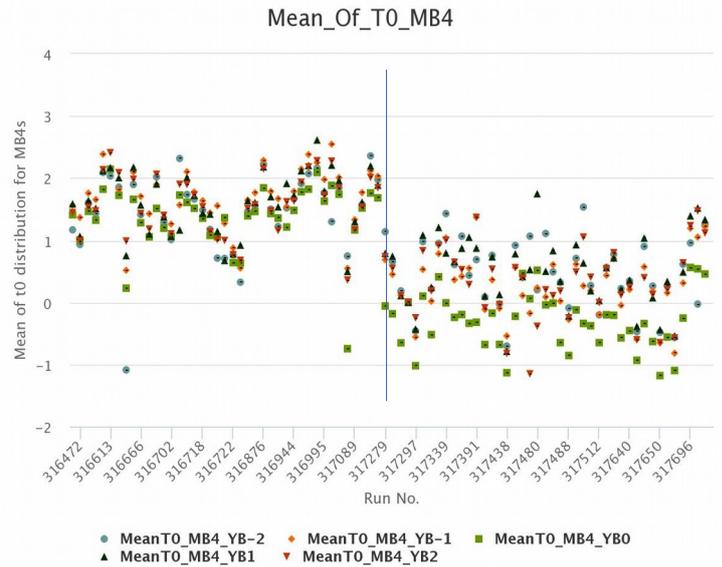
Gráfica 4.20. Distribución del T_0 antes y después del run 317279 en MB2, rueda 1. Tomada de [23].



Gráfica 4.21. Distribución del T_0 antes y después del run 317279 en MB2, rueda -1. Tomada de [23].



Gráfica 4.22. Distribución del T_0 antes y después del run 317279 en MB3. Tomada de [23].

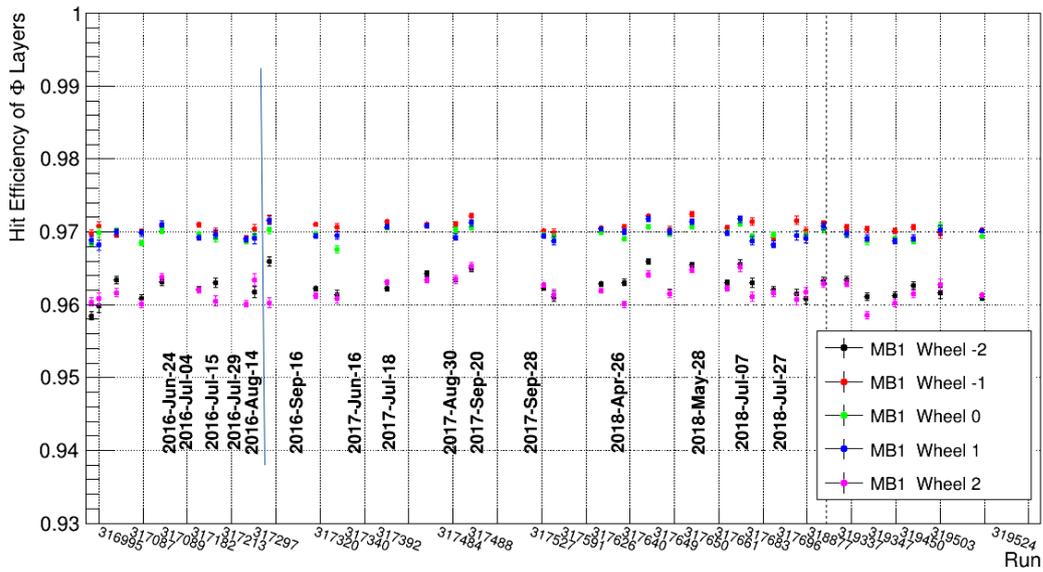


Gráfica 4.23. Distribución del T_0 antes y después del run 317279 en MB4. Tomada de [23].

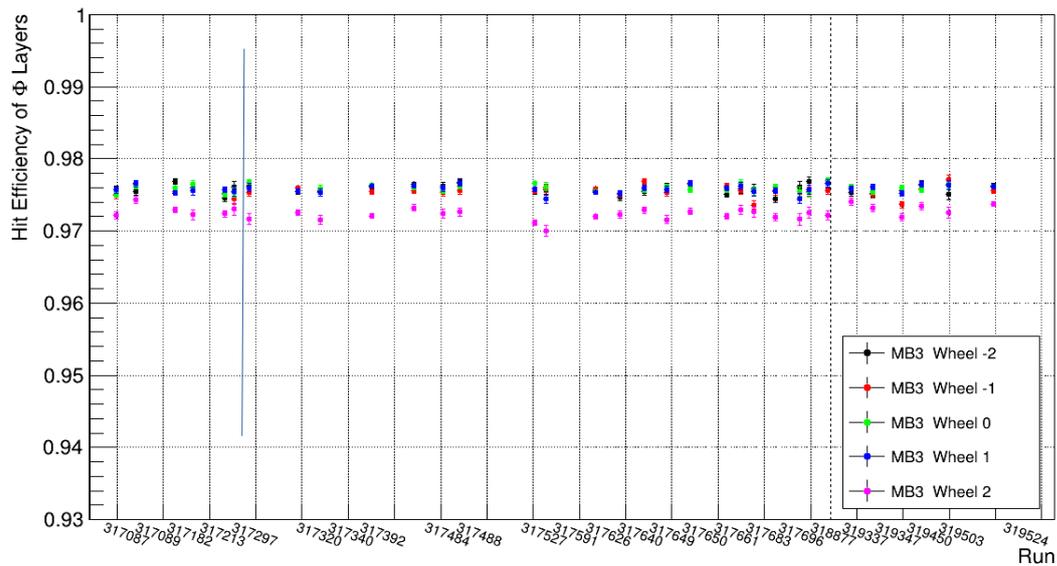
Mientras que para la estación MB1 y la estación MB2 el T_0 parece ser más estable tras el cambio y solo ciertas ruedas se ven afectadas, para las estaciones MB3 y MB4 el cambio de tendencia es

más palpable y afecta a todas las ruedas. En el caso de la estación MB3, el cambio de tendencia va siendo mayor a medida que nos movemos hacia ruedas más externas.

Por último analizaremos si existe algún tipo de cambio de tendencia en la eficiencia en el entorno de este Run.



Gráfica 4.24. Eficiencia para las cámaras phi la estación MB1 en el entorno del run 317279. Tomada de [22].

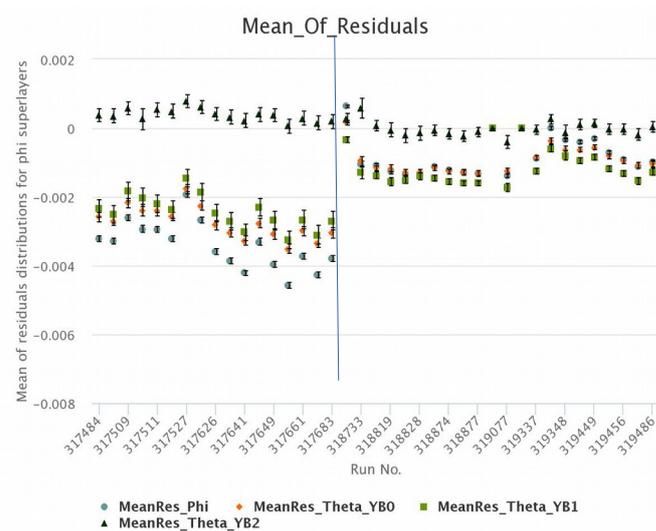


Gráfica 4.25. Eficiencia de las cámaras phi para la estación MB3 en torno al run 317279. Tomada de [22].

Como podemos observar, la eficiencia no se ve afectada para nada debido al cambio en el tiempo de trigger. En este caso solo he puesto dos gráficas de dos estaciones para verificarlo ya que ponerlas todas tampoco nos daría ninguna información adicional a lo que ya sabemos.

- **Run 317684.**

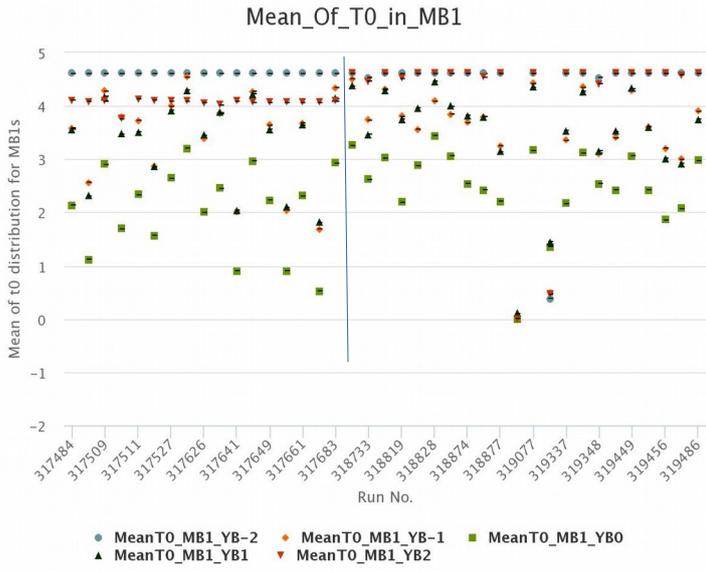
No mucho más lejos que el Run anterior nos encontramos una actualización de la calibración en las DTs.



