

Memoria presentada para la obtención del título de doctor
en ciencias físicas por la Universidad Autónoma de Madrid



Prestaciones del Detector Central de Muones del Experimento CMS: las Cámaras de Deriva y su Sistema de Trigger

Carlos Villanueva Muñoz
Febrero de 2007

Tesis dirigida por la doctora **María de la Cruz Fouz Iglesias**

Dejamos de temer aquello que hemos aprendido a entender.

Marie Curie

*La vida cobra sentido cuando se hace de ella una aspiración a
no renunciar a nada.*

José Ortega y Gasset

Índice general

PRÓLOGO	5
1. INTRODUCCIÓN Y MOTIVACIÓN	7
1.1. El Modelo Estándar de partículas elementales	8
1.2. Motivaciones para ir más allá del Modelo Estándar	9
1.3. Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico	11
1.4. Aceleradores de partículas	14
2. LHC Y CMS	17
2.1. El LHC	17
2.2. El experimento CMS	19
2.2.1. Detector Central de Trazas	21
2.2.2. Calorímetro electromagnético	22
2.2.3. Calorímetro hadrónico	24
2.2.4. Espectrómetro de muones	25
2.2.5. Procesos físicos de interés en CMS	28
2.2.5.1. $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$	28
2.2.5.2. $Z' \rightarrow \mu\mu$	29
2.2.5.3. Producción asociada $b\bar{b}H$ con $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ en MSSM	31
3. DRIFT TUBES: características y principios de funcionamiento.	35
3.1. El detector de muones del barril de CMS.	35
3.2. Los tubos de deriva	35
3.3. Detectores gaseosos de ionización	39
3.3.1. Pérdida de energía de una partícula al atravesar un medio	41
3.3.2. Producción de rayos- δ	41
3.3.3. Ionización en gases	42
3.3.3.1. Mecanismos de ionización	42
3.3.3.2. Número medio de pares ión-electrón creados	43
3.3.3.3. Recombinación y acoplamiento de electrones	43
3.3.4. Deriva y difusión en gases	44
3.3.4.1. Difusión en gases	44
3.3.4.2. Movilidad	44

3.3.4.3.	Efecto del campo magnético en la deriva de los electrones	45
3.3.5.	Formación de la avalancha	48
3.3.6.	Formación de la señal en un contador proporcional	49
3.3.7.	Elección del gas	52
3.3.8.	La cámara de deriva	53
4.	EL SISTEMA DE TRIGGER DE LOS DT	57
4.1.	Requerimientos	58
4.2.	Bunch and Track Identifier	59
4.2.1.	Descripción y funcionamiento del BTI	59
4.2.2.	Descripción del algoritmo	62
4.3.	Track Correlator	64
4.3.1.	Descripción del algoritmo	64
4.4.	Trigger Server	66
4.4.1.	Track Sorter Slave	69
4.4.2.	Track Sorter Master	70
4.4.3.	Trigger Server θ	72
4.5.	Drift Tube Track Finder	72
4.5.1.	El algoritmo del DTTF del barril	74
4.5.1.1.	Gestión de la zona de solapamiento del barril y el <i>endcap</i>	79
4.5.1.2.	Algoritmo del η <i>Track Finder</i>	80
4.6.	Trigger Global de Muones	81
5.	CONSTRUCCIÓN, PRUEBAS Y CERTIFICACIÓN DE LAS CÁMARAS DE DERIVA	83
5.1.	Responsabilidades en la construcción	83
5.2.	Componentes básicos y etapas de la construcción	84
5.2.1.	Electrónica de distribución de alto voltaje y de lectura.	91
5.2.2.	Finalización de la construcción de la cámara	93
5.3.	Pruebas	93
5.3.1.	Tests de alto voltaje	94
5.3.2.	Test de estanqueidad	95
5.3.3.	Test de pulsos y <i>slow control</i>	96
5.3.4.	Test con cósmicos	97
5.4.	Trayectoria de las cámaras hacia su destino final en CMS	98
5.5.	Pruebas y certificación en el punto 5 del LHC	100
6.	ESTUDIO DE LAS PRESTACIONES MEDIANTE PRUEBAS CON HACES DE MUONES	107
6.1.	Prestaciones de la cámara	110
6.1.1.	Procedimientos de calibración y alineamiento	110
6.1.2.	Estudio de la velocidad de deriva	113
6.1.3.	Resolución espacial intrínseca y real	115
6.1.4.	Resolución angular	119

6.1.5.	Eficiencia de detección por celda	119
6.1.6.	Propagación de la señal a lo largo del hilo	121
6.2.	Más estudios sobre la resolución espacial de las celdas de deriva	124
6.3.	Prestaciones del <i>trigger</i> local	129
6.3.1.	Prestaciones del <i>trigger</i> local con un solo muón	129
6.3.1.1.	Estudio inicial de la calidad de las trazas ajustadas	130
6.3.1.2.	Selección de muestras a estudiar	131
6.3.1.3.	Eficiencia del <i>trigger</i> local	133
6.3.2.	Resolución espacial y angular del TRACO	141
6.3.3.	Estudio de di-muones	143
6.3.4.	Estudio de <i>triggers</i> fantasmas	144
6.3.4.1.	Tipos de fantasmas	144
6.3.4.2.	Estudio de fantasmas con muestras de un solo muón	146
6.3.4.3.	Estudio de fantasmas con di-muones	147
6.3.5.	Sumario	148
6.4.	Prestaciones del DTTF	150
6.5.	Estudio de la sincronización	153
6.5.1.	Introducción	153
6.5.2.	Sincronización del reloj de muestreo	154
6.5.3.	Algoritmos para la sincronización	155
7.	Test del Imán y Desafío Cósmico	159
7.1.	Los DTs en el MTCC	161
7.2.	Sincronización	163
7.3.	Efecto del campo magnético en la velocidad de deriva	164
7.4.	Estudio de la eficiencia de los DTs	169
7.5.	Sumario del MTCC	172
8.	Conclusiones	175
	Apéndices	178
A.	Cálculo de la resolución espacial	179
A.1.	Relación entre la dispersión de los residuos y la resolución	179
A.2.	Relación entre la dispersión de los <i>meantimers</i> y la resolución	181
	Agradecimientos	183
	Bibliografía	185

Prólogo

La comunidad internacional de física de partículas siempre ha buscado llegar a las más altas energías posibles para estudiar la naturaleza en su escala más fundamental. Es por ello por lo que ahora la mayor parte de los esfuerzos están centrados en el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) que se está terminando de instalar en el Laboratorio Europeo de Física de Partículas (CERN), y el cuál hará colisionar protones contra protones con una energía en el centro de masas de 14 TeV y una luminosidad muy alta que permitirá que se produzcan y midan procesos muy poco probables.

En este contexto empecé mi actividad en la División de Física de Altas Energías del CIEMAT dentro del grupo de CMS, uno de los experimentos multipropósito del LHC. En concreto, mi trabajo se ha centrado fundamentalmente en las Cámaras de Tubos de Deriva, uno de los detectores que forman parte del espectrómetro de muones de CMS y de los cuales el CIEMAT ha sido uno de los responsables en la construcción. Esta memoria presenta los resultados de mi actividad durante estos años de trabajo, en los que he participado en la construcción de las cámaras de deriva, así como en sus pruebas y certificación, tanto en Madrid como en el CERN; también he participado en pruebas de haz realizadas para testar diversos aspectos de las prestaciones de las cámaras y su electrónica, y otras diversas actividades relacionadas. La memoria está organizada de la siguiente forma:

- En el capítulo 1, motivamos el trabajo exponiendo los antecedentes que llevan a construir el LHC, describiendo el Modelo Estándar de Partículas elementales y por qué se quiere llegar a más altas energías que las alcanzadas hasta ahora.
- En el capítulo 2 describimos brevemente el LHC y el experimento CMS.
- A continuación, en el capítulo 3, detallaremos la estructura y características de las Cámaras de Deriva o *Drift Tubes*, así como los principios de funcionamiento de los detectores gaseosos de ionización, de los que las *Drift Tubes* es un caso particular.
- En el capítulo 4 describiremos el sistema de *trigger* de los *Drift Tubes*, el cuál es el responsable de decidir en qué momento pasan muones por nuestro sistema.
- El capítulo 5 es una descripción del proceso de construcción de los *Drift Tubes* tal como se ha llevado a cabo en el CIEMAT, así como de las pruebas a las que se les somete una vez construidas para asegurar que superan los criterios de calidad establecidos y su buen funcionamiento. También se describen las actividades que se realizan en el CERN una vez

que las cámaras son transportadas allí, donde acaban siendo instaladas en su ubicación final en las ruedas de CMS.

- En el capítulo 6, se exponen los resultados obtenidos del análisis de los datos tomados en diversas pruebas, hechos para asegurar que las cámaras, así como la electrónica de adquisición de datos y de *trigger*, funcionaban de la forma esperada y que cumplían los requerimientos para su periodo de operación en CMS.
- En el capítulo 7 se describe uno de los acontecimientos más importantes para CMS antes del arranque del LHC: el *Magnet Test y Cosmic Challenge* (MTCC), donde se ha probado el imán superconductor y diversos aspectos del funcionamiento conjunto e individual de los distintos subdetectores que forman parte de CMS. En este capítulo se expondran, en particular, los estudios realizados de los *Drift Tubes* con los datos tomados en dicha prueba.
- Por último, en el capítulo 8 se presentan las conclusiones de este trabajo.

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN Y MOTIVACIÓN

El espíritu intelectual del hombre le ha llevado, desde el desarrollo de las culturas primigenias, a preguntarse por los constituyentes de la materia. En la cultura milenaria china existe la tradición de los 5 elementos (aire, tierra, agua, fuego y metal) de los cuales se supone que están constituidas las cosas. En la época dorada de la civilización griega Demócrito postuló en el siglo V a.c. que había unos constituyentes comunes e indivisibles a todas las cosas que llamó átomos y que combinados entre sí daban todas las cosas conocidas. Pasaron más de 2 milenios hasta que John Dalton formuló su teoría atómica (año 1803) basándose en los resultados de varios experimentos con gases. Un siglo después, Ernest Rutherford descubrió que la estructura de los átomos no era un todo con las cargas positivas y negativas mezcladas, sino que había un núcleo central donde estaban las cargas positivas y orbitando alrededor de este núcleo estaban las cargas negativas (electrones). Para ello bombardeó una lámina de oro con partículas α . Desde entonces hasta la actualidad, para explorar más a fondo la estructura de la materia (longitudes más pequeñas) lo que se ha hecho es tratar de aumentar la energía de las partículas que se usan para provocar la interacción (la longitud de onda de De Broglie es inversamente proporcional al momento de la partícula, luego a mayor energía de la partícula podremos explorar regiones más pequeñas). Así, de esta forma se ha podido descubrir que el núcleo de los átomos está formado por varias partículas (protones y neutrones) y que a su vez éstos tienen subestructura.

En el momento actual, la física de partículas tiene un modelo muy bien establecido, el Modelo Estándar (ME), el cual ha sido muy exitoso en sus predicciones y verificado experimentalmente de una manera muy precisa, englobando todas las partículas fundamentales conocidas hasta ahora, no habiéndose descubierto aún el bosón de Higgs, que es una partícula del ME que proporciona masa al resto de partículas al interactuar con ellas. No obstante, el ME adolece de ciertos problemas y se han propuesto muchas teorías para extenderlo.

Para aumentar la energía de las partículas y poder explorar la materia en niveles más profundos, se han desarrollado a lo largo de los años diversos mecanismos o aparatos que han jugado un papel fundamental en el desarrollo de la física de partículas, desde los primeros ciclotrones

hasta los modernos sincrotrones, en los que se basan principalmente los actuales colisionadores de partículas.

1.1. El Modelo Estándar de partículas elementales

El ME es una teoría cuántica de campos que describe las interacciones fuerte, débil y electromagnética [1], así como las partículas elementales conocidas hasta la fecha.

El ME es una teoría gauge basada en el grupo $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. El grupo $SU(2) \times U(1)$ corresponde a la interacción electrodébil, y el grupo $SU(3)$ corresponde a la interacción fuerte (cromodinámica cuántica, QCD). A cada grupo de invariancia gauge le corresponden ciertos campos, cuyo número depende de la dimensión del grupo en cuestión. Así para el grupo $SU(2) \times U(1)$ tenemos 4 de estos campos y para $SU(3)$ tenemos 8. Estos campos se van a corresponder con los mediadores de las interacciones entre las partículas. En total tenemos las siguientes partículas en el ME (figura 1.1):

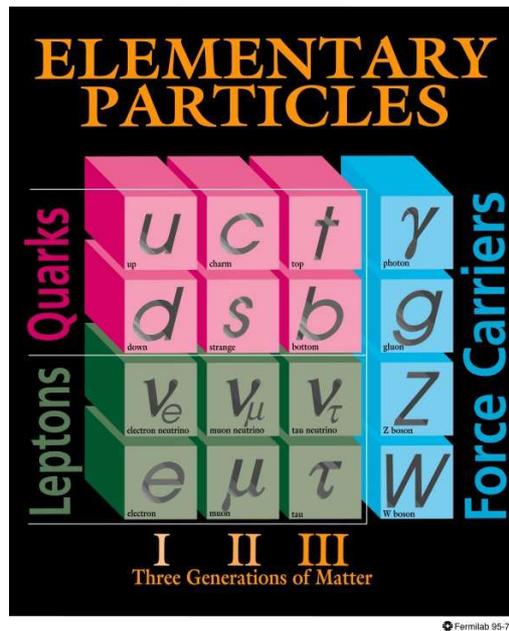


Figura 1.1: Partículas del Modelo Estándar.

- *Partículas elementales*: 3 generaciones de quarks (up y down, charm y strange, top y bottom) y 3 generaciones de leptones (electrón y neutrino electrónico, muón y neutrino muónico, tau y neutrino tau). Estas partículas son fermiones, es decir, partículas con spin semientero, cuyo valor es $1/2$ para todas.
- *Partículas mediadoras*: fotón, mediador de las interacciones electromagnéticas; Z, W^+ y W^- , mediadores de las interacciones débiles; y 8 gluones, mediadores de la interacción fuerte.

fuerte. Las partículas mediadoras del ME son bosones, es decir, tienen spin entero, cuyo valor es 1 para todas.

- *El bosón de Higgs:* por último tenemos el bosón de Higgs. Es una partícula escalar (spin cero) que da masa al resto de partículas al interactuar con ellas. Ésta es la única partícula aún no descubierta del ME, y por ello es el objetivo principal de los futuros experimentos. En la figura 1.2 se pueden ver los principales canales de desintegración del Higgs del ME en función de su masa. Combinando los valores de los experimentos llevados a cabo hasta la fecha, el valor preferido de la masa del bosón de Higgs del ME actualmente es $M_H = 89^{+42}_{-30}$ GeV [2] al 68% de nivel de confianza (figura 1.3). LEP puso una cota inferior a la masa del Higgs de 114.4 GeV y, con el rango de energía que se va a explorar en los futuros experimentos, de existir el bosón de Higgs del ME debería hallarse en los próximos años.

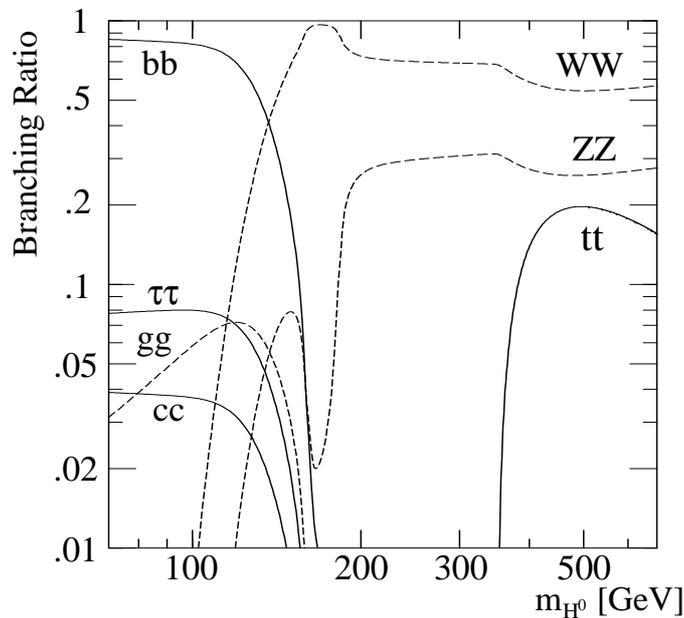


Figura 1.2: Cocientes de desintegración para los principales modos de desintegración del bosón de Higgs del ME, en función del valor de su masa.

Los quarks experimentan los 3 tipos de interacciones, ya que tienen carga eléctrica, débil y de color (la asociada a QCD). Los leptones experimentan las interacciones electromagnética y débil, salvo en el caso de los neutrinos que solamente interactúan débilmente, ya que carecen de carga eléctrica.

1.2. Motivaciones para ir más allá del Modelo Estándar

Aunque el ME es una teoría muy exitosa, hay ciertas pistas que indican que hay algo más allá de ella, como medidas que no puede explicar y diversos criterios teóricos. Algunos de estos

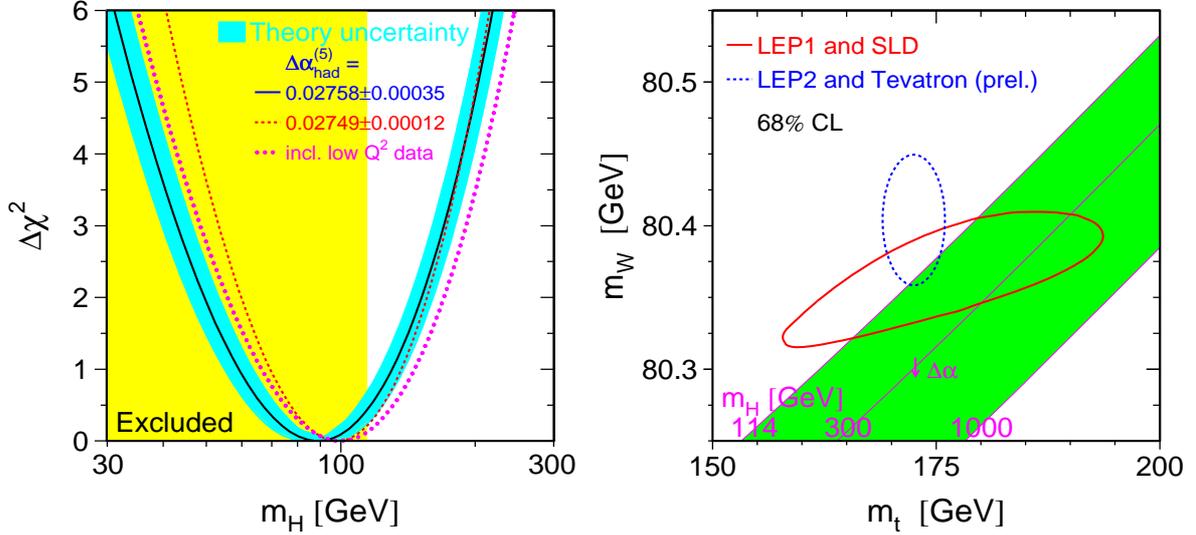


Figura 1.3: Curva de $\Delta\chi^2$ derivadas de medidas de precisión electrodébiles en función de la masa del Higgs asumiendo que el ME es la teoría correcta de la naturaleza (figura izquierda). Contornos de aceptación para la masa del bosón de Higgs del ME en función de la masa del quark top y del bosón W hallados usando medidas de precisión (figura derecha).

aspectos son:

◇ *Gravedad*

El ME no engloba la interacción gravitacional, con lo cual no es una descripción completa de las interacciones fundamentales. El ME tiene 19 parámetros, y todos ellos se deben deducir experimentalmente, no se pueden inferir de una manera teórica. Hay que señalar que muchas de las teorías que extienden el ME adolecen de problemas similares.

◇ *Asimetría materia-antimateria*

El ME incorpora la violación de CP mediante el mecanismo de Kobayashi–Maskawa. De hecho, mediante éste, es capaz de explicar los resultados de experimentos en violación de CP hasta la fecha. A pesar de ello, este mecanismo no explica la gran asimetría materia-antimateria observada en el universo, fallando por varios órdenes de magnitud.

◇ *Materia oscura*

Medidas cosmológicas han revelado que la cantidad de materia visible que hay en el universo no es suficiente para explicar cantidades como la velocidad de rotación de las galaxias. Se ha calculado que la materia visible sería aproximadamente un 4 % del total, habiendo un 20 % de materia oscura y un 76 % de energía oscura [3]. Además, teniendo en cuenta las abundancias de

elementos ligeros en el universo medidas y su compatibilidad con las predicciones de la teoría de la nucleosíntesis, se deduce que la mayor parte de la materia oscura tiene que ser no bariónica, por lo que se necesita un candidato a materia oscura que el ME no puede proveer.

◇ *Oscilaciones de neutrinos*

Medidas recientes de flujo de neutrinos solares y atmosféricos han demostrado que los neutrinos oscilan de un sabor a otro (cambio del tipo de neutrino). Esto solamente se puede explicar si los neutrinos tienen masa, lo cual no está contemplado en el ME.

◇ *Naturalidad*

Hay una gran diferencia entre la escala electrodébil ($\sim 10^3$ GeV) y la escala de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV); es el llamado problema de jerarquía. El problema de la naturalidad es que, si el ME es válido (no hay nueva física) hasta la escala de Planck - donde los fenómenos gravitacionales serían relevantes -, hay que ajustar de una manera muy precisa la masa del Higgs, ya que las correcciones radiativas a ella van como el cuadrado de dicha escala.

◇ *Unificación de interacciones*

Se ha buscado durante mucho tiempo una teoría unificada de todas las interacciones. El problema que tiene el ME es que, al extrapolar los valores de los acoplos hasta energías muy altas usando las ecuaciones del grupo de renormalización, éstos no se llegan a juntar en ningún valor, lo que sería de esperar si provinieran de una misma interacción a altas energías, aunque se aproximan bastante. De hecho esta fue la motivación primigenia de los modelos de gran unificación. Hay extensiones del ME que consiguen esta unificación, como el MSSM.

Hay muchos modelos que tratan de solucionar parte o todos estos problemas extendiendo el ME y de los que podrían verse señales en el LHC [4]. La extensión más popular es la supersimetría (SUSY), de la que explicaremos un caso particular en la siguiente sección; también hay modelos de tecnicolor en los que el Higgs es en realidad un condensado fermiónico; modelos con bosones gauge extra, que son predichos, por ejemplo, en supercuerdas y teorías de gran unificación; modelos con dimensiones extra aparte de las 3 espaciales y la temporal, que darían lugar a una torre de estados de partículas que deberían poder ser vistas en el LHC; modelos de ruptura de simetría electrodébil debido a interacciones fuertes todavía desconocidas. Hay modelos que tratan de explicar el problema de la masa de los neutrinos, como el *see-saw*, con el que salen de una manera natural una masa de neutrinos muy pequeña y otra muy grande, inalcanzable a los experimentos hechos hasta la fecha. El LHC no podrá arrojar luz sobre este problema pero sí sobre gran parte de los anteriores.

1.3. Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico

El Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM, en sus siglas en inglés) es la implementación mínima de SUSY [5, 6] para extender el ME. SUSY postula una nueva simetría, llamada supersimetría que asigna a cada partícula del ME un supercompañero con los mismos acoplos y masa: el supercompañero de cada bosón es un fermión y el supercompañero de cada fermión es

un bosón. A los supercompañeros de los quarks se les llama *squarks* (spin cero), a los supercompañeros de los leptones se les llama *sleptones* (spin cero) y a los supercompañeros de los bosones gauge se les llama *gauginos* (spin 1/2). En el MSSM, además de los supercompañeros aparecen nuevos bosones de Higgs, necesarios para dar masa a todas las partículas. En concreto tenemos 5: 2 bosones de Higgs cargados (H^+ y H^-), 2 bosones de Higgs neutros pares bajo CP (h^0 y H^0 , con $m_{h^0} \leq m_{H^0}$) y otro bosón de Higgs neutro impar bajo CP (A^0). Además de estos, tenemos sus supercompañeros, llamados Higgsinos y de spin 1/2. La relación entre el valor esperado en el vacío del Higgs que se acopla a partículas up y el Higgs que se acopla a partículas down se suele parametrizar como: $\tan\beta = v_u/v_d$. Debido a la supersimetría hay varias relaciones entre los parámetros del sector de Higgs del MSSM, habiendo solamente 2 independientes. Normalmente se eligen M_A y $\tan\beta$ en ausencia de violación de CP (figura 1.4).

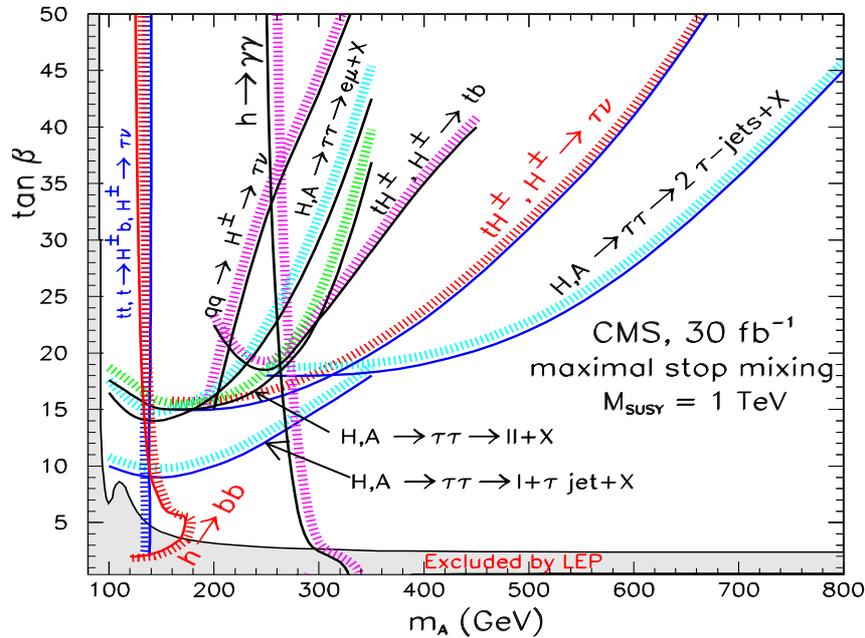


Figura 1.4: Alcance para descubrimiento a 5σ esperado para los bosones de Higgs MSSM en CMS en el escenario de mezcla máxima [7] para 30 fb^{-1} en función de m_A y $\tan\beta$.

Sabemos que SUSY, en caso de existir, es una simetría rota, ya que no se han detectado supercompañeros a las energías de las partículas del ME. En el MSSM hay 124 parámetros independientes: 18 del ME (carga del electrón, ángulo débil, masas de leptones y quarks, constantes de acoplo, ángulos de mezcla de quarks), uno del sector de Higgs equivalente a la masa del Higgs del ME y 105 parámetros nuevos (masas de sleptones y squarks, parámetros de violación de CP en los sectores gaugino/higgsino y en la interacción squarks-sleptones, ángulos de mezcla para definir los autoestados de masa de sleptones y squarks). SUSY soluciona de una manera elegante varios de los problemas planteados al ME: el problema de la naturalidad, la unificación de acoplos y el candidato a materia oscura.

El problema de la naturalidad se soluciona porque los supercompañeros dan una contribución a las correcciones radiativas del Higgs que son de igual cuantía y signo opuesto a las que dan las partículas del ME.

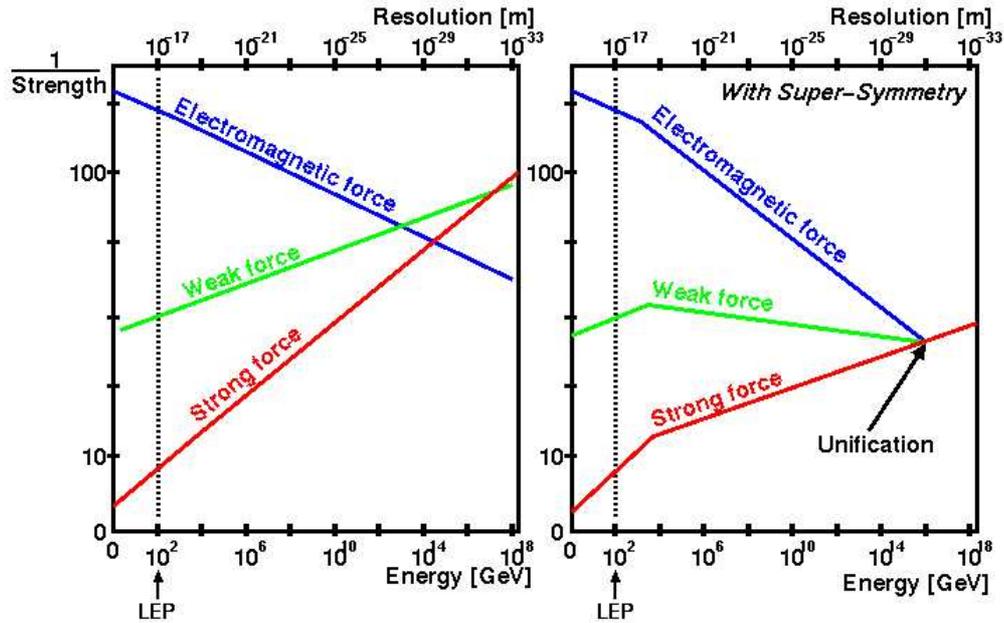


Figura 1.5: El el Modelo Estándar (figura izquierda) no se consigue la unificación de los acoplos, pero en el MSSM (figura derecha) sí se llegan a unificar.

En cuanto a la unificación de acoplos, se puede ver en la figura 1.5 que si extrapolamos los acoplos para el ME y para el MSSM, en el segundo caso obtenemos una unificación de acoplos a una energía de unos 10^{16} GeV.

El MSSM tiene una simetría llamada *R-parity*, la cual hace que los términos que violan el número bariónico o leptónico estén prohibidos. Esta simetría se impone porque algunos de dichos términos darían como resultado una vida media del protón muy corta en comparación con las actuales medidas experimentales ($\sim 10^{32}$ años). Al conservarse *R-parity*, la partícula supercompañera supersimétrica más ligera es estable, dando un candidato firme a materia oscura.

El MSSM no engloba la gravedad, pero hay extensiones (mSUGRA) que sí lo hacen, añadiendo gravitones y gravitinos (teóricas partículas mediadoras de dicha interacción) al espectro del MSSM.

1.4. Aceleradores de partículas

Como ya se ha comentado, la exploración de la materia en niveles cada vez más fundamentales ha llevado a crear aparatos para acelerar las partículas hasta las mayores energías posibles.

A lo largo de los años se han desarrollado diversas tecnologías para la aceleración de partículas, desde ciclotrones, pasando por sincrociclotrones hasta los sincrotrones, en los que se basan gran parte de los colisionadores actuales.

Los sincrotrones son aparatos circulares en los que las partículas cargadas viajan en tubos bajo la influencia de imanes que están situados a lo largo de la circunferencia. La aceleración se consigue aplicando campos eléctricos de radio frecuencia (RF) en cavidades RF a lo largo del anillo. La intensidad del campo magnético de los imanes se aumenta de una manera sincronizada con el haz de partículas para mantenerlas en un camino de radio constante [8, 9].



Figura 1.6: Vista aérea de la zona donde está construido el túnel que albergó LEP y que alberga el LHC. Está marcado el círculo del LHC (el de mayor radio) y el del SPS (figura izquierda). Imagen de una porción del túnel del LHC, con el tubo del haz y los imanes ya montados (figura derecha).

En la actualidad, los colisionadores más energéticos poseen varias fases de aceleración combinando etapas de aceleradores lineales con otras etapas de sincrotrones. La etapa final suele ser un sincrotrón ya que, al mantener las partículas en el anillo, pueden ser aceleradas muchas veces durante su órbita, aunque estén limitados por la pérdida de energía de las partículas por

radiación sincrotrón. Los colisionadores construidos hasta la fecha tienen características muy diferentes, sobre todo por tamaño, energía y tipo de partículas que hacen colisionar. Algunos de los más importantes se exponen a continuación, junto con los logros más importantes que se consiguieron gracias a ellos [3, 10]:

Colisionadores electrón–positrón

- *SPEAR* (en el laboratorio SLAC [11], 1972–1990), con una energía máxima de 4 GeV, y donde se descubrieron el J/Ψ y el τ .
- *PETRA* (Laboratorio DESY [12], 1978–1986), su energía máxima fue de 23.4 GeV, y gracias a él se descubrieron los gluones en sucesos con 3 jets. Ahora es usado como pre-acelerador de HERA.
- *LEP* (Laboratorio Europeo de Física de Partículas, CERN [13], 1989–2000), aceleraba electrones y positrones hasta una energía de 104 GeV. Gracias a él se pudo acotar el número de familias de neutrinos a 3, se puso cota inferior a la masa del bosón de Higgs y se hicieron medidas de precisión en el sector electrodébil.

Colisionadores electrón–protón

- *HERA* (DESY, 1992-), acelera los electrones hasta 27.5 GeV y los protones hasta 920 GeV. Gracias a él se están haciendo estudios sobre las funciones de distribución partónicas que serán muy importantes en el LHC, además de otros estudios sobre el ME.

Colisionadores hadrónicos

- *Spp̄S* (CERN, 1981–1990), era un colisionador protón–antiprotón que aceleraba dichas partículas hasta un máximo de 450 GeV en modo pulsado, y gracias al cual se descubrieron los bosones intermedarios Z y W^\pm . Ahora se usará como pre-acelerador para el LHC.
- *Tevatron* (Fermilab [14], 1987-), es un colisionador protón–antiprotón que actualmente acelera dichas partículas hasta 980 GeV, y gracias al cual se pudo descubrir el quark top.
- *LHC* (CERN), es un colisionador protón–protón, que acelerará dichas partículas hasta 7 TeV y será el más energético construido hasta la fecha. LHC comenzará a operar a finales del 2007.

Como se puede ver, los colisionadores de partículas han sido una herramienta imprescindible en el estudio de la física de partículas elementales. Gracias a ellos se ha podido demostrar que lo que parecía algo muy complicado se reduce a 12 tipos de partículas y a las interacciones que existen entre ellas, aunque sabemos que nuestro conocimiento todavía no está completo, y esperamos que el LHC nos proporcione una parte más del puzzle.

Capítulo 2

LHC Y CMS

2.1. El LHC

Como se ha visto en la introducción, quedan bastantes incógnitas que resolver en el ámbito de la física de partículas elementales. Para desentrañarlas es necesario explorar rangos de energías superiores a los estudiados hasta ahora. A tal fin se está construyendo el Large Hadron Collider (LHC) [15].

El LHC se está instalando en el Laboratorio Europeo de Física de Partículas (CERN) en el mismo túnel que albergó LEP, de 26.6 km de circunferencia, hasta su fin en el año 2000. El colisionador más energético hasta la fecha es Tevatron [16], un colisionador protón–antiprotón que es capaz de acelerar dichas partículas hasta una energía de de 0.98 TeV, teniendo una luminosidad máxima de $2.5 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. LHC superará ampliamente las características técnicas de Tevatron.

LHC es un colisionador protón–protón que podrá acelerar dichas partículas hasta una energía de 7 TeV. Para ello se aprovechará la infraestructura de aceleradores que posee el CERN para preacelerar las partículas antes de inyectarlas al LHC (figura 2.1): un acelerador lineal de protones los acelerará hasta 50 MeV; después el PS Booster las acelerará hasta 1 GeV; el PS llevará su energía hasta los 26 GeV; y finalmente en el SPS alcanzarán la energía de inyección en el LHC de 450 GeV. Se alcanzará una luminosidad máxima de $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (aunque en las primeras fases de operación funcionará a una luminosidad inferior, del orden de $10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), pudiendo haber alrededor de 20 interacciones protón–protón a dicha luminosidad por cruce de haces, gracias a lo cual se espera ver fenómenos con una probabilidad muy baja. Algunas características del LHC se resumen en la tabla 2.1.

Pero el LHC no está preparado solamente para colisionar protones. En LHC se harán estudios detallados de colisiones entre iones pesados (Pb–Pb), con una energía por nucleón de 2.76 TeV, para una energía total en el centro de masas de las colisiones de 1148 TeV.

En el LHC va a haber 4 experimentos (figura 2.2). Dos de ellos son experimentos mul-

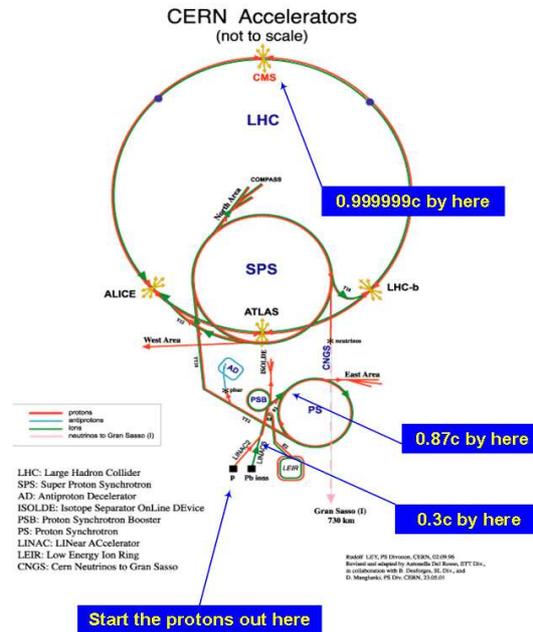


Figura 2.1: Sistema de aceleradores para el LHC.

Energía	7 TeV
Luminosidad	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Tiempo entre colisiones	25 ns
Partículas por paquete	10^{11}
Energía de inyección	450 GeV
Campo en los dipolos	8.4 T

Tabla 2.1: Características del LHC para colisiones protón-protón.

tipropósito: ATLAS [17] y CMS [18], con los cuales se pretende explorar todos los procesos alcanzables en el LHC; LHCb [19], que es un detector optimizado para estudiar la violación de CP y otros fenómenos relacionados con la física de partículas con quarks b; y ALICE [20], que es un detector optimizado para estudiar las colisiones de iones pesados, en este caso Pb-Pb, y cuyo objetivo es estudiar la física de las interacciones fuertes a densidades de energía extremas, donde se espera ver un nuevo estado de la materia: el plasma de quarks y gluones. Además de estos 4 experimentos principales, tenemos el experimento TOTEM [21] que medirá la sección eficaz total protón-protón y estudiará la dispersión elástica y disociación difractiva en el LHC. Será instalado en la región delantera de CMS.

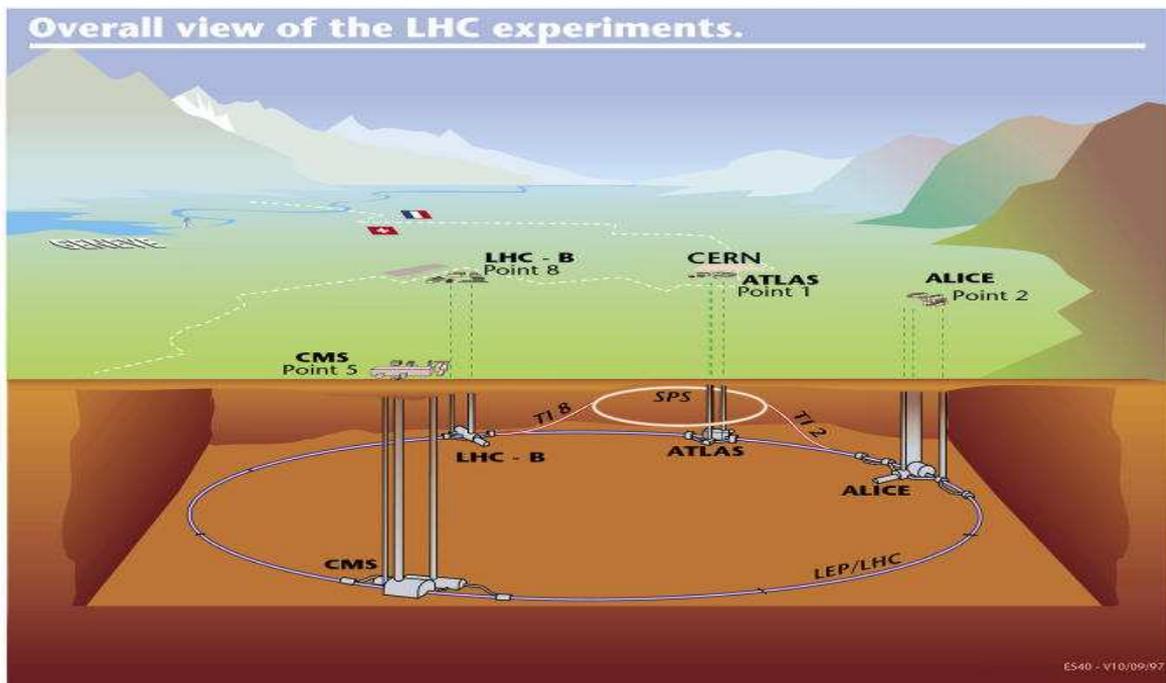


Figura 2.2: LHC con la situación de los 4 experimentos.

2.2. El experimento CMS

Compact Muon Solenoid (CMS) es un detector multipropósito diseñado para aprovechar todo el potencial del LHC, y que está ideado para operar a la más alta luminosidad de LHC, pero que también está adaptado para estudios a las bajas luminosidades iniciales. Las características base de su diseño fueron:

- Un sistema de muones de excelentes prestaciones.
- El mejor calorímetro electromagnético compatible con lo anterior.
- Un detector central de trazas de gran calidad compatible con el calorímetro electromagnético y el sistema de muones.
- Un calorímetro hadrónico hermético y de buenas prestaciones.

En la figura 2.3 tenemos una vista de CMS donde se puede apreciar su diseño final. Tendrá una longitud media de 21.5 m, una altura de 15 m y un peso de 12500 toneladas. En la figura se pueden apreciar los distintos subdetectores que lo forman: el detector central de trazas, el calorímetro electromagnético y el calorímetro hadrónico, que están situados en el interior del imán solenoidal superconductor [22], el cuál proporcionará un campo magnético uniforme de 4 T en su interior que curvará las partículas cargadas para medir su momento transversal con gran precisión; y finalmente, rodeando este conjunto, situado entre el armazón de hierro que servirá de

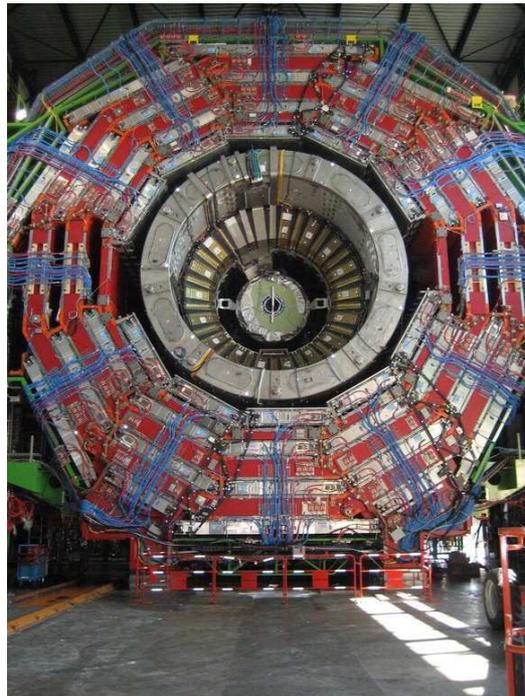
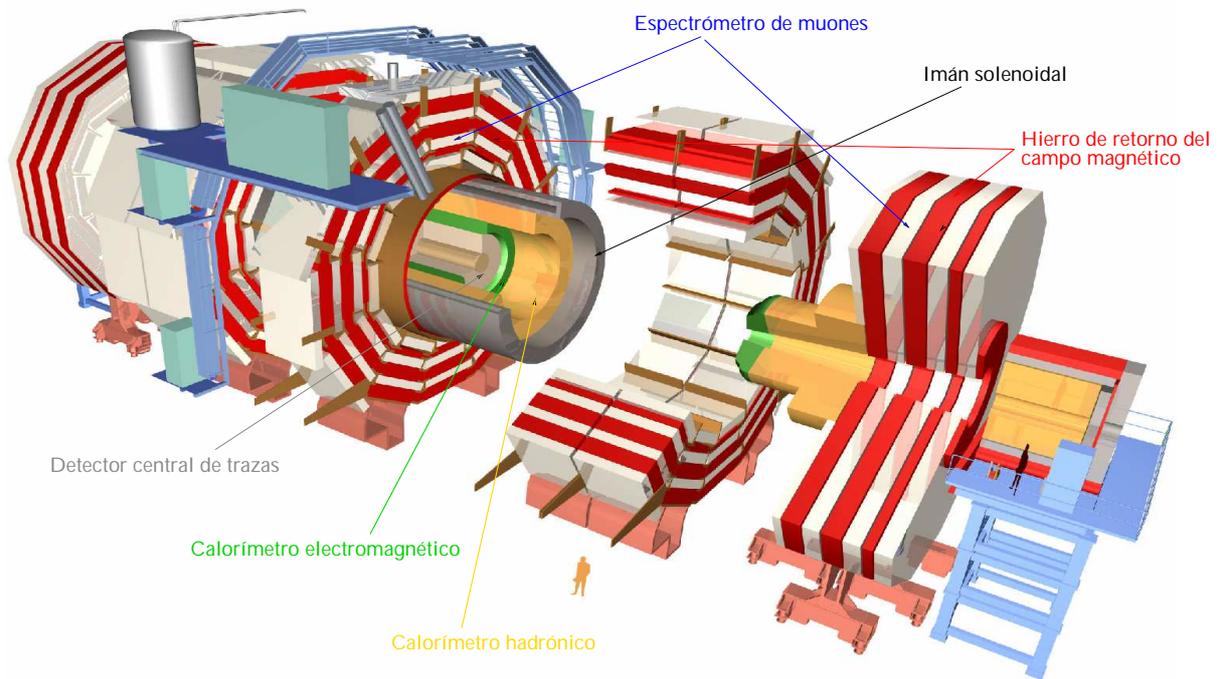


Figura 2.3: Experimento CMS y sus subdetectores. En la imagen superior tenemos una representación de todo CMS seccionado de forma que se puedan apreciar todos sus subdetectores. En la imagen inferior tenemos una fotografía de una rueda de CMS justo antes de cerrar los *endcaps* - tapas laterales de CMS - durante el *Magnet Test/Cosmic Challenge* que explicaremos más adelante, y donde podemos observar los DTs, el imán, HCAL y porciones del ECAL y Tracker.

camino de retorno a las líneas del campo magnético, tenemos el espectrómetro de muones. CMS estará listo para cerrarse el 1 de septiembre del 2007.

2.2.1. Detector Central de Trazas

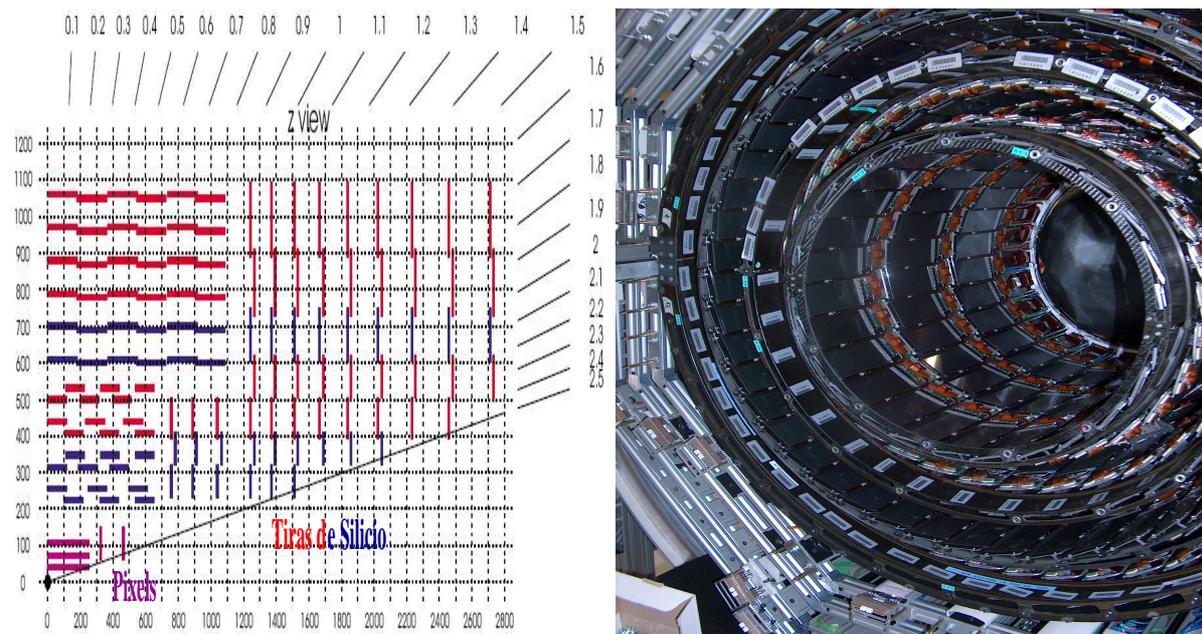


Figura 2.4: Representación del Detector Central de Trazas (figura izquierda). Imagen del TIB (figura derecha).

Se han usado 2 tecnologías diferentes para satisfacer los fuertes requerimientos en resolución, alta granularidad y gran robustez impuestos al Detector Central de Trazas (Tracker) [23], y que se sitúan de manera concéntrica alrededor del tubo del haz (figura 2.4):

- *Pixels de silicio* para la zona de alta ocupación (más cercana al tubo del haz).
- *Microtiras de silicio* para la zona de media y baja ocupación (Tracker Inner Barrel y Tracker Outer Barrel - TIB y TOB respectivamente -).

El Tracker podrá medir con gran precisión incluso trazas de alto momento transversal, degradándose la resolución a pseudorrapideces grandes debido a la reducción del brazo de palanca. En la figura 2.5 se muestra la resolución hallada para muones de diversas energías para las microtiras de Si. La precisión del punto de impacto media está en torno a $20 \mu\text{m}$ [24]. Estas características se ven complementadas por la precisión de los Pixels de Si que llega a $10 \mu\text{m}$ en la coordenada $r\phi$ [25].

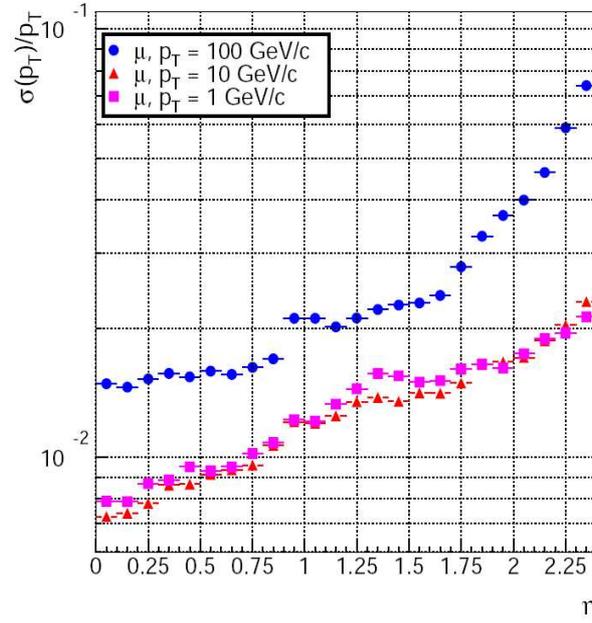


Figura 2.5: Resolución del tracker de microtiras de Si hallados para varios valores del momento transversal de los muones.

El Tracker será capaz de reconstruir vértices secundarios de desintegración producidos por partículas con una vida media larga. Esta característica es muy importante para identificar jets provenientes de un quark b, que se usan por ejemplo para la búsqueda del Higgs a baja masa o estudios del quark top.