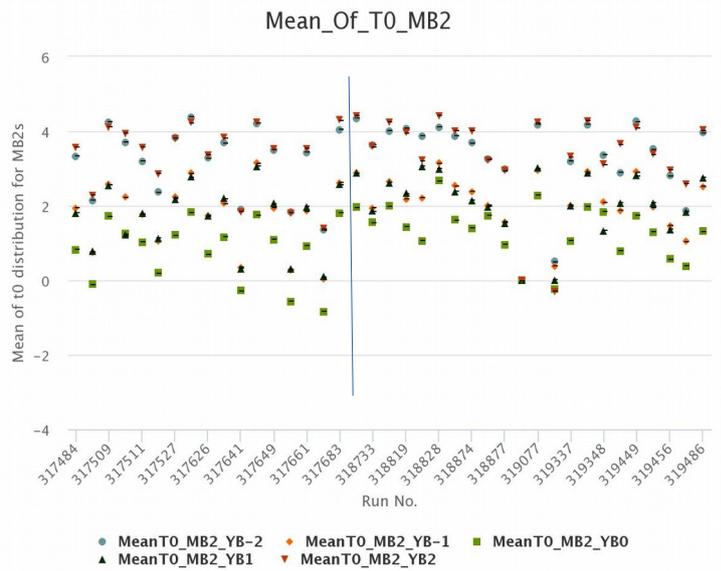
Gráfica 4.26. Media de los residuos en torno al run 317684. Tomada de [23].

Tras una tendencia de aumento del residuo hacia valores negativos, se realiza una actualización de calibración que mejora considerablemente el valor de los residuos que se sitúan en un valor más cercano a 0. Los residuos de las cámaras ϕ son los que vuelven a experimentar un cambio más drástico mientras que en las cámaras θ el salto en el residuo se va haciendo menos importante a medida que nos vamos a ruedas mas externas, incluso se podría decir que para las ruedas 2 el salto es inapreciable.

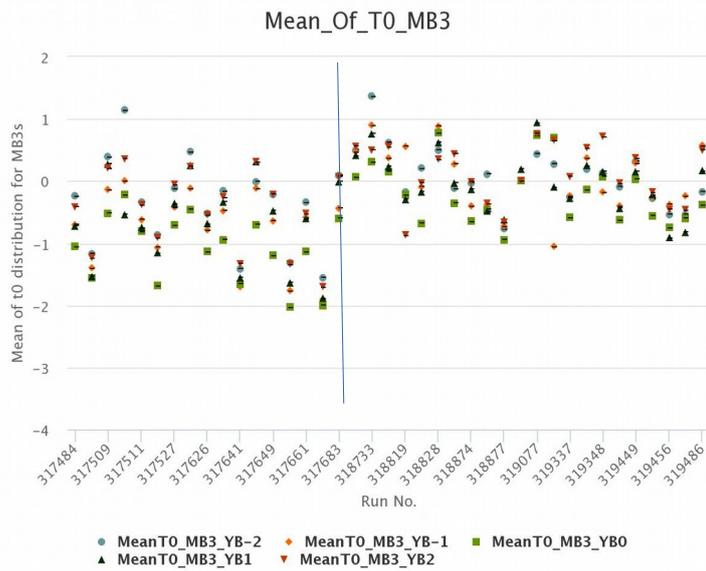
Continuemos viendo que ocurre con el T_0 tras esa actualización de calibración.



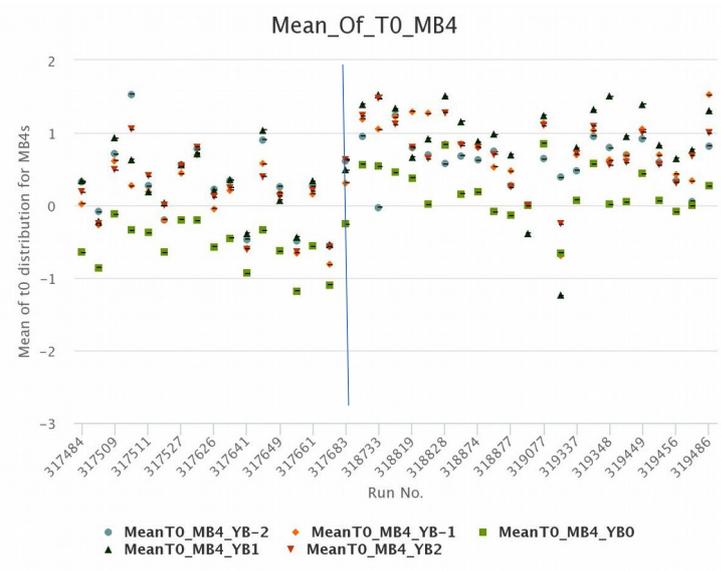
Gráfica 4.27. Distribución del T_0 en torno al run 317684, estación MB1. Tomada de [23].



Gráfica 4.28. Distribución del T_0 en torno al run 317684, estación MB2. Tomada de [23].



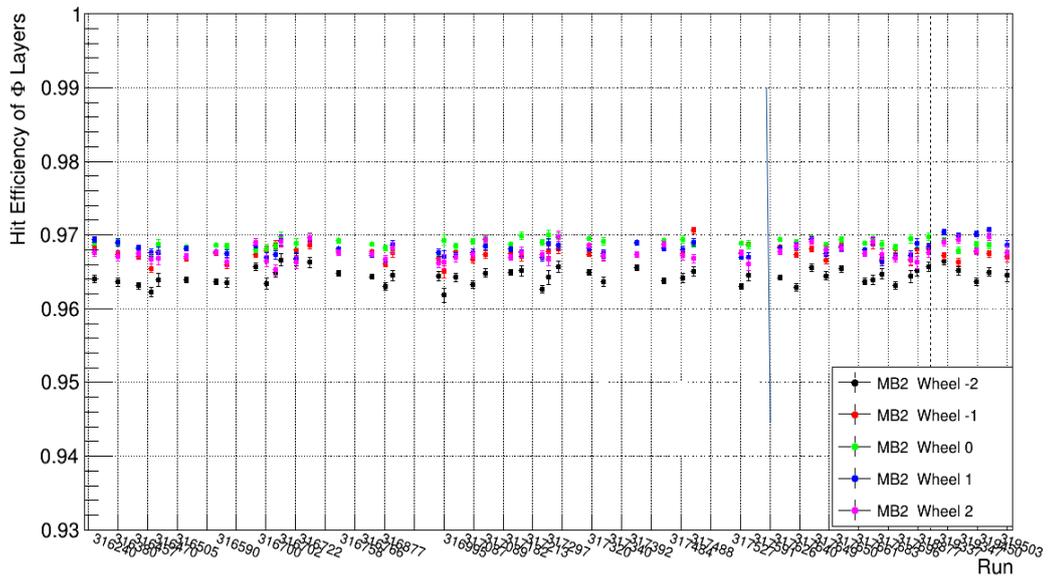
Gráfica 4.29. Distribución del T_0 en torno al run 317684, estación MB3. Tomada de [23].



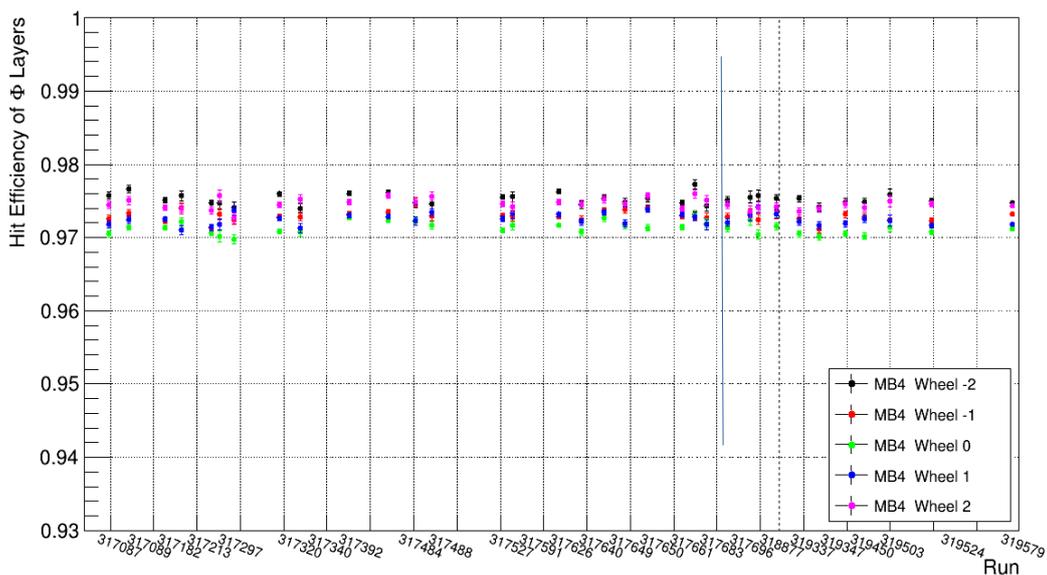
Gráfica 4.30. Distribución del T_0 en torno al run 317684, estación MB4. Tomada de [23].

En las estaciones MB1 y MB2 vemos unos valores de T_0 que no permiten dilucidar ningún tipo de cambio de tendencia debido a la calibración llevada a cabo. En cambio, para las dos estaciones más externas MB3 y MB4 si que podemos apreciar el salto generado por la actualización de calibración.

Por último, miraremos que ocurre con la eficiencia.



Gráfica 4.31. Eficiencia de las cámaras phi para la estación MB2 en torno al run 317684. Tomada de [22].