2.2.2. Calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético (ECAL) de CMS [26] estará compuesto de 75848 cristales de tungstenato de plomo (PbWO_4 , figura 2.6), los cuales fueron elegidos por las siguientes razones:

- El PbWO_4 tiene una longitud de radiación corta y un radio de Molière (que nos indica el ensanchamiento lateral de la cascada) pequeño.
- Es un centelleador rápido.

El canal que impone unas características más estrictas al ECAL es el de $H \rightarrow \gamma\gamma$ en el rango de masas $100 < M_H < 140$ GeV, habiendo de tener la resolución bajo control para energías de los fotones del orden de la mitad de la masa del Higgs. La resolución en energía depende de 3 términos: el primero incluye los efectos de la contención de la cascada electromagnética y la fotoestadística; el segundo es debido al ruido electrónico y el tercero es el término constante intrínseco a todos los calorímetros. En la figura 2.7 tenemos la resolución energética del ECAL hallada con datos de una prueba con haz.



Figura 2.6: Cristal de PBWO_4 (izquierda). Submódulos montados del ECAL (derecha).

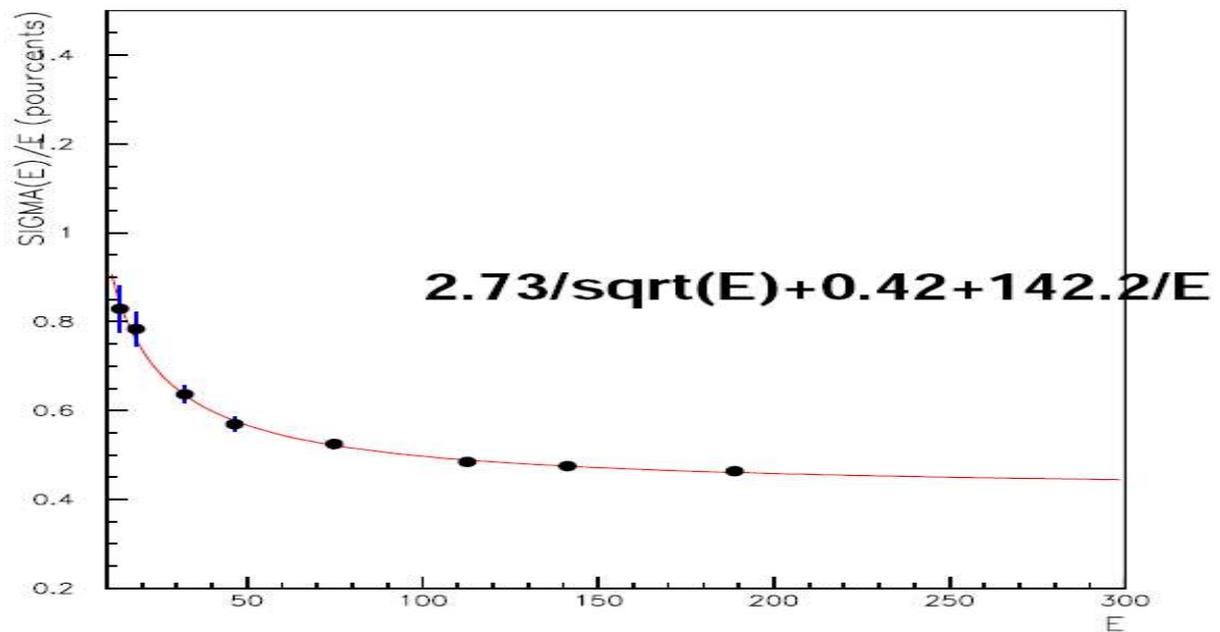


Figura 2.7: Resolución energética de los cristales del ECAL calculada con los datos de una prueba con haz [27].

CMS tendrá también un detector de pre-cascada en el rango de pseudorapidez $1.65 < |\eta| < 2.6$, con el fin de ser capaces de separar γ y π_0 principalmente. Está formado por dos pequeños

convertidores de plomo seguidos por detectores de tiras de silicio colocado justo delante del ECAL.

2.2.3. Calorímetro hadrónico

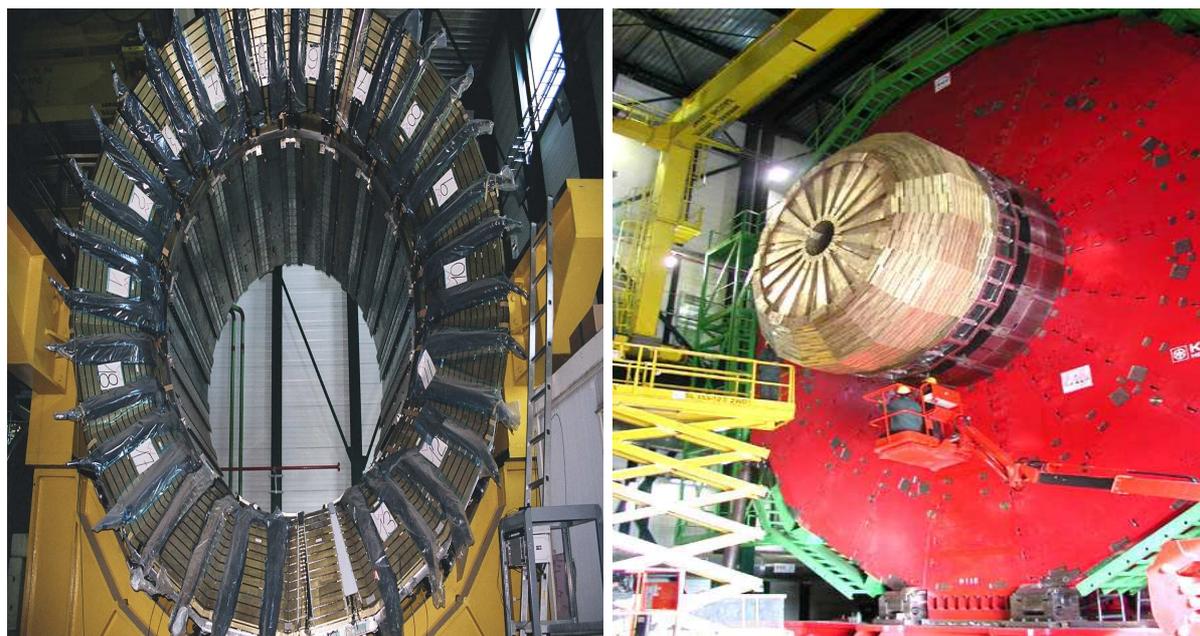


Figura 2.8: HB correspondiente a una de las ruedas de CMS, con todos sus sectores montados (figura izquierda). HE instalado en un *endcap* (figura derecha).

El calorímetro hadrónico (HCAL, figura 2.8) [28] juega un papel fundamental en la identificación y medida de quarks, gluones y neutrinos midiendo la energía y dirección de jets y el flujo de energía transversa de los eventos. Para una buena resolución en energía faltante (los neutrinos no dejan ninguna señal en los detectores) se necesita que sea hermético y que tenga una gran cobertura (hasta $|\eta| \sim 5$).

Los calorímetros hadrónicos del barril (HB) y del *endcap* (HE) son calorímetros de muestreo con placas absorbentes de cobre intercaladas con capas de centelleador de 4 mm de grosor. El calorímetro “hacia delante” (HF, que se situará en cada extremo final de CMS), estará formado por placas absorbentes de acero, que sufre menos activación que el cobre bajo alta radiación, entre las que se insertan fibras de cuarzo. La energía de los jets se determina a partir de las señales de luz Cerenkov producidas al pasar las partículas cargadas por las fibras de cuarzo. En la figura 2.9 se muestra la resolución energética medida para un prototipo del HCAL mediante el análisis de los datos de una prueba con haz de piones.

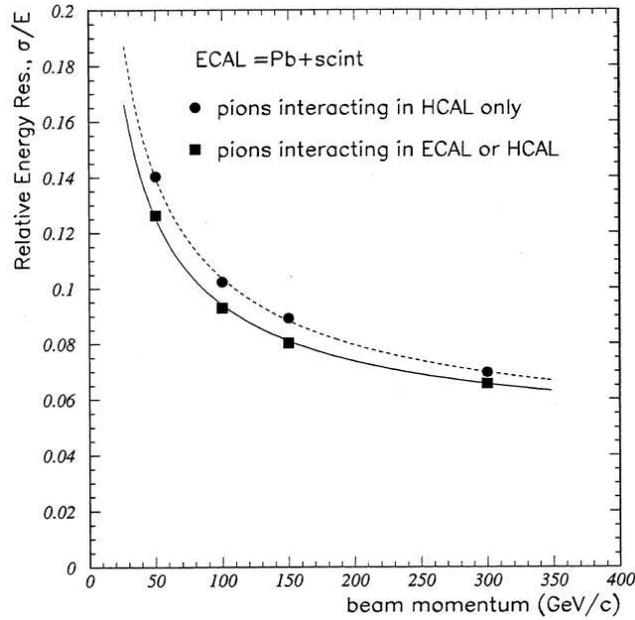


Figura 2.9: Resolución energética del HCAL medida en una prueba de haz [29].

2.2.4. Espectrómetro de muones

La identificación de muones va a ser muy importante en el LHC porque muchos procesos físicos relevantes engloban muones en algunos de sus modos de desintegración, siendo una señal muy limpia, ya que los muones atraviesan todo el detector y son los únicos que dejarán señal en el espectrómetro de muones diseñado a tal efecto. La tarea del sistema de muones [30] es la de identificar muones y, en conjunto con el detector central de trazas (como ya se ha visto), dar una medida precisa de su momento. Además, el sistema proveerá información rápida necesaria para el *trigger* de muones¹.

Los detectores de muones están situados rodeando el detector central y los calorímetros, dentro del armazón de hierro de CMS (que cierra las líneas de campo magnético) en la zona del barril, y entre planos de hierro en los *endcaps*. En cada caso, están repartidos en 4 estaciones.

La identificación de los muones está asegurada gracias a que tenemos al menos 10 longitudes de interacción de calorímetros antes de la primera estación, y otras 10 antes de la última estación gracias al armazón de hierro, lo que hace que solamente puedan llegar a ellas muones y neutrinos.

La medida de su momento se hace aprovechando la curvatura de las trazas de las partículas cargadas en el campo magnético producido por el solenoide, el cual curva las trazas en el plano

¹El sistema de *trigger* de muones es el encargado de decidir cuándo ha pasado un muón de determinadas características (por ejemplo alto p_T) a través de los detectores, usando información proporcionada por los mismos.

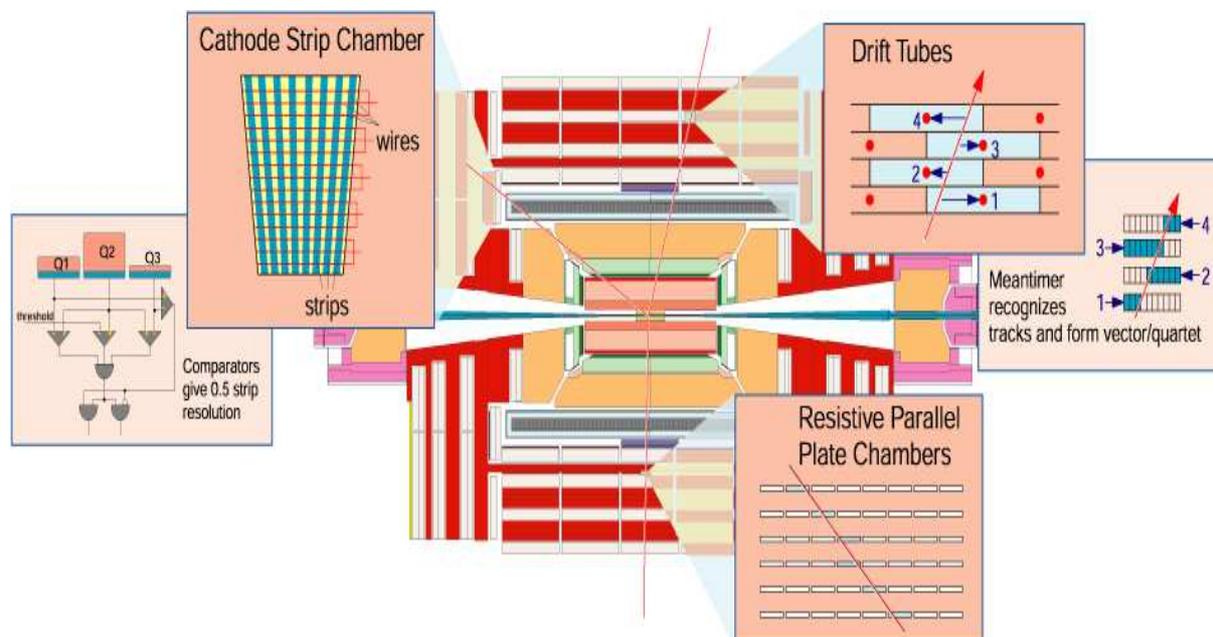


Figura 2.10: Espectrómetro de muones

perpendicular al eje del haz. Así, la medida del momento transversal, p_T , mediante el sistema de muones se puede hacer de 2 formas:

- medida del ángulo de inclinación de la traza justo después del solenoide,
- medida de la sagitta en el hierro de retorno del campo magnético.

El proceso de reconstrucción es muy robusto debido a la redundancia del sistema. La resolución por estación es de aproximadamente $100 \mu\text{m}$, comparable al error debido a dispersión múltiple.

El sistema de muones está formado por 3 tipos de detectores gaseosos (figura 2.10): Cathode Strip Chambers (CSC) y Drift Tubes (DT) o cámaras de deriva, usados para obtener una medida precisa de la posición por la que ha pasado el muón, y, por consiguiente, una medida precisa del momento; y Resistive Parallel Plate Chambers (RPC), usadas para obtener información rápida que sirva para el *trigger* de Nivel 1. Las CSCs y las DTs también proporcionan información para el *trigger* de Nivel 1.

A continuación se describen las CSCs y RPCs. Las DTs se explican más en detalle en el capítulo siguiente, ya que son el objetivo de esta tesis.

Cathode Strip Chambers. Las CSCs son cámaras proporcionales de multihilos, en las que un plano, que hace de cátodo, se ha segmentado en tiras en la dirección perpendicular a los hilos (ánodos). Cuando una partícula cargada ioniza el gas, los electrones producidos derivan hacia los hilos, y los iones hacia los cátodos. En las proximidades de los hilos se generan avalanchas

que producen una señal en los hilos e inducen una señal en los cátodos, obteniendo de esta forma 2 coordenadas por plano.

Cada CSC está formada por 6 capas, y se usan en los *endcaps* de CMS, donde el campo magnético es muy intenso e inhomogéneo. Hay en total 4 estaciones de CSCs en cada lado final de CMS.

Además de proporcionar información del punto de paso del muón y su momento, las CSCs están equipadas con electrónica de *trigger*. El sistema busca segmentos de trazas de muones en los ánodos y en los cátodos por separado de cada cámara y luego los correlaciona. El *trigger* de los cátodos está optimizado para medir p_T de forma precisa y el de los ánodos para identificar el cruce de haces al que pertenece el muón.

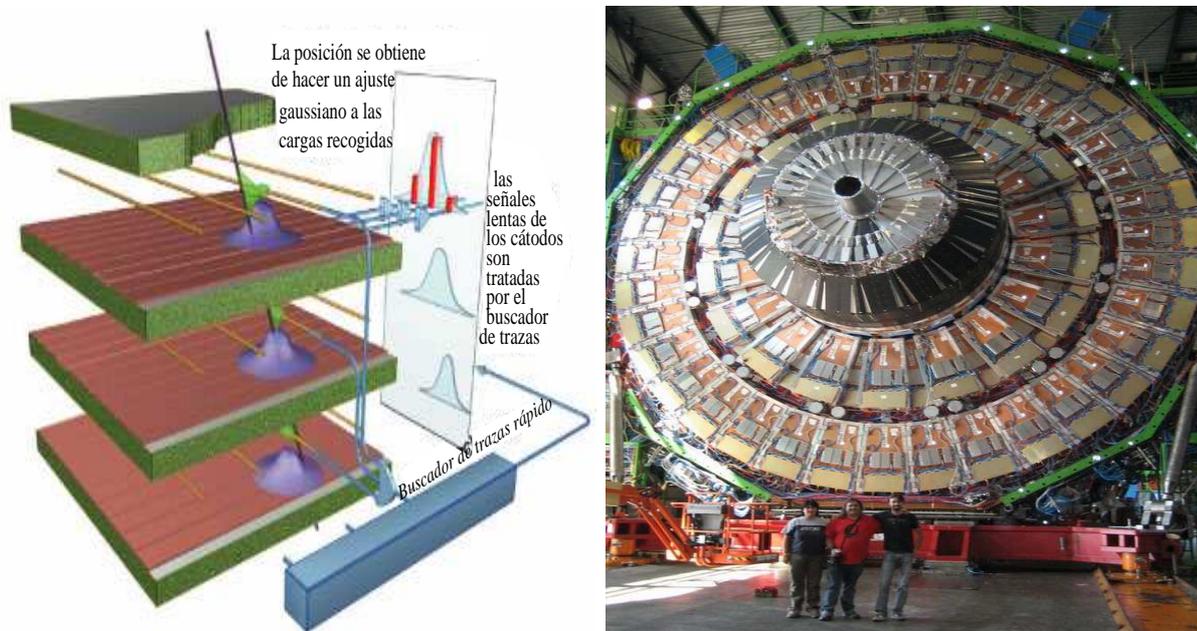


Figura 2.11: Formación de señal en las CSCs (figura izquierda). CSCs instaladas en un *endcap* (figura derecha).

Resistive Parallel Plate Chambers. Las RPCs son detectores gaseosos de alta rapidez de respuesta, usados, como ya se ha mencionado anteriormente, para el *trigger* de nivel 1. La RPC es un contador de planos paralelos con 2 electrodos hechos con materiales plásticos de gran resistividad, a los que se aplica un alto voltaje que genera un campo eléctrico muy intenso en el interior del gap, que es muy pequeño (~ 2 mm), dando lugar a la producción de avalanchas. Las RPCs pueden operar en modo *streamer* o avalancha. En CMS el primer modo no es adecuado puesto que tiene limitaciones a flujos altos de partículas. Los electrodos resistivos son

transparentes a las señales eléctricas de los electrones de las avalanchas, que son recogidas por tiras metálicas externas. El *trigger* se consigue imponiendo coincidencias temporales en al menos 3 RPCs de distintas estaciones, y comparando los patrones dados por las tiras metálicas con patrones predefinidos, cada uno de los cuales corresponde a valores determinados del p_T .

Las RPCs cubren tanto la zona del barril como la zona del *endcap*, habiendo 1 o 2 RPCs por estación, dependiendo de ésta.

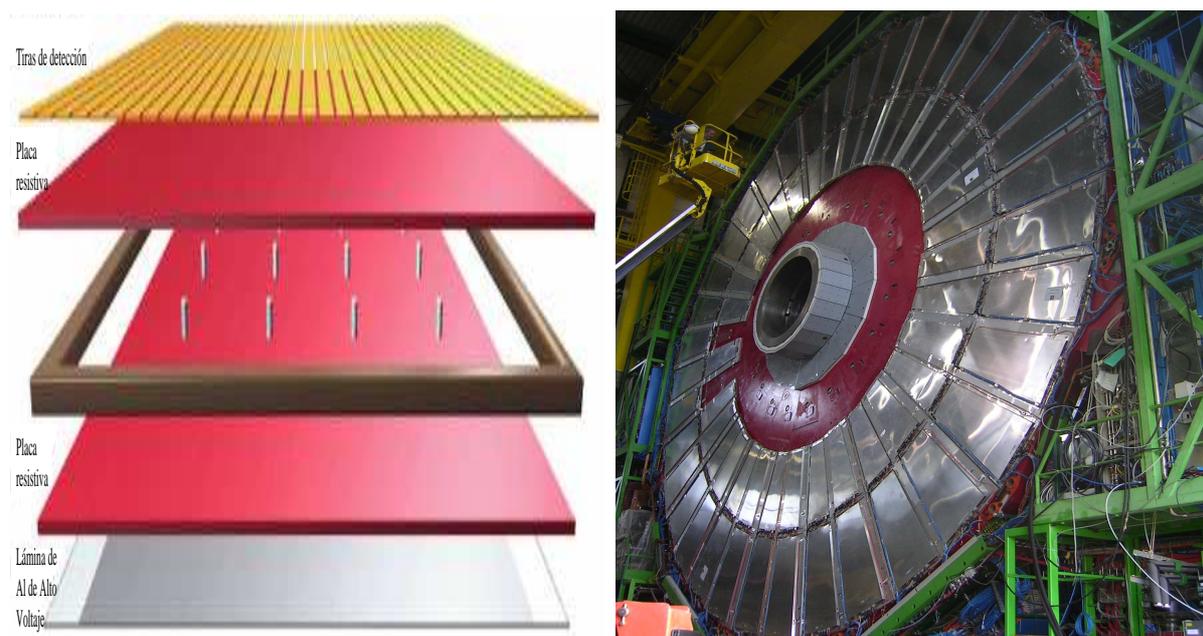


Figura 2.12: Arquitectura de una RPC (figura izquierda). RPCs instaladas en un *endcap* (figura derecha).

2.2.5. Procesos físicos de interés en CMS

La detección y medida de muones va a ser muy importante en CMS. Los muones, como productos finales de desintegración de determinadas partículas (como el bosón de Higgs del ME, los bosones de Higgs del MSSM...), proporcionan una señal clara que ayuda a identificarlas y medir sus parámetros ya que atraviesan todo el detector. Es por ello por lo que CMS cuenta con un subdetector específico, especialmente diseñado y optimizado para su medida. A continuación describimos algunos de los múltiples procesos en los que los muones juegan un papel fundamental [31, 32].

2.2.5.1. $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$

Éste es uno de los canales más limpios para descubrir el bosón de Higgs del ME en el LHC [33]. La señal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ presenta una topología característica de 2 pares de muones de

signo opuesto en el estado final, estando aislados los 4 muones, teniendo una energía transversa muy alta y apuntando a la misma masa del bosón Z, dentro de las restricciones que impone la masa del bosón de Higgs.

El *Trigger* Global de Muones de CMS para seleccionar eventos de un solo muón, y/o di-muones, asegura una eficiencia de prácticamente el 100 % para eventos de 4 muones con alto momento transverso (p_T).

Los principales procesos de fondo para este canal son: $t\bar{t}$, $(Z^{(*)}/\gamma^{(*)})b\bar{b}$, $(Z^{(*)}/\gamma^{(*)})(Z^{(*)}/\gamma^{(*)})$, que vienen de los siguientes procesos:

- $gg \rightarrow t\bar{t}$ y $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$
- $q\bar{q}/gg \rightarrow (Z/\gamma^{(*)})b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^-b\bar{b}$
- $q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$; $q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow 2\mu 2\tau$

Hay otros procesos que contribuyen al fondo pero a un nivel muy inferior por lo que pueden ser ignorados ($b\bar{b}b\bar{b}$, $c\bar{c}c\bar{c}$, etc).

Haciendo un corte en aislamiento de los 4 muones en el Tracker y en los calorímetros y restringiendo la masa invariante de los pares de muones de signo opuesto a un entorno razonablemente amplio alrededor de la masa del Z, podemos eliminar la mayor parte del fondo $Zb\bar{b}$ y $t\bar{t}$, ya que 2 de los muones vienen de la desintegración de quarks b y están dentro de jets, dejando el fondo ZZ como dominante, el cual es además irreducible, y conservando además gran parte de la señal. En la figura 2.13 (izquierda) tenemos la luminosidad integrada necesaria para alcanzar una significancia de 3 y 5 σ para cortes dependientes e independientes de la masa del Higgs. Podemos ver que, en el rango de masas del Higgs entre ~ 200 y ~ 500 GeV, una luminosidad integrada de 30 fb^{-1} (la cual se puede conseguir durante el primer año de funcionamiento del LHC con una luminosidad de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) sería suficiente para tener una significancia de 5σ (se considera que una significancia superior a 5 es una prueba concluyente para admitir que se ha observado una señal del Higgs). En la figura 2.13 (derecha) podemos ver la masa invariante de 4 muones para una luminosidad integrada de 30 fb^{-1} , tanto para el fondo como para la señal (se han considerado varios posibles valores de la masa del Higgs).

Al ser un canal tan limpio, también se van a poder hacer estudios de las características del Higgs. En particular, la masa del Higgs se va a poder medir con una precisión de entre 0.1 % y 5.4 % dependiendo de su masa.

2.2.5.2. $Z' \rightarrow \mu\mu$

Bosones de gauge pesados adicionales (Z') son predichos en muchos modelos de supercuerdas, teorías gauge de gran unificación (GUTs), así como en la ruptura dinámica de simetría y modelos de “little Higgs”. A pesar de esto, no hay predicciones fiables sobre su masa. Los límites experimentales inferiores en la masa del Z' están entre 600 y 900 GeV, dependiendo del modelo [34]. La región de hasta $1 \text{ TeV}/c^2$ se espera que sea estudiada en Tevatron [35, 36], pero

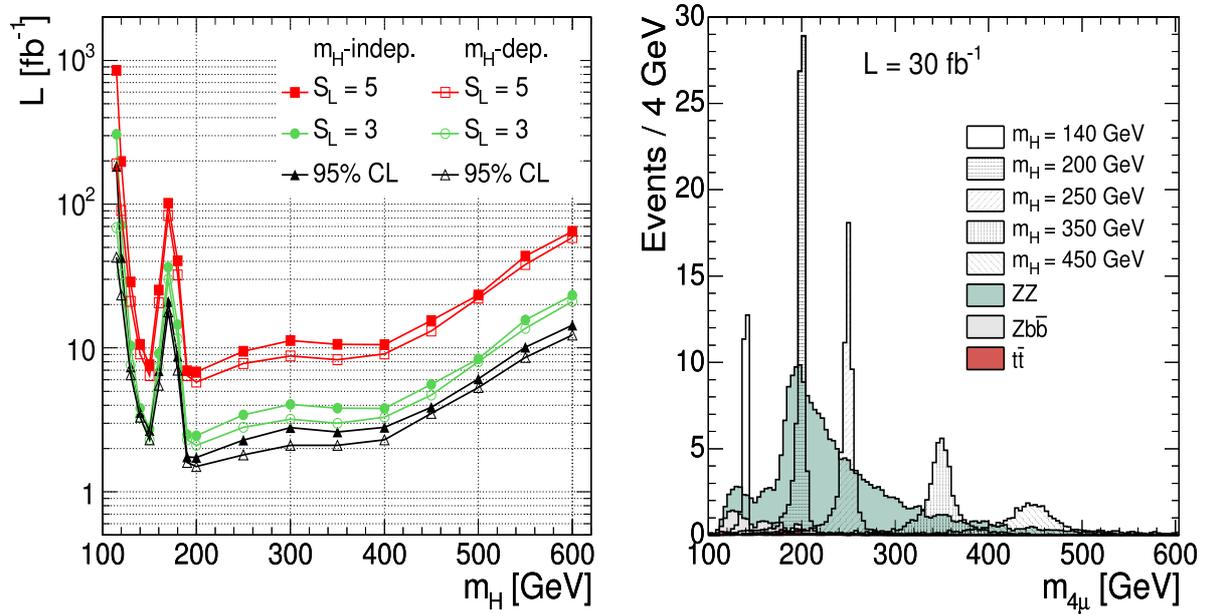


Figura 2.13: Luminosidad integrada necesaria para alcanzar una significancia de 3 y 5 σ para cortes dependientes e independientes de la masa del Higgs (figura izquierda). Masa invariante de 4μ para una luminosidad integrada de 30 fb^{-1} , para diversas posibles masas del Higgs y para el fondo (derecha).

el LHC nos ofrece la oportunidad de buscar bosones Z' en un rango de masas superior a $1 \text{ TeV}/c^2$.

El fondo dominante para la señal $pp \rightarrow Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ es la producción Drell-Yan de pares de muones, $pp \rightarrow \gamma/Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Otras contribuciones como ZZ , ZW , WW , $t\bar{t}$ están al nivel de solamente unos pocos por ciento de la producción de Drell-Yan.

Para masas invariantes $\mu^+\mu^-$ entre 1 TeV y 5 TeV, la fracción de los eventos con ambos muones dentro de la aceptación geométrica del sistema de muones ($|\eta| < 2.4$) aumenta del 80% a 1 TeV hasta el 95% para masas más altas. La aceptación de $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ es muy similar.

Para hacer la selección de sucesos en este caso se requiere aislamiento en el Tracker pero no así en los calorímetros, ya que los muones de alto p_T van a menudo acompañados de cascadas electromagnéticas y se perdería mucha eficiencia.

Para encontrar el Z' se busca una resonancia en la distribución de masa invariante de $\mu^+\mu^-$. En la figura 2.14 tenemos la distribución para un Z' GUT de $1 \text{ TeV}/c^2$, para la masa generada (izquierda) en el caso de un detector ideal y asumiendo un escenario del detector inicial no bien alineado (derecha). En el primer caso el pico es muy claro, y en el segundo es fácilmente distinguible pero la resolución es bastante pobre (es éste un buen ejemplo de la importancia que tiene calibrar el detector, y en este caso concreto el alineamiento entre las diferentes estaciones).

Ajustando las distribuciones Monte Carlo se tiene que la masa se puede determinar con una precisión de entre 4 y 8 %, dependiendo de la masa resonante y las incertidumbres del alineamiento [37].

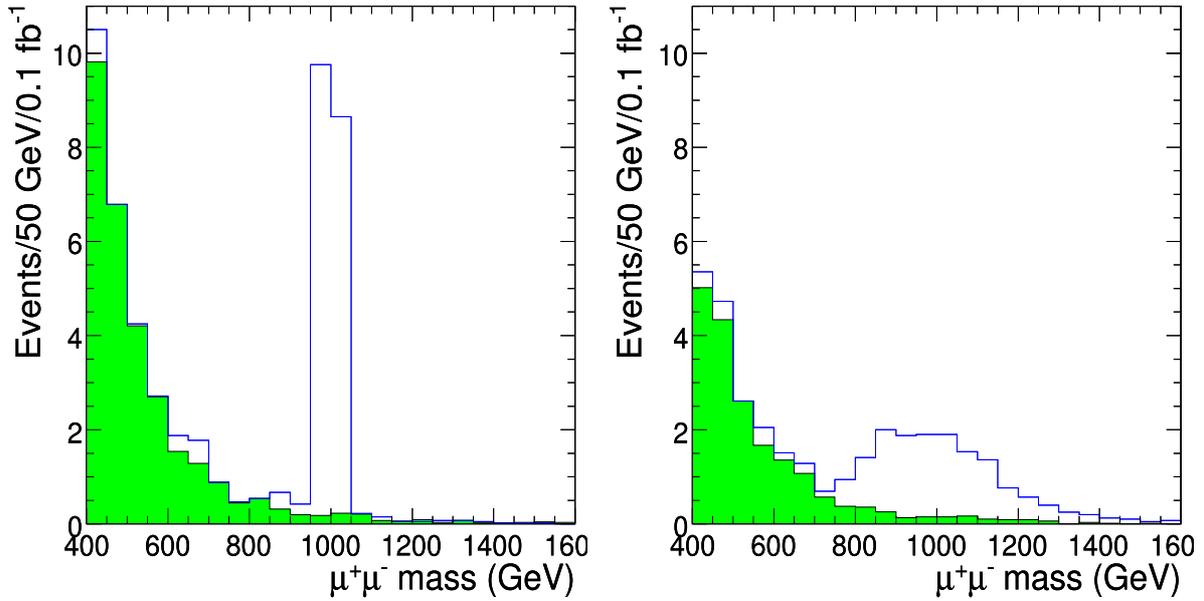


Figura 2.14: Masa invariante de $\mu^+\mu^-$ para un Z' GUT de 1 TeV (en la figura de la izquierda para eventos generados y en la figura de la derecha asumiendo un detector no bien alineado).

En la figura 2.15 se representa la luminosidad integrada necesaria para alcanzar una significancia de 5σ . Se puede apreciar, por ejemplo, que se podría descubrir un Z' de 1 TeV incluso para una luminosidad integrada de 0.1 fb^{-1} ; también se puede ver que una luminosidad integrada de 100 fb^{-1} no permite obtener una significancia de 5σ a 5 TeV usando sólo el canal $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ para ninguno de los modelos que se representan.

2.2.5.3. Producción asociada $b\bar{b}H$ con $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ en MSSM

La producción de bosones de Higgs del MSSM asociados con quarks b, $pp \rightarrow b\bar{b}\phi$ ($\phi=h, H, A$) seguido de la desintegración $\phi \rightarrow \mu\mu$ nos puede dar una de las mejores medidas de la masa y la anchura de los bosones de Higgs pesados H y A, y con ésta restringir $\tan\beta$.

Lo primero que se hace es requerir muones aislados (Tracker + calorímetros). A pesar de que el cociente de desintegración $\phi \rightarrow \mu\mu$ es pequeño (10^{-4}), la medida precisa de la masa dimuónica nos sirve para suprimir el fondo $t\bar{t}$, para lo cual se ponen también límites en la energía faltante y en la energía de los jets (ya que en la cadena de desintegración del t aparecen el ν y jets muy energéticos). La producción de bosones de Higgs asociada a quarks b la usamos para suprimir

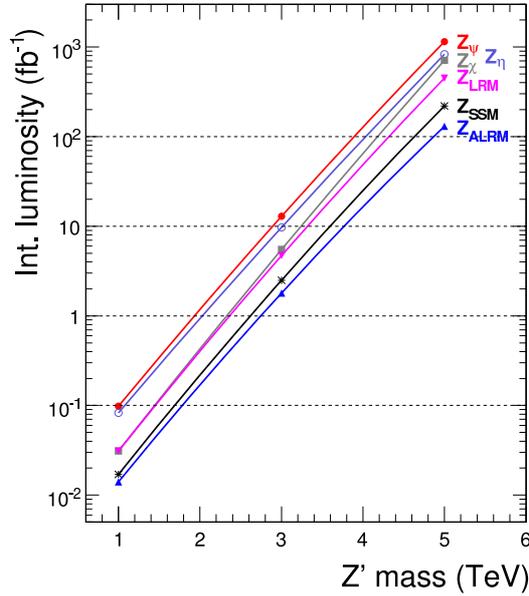


Figura 2.15: Luminosidad integrada necesaria para alcanzar una significancia de 5σ para masas del Z' entre 1 y 5 TeV.

el fondo Drell-Yan de $\mu\mu$ usando b-tagging (búsqueda de vértices de desintegración secundarios producidos por quarks b). El fondo $\mu\mu b\bar{b}$ aunque irreducible, es pequeño.

Debido a la incertidumbre en los parámetros del MSSM (entre ellos las masas de las partículas), se puede considerar 3 posibles escenarios:

- $M_A \gg M_h$ con $M_A \sim M_H$.
- $M_A \sim M_h$, $M_A \approx M_H \approx M_h$
- $M_A < M_h$, $M_A \sim M_h$

En la figura 2.16 se puede ver una distribución de masa invariante de dimuones después de todos los cortes impuestos, para $M_A=150 \text{ GeV}/c^2$, $\tan\beta=40$ y una luminosidad integrada de 30 fb^{-1} , donde se puede ver un pequeño exceso sobre el fondo dado por la señal.

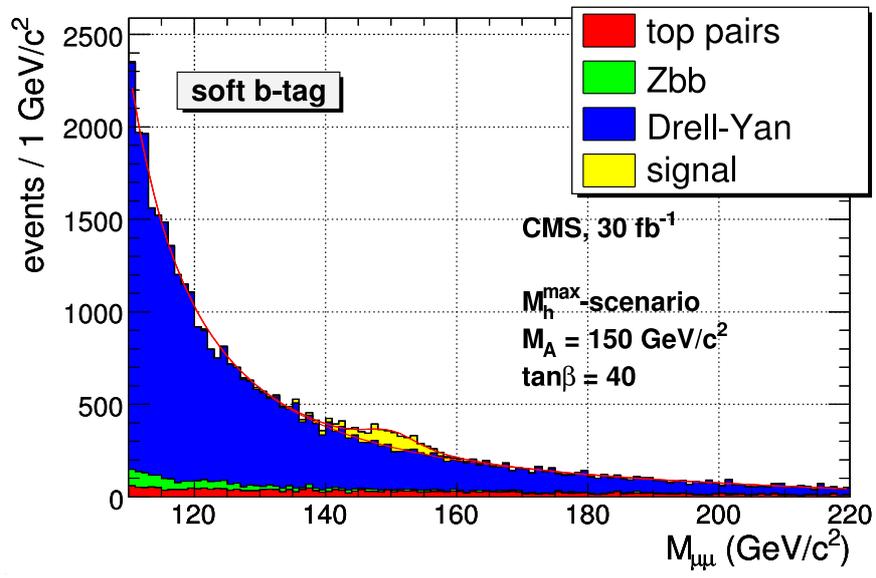


Figura 2.16: Masa invariante de dimuones para $M_A=150 \text{ GeV}/c^2$, $\tan\beta=40$ y una luminosidad integrada de 30 fb^{-1} .

Capítulo 3

DRIFT TUBES: características y principios de funcionamiento.

En este capítulo vamos a describir las características y funcionamiento, así como su situación en el experimento, de las cámaras de tubos de deriva de CMS. También se presenta una descripción detallada de los principios de funcionamiento de los detectores gaseosos de ionización, conjunto del que forman parte los DTs.

3.1. El detector de muones del barril de CMS.

El detector de muones del barril de CMS está formado por 4 estaciones; MB1, MB2, MB3 y MB4, situadas de manera concéntrica alrededor del tubo del haz (figura 3.1). Cada rueda tiene doce sectores, lo que hace que tengamos 50 cámaras de deriva en cada una de las 5 ruedas de CMS (en los sectores 4 y 10 tenemos 2 cámaras MB4 en lugar de una).

3.2. Los tubos de deriva

La unidad fundamental de las cámaras de deriva de CMS son los tubos de deriva. Los tubos de deriva de CMS (figura 3.2) tienen una sección rectangular, con un ancho de 42 mm, una altura de 13 mm, y una longitud variable. Hay una tira de aluminio a cada lado de la celda, en las vigas, que hacen la función de cátodos; en las partes superior e inferior de la celda tenemos otras 2 tiras de aluminio (*strips*), que operan con un voltaje positivo y cuya misión es hacer más homogéneo y lineal el campo eléctrico en el interior de la celda; por último tenemos, en el centro de la celda, un hilo que hace la función de ánodo. Los voltajes de operación fijados para cada uno después de diversas pruebas son: 3600 V para los hilos, 1800 V para los *strips* y -1200 V para las vigas. La mezcla de gases con la que se rellenan los tubos de deriva contiene un 85 % de Argón y 15 % de CO₂.

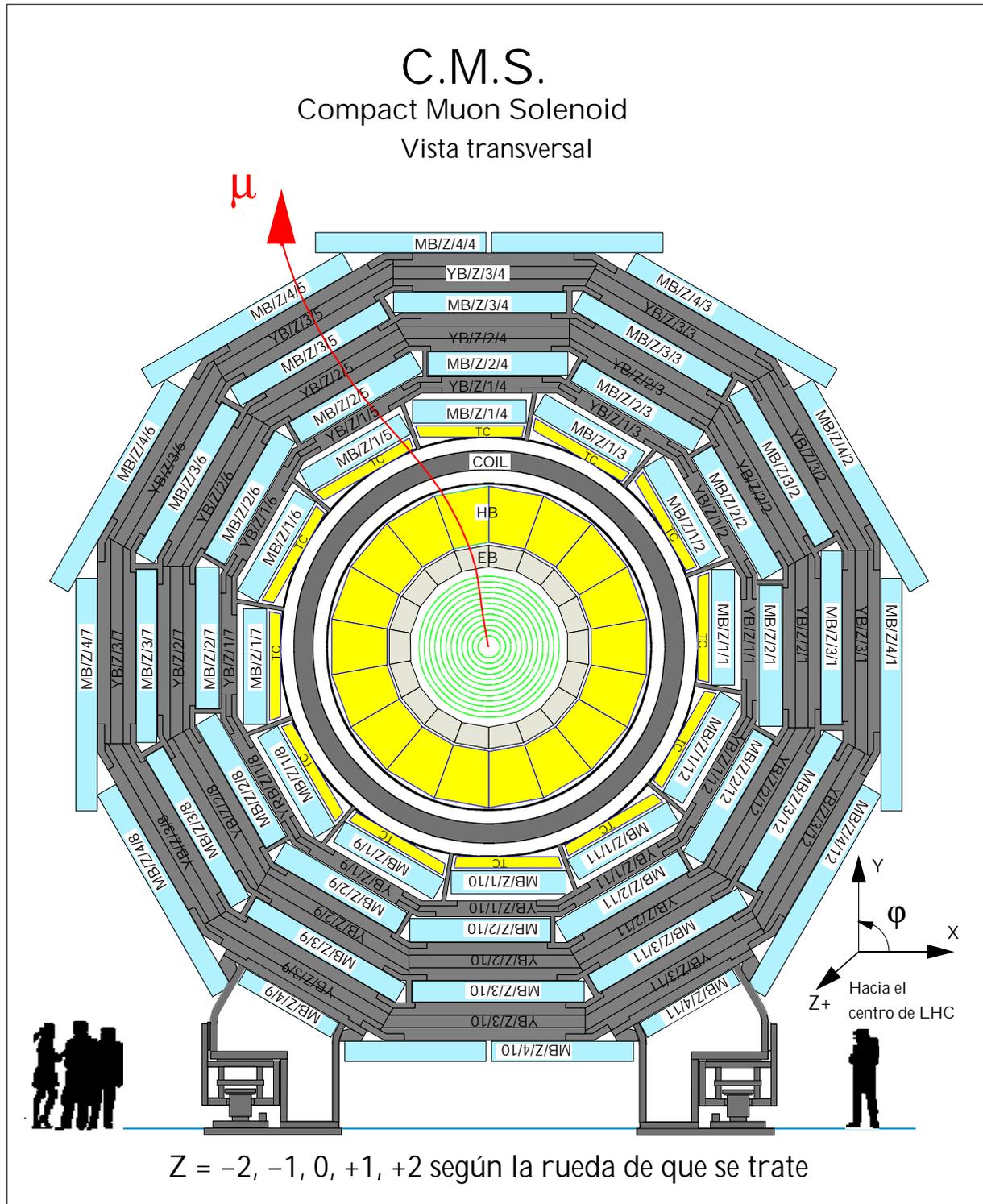


Figura 3.1: Vista transversal de una rueda de CMS, con la situación de las cámaras en cada sector y estación.

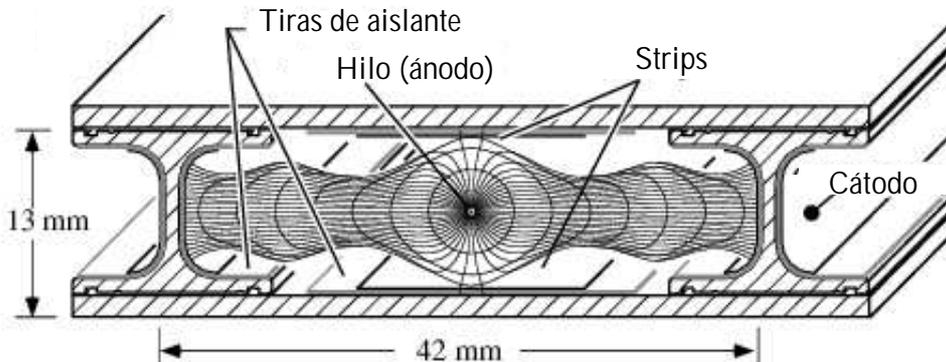


Figura 3.2: Vista transversal de la celda de deriva donde se indican sus dimensiones y se pueden ver las líneas de deriva de los electrones en ausencia de campo magnético.

La celda de deriva nos permite situar los puntos de paso de las partículas cargadas con gran precisión. Al pasar las partículas cargadas por la celda de deriva ionizan el gas y, debido al campo eléctrico, los electrones derivan hacia el ánodo y los iones hacia el cátodo. Cerca del hilo el campo eléctrico es muy intenso y los electrones originan avalanchas. El movimiento de esta gran cantidad de carga produce una diferencia de potencial que es recogida por la electrónica apropiada y, tras una digitalización temporal, permite calcular la posición por la que ha pasado la partícula.

Los tubos de deriva se agrupan en *capas*. Una capa está formada por un número determinado de celdas, puestas una a continuación de la otra, y cuyo número depende de la estación y supercapa a la que pertenezca. Las capas se agrupan en *supercapas*. Cada supercapa (figura 3.3) está formada de 4 capas, pegadas una encima de la otra, dejando media celda de separación entre el origen de la primera celda de las capas pares y el de las capas impares. Esto se hace para poder resolver la ambigüedad izquierda - derecha típica de las celdas de deriva.

Cada supercapa se puede considerar una unidad independiente dentro del conjunto de la cámara de deriva. Tenemos 2 tipos de supercapas: las *supercapas* ϕ , cuya misión es medir el ángulo ϕ , que es en el que se curvarán las partículas en CMS debido al campo magnético solenoidal; y las *supercapas* θ , que medirán el ángulo θ de las trazas de los muones. Cada estación (figura 3.4) está compuesta por 2 supercapas ϕ y una supercapa θ , salvo las MB4 que están compuestas solamente por 2 supercapas ϕ . En ambos casos, tenemos un bloque con forma de panel de abeja intercalado entre la supercapa ϕ inferior y la supercapa θ , o entre las 2 supercapas ϕ , respectivamente, que da robustez al conjunto y además nos proporciona un brazo de palanca mayor entre ambas supercapas ϕ lo cuál nos permitirá tener una mejor resolución al calcular las trazas.

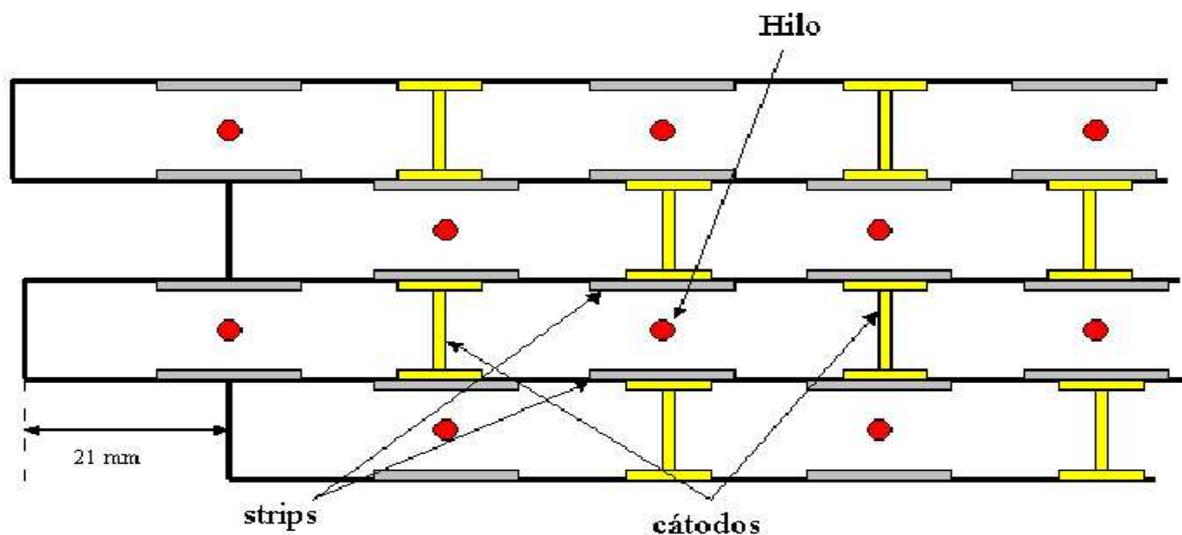


Figura 3.3: Vista frontal de una supercapa.

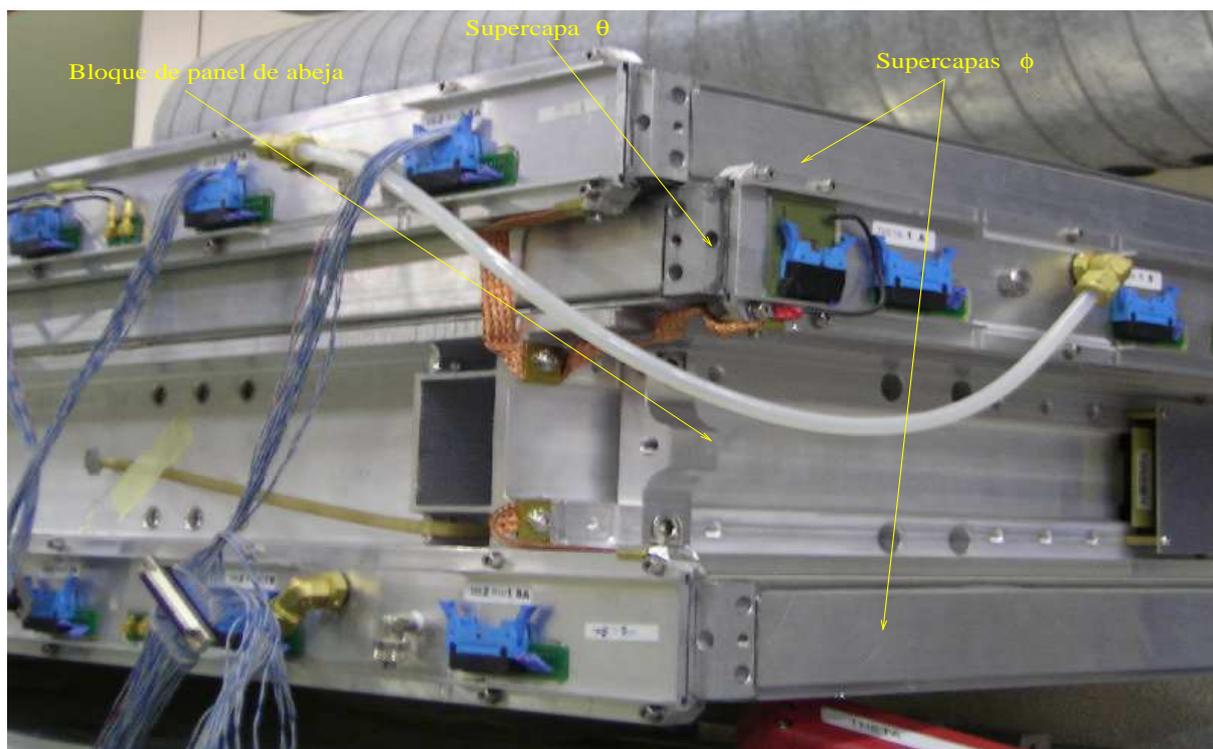


Figura 3.4: Vista de una cámara de deriva donde se puede ver la situación de las 3 supercapas y el bloque de panel de abeja.

3.3. Detectores gaseosos de ionización

Los detectores de ionización fueron los primeros aparatos eléctricos desarrollados para la detección de radiación. Se basan en la recogida de los electrones de ionización e iones producidos en un gas por la radiación o partícula que pasa por el volumen del detector. Una partícula cargada, al pasar por un medio gaseoso puede interactuar con él de muchas formas, siendo la interacción electromagnética la base usada para la detección ya que es muchos órdenes de magnitud más probable que las interacciones débil y fuerte.

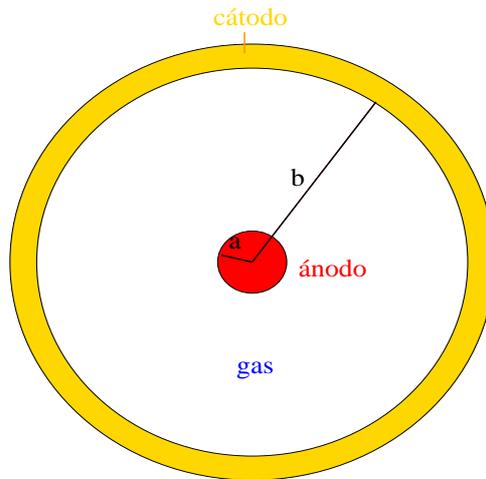


Figura 3.5: Detector gaseoso cilíndrico.

Podemos tomar, a modo de ejemplo, un detector gaseoso de ionización con una geometría cilíndrica para simplificar (figura 3.5). La pared del cilindro es conductora y hará de cátodo. En el eje del cilindro tenemos un hilo fino conductor al que se le aplica un voltaje positivo V_0 respecto a la pared y que hará las veces de ánodo. El volumen estará relleno de un gas apropiado, un gas noble como el argón. Tendremos un campo eléctrico radial:

$$E = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln(b/a)} \quad (3.1)$$

donde r es la distancia radial desde el eje, b es el radio interior del cilindro, y a es el radio del hilo. Al pasar partícula cargada por el volumen, producirá un número de pares ión–electrón dependiente de la energía depositada en el detector. Debido al campo eléctrico, los iones derivarán hacia el cátodo y los electrones hacia el ánodo, donde se recogen.

La señal obtenida depende en la intensidad del campo, como se puede ver en la figura 3.6. A voltaje cero no se recoge ninguna carga ya que los pares ión–electrón se recombinan debido a su atracción eléctrica. Cuando se va aumentando el voltaje las fuerzas de recombinación se van superando y se recogen cada vez más pares ión–electrón. Se llega a un punto en el que todos los

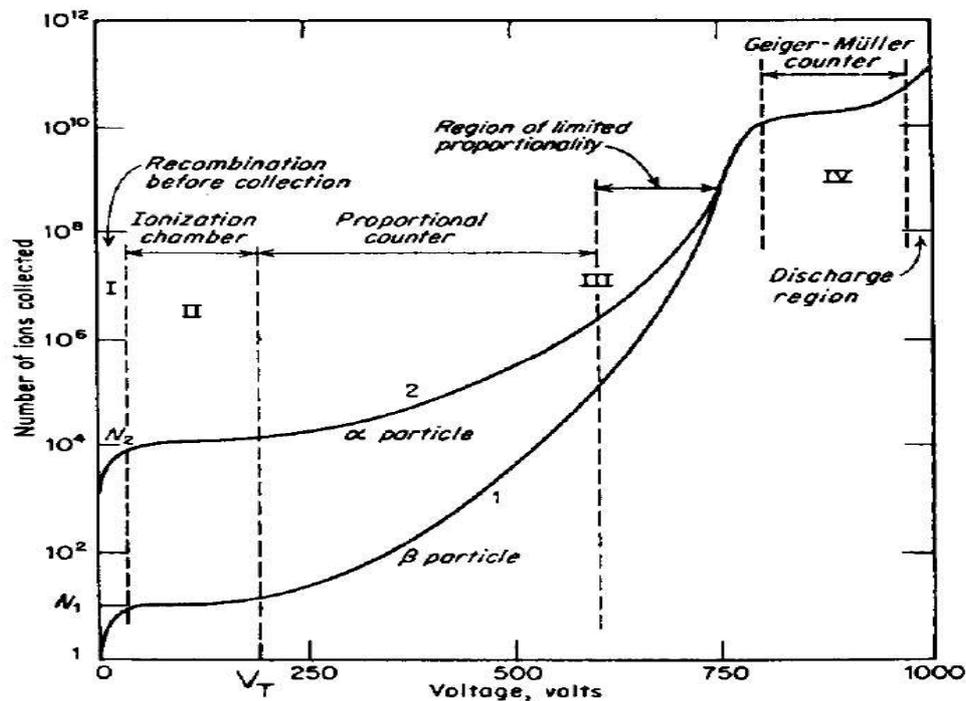


Figura 3.6: Regiones de operación de un detector gaseoso de ionización en función del voltaje aplicado.

pares ión–electrón son recogidos y, aunque se aumente más el campo eléctrico, no se aprecian diferencias. A los detectores funcionando en esta región (II en la figura) se les llama *cámaras de ionización*.

Si se aumenta el voltaje por encima de la región II, la corriente empieza a aumentar con el voltaje de nuevo. El campo eléctrico es lo suficientemente intenso para acelerar los electrones liberados por la radiación incidente (*ionización primaria*) hasta alcanzar una energía con la que ellos mismos pueden ionizar moléculas del gas (*ionización secundaria*). Los nuevos electrones liberados podrán ionizar a otras moléculas creando nuevos pares ión–electrón, y así sucesivamente. Esto resulta en una *avalancha* o *cascada* de ionización. Esta avalancha se produce muy rápidamente y cerca del hilo, donde el campo eléctrico es muy intenso. Aún así, el número de pares ión–electrón creados es proporcional a los electrones primarios liberados por la radiación incidente, obteniendo una señal de salida mucho más grande que en el caso de las cámaras de ionización, ya que se pueden llegar a tener factores de multiplicación de 10^6 . Esta región de proporcionalidad se extiende hasta el punto III y un detector que opera en esta región se conoce como *cámara proporcional*.

Si el voltaje se incrementa más allá del punto III, la carga generada es lo suficientemente grande como para distorsionar el campo eléctrico, y la proporcionalidad se empieza a perder.

Al seguir aumentando el voltaje, llega un punto en el que hay una saturación de la corriente de salida, donde la amplitud de ésta es independiente de la energía depositada en el evento inicial. Los detectores que operan en esta región se llaman contadores *Geiger-Müller*.

Si aumentáramos más el voltaje tendríamos descargas continuas aún en ausencia de radiación, y el detector podría dañarse.

3.3.1. Pérdida de energía de una partícula al atravesar un medio

La fórmula que describe la pérdida de energía que sufre una partícula al atravesar un medio desde un punto de vista mecano-cuántico es la conocida como fórmula de Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.2)$$

donde N_a es el número de Avogadro ($6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$); r_e es el radio clásico del electrón ($2.817 \times 10^{-13} \text{ cm}$); m_e es la masa del electrón; ρ es la densidad del material que atraviesa la partícula; Z y A son los números atómico y másico, respectivamente, de dicho material; z es la carga de la partícula cargada en unidades de e (carga del electrón sin signo); $\beta = v/c$, donde v es la velocidad de la partícula incidente; $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$; I es el potencial de ionización medio; δ es la corrección de densidad; C es la corrección de capa; W_{max} es la energía máxima que se puede transmitir en una sola colisión, y viene dada por:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\frac{m_e}{M} \sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (3.3)$$

con M la masa de la partícula incidente.

La corrección de *densidad* viene del hecho de que la partícula polariza los átomos del medio al cruzarlo. De esta forma, los electrones más externos sufren un apantallamiento del campo eléctrico y por tanto una colisión con uno de estos electrones producirá menos pérdida de energía de la esperada. La corrección de *capa* tiene en cuenta los efectos que aparecen cuando la velocidad de la partícula es comparable con la de los electrones ligados de los átomos. En este caso la aproximación de Bethe-Bloch de que los electrones son estacionarios con respecto a la partícula incidente ya no es válida.

3.3.2. Producción de rayos- δ

Cuando se produce una ionización, el electrón liberado puede salir con una energía E que puede tomar cualquier valor hasta W_{max} (3.3). La probabilidad de que el electrón salga con una energía E viene dada (aproximadamente) por:

$$P(E) = K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \frac{x}{E^2} \quad (3.4)$$

donde K es como llamamos a todos los factores constantes del primer término de la fórmula de Bethe–Bloch.

Los electrones liberados con una energía por encima de unos pocos keV se suelen llamar rayos- δ . Podemos calcular el número de rayos- δ por encima de una energía E_0 integrando la expresión anterior:

$$N(E \geq E_0) = \int_{E_0}^{E_M} P(E)dE = W \left(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_M} \right) \quad (3.5)$$

donde hemos llamado W a todos los factores no dependientes de la energía en la ecuación 3.4. La figura 3.7 muestra un ejemplo de la dependencia de N con la energía.

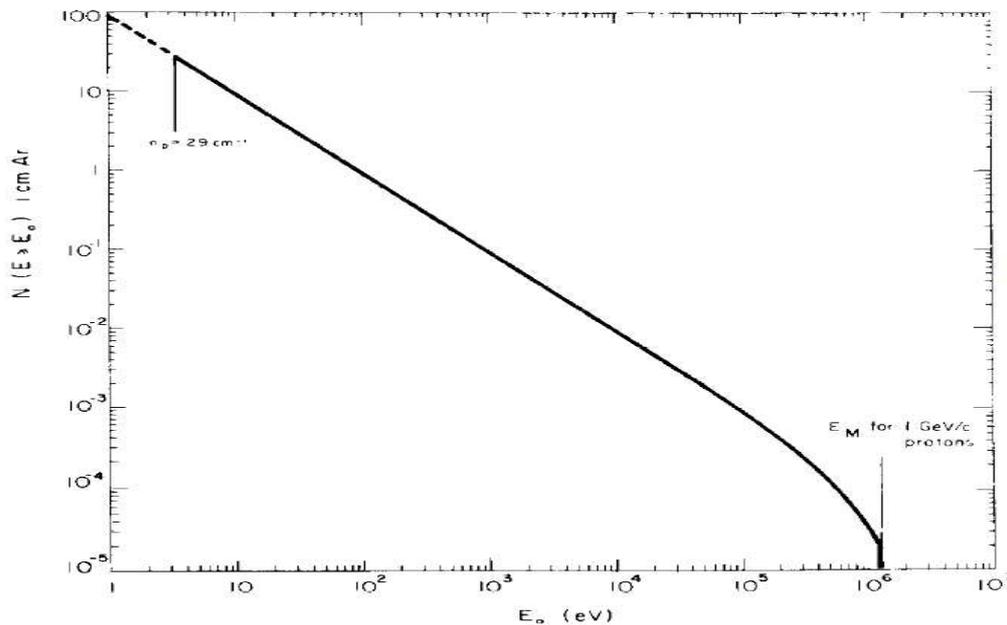


Figura 3.7: Número de rayos- δ emitidos a una energía mayor o igual que E_0 en 1 cm de argón a condiciones normales.

El ángulo de emisión de un rayo- δ de energía E viene dado, en una aproximación de electrón libre por [38]:

$$\cos^2\theta = \frac{E}{E_M} \quad (3.6)$$

3.3.3. Ionización en gases

3.3.3.1. Mecanismos de ionización

Una partícula cargada pierde energía en un medio material a través de 2 mecanismos principalmente: la excitación de un átomo y la ionización.

	Potencial de excitación (eV)	Potencial de ionización (eV)	Energía media para crear un par ión–electrón (eV)
H ₂	10.8	15.4	37
N ₂	8.1	15.5	35
O ₂	7.9	12.2	31
Ne	16.6	21.6	36
Ar	11.6	15.8	26
Kr	10.0	14.0	24
Xe	8.4	12.1	22
CO ₂	10.0	13.7	33

Tabla 3.1: Características de ionización y excitación de varios gases

La excitación de un átomo X podemos representarla de la forma:



donde p es la partícula cargada. Las secciones eficaces típicas en gases nobles son del orden de 10^{-17} cm^2 .

Una ionización tiene la forma:



y tiene secciones eficaces típicas del orden de 10^{-16} cm^2 . Como ya se ha comentado, los electrones liberados por la radiación incidente pueden también llegar a ionizar, y el proceso se repetirá mientras los electrones tengan energía suficiente para producir ionizaciones.

3.3.3.2. Número medio de pares ión–electrón creados

Hay que notar que para un determinado valor de la energía depositada por una partícula, el número medio de pares ión–electrón creados no es igual a la energía depositada dividida por el potencial de ionización, ya que parte de esa energía se pierde en excitaciones de átomos. En gases, se suele tener un par electrón–ión por cada 30 eV depositados por la partícula. Así, si la partícula pierde 3 keV, se crearán 100 pares de media. El valor medio no depende mucho del tipo de partícula. En la tabla 3.1 se dan valores para varios gases.

3.3.3.3. Recombinación y acoplamiento de electrones

Es importante que los pares ión–electrón creados permanezcan separados a fin de poder recogerlos en los electrodos. Por esto, hay 2 procesos que debemos tener en cuenta: la *recombinación* y el *acoplamiento de electrones*.

El primero de ellos (recombinación) se produce generalmente cuando no tenemos campo eléctrico. Entonces, los pares ión–electrón se recombinan debido a las fuerzas eléctricas mutuas emitiendo un fotón. La tasa de recombinación puede escribirse como:

$$d\rho = b\rho^+\rho^- dt \quad (3.9)$$

donde b es una constante que depende del gas, ρ^+ y ρ^- son las concentraciones de iones positivos y electrones respectivamente. Si ρ_0 es la concentración en $t=0$ y hacemos $\rho^+ = \rho^- = \rho$ tenemos:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + b\rho_0 t} \quad (3.10)$$

El acoplamiento de electrones se lleva a cabo por átomos electronegativos, formando iones negativos. Estos átomos tienen una capa exterior casi llena, con lo cual capturar un electrón produce una liberación de energía. Hay que tener cuidado con estos gases ya que podrían disminuir mucho la eficiencia del detector al no dejar a los electrones alcanzar los electrodos. Algunos de estos gases son el CO_2 y el H_2O .

3.3.4. Deriva y difusión en gases

3.3.4.1. Difusión en gases

En ausencia de campo eléctrico, los iones y electrones liberados se difunden homogéneamente hacia fuera alrededor del punto de creación, siguiendo una distribución gaussiana:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \quad (3.11)$$

donde N_0 es el número de cargas en el tiempo $t=0$, x es la distancia al punto de creación y D es el coeficiente de difusión. La dispersión esférica es así la siguiente:

$$\sigma(x) = \sqrt{6Dt} \quad (3.12)$$

Se puede llegar a una expresión del coeficiente de difusión donde se hace aparente su relación con los parámetros del gas:

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{\rho\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}} \quad (3.13)$$

donde σ_0 es la sección eficaz total para una colisión con una molécula del gas.

3.3.4.2. Movilidad

Cuando se aplica un campo eléctrico E , los electrones e iones liberados empiezan a acelerar, alcanzando una velocidad media a la que llamamos *velocidad de deriva* (v_d). Definimos la movilidad μ como:

$$\mu = \frac{v_d}{E} \quad (3.14)$$

Gas	D (cm ² /s)	μ (cm ² s ⁻¹ V ⁻¹)
H ₂	0.34	13.0
He	0.26	10.2
Ar	0.04	1.7
O ₂	0.06	2.2
H ₂ O	0.02	0.7

Tabla 3.2: Coeficiente de difusión y movilidad para diversos gases.

Para iones positivos se tiene que la velocidad de deriva es proporcional a E/P hasta campos eléctricos muy altos, siendo P la presión del gas.

Se puede obtener una relación entre la movilidad y el coeficiente de difusión para gases ideales (conocida como relación de Einstein):

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (3.15)$$

La tabla 3.2 muestra valores de la movilidad y el coeficiente de difusión para algunos iones en sus mismos gases.

La movilidad de los electrones es mucho mayor que la de los iones, pudiendo ser 2 y 3 órdenes de magnitud mayor. La velocidad de deriva de los electrones en gas viene dada por (asumiendo que el tiempo medio entre colisiones τ es constante) [39]:

$$v_d = \frac{eE}{m} \tau \quad (3.16)$$

Se ha visto que la sección eficaz de colisión varía en algunos gases de manera muy fuerte con el campo eléctrico (efecto Ramsauer), como se muestra en la figura 3.8 para el argón.

En la figura 3.9 se pueden ver los valores de la velocidad de deriva de los electrones para varias mezclas de argón y dióxido de carbono, y podemos constatar que añadiendo incluso pequeñas cantidades de otro gas, se pueden cambiar muy significativamente las propiedades de deriva de un gas.

3.3.4.3. Efecto del campo magnético en la deriva de los electrones

Toda carga que se encuentra bajo la influencia de un campo electromagnético siente la acción de la denominada fuerza de Lorentz, que tiene la siguiente expresión:

$$\mathbf{F}_L = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \quad (3.17)$$

donde las variables en negrita representan vectores tridimensionales, q es la carga, \mathbf{F}_L es la fuerza de Lorentz, \mathbf{E} es el vector campo eléctrico, \mathbf{v} es el vector velocidad de la carga, \mathbf{B} es el vector intensidad de campo magnético. Por las propiedades del producto vectorial, sabemos

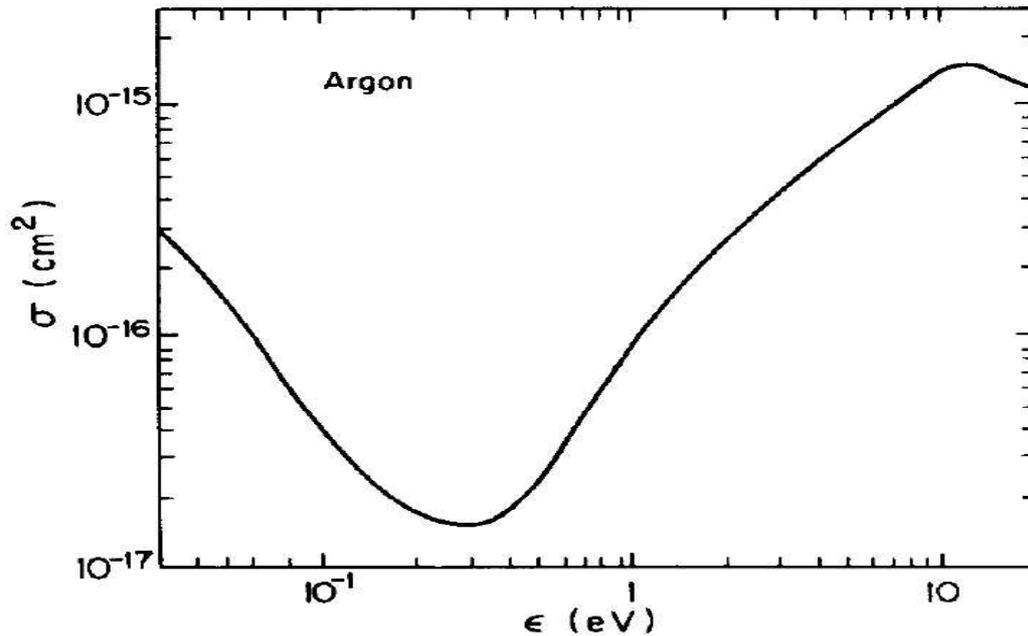


Figura 3.8: Secciones eficaces de Ramsauer para electrones en argón en función de su energía.

que la fuerza ejercida por el campo magnético sobre la carga es nula si las direcciones de sus vectores correspondientes son paralelas. Por tanto, las únicas componentes del campo magnético que ejercerán una fuerza sobre la carga serán las que se encuentren en un plano perpendicular a la dirección de movimiento de la misma.

En los casos que estamos estudiando, la dirección de movimiento de las cargas la marca el vector de campo eléctrico, por tanto las componentes del campo magnético que ejercerán algún efecto sobre las cargas son las perpendiculares a dicho campo eléctrico.

Al aplicar un campo magnético (que supondremos perpendicular al campo eléctrico por la argumentación anterior), aparece una nueva componente de la velocidad de deriva perpendicular a ambos campos. Asumiendo que el tiempo medio entre colisiones τ es constante, este valor viene dado por [39]:

$$v_{d\perp} = - \left(\frac{1}{3} \frac{eE}{m} \frac{eB}{m} \tau^2 \right) \quad (3.18)$$

Luego, en primera aproximación, el efecto del campo magnético perpendicular al campo eléctrico es el de modificar las trayectorias de deriva de los electrones, como se puede ver en la figura 3.10.

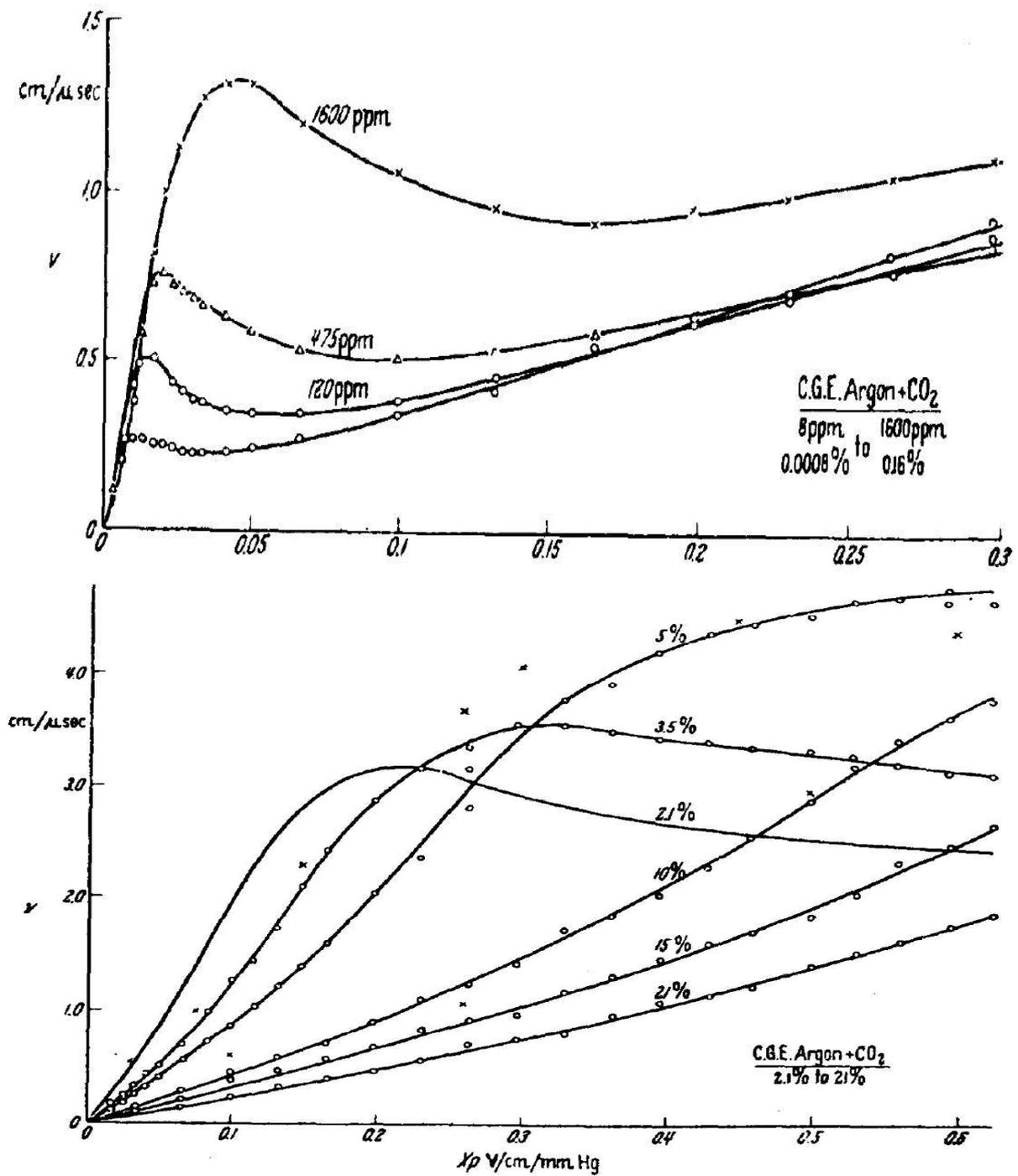


Figura 3.9: Velocidad de deriva de los electrones en diferentes mezclas de argón y CO₂.

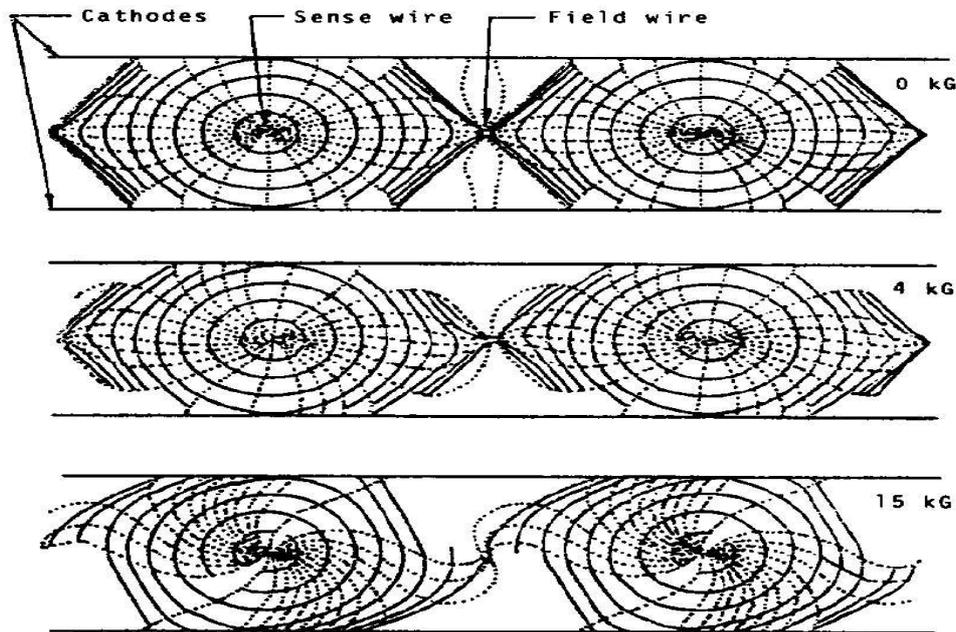


Figura 3.10: Trayectoria de los electrones con distintos valores del campo magnético paralelo al hilo.

3.3.5. Formación de la avalancha

La avalancha se produce cuando los electrones liberados por la radiación incidente ganan la suficiente energía por la aceleración producida por el campo eléctrico como para producir ellos más ionizaciones. Se liberarán así electrones secundarios, que a su vez producirán terciarios y así sucesivamente. La avalancha tendrá forma de gota (figura 3.11) con los electrones agrupados al frente, debido a su gran movilidad, y los iones detrás.

Si llamamos α^{-1} al camino libre medio de los electrones, entonces α representa la probabilidad de ionización por unidad de longitud de deriva. α se conoce como *primer coeficiente de Townsend* (podemos ver algunos valores en la figura 3.12). Si tenemos n electrones, entonces en dx tendremos:

$$dn = n\alpha dx \quad (3.19)$$

nuevos electrones creados. Integrando, y llamando n_0 al número de electrones original tenemos:

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \quad (3.20)$$

con lo cual el factor de multiplicación será:

$$M = n/n_0 = \exp(\alpha x) \quad (3.21)$$

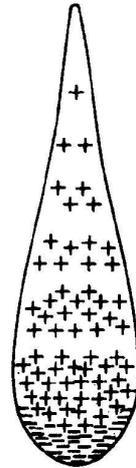


Figura 3.11: Avalancha de ionización. Los electrones, al tener una movilidad mucho mayor, se agrupan al frente, mientras que los iones se sitúan detrás, teniendo el conjunto una forma típica de gota.

Para campos no homogéneos la expresión es la siguiente:

$$M = \exp \left[\int_{r_1}^{r_2} \alpha(x) dx \right] \quad (3.22)$$

El factor de multiplicación está limitado a $M < 10^8$ o $\alpha x < 20$, lo que se conoce como límite de Raether. Se han desarrollado varios modelos teóricos para hallar α , como por ejemplo el de Rose y Korff [40]:

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp \left(\frac{-BP}{E} \right) \quad (3.23)$$

donde A y B son constantes dependientes del gas y del rango de E/P , y sus valores se obtienen de manera experimental.

3.3.6. Formación de la señal en un contador proporcional

Tomamos como modelo el detector gaseoso cilíndrico ya mencionado (figura 3.5), para ilustrar cómo se genera la señal en estos detectores.

La principal característica de los contadores proporcionales, como ya se ha dicho, es la formación de una avalancha, la mayor parte de la cual se produce muy cerca del hilo, donde el campo eléctrico es muy intenso. De hecho, la mitad de la carga se genera en el último camino libre medio de los electrones.

La señal en los electrodos se genera por el movimiento de esta gran cantidad de carga, los iones hacia el cátodo y los electrones hacia el ánodo, la cual induce un voltaje en los mismos.

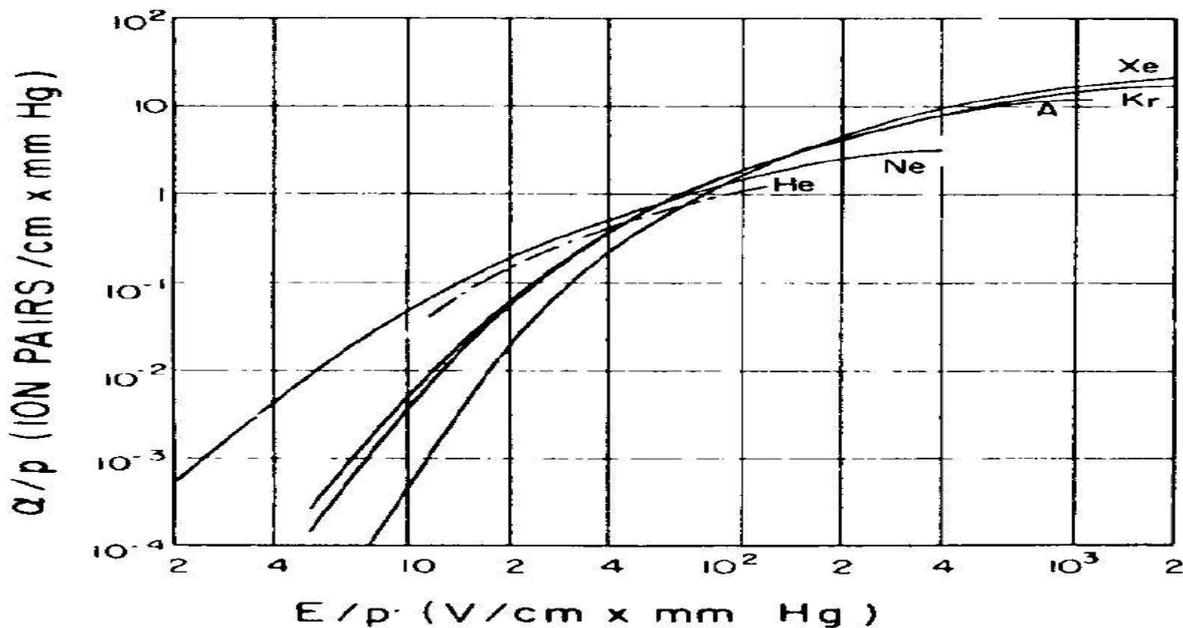


Figura 3.12: Primer coeficiente de Townsend como función del campo eléctrico dividido por la presión.

Para nuestro contador cilíndrico tenemos que el campo eléctrico y la energía potencial vienen dados por:

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon} \frac{1}{r} \tag{3.24}$$

$$\phi(r) = -\frac{CV_0}{2\pi\epsilon} \ln\left(\frac{r}{a}\right)$$

donde r es la distancia radial desde el hilo, V_0 es el voltaje aplicado, ϵ la constante dieléctrica del gas y C la capacidad por unidad de longitud, que en este caso es:

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(b/a)} \tag{3.25}$$

Ahora supongamos que tenemos una carga a una distancia r del hilo y que se desplaza una distancia dr . Como su energía potencial es $W = q\phi(r)$, la variación de ésta será:

$$dW = q \frac{d\phi(r)}{dr} dr \tag{3.26}$$

Si el movimiento de las cargas es lo suficientemente rápido como para que la fuente externa no pueda reaccionar al cambio de energía del sistema, se puede considerar que el sistema está cerrado y que se conserva la energía. Como la energía electrostática de un condensador cilíndrico es $W = (1/2)lCV_0^2$, donde l es la longitud del cilindro, tenemos:

$$dW = lCV_0 dV = q \frac{d\phi(r)}{dr} dr \tag{3.27}$$

con lo cual el cambio de voltaje generado en los electrodos por el desplazamiento de la carga viene dado por la siguiente expresión:

$$dV = \frac{q}{lCV_0} \frac{d\phi(r)}{dr} dr \quad (3.28)$$

Este resultado es general y por tanto válido para cualquier configuración.

Por tanto, si la multiplicación tiene lugar a una distancia r_M del hilo, el voltaje inducido por los electrones es:

$$V^- = \frac{-q}{lCV_0} \int_{a+r_M}^a \frac{d\phi}{dr} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln\left(\frac{a+r_M}{a}\right) \quad (3.29)$$

y el inducido por los iones:

$$V^+ = \frac{q}{lCV_0} \int_{a+r_M}^b \frac{d\phi}{dr} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln\left(\frac{b}{a+r_M}\right) \quad (3.30)$$

La razón de ambas contribuciones es:

$$\frac{V^-}{V^+} = \frac{\ln(a+r_M) - \ln a}{\ln b - \ln(a+r_M)} \quad (3.31)$$

Como la multiplicación ocurre muy cerca del hilo, la contribución a la señal por parte de los electrones es mucho menor que para los iones (alrededor del 1%). Así, podemos considerar irrelevante la contribución de los electrones, con lo cual la evolución temporal de la señal se puede escribir como:

$$V(t) = \int_{r(0)}^{r(t)} \frac{dV}{dr} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln \frac{r(t)}{a} \quad (3.32)$$

Por la definición de movilidad tenemos que $v_d = dr/dt = \mu E(r)$, así:

$$r dr = \frac{\mu CV_0}{\pi\epsilon} dt \quad (3.33)$$

integrando llegamos a la expresión de la distancia en función del tiempo:

$$\int_a^r dr = \int_0^t \frac{\mu CV_0}{\pi\epsilon} dt \quad \longrightarrow \quad r(t) = \left(a^2 + \frac{\mu CV_0}{\pi\epsilon} t\right)^{1/2} \quad (3.34)$$

Si sustituimos este resultado en 3.32 obtenemos la dependencia del voltaje inducido con el tiempo:

$$V(t) = -\frac{q}{4\pi\epsilon l} \ln\left(1 + \frac{\mu CV_0}{\pi\epsilon a^2} t\right) = -\frac{q}{4\pi\epsilon l} \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right) \quad (3.35)$$

donde $t_0 = \pi\epsilon/\mu CV_0$. El tiempo total de deriva t_{max} de los iones se puede hallar haciendo en la ecuación 3.34 $r(t_{max}) = b$. Así tenemos:

$$t_{max} = t_0(b^2 - a^2) \quad (3.36)$$

Como no es necesario usar toda la señal, el pulso suele ser diferenciado poniendo una resistencia R al final del contador, con lo que la señal es diferenciada con una constante de tiempo $\tau=RC$ y la duración del pulso se acorta. En la figura 3.13 podemos ver la función t_{max} dibujada para algunos valores típicos de τ .

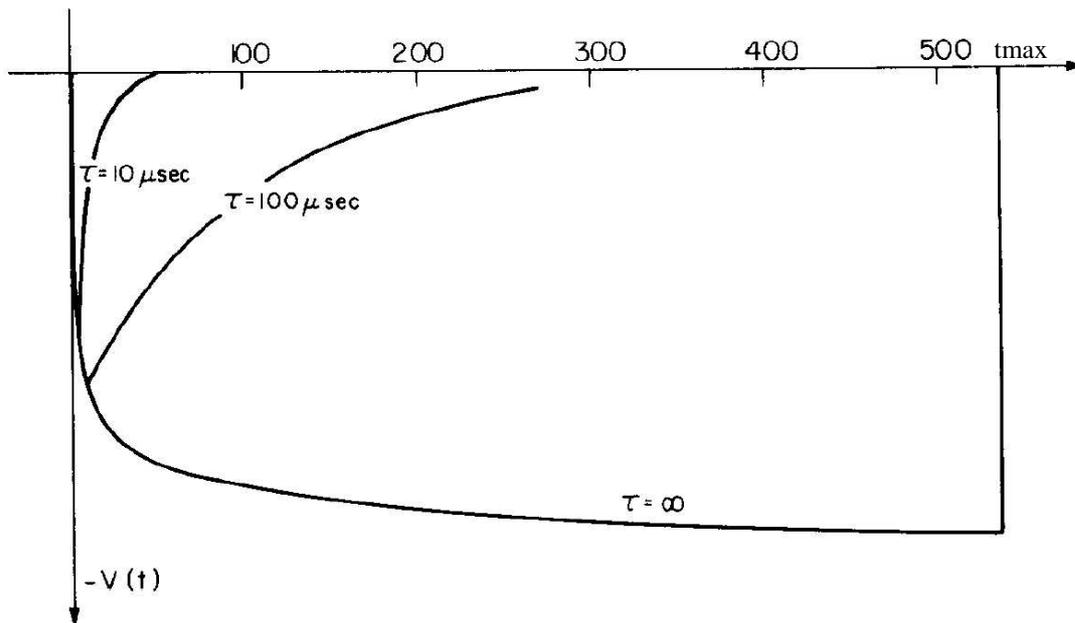


Figura 3.13: Evolución temporal del pulso en un contador proporcional. t_{max} es el tiempo máximo de deriva de los iones (lo que tardarían en llegar desde el ánodo hasta el cátodo). En la figura se muestra la forma del pulso obtenida con varias constantes de tiempo.

3.3.7. Elección del gas

La elección de un gas noble como componente principal viene de manera natural, ya que las avalanchas se producen en éstos a campos eléctricos más bajos que para gases más complejos, lo cuál se debe a que estos últimos tienen muchos modos de disipación de energía además de la ionización. Dentro de los gases nobles, la elección suele recaer en el argón, ya que, además de una alta ionización específica (tabla 3.1), es mucho más barato que el xenón y el kriptón. Con el argón se puede llegar a ganancias de 10^3 - 10^4 antes de entrar en régimen de descarga permanente. Esto se debe a que, cuando se produce la avalancha, se excitan átomos de argón que al desexcitarse emiten un fotón, cuya energía mínima (11.6 eV para el argón) está por encima del potencial de ionización de los metales que pueden formar el cátodo (por ejemplo 7.7 eV para el cobre). Así se pueden extraer fotoelectrones del cátodo y generar otra avalancha después de la primera. Para amortiguar este efecto, se le suele añadir al argón otros gases poliatómicos que tengan la capacidad de absorber con sus modos rotacionales y vibracionales los fotones de desexcitación. Por ejemplo, el metano tiene una capacidad de absorción muy eficiente en el rango entre 7.9 y 14.5 eV, que cubre el rango de energía de los fotones emitidos por el argón. Con esto se puede llegar a ganancias de 10^6 .

Los iones de argón, cuando llegan al cátodo son neutralizados extrayendo un electrón, emitiendo un fotón o produciendo emisión secundaria, es decir, la extracción de otro electrón de la superficie del cátodo; ambos procesos pueden producir avalanchas y acabar generando un

régimen de descarga permanente incluso para ganancias moderadas. El primer caso es equivalente al descrito anteriormente. La adición de gases electronegativos, como el CO_2 , que capturan electrones libres formando moléculas cargadas negativamente que no pueden producir avalanchas, hace que se pueda llegar a ganancias de 10^7 . Sin embargo, hay que limitar la cantidad de gas electronegativo que se introduce ya que podría tener efectos graves sobre la eficiencia de detección.

3.3.8. La cámara de deriva

La cámara de deriva es un detector gaseoso de ionización en el que se mide el tiempo de deriva de los electrones liberados por la partícula ionizante para obtener información espacial de su punto de paso. La forma típica de una celda de deriva se muestra en la figura 3.14.

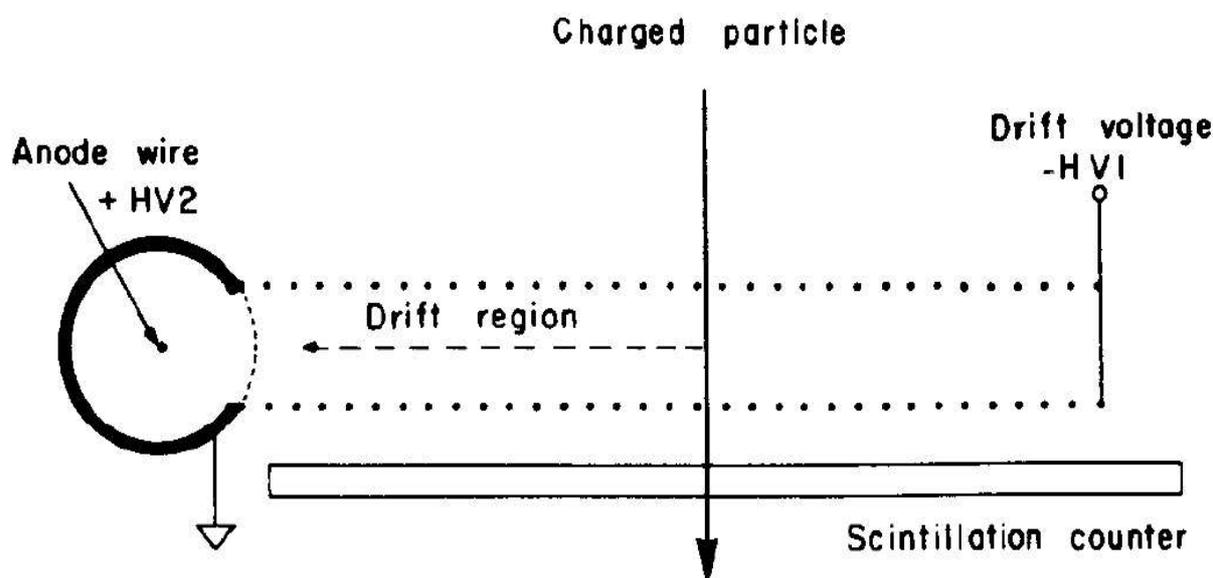


Figura 3.14: Esquema de una celda de deriva típica. El hilo en un extremo (ánodo) y un cátodo en el extremo opuesto. Si el campo eléctrico es uniforme, la posición espacial del punto de paso de la partícula es proporcional al tiempo de deriva, cuyo origen nos lo da una referencia externa.

La distancia del hilo anódico a la que habrá pasado la partícula vendrá dada por:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_d dt \quad (3.37)$$

donde t_0 es el tiempo en el que ha pasado la partícula a través del detector (y que nos lo marcará un sistema de *trigger* externo, como por ejemplo un contador de centelleo, cuya resolución temporal suele ser del orden de pocos ns o incluso menor, colocado antes o a continuación de la

cámara de deriva); y t_1 es el momento en que la señal aparece en el hilo.

Nos interesaría tener un v_d lo más uniforme posible a lo largo de todo el camino de deriva (con lo cual tendríamos $x = v_d(t_1 - t_0)$), para lo cual el campo eléctrico también tiene que ser uniforme. Esto se consigue situando a lo largo del camino de deriva entre el ánodo y el cátodo otros electrodos que consiguen que las líneas de deriva y equipotenciales sean lo más homogéneas posibles (figura 3.15).

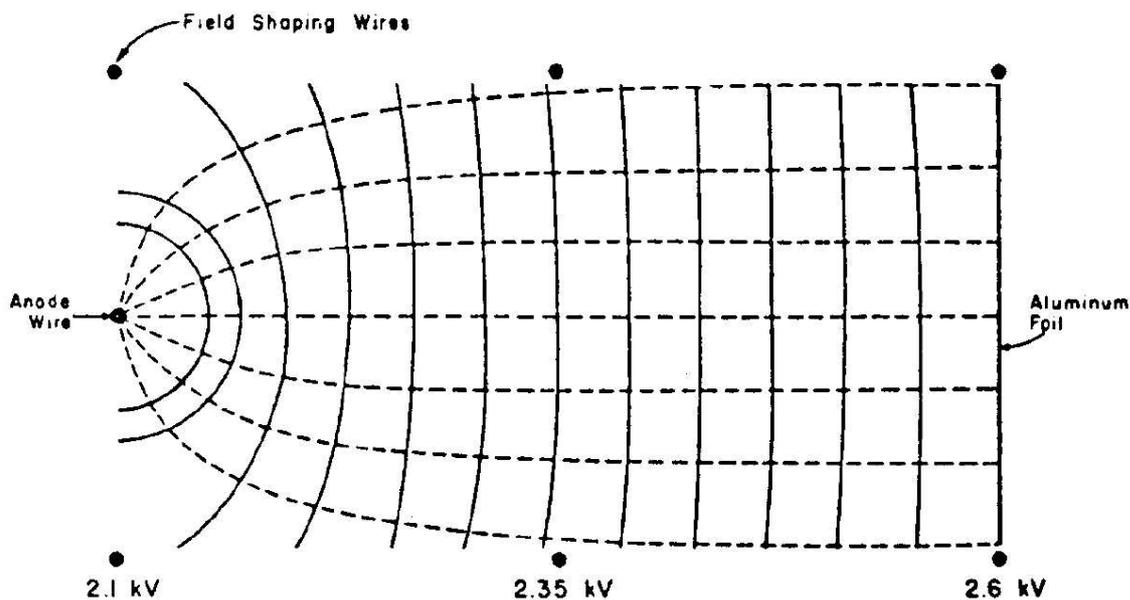


Figura 3.15: Esquema de una celda de deriva con electrodos colocados para hacer las trayectorias de deriva homogéneas.

Se han desarrollado celdas de deriva de longitudes de deriva muy variadas: de 2 cm hasta 50 cm. La velocidad de deriva típica está alrededor de $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$, con lo que los tiempos de deriva medios varían entre unos cientos de ns y varios μs .

A fin de tener el mayor espacio posible de detección, se ponen varias celdas de deriva una a continuación de otra: se ha llegado a operar con cámaras de varios metros de largo y ancho. Además de esto, también se tienden a usar varias cámaras de deriva puestas una a continuación de otras para tener mayor número de puntos de la traza que nos deja la partícula.

Debido al tiempo que se tarda en recoger los electrones, las celdas de deriva tienen tiempos muertos en los que no se puede detectar una segunda partícula que pase inmediatamente a continuación de otra. Por esta razón, y para no tener la necesidad de operar campos eléctricos muy intensos, se suelen construir celdas de deriva de pocos cm. Gracias a la mayor granularidad del conjunto, tenemos una probabilidad menor de que 2 partículas pasen por la misma celda, con

lo cual evitamos ineficiencias de detección debidas a este efecto.

Podemos ver un ejemplo de los factores que afectan a la precisión intrínseca de una cámara de deriva (en este caso de 4.2 cm de separación entre hilos anódicos) en la figura 3.16. En ella se ve que hay 3 contribuciones a tener en cuenta: la incertidumbre en estadística de producción de electrones, particularmente importante cerca del hilo, donde el campo eléctrico es muy intenso; un término constante debido a la electrónica; y una contribución debida a la difusión de los electrones en el gas que va como la raíz cuadrada de la distancia de deriva.

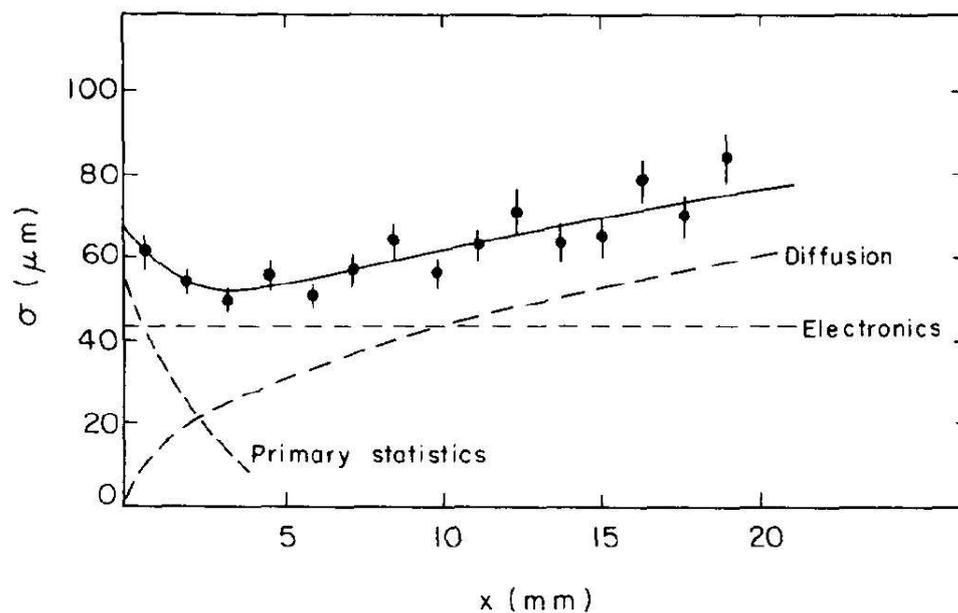


Figura 3.16: Precisión intrínseca de la celda en función de la distancia de deriva.

Por último hay que destacar que los factores que más pueden influir en las propiedades de deriva de una cámara son: la dirección e intensidad del campo eléctrico, la presión atmosférica, la composición del gas, la temperatura, la presencia de campos eléctricos o magnéticos externos y las imperfecciones mecánicas. Todos estos factores se pueden tener en cuenta mediante la calibración del detector y el seguimiento continuo, pero lo que se suele hacer es poner unos límites de tolerancia en el diseño de la cámara que permitan alcanzar la precisión y estabilidad necesarias para las prestaciones esperadas.

Capítulo 4

EL SISTEMA DE TRIGGER DE LOS DT

Como ya se ha mostrado en el capítulo 2, hay muchos procesos importantes que pueden tener muones entre sus productos finales de desintegración, y éstos deben ser detectados e identificados con precisión. A tal fin se diseñó el sistema de *trigger* de muones de CMS, que está dividido en 3 subsistemas de acuerdo con los 3 tipos de detectores de muones que tenemos en el experimento: RPCs, DTs y CSCs (figura 4.1). De hecho, las condiciones impuestas por el *trigger* de muones son tan fuertes que el diseño de los detectores de muones del barril fue hecho alrededor de él.

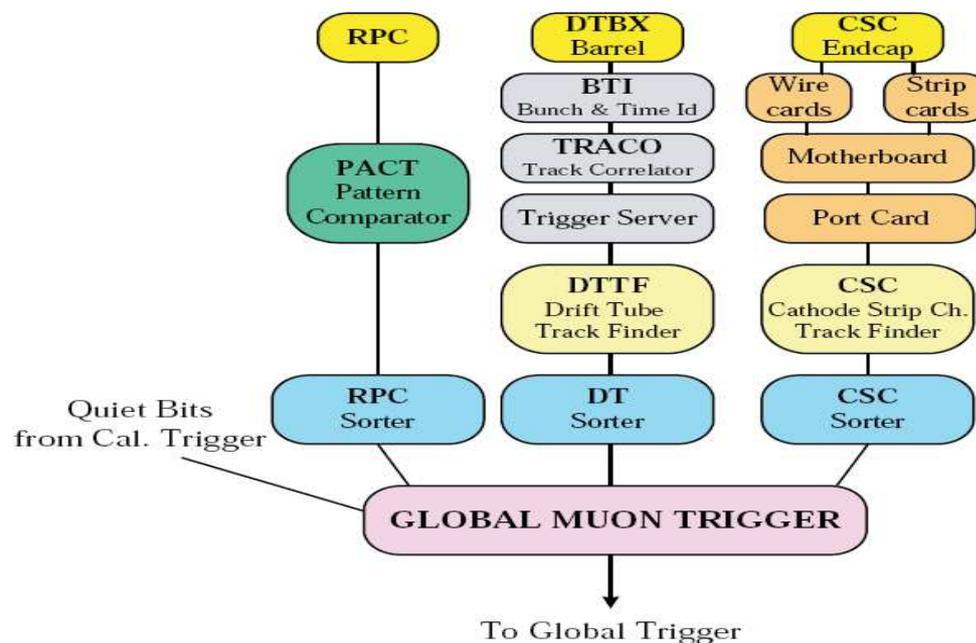


Figura 4.1: Diagrama de bloque del *trigger* de muones.

4.1. Requerimientos

El *trigger* de muones [41, 42] debe proveer la identificación del muón y una buena medida de su curvatura, que permita un corte en el momento transverso de los muones para reducir el fondo que se tendrá durante la operación de CMS. La máxima aceptación de diseño del Nivel 1 de *trigger* de muones es de 12.5 kHz [41], para poder cumplir las restricciones del *Trigger* Global de CMS que debe reducir de 40 MHz consecuencia de la frecuencia de cruces de haces en el LHC, a 100 kHz en el Nivel 1 de *trigger*, tasa que se reducirá nuevamente a 100 Hz gracias al *Trigger* de Alto Nivel [42] (figura 4.2).