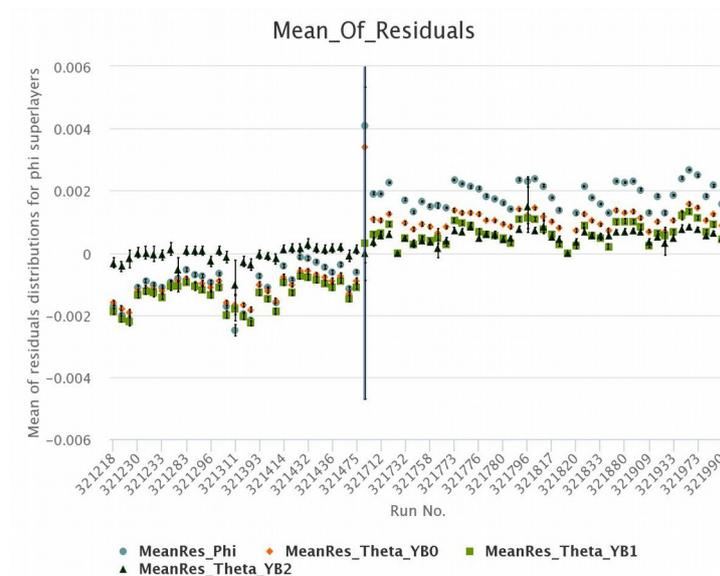


Gráfica 4.32. Eficiencia de las cámaras phi para la estación MB4 en torno al run 317684. Tomada de [22].

En cuanto a la eficiencia podemos comprobar de nuevo que no existe ningún tipo de cambio de tendencia. Nótese que hemos elegido esta vez las estaciones MB2 y MB4, ya que el entorno de este Run se solapa con el anteriormente estudiado, en el que habíamos elegido las estaciones MB1 y MB3 por tanto así podemos ver ya totalmente en todas las estaciones como esta eficiencia no tiene ningún cambio de tendencia para ninguno de los dos últimos Runs estudiados.

- **Run 321476**

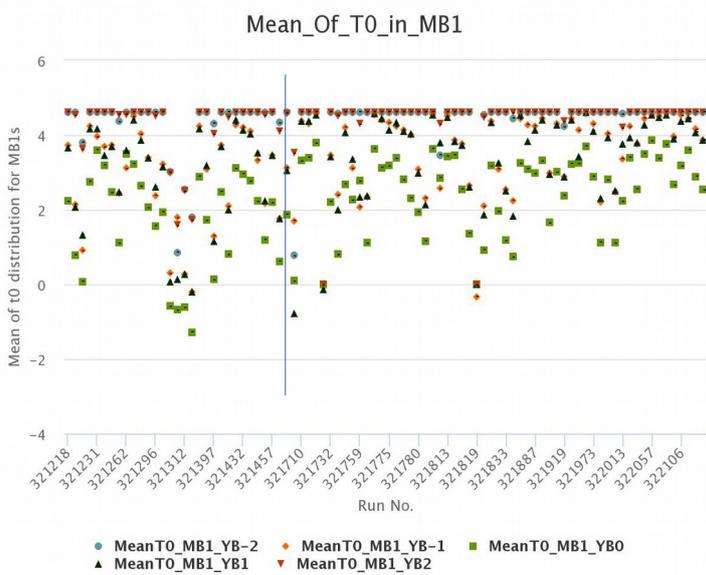
Al igual que en el Run anterior, es este Run se ha llevado a cabo una calibración. Procedemos de igual manera que en los casos anteriores analizando primero los residuos.



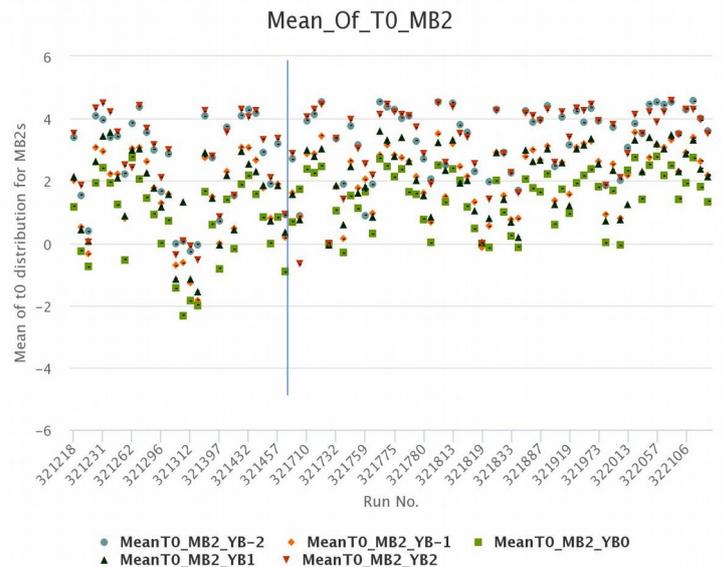
Gráfica 4.33. Media de los residuos en torno al run 321476. Tomada de [23].

De nuevo, podemos comprobar con existe un cambio de tendencia antes y después de la calibración realizada. Cualitativamente poco podemos decir sobre si ha habido una mejoría en el valor de los residuos o no. Al final de este capítulo, se presentará una tabla donde podamos observar estos cambios cuantitativamente de manera que igual podemos decir algo más de ello.

Al igual que en en la actualización de calibración anterior, los T_0 de las estaciones MB1 y MB2 no presentan ningún tipo de cambio de tendencia.



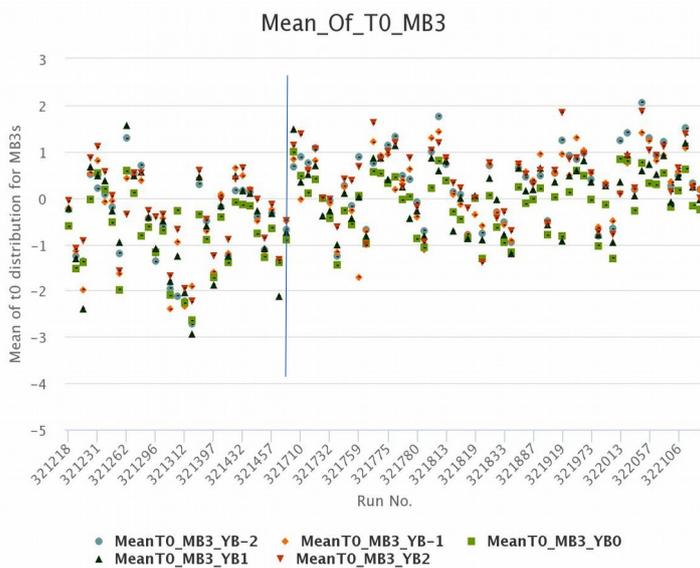
Gráfica 4.34. Distribución del T_0 en torno al run 321476, estación MB1. Tomada de [23].



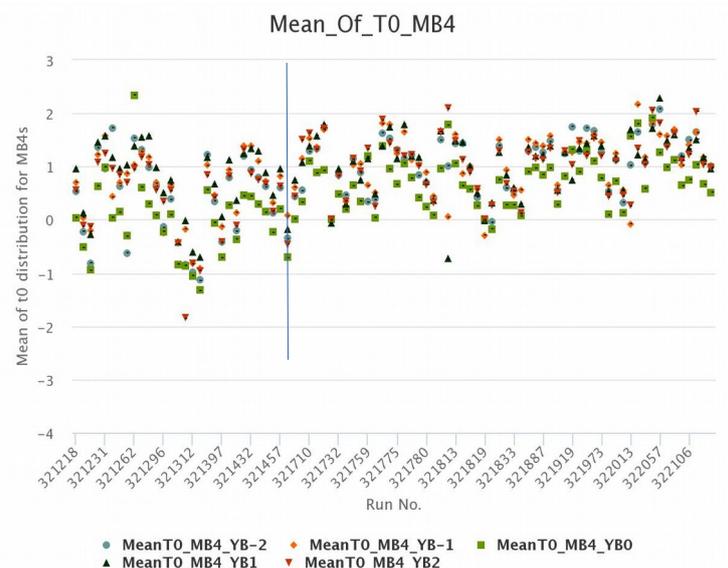
Gráfica 4.35. Distribución del T_0 en torno al run 321476, estación MB2. Tomada de [23].

En las estaciones MB3 y MB4 si que vemos como el T_0 sufre un aumento en el lugar donde se ha producido la actualización de calibración.

Por último, en cuanto la eficiencia ya hemos visto en los runs anteriores que este tipo de cambios y ajustes no tienen un impacto apreciable en ella, a diferencia de los cambios que veremos en el siguiente epígrafe referentes a cambios esperados en un año respecto al anterior.



Gráfica 4.36. Distribución del T_0 en torno al run 321476, estación MB3. Tomada de [23].



Gráfica 4.37. Distribución del T_0 en torno al run 321476, estación MB4. Tomada de [23].

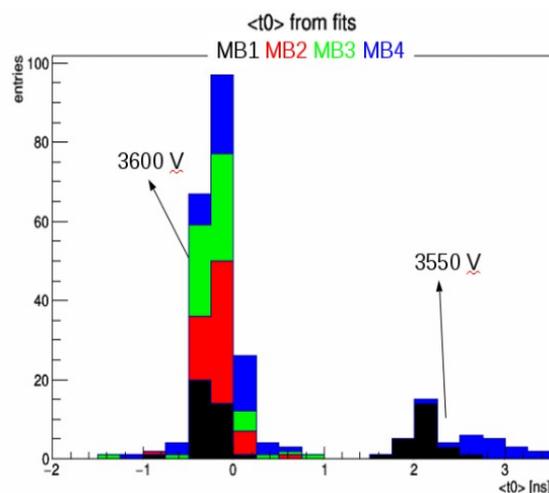
4.4. Cambios en las DTs durante el Run II y su impacto en la eficiencia

Tras analizar cualitativamente que cambios de tendencia existían en nuestros observables en torno a ciertos runs en los que se realizaban algún tipo de cambio o ajuste en las DTs, veremos ahora los cambios que se han realizado entre los años que estamos estudiando, es decir, entre 2016 y 2017 y entre 2017 y 2018, y observaremos como estos cambios han afectado a nuestros observables (esencialmente a la eficiencia). Las magnitudes físicas que se han cambiado entre estos años en las DTs son, el voltaje a las que estas operan (HV), del orden de kV y el voltaje umbral (FET), del orden de mV. Cambios en estas magnitudes físicas provocaran que los valores de la eficiencia y del T_0 se vean afectados, mientras que los residuos no dependen, en primera instancia, de estas magnitudes físicas, por tanto, no los mencionaremos durante este apartado.