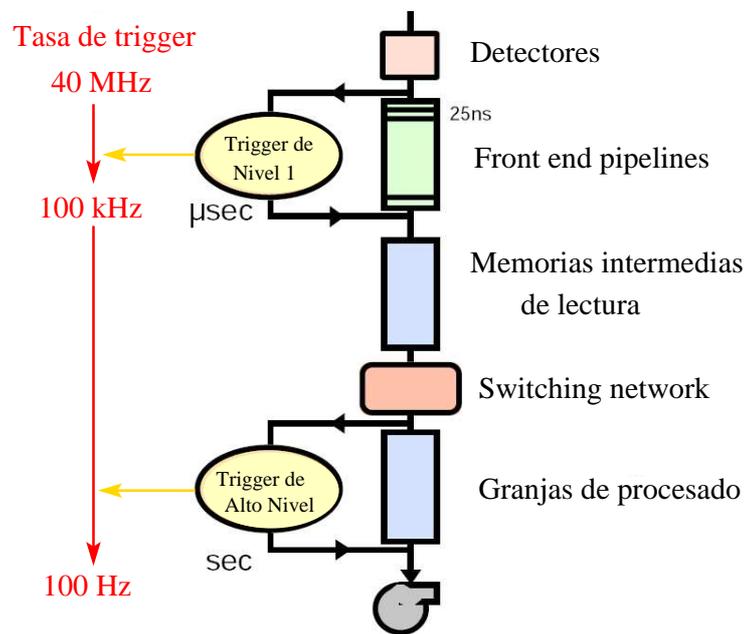


Figura 4.2: Esquema del sistema de *trigger* de CMS.

El *trigger* local debe resolver inmediatamente ambigüedades y también se requiere que haga una identificación del cruce de haces del que procede el muón. Cada segmento de traza es asignado a un cruce de haces del LHC tan pronto como es encontrado. Este proceso no debe tener tiempos muertos para evitar la pérdida de eventos. Además, las zonas muertas deben ser despreciables, lo cuál nos lleva a un diseño redundante.

Para tener un buen alineamiento de los cruces de haces es necesario calcular los tiempos de deriva con una precisión razonablemente buena. Se requiere [43] que la resolución espacial del sistema de *trigger* local de los DTs sea mejor que 1.25 mm y que la resolución angular esté por debajo de 0.56° , y para conseguirlo se imponen unas condiciones de construcción a las cámaras de deriva: cada capa de una supercapa debe estar alineada con las demás con una precisión mejor que $100 \mu\text{m}$; las supercapas ϕ deben estar alineadas entre sí con una precisión mejor que $500 \mu\text{m}$.

La existencia de muones de *punchthrough*¹ y la necesidad de encontrar dimuones impone la condición de ser capaz de encontrar más de una traza dentro de una estación.

La cadena de *trigger* de los DTs está formada por los siguientes componentes:

Bunch and Track Identifier (BTI): es el primer componente del *trigger* local y realiza una reconstrucción de trazas dentro de cada supercapa asignando de manera única el cruce de haces del que procede la candidata a traza.

TRACK CORrelator (TRACO): este componente correlaciona (si es posible) trazas halladas por los BTIs en las supercapas ϕ entre sí, combinando grupos de BTIs de ambas supercapas. El TRACO mejora la resolución angular. Cada TRACO envía como máximo 2 candidatas al siguiente nivel del *trigger*.

Trigger Server (TS): realiza la selección final de trazas dentro de la cámara. En el ángulo ϕ , el $TS\phi$ selecciona las 2 trazas con menor ángulo de curvatura (mayor p_T). En el ángulo θ , el $TS\theta$ selecciona trazas de entre todos los BTIs de la única supercapa que mide θ en la cámara.

Drift Tube Track Finder (DTTF): es el último componente del *trigger* en cuanto se refiere a los DTs, y su misión es tratar de correlacionar las trazas encontradas en todas las estaciones entre sí, asignándoles un p_T y una dirección. Las 4 mejores candidatas en términos de alto p_T y calidad de *trigger* se envían al *Trigger* Global de Muones.

4.2. Bunch and Track Identifier

4.2.1. Descripción y funcionamiento del BTI

El BTI [44] va conectado a la electrónica de *front-end*². Genera un *trigger* si se produce un alineamiento compatible con una traza al procesar las señales de las celdas que intersecta el muón. La coincidencia de dichas señales se produce un tiempo fijo después del paso del muón por la supercapa, lo cual permite la identificación del cruce de haces. El BTI puede proporcionar la posición y dirección de la traza.

Cada BTI va conectado a 9 celdas de una supercapa. Hay un BTI por cada 4 celdas, con lo cual tenemos un sistema altamente redundante, ya que 2 BTIs consecutivos solapan en 5 celdas (figura 4.3), asegurando la detección de las trazas aunque se diera el caso de fallo de algún BTI.

¹Se llama así a la pérdida longitudinal de energía en los calorímetros hadrónicos. Si el calorímetro es suficientemente profundo para contener la mayoría de las cascadas producidas, el *punchthrough* se debe fundamentalmente a muones y/o neutrinos que no interaccionan.

²Se llama así a la electrónica que proporciona la señal del detector que está localizada en la cámara de deriva y muy próxima a los extremos de los hilos anódicos.

El BTI se basa en el método de *meantimer* generalizado. Este método permite identificar las trazas que dejen señal en al menos 3 de las 4 capas de una supercapa.

El *meantimer* (ver figura 6.7) corresponde al tiempo máximo (T_{MAX}) que un electrón podría derivar dentro de una celda, que es el tiempo que tardaría en recorrer la máxima distancia posible dentro de ella (la separación entre el cátodo y el hilo, 21 mm). Se tiene que $T_{MAX} = T_S + T_D$, donde T_S es el tiempo transcurrido desde la detección del muón, T_D es el tiempo de deriva de los electrones de ionización, y T_{MAX} es ajustable dependiendo en la velocidad de deriva. El BTI va calculando T_S cada cuenta del reloj (25 ns), obteniendo el tiempo real de deriva después de un tiempo T_{MAX} (ver figura 4.4).

Esta diferencia constante entre el cruce de haces y la validación del tiempo de deriva real permite la identificación del cruce de haces del que procede el muón. Además, en el tiempo T_{MAX} después del cruce de haces, los tiempos de deriva de las 4 capas atravesadas están alineados, es decir, las señales forman una imagen de la traza del muón, permitiendo la extracción de la posición de impacto y la dirección.

Teniendo 4 capas, tenemos que la identificación del cruce de haces es posible incluso si falta el tiempo de alguna celda, debido a una ineficiencia o un rayo- δ que enmascara la señal buena, ya que todavía tenemos 3 celdas más con la información necesaria para conseguirlo. El método

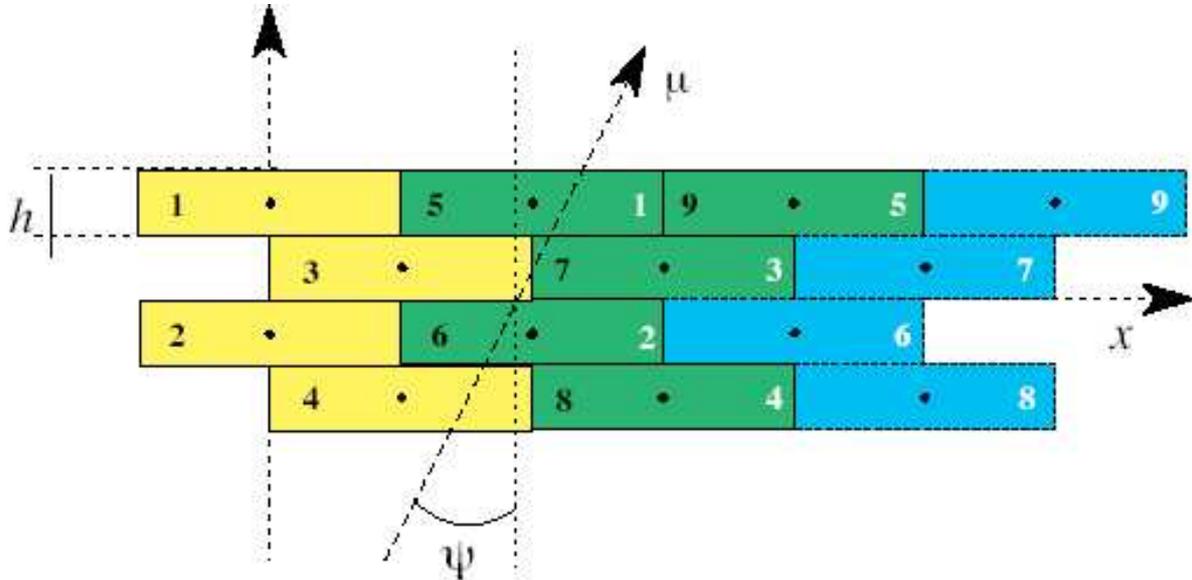


Figura 4.3: Celdas conectadas a un BTI. En la figura se puede ver como 2 BTIs consecutivos están conectados a 9 celdas (amarillas y azules) y solapan en 5 celdas (verde). También se puede ver un muón que daría lugar a *triggers* fantasmas al cruzar la supercapa, como se explica en el texto.

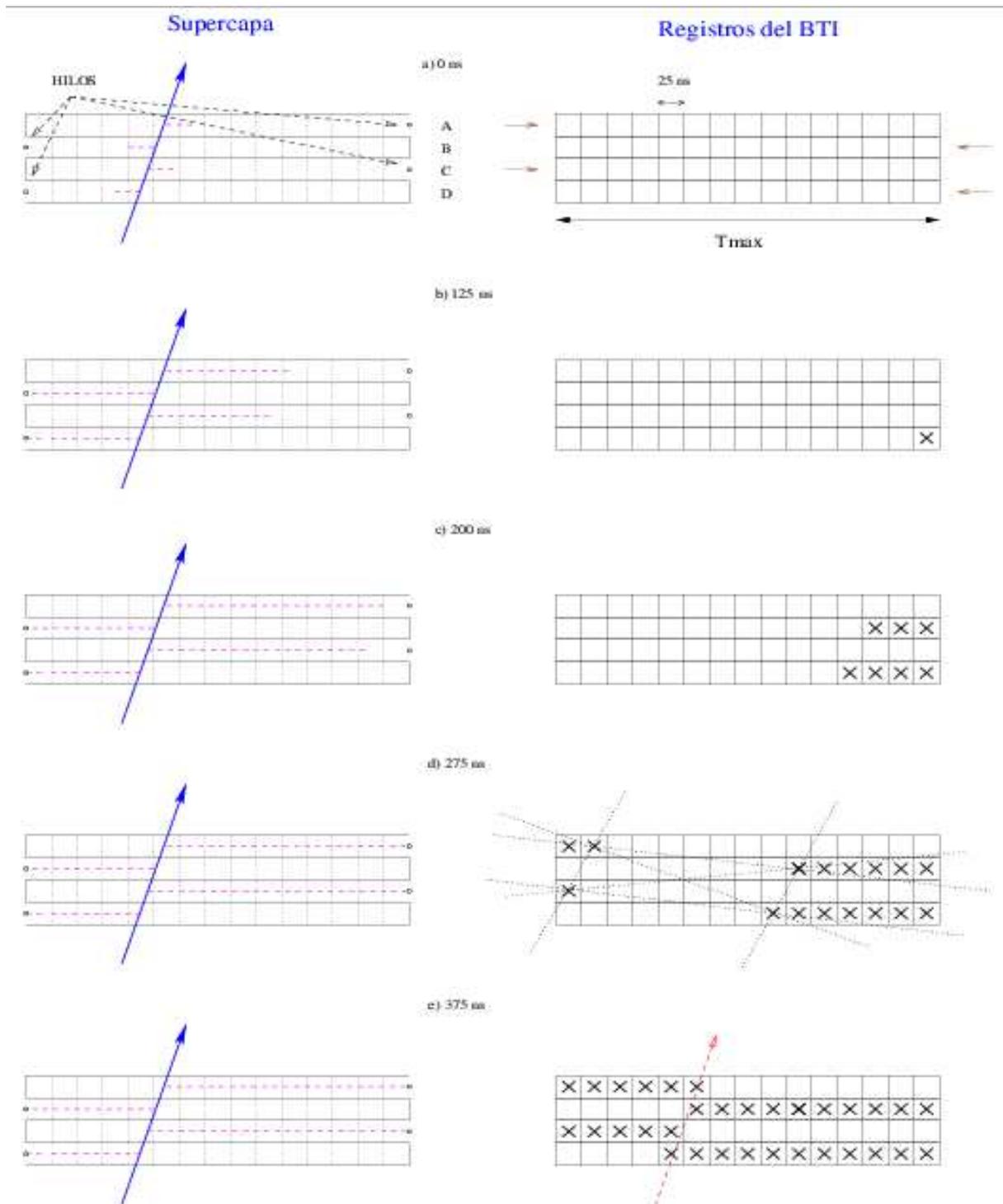


Figura 4.4: Algoritmo del BTI. La figura representa los registros del BTI. Están divididos en cajitas que corresponden a los ciclos de 25 ns. En *d* se pueden ver las trazas que el BTI calcula cuando han pasado 275 ns desde el paso del muón y en *e* se puede apreciar la coincidencia de las ecuaciones que calcula el BTI en cada ciclo después de haber pasado el tiempo $T_{MAX} = 375$ ns.

del *meantimer* es también insensible a todas las señales aisladas no correlacionadas, siendo apto para un entorno de alta radiación.

4.2.2. Descripción del algoritmo

Los parámetros que calcula el BTI son la posición, calculada en el plano intermedio de la supercapa (el que separa las capas 2 y 3), y el parámetro $k = h \tan \psi$ (figura 4.3), donde ψ es el ángulo de la traza respecto a la normal al plano de la cámara en la proyección transversa y $h = 13$ mm es la distancia entre los planos de hilos. El algoritmo busca trazas en pares de capas (primera y segunda, primera y tercera, primera y cuarta, segunda y tercera, segunda y cuarta, tercera y cuarta), calculando la posición mediante *ecuaciones* $-x$ y el parámetro k mediante *ecuaciones* $-k$, computando en paralelo varias hipótesis de patrones de traza, debido a la ambigüedad derecha - izquierda intrínseca de la celda de deriva.

Como ya se ha dicho, el cálculo se hace cada ciclo de reloj³, dando cada *ecuación*- k una medida de la dirección de la traza. Así, cada pareja de señales incluidas en un patrón da una medida de la dirección en cada ciclo de reloj; las señales estarán alineadas cuando, después de aplicar un factor de corrección según la pareja de capas que se traten, los valores del parámetro k coincidan, dentro de unos límites de tolerancia programados previamente.

Si coinciden los 6 valores del parámetro k , el *trigger* corresponde al alineamiento de 4 señales, y se marca como *Trigger de Alta Calidad (High Quality Trigger, HTRG)*. En otro caso, con una coincidencia de al menos 3 valores del parámetro k , que corresponde al alineamiento de 3 señales, se obtiene un *Trigger de Baja Calidad (Low Quality Trigger, LTRG)*.

Si varios patrones dan respuesta, se elige el que sea HTRG. Si hay varios HTRG o todos son LTRG se elige el primero en orden aleatorio.

El requerimiento de 3 señales cualesquiera es una importante fuente de fondo, ya que introduce efectos creando falsos *triggers*. Cabe la posibilidad de que el alineamiento de 4 señales en un ciclo de reloj dé también el alineamiento de 3 señales en el ciclo anterior o posterior a éste, generando un LTRG *fantasma* (figura 4.5). También está la posibilidad de que se genere un LTRG aleatorio debido a valores raros de los parámetros k , debido a la ambigüedad derecha - izquierda intrínseca a la celda de deriva. Los rayos- δ producidos dentro de una celda aumentan la posibilidad de un *trigger* fuera de tiempo. Otra fuente de ruido es el solapamiento de los BTIs, que puede provocar que un mismo muón haga que 2 BTIs generen un *trigger* cada uno, un HTRG y un LTRG en el mismo ciclo. Esto se puede apreciar en la figura 4.3, donde el muón que cruza la supercapa generaría 2 patrones de trazas, uno en cada BTI contiguo. En el caso del primer BTI (celdas amarillas), el patrón de celdas 5(derecha)-7(izquierda)-6(izquierda)-4(derecha) generaría un HTRG. En el caso del segundo BTI (celdas azules), el patrón 1(derecha)-7(izquierda)-6(izquierda) generaría un LTRG.

³Cada ciclo de reloj es un paso de 25 ns y se corresponderá con los cruces de haces durante el funcionamiento del LHC, que tendrán esta frecuencia.

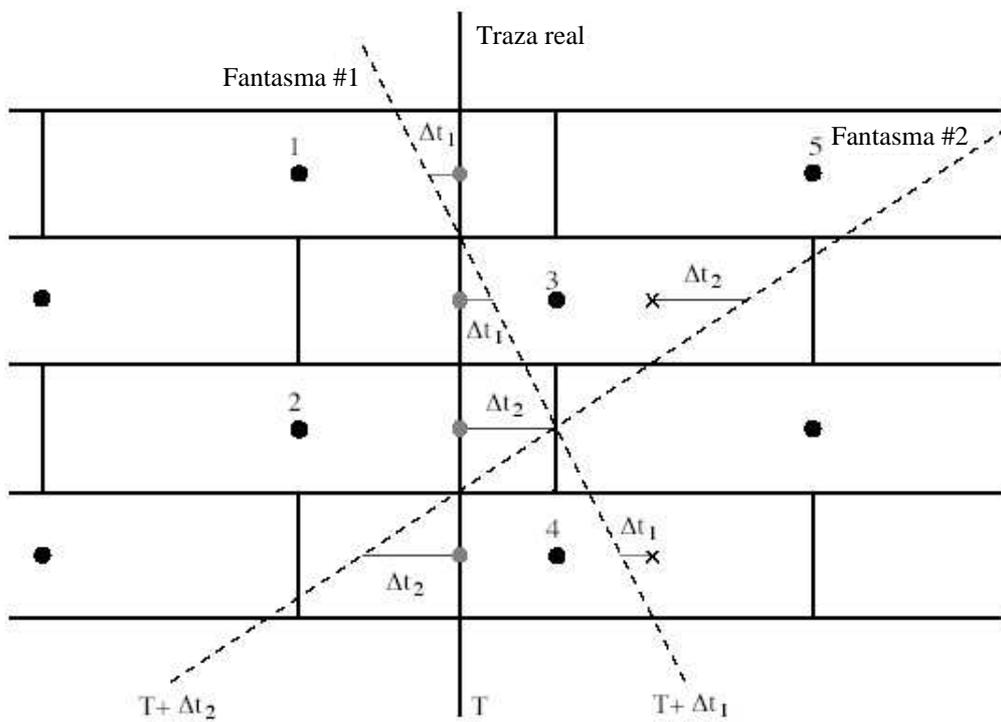


Figura 4.5: Ejemplos de *triggers* fantasmas. El fantasma #1 se produce un tiempo Δt_1 después del paso del muón, y el fantasma #2 se produce un tiempo Δt_2 después del paso del muón.

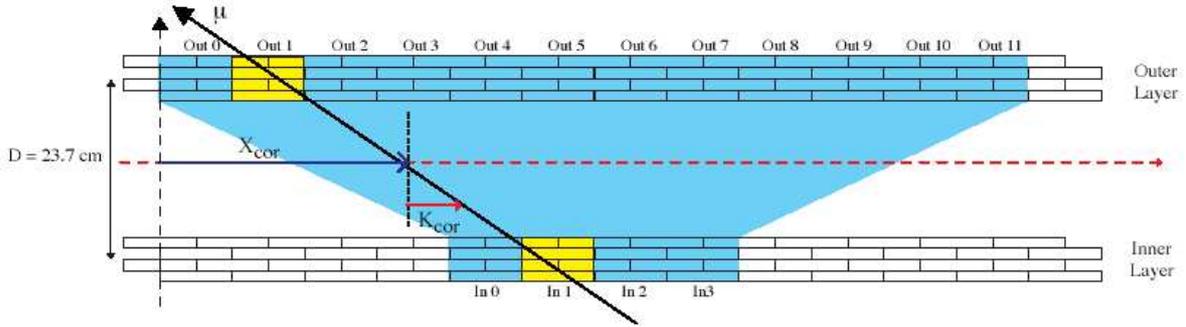


Figura 4.6: Esquema que muestra los BTIs conectados a un TRACO y los parámetros que calcula el dispositivo.

La reducción del primer tipo de *fantasmas* se hace aceptando un LTRG siempre que no haya un HTRG en los ciclos anterior o posterior. La reducción de los otros tipos de fantasmas se obtiene actuando en las tolerancias en las siguientes fases del *trigger*.

4.3. Track Correlator

El *TRAck COrrrelator (TRACO)* [43] es el siguiente dispositivo es la cadena de *trigger* local de los DT, y su misión es asociar las trazas halladas por los BTIs de las supercapas ϕ de una cámara entre sí, buscando correlaciones entre grupos de BTIs predefinidos. El TRACO conecta 4 BTIs de la supercapa interna⁴ con 12 BTIs de la supercapa externa (ver figura 4.6).

4.3.1. Descripción del algoritmo

Primero, el TRACO selecciona, en las 2 supercapas ϕ independientemente, la mejor candidata entre todas las que se tienen, atendiendo a criterios de calidad de la traza (HTRG/LTRG) y proximidad de la traza a la dirección radial que apunta al vértice de la interacción.

Después de esto, calcula el parámetro k y la posición de la traza correlacionada. La compatibilidad entre los parámetros k de los segmentos de traza seleccionados y la traza correlacionada son chequeados para que estén dentro de unos valores de tolerancia programados previamente.

Los parámetros calculados son los siguientes (figura 4.6):

$$\begin{aligned}
 k_{COR} &= \frac{D}{2} \tan \psi = x_{interna} - x_{externa} \\
 x_{COR} &= \frac{(x_{interna} + x_{externa})}{2}
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

⁴llamamos interna a la que estará más próxima al centro de CMS, en este caso la ϕ_1 , y externa a la ϕ_2 .

Debido al brazo de palanca entre las 2 supercapas, la resolución angular respecto del BTI se ve muy mejorada, mientras que la resolución en la posición no cambia.

Los parámetros hallados se convierten, usando tablas, al sistema de referencia de la cámara: la posición se transforma en el ángulo radial ϕ y el parámetro k a ángulo de inclinación ϕ_b , como están definidos en la figura 4.7. La traza elegida se envía al siguiente dispositivo de *trigger*, el *Trigger Server (TS)*.

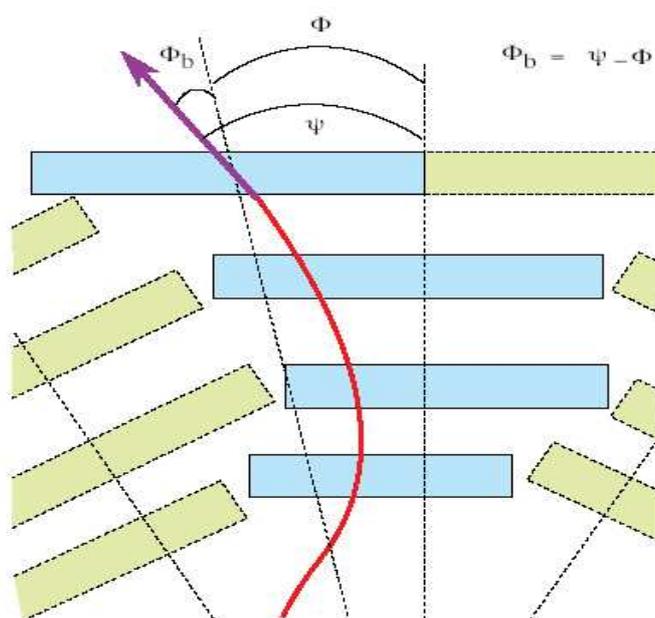


Figura 4.7: Parámetros calculados y enviados por el TRACO.

Si la correlación falla, el TRACO envía al TS una traza no correlacionada siguiendo una lista de preferencias que incluye la supercapa (interna o externa) a la que pertenece el segmento, así como la calidad (HTRG/LTRG) de los 2 segmentos elegidos para la correlación.

Si no es posible la correlación debido a que no hay segmentos en una de las supercapas, la traza no correlacionada se envía también.

La traza se envía con la siguiente información: el ángulo de inclinación, el ángulo radial y la calidad, que puede ser: HH (cuando tenemos HTRG en ambas supercapas), HL (cuando tenemos un HTRG en una supercapa y un LTRG en la otra), LL (cuando tenemos un LTRG en ambas supercapas), H_i (solamente un HTRG en la supercapa interna), H_o (solamente un HTRG en la supercapa externa), L_i (solamente un LTRG en la supercapa interna) o L_o (solamente un LTRG en la supercapa externa).

Se puede activar una selección para conectar el *trigger* generado en las supercapas ϕ con el generado por los BTIs de la supercapa θ . Esto es particularmente interesante para certificar los LTRG, ya que el ruido generado por los BTIs estaría en esta calidad.

Para permitir la identificación de 2 muones en el mismo TRACO, el algoritmo se aplica 2 veces a la información recibida de los BTIs. Así, a veces se puede enviar una segunda traza al TS. Tenemos 2 flujos paralelos dentro de cada TRACO (figura 4.8) separados por un ciclo: el primero calcula una *Primera traza*, eligiendo entre los candidatos de los BTIs, y el segundo calcula una *Segunda traza* entre todos los candidatos no seleccionados.

Puede ocurrir que, como el cálculo de la *Segunda traza* está retrasado un ciclo respecto al cálculo de la *Primera traza*, este cálculo solape con el cálculo de una *Primera traza* del ciclo siguiente. En este caso, el cálculo de una *Primera traza* siempre tiene preferencia sobre el cálculo de una *Segunda traza*, con lo que la información de la *Segunda traza* se pierde.

También necesitamos una selección más en el caso de que más de un TRACO de una cámara proporcione un *trigger*. La comunicación de los TRACOs con el TS de la cámara se hace mediante una *vista previa*, para minimizar el tiempo que se necesita para calcular toda la cadena de *trigger*. Una copia de las candidatas elegidas para la correlación se envía al TS con la información HTRG/LTRG e Interna/Externa, antes de empezar cualquier cálculo de correlación. El TS se basa en la calidad de las distintas candidatas para hacer la selección.

Los TRACOs pueden mandar duplicada la información de un muón al *Trigger Server* debido al solapamiento en 8 BTIs en la supercapa externa. En la figura 4.9 se ve que un BTI de la zona de solape de 2 TRACOs puede enviar la información a ambos, y si entra dentro de las ventanas de aceptación, hace que ambos TRACOs envíen una traza del mismo muón.

Hay métodos para reducir el ruido del TRACO, al igual que en el caso del BTI. Por ejemplo, se pueden eliminar las trazas de calidad baja (LL , L_o , L_i) si un HTRG ocurre en los ciclos de alrededor (se pueden suprimir *triggers* en ciclos desde el -1 al +4 respecto al que ha dado un HTRG). También puede activarse, como ya se ha comentado, la validación de los *triggers* en la vista ϕ con los de la vista θ . Además de esto, si un HTRG es seleccionado como primera traza de un TRACO, todos los LTRGs de los BTIs de alrededor son eliminados de la lista de selección de la segunda traza.

4.4. Trigger Server

El TS selecciona las 2 mejores trazas entre las candidatas halladas por los TRACOs y las envía al *Sector Collector*. El TS tiene que cumplir ciertas propiedades: tiene que ser muy eficiente en identificar 2 trazas en una misma estación ya que muchos procesos físicos interesantes tienen 2 muones que atraviesan la misma cámara; tiene que ser capaz de rechazar trazas falsas generadas por los TRACOs; el tiempo de proceso debe ser independiente del número de TRACOs de la

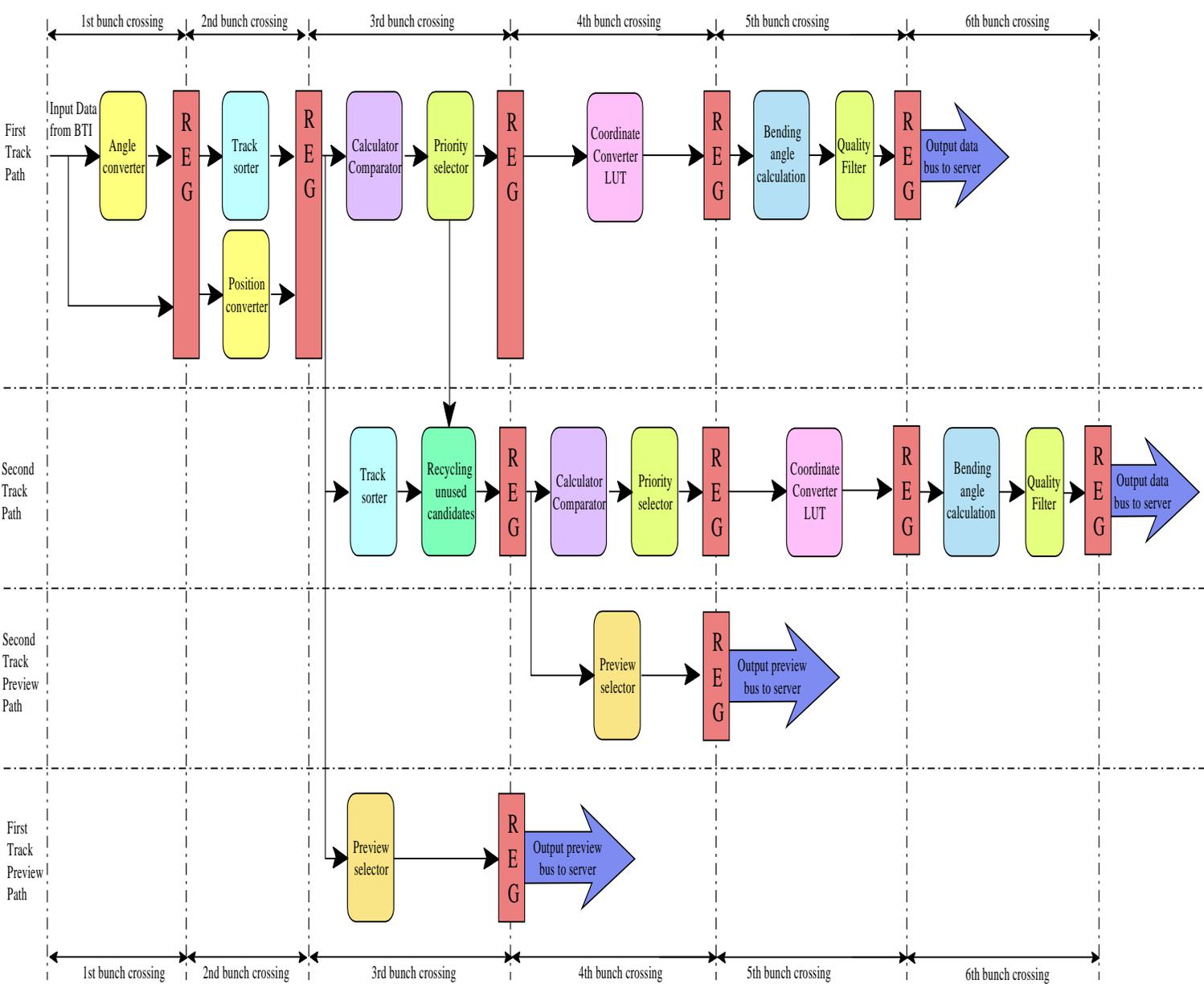


Figura 4.8: Diagrama de bloque del TRACO, donde se pueden ver los flujos y cálculos que realiza el dispositivo.

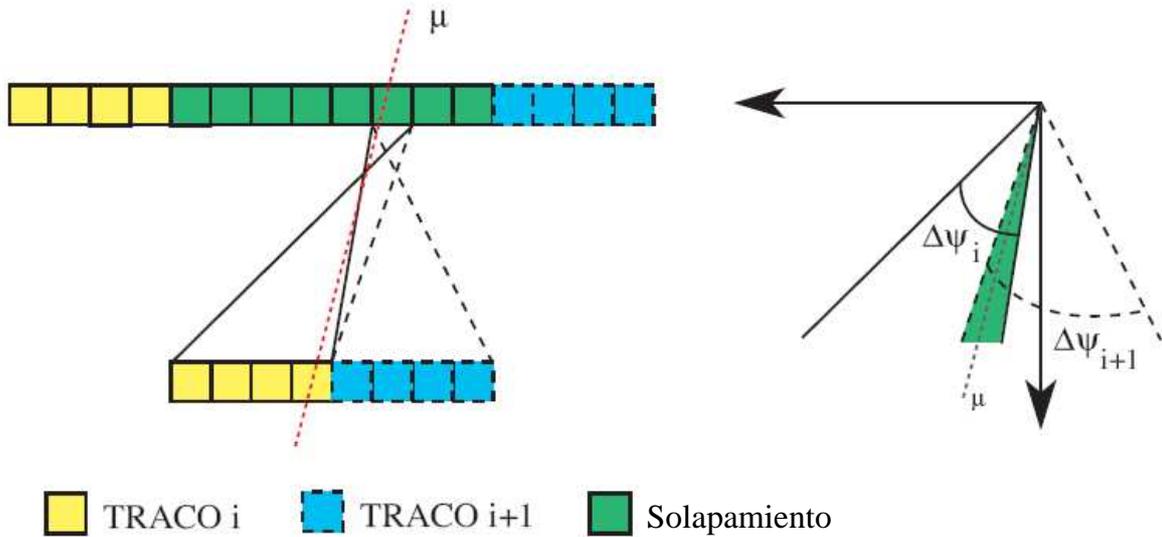


Figura 4.9: Figura donde se muestra el solape de 2 TRACOs consecutivos. Las líneas sólidas son la ventana de aceptación del TRACO i y las líneas discontinuas son la ventana de aceptación del TRACO $i+1$. El diagrama de la derecha muestra las ventanas de aceptación con el mismo origen, evidenciando su intersección (zona sombreada). Un muón que caiga en la zona sombreada es asignado a los 2 TRACOs.

estación; y debe ser capaz de tratar eventos de *pile-up*⁵.

El TS se compone de 2 subsistemas: el $TS\phi$ y el $TS\theta$. El $TS\theta$ tiene que detectar *triggers* provenientes de los 64 BTIs con que está equipada la supercapa θ (en realidad recibe señal de 57 porque el número de celdas en las capas de las supercapas θ es ese, pero los BTIs vienen montados en tarjetas de 32 BTIs cada una). Esta información es enviada a los TRACOs en la vista ϕ y se pueden usar como validación de *triggers* para eliminar ruido. Un patrón de los segmentos de traza encontrados en la vista θ tiene que ser enviado al *Trigger Regional* de Muones. En la vista ϕ podemos tener hasta 25 TRACOs para la estación más grande. Cada TRACO envía al $TS\phi$ sus 2 mejores trazas siguiendo el algoritmo explicado en la sección anterior.

Definimos como *conjunto 1* y *conjunto 2* al primer y al segundo conjunto de trazas enviadas por los TRACOs al $TS\phi$. Éste selecciona, entre las trazas del conjunto 1, la primera mejor traza (PMT) y la segunda mejor traza (SMT). En el siguiente cruce de haces busca la mejor traza entre las del conjunto 2 y la SMT del cruce de haces previo, para detectar un posible segundo muón que haya atravesado la estación en dicho cruce de haces. En caso de *triggers* de *pile-up*, el $TS\phi$ es capaz de enviar, al menos, la PMT del conjunto 1.

En la figura 4.10 se presenta la estructura del TS, y se puede apreciar que el $TS\phi$ tiene 2

⁵Se habla de *pile-up* cuando en un mismo cruce de haces se producen varias interacciones entre las partículas que forman los paquetes.

capas: *Track Sorter Slave* (TSS) y *Track Sorter Master* (TSM); y el $TS\theta$ está formado por 2 unidades idénticas (TST). Cada TSS está montado en una tarjeta que contiene 4 TRACOs y 32 BTIs. El TSM está formado por 3 dispositivos montados en una tarjeta separada que recibe la señal de 7 TSSs como máximo.

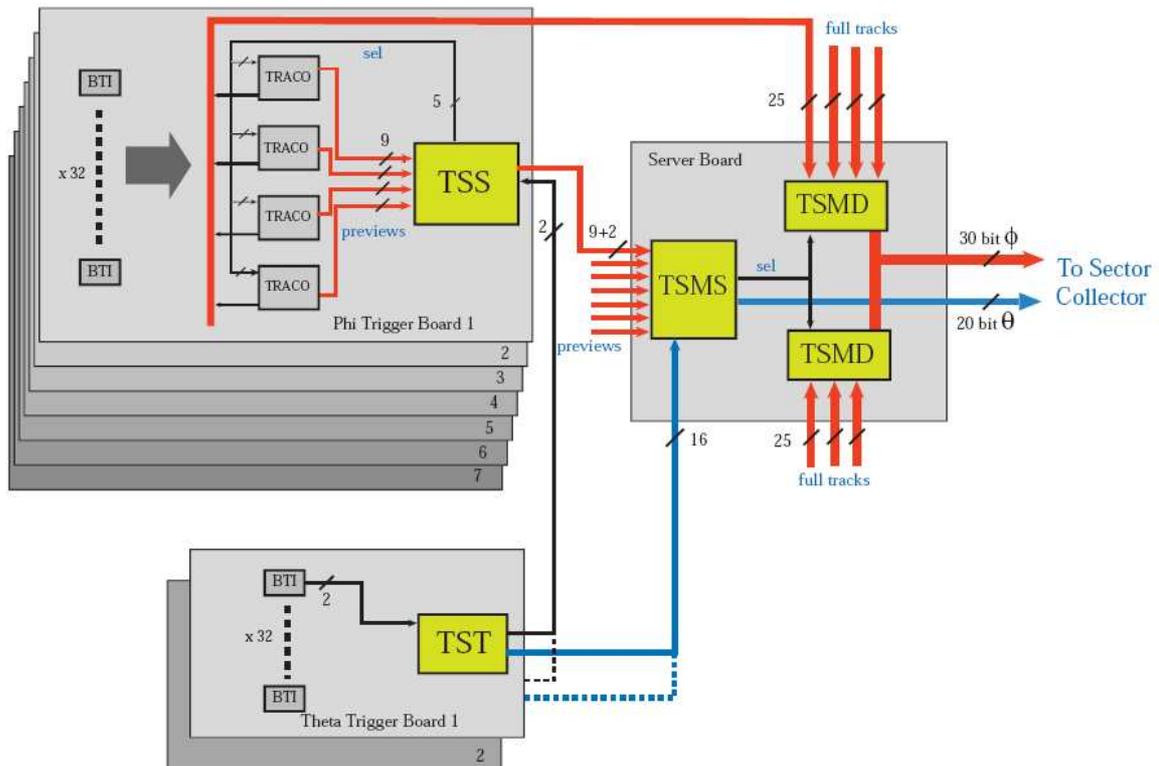


Figura 4.10: Arquitectura del *Trigger Server*.

4.4.1. Track Sorter Slave

La principal tarea realizada por el TSS es la ordenación de las vistas previas provenientes de los TRACOs que se encuentran en la misma tarjeta y la supresión del ruido generado por ellos.

La mejor traza es la que tiene mejor calidad y menor ángulo (que implica un momento transverso mayor). En un cruce de haces, el TSS es capaz de activar una línea de selección con la dirección del TRACO que envió la mejor vista previa, así dicho TRACO enviará los parámetros completos de la traza al TSM para procesamiento posterior. Al mismo tiempo, la mejor vista previa se envía también al TSM para la segunda parte del procesamiento.

Hay 2 tipos de fantasmas que el TSS es capaz de reconocer:

- Debido a la aceptación geométrica del TRACO, un TRACO contiguo al que manda los mejores segmentos puede mandar una copia de la misma traza, teniendo que ser dicha copia un segmento de tipo Externo (sección 4.3), ya que los TRACOs no solapan en las supercapas internas, pero sí en las externas. Este tipo de fantasmas pueden evitarse eliminando las trazas de tipo Externo en el TRACO contiguo al que manda la mejor traza pertenecientes al mismo cruce de haces que ésta.
- Si el TRACO no puede correlacionar los 2 segmentos de traza en las supercapas Externa e Interna, manda el segmento Interno como primera traza y el Externo como segunda traza. Este fantasma se puede eliminar requiriendo que una segunda traza Externa perteneciente al mismo TRACO que mandó la mejor traza en el cruce de haces anterior no sea válida.

La supresión final de fantasmas del primer tipo, que implica TRACOs contiguos pertenecientes a distintas tarjetas, puede solamente hacerlo el TSM.

Descripción del algoritmo

La funcionalidad de cada TSS se realiza en 2 ciclos consecutivos (un ciclo por cruce de haces), que llamaremos *ciclo 1* y *ciclo 2*. El ciclo 1 se reconoce cuando al menos un TRACO da una traza no nula de tipo conjunto 1, mientras que el ciclo 2 corresponde simplemente al ciclo siguiente al ciclo 1. En el ciclo 1 cada TSS analiza 4 vistas previas y transmite la mejor al TSM, mientras que la segunda mejor es almacenada localmente para usarla en el ciclo 2. Al mismo tiempo se transmite toda la información de la mejor traza al TSM desde el TRACO que la envió. En el ciclo 2, cada TSS analiza las 4 vistas previas junto con la segunda traza del ciclo anterior. Después, al igual que en el ciclo 1, se transmite al TSM la información de la traza elegida de entre las 5.

Es posible cambiar la configuración para variar ligeramente el algoritmo de ordenación: se pueden enmascarar las vistas previas de los TRACOs en caso de tener canales ruidosos; las prioridades con las que trabajan los TSSs son, por orden de importancia: correlación, calidad del *trigger*, posición del *trigger* (supercapa interna/externa), desviación angular con respecto a la normal de la cámara, las cuáles es posible cambiarlas de orden; se puede desactivar la opción de usar la segunda traza del ciclo 1 en el ciclo 2; y por último, también es posible desactivar los mecanismos de supresión de fantasmas.

4.4.2. Track Sorter Master

El TSM analiza hasta 7 vistas previas provenientes de los TSSs. Hay un TSM por estación de muones. El TSM se comporta de la misma forma que los TSSs pero su procesamiento empieza 2 cruces de haces más tarde. Por la forma de manejar los datos entre el TS ϕ y los TRACOs, los datos de hasta 14 trazas pueden almacenarse en el TSM. Las señales de salida del TSM (la PMT del primer ciclo de procesado y la SMT del segundo) son usados para habilitar la transmisión de toda la información de las trazas seleccionadas al Sector Collector.

El TSM tiene 2 componentes lógicos diferentes: un bloque de clasificación (TSMS), que clasifica las vistas previas de los TSSs y un bloque de multiplexado de datos (TSMD), que saca los datos completos de los TRACOs correspondientes a las trazas seleccionadas por el TSM. Por robustez, hay 2 TSMD, uno por cada mitad de la cámara de deriva (TSMD0 y TSMD1).

Descripción del algoritmo

Un esquema del procesado y tiempos de procesado del TSM se puede ver en la figura 4.11.

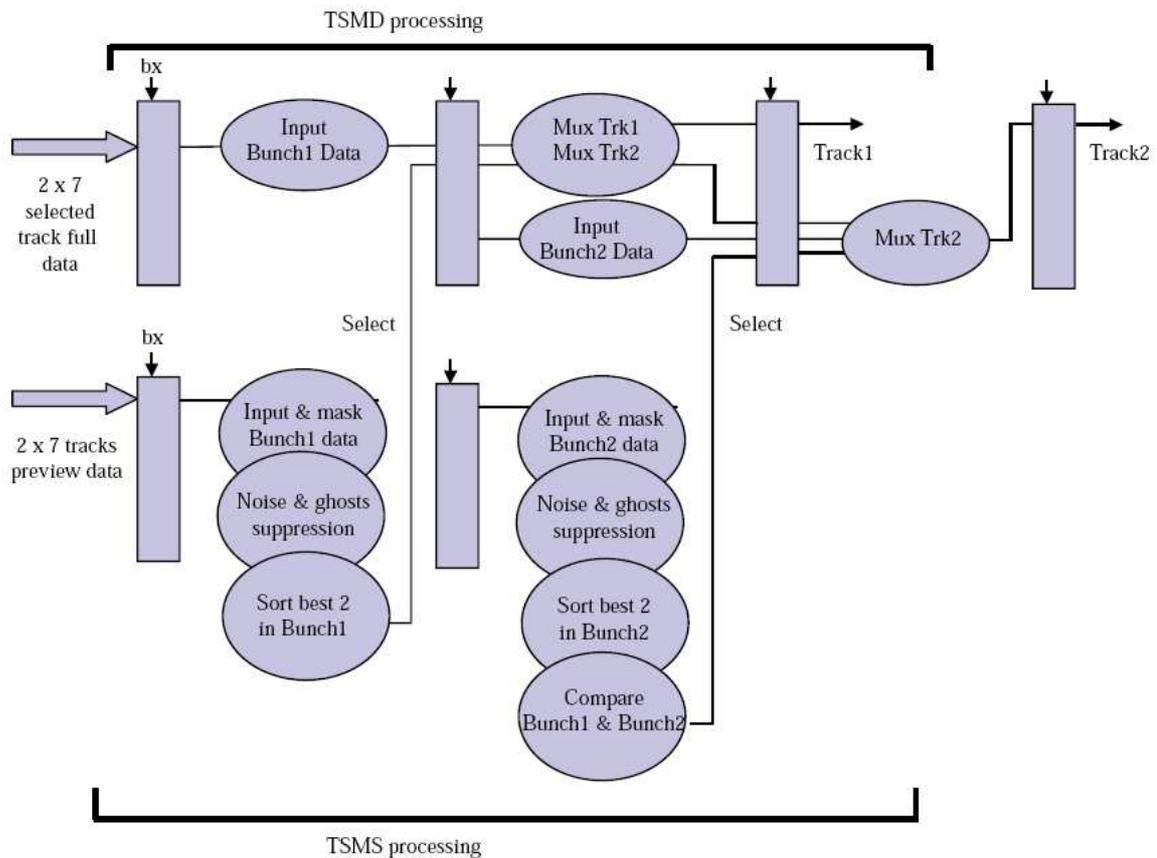


Figura 4.11: Secuencia de operaciones del TSM en el modo de procesado por defecto.

El TSM puede ser configurado en 2 modos de procesado. En el *modo por defecto*, el TSMS ordena las vistas previas que los TSMDs usan para elegir entre las candidatas a traza que vienen de los TRACOs. El TSMS puede seleccionar 2 trazas en TSMD0, 2 en TSMD1 o una en cada uno de ellos. Este modo asegura que los dimuones son hallados con igual eficiencia en toda la cámara. En el *modo de procesado de reserva* simplemente se coge la mejor traza de cada mitad de la cámara, omitiendo la acción del TSMS.

En caso de fallo de un TSMD, las vistas previas de la correspondiente mitad de la cámara

son deshabilitados, manteniendo una eficiencia total en la otra mitad. Una técnica similar es usada en caso de daño de las líneas de datos de los TRACOs.

El procesado de reserva es activado en caso de fallo del TSMS o en caso de daño en las líneas de vistas previas. Garantiza una eficiencia completa de muones aislados y de dimuones en caso de pasar cada muón por una mitad de la cámara.

4.4.3. Trigger Server θ

El TS θ tiene que agrupar la información de 64 BTIs en la supercapa θ y enviar un patrón al *Trigger* Regional. Algunos estudios del *Trigger* Regional de Muones sugieren que la mínima resolución de patrones sin pérdida de eficiencia en la reconstrucción del buscador de trazas corresponde al espacio cubierto por 8 BTIs.

El TS θ recibe de cada BTI la señal de *trigger* y la calidad (HTRG/LTRG), y realiza un OR lógico de ambas en grupos de 8 BTIs. Estas señales se envían a la Tarjeta de Servidor donde se sincronizan con los segmentos de trazas encontrados en la vista ϕ y son enviados al Sector Collector, que los transmite al *Trigger* Regional de Muones. Además, el TS θ envía información también a los TRACOs para ayudar en la reducción de ruido.

En la figura 4.12 se puede ver un esquema de los tiempos de procesado del sistema de *trigger* local de los DTs.

4.5. Drift Tube Track Finder

La misión del DTTF es encontrar trazas de muones en la región del barril y que se originen en el punto de interacción basándose en la información que reciben de las fases anteriores del *trigger*, tanto del sistema de DTs como de CSCs, para gestionar también la zona de solapamiento de ambos sistemas, como se puede ver en la figura 4.13. Una vez acabado el proceso de búsqueda de trazas, el DTTF les asigna un momento transverso, un valor de las coordenadas ϕ y η y una calidad. Las 4 mejores candidatas son enviadas al *Trigger* Global de Muones.

El *Track Finder* está dividido en 72 sectores (tenemos 12 sectores por rueda y 5 ruedas, estando la rueda central dividida lógicamente en 2, una parte gestiona la coordenada z positiva y la otra la z negativa), correspondiendo a cada uno una tarjeta *Sector Processor*. La misión de estas tarjetas es encontrar a lo sumo 2 trazas en su sector usando la información de los sistemas de *trigger* local de los DTs. Los *Sector Processors* de las ruedas más externas también reciben información del sistema de *trigger* local de las CSCs, para gestionar la zona de solapamiento de ambos sistemas.