4.4.1. Impacto del HV y del FET en el T_0

Tanto los cambios en el voltaje al que operan las cámaras como los cambios en el voltaje umbral tendrán efecto en el T_0 . Esto es lógico, ya que, como habíamos mencionado anteriormente, el T_0 es un observable que depende de la electrónica entre otras cosas.

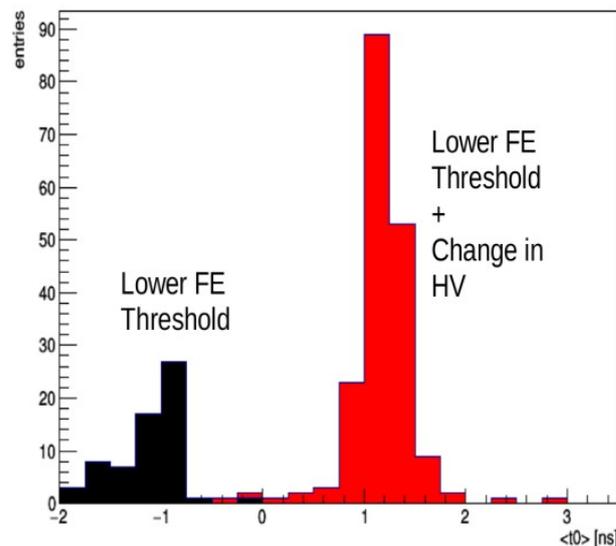
El T_0 es un observable que se debe tener bajo control en todo momento porque al fin y al cabo, es una referencia temporal. Un descenso en el voltaje al que operan las cámaras provocará un aumento en el T_0 . Esto se debe a que un descenso del voltaje en las cámaras genera un campo eléctrico menor entre el ánodo y el cátodo, lo que provoca un cambio en la velocidad de deriva de la celda y consecuentemente un cambio en el T_0 . Podemos ver este hecho en la siguiente distribución correspondiente a los T_0 medidos en julio de 2017.



Gráfica 4.38. Distribución del T_0 en función del voltaje al que operan las cámaras. Tomada de [13].

Lo que tenemos es que ciertas cámaras de las estaciones MB1 y MB4 (más tarde veremos cuales son concretamente) en 2017 funcionaban a un voltaje de 3550 V en vez de a 3600 V como todas las demás, por ello vemos que los valores del T_0 correspondientes a estas cámara están notablemente desplazados hacia valores más altos.

La otra magnitud física que afecta al T_0 es el voltaje umbral de las DTs. Cuando descendemos este voltaje umbral, el valor del T_0 disminuye, al contrario de lo que pasa cuando descendemos el HV.



Gráfica 4.39. Distribución del T_0 en función del cambio realizado en las DTs. Tomada de [13].

A la vista de la gráfica 4.39 y comparándola con la gráfica 4.38 podemos ver claramente el efecto de la disminución del voltaje umbral y como provoca un desplazamiento hacia la izquierda del T_0 . El T_0 es un observable que es importante de comprobar siempre después de realizar cambios de este tipo. Aún así, una vez esté controlado ese valor, tampoco es muy importante si este valor es uno u otro en tanto en cuanto es solo fruto de una referencia temporal impuesta.

4.4.2. Impacto del HV y del FET en la eficiencia

Al contrario que como ocurría con el T_0 , y como es lógico, es esencial no solo controlar cual es el valor de la eficiencia sino que también debemos mantenerla lo más cercana al 100% posible. El envejecimiento de las DTs es un factor que afecta obviamente a la eficiencia. En pos de alargar la vida útil de los detectores lo que se hace es disminuir el voltaje al que operan. Una disminución del

HV conlleva una disminución de la eficiencia. Aquí, entra en juego el voltaje umbral. Si disminuimos este, la eficiencia aumentará. Por tanto, la idea de los cambios de estas magnitudes entre los años 2016 y 2018 será alargar la vida útil de las DTs al mismo tiempo que se optimiza la eficiencia.

Alargar esta vida útil es importante ya que en torno a 2026 con el Run IV comenzará la etapa de alta luminosidad HL-LHC (imagen 4.3.) donde se esperan alcanzar valores de luminosidad instantánea de $8 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, es decir, cuatro veces los máximos alcanzados en la actualidad (valor optimista, el valor optimista nominal sería de $5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) (Gráfica 2.2). Debido a ello, la radiación que sufrirán las DTs aumentará al menos en un factor 2.5.

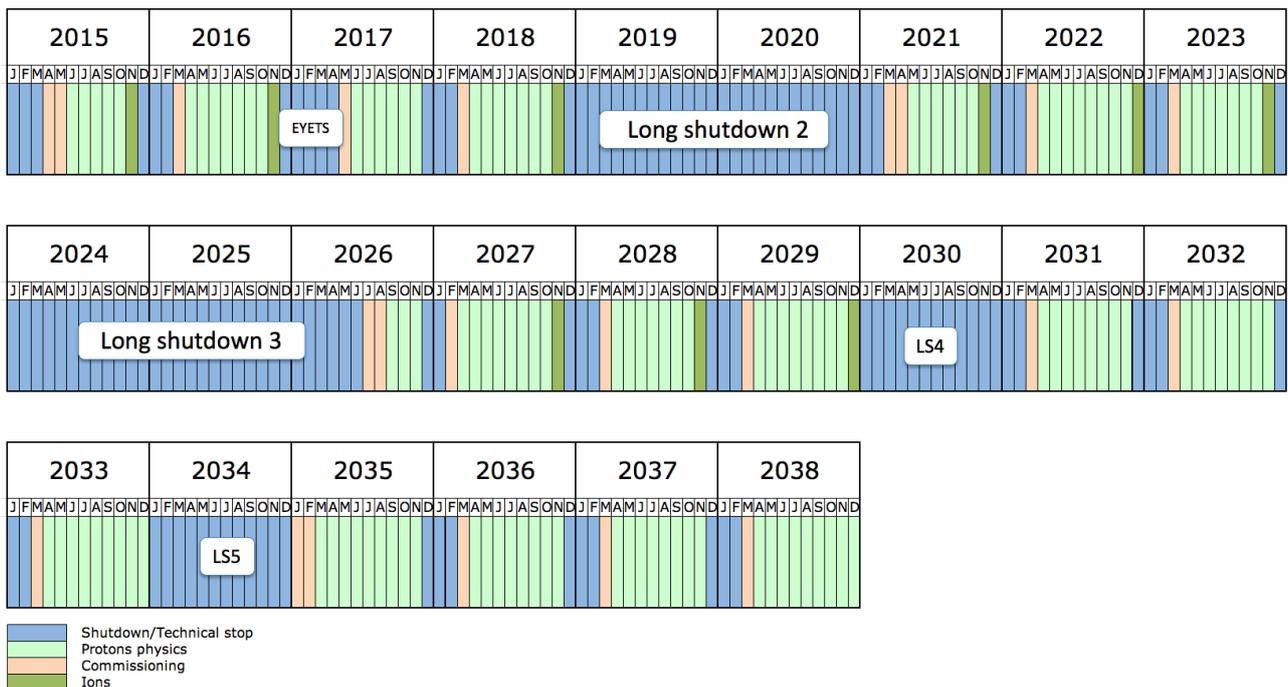
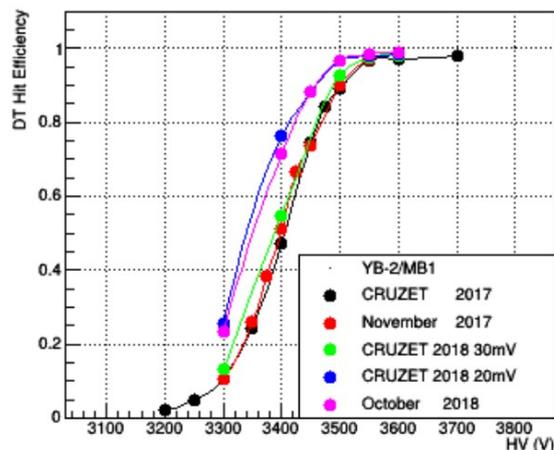


Imagen 4.3. Plan del LHC. Tomada de [29].

Podemos ver en la siguiente gráfica como se comporta la eficiencia dependiendo de como juguemos con estos valores. Esta gráfica se realizó utilizando datos de muones cósmicos.

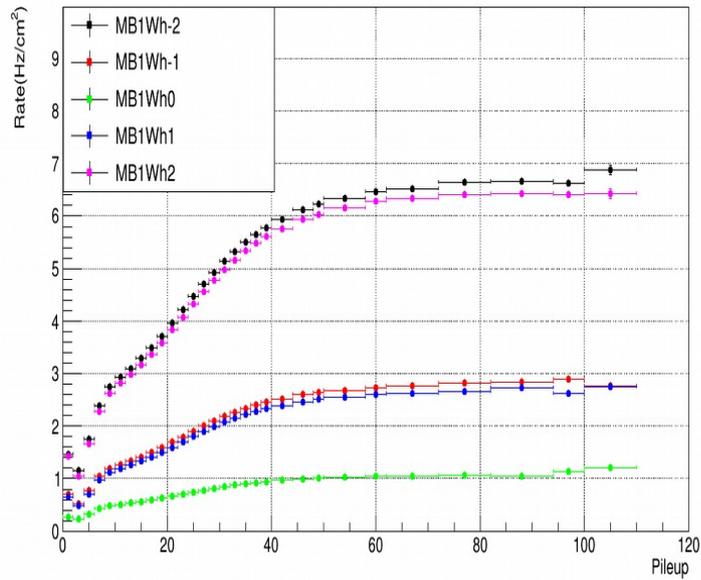


Gráfica 4.40. Eficiencia de las DTs estación MB1, rueda -2 para diferentes valores del HV y del FET. Cruzet significa que el campo magnético era 0 durante la toma de datos. Tomada de [24].

Lo primero que salta a la vista es el descenso de la eficiencia con el descenso del HV como era de esperar, tal y como habíamos explicado en el capítulo 3 cuando hablábamos del funcionamiento de los detectores gaseosos. Otra cosa que podemos ver es como con el descenso del voltaje umbral a 20 mV (línea azul), la eficiencia es mayor para mismos HVs que cuando el voltaje umbral se sitúa 30 mV (línea verde, por ejemplo).

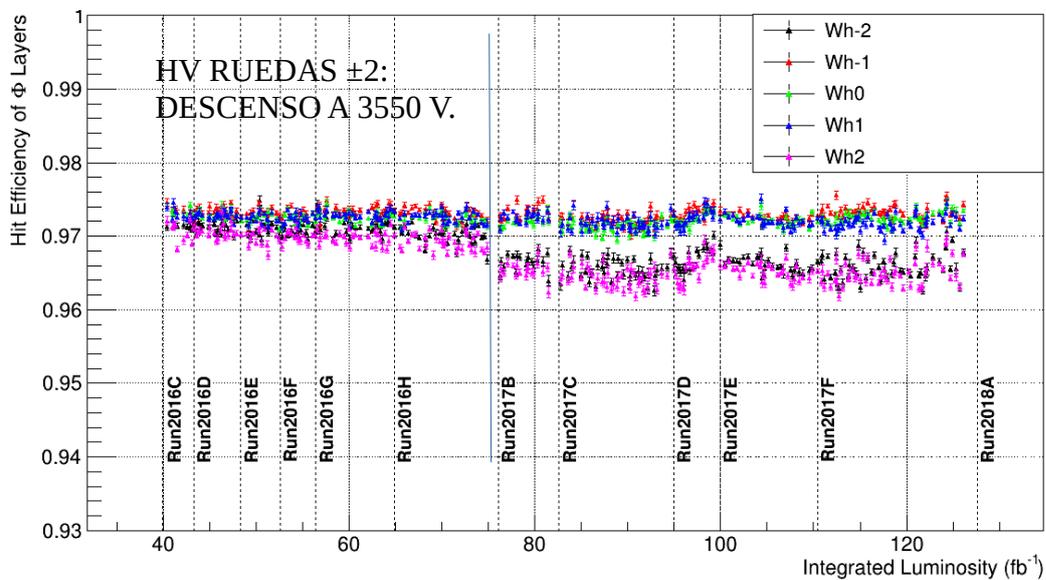
4.4.3. Cambios en el HV y en el FET entre los años 2016 y 2018

Antes del año 2017 todas las cámaras operaban a un voltaje de 3600 V (excepto al final de la toma de datos de 2016 cuando se sometió a un descenso del voltaje a la rueda -2 de los sectores 3,4 y 5 de la estación MB4) y un voltaje umbral de 30 mV. Los cambios que se llevaron para el periodo de toma de datos del año 2017 fueron los descensos de los HVs de 3600 V a 3550 V en dos zonas del detector, siempre con el fin de prevenir el envejecimiento prematuro de los detectores. Primero, en las ruedas más externas de la estación MB1 (ruedas 2 y -2) que, debido al fondo producido por el pile-up procedente de la región de interacción, tienden a envejecer más rápido (gráfica 4.41).



Gráfica 4.41. Fondo vs Pile-up para la estación MB1. Tomada de [22].

Vemos como claramente las ruedas más externas son las más afectadas por el fondo procedente de la región de interacción. Además, este fondo será menor a medida que nos vayamos a estaciones más externas, ya que al estar más alejadas de la región de interacción menos partículas de fondo llegarán hasta ellas.



Gráfica 4.42. Eficiencia de la estación MB1 durante los años 2016 y 2017. Tomada de [22].

Si observamos la gráfica 4.42 podemos ver como precisamente cuando comienza el año 2017 la eficiencia de las ruedas 2 y -2 de la estación MB1 desciende como cabía esperar tras el cambio en el HV. Mientras tanto, todas las demás ruedas que no han sufrido ningún cambio, no sufren ningún tipo de cambio de tendencia durante todo este periodo.

La segunda zona donde se descendió el HV fue en las cámaras de los sectores 3, 4 y 5 (también llamadas cámaras MB4-top). Esta zona es la que más expuesta está al fondo producido por los neutrones térmicos que se producen en las colisiones y llenan los huecos que hay en esos sectores como si de un gas se tratase. Es por ello que que esta zona también es propicia de sufrir un envejecimiento rápido de sus detectores. En este caso, todas las ruedas sufrieron el cambio del voltaje al que operaban. De manera que un esquema de como quedarían los voltajes para el año 2017 sería como vemos en la imagen 4.4.

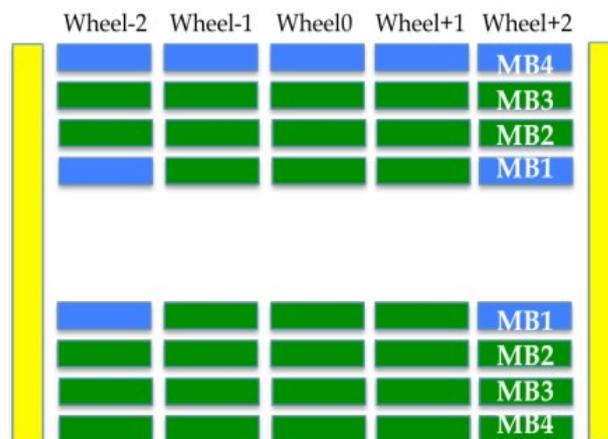
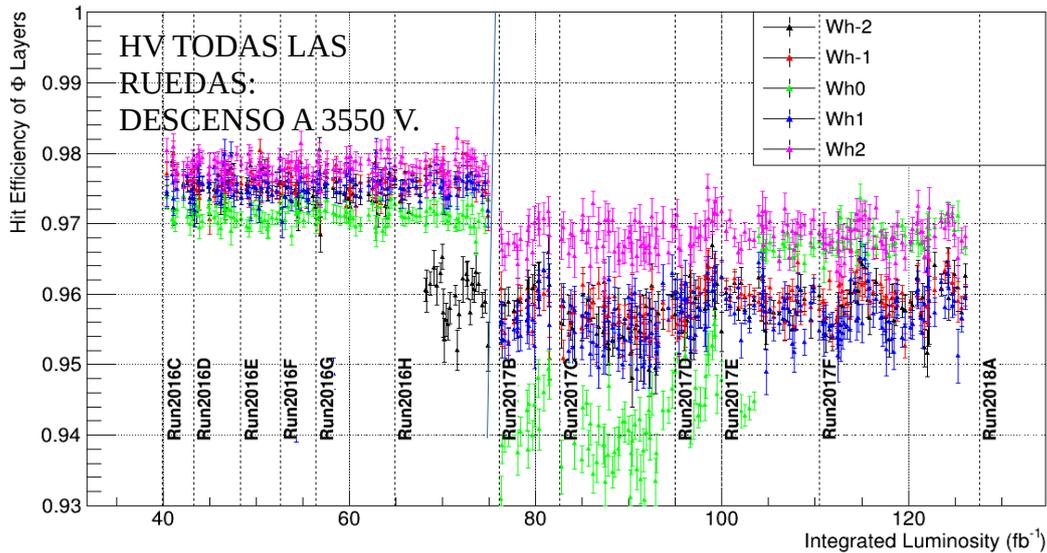


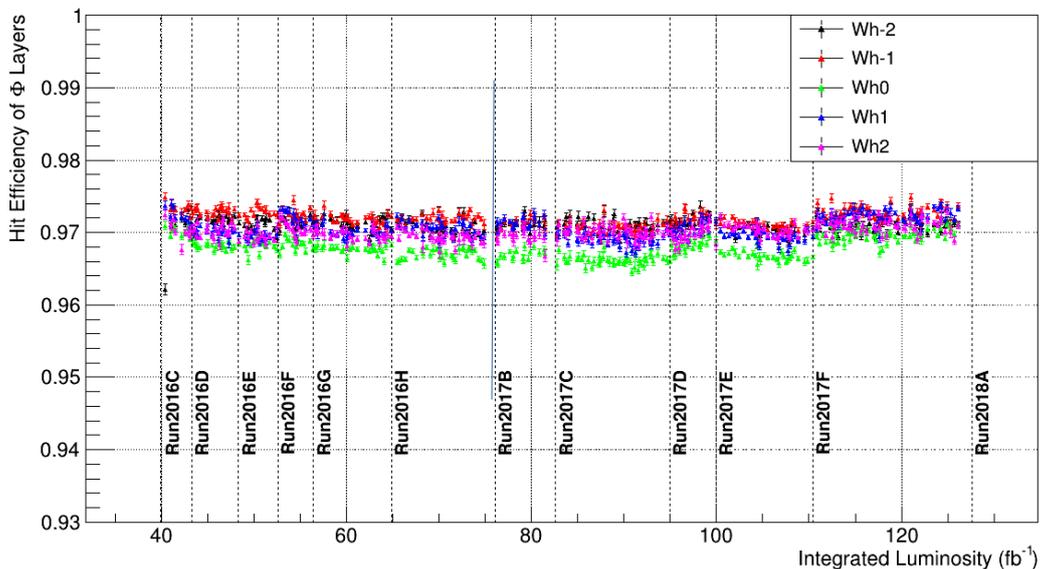
Imagen 4.4. Voltajes en las cámaras en 2017. En verde DTs a 3600 V y en azul oscuro DTs a 3550 V. FET=30 mV. Tomada de [25]