Los *Sector Processors* se organizan en 12 grupos, correspondiendo cada grupo a un sector de las ruedas. Cada grupo está conectado a un *Wedge Sorter* (figura 4.14), luego cada *Wedge Sorter* está conectado a 6 *Sector Processors* (uno por rueda excepto en la rueda central que hay 2 por sector). Cada *Wedge Sorter* aplica un esquema de cancelación para eliminar trazas

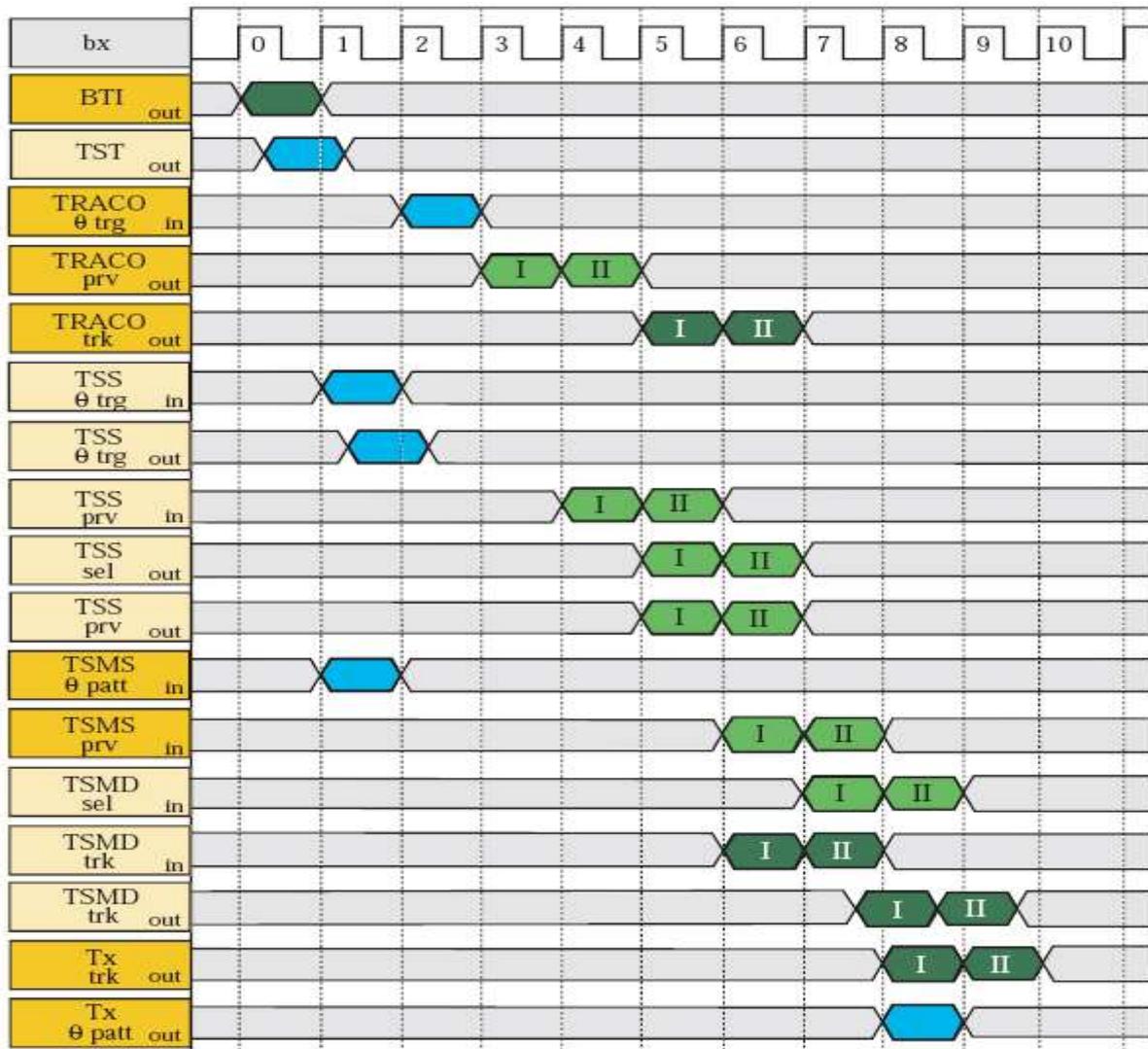


Figura 4.12: Diagrama de tiempos del TRACO y el TS.

repetidas por *Sector Processors* vecinos y una vez hecho esto selecciona las 2 trazas con mayor momento transverso de las que quedan. Después el *Barrel Sorter*, recoge los candidatos de los 12 *Wedge Sorters* y hace una selección para reducir el número de trazas con segmentos separados en 2 cuñas vecinas. Entre las supervivientes selecciona las 4 candidatas con mayor momento transverso y las envía al *Trigger Global* de Muones.

A continuación explicamos los algoritmos usados para encontrar trazas en la zona del barril en las vistas ϕ y θ y en la zona de solapamiento con el sistema de las CSCs.

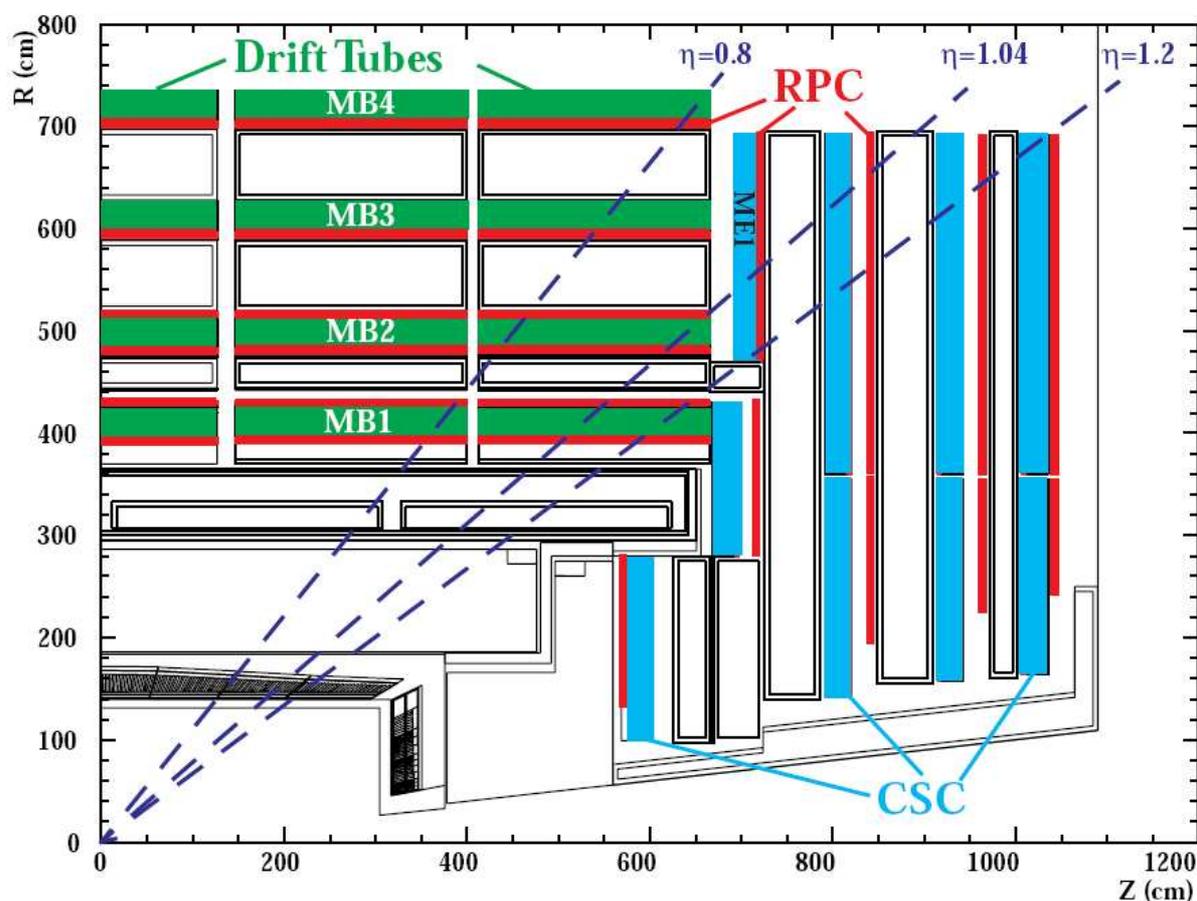


Figura 4.13: Vista longitudinal del sistema de muones de CMS, donde se puede apreciar la zona de solapamiento entre las DTs y las CSCs, así como el límite $|\eta| = 1.04$ que separa la zona de prioridad de las DTs de la zona de prioridad de las CSCs.

4.5.1. El algoritmo del DTF del barril

El algoritmo de búsqueda de trazas tiene 3 pasos (figura 4.15): primero la *Unidad de extrapolación* de los *Sector Processors* intenta combinar pares de segmentos en distintas estaciones del mismo sector, usando para ello la información espacial y angular de cada uno (los *Trigger Servers* suministran 2 segmentos por estación). Los pares combinados se mandan a la *Unidad de Ensamblaje de Trazas* que se encarga de combinar los pares en trazas completas. Por último, la *Unidad de Asignación* asigna los valores de los parámetros a las candidatas.

Unidad de Extrapolación (UE). Como ya se ha comentado, la UE intenta combinar segmentos de distintas estaciones extrapolando de una a otra, para lo cual usa la información espacial (ϕ_{fuente})⁶ y angular ($\phi_{b,fuente}$) de los segmentos, y a partir de ellos calcula una posición

⁶Llamaremos *fuentes* al segmento de una estación del que partimos para hacer las extrapolaciones a otra estación

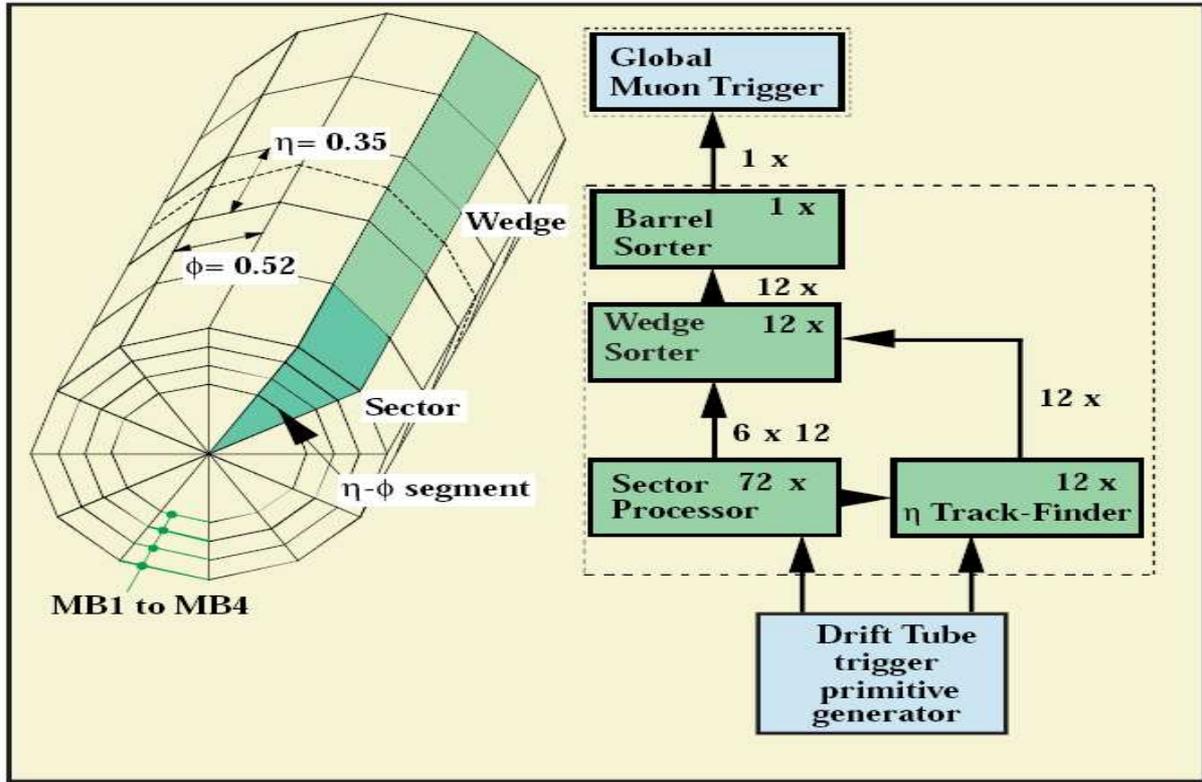


Figura 4.14: Segmentación y diagrama de bloque del sistema de búsqueda de trazas. Cada *Wedge Sorter* recibe la información de 6 *Sector Processors*, ya que la rueda central está dividida lógicamente en 2.

extrapolada a otra estación (ϕ_{extrap}) según la siguiente ecuación:

$$\phi_{extrap} = \phi_{fuente} + \phi_{desviacion}(\phi_{b,fuente}) \quad (4.2)$$

donde $\phi_{desviacion}$ es función del ángulo de inclinación de la traza fuente. Si la posición extrapolada coincide, dentro de un cierto umbral (ecuación 4.3), con la posición del objetivo, se considera que la combinación ha sido exitosa (figura 4.16).

$$umbral_{extrapol} = |\phi_{extrapol} - \phi_{objetivo}| \quad (4.3)$$

Para evitar en lo posible que segmentos fuera de tiempo originados por el mismo muón sean combinados para formar trazas adicionales, los segmentos de traza son usados como fuente para la extrapolación solamente si es, como mínimo, una traza no correlacionada con calidad HTRG. Aún así, se deja como opción programable poder usar todo tipo de trazas para la extrapolación.

y *objetivo* al segmento de dicha estación con el que se quiere combinar.

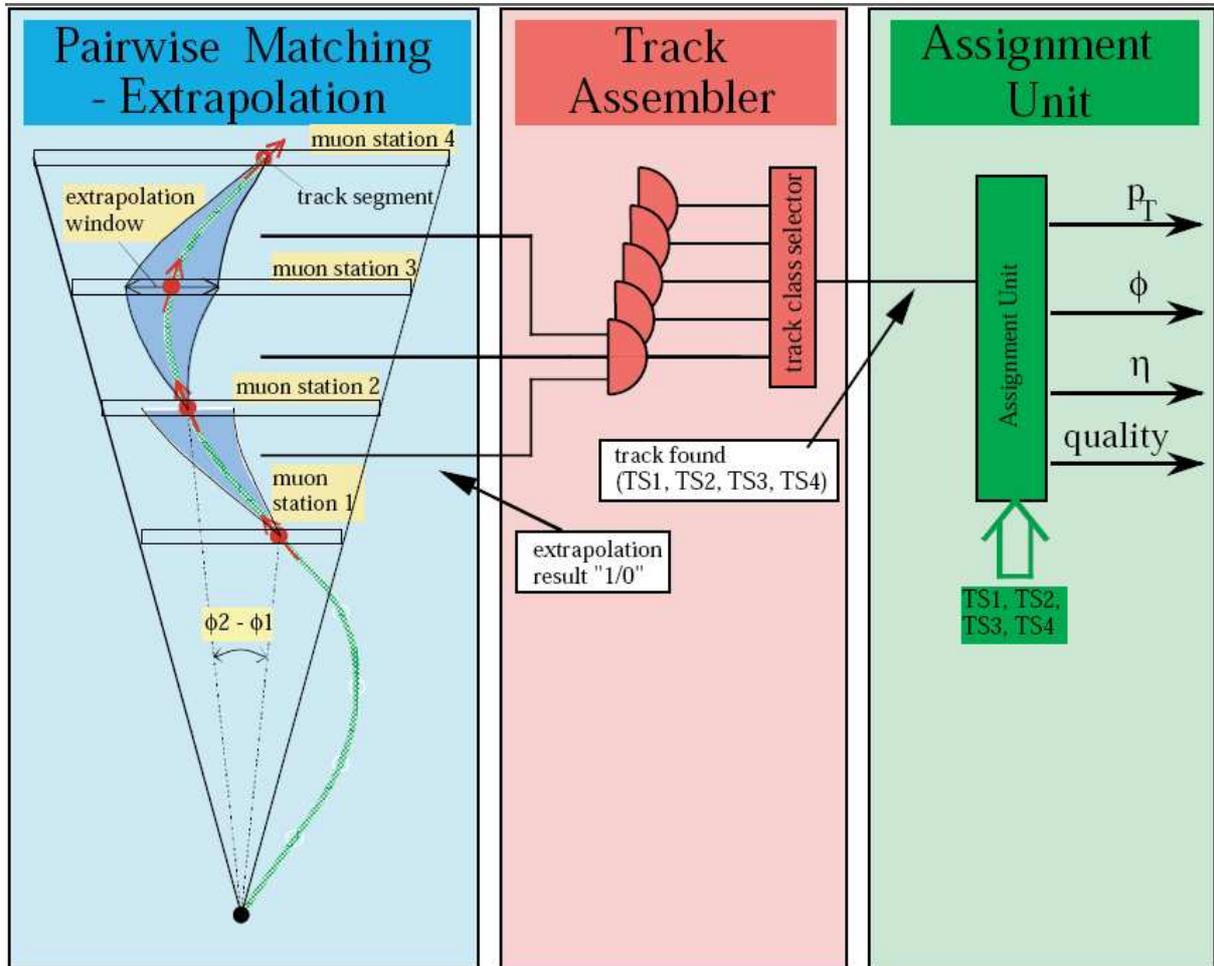


Figura 4.15: Algoritmo de búsqueda de trazas del DTTF en la vista ϕ .

Cada *Sector Processor* tiene 12 UEs, ya que tenemos 6 patrones posibles de extrapolación (MB1-MB2, MB1-MB3, MB1-MB4, MB2-MB3, MB2-MB4 y MB3-MB4) y 2 segmentos por estación. Cada UE intenta combinar el segmento de la estación con los segmentos de 6 estaciones vecinas (los sectores contiguos de la propia rueda y la siguiente, figura 4.17). Como tenemos 12 posibles trazas objetivo (2 por cámara), se realizan 144 comparaciones en paralelo. El resultado de cada comparación se manda al *Clasificador de Calidad*.

Clasificador de Calidad. Esta unidad selecciona las 2 mejores extrapolaciones por cada segmento fuente y da la dirección relativa de los segmentos objetivo. La selección la hace en base a la calidad de los segmentos objetivo y de su posición relativa con respecto al segmento fuente.

Ensamblador de Trazas. El Ensamblador de trazas selecciona las 2 trazas en un sector con el mayor número de segmentos combinados.

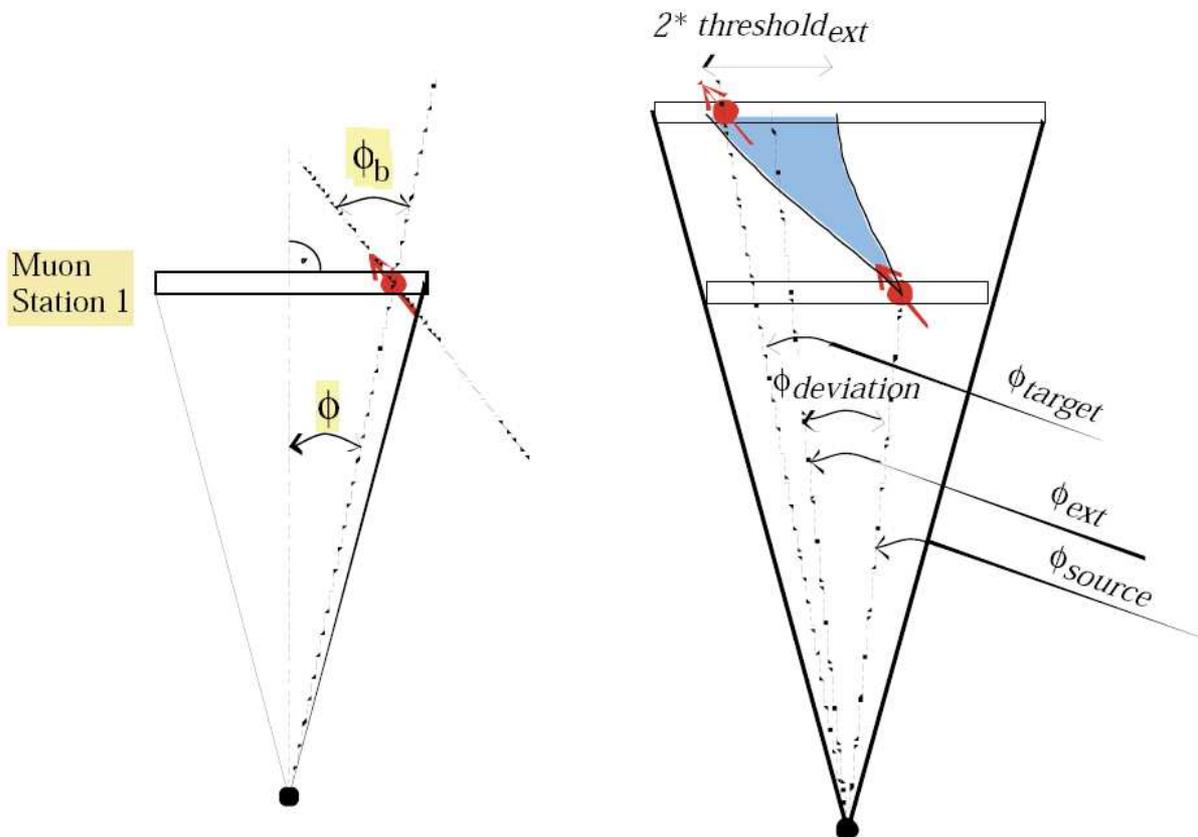


Figura 4.16: En la imagen de la derecha se puede ver el significado de los parámetros de un segmento de traza: coordenada espacial ϕ y ángulo de inclinación ϕ_b . En la figura de la derecha podemos ver como se estima si 2 segmentos son compatibles: si se encuentra un segmento en la ventana de extrapolación dada por $\phi_{extrapol}$ y $umbral_{extrapol}$, se considera que la extrapolación es exitosa.

En primer lugar el *Enlazador de Trazas* encuentra posibles trazas poniendo condiciones para su existencia. Por ejemplo, si tenemos una traza 1234 (cada número representa una estación), debemos tener una extrapolación 1-2, 2-3 y 4-3. Después impone más condiciones de validez a las trazas. Por ejemplo, si tenemos una traza 123, además de 1-2 y 2-3, debemos tener una extrapolación 1-3 (figura 4.18).

Posteriormente, el *Ensamblador de Segmentos en Trazas* intenta encontrar una traza para cada posible clase de traza a partir de cada segmento individual. Hay 11 posibles combinaciones (1234, 123, 124, 134, 234, 12, 13, 14, 23, 24 y 43) y 2 segmentos de origen, así que tendremos 22 posibles candidatos a traza. Estos se ordenan según el número de segmentos que tienen y su posición. Se selecciona el de mayor categoría como primer muón. A continuación una *unidad de cancelación* descarta las trazas que tienen subpatrones compatibles con el primer muón y se selecciona un segundo muón siguiendo el mismo procedimiento.

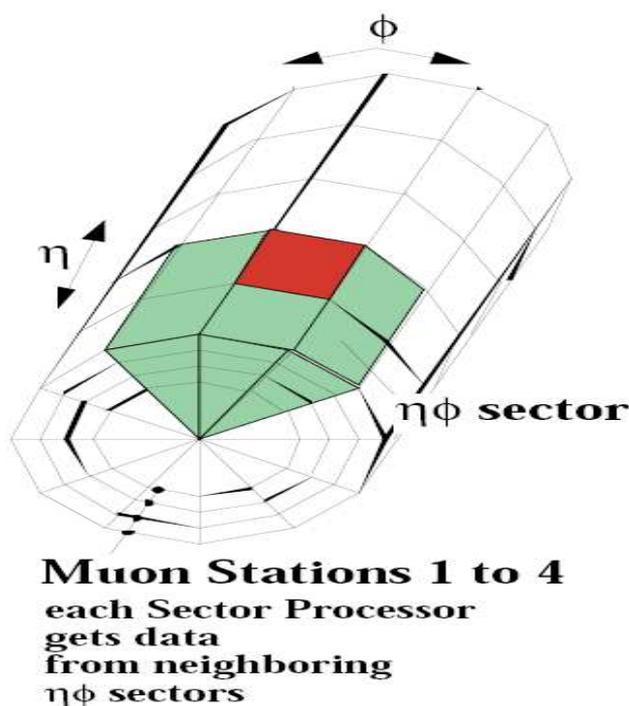


Figura 4.17: En el proceso de extrapolación se evalúan 6 sectores: el sector al que pertenece el segmento y 5 sectores vecinos en (η, ϕ) .

Unidades de Asignación. Estas unidades usan *look-up tables* (tablas que almacenan la correspondencia de ciertos valores hallados anteriormente con otros, en este caso el momento transversal) para asignar el momento transversal (p_T) de la partícula. Proporcionan el momento transversal, la ubicación y la calidad de la traza. Tiene varias subunidades:

Unidad de asignación de p_T : asigna el p_T usando la diferencia en la coordenada espacial ϕ de los 2 segmentos más internos (figura 4.19), dando un valor entre 0 y 140 GeV/c. La carga de la partícula se asigna usando el ϕ_b del segmento más interno de la traza.

Unidad de asignación de ϕ : la coordenada ϕ asignada corresponde a la coordenada espacial del segmento de traza de la segunda estación. Si no hubiera segmento en dicha estación, se extrapola el valor a partir de los demás con *look-up tables*.

Unidad de asignación de calidad: asigna un código de calidad para cada traza según la tabla 4.1.

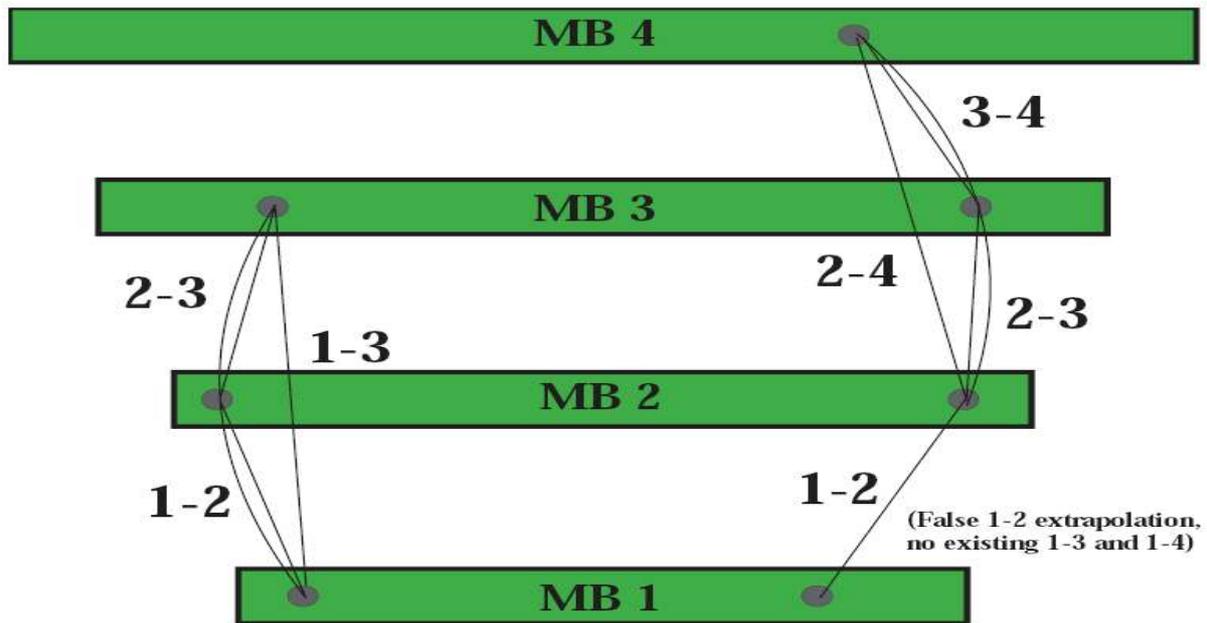


Figura 4.18: Principios del algoritmo del Enlazador de Trazas. Dos pares de segmentos son unidos en una traza si el segundo segmento del primer par es el primero del otro par. Para asegurarse que son compatibles, se busca que haya una extrapolación exitosa del primer segmento del primer par al último segmento del segundo par.

Calidad	7	6	5	4	3	2	1	0
Clase de traza	T1234	T123,T124	T134	T234	T12, T13, T14	T23, T24	T34	Traza nula

Tabla 4.1: Calidad de la traza. El valor depende de la clase de traza de que se trate. Cada número representa su estación correspondiente

4.5.1.1. Gestión de la zona de solapamiento del barril y el *endcap*

La zona de solapamiento del barril y del *endcap* es donde un muón puede producir trazas tanto en los DTs como en las CSCs, y corresponde aproximadamente a la región de pseudorrapidez η entre 0.8 y 1.2.

Los *Sector Processors* de las ruedas más externas reciben 2 segmentos de cada subsector lógico de la primera rueda de las CSCs. Estos segmentos son tratados como pertenecientes a una estación en una rueda virtual vecina a la rueda del barril.

Para no mandar trazas duplicadas al *Trigger* Global de Muones se establece un límite de $|\eta| = 1.04$ (figura 4.13), tal que para $|\eta| > 1.04$ solamente el sistema de búsqueda de trazas de las CSCs está autorizado a mandar trazas al *Trigger* Global de Muones, y para $|\eta| < 1.04$, solamente el sistema de los DTs. Para decidir en qué región se encuentran las trazas, se usa la medida de η

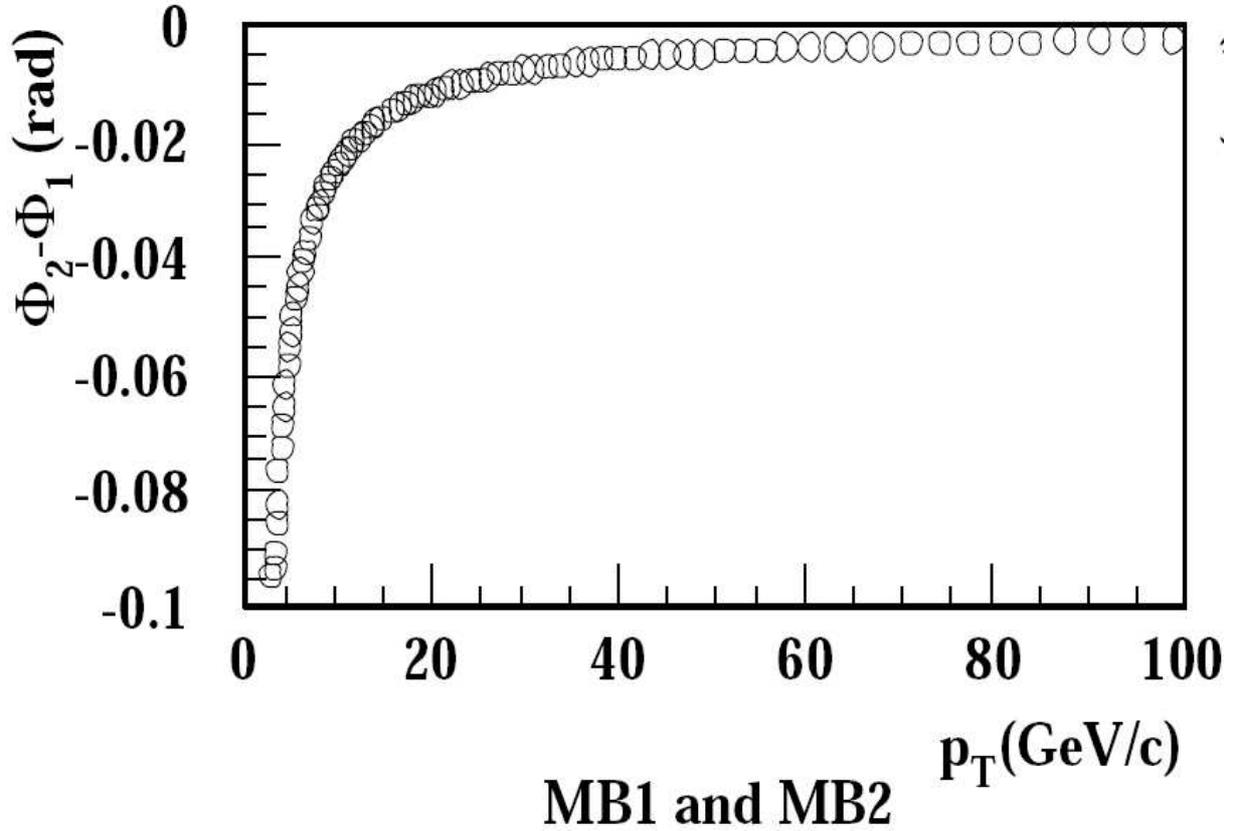


Figura 4.19: Ejemplo de la diferencia de las posiciones azimutales medidas en 2 cámaras como función del momento transversal p_T que les asigna el DTTF.

que proporcionan las CSCs, ya que los DTs dan medidas de ϕ y de η separadas.

4.5.1.2. Algoritmo del η Track Finder

Este dispositivo usa los datos suministrados por las supercapas θ , que miden la coordenada z , para buscar trazas en el plano (r, z) . Las trazas son reconstruidas basándose en patrones que apuntan al punto de interacción. Si un conjunto de segmentos se ajustan a un patrón, se le asigna a la traza reconstruida con esos segmentos el valor de η correspondiente a ese patrón. A cada traza reconstruida se le asigna una calidad que está relacionada con el valor de las calidades de los segmentos individuales. Como cada segmento puede tener 2 tipos de calidades (HTRG y LTRG), y en total hay 3 estaciones con supercapas θ , en total tenemos 26 combinaciones, como se puede ver en la tabla 4.2.

Al final del proceso, las trazas halladas en (r, ϕ) y (r, θ) intentan combinarse. Si la combinación es posible, se le asigna a la traza hallada en (r, ϕ) el valor de η hallado por el η Track Finder. Si no es posible, se le asigna un valor de η aproximado calculado por el punto de paso de la traza

	Calidad	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Estación	1	0	0	0	0	1	1	0	0	2
	2	0	1	0	1	0	1	0	2	0
	3	1	0	0	1	1	0	2	0	0
	Calidad	10	11	12	13	14	15	16	17	18
Estación	1	1	0	0	1	1	2	2	1	1
	2	1	1	2	0	2	0	1	1	2
	3	1	2	1	2	0	1	0	2	1
	Calidad	19	20	21	22	23	24	25	26	
Estación	1	2	0	2	2	1	2	2	2	
	2	1	2	0	2	2	1	2	2	
	3	1	2	2	0	2	2	1	2	

Tabla 4.2: Definición de todas las posibles clases de trazas η (0 = no datos de trigger, 1 = LTRG, 2 = HTRG).

por los límites de una rueda.

4.6. Trigger Global de Muones

La siguiente etapa del *Trigger* es el *Trigger* Global de Muones (TGM) [45], que forma parte del *Trigger* de Nivel 1 de CMS. El TGM recibe trazas de muones de cada uno de los sistemas de *trigger* regionales de muones por separado: CSCs, DTs y RPCs. En la mayor parte de los casos, DTs y RPCs o CSCs y RPCs encontrarán muones a la vez.

La tarea del TGM es combinar los resultados de todos los subsistemas para encontrar los mejores 4 muones en cada cruce de haces y transmitirlos al *Trigger* Global (TG). El TGM aplica el siguiente algoritmo: manda un candidato al TG si ha sido visto por los sistemas RPC y DT/CSC independientemente de su calidad. Si el candidato ha sido visto solamente por un sistema se aplican criterios de calidad para decidir si mandarlo, que dependen de los tipos de detectores, regiones del detector y momento transverso. Aplicando este criterio el TGM alcanza una eficiencia media y un rechazo de fondo muy altos, además de reducir el número de fantasmas encontrados en cualquiera de los *triggers* regionales.

Además de encontrar los 4 mejores muones, el TGM añade 2 bits dados por el *Trigger* Regional de Calorímetros: uno indica si la energía del calorímetro es consistente con el paso de una partícula de mínima ionización y el otro (bit de aislamiento) si se supera cierto umbral de energía en las torres de los calorímetros alrededor del muón. Ambos bits se usan en el TG para eliminar fondo y mejorar la selectividad.

Capítulo 5

CONSTRUCCIÓN, PRUEBAS Y CERTIFICACIÓN DE LAS CÁMARAS DE DERIVA

En este capítulo vamos a describir todo lo relacionado con la construcción de las cámaras de tubos de deriva de CMS: componentes básicos, etapas en la construcción y pruebas que se realizan para el control de calidad, tanto en el CIEMAT como posteriormente en el CERN. Parte de los útiles y procedimientos de construcción fueron desarrollados en el CIEMAT, y posteriormente incorporados por otros grupos que también han participado en la construcción de las cámaras.

El esquema que vamos a seguir es el siguiente: primero expondremos las responsabilidades en la construcción que tiene el CIEMAT y el resto del Grupo de Muones del Barril de CMS; a continuación describiremos los elementos básicos de las cámaras de deriva, así como las etapas y útiles de construcción; en tercer lugar pasaremos a exponer las pruebas realizadas a las cámaras en el CIEMAT, para después exponer su trayecto una vez llegan al CERN.

5.1. Responsabilidades en la construcción

La responsabilidad en la producción de las cámaras de tubos de deriva de CMS ha estado repartida entre 4 institutos de la siguiente forma:

- RWTH (Aquisgrán, Alemania), 60 MB1 y 10 MB4 (sectores 9 y 11).
- CIEMAT (Madrid), 60 MB2 y 10 MB4 (sector 10).
- INFN Legnaro (secciones INFN de las universidades de Padua y Bolonia, Italia), 60 MB3 y 10 MB4 (sector 4).
- INFN Universidad de Turín (Italia), 40 MB4 (sectores 1, 2, 3, 5, 6, 7, 8 y 12).

Aparte de la producción de cámaras, algunos de estos institutos se han responsabilizado también de la producción de algunos componentes de las cámaras. En concreto, las ROBs (ReadOut

Boards, tarjetas de lectura en las cuales se colocan 4 TDCs - Time to Digital Converter - de 32 canales, con los que se miden los tiempos de deriva en las celdas) han sido responsabilidad del CIEMAT; las tarjetas de *front-end* (FEBs, tarjetas de lectura de las señales de los hilos) han sido responsabilidad de Padua, así como las Trigger Boards que incorporan los BTIs y los TRACOs; y los Trigger Servers han sido responsabilidad de Bolonia.

El resto de componentes de la cámaras, tanto mecánicos como electrónicos han sido pedidos a la industria, o han sido contribución de algunos otros grupos participando en CMS. Algunos de los sitios donde este trabajo adicional se ha desarrollado han sido los siguientes:

- Dubna(Rusia) se ha encargado de la producción de la chapas con los electrodos ya incorporados (*strips*), con útiles de montaje desarrollados y preparados en Turín.
- Protvino (Rusia) se ha ocupado de la preparación final de las vigas que separan las celdas, incorporando a las vigas de aluminio los electrodos, separados por mylar, usando para ello útiles desarrollados y preparados en Bolonia.
- IHEP (Pekín, China) se ha ocupado de la preparación de las tarjetas HVB (High Voltage Boards) y HVC (High Voltage Coupling boards), bajo la supervisión de Padua y Aquisgrán.

5.2. Componentes básicos y etapas de la construcción

La construcción de las cámaras de deriva tiene varias etapas. Lo primero es construir cada una de las supercapas por separado.

Esta primera fase se realiza en mesas especialmente diseñadas para ello (figura 5.1), ya que las tolerancias permitidas en la construcción son muy estrictas [46]. Para empezar se coloca la chapa inferior de la supercapa, que ya tiene los *strips* adosados solamente por un lado (figura 5.2). Esta chapa se sitúa en la mesa de montaje atendiendo a unas referencias mecánicas que tiene ésta, y que aseguran un correcto posicionamiento respecto a su sistema de referencia.

El siguiente paso es pegar las vigas que contienen los cátodos en la chapa, para lo cual éstas se han colocado previamente en un útil especialmente diseñado para ello (figura 5.3). Este útil permite la colocación de unas piezas trapezoidales de plástico a ambos extremos de las vigas que permiten posteriormente el posicionado preciso de los hilos. La precisión con la que está mecanizado el útil es de $50\ \mu\text{m}$, tanto en los huecos de posicionamiento de las vigas como en el de posicionamiento de las piezas de plástico (figura 5.7), con lo que aseguramos que los hilos estén en su posición nominal. Para su posicionamiento en la mesa de pegado, el útil dispone de barras de referencia.

Antes de colocar el útil de vigas sobre la chapa, un dispensador de pegamento acoplado a un coordinatógrafo (figura 5.4) rellena con cordones de pegamento los huecos en la chapa entre los *strips*. Una vez hecho ésto, se echa pegamento conductor en varios puntos del cordón, a fin de mejorar el contacto eléctrico entre la chapa y las vigas. A continuación, se da la vuelta al útil



Figura 5.1: Mesas de construcción de las supercapas en la nave de montaje del CIEMAT.



Figura 5.2: Chapas de aluminio con los *strips* adosados almacenadas (izquierda). Imagen de las vigas de cátodos (derecha).

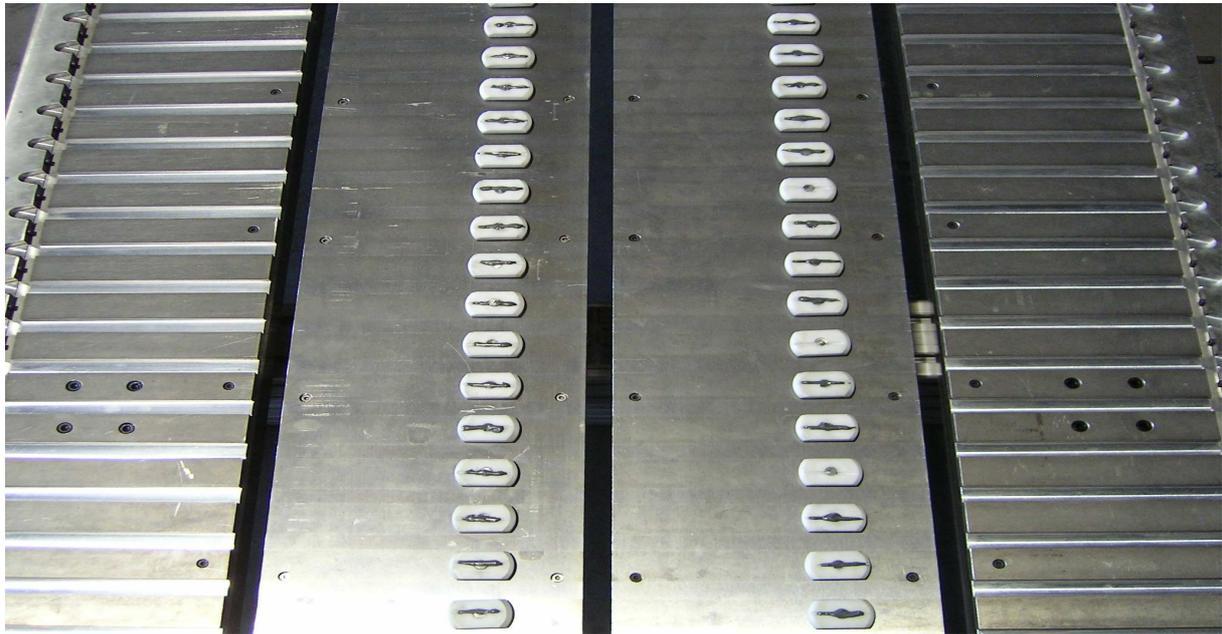


Figura 5.3: Detalle del útil usado para el posicionado de las vigas para su pegado. Los surcos donde se colocan las vigas y las piezas centrales blancas, que mediante un sistema de giro propulsado por aire comprimido sirven para sujetar o liberar las vigas, están calibrados para asegurar que las vigas estén en su posición nominal.

de vigas y se acopla sobre la chapa, usando las referencias de la mesa y las barras de referencia del útil para obtener un correcto posicionamiento mejor que $100\ \mu\text{m}$ (figura 5.5). El pegamento fragua en unas 8 horas y se requiere una temperatura de al menos $18\ ^\circ\text{C}$ para que este fraguado sea óptimo.

Una vez hecho esto, se retira el útil que soportaba las vigas y se pasa a colocar los hilos y los elementos por los que se suministrará alta tensión a los *strips* y cátodos. Los hilos (hechos de acero inoxidable recubierto de oro) han sido previamente preparados con un útil desarrollado en el RWTH de Aquisgrán (figura 5.6), en el cual se cortan a medida (se reciben en bobinas) y se fijan a presión a una pieza cúbica (bloque de crimpado) hecha de una aleación de cobre y telurio por una ranura que tiene en una de sus caras laterales (figura 5.6) en cada extremo del hilo. Estas piezas tienen un pin en uno de sus extremos que es por donde se suministrará el voltaje a los hilos en uno de sus extremos y por donde se extraerá la señal en el otro.

En la figura 5.7 se pueden ver las piezas de colocación de los hilos, que se sitúan en los huecos dejados por las piezas trapezoidales, que a su vez tienen una pinza que hará contacto con los *strips* y un pin por el que se suministrará el voltaje a estos; también se puede apreciar una pieza de plástico dentro de la cual se coloca una pinza por la que se suministrará el voltaje a los cátodos. El posicionamiento de los hilos se lleva a cabo con un error inferior a $100\ \mu\text{m}$, requisito que viene impuesto por el *trigger*.



Figura 5.4: Dispensación de pegamento sobre las vigas para su posterior pegado.

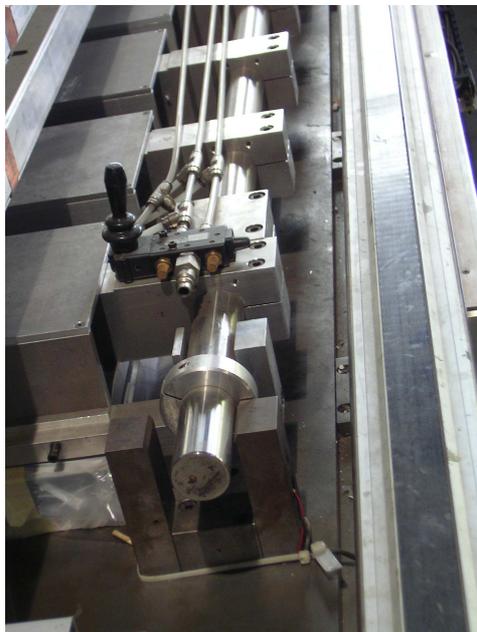


Figura 5.5: Referencia de la mesa y barras de referencia para posicionamiento del útil de vigas.

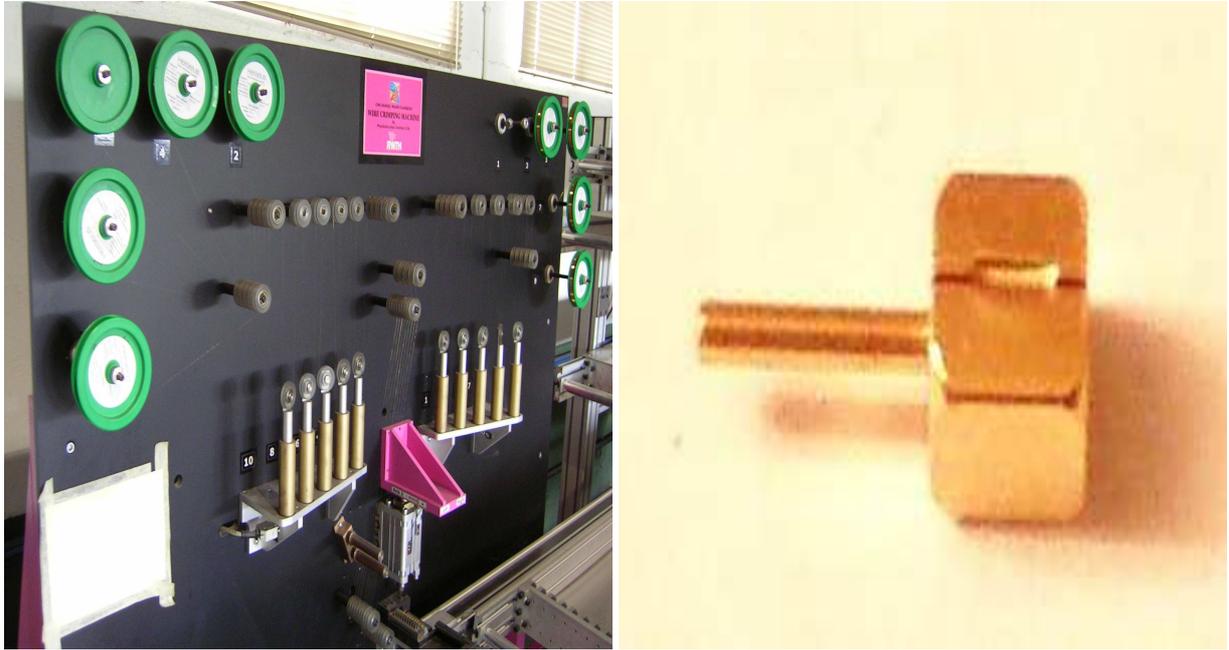


Figura 5.6: Útil para la preparación de hilos (izquierda). Bloque de crimpado (derecha).

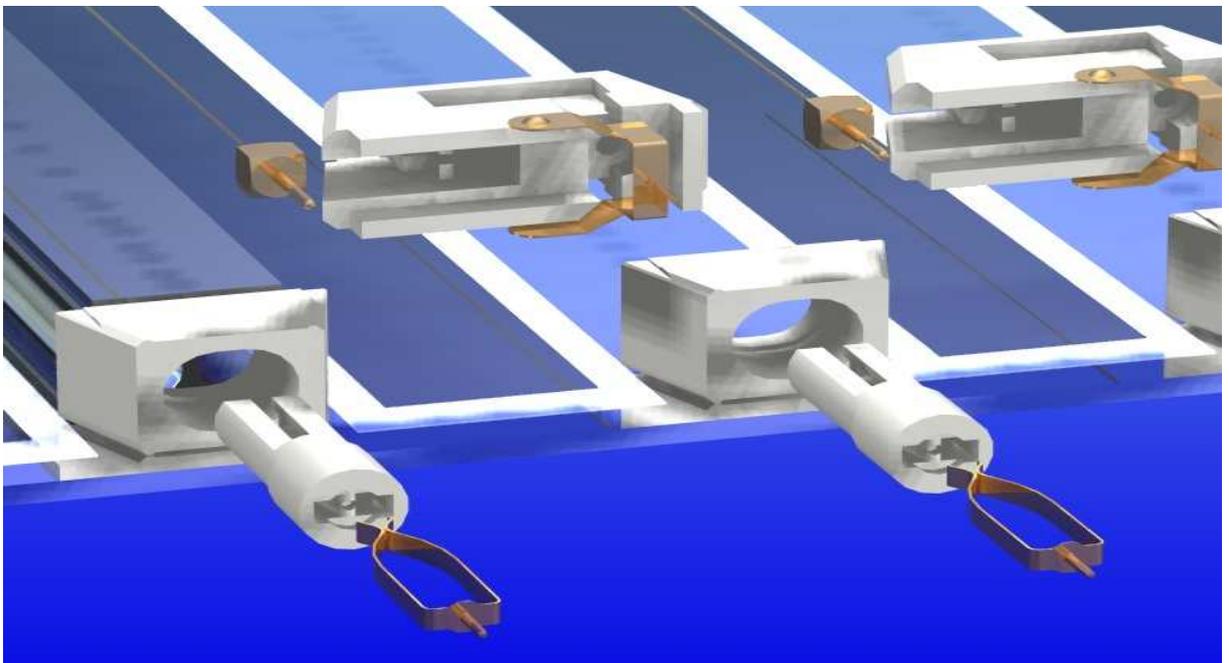


Figura 5.7: Piezas de colocación de vigas y de hilos.

Cuando están colocados todos los hilos de una capa, se miden sus posiciones por medio de una cámara CCD acoplada al coordinatógrafo. Ésta registra la posición del hilo cerca del FE y cerca del HV, calculando su posición con respecto a la posición nominal del hilo con una precisión inferior a $50 \mu\text{m}$. En la figura 5.8 se puede ver el residuo de la posición medida de cada hilo en una supercapa respecto de su posición nominal y los residuos medios por capa, para cada supercapa ϕ de toda la producción de cámaras del CIEMAT, y donde se puede apreciar que no superan los $100 \mu\text{m}$ en su mayor parte.

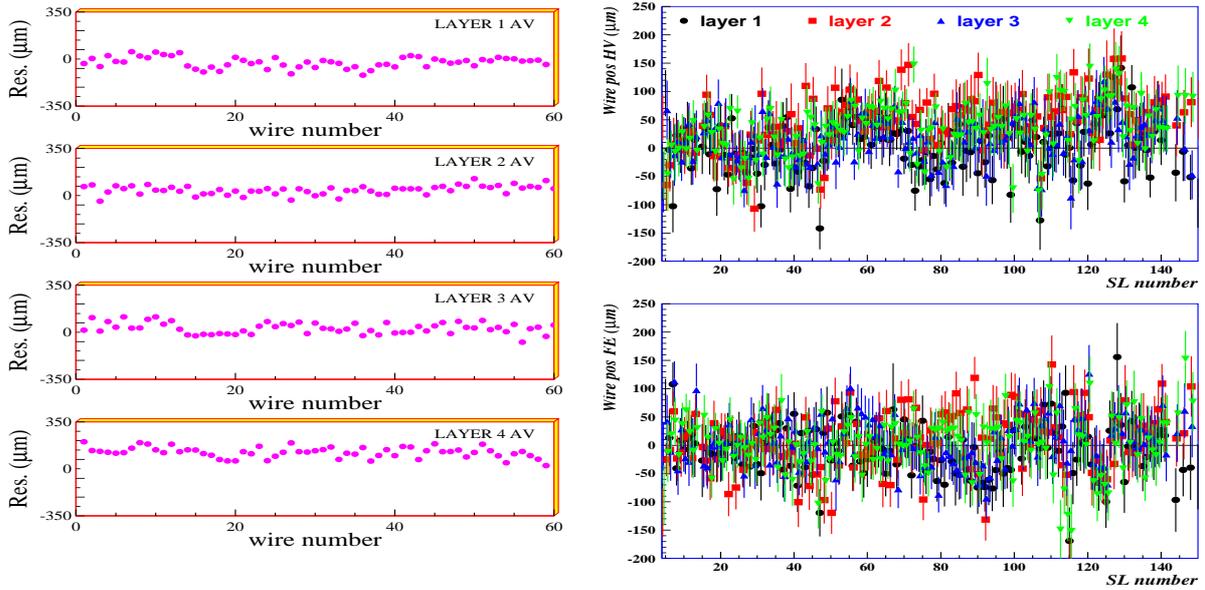


Figura 5.8: Residuo de la posición media de cada hilo en una supercapa respecto a su posición nominal (izquierda). Residuos medios para todas las supercapas ϕ de la producción del CIEMAT (derecha).