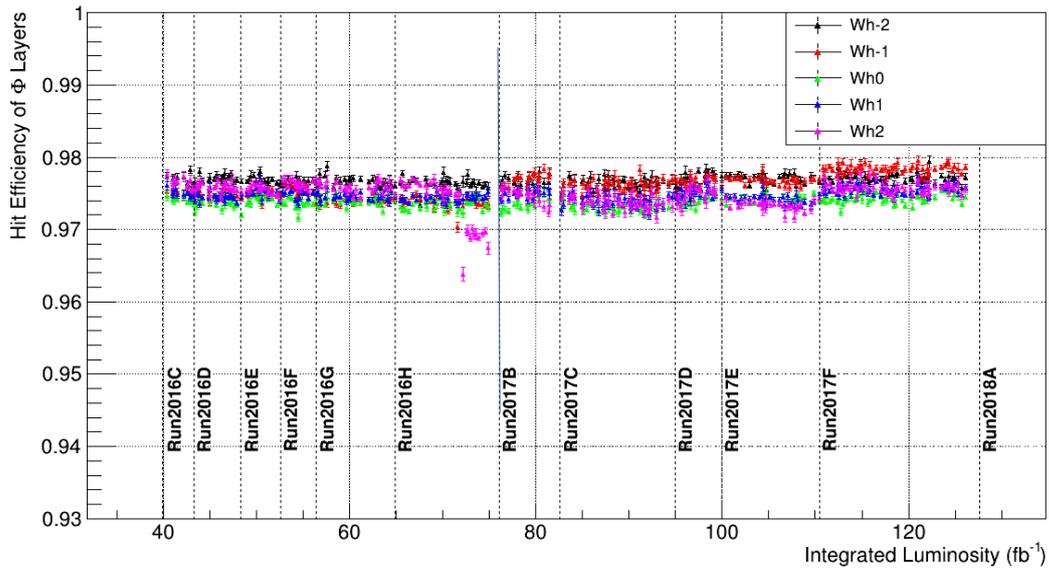
Gráfica 4.43. Eficiencia de la estación MB4-top durante los años 2016 y 2017. Tomada de [22].

Volvemos a ver como el cambio realizado en el voltaje a partir del 2017 ha provocado un descenso en la eficiencia de todas las ruedas de la estación MB4-Top, siendo más acentuado para la rueda 0. Esto se debe a que en la rueda 0 la trayectoria del muon es prácticamente perpendicular a la cámara, lo que se traduce en una distancia menor recorrida en las DTs y por tanto, menos carga ionizada. Si a esto le añades una bajada en el HV, es lógico que esta rueda sea la más afectada.

También vemos lo que habíamos comentado ya al principio de este epígrafe, para la rueda -2 este cambio se realizó ya en 2016 y es por ello que podemos observar el descenso de la eficiencia antes que para las demás ruedas.



Gráfica 4.44. Eficiencia de la estación MB2 durante los años 2016 y 2017. Tomada de [22].



Gráfica 4.45. Eficiencia de la estación MB3 durante los años 2016 y 2017. Tomada de [22].

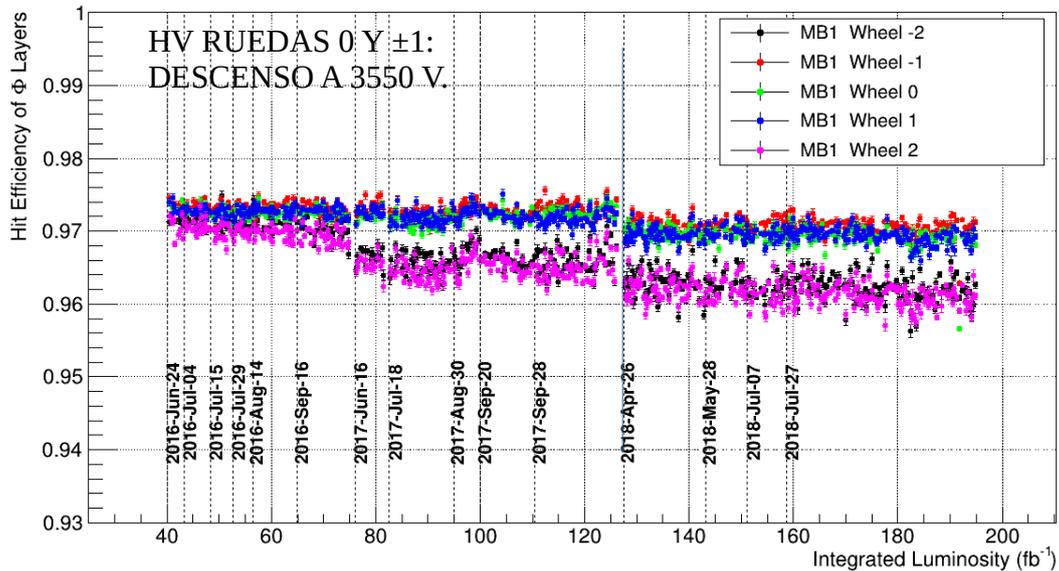
Salvo muy ligeros cambios casi inapreciables y un descenso repentino durante una serie de runs de la eficiencia en la rueda 2 de la estación MB3, durante los años 2016 y 2017 la eficiencia de las estaciones MB3 y MB2 han permanecido sin ninguna alteración como era de esperar.

Hasta 2017, el voltaje umbral de los detectores fue de 30 mV. Esto cambió en 2018 cuando se bajó este voltaje umbral a 20 mV. En cuanto a los voltajes se volvieron a bajar de nuevo en las zonas que recibían más fondo de la estación MB1 y también en varias DTs que operaban a 3600 V quedando un esquema de voltaje en las DTs como vemos en la imagen 4.2.



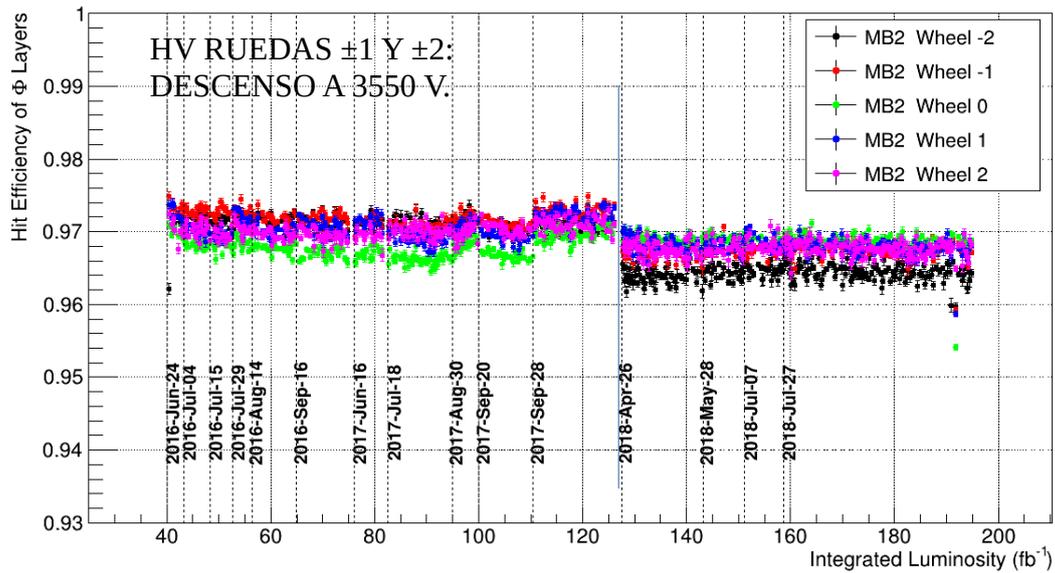
Imagen 4.5. Esquema de los voltajes en 2018. En verde DTs a 3600 V, en azul oscuro a 3550 V y en azul claro a 3500 V. FET=20 mV. Tomada de [25].

Observamos las gráficas ahora hasta el año 2018 para observar como los cambios de la imagen 4.5 junto al cambio en el voltaje umbral afectan a la eficiencia.



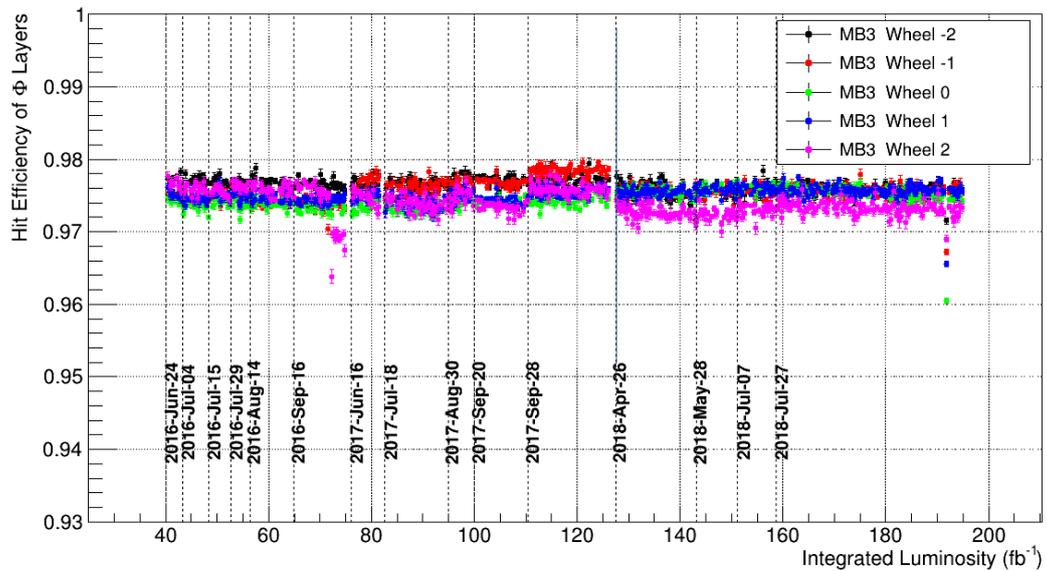
Gráfica 4.46. Eficiencia de la estación MB1 durante los años 2016, 2017 y 2018. Tomada de [22].

En la estación MB1 vemos como en 2018 vuelven a descender las eficiencias de todas las ruedas pero no tanto como en el cambio de 2016 a 2017. Esto era de esperar, ya que, se han vuelto a bajar los HVs de todas las ruedas. Que el descenso sea menor que en el año 2017 también era de esperar ya que recordemos que el voltaje umbral se ha descendido a 20 mV lo que compensa en cierta parte el descenso en el HV.



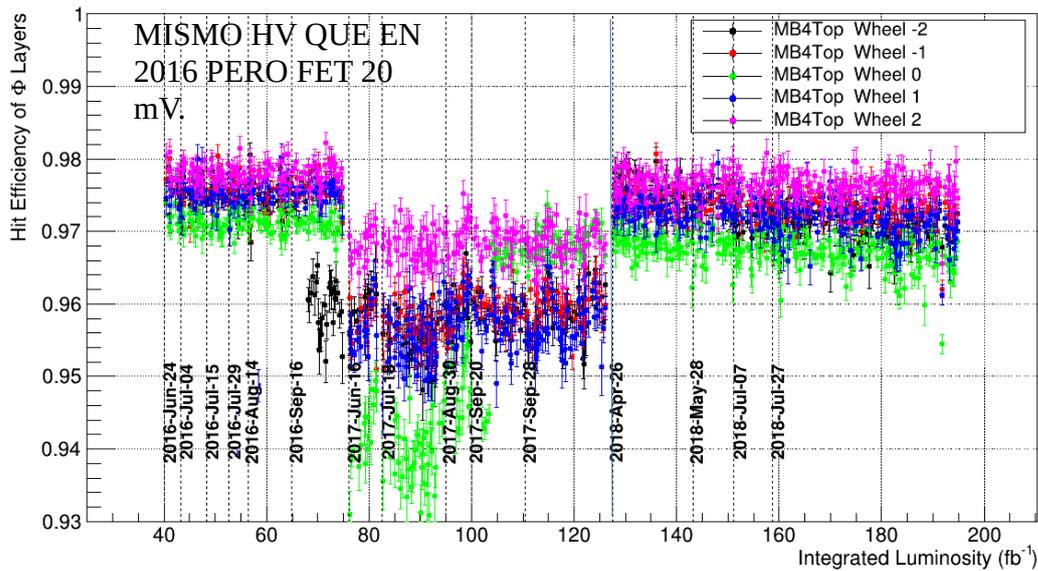
Gráfica 4.47. Eficiencia de la estación MB2 durante los años 2016, 2017 y 2018. Tomada de [22].

En la estación MB2 vemos como en todas la ruedas excepto la 0, que no ha sufrido ningún cambio, la eficiencia ha descendido pero como en el caso de la estación MB1, el descenso es menos importante que en 2017 debido al cambio en el voltaje umbral.



Gráfica 4.48. Eficiencia de la estación MB3 durante los años 2016, 2017 y 2018. Tomada de [22].

Volvemos a ver el mismo que en el caso de la estación MB2, pero en este caso el descenso en el HV solo se la ha aplicado a las ruedas más externas por tanto solo en estas descienden ligeramente las eficiencias (se ve más claramente con la rueda 2, ya que los datos de la -2 se solapan con los demás).

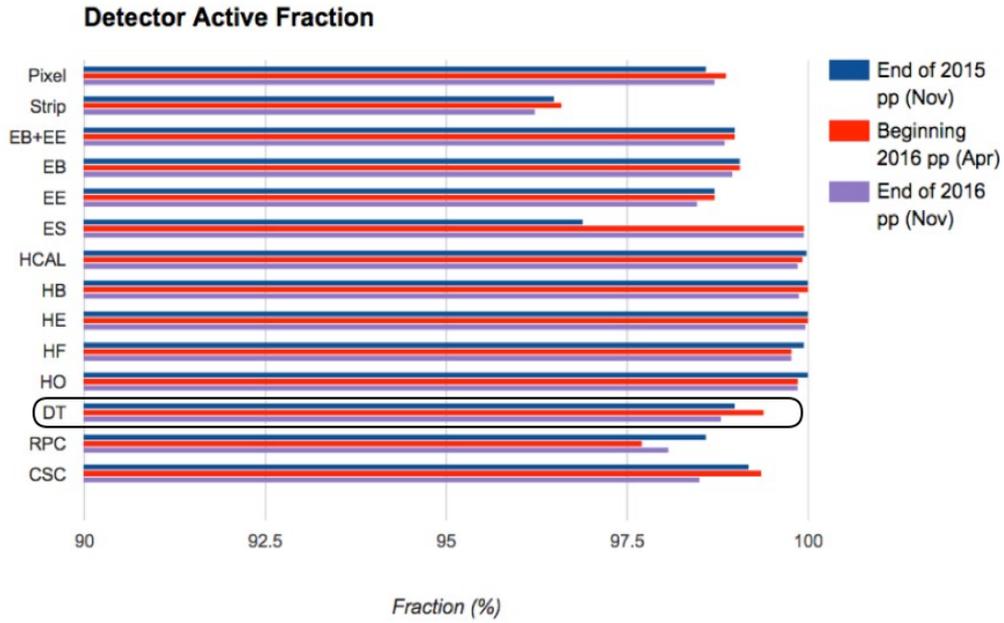


Gráfica 4.49. Eficiencia de la estación MB4-top durante los años 2016, 2017 y 2018. Tomada de [22].

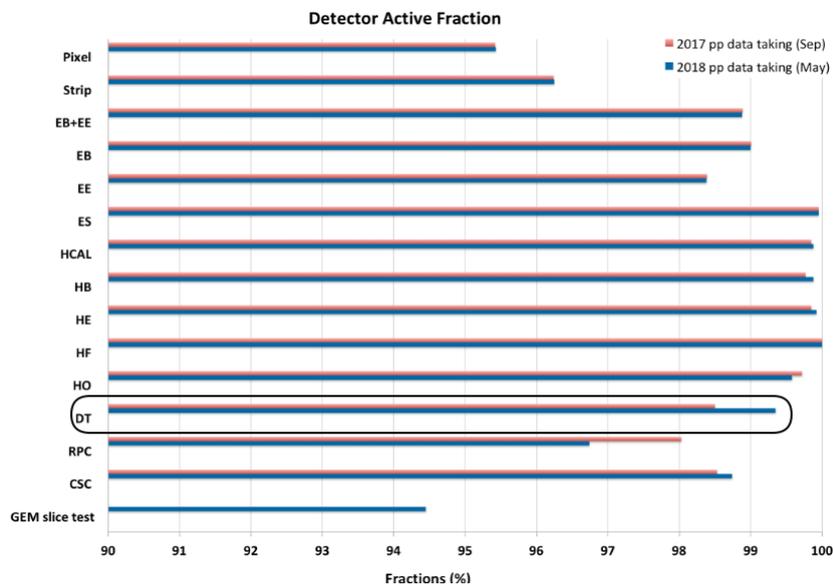
En la estación MB4-top, podemos ver como se ha recuperado la eficiencia inicial de antes de bajar los voltajes gracias al descenso en el voltaje umbral. He elegido esta gráfica para presentarla y no la de la estación MB4 completa ya que aquí podemos ver claramente el cambio que produce el cambio en el voltaje umbral por si solo.

Por último, destacar que siempre existe un pequeño porcentaje de DTs que dejan de funcionar a lo largo del año. Estas DTs no son tomadas en cuenta para los cálculos de las eficiencias que hemos visto hasta ahora. Estas DTs son recuperadas durante la parada técnica que se realiza en fin de año.

Podemos ver en las siguientes gráficas el porcentaje de canales activos de los diferentes subdetectores de CMS y por tanto de las DTs.



Gráfica 4.50. Canales activos a finales de 2015 y a principios y a finales de la toma de datos de 2016. Tomada de [27].



Gráfica 4.51. Comparación de canales activos de los años 2017 y 2018. Tomada de [27].

Podemos observar como tenemos una recuperación de canales perdidos a principios del año siguiente. Además siempre estamos por encima de un 98% de canales activos.

Para finalizar este capítulo, presentaremos una tabla resumen con los cambios que se han hecho en la diferencia de potencial (HV) y en el voltaje umbral (FET) viendo como ha variado la eficiencia. Presentaremos también una tabla con los saltos en los runs causados por los distintos cambios y ajustes.

AÑO	CAMBIO	ESTACIÓN	RUEDAS	VARIACIÓN
2016-2017	DISMINUCIÓN DE 3600 V A 3550 V DE LAS DTs MB4-TOP Y RUEDAS +2 Y -2 DE LA ESTACIÓN MB1.	MB1	-2,+2	~-0.5%
		MB4-TOP	-1,1	~-2%
			0	~-3%
			-2,2	~-1%
2017-2018	DISMINUCIÓN A 3500 V LAS DTs DE LAS RUEDAS 2 Y -2 MB1. DISMINUCIÓN A 3550 DE TODAS LAS DTs MENOS RUEDA 0 MB2 Y RUEDAS 0,-1 Y +1 MB3. VOLTAJE UMBRAL DESCENDIDO A 20 mV EN TODAS LAS DTs.	MB1	EN GENERAL	DESCENSO < 0.5%
		MB2	EN GENERAL	DESCENSO < 0.5%
		MB3	EN GENERAL	DESCENSO < 0.5%
		MB4-TOP	TODAS	SE RECUPERAN LOS VALORES DE EFICIENCIA DE 2016 APROXIMADAMENTE.

Tabla 4.1: Variación de la eficiencia durante el periodo de toma de datos de 2016-2018.