Las tensiones mecánicas de los hilos se miden por medio de un dispositivo que, mediante una corriente alterna, induce un voltaje resonante en los hilos. Este voltaje es medido y mediante la fórmula siguiente se deduce la tensión del hilo:

$$T = \mu \left(\frac{2fl}{n} \right)^2 \quad (5.1)$$

donde T es la tensión del hilo, μ es la densidad lineal del hilo, f la frecuencia a la que se produce la resonancia, l la longitud del hilo y n la resonancia producida en el hilo (figura 5.9). La tensión nominal es de 3 N , valor inferior al correspondiente al límite elástico y suficiente para que el hilo no se combe demasiado, admitiéndose valores entre 2.7 y 3.3 N . En la figura 5.9 se pueden ver los valores para todos los hilos de cada una de las 4 capas de una supercapa, y la tensión media para todas las supercapas de la producción del CIEMAT.

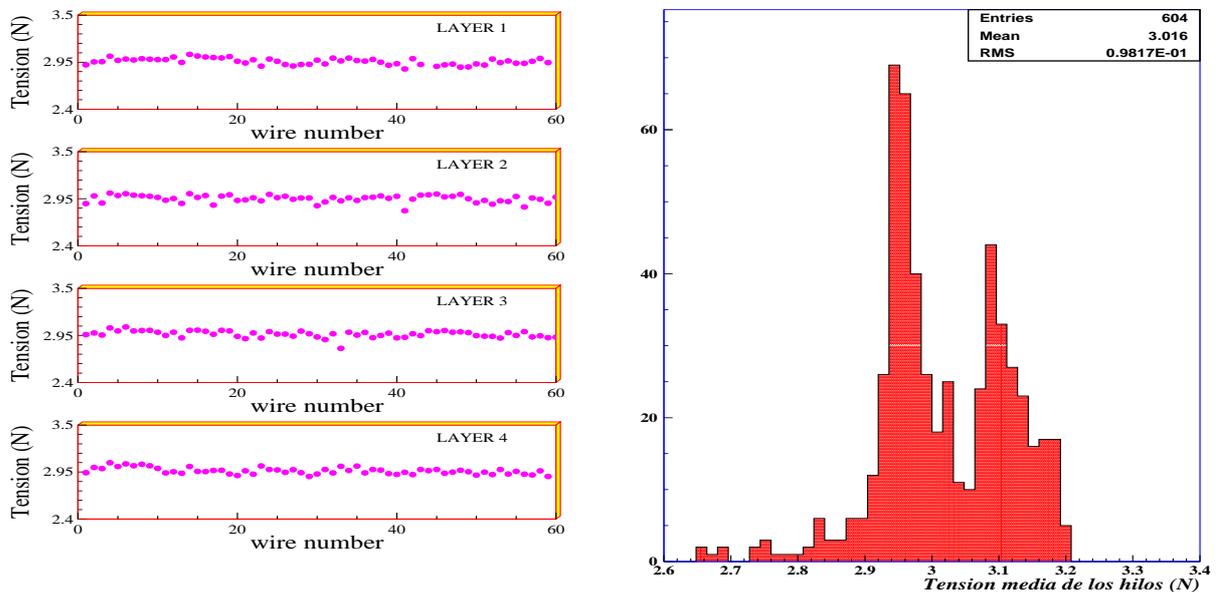


Figura 5.9: Tensión para todos los hilos de una supercapa (izquierda). Tensión media por capa para todas las capas de las supercapas ϕ construidas en el CIEMAT (derecha). Los distintos picos corresponden a distintas mesas de construcción.

Para completar la capa, el dispensador de pegamento realiza la misma operación descrita anteriormente, pero esta vez el cordón de pegamento se pone encima de las vigas. A continuación se pone otra chapa de aluminio encima con los *strips* ya pegados en ambas caras, atendiendo a las referencias de la mesa. Se pone peso encima y se deja fraguar.

Todo este proceso se repite 4 veces hasta que tenemos las 4 capas que forman la supercapa. Hay que destacar que las chapas superior e inferior de la supercapa tienen una longitud mayor que las otras, a fin de crear el volumen en el que se van a instalar las tarjetas de alto voltaje por un extremo y electrónica de lectura por el otro.

Antes de colocar la chapa superior para cerrar la supercapa, se pega un perfil en cada lateral de ésta, y en cada esquina se colocan los llamados *corner blocks* (figura 5.10), bloques que poseen unos orificios de referencia, y los cuáles tienen gran importancia ya que la posición de los hilos se referencia con respecto a la suya, en particular a la posición del *corner block* situado a la derecha del lado de alto voltaje, más próximo a las referencias de la mesa y, por tanto, menos afectado por fenómenos de dilatación/contracción por temperatura, imprecisiones, errores, etc. Los *corner blocks* se colocan en la supercapa con una precisión de 100 μm . Los *corner blocks* servirán luego para posicionar con precisión unas supercapas respecto a las otras durante el proceso de ensamblaje final de la cámara. Las posiciones relativas entre los *corner blocks* de las distintas supercapas de la cámara se miden con precisión en el CERN y serán utilizados en el sistema de alineamiento de CMS.

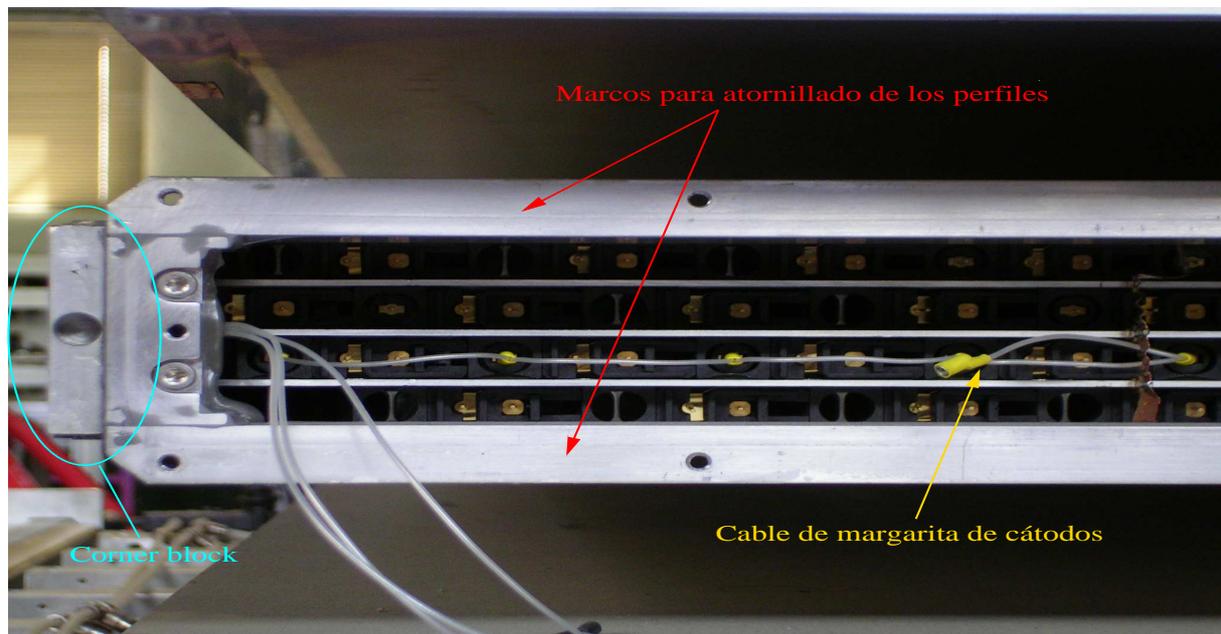


Figura 5.10: Figura en la que se puede apreciar un *corner block* y un cable de margarita que alimenta 5 cátodos (en este caso son 5 porque están al borde de la supercapa).

Para finalizar la construcción mecánica de la supercapa, se adhieren a sus 2 extremos unos marcos que permitirán posteriormente atornillar los perfiles con los que se cerrará su volumen.

5.2.1. Electrónica de distribución de alto voltaje y de lectura.

Durante la fase de construcción se colocan, por el extremo que corresponderá al alto voltaje (HV), cables de distribución de alto voltaje (figura 5.10), que alimentarán a grupos de 4 vigas de cátodos (amarillo) o a los *strips* de 4 celdas (blanco). Los conectores de estos cables que quedan libres se conectarán posteriormente a una tarjeta de distribución de HV (figura 5.11 izquierda). Una tarjeta de HV distribuirá el alto voltaje a 16 hilos (8 de una capa y 8 de la capa contigua, conectores rojos), a los *strips* de esos hilos y a 16 vigas de cátodos. El perfil que cierra la supercapa por el lado de HV incorpora 2 conectores con pines que reciben el HV de la fuente de alimentación, los cuáles se conectan internamente a las tarjetas de HV mediante cables (figura 5.11 derecha). Una vez hecho ésto se sitúan las tarjetas de acoplo de alto voltaje (HVCs) por el lado de FE, que protegen del alto voltaje de los hilos a las FEBs, y se realizan las pruebas de HV en aire, como se explicará en una sección posterior.

Una vez se han arreglado los posibles problemas que puedan surgir durante estas pruebas, se pasa a colocar las FEBs, junto con el cable de distribución de *Low voltage* (el cuál alimenta a las FEBs), las tarjetas y los cables de conexión con el perfil de cierre de FE (figura 5.12), al cual se le han acoplado previamente los conectores de señal, el sistema de test de pulsos que permitirá comprobar el funcionamiento de las FEBs, el sistema de *slow control* cuya utilidad se



Figura 5.11: Tarjeta de distribución de alto voltaje y cableado final del perfil de alto voltaje.

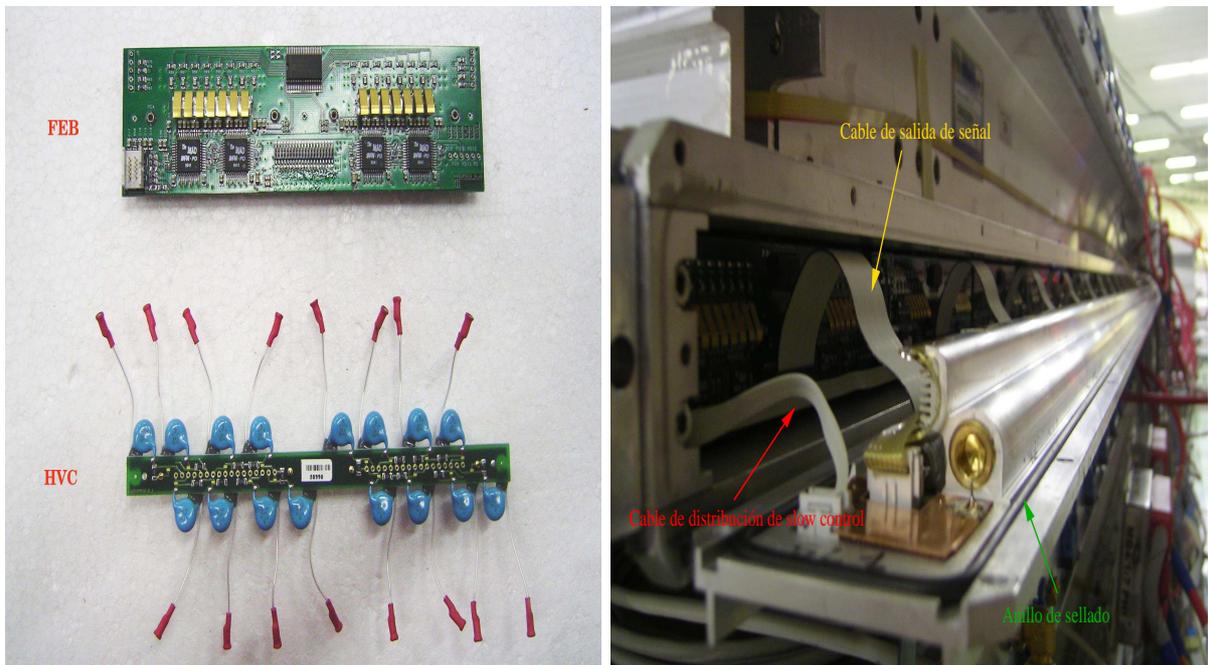


Figura 5.12: Tarjetas FEB, HVC y perfil de FE cableado.

describirá más adelante, los conectores de entrada *Low voltage* y el canal de refrigeración para la electrónica, tras lo cual se cierra la supercapa.

5.2.2. Finalización de la construcción de la cámara

Una vez acabada la construcción y las pruebas de las supercapas que forman la cámara, que se describirán en el siguiente apartado, se pasa a la fase final de la construcción de ésta. Se realiza, como las fases anteriores, en una mesa especialmente diseñada para ello (figura 5.13). En ella se pegan las supercapas que forman la cámara, intercalándose entre 2 de ellas un bloque con estructura interna de panal de abeja, que da robustez al conjunto y ofrece un mayor brazo de palanca entre las supercapas ϕ para la determinación del punto de paso del muón. Las supercapas ϕ se pegan con una precisión en su posicionado relativo mejor de $500 \mu\text{m}$, por exigencias del *trigger*.



Figura 5.13: Ensamblaje final de la cámara.

5.3. Pruebas

Cuando se acaba de construir una supercapa, ésta se cablea, como se ha explicado anteriormente, y se la somete a diversas pruebas, a fin de detectar posibles fallos ocurridos durante el proceso de construcción y asegurarnos que cumple con los criterios establecidos por la colaboración. El CIEMAT fue el primer centro en comenzar la producción de cámaras y también fue el primero en acabarla, habiendo probado la última cámara de la producción en febrero del 2005. Gracias a la experiencia adquirida, estos protocolos de pruebas están bien documentados en el CIEMAT [47], y pasamos a describirlos a continuación.

5.3.1. Tests de alto voltaje

El objetivo de estos tests es localizar posibles componentes de las celdas defectuosas o dañadas, errores de cableado o problemas en la electrónica de distribución de alto voltaje.

Una vez cableada la parte de HV, se conecta el alto voltaje a la supercapa para hacerle un test de alto voltaje en aire. Para hacer estas pruebas se utilizan fuentes de alta tensión diseñadas por CAEN para estas cámaras (módulos modelo A876 y A877, integrados en el sistema SY1527 [48]), que son prototipos del sistema que se usará finalmente en CMS. En este test, se aplica primero alto voltaje a cada electrodo por separado, empezando por los *strips*, después los cátodos, y por último los ánodos (hilos), subiendo progresivamente el voltaje hasta llegar a los 2000 voltios (-2000 en el caso de los cátodos). Si no hay corrientes, se empieza a subir todo en conjunto, hasta llegar a 4000/2000/-2000 V (hilos/*strips*/cátodos). Si aparecen problemas de corrientes muy grandes (mayores de 100 nA) o chispas se busca el origen (celda o electrónica) y se arregla, si es posible; en caso contrario se desconecta el elemento problemático.

Para comprobar la estabilidad de la tensión se deja unas cuantas horas al voltaje máximo (4000/2000/-2000). Después de este tiempo, las corrientes pequeñas que puedan haber aparecido (debidas a elementos externos a la supercapa, como el polvo o la humedad) durante el test suelen haber desaparecido.

Cuando este test se ha acabado, se procede a cerrar la supercapa (con toda la electrónica de lectura ya instalada), y a llenarla con la mezcla de gas con la que operan las cámaras de tubos de deriva: 85 % Ar y 15 % CO₂. Se deja el gas fluyendo dentro de la supercapa durante varias horas, hasta que la mezcla contiene menos de 500 partes por millón de O₂. Cuando se alcanza este estado se hace un test de alto voltaje en gas, en el cual se llega hasta 3600/1800/-1400 V, valores algo superiores a los voltajes nominales de operación de la cámara. No se llega hasta los mismos voltajes que en el test en aire porque el campo eléctrico sería demasiado grande, pudiendo entrar en régimen de descarga debido a la gran amplificación.

Los problemas que nos podemos encontrar pueden deberse a distintas causas: errores en la construcción, electrodos dañados, elementos extraños dentro de la celda, pines desconectados o intercambiados, tarjetas de alta tensión defectuosas... Como se ha dicho, si es posible, se arregla. Si no es posible, se desconecta la celda o el electrodo dañado, en el caso de ser un cátodo el problema. En este último caso, se pierde eficiencia en la celda pero aún es operativa. El número de celdas desconectadas no puede ser superior al 5 % del total de la supercapa, según el criterio acordado por la colaboración [46]. En la figura 5.14 se puede ver el número de canales desconectados para cada cámara del total de la producción del CIEMAT. En una cámara MB2 tenemos 703 celdas, luego el 5 % corresponde a 35 celdas, con lo cual vemos que cumplen sobradamente el criterio impuesto.

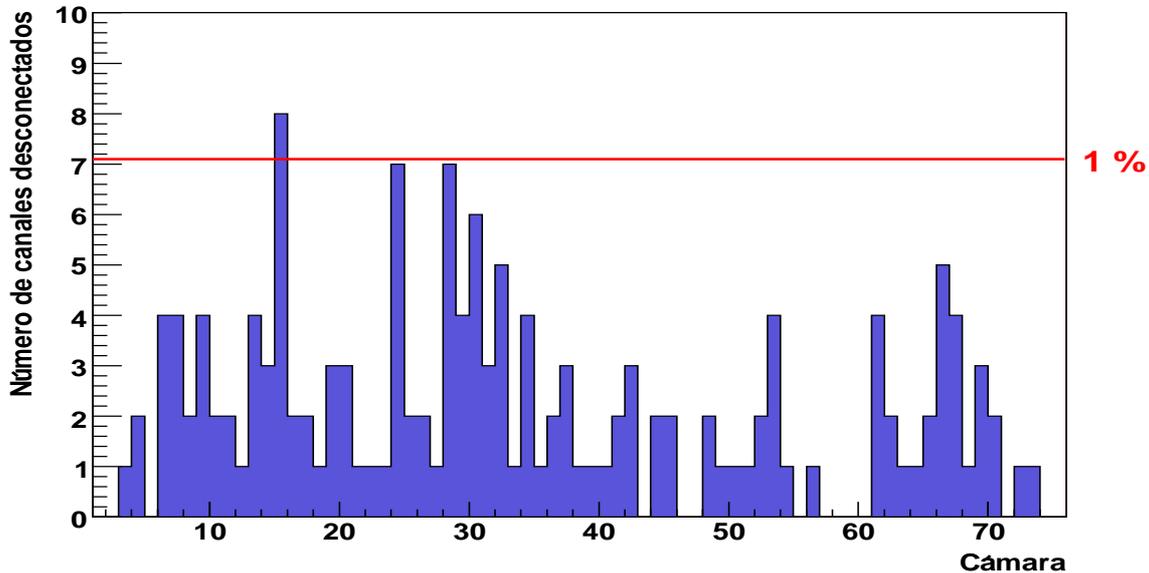


Figura 5.14: Canales desconectados en la producción del CIEMAT.

5.3.2. Test de estanqueidad

Nada más cerrar la supercapa se procede a comprobar su estanqueidad. Esta prueba es importante ya que, si el gas escapa demasiado deprisa de la supercapa porque ésta tiene una fuga, el gas puede no distribuirse uniformemente a lo largo de ella, pudiendo producir así ineficiencias en el detector. También es importante porque el flujo de gas de las cámaras, una vez instaladas en las ruedas de CMS, va de una cámara a otra, estación a estación a lo largo de cada sector. Si la cámara tuviese una gran fuga, el gas no se distribuiría adecuadamente al resto de las cámaras.

El procedimiento consiste en someter a la supercapa a una sobrepresión de unos 50 mb por encima de la presión atmosférica y tomar valores de la sobrepresión a lo largo de, al menos, 30 minutos. La sobrepresión del gas dentro de la supercapa sigue una ley exponencial:

$$P(t) = P_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.2)$$

donde $P(t)$ es la presión en el tiempo t , P_0 es la presión en $t = 0$ y τ es la constante de tiempo.

El criterio establecido por la colaboración para pasar el test de estanqueidad es que la constante de tiempo debe ser superior a 120 minutos. En el caso de que la supercapa no supere esta prueba, se busca con un detector de fugas el origen del escape de gas y se soluciona. La fuga puede deberse, por ejemplo, a un mal pegado de los marcos o a que el anillo de sellado (hecho de caucho de butadieno acrilonitrilo) que se pone en los perfiles de cierre esté defectuoso.

En la figura 5.15 podemos ver los valores de las constantes de tiempo para todas las supercapas de la producción del CIEMAT.

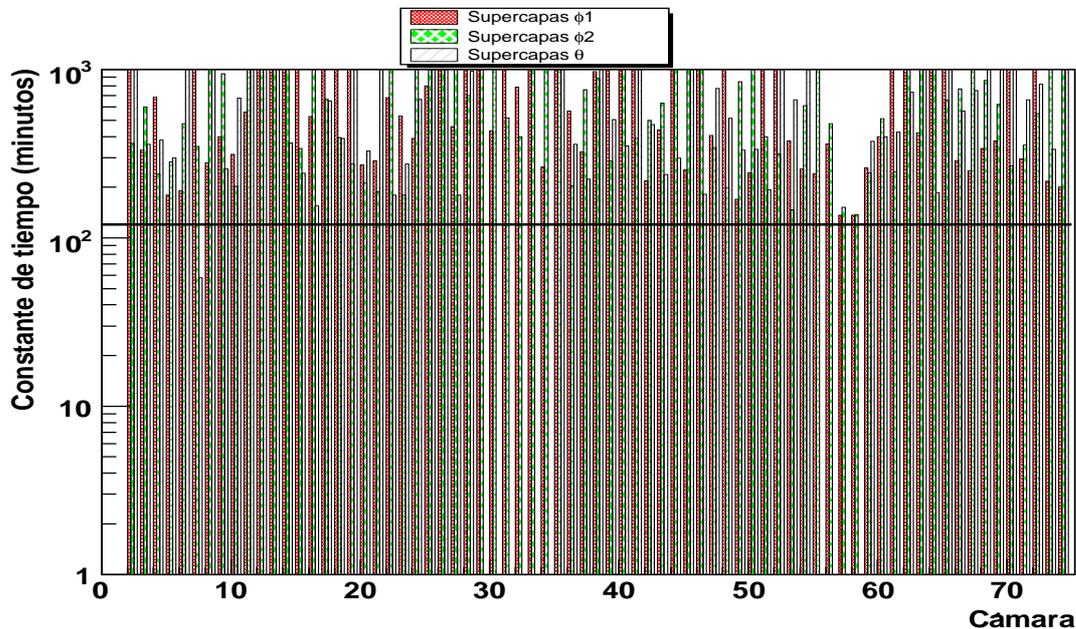


Figura 5.15: Constantes de tiempo de todas las supercapas de la producción del CIEMAT.

5.3.3. Test de pulsos y *slow control*

Antes de cerrar el lado de FE y después del test de estanqueidad se prueba la electrónica de lectura y su sistema de control (*slow control*) junto con los cables y conectores de FE. El test se realiza antes de cerrar para detectar problemas de montaje o de componentes defectuosos y poder arreglarlos o reemplazarlos y se repite con la supercapa cerrada para detectar problemas asociados a la operación de cierre (el escaso espacio libre y la fragilidad de algunos componentes hacen que el cierre de la supercapa sea un proceso delicado). Para ello, usamos unos conectores en el perfil de cierre de FE que sirven para introducir un pulso de test a las FEBs y comprobar su respuesta. Estos pulsos serán también muy útiles para probar toda la cadena de *trigger* cuando la cámara esté instalada en CMS. Se mira si los canales dan respuesta y si la señal de respuesta tiene la forma adecuada (figura 5.16). A continuación se comprueba por medio de un programa de control (figura 5.16) si el sistema de *slow control* es capaz de detectar las FEBs, si la lectura de temperaturas de éstas es correcta y si el enmascaramiento de canales funciona. El enmascaramiento será muy útil durante la operación del experimento para evitar que los canales que por alguna razón sean ruidosos hagan que se pierdan señales buenas llenando las memorias intermedias del sistema de adquisición de datos.

Si algún canal da problemas puede deberse a que la FEB o los conectores tengan algún defecto, en cuyo caso se procede a reemplazarlos. Otra causa de problemas puede ser un cable

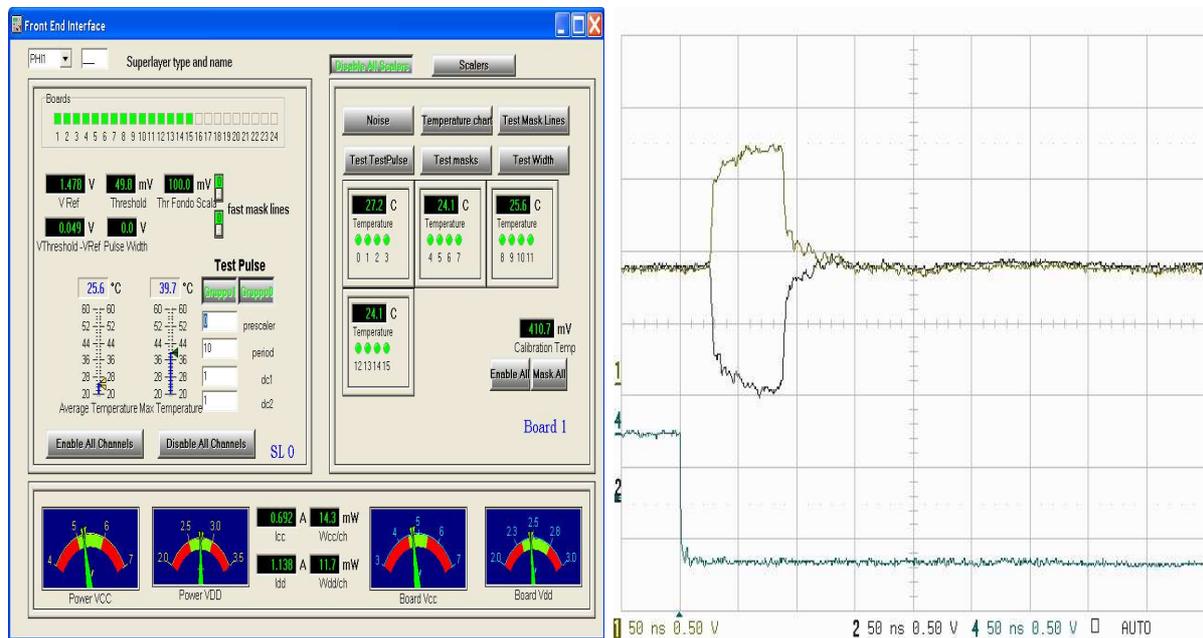


Figura 5.16: Pantalla del programa de *slow control* (izquierda) y pulsos de respuesta de los canales de las FEBs tomados con un osciloscopio (derecha).

pillado entre el perfil y el marco al cerrar, en cuyo caso se repara o reemplaza dicho cable.

5.3.4. Test con cósmicos

El siguiente paso es tomar datos con la supercapa usando como *trigger* los muones provenientes de rayos cósmicos. La señal de *trigger* es generada por 2 plásticos centelleadores conectados a 4 fotomultiplicadores (uno en cada extremo de los plásticos) situados bajo la mesa de toma de datos (figura 5.17). La señal de al menos uno de los plásticos (determinada por la coincidencia de sus 2 fotomultiplicadores asociados) inicia la adquisición de datos de los TDCs, que reciben las señales de salida de las FEBs. En general se toman 2 millones de sucesos, cantidad más que suficiente para analizar el comportamiento de todas las celdas de la supercapa.

Una vez analizados los datos (usando los mismos procedimientos de calibración y ajuste que con haces de pruebas, véase sección 6.1.1), se miran principalmente 2 cosas:

- La forma de los espectros de TDC de cada celda, ya que estos nos indican, por ejemplo, si algún hilo está desconectado (no hay señal en esa celda ya que no hay amplificación), o si hay algún cátodo desconectado (figura 5.18). Estas cosas solamente se pueden apreciar mediante un análisis de los datos.
- La eficiencia de detección (que definiremos en la sección 6.1.5), que nos puede indicar que hay algún problema si está por debajo de lo normal (>98-99%). En la figura 5.19 se puede ver la eficiencia de todas las supercapas construidas en el CIEMAT.

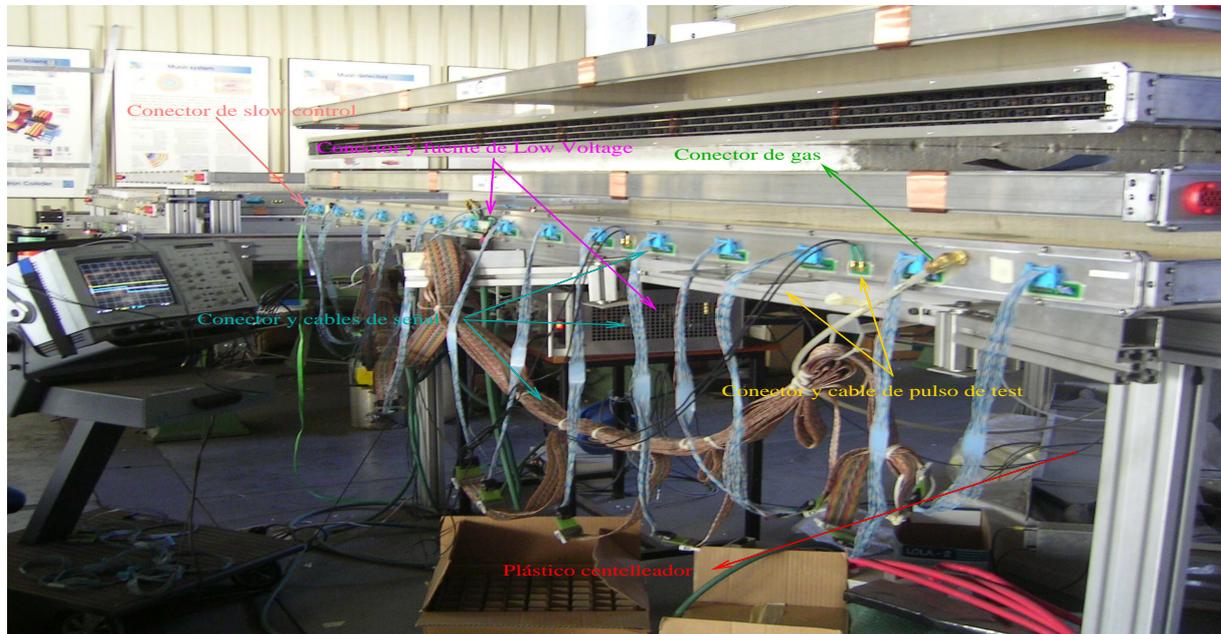


Figura 5.17: Dispositivo para pruebas y toma de cósmicos en el CIEMAT.

5.4. Trayectoria de las cámaras hacia su destino final en CMS

Una vez terminadas, las cámaras se transportan al CERN en grupos de 4 ó 5. Allí su primer destino es la zona de almacenamiento que se ha instalado en el túnel del antiguo acelerador ISR. Allí se somete a las cámaras a pruebas similares a las que han pasado en Madrid para comprobar que no ha ocurrido nada durante el transporte y verificar su buen funcionamiento en las condiciones de altitud y humedad de la zona del CERN, distintas a las del CIEMAT.

Para agilizar la búsqueda de celdas desconectadas, se hace también, antes de tomar datos con cósmicos, un test de *scalers* (figura 5.20). Con este test se puede ver fácilmente si hay alguna celda desconectada, ya que lo único que hace es un conteo de todas las señales que proporcionan las FEBs, y de esta forma se puede arreglar el problema sin tomar cósmicos, un proceso mucho más largo ya que sólo se cuenta con una mesa habilitada para ello.

También se monitoriza el comportamiento en alta tensión de todas las cámaras durante periodos de tiempo muy largos, asegurándonos de esta forma que el detector es estable. A veces aparecen pequeñas corrientes frecuentes o esporádicas en un canal, dando unas distribuciones conocidas como *grass* (figura 5.20). Otras veces aparecen chispas en intervalos de tiempo relativamente largos. En ambos casos, se localiza el canal que produce el problema y se cambian las tarjetas HVBs y HVCs como medida de seguridad, ya que el proceso de comprobación de los elementos uno a uno es excesivamente largo.

En paralelo a estos tests, se realiza también en los ISR la calibración del alineamiento y la

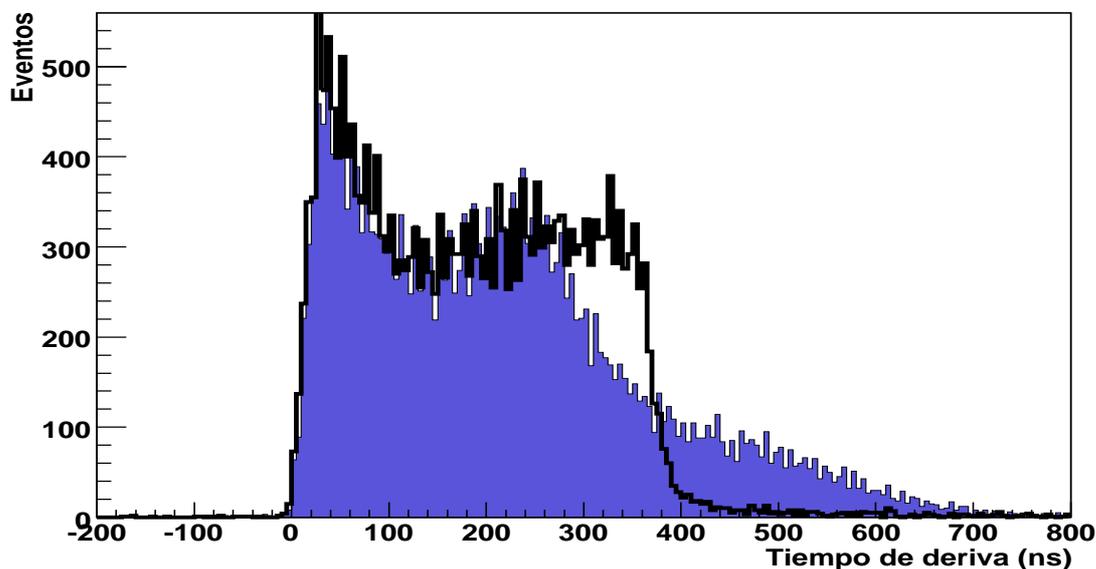


Figura 5.18: Superposición de un espectro de TDC de una celda con el cátodo desconectado (azul) y una con el cátodo conectado. Se puede apreciar el alargamiento de la distribución y deformación del espectro de tiempos para tiempos altos, correspondientes a la zona cercana a los cátodos.

medida de las posiciones relativas entre supercapas para cada cámara. Para ello hay dispuesta una instalación que se puede ver en la figura 5.21. Con un sistema fotogramétrico las posiciones de los *corner blocks* son medidas con una precisión de $50 \mu\text{m}$.

En los ISR las cámaras son equipadas con el sistema final de distribución de gas, los cables de HV, las *minirates*, donde se encuentra la electrónica de adquisición de datos y de *trigger* local, y el sistema de refrigeración (figura 5.22). Una vez hecho esto, se les acoplan las RPCs y están listas para su transporte al emplazamiento de CMS en el punto 5 del LHC para su instalación. En octubre del 2006 se terminaron los test de todas las cámaras en los ISR.

Para su instalación en el punto 5, se usa un útil especialmente diseñado para ello (figura 5.23), cuyo sistema de inserción automatizado fue diseñado por ingenieros del CIEMAT. En la figura 5.23 se puede ver una de las 5 ruedas con todas las cámaras correspondientes ya instaladas. Los únicos sectores que no se instalan en la superficie son los de los laterales de la rueda (sectores 1 y 7), ya que en esa zona es donde se engancharán los soportes de la grúa que bajará las ruedas de CMS a su situación final en el fondo del pozo del punto 5. En el momento de escribir esta memoria se habían instalado ya todas las cámaras previstas en superficie. En total esto hace 204 cámaras instaladas.

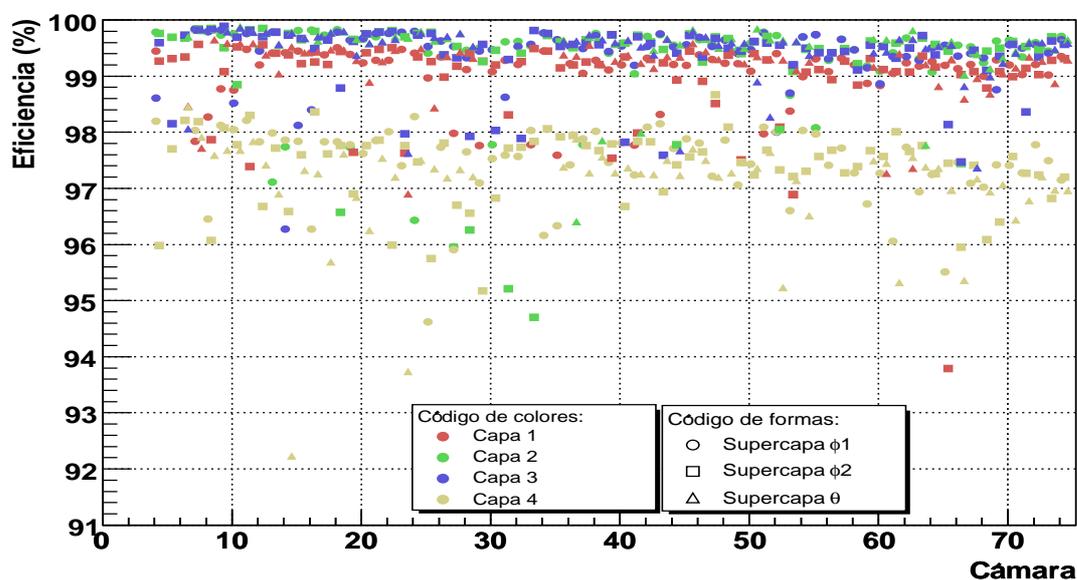


Figura 5.19: Eficiencia de todas las supercapas de la producción del CIEMAT. La eficiencia de la capa 4 siempre es menor que la eficiencia de las demás capas ya que la pureza del gas no es la misma que en el resto debido al efecto gravitatorio, y a que tenemos un tiempo limitado de pruebas, por lo que no podemos esperar hasta que el reparto del gas en la cámara sea completamente homogéneo.

5.5. Pruebas y certificación en el punto 5 del LHC

Cuando las cámaras han sido instaladas en su posición correspondiente en las ruedas de CMS se hacen las pruebas definitivas para su certificación final. En ellas se prueba de nuevo la *minirate* y se toman datos para testar la cámara también.

En los tests de la *minirate* se comprueban los distintos componentes de la *minirate* adosada a la cámara y su funcionalidad. Se prueban los enmascaramientos de los canales, los posibles *cross-talk* entre canales, los emuladores, las conexiones, etc. Si algo falla se soluciona y se vuelve a testar hasta que todo funcione correctamente.

Una vez que sabemos que la *minirate* tiene toda su funcionalidad, se toman datos para asegurarnos que no hay ningún problema en la cámara derivado del transporte y la instalación y que el *trigger* local funciona como se espera. Para ello se toman datos de pulsos de test, que sirven para comprobar que los canales de las FEBs funcionan y para calibrar las diferencias de tiempos relativas entre los canales. A continuación se toman datos de muones cósmicos usando 3 configuraciones distintas, donde el *trigger* es dado por el sistema de *trigger* local alojado en la *minirate*:

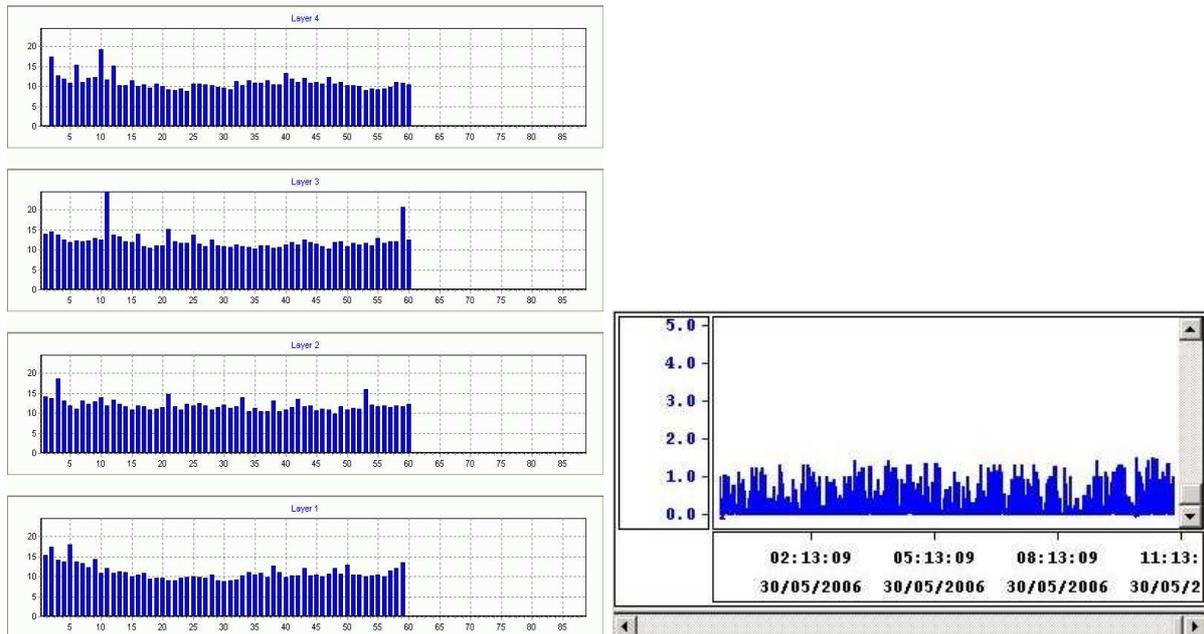


Figura 5.20: Ejemplo de *scalers* para las 4 capas de una supercapa (figura izquierda, escala arbitraria) y de una distribución de *grass* (figura derecha, donde se representa la intensidad de corriente en función del tiempo).



Figura 5.21: Dispositivo de alineamiento en los ISR.

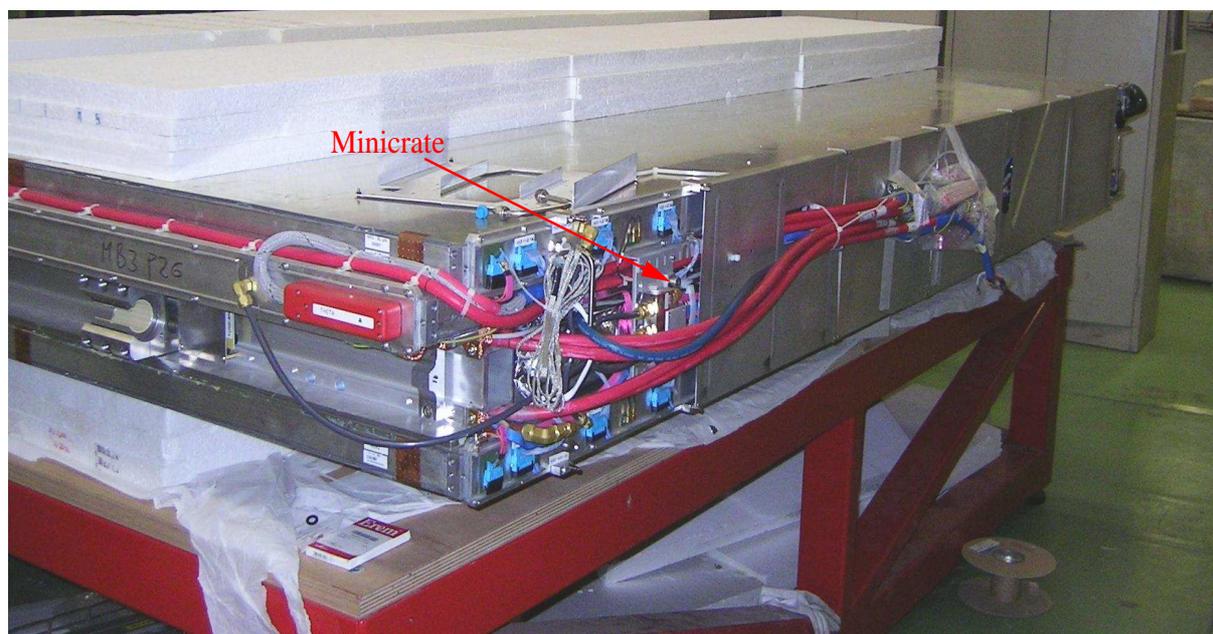


Figura 5.22: Cámara vestida con el cableado y sistema de distribución de gas finales, además de la *minicrate*.

- *HHandHL*: En esta configuración el *trigger* para la adquisición de datos lo da un *trigger* HH o HL en la cámara (ver sección 4.3 para la descripción de los posibles valores de *trigger*).
- *Hanytheta*: En este caso el *trigger* viene dado por HH, HL o un H no correlacionado en una supercapa ϕ confirmado por un *trigger* en la supercapa θ de cualquier calidad.
- *Default*: El *trigger* viene dado por HH, HL o H no correlacionado en cualquier supercapa.

Las tasas de sucesos durante la toma de datos varía (aproximadamente) entre 80 y 800 Hz, dependiendo de varios factores:

- Orientación geométrica de la cámara (sector en el que se encuentra).
- Cantidad de material absorbente que tiene la cámara alrededor apantallando los cósmicos (por ejemplo, en los sectores superiores la estación MB1 tiene más material absorbente encima que la estación MB2, la MB2 que la MB3 y la MB3 que la MB4; en la rueda central se ha hecho la certificación de la cámaras cuando el imán ya estaba instalado, con lo cual la tasa de eventos estaba muy amortiguada en las cámaras que se encontraban situadas debajo del imán; en algunos casos, una de las ruedas contiguas se encontraba situada muy cercana a la que estaba siendo certificada; etc)
- Configuración de *trigger* en la que se tomen los datos (el *trigger* Default es menos exigente que el Hanytheta y éste es menos exigente que el HHandHL, con lo cual el Default tendrá la

mayor tasa de *triggers* y el HHandHL la menor, en las mismas condiciones de toma de datos).

Con los datos en las distintas configuraciones, podemos analizar el comportamiento de la cámara y del *trigger* local y deducir si todo está funcionando según lo esperado. En particular, al analizar los datos se mira que las celdas muertas y con algún electrodo desconectado coincidan con las enumeradas en los sitios de construcción y en los ISR, que la distribución de la ocupancia presente una forma razonable (teniendo en cuenta que las distintas posiciones de las cámaras en la rueda hace que su aceptación angular sea distinta), el ruido y los posibles *afterpulses*¹ en las celdas de la cámara. Si todo está dentro de lo razonable, se pasa a testar otra cámara. El número de canales muertos en las cámaras es prácticamente el mismo que el que se tiene en el momento de salir de los centros de origen, ya que, en general, son debidos a defectos de fabricación que se encuentran en éstos. La manipulación posterior de las cámaras, si se realiza con el debido cuidado, no degrada su funcionamiento.

Este proceso seguirá hasta que todas las cámaras estén instaladas y probadas. Esto se hace en intervalos de tiempo atendiendo a la disponibilidad de acceso a las cámaras, ya que hay una gran cantidad de actividad en el punto 5 en paralelo relacionada con la instalación: DTs, alineamiento, CSCs, calorímetros, a fin de tener todo listo para el arranque del LHC. En el momento de escribir esta memoria ya se habían comisionado 4 ruedas completas (+2, +1, 0 y -1), a excepción de las cámaras que se instalan en el pozo.

También cabe señalar que en el momento de escribirse esta memoria ya se han empezado a bajar partes del detector desde la superficie hasta su emplazamiento final en el pozo del punto 5. En la figura 5.24 tenemos una imagen de la rueda +2 iniciando el descenso hacia el pozo y la misma rueda una vez abajo donde se hará la instalación final.

¹Los *afterpulses* son señales que aparecen en el espectro de TDC en tiempos superiores a los máximos de deriva en la celda. Pueden aparecer por diversos factores, como rebotes de la señal en las juntas de los cables o fallos de la electrónica.

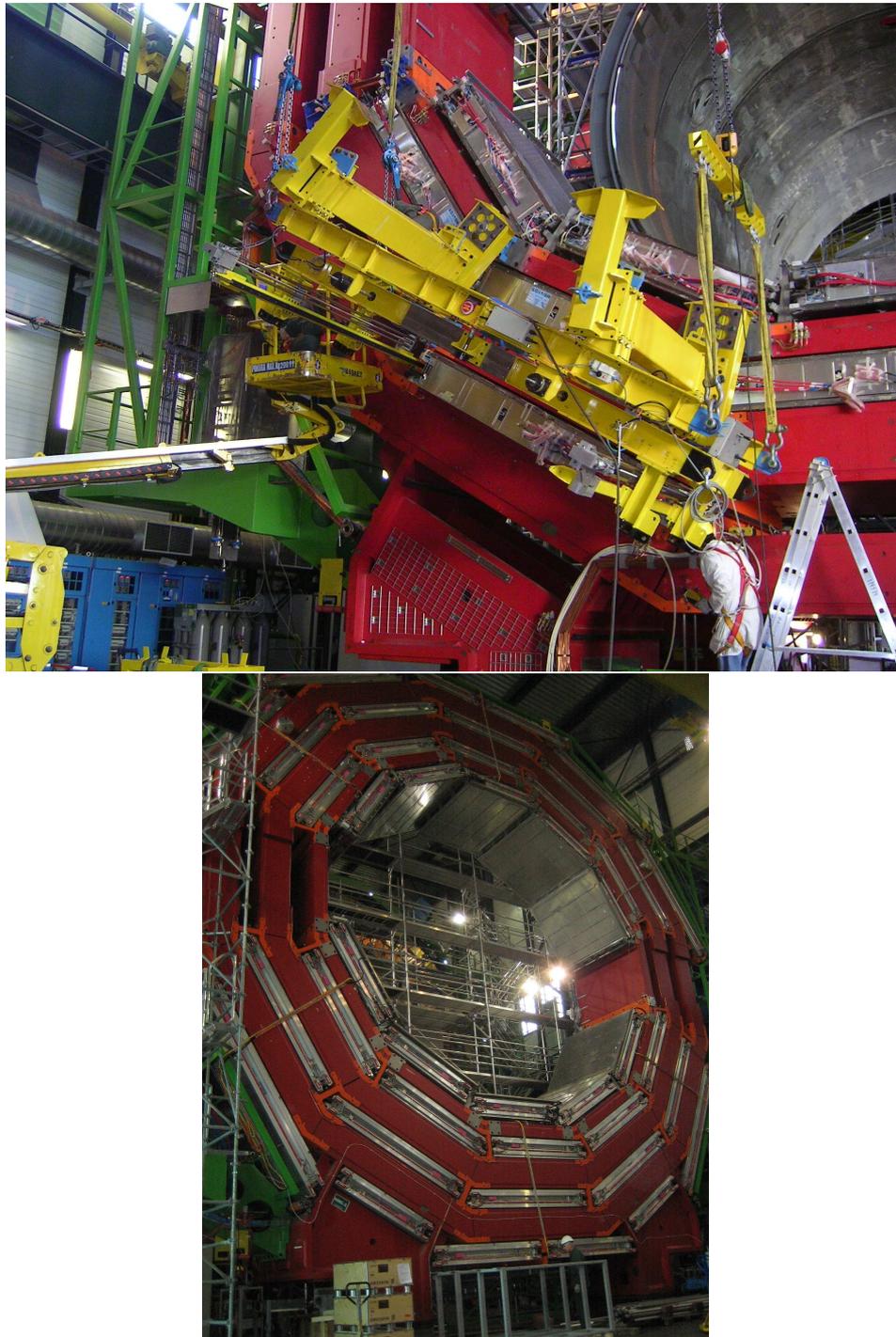


Figura 5.23: Útil de instalación de las cámaras de deriva en su posición final en las ruedas de CMS (figura superior). Imagen de una rueda con sus cámaras correspondientes instaladas, excepto los sectores verticales (figura inferior).