Podemos comprobar en la tabla 4.1. como aunque en las gráficas puedas ser perceptibles a simple vista dada la escala a la que está, realmente estamos hablando de unas variaciones porcentuales muy pequeñas.

Obviamente esto es muy buena señal ya que lo que significa esto es que estamos alargando la vida de nuestros detectores a cambio de perder muy poca eficiencia.

Hacemos lo mismo pero ahora con los residuos (tabla 4.2) con la idea de ver el orden de magnitud de los saltos y el impacto de cada cambio o ajuste.

Run	Cambio	Rueda/ Estación	Valor medio antes (cm)	Valor medio después (cm)	Variación (cm)
277981- 277993	TEST NUEVOS 'DELAYS'	φ	0.0021	-0.0188	0.0210
		$\theta/YB0$	0.0019	-0.0125	0.0144
		$\theta/YB1$	0.0017	-0.0112	0.0129
		$\theta/YB2$	0.0016	-0.0045	0.0061
~299000	SINCRONIZACI ÓN EN θ	φ	~0	~0	~0
		$\theta/YB0$	-0.0036	~0	0.0036
		$\theta/YB1$	-0.0027	~0	0.0027
		$\theta/YB2$	~0	~0	~0
303824- 304354	NUEVAS TARJETAS DE LECTURA	φ	0.0012	0.0076	0.0064
		$\theta/YB0$	0.0005	0.0052	0.0047
		$\theta/YB1$	0.0008	0.0047	0.0039
		$\theta/YB2$	~0	~0	~0
306464- 306826	5 TeV Y CAMBIO EN TRIGGER DE MUONES	φ	0.0029	0.0047	0.0018
		$\theta/YB0$	0.0016	0.0038	0.0022
		$\theta/YB1$	0.0020	0.0045	0.0025
		$\theta/YB2$	0.0015	0.0037	0.0022
306828- 307082	PILE-UP BAJO	φ	0.0047	0.0011	0.0036
		$\theta/YB0$	0.0038	0.0016	0.0022
		$\theta/YB1$	0.0045	0.0009	0.0035
		$\theta/YB2$	0.0037	0.0009	0.0029
317279	CALIBRACIÓN	φ	0.0054	-0.0023	0.0077
		$\theta/YB0$	0.0004	-0.0022	0.0026
		$\theta/YB1$	0.0026	-0.0018	0.0044
		$\theta/YB2$	0.0035	0.0009	0.0026
317684	CALIBRACIÓN	φ	-0.0038	-0.0011	0.0027
		$\theta/YB0$	-0.0032	-0.0011	0.0021
		$\theta/YB1$	-0.0028	-0.0015	0.0013
		$\theta/YB2$	~0	~0	~0
321476	CALIBRACIÓN	φ	-0.0007	0.0015	0.0022
		$\theta/YB0$	-0.0009	0.001	0.0019
		$\theta/YB1$	-0.0011	0.0005	0.0016
		$\theta/YB2$	~0	~0	~0

Tabla 4.2: Variación de la media del residuo de la extrapolación tras los diferentes cambios y calibraciones, años 2016-2018.

5. Conclusiones

A lo largo de este trabajo hemos entendido más a fondo como es la detección de muones en CMS a través de la descripción del sistema de muones y del funcionamiento de sus partes más generales. Nos hemos centrado esencialmente en las cámaras de deriva DTs y hemos visto desde la celda de deriva deriva hasta las ruedas y estaciones pasando por las capas y supercapas como estas conforman la zona del barril del sistema. También hemos visto las partes más generales de la reconstrucción de un muon en las DTs y cuales eran los observables que obteníamos de esta reconstrucción.

Después hemos hecho un estudio del rendimiento de las DTs centrándonos en su eficiencia y en los dos observables T_0 y el residuo. Hemos explicado estos tres observables, explicando como se calculan y como ciertos cambios y ciertas magnitudes les afectan directamente, ya que, como hemos visto estos observables dependen directamente de las variables que se van modificando a lo largo de las calibraciones vistas en la serie de runs estudiados. Hemos caracterizado el periodo dentro del Run II que comprende los años 2016 a 2018 a través del estudio de estos dos observables y de la eficiencia buscando cambios de tendencia en las gráficas que se nos proporcionaban, buscándoles una explicación y viendo el impacto que tenían sobre las DTs. Para ello se han ido barriendo estos años que hemos estudiado y tratando de encontrar el run a partir del cual se producía el cambio. Podemos comprobar que cualquier tipo de cambio en la calibración, ajustes o trabajar en diferentes condiciones (como cuando se operó a 5 TeV) no tienen un impacto en la eficiencia como lo pueden tener cambios en los voltajes de las DTs o del voltaje umbral.

Hemos visto como el cambio en el voltaje al que operan las DTs (HV) y del voltaje umbral (FET) afectan directamente a la eficiencia. Cambiando estos dos parámetros hemos visto como se busca retrasar el envejecimiento de los detectores siempre buscando tener la mayor eficiencia posible. Estos cambios en la eficiencia hemos visto que no son muy grandes, el mayor que se ha visto a lo largo de estos años que hemos estudiado “apenas” es del 3%. Hemos comprobado también como estos cambios han sido progresivos y no arbitrarios. En 2017 vimos como se cambiaban el voltaje de las cámaras que recibían un mayor fondo de la región de interacción, ya que estas serían por ello las que más rápido envejecerían. Tras este primer cambio satisfactorio y viendo que se podía recuperar parte de la eficiencia perdida por medio del descenso del voltaje umbral, en 2018 se vuelven a descender los voltajes al que operaban las cámaras más susceptibles de recibir

fondo de las colisiones, pero esta vez con el cambio en el voltaje umbral, no se pierde tanta eficiencia como en 2017, incluso en algunas cámaras como las pertenecientes a la MB4-top, se recupera la eficiencia que se tenía en 2016. De esta manera podemos concluir que se ha encontrado un punto bastante óptimo para alargar la vida útil de las DTs sin perder apenas eficiencia.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] *The Standard Model*, <https://home.cern/science/physics/standard-model>
- [2] <https://yungranpasoparalahumanidad.blogspot.com/2019/02/el-modelo-estandar-de-la-fisica-de.html>
- [3] *¿Qué son los diagramas de Feynman?*, <https://elfactorciencia.wordpress.com/2013/01/25/que-son-los-diagramas-de-feynman/>
- [4] *The CERN accelerator complex - August 2018* , <https://cds.cern.ch/record/2636343>
- [5] *Luminosidad, Acercándonos al LHC*, https://www.lhc-closer.es/taking_a_closer_look_at_lhc/0.luminosity/idioma/es_ES
- [6] *CMS detector*, <https://cms.cern/news/cms-detector-design>
- [7] *Operation and performance of the CMS tracker*, Viktor Veszpremi (2014), <https://arxiv.org/abs/1402.0675>
- [8] *Drift tubes trigger system of the CMS experiment at LHC: Commissioning and Performances*, Carlo Battilana (2009), <http://inspirehep.net/record/894070/files/?ln=es>
- [9] *Ciemat, Prestaciones del detector central de muones del experimento CMS: las cámaras de deriva y su sistema de trigger*, Carlos Villanueva Muñoz (2007)
- [10] *Ciemat, Detectores de deriva*, I. Durán y L. Martínez Laso (1989), https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/38/064/38064884.pdf?r=1&r=1
- [11] *CMS Resistive Plate Chamber overview, from the present system to the upgrade phase I* *Journal of Instrumentation* 8(04):P04005 · April 2013
- [12] *Performance of the CMS Muon System with Cosmic Rays*
DOI: 10.1142/9789814307529_0128
- [13] *CMS Collaboration, DT Trigger Fine Synchronisation*, https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789814307529_0128
- [14] *CMS Collaboration, Performance of CMS Muon Detectors in 2016 collision runs*, <http://cds.cern.ch/record/2202964>
- [15] *Electromagnetic Calorimeter*, <http://cms.web.cern.ch/news/electromagnetic-calorimeter>
- [16] *Hadron Calorimeter*, <http://cms.web.cern.ch/news/hadron-calorimeter>
- [17] *The Large Hadron Collider*, <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>
- [18] *CMS Collaboration, Efficiency of the CMS Drift Tubes at LHC in 2017*, <http://cds.cern.ch/record/2319873>

- [19] CMS Collaboration, *Performance of CMS muon detectors in 2018 Collision Runs*,
<https://cds.cern.ch/record/2630439>
- [20] CMS Collaboration, *The CMS muon project : Technical Design Report*,
<https://cds.cern.ch/record/343814?ln=es>
- [21] CMS Luminosity- Public Results,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>
- [22] *Eficiencia y fondo de las cámaras*, <http://gpinnaan.web.cern.ch/gpinnaan/DT/>
- [23] *Versión local de HDQM para las DTs en el servidor del grupo de AAEE de la Universidad de Oviedo. HDQM* <https://cds.cern.ch/record/2645755?ln=es>
- [24] *DT HV SCANS 2017-1018*, F.R. Cavallo (2018)
- [25] *DT Status at the end of run 2 and plans for LS2*, F.R. Cavallo (2019),
<https://cds.cern.ch/record/2673608>
- [26] CMS Collaboration, *FPGA-based algorithms for the new trigger system for the phase 2 upgrade of the CMS drift tubes detector*, J.-M. Cela-Ruiz
- [27] *Active channels summary*,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/ActiveChannelsSummary>
- [28] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys. Lett. B* 716 (2012) 30 (<https://arxiv.org/abs/1207.7235>) y *Phys.Lett. B* 716 (2012) 1-29 (<https://arxiv.org/abs/1207.7214>).
- [29] <https://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/schedule/LHC-long-term.htm>
- [30] *Estudio de procesos con presencia de pares de quarks top-antitop y energía transversa faltante en colisiones protón-protón con el experimento CMS en el Run 2 del LHC*, Juan Rodrigo González Fernández (2019)