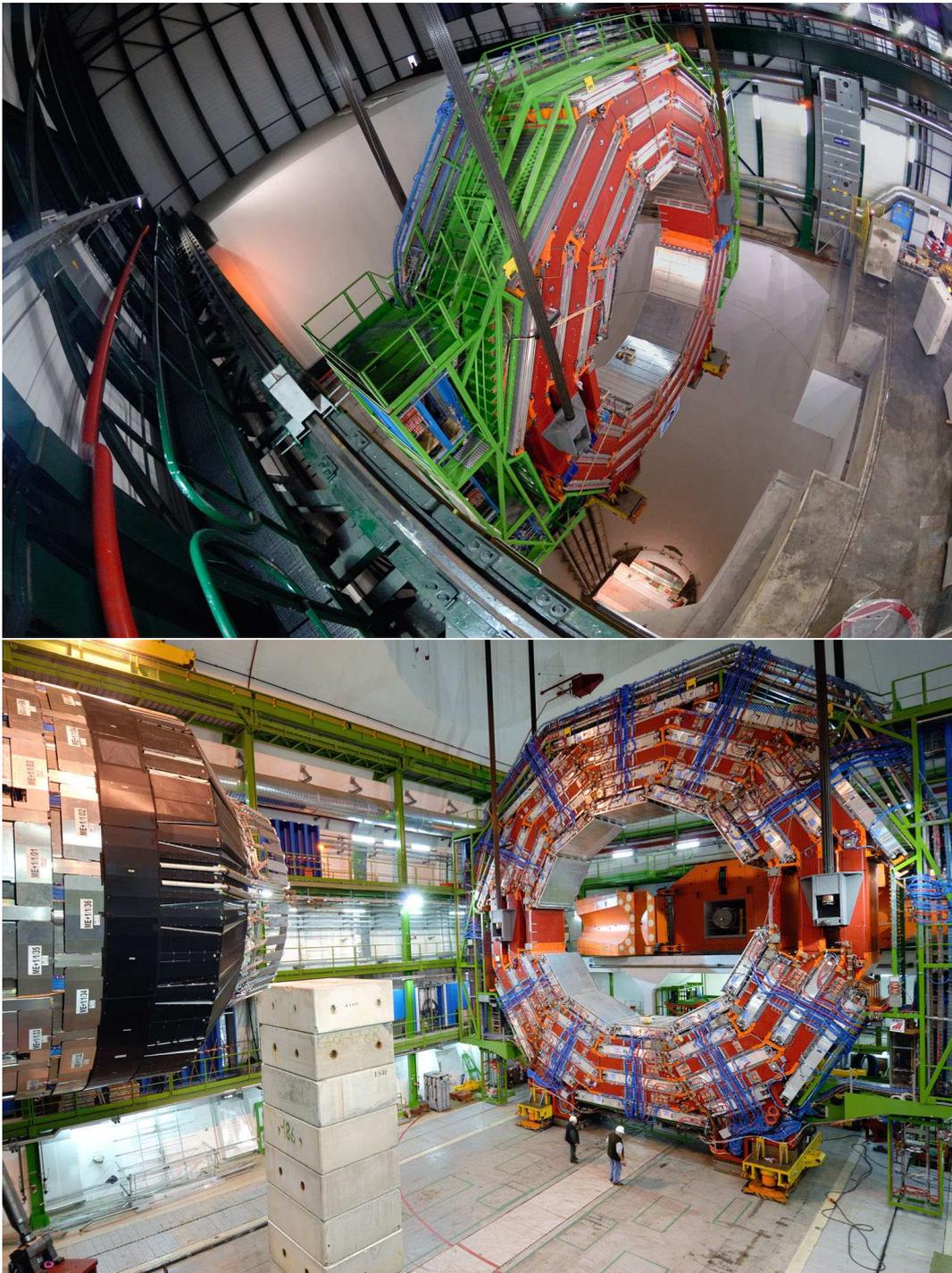


Figura 5.24: Rueda +2 del barril de CMS iniciando su descenso al pozo del punto 5 (figura superior) y una vez en el pozo (figura inferior).

Capítulo 6

ESTUDIO DE LAS PRESTACIONES MEDIANTE PRUEBAS CON HACES DE MUONES

Desde que se realizó el diseño final de la celda de deriva descrito en la sección 3.1, éste se ha testado en prototipos y en la primera cámara construida en el CIEMAT para certificarlo y comprobar sus prestaciones bajo diversas condiciones de alto voltaje, campo magnético y otros parámetros mediante pruebas con haces de muones en las áreas experimentales del SPS, y también en el GIF del CERN [49, 50, 51, 52].

Una vez empezada la producción masiva de cámaras se han vuelto a poner a prueba cámaras ya construidas con diversos fines, en las áreas experimentales del SPS en el CERN. A continuación describimos el dispositivo experimental de las pruebas a las que nos referimos y del análisis de las cuales salieron los resultados que se exponen a continuación.

Prueba en haz de muones en mayo del 2003

La cámara de deriva utilizada durante esta prueba con haz de muones correspondía a una estación MB3, equipada con toda la cadena de *trigger* local (BTI, TRACO, TS) y la electrónica de lectura final de las cámaras de deriva de CMS (ROB, ROS). La cámara estaba situada en un soporte móvil que hacía posible su rotación (figura 6.1) de modo que se pudo tomar datos en todo un rango de ángulos de incidencia en la vista ϕ (la vista θ no se veía afectada por estas rotaciones). Se disponía también de 2 plásticos centelleadores que proporcionaban la señal de *trigger* al sistema de adquisición de datos cuando pasaban los muones.

Esta cámara se expuso a un haz de muones estructurado con una frecuencia de 25 ns, para simular la situación real de operación que tendremos durante el funcionamiento del LHC.

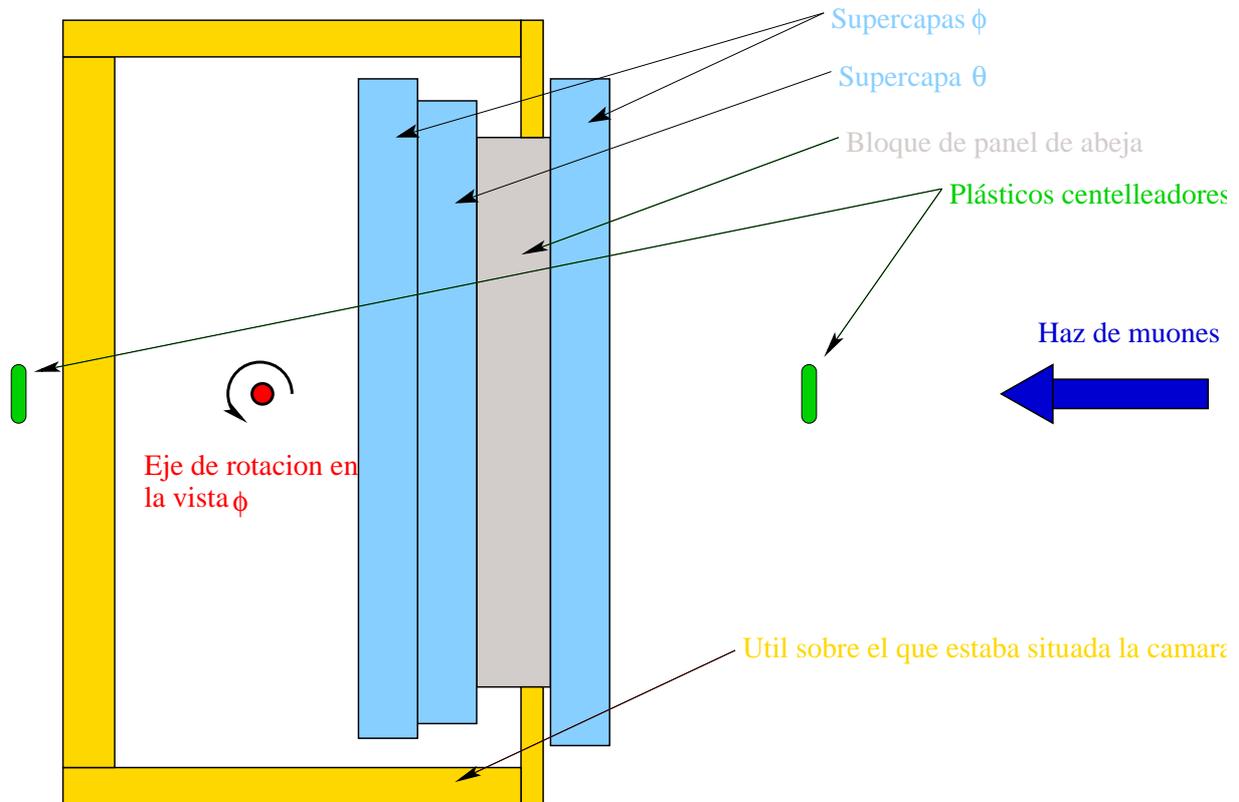


Figura 6.1: Esquema del dispositivo experimental durante la prueba con haz de muones de 2003 (vista superior).

Los tiempos de deriva se midieron mediante TDCs de alto rendimiento de 32 canales (HPTDC [53]). Cada cuenta de TDC corresponde a 25/32 nanosegundos. Como ya se ha comentado en el capítulo anterior, los TDCs se colocan en grupos de 4 en las *Readout Boards* (ROBs) que, junto con la electrónica de *trigger* (BTIs, TRACOs), se instalan dentro de una *minirate*, que a su vez se coloca en un frontal de las cámaras, pegada al bloque con estructura interna de panel de abeja. Las ROBs transmiten sus datos a las *Readout Server Boards* (ROs), que se sitúan en módulos externos a la cámara.

El objetivo de esta prueba de haz era, primero, corroborar resultados obtenidos en pruebas anteriores sobre las prestaciones de las cámaras de deriva; y en segundo lugar, certificar por primera vez el sistema de *trigger* local de los DTs, comprobando que sus prestaciones estaban dentro de lo requerido.

Prueba en haz de muones de octubre de 2004

Esta prueba de haz fue planificada principalmente para llevar a cabo estudios sobre las prestaciones del DTTF, para lo cual se utilizaron 2 cámaras de deriva a fin de que el dispositivo

podiera extrapolar trazas de una estación a otra: una cámara MB1 y una cámara MB3, ésta última configurada como si fuera una cámara MB2. Ambas cámaras fueron equipadas con la electrónica de lectura y de *trigger* local, instaladas en *minicrates* y situadas en los laterales de las cámaras. La cámara MB3 estaba situada en un soporte similar al utilizado durante la prueba de haz del 2003 (figura 6.2), que permitía rotarla en la vista ϕ . La cámara MB1 se situó en un soporte anclado al suelo y que solamente permitía su desplazamiento lateral, aunque con gran precisión, y por tanto permaneció en una posición perpendicular al haz incidente durante toda la prueba.

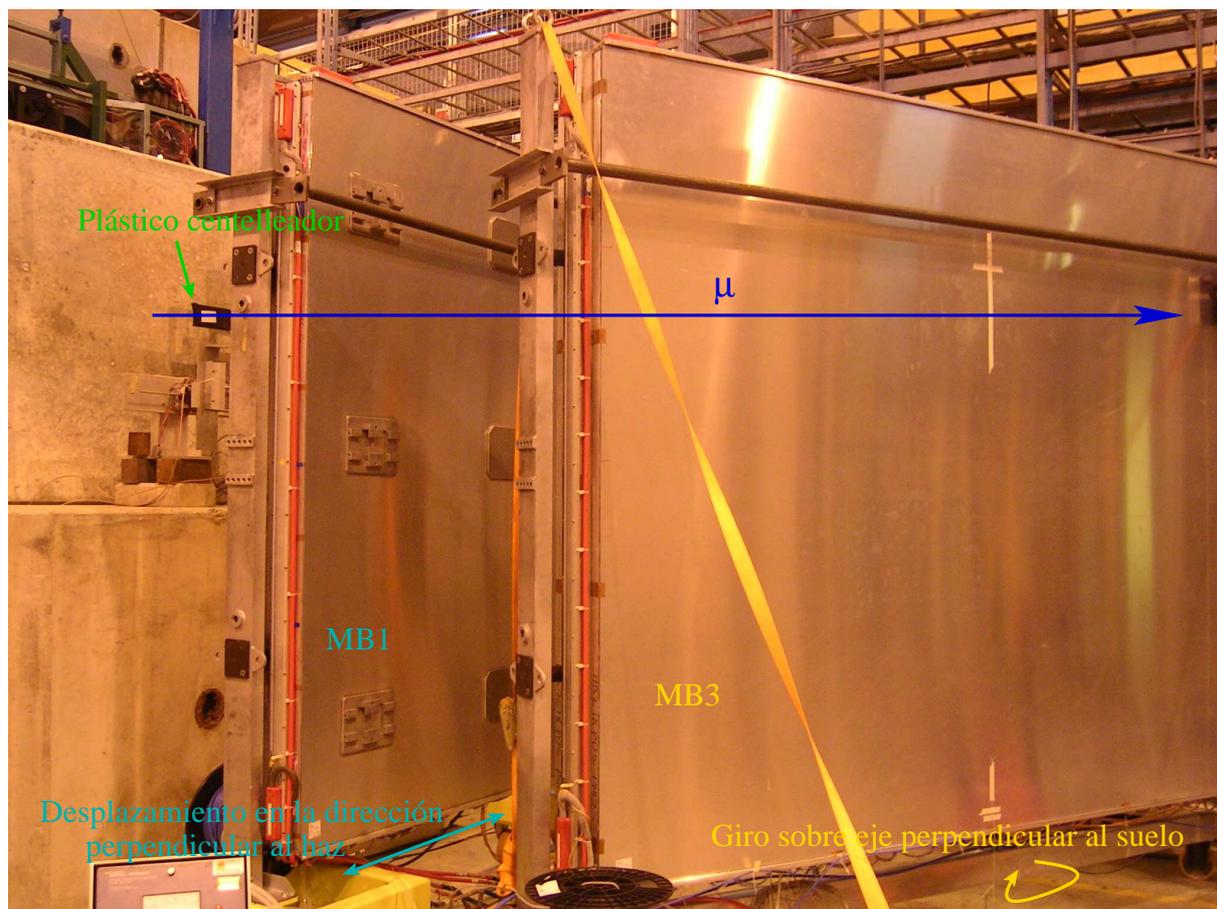


Figura 6.2: Esquema del dispositivo experimental durante la prueba con haz de muones del 2004.

Al igual que en la prueba con haz de muones del 2003, las cámaras fueron expuestas a un haz de muones estructurado con una frecuencia de 25 ns, para simular la situación de operación del LHC. Se disponía de plásticos centelleadores que daban la señal de *trigger* a la electrónica de adquisición de datos cuando se requería, aunque también se tomaron *runes*¹ en los que el *trigger*

¹Un *run* es un grupo de medidas realizadas durante un periodo de tiempo bajo las mismas condiciones experimentales y almacenadas en un mismo fichero de datos.

era dado por el sistema de *trigger* local de las propias cámaras, ya certificado el año anterior.

Los resultados de los estudios realizados sobre estas 2 pruebas con haz de muones que se exponen a continuación han dado lugar a diversas publicaciones [54, 55, 56, 57, 58].

Por último hay que añadir que para el estudio concreto de la resolución espacial que se presenta en esta memoria se han usado no solamente los datos de las pruebas de haz descritas anteriormente, sino también datos de las pruebas de haz con el prototipo Q4 producido en el CIEMAT realizadas en 1999 y 2000, a fin de tener datos con campo magnético como se comentará en la sección correspondiente, dando lugar a otra nota sobre los resultados [59].

6.1. Prestaciones de la cámara

6.1.1. Procedimientos de calibración y alineamiento

Durante la toma de datos, además de los *runes* de física, se tomaron también *runes* de pulsos. En éstos, lo que se hace es introducir un pulso desde el exterior, generado por un generador de pulsos, a la electrónica de *front-end*, midiendo la respuesta. Mediante este procedimiento, podemos calibrar la diferencia de origen de tiempos entre unos canales y otros (T0s relativos), ya que estos pulsos dan una señal muy clara y estrecha (figura 6.3).

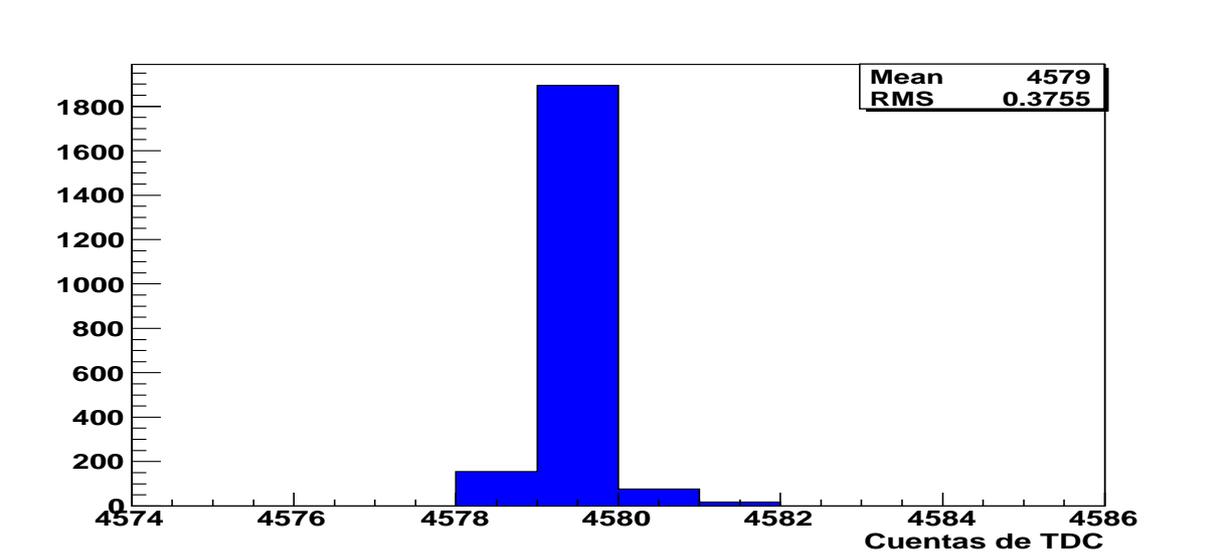


Figura 6.3: Señal registrada en los TDCs por un pulso de prueba.

Una vez hemos calibrado las diferencias de tiempos entre los diferentes canales, buscamos T0s globales para cada supercapa. Un T0 global es la cantidad que tenemos que restar para que nuestro origen de tiempos se sitúe en $t = 0$. En la figura 6.4 podemos observar un espectro de

TDC una vez corregido el T0 global.

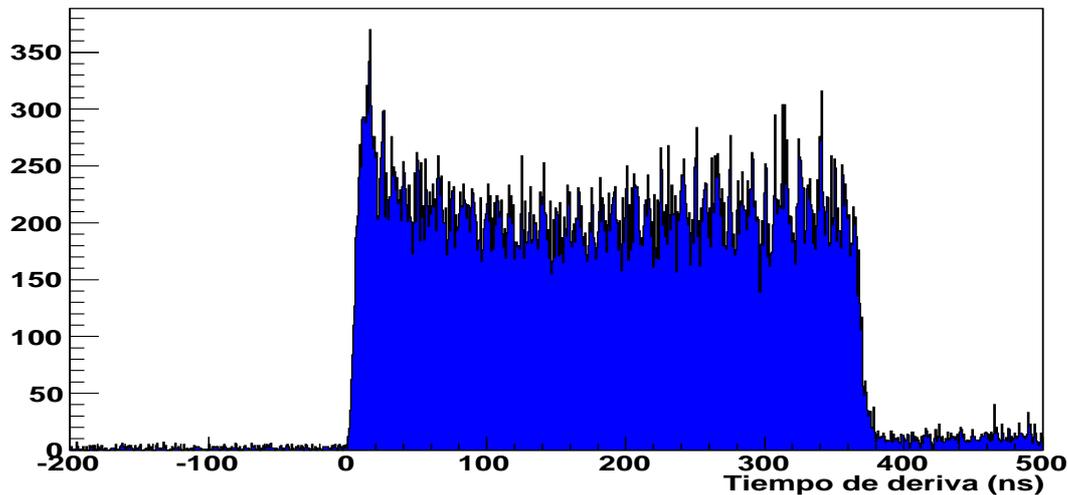


Figura 6.4: Espectro de tiempos de TDC.

El *método de la derivada* [51, 52] es el usado para hallar el T0 global, sirviéndose de los espectros de TDC. Este procedimiento consiste en hallar dicha derivada en la primera subida que tenemos en el espectro de TDC. Una vez hallada esta derivada, ajustamos a una gaussiana el resultado (figura 6.5), y definimos el T0 como el valor máximo de la derivada menos 5 ns. En general, se coge el valor máximo menos 2 veces la σ del ajuste a la gaussiana de la derivada, pero se escogió 5 ns como una media de estos valores utilizados, dando robustez al procedimiento, ya que de esta forma se es menos sensible a fluctuaciones estadísticas.

Las señales de cada supercapa se ajustan a una recta minimizando el χ^2 . Lo que se hace es coger todas las candidatas a traza con señales en al menos 3 capas dentro de una supercapa. No se hacen cortes en χ^2 para no falsear las muestras. Siempre se escoge una traza de 4 señales antes que una de 3, y si tenemos varias con el mismo número de señales, se escoge la de menor χ^2 . En cada evento podemos tener varias trazas que correspondan a diferentes muones que han atravesado la cámara, pero no tendremos en cuenta este hecho hasta el análisis de di-muones.

Para hacer los ajustes usamos el método de la *velocidad de deriva constante*, que consiste en suponer que los electrones derivan con la misma velocidad a lo largo de toda la celda, lo cual es una suposición válida en la mayor parte de la celda debido a las pocas desviaciones de la linealidad en la relación espacio-tiempo (figura 6.6). Así, una vez calibrado el valor de los T0s, teniendo la velocidad de deriva podemos saber por qué punto de la celda ha cruzado el muón. La velocidad de deriva se halla usando el método del *meantimer*.

Un *meantimer* se corresponde con el tiempo máximo de deriva de un electrón en la celda (el

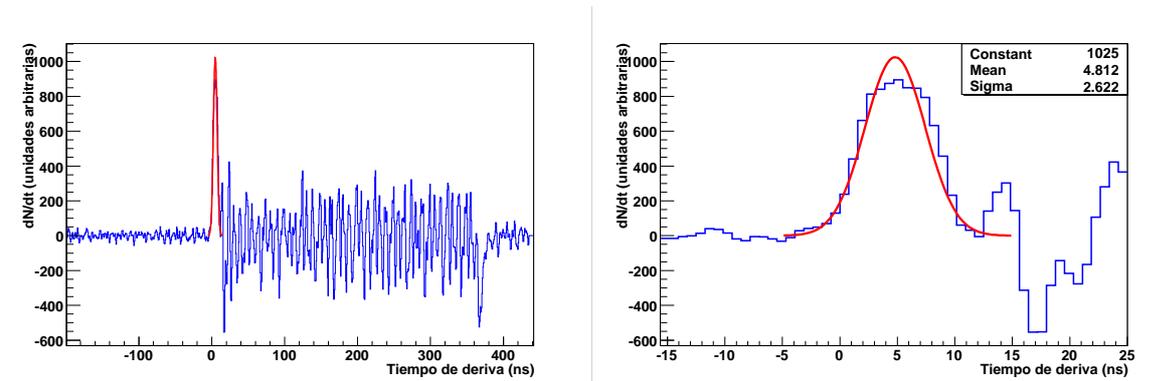


Figura 6.5: Figura donde se puede ver la derivada del espectro de tiempos a lo largo de todo su rango (figura izquierda) y un zoom donde se muestra el ajuste gaussiano en la zona de la subida inicial del espectro de TDC (figura derecha).

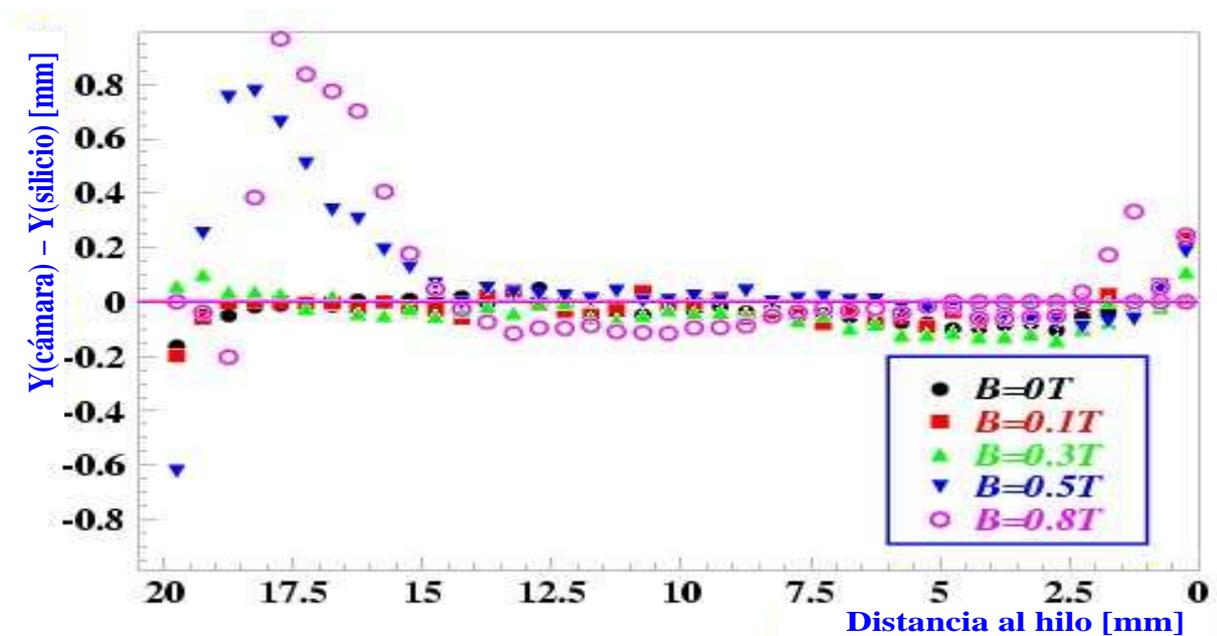


Figura 6.6: Desviaciones de la linealidad en la relación espacio - tiempo a lo largo de la celda para diversos campos magnéticos medidas con una referencia externa. Se puede ver que en la mayor parte de la celda las desviaciones de la linealidad con pequeñas, salvo en los extremos y cerca del hilo, en especial para campos magnéticos altos.

tiempo que tardaría en derivar desde la viga hasta el hilo, que corresponde a una semicelda, 21 mm) . Los *meantimers* tienen la siguiente expresión para los 2 grupos de 3 capas consecutivas de una supercapa:

$$MTj = \frac{1}{2}[T(j) + T(j+2) + 2T(j+1)] \quad (6.1)$$

para $j = 1, 2$, donde MTj son los *meantimers* de la supercapa; $T(j)$, $T(j+1)$ y $T(j+2)$ son los tiempos medidos en las celdas que ha intersectado el muón en las capas j , $j+1$ y $j+2$. Solamente ciertos patrones de traza se ajustan a un *meantimer*, es decir, nos dan el tiempo máximo de deriva, como se puede ver geoméricamente en la figura 6.7.

En la figura 6.7 podemos ver la forma de un *meantimer*. El *meantimer* se puede ajustar a una gaussiana y su máximo en el tiempo corresponde al tiempo máximo de deriva. Teniendo en cuenta este valor y la distancia máxima de deriva en la celda (21 mm), podemos hallar la velocidad de deriva:

$$v_{deriva} = \frac{21\text{mm}}{MT(\text{ns})} \quad (6.2)$$

Los errores sistemáticos se estimaron moviendo los T_0 un ns en cada sentido. Hay que notar que la velocidad de deriva depende de la elección de T_0 . A falta de referencia externa, todos los ajustes que satisfagan la relación

$$G \equiv 2\Delta T_0 v_d - T_{max} \Delta v_d = 0 \quad (6.3)$$

son igualmente buenos [60] (a primer orden). De aquí deducimos que el error sistemático en la velocidad de deriva es $0.3 \mu\text{m}/\text{ns}$.

El siguiente paso es alinear las capas entre sí. Esto es conveniente hacerlo ya que, aún estando dentro de las aceptancias requeridas en la construcción, las capas y algunos de los hilos pueden estar desplazados de su posición nominal, con lo que tendríamos un error a la hora de reconstruir trazas. Para hacerlo usamos el hecho de que los residuos de las 4 capas no son independientes entre sí, ya que 2 grados de libertad han sido absorbidos por los parámetros de ajuste. Como lo que nos interesa es la posición relativa nada más, podemos suponer que una de las capas (por ejemplo, la capa 1) tiene desplazamiento cero. Pero necesitamos otra hipótesis, la cual puede ser la de desalineamiento mínimo. Esta hipótesis es razonable ya que, por construcción, las diferentes capas están en su posición nominal dentro de $\pm 100 \mu\text{m}$, lo cual es verificado durante el proceso mediante cámaras CCD. Estas suposiciones son suficientes en el caso de una supercapa (supercapa θ). Pero como en la vista ϕ tenemos 2 supercapas podemos imponer que la pendiente media tiene que ser la misma en ambas supercapas y combinar esta suposición con el desalineamiento mínimo. De esta forma podemos calcular los desplazamientos de todas las supercapas. En la figura 6.8 podemos ver los residuos antes y después del alineamiento. Podemos comprobar que partíamos de capas ya bastante alineadas.

6.1.2. Estudio de la velocidad de deriva

Teniendo las condiciones experimentales anteriormente descritas, y siguiendo el método descrito en la sección precedente, se estudió la variación aparente de la velocidad de deriva con el ángulo de incidencia del muón. La variación de la velocidad de deriva es aparente ya que, si

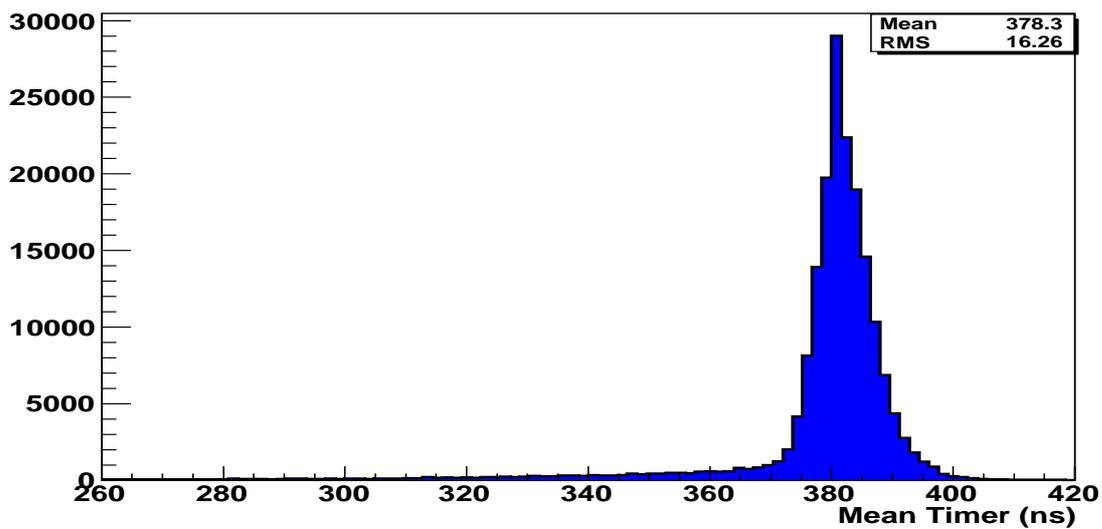
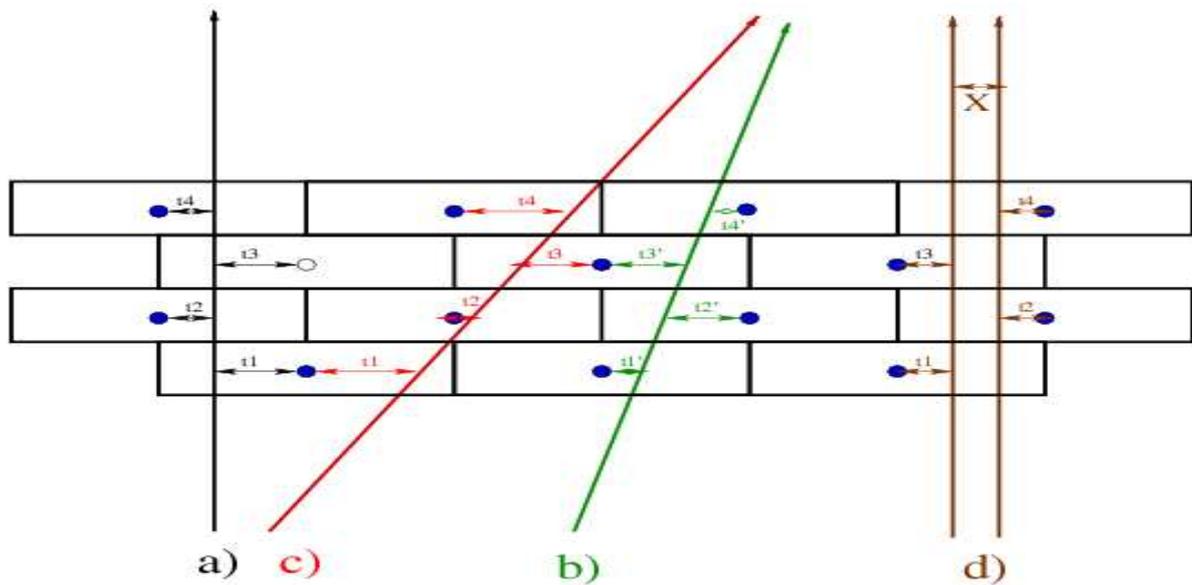


Figura 6.7: En la *figura superior* se puede ver que, para los patrones de traza adecuados (*a*, *b*), el *meantimer* se corresponde con el tiempo máximo de deriva de un electrón dentro de la celda. Por otra parte, vemos que para el patrón *c* el *meantimer* no reconstruye el tiempo máximo de deriva. El patrón *d* corresponde a 2 muones que pasan muy cerca y de manera simultánea por la misma celda. En la *figura inferior* se puede ver un histograma que nos muestra la forma de un *meantimer*. El máximo de la distribución corresponde al tiempo máximo de deriva dentro de la celda para un electrón. La cola de la distribución hacia tiempos inferiores se debe a los rayos- δ , que enmascaran una señal buena y nos dan valores de los *meantimers* inferiores a su valor real.

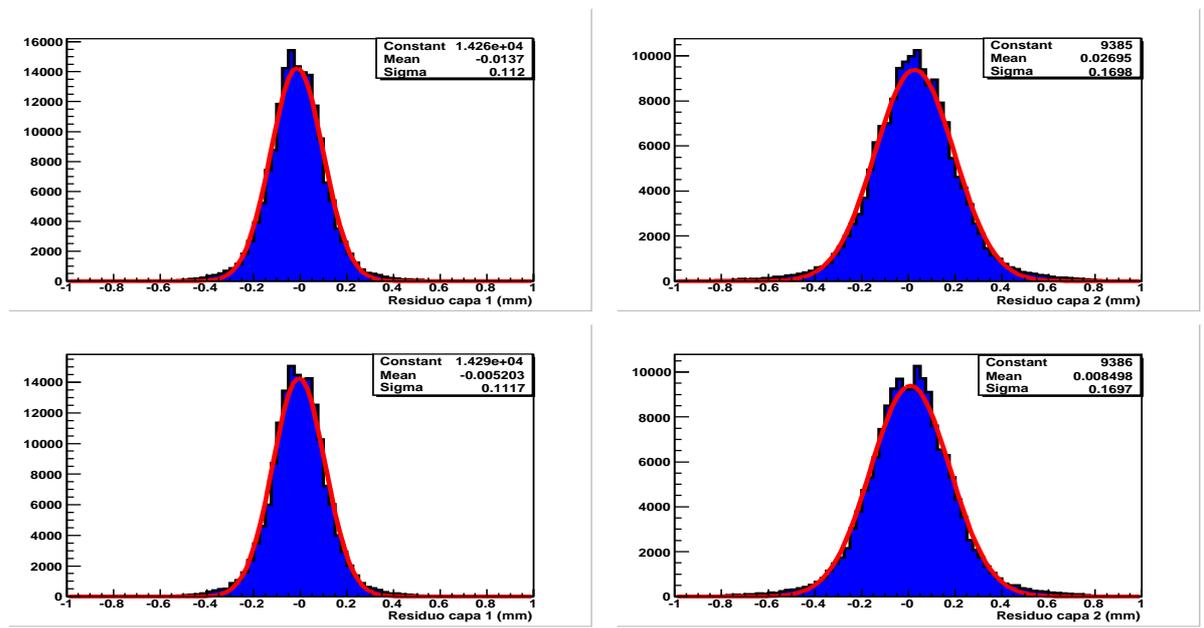


Figura 6.8: Las figuras de la mitad superior muestran los residuos para las capas 1 y 2 de una supercapa junto con su ajuste a una gaussiana antes de realizar el alineamiento, y las figuras de la mitad inferior muestran lo mismo pero después de alinear el conjunto. Podemos apreciar que los residuos están más centrados alrededor de 0 después del alineamiento.

imaginamos una línea recta que una los 2 cátodos de una celda (vista transversal, ver figura 6.9 inferior) pasando por el hilo, tenemos que, para trazas perpendiculares, los electrones de ionización que producen la señal partirán de dicha línea (con lo cual la distancia máxima recorrida es 21 mm) mientras que cuando el ángulo de incidencia es mayor que cero vienen de la mitad inferior o superior de ésta, recorriendo líneas de deriva diferentes. Los resultados se muestran en la tabla 6.1 y en la figura 6.9 superior, donde se ha hecho una media entre el valor de la velocidad de deriva entre las supercapas ϕ . En ellas se puede ver que para la supercapa θ la velocidad de deriva se mantiene constante, como era de esperar ya que el ángulo de incidencia de los muones con respecto a esta supercapa no cambia. En el caso de las supercapas ϕ el comportamiento es diferente, ya que la velocidad de deriva aparente aumenta con el ángulo de incidencia. En ambas supercapas ϕ la velocidad de deriva se comporta igual, como era también de esperar. Otra cosa importante que podemos apreciar es que no hay dependencia observable con el signo del ángulo, como también era de esperar por la simetría de la celda de deriva.

6.1.3. Resolución espacial intrínseca y real

La anchura de las distribuciones de *meantimers* es proporcional a la resolución en la posición del punto de impacto de la partícula que ha atravesado la cámara (apéndice A).

Ángulo (grados)	-30	-20	-10	0	5	10	15	20	25	30	35
v_d (supercapa θ) ($\pm 0.3 \mu\text{m/ns}$)	55.0	55.0	55.0	55.0	55.0	55.1	55.0	55.0	55.0	55.1	55.0
v_d (supercapa ϕ_1) ($\pm 0.3 \mu\text{m/ns}$)	56.5	55.7	55.3	55.0	55.1	55.4	55.4	55.8	55.9	56.4	56.9
v_d (supercapa ϕ_2) ($\pm 0.3 \mu\text{m/ns}$)	56.3	55.7	55.2	55.1	55.3	55.4	55.6	55.8	56.3	56.6	57.4

Tabla 6.1: Velocidades de deriva en $\mu\text{m/ns}$ calculadas para los diferentes ángulos nominales de incidencia.

Para hallar la resolución por este método, debemos tener en cuenta que cuando el ángulo de incidencia se separa de la incidencia perpendicular, las zonas de la celda donde el *meantimer* tiene sentido (debido a la geometría) son limitadas (ver figura 6.10, donde se muestra un *meantimer* en función de la posición en la celda para 2 ángulos: 0 grados y 25 grados). Si hallamos la resolución en estas zonas disminuimos las fluctuaciones debido a las desviaciones de la linealidad, y nos aproximamos mucho al valor de la resolución *intrínseca*. En la tabla 6.2 y la figura 6.11 se pueden ver los valores obtenidos.

Vemos que para la supercapa θ , la resolución es casi constante, pero tiene una tendencia a mejorar según aumenta el ángulo de incidencia. Esto es debido a que, al aumentar el ángulo, el muón recorre más espacio dentro de la celda de deriva, dando lugar a más ionizaciones, con lo cual se recogen más electrones de ionización que producen esta pequeña mejora en la resolución. En cambio, la resolución para las supercapas ϕ empeora con el ángulo, mostrando la misma tendencia para ángulos positivos y negativos.

Ángulo (grados)	-30	-20	-10	0	5	10	15	20	25	30	35
Resolución (supercapa θ)(μm)	171 ± 2	184 ± 2	189 ± 2	193 ± 2	189 ± 2	184 ± 3	184 ± 2	181 ± 4	180 ± 2	173 ± 3	171 ± 2
Resolución (supercapa ϕ_1)(μm)	282 ± 4	222 ± 2	193 ± 2	186 ± 2	192 ± 2	199 ± 3	203 ± 2	215 ± 3	220 ± 3	297 ± 5	332 ± 5
Resolución (supercapa ϕ_2)(μm)	283 ± 5	223 ± 3	195 ± 2	192 ± 2	188 ± 2	198 ± 2	205 ± 2	227 ± 2	222 ± 3	303 ± 8	329 ± 9

Tabla 6.2: Resolución espacial intrínseca.

Pero en las condiciones de operación del experimento, la resolución que vamos a tener es lo que podemos llamar *resolución real*, la cual viene dada por la combinación de 2 componentes: por un lado lo que hemos llamado resolución espacial intrínseca, y por otro lado la componente

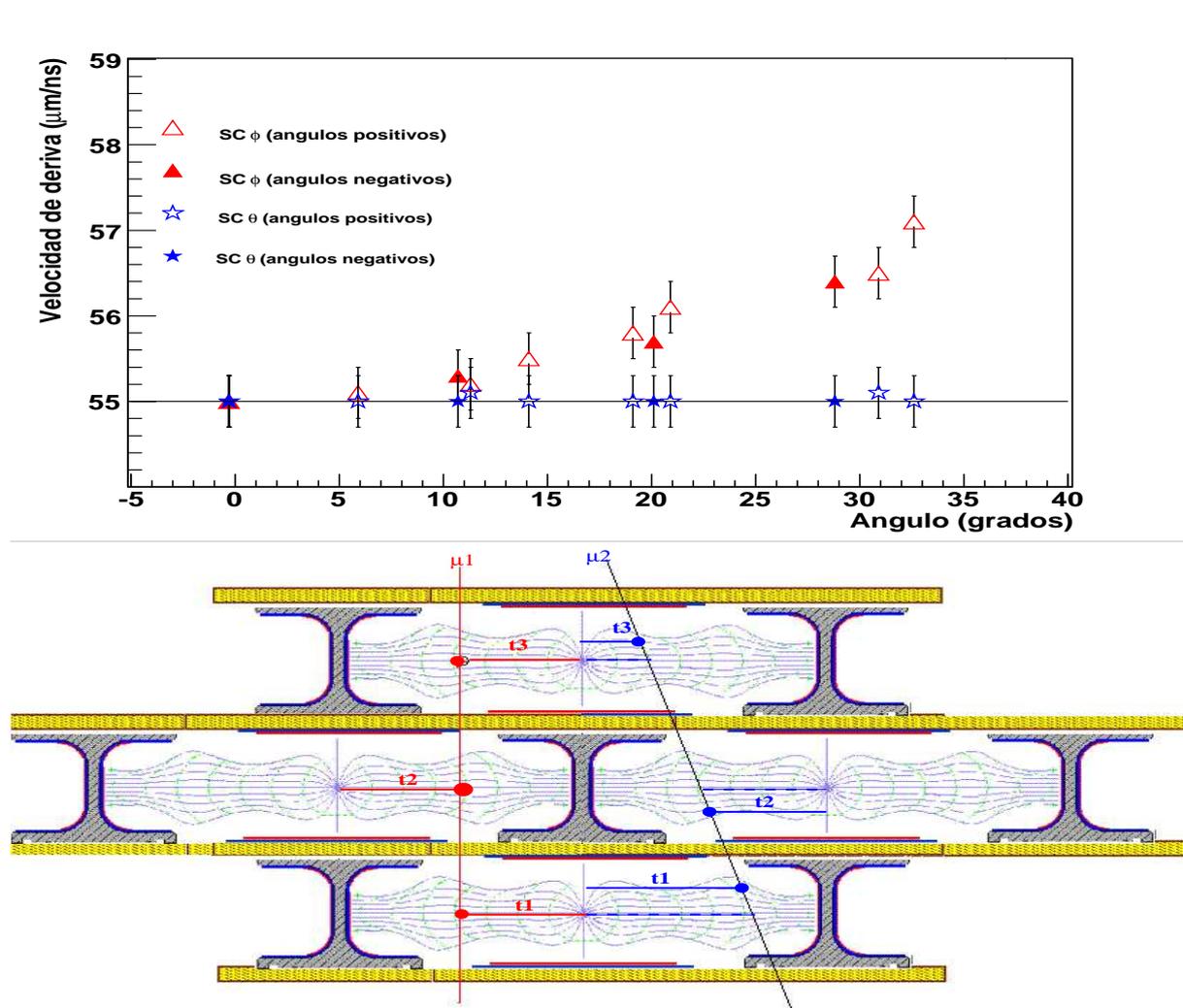


Figura 6.9: Figura superior: dependencia de la velocidad de deriva aparente con el ángulo de incidencia de las partículas. Figura inferior: a incidencia perpendicular, los tiempos de deriva de los electrones de ionización dan un *meantimer* que corresponde a la distancia máxima de deriva en la celda, pero cuando nos alejamos de incidencia perpendicular, los electrones de deriva que dan la señal recorren una distancia menor, y los tiempos de deriva se acortan, dando un *meantimer* menor y por tanto un aumento aparente de la velocidad de deriva.

debida a todas las desviaciones de la linealidad de la celda.

Para hallar la resolución real, lo primero que hacemos es alinear las capas dentro de una supercapa entre sí, mediante los métodos expuestos en la sección 6.1.1. En este caso se esco-

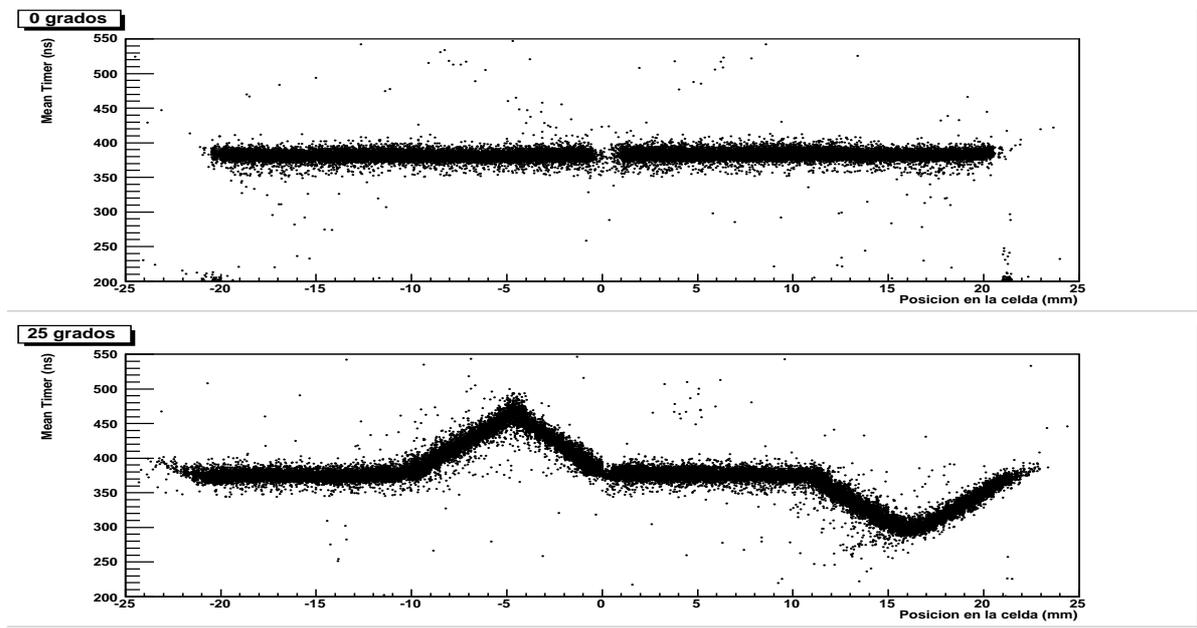


Figura 6.10: *Meantimer* en función de la posición en la celda. El *meantimer* tiene sentido para ciertos patrones de traza, los cuales se dan a lo largo de toda la celda para 0° pero en zonas limitadas para 25° .

gen todas las trazas reconstruidas en las supercapas con señal en las 4 capas, sin importar por qué parte de la celda crucen. Una vez hecho esto, la resolución real la podemos deducir a partir de la anchura de las distribuciones de los residuos, ya que estas 2 cantidades están relacionadas entre sí (apéndice A). Los resultados obtenidos se pueden ver en la figura 6.11 y la tabla 6.3.

Vemos que la tendencia es la misma para la resolución real y la intrínseca. Pero, mientras a ángulos bajos ambas resoluciones prácticamente coinciden cuantitativamente, ya que las desviaciones de la linealidad son pequeñas a lo largo de la celda, a ángulos grandes la resolución real es mucho peor, ya que englobamos todas las desviaciones de la linealidad dentro del cálculo.

Ángulo (grados)	-30	-20	-10	0	5	10	15	20	25	30	35
Resolución (supercapa θ)(μm)	194 ± 4	197 ± 5	193 ± 5	193 ± 3	187 ± 5	190 ± 5	188 ± 5	198 ± 6	193 ± 5	192 ± 6	186 ± 4
Resolución (supercapa ϕ_1)(μm)	439 ± 19	257 ± 11	198 ± 2	188 ± 5	194 ± 3	199 ± 3	204 ± 3	246 ± 5	264 ± 8	443 ± 12	452 ± 17
Resolución (supercapa ϕ_2)(μm)	452 ± 26	261 ± 10	196 ± 3	187 ± 2	187 ± 1	198 ± 2	204 ± 3	249 ± 6	267 ± 10	437 ± 11	465 ± 13

Tabla 6.3: Resolución espacial real.

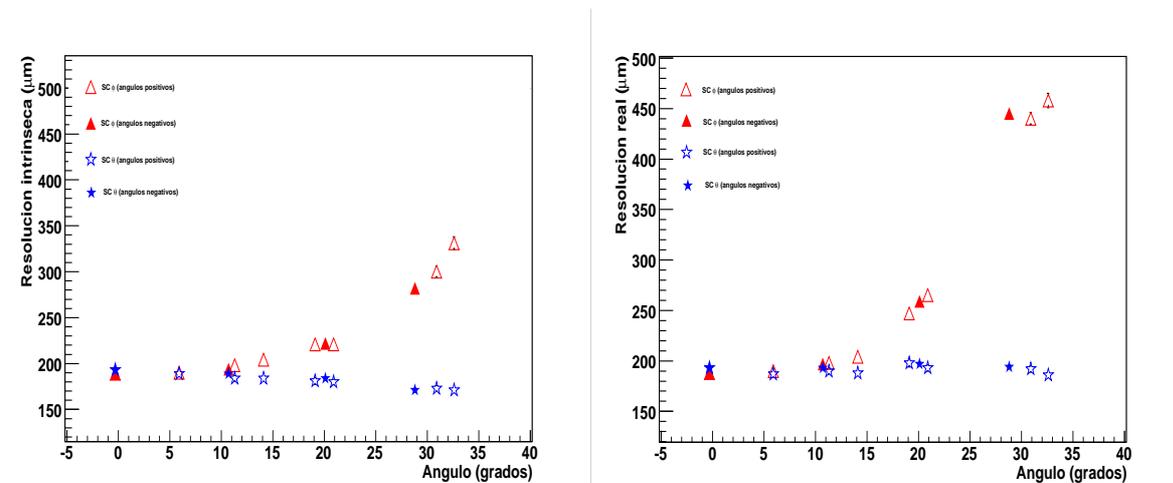


Figura 6.11: Resolución en función del ángulo de incidencia. Se puede comparar la resolución *intrínseca* (izquierda) con la resolución *real* del detector (derecha).

6.1.4. Resolución angular

A partir de los valores de los parámetros de las trazas ajustadas podemos calcular los valores reales de los ángulos de incidencia (tabla 6.4) y de la resolución angular (figura 6.12). Notar que en la figura 6.12, la resolución angular hallada es la convolución de la resolución de la supercapa y de la dispersión angular del haz de muones (1 mrad).

Los valores tan grandes para la resolución angular para ángulos próximos a 20° se debe a la gran sensibilidad de estos puntos a la calibración más allá de la condición $G = 0$ (ecuación 6.3) [60].

Ángulo nominal (grados)	-30	-20	-10	0	5	10	15	20	25	30	35
Ángulo real (grados) ($\pm 2 \cdot 10^{-3}$ grados)	-28.8	-20.1	-10.7	-0.3	5.9	11.3	14.1	19.1	20.9	30.9	32.6

Tabla 6.4: Correspondencia entre los ángulos nominales y los reales, medidos de las trazas de muones reconstruidas en la cámara de deriva.

6.1.5. Eficiencia de detección por celda

La eficiencia es calculada como la razón del número de trazas con señales en 4 capas respecto del total de trazas. No implementamos ningún corte en χ^2 ya que los rayos- δ también se tienen en

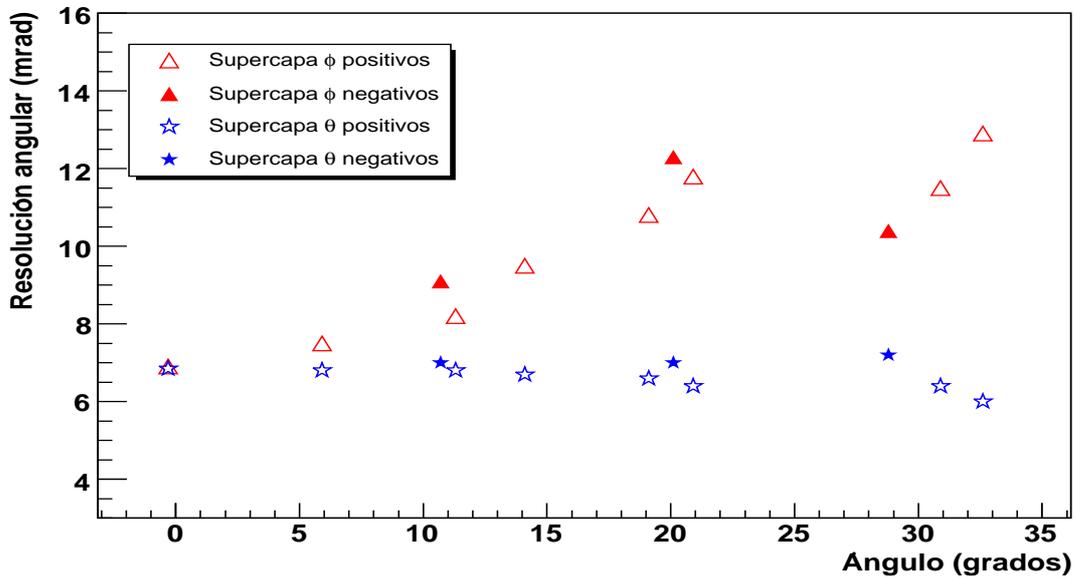


Figura 6.12: Resolución angular en función del ángulo de incidencia.

cuenta en el cálculo. Hay 2 causas principales de ineficiencia. La primera es geométrica, cuando el muón atraviesa la zona que separa 2 celdas contiguas de una capa entre sí. La otra es la propia ineficiencia de detección cuando el muón cruza la zona de detección y no se produce señal. En la tabla 6.5 podemos ver los valores para los distintos ángulos y las distintas supercapas.

Ángulo (grados)	-30	-20	-10	0	5	10	15	20	25	30	35
Eff (%)	99.32	99.35	99.37	99.40	99.38	99.34	99.29	99.32	99.30	99.26	99.26
SC θ	± 0.03	± 0.03	± 0.03	± 0.03	± 0.04	± 0.04	± 0.04	± 0.03	± 0.04	± 0.03	± 0.04
Eff (%)	99.95	99.53	97.86	99.36	97.83	98.53	98.91	99.65	99.82	99.96	99.98
SC ϕ_1	± 0.01	± 0.02	± 0.04	± 0.03	± 0.06	± 0.06	± 0.05	± 0.03	± 0.02	± 0.01	± 0.01
Eff (%)	99.93	99.54	97.98	99.21	97.90	98.52	98.75	99.71	99.86	99.99	99.99
SC ϕ_2	± 0.01	± 0.03	± 0.06	± 0.04	± 0.07	± 0.08	± 0.07	± 0.03	± 0.02	± 0.01	± 0.01

Tabla 6.5: Eficiencia de detección por celda.

Como se puede ver, la eficiencia en la supercapa θ se mantiene constante con el ángulo, que es lo esperado ya que el ángulo θ se mantiene constante. Para las supercapas ϕ la situación es diferente: la eficiencia aumenta con el ángulo. Esto es debido a que, al aumentar el ángulo, los muones tienen menos probabilidad de pasar en una capa únicamente por la viga de unión entre 2 celdas y dejarán señal en alguna celda de los lados de dicha viga, ya que recorre camino en el volumen de gas. Hay que notar que la ineficiencia geométrica a 0° (incidencia normal)

no está tenida en cuenta en el cálculo, ya que solamente tomamos en consideración el número total de trazas, pero en estos casos no hallaríamos traza ya que solamente tendríamos 2 señales. Luego el valor hallado a 0° no incluye la ineficiencia geométrica y por tanto no es la eficiencia real. Por eso tenemos una caída en la eficiencia cuando nos alejamos de incidencia normal (claramente visible a valores de 5° y 10°), ya que aparecen trazas de 3 señales que a 0° no teníamos, correspondientes a muones que han atravesado alguna capa por la viga de unión entre 2 celdas.

6.1.6. Propagación de la señal a lo largo del hilo

La longitud de los hilos dentro de una celda en las supercapas ϕ es de 2.5 m. Esto debe ser tenido en cuenta ya que la velocidad de propagación de la señal a lo largo del hilo es 0.244 m/ns [61]. Si ignoramos esta velocidad de propagación finita, tendremos que las señales producidas por muones pasando a una misma distancia del hilo en diferentes partes de una misma celda darán diferentes tiempos de deriva (figura 6.13), lo cual nos llevaría a una medida incorrecta de la traza. La diferencia de tiempos Δt será la siguiente:

$$\Delta t = \frac{\Delta d}{v_w} \quad (6.4)$$

donde Δd es la distancia que separa los 2 puntos de impacto dentro de la celda en la coordenada paralela al hilo y v_w es la velocidad de propagación de la señal a lo largo del hilo.

Por tanto, los tiempos que tendrán un origen de tiempos correcto serán aquellos cuya señal haya sido generada justo en el borde de la celda donde es recogida la señal por la electrónica de *front-end*. Para hallar la distancia de cada punto al borde de referencia aprovechamos la información de la supercapa de la cámara que esté cruzada respecto a la que estamos estudiando. Si estamos estudiando la supercapa θ , las supercapas ϕ nos dan la información de la posición de la señal a lo largo del hilo de la celda de la supercapa θ ; y viceversa, la supercapa θ da la información necesaria para las supercapas ϕ .

Hay que notar que la supercapa que usamos para deducir el punto del hilo en el que estamos también sufre de este problema. Sin embargo, debido a que la velocidad de propagación de la señal a lo largo del hilo es muy superior a la velocidad de deriva de los electrones de señal en la celda, en la práctica podemos ignorarlo:

$$\frac{v_w}{v_{deriva}} = \frac{244\text{mm/ns}}{0.055\text{mm/ns}} \approx 4400 \quad (6.5)$$

Baste un rápido cálculo para sostener el argumento. La longitud nominal de un hilo de una supercapa ϕ es 2.5 m. Por tanto, el máximo tiempo “extra” debido a la propagación de la señal a lo largo del hilo que podemos tener es:

$$\Delta t_{max} = \frac{2.5\text{m}}{0.244\text{m/ns}} \approx 10.25\text{ns} \quad (6.6)$$

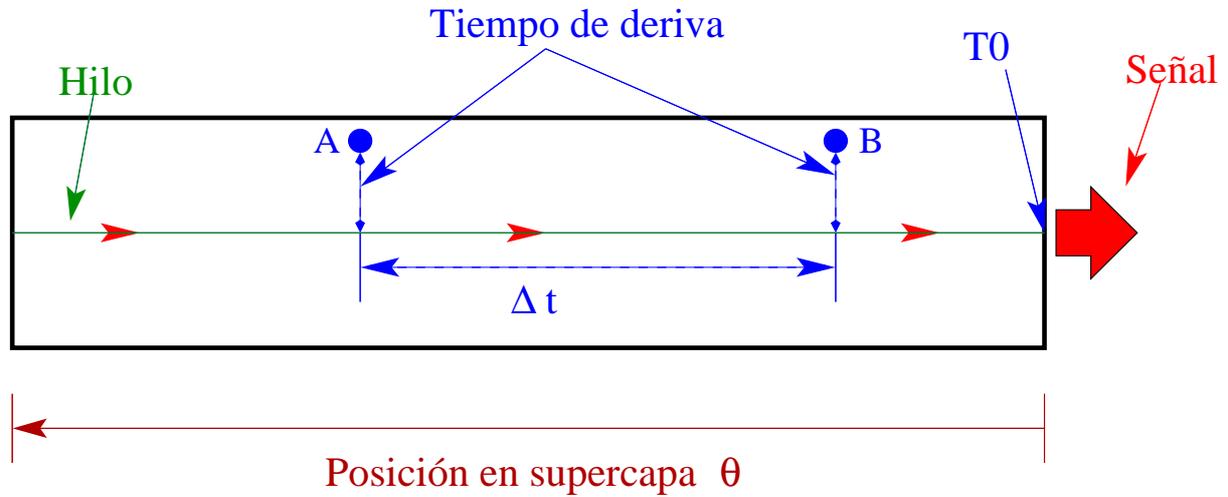


Figura 6.13: Propagación de la señal a lo largo del hilo en una celda de una supercapa ϕ . Dos muones que impactaran a una misma distancia del hilo pero que lo hicieran en distintas partes de una misma celda (A y B) tendrían una diferencia de tiempos Δt en el tiempo de deriva de los electrones de ionización si no se corrigiera el tiempo de propagación de la señal a lo largo del hilo. La referencia de tiempo de propagación cero es el borde de la celda donde se recoge la señal. La posición a lo largo del hilo de la supercapa ϕ lo obtenemos con la información de la supercapa θ .

A la hora de hallar la distancia de deriva en la celda (que es donde nos va a afectar este tiempo extra para hallar la posición después en la supercapa cruzada), suponiendo una velocidad de deriva de 0.055 mm/ns tenemos que la distancia extra que supone es:

$$\Delta d_{max} = v_{deriva} \Delta t_{max} \approx 564 \mu\text{m} \quad (6.7)$$

que es la distancia del origen de la señal en el hilo en la que nos equivocaríamos. Pero esta distancia es recorrida por la señal en un tiempo:

$$\Delta t = \frac{564 \mu\text{m}}{0.244 \text{m/ns}} \approx 2 \text{ps} \quad (6.8)$$

tiempo insignificante (3 órdenes de magnitud inferior) en el orden de tiempos en el que nos estamos moviendo (ns), y por tanto no afecta a nuestros cálculos.

Este análisis se realizó con *runes* de *autotrigger*, que recogen información de muones a lo largo de toda la cámara, haciendo posible un estudio sistemático de la propagación a lo largo del hilo. Los *runes* con *trigger* externo no permiten dicho estudio porque la superficie de los plásticos centelleadores (10×20 cm cada uno) hace que los muones cuya información se ha almacenado en estos *runes* se concentren en una región muy pequeña, donde las diferencias de tiempo de propagación de la señal son insignificantes.

Aplicando esta corrección, esperamos una mejora notable en la resolución. Para comprobarlo, usamos los 2 métodos que tenemos para calcularla (apéndice A): el método del *meantimer* y el método de los residuos de la traza ajustada a la posición de impacto del muón. En la figura 6.14 podemos ver los resultados. Efectivamente vemos que en ambos casos la resolución, que está directamente relacionada con la anchura de las distribuciones, mejora notablemente con la corrección del tiempo de propagación de la señal a lo largo del hilo, luego debe tenerse en cuenta a la hora de hacer un análisis pormenorizado de los datos. Los resultados obtenidos en la sección 6.1.3 son mejores que los hallados aquí debido a que en ese caso teníamos una referencia externa que nos decía cuándo iba a pasar el muón (plásticos centelleadores) con lo cual la resolución temporal era mucho mejor.

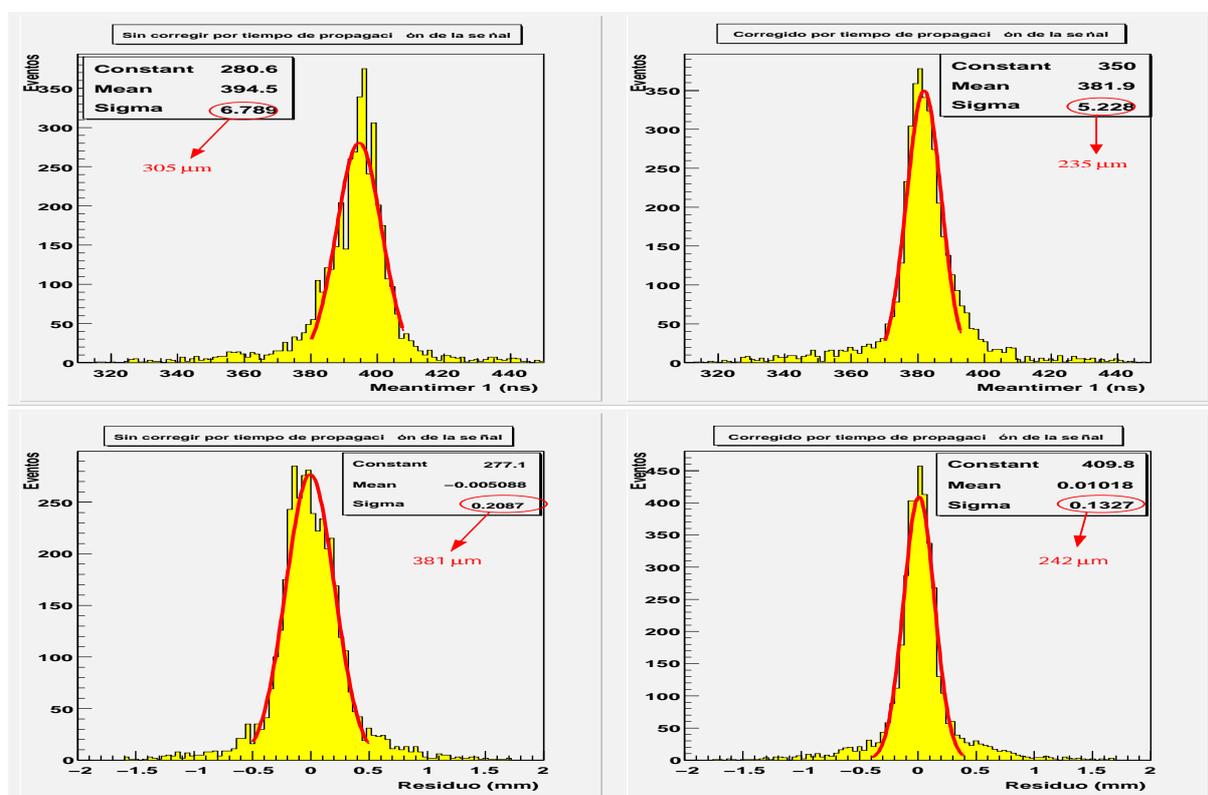


Figura 6.14: Distribuciones de los residuos y de los *meantimers* al aplicar la corrección de la propagación de la señal a lo largo del hilo (derecha), comparadas con las que se obtienen si no aplicamos dicha corrección (izquierda). En cada histograma se ha añadido en rojo el valor de la resolución que le corresponde a cada sigma, con lo que se puede apreciar la gran mejora obtenida al corregir por la velocidad de propagación a lo largo del hilo.

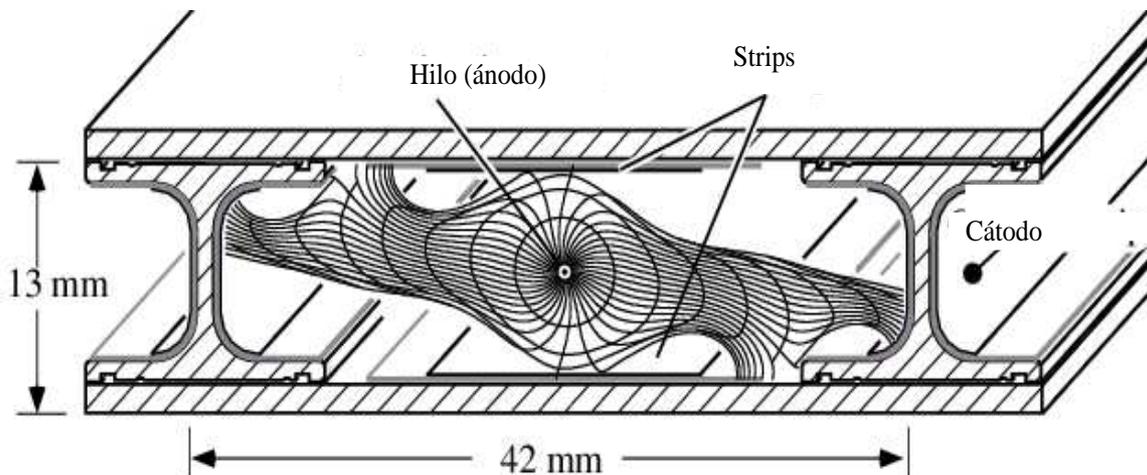


Figura 6.15: Vista lateral de una celda de deriva cuando un campo magnético paralelo al hilo es aplicado.

6.2. Más estudios sobre la resolución espacial de las celdas de deriva

A lo largo de las pruebas de haz mencionadas anteriormente se vió que la velocidad de deriva depende de varios factores, principalmente 2: ángulo de incidencia y campo magnético, debido a la fuerza de Lorentz. En la figura 3.2 se puede ver una representación de las líneas de deriva de los electrones en la celda cuando no hay campo magnético y en la 6.15 cómo estas líneas se distorsionan cuando un campo magnético es aplicado.

Estos factores pueden afectar también a la linealidad en la relación espacio-tiempo, lo cual es apreciable con ángulos de incidencia altos y campos magnéticos paralelos al hilo significativos ($\gtrsim 0.3$ T), efecto que puede empeorar la resolución de la celda.

En CMS, el campo magnético en la región de las cámaras de deriva no es muy alto, pero no es homogéneo. Es normalmente menor de 0.3 T pero la componente radial puede llegar a 0.7–0.8 T en las regiones cercanas a los *end-caps*. Los ángulos de incidencia en los DTs durante la operación de CMS pueden llegar hasta los 40° .

Para tener en cuenta estos efectos en la linealidad, y compensarlos, fue desarrollada una parametrización de la celda de deriva [62] con GARFIELD [63]. Esta parametrización da la relación espacio-tiempo como función del campo magnético y el ángulo de incidencia del muón teniendo en cuenta las desviaciones de la linealidad en la relación espacio-tiempo, para mejorar la descripción de la celda de deriva y, por consiguiente, la resolución.

En esta sección vamos a exponer los resultados obtenidos al comparar la resolución calculada usando el método habitual descrito anteriormente (suponer una relación lineal entre la

6.2. MÁS ESTUDIOS SOBRE LA RESOLUCIÓN ESPACIAL DE LAS CELDAS DE DERIVA125

coordenada espacial y la temporal) y la calculada usando la parametrización de la celda para diferentes condiciones experimentales. Para ello hemos usado no solo los datos de las 2 pruebas mencionadas al principio del capítulo, sino también de 2 pruebas hechas con el prototipo Q4 para estudiar el comportamiento con campo magnético (el estudio para la componente del campo magnético paralela al hilo - B_z - se hace con los datos de la prueba de 1999 [49], y el de la componente perpendicular al hilo - B_y - con los datos de la prueba del 2000 [50]). Hay que hacer notar que la tercera componente del campo magnético que nos falta no tiene efecto en la deriva de los electrones, ya que es paralela a la deriva de éstos y la fuerza de Lorentz se anula en este caso). En concreto, se ha estudiado el efecto de B_z para 2 ángulos de incidencia (0° y 15.2°); el efecto de B_y para otros 2 ángulos (0.3° y 19.5°); y el efecto con un rango amplio de ángulos de incidencia (para los datos del 2003 usamos nuestros programas privados de análisis y para los del 2004 los programas oficiales de CMS hasta dicha fecha (ORCA [64])).

La tabla 6.6 y la figura 6.16 muestran la resolución calculada para ambos métodos como función de B_z . Como puede verse, a 0° se consigue una pequeña mejora usando la parametrización, pero para 15° la situación es distinta ya que la resolución es mejor suponiendo una relación lineal, aunque la diferencia está prácticamente dentro de los errores.

Los resultados obtenidos para B_y pueden ser encontrados en la tabla 6.7 y la figura 6.17. Los resultados obtenidos en este caso para ambos métodos son compatibles. Para el caso en el que las desviaciones de la linealidad son mayores (ángulo grande y campo magnético grande) la parametrización da peor resolución. Parece que, para campos magnéticos altos, las desviaciones de la linealidad no son bien reproducidas por la parametrización. De todas formas en CMS no esperamos valores tan grandes para el campo magnético.

La tabla 6.8 y la figura 6.18 muestran la resolución como función del ángulo calculadas para ambos métodos. En este caso podemos ver que para ángulos pequeños ambos métodos son compatibles, pero a ángulos altos hay una gran mejora en la resolución usando la parametrización. Parece que, para este caso, la parametrización reproduce muy bien las desviaciones de la linealidad para ángulos altos y la compensación de dichas desviaciones mejora la resolución.

Los datos del 2004 fueron analizados usando el hasta entonces software oficial de CMS (tabla 6.9 y figura 6.19). Muestran un buen acuerdo con lo obtenido en el análisis de los datos del 2003, lo cual nos sirve para tener confianza en el software de reconstrucción, al mostrar buen comportamiento cuando se analizan datos reales.

Las diferencias entre algunos de los resultados del análisis sobre los datos del 2003 y los del 2004 están relacionados con el corte en χ^2 , diferente en cada caso. En los datos del 2004 se hicieron cortes más fuertes en general, además de ser diferente la cantidad de datos en ambos casos (en la prueba de haz de 2004 los *runes* tenían menor estadística. Por ejemplo, el *run* analizado para $\sim 10^\circ$ en 2003 tenía 100 mil sucesos y en el 2004, 50 mil). En los resultados de 2004 tenemos además errores asimétricos debido a que se hizo un esfuerzo por encontrar un error sistemático en los cálculos relacionados con una mala selección del T0 global (se calculó cómo variaba la resolución si corríamos el T0 1 ns arriba o abajo). El error presentado es una combinación del

0.0°	Bz (T)	0	0.1	0.3	0.5	0.8
Resolución (μm)	Relación lineal	164 ± 4	166 ± 4	193 ± 3	220 ± 4	272 ± 7
	Parametrización	164 ± 4	173 ± 7	190 ± 4	216 ± 5	244 ± 3
15.2°	Bz (T)	0	0.2	0.4	0.6	
Resolución (μm)	Relación lineal	206 ± 9	206 ± 10	208 ± 11	290 ± 27	
	Parametrización	224 ± 9	221 ± 12	215 ± 10	303 ± 26	

Tabla 6.6: Resolución calculada para los 2 ángulos de incidencia analizados para diferentes valores de Bz.

0.3°	By (T)	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2
Resolución (μm)	Relación lineal	204 ± 3	205 ± 2	208 ± 2	211 ± 4	240 ± 7	273 ± 18
	Parametrización	205 ± 4	206 ± 3	208 ± 3	213 ± 6	248 ± 10	281 ± 21
19.5°	By (T)	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
Resolución (μm)	Relación lineal	270 ± 17	265 ± 14	265 ± 16	268 ± 16	273 ± 14	289 ± 14
	Parametrización	263 ± 10	270 ± 8	264 ± 11	266 ± 12	284 ± 15	343 ± 25

Tabla 6.7: Resolución calculada para los 2 ángulos de incidencia analizados para diferentes valores de By.

Ángulo (°)		-0.3	5.9	14.1	20.9	32.6
Resolución (μm)	Relación lineal	195 ± 5	203 ± 6	220 ± 9	281 ± 12	453 ± 41
	Parametrización	192 ± 4	202 ± 6	220 ± 7	238 ± 7	284 ± 9

Tabla 6.8: Resolución calculada para los ángulos de incidencia analizados (datos del 2003).

6.2. MÁS ESTUDIOS SOBRE LA RESOLUCIÓN ESPACIAL DE LAS CELDAS DE DERIVA127

Ángulo (°)		0.2	-10.1	-15.2	-19.6	-30.
Resolución (μm)	Relación lineal	196 +9 -8	216 +6 -5	227 +11 -8	240 +10 -10	447 +12 -11
	Parametrización	173 +6 -7	182 +17 -11	213 +15 -6	219 +11 -6	253 +6 -6

Tabla 6.9: Resolución calculada para los ángulos de incidencia analizados (datos del 2004).

sistemático y el estadístico asumiendo que son independientes.

Como se muestra en los resultados, la parametrización mejora la resolución en zonas donde el campo magnético es despreciable, pero no así en zonas donde el campo magnético tenga un valor alto. No obstante, las zonas de las DTs con un valor alto del campo magnético son bastante limitadas (principalmente en la estación MB1 de las ruedas -2 y +2, como se verá en el capítulo 7) y, por tanto, la parametrización puede ser de gran ayuda en la reconstrucción de trazas durante la operación de CMS, ya que dispondremos también de un mapa de la intensidad de campo magnético que se va a realizar durante el MTCC (capítulo 7).

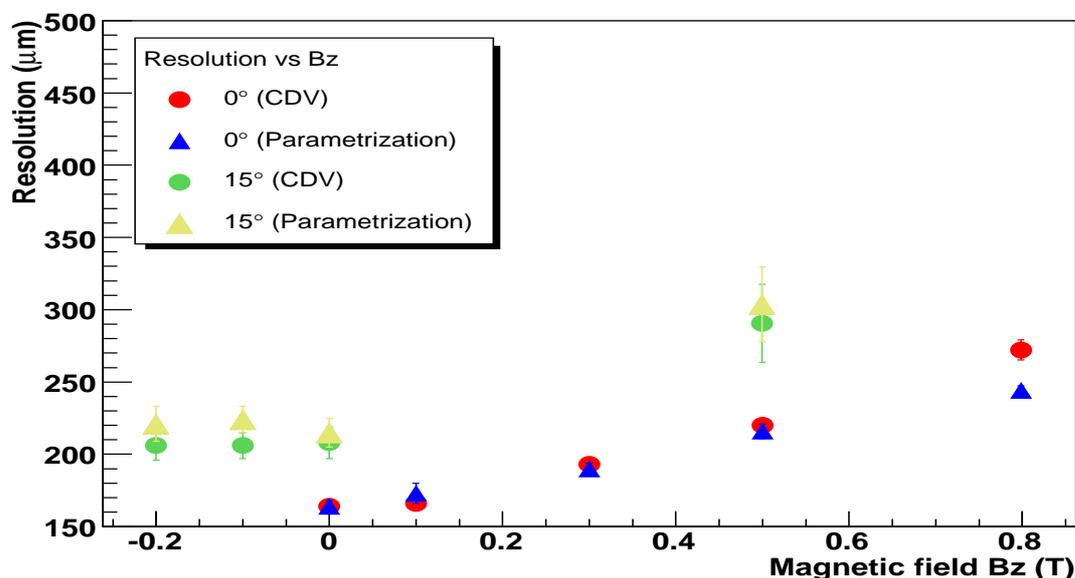


Figura 6.16: Resolución frente a Bz para una relación espacio-tiempo lineal (CDV) y para la parametrización para 2 ángulos de incidencia: 0° and 15.2°.

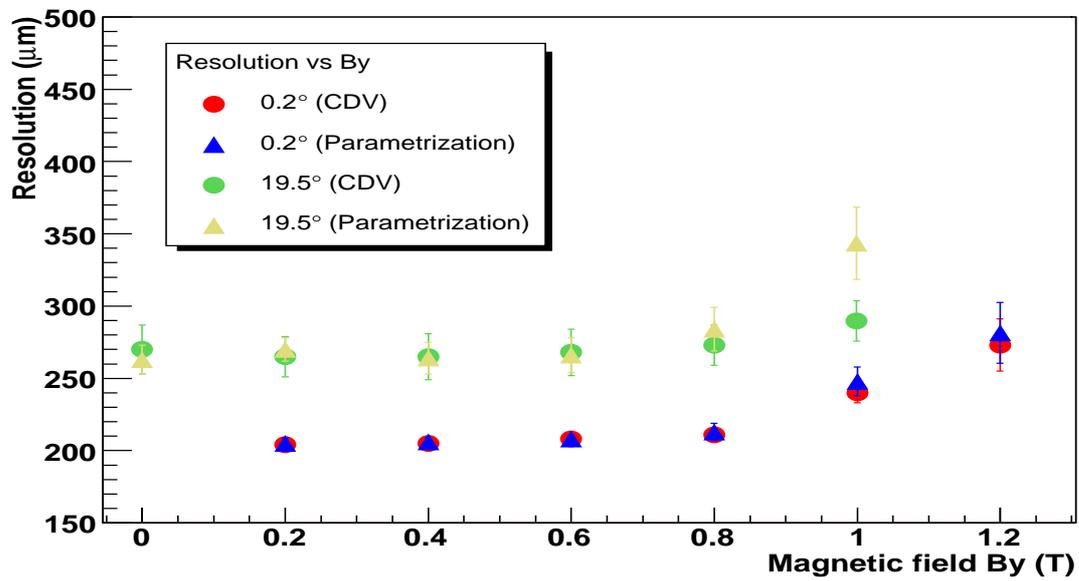


Figura 6.17: Resolución frente a B_y para una relación espacio–tiempo lineal (CDV) y para la parametrización para 2 ángulos de incidencia: 0.2° and 19.5° .

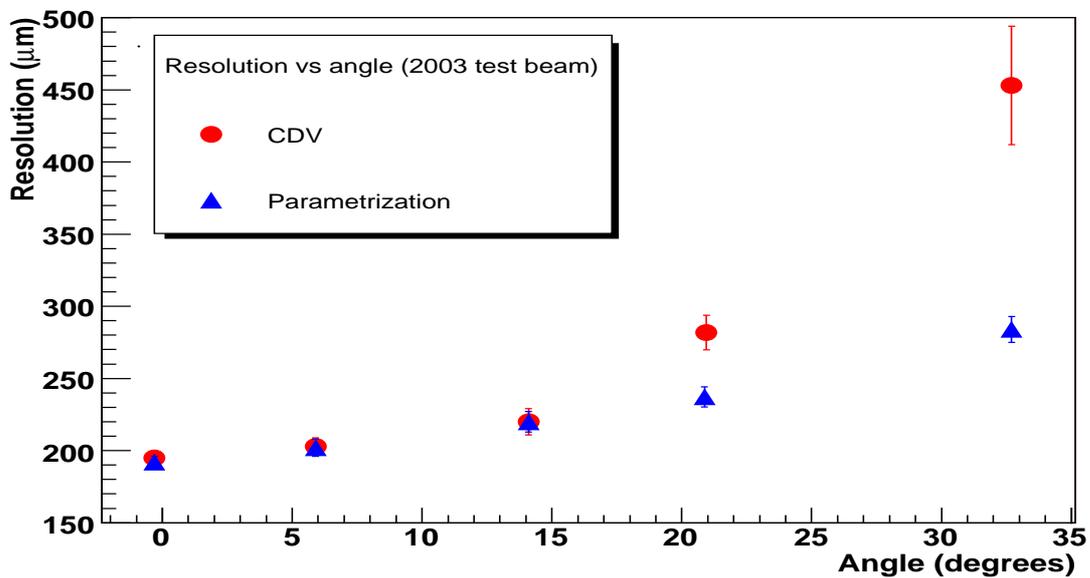


Figura 6.18: Resolución frente a ángulo para una relación espacio–tiempo lineal (CDV) y para la parametrización (datos del 2003).

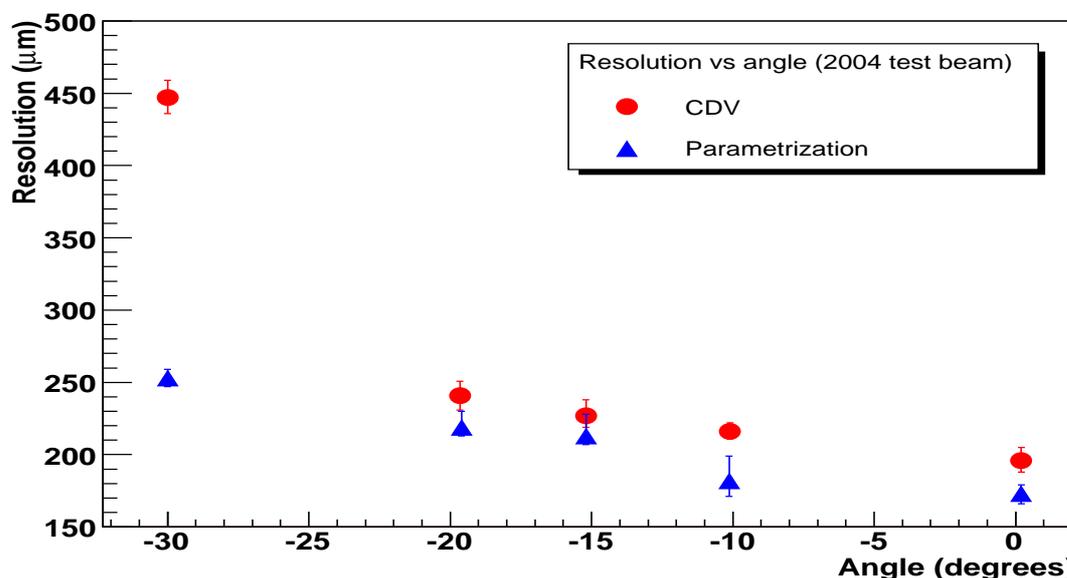


Figura 6.19: Resolución frente a ángulo para una relación espacio–tiempo lineal (CDV) y para la parametrización (datos del 2004).

6.3. Prestaciones del *trigger* local

En este capítulo se presentan los estudios realizados sobre las prestaciones del *trigger* local. El sistema de *trigger* local y la reconstrucción de trazas en las cámaras utilizan la misma información, que son las señales recogidas en las celdas de deriva.

Como ya se ha visto, el sistema de *trigger* (BTI) combina los tiempos de deriva recogidos en cada una de las capas que forman una supercapa dando un *trigger* de Alta Calidad (HTRG) si alinea 4 señales y un *trigger* de Baja Calidad (LTRG) si alinea solamente 3. Si tenemos una traza de 4 señales en la reconstrucción a nivel de cámara, esperaríamos un HTRG en el BTI, y si tuviéramos 3 señales, esperaríamos un LTRG.

6.3.1. Prestaciones del *trigger* local con un solo muón

En este caso usamos datos donde el *trigger* viene dado por los plásticos centelleadores externos. Se realiza una selección en los sucesos para asegurarnos que el muón reconstruido en la cámara y el que dispara el sistema de *trigger* son el mismo, escogiendo sucesos que tengan solamente una traza ajustada (los etiquetaremos como eventos *mono-ajuste*). Esto es necesario porque hay eventos que poseen más de una traza reconstruida, normalmente debido a más de un muón que cruza la cámara.

También haremos otra división dentro de las muestras seleccionadas: eventos en los que en

alguna de las celdas, a pesar de haber un solo ajuste, hay más de una señal (ajustes *multi-señal*), y en los que solamente hay una señal en cada una de las celdas (ajustes *mono-señal*). Los ajustes *multi-señal* se pueden producir por tener un rayo- δ en una celda que da una señal, y los electrones de ionización producidos por el paso del muón que producen una señal después del rayo- δ , estando estas señales separadas entre sí más de 150 ns, que es el tiempo muerto de la electrónica de adquisición de datos; también se pueden producir por reflexiones en los cables, ruido en los canales de TDC o señales cruzadas entre ellos.

Nos centramos en el estudio de las supercapas ϕ , para así hacer un estudio profundo del rendimiento del TRACO y el Trigger Server ϕ .

6.3.1.1. Estudio inicial de la calidad de las trazas ajustadas

Para estudiar este caso, lo primero que hacemos es seleccionar eventos mono-señal con 4 señales en cada supercapa ϕ . Para este caso particular, se esperaría una calidad de *trigger* HH. Lo que hacemos es representar el peor χ^2 de ambas supercapas², separándolo en 3 muestras: los eventos con una calidad de *trigger* HH, los eventos con una calidad de *trigger* inferior a HH y los eventos sin información de *trigger*. Esperamos que los eventos con calidad de *trigger* HH se correspondan principalmente a trazas de χ^2 bajo ya que, al haber seleccionado trazas de 4 señales en ambas supercapas ϕ , si la información de las señales es buena esperamos que no se pierda ninguna, con lo cual el *trigger* encontrará una traza de 4 señales en cada una, que equivale a una calidad HH. En la figura 6.20 podemos ver dichos histogramas para 0° y 25° .

Si nos centramos en el caso de 0° , podemos ver que la muestra HH corresponde a trazas reconstruidas con χ^2 pequeño, siendo el valor $\chi^2 = 2 \text{ mm}^2$ el punto de cruce aproximado entre esta región y la región correspondiente a *triggers* de menor calidad, que tiende a valores de χ^2 mayores. El número de eventos sin información de *trigger* es muy pequeño ($(0.88 \pm 0.05)\%$ de los eventos).

Si analizamos ahora el histograma para el caso de 25° , vemos que la situación es similar al caso de incidencia normal, siendo $\chi^2 \sim 2 \text{ mm}^2$ un buen punto para separar los *triggers* de alta y baja calidad. En este caso el porcentaje de eventos sin información de *trigger* es $(0.33 \pm 0.04)\%$, también muy pequeño.

Así, con las consideraciones mencionadas, y para mejorar la correlación entre la calidad de *trigger* y el número de señales que participan en el ajuste, reajustamos las trazas siguiendo el siguiente criterio: si una traza de 4 señales tiene un $\chi^2 > 2 \text{ mm}^2$, se asume que la traza tiene una señal que no corresponde a la ionización del gas provocada por el muón que cruza sino a un rayo- δ . Esta señal enmascara la señal del muón. Cuando esto pasa, el sistema de *trigger* da una respuesta peor de la que daría con señales buenas ya que es incapaz de alinear las 4 señales dentro de los parámetros de aceptación. Se identifica dicha señal y se ajustan las señales restantes a

²El χ^2 que usamos aquí es la suma de los cuadrados de los residuos de la posición de la señal a la traza ajustada, por lo que tiene dimensiones de mm^2 . Para tener la definición habitual de χ^2 , deberíamos dividirla por la resolución al cuadrado, que no sabemos a priori.

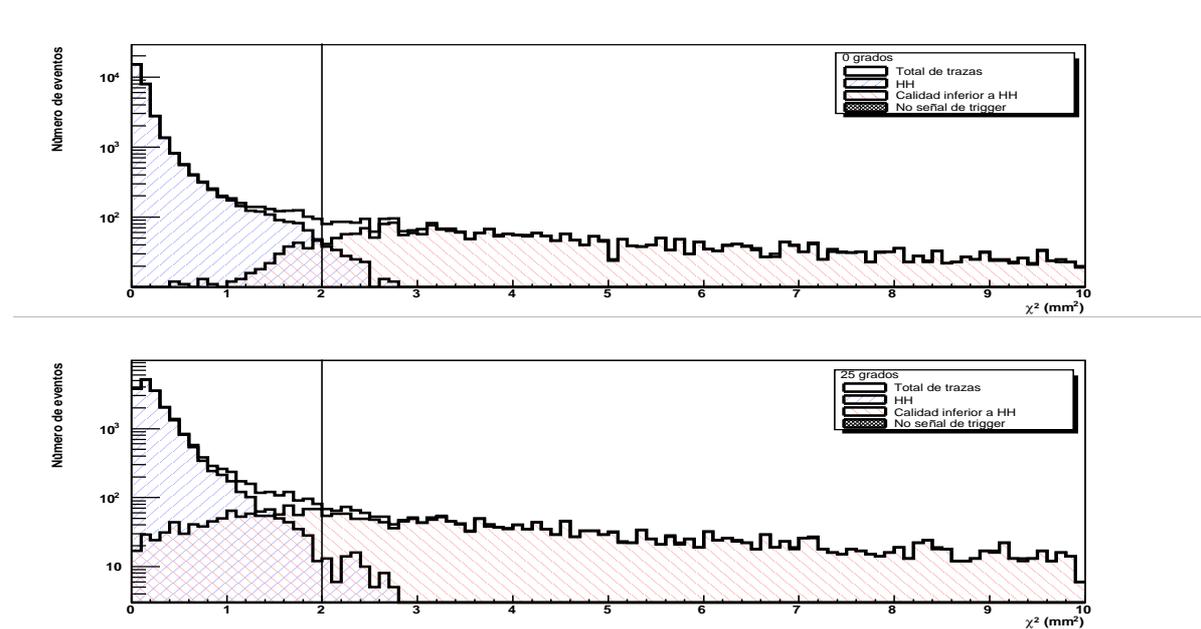


Figura 6.20: χ^2 de las trazas HH y de calidad inferior para 0° (figura superior) y 25° (figura inferior).

una traza de 3 señales. Para 0° tenemos que en la supercapa ϕ_1 se reajustan aproximadamente el 11.5% de las trazas y en la supercapa ϕ_2 el 14.0%. Estos porcentajes son compatibles con la fracción de rayos δ que se esperan en cada celda de cada una de las 4 capas de la supercapa ($\sim 3\%$) que pueden afectar de manera sustancial la calidad del ajuste.

6.3.1.2. Selección de muestras a estudiar

Las muestras seleccionadas de un muón se pueden dividir en varias categorías según el número de señales que entran en el ajuste de las trazas:

- Muestra 4 + 4: una traza de 4 señales en cada supercapa ϕ .
- Muestra 4 + 3: una traza de 4 señales en una supercapa ϕ y una traza de 3 en la otra.
- Muestra 3 + 3: una traza de 3 señales en cada supercapa ϕ .
- Muestra 4 + x: una traza de 4 señales en una supercapa ϕ y sin ajuste de traza en la otra. Esta muestra se presenta solamente a 0° y es debida al efecto de las vigas. Este efecto consiste en que en una de las supercapas el muón ha pasado por las vigas de 2 capas no consecutivas de una de las supercapas, con lo cual no ha dejado señal en ellas, y tenemos solamente 2 señales, por lo que no se reconstruye la traza. Este efecto desaparece cuando no estamos en incidencia perpendicular. Estas trazas representan el $(6.2 \pm 0.1)\%$ del total para mono-síñal y el $(1.7 \pm 0.1)\%$ para multi-síñal.

- Muestra 3 + x: una traza de 3 señales en una supercapa ϕ y sin ajuste en la otra. Este tipo de trazas se presentan por la misma razón que la anterior. No se han usado este tipo de trazas en el análisis. Esta muestra es el $(2.6 \pm 0.1)\%$ del total para mono-señal y un $(1.4 \pm 0.1)\%$ para multi-señal.

Para el análisis nos centramos sobre todo en las 3 primeras muestras.

Además de esta división, distinguiremos también, como se ha dicho en secciones anteriores, entre eventos mono-señal y eventos multi-señal. La fracción de eventos mono-señal sobre el total para 0° es de $(51.8 \pm 0.2)\%$ y para 25° de $(57.9 \pm 0.3)\%$.

La tabla 6.10 y la figura 6.21 muestran la fracción de sucesos de cada muestra según el ángulo de incidencia para sucesos mono-señal y multi-señal. En ambos casos los resultados son muy parecidos. En las tablas podemos ver que tenemos a 0° un 94.5% sumando las 3 contribuciones para mono-señal y un 98.2% para multi-señal. Esto es debido a que tenemos, como se ha comentado anteriormente, trazas 4+x no tenidas en cuenta en las tablas. A este ángulo tenemos también que las muestras de 4+3 y 3+3 son menores que en el resto. Esto es debido al efecto de las vigas que ya hemos comentado en el capítulo anterior. Parte de las que aparecen ahora en esta categoría son producto del reajuste que hemos realizado.

Ángulo (grados)	Mono-señal										
	-0.3	5.9	-10.7	11.4	14.1	19.1	-20.1	20.9	-28.8	30.9	32.6
4 + 4	74.1	65.0	68.0	70.2	73.0	77.8	76.3	79.3	77.0	78.5	78.0
	± 0.2	± 0.2	± 0.2	± 0.3	± 0.3	± 0.2	± 0.2	± 0.3	± 0.2	± 0.2	± 0.3
4 + 3	18.9	30.4	29.7	26.6	22.4	20.9	21.9	19.3	21.3	20.1	20.5
	± 0.2	± 0.2	± 0.2	± 0.3	± 0.3	± 0.2	± 0.2	± 0.3	± 0.2	± 0.2	± 0.3
3 + 3	1.5	4.6	2.3	3.2	4.6	1.3	1.7	1.3	1.7	1.4	1.4
	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.1
Ángulo (grados)	Multi-señal										
	-0.3	5.9	-10.7	11.4	14.1	19.1	-20.1	20.9	-28.8	30.9	32.6
4 + 4	77.5	64.1	67.1	70.5	74.3	76.8	74.7	77.9	75.9	78.5	78.0
	± 0.2	± 0.3	± 0.2	± 0.4	± 0.3	± 0.3	± 0.2	± 0.3	± 0.2	± 0.2	± 0.3
4 + 3	18.9	31.7	30.2	26.3	21.8	21.6	23.2	20.7	22.4	20.1	20.4
	± 0.2	± 0.3	± 0.2	± 0.4	± 0.3	± 0.3	± 0.2	± 0.3	± 0.2	± 0.2	± 0.3
3 + 3	1.8	4.2	2.7	3.3	3.8	1.6	2.1	1.4	1.7	1.4	1.5
	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.2	± 0.1						

Tabla 6.10: Fracción de sucesos (%) respecto del total de las trazas estudiadas para cada muestra según el ángulo real de incidencia para mono-señal y multi-señal.

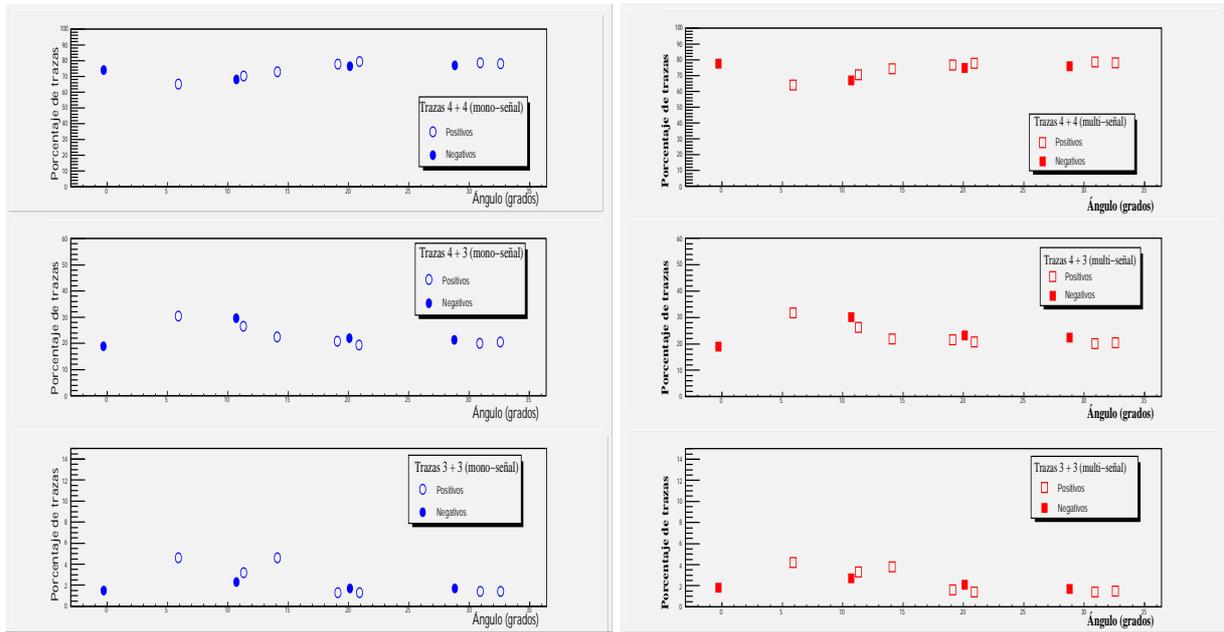


Figura 6.21: Porcentaje de trazas de cada muestra seleccionada en función del ángulo de incidencia para eventos mono-signal y eventos multi-signal.

6.3.1.3. Eficiencia del *trigger* local

En esta sección se evalúa la eficiencia global del *trigger* local y la calidad de la información que éste transmite. Todos los *runes* usados en el análisis fueron tomados con la configuración que está prevista para los dispositivos de *trigger* durante la toma de datos de CMS.

Definimos **Eficiencia global de *trigger*** como la fracción de eventos con alguna información de *trigger* en el ciclo nominal³ respecto del total, para cada muestra que estamos estudiando (4+4, 4+3, 3+3). La figura 6.22 y la tabla 6.11 muestran los valores obtenidos para el caso de mono-signal y multi-signal.

Podemos sacar varias conclusiones:

- El comportamiento es similar para el caso de mono-signal y el caso de multi-signal, pero la eficiencia es peor para el caso de multi-signal. Esto es debido a que si la primera señal de una celda es mala, puede hacer que se pierda la buena en el BTI, debido a su tiempo muerto.
- La eficiencia global es muy alta, en especial para las muestras de más señales (4+4 y 4+3), siendo aproximadamente de 100 % hasta 30°.

³Llamamos ciclo nominal al ciclo de reloj en el que, durante el desarrollo de la prueba con haz de muones, llegaban los paquetes de muones a la cámara de deriva y es, por tanto, en el ciclo en el que se esperan principalmente las señales de *trigger*.

Ángulo (grad)	Mono-señal										
	-0.3	5.9	-10.7	11.4	14.1	19.1	-20.1	20.9	-28.8	30.9	32.6
4 + 4	100.00 +0.00 -0.01	99.99 ±0.01	100.00 +0.00 -0.01	100.00 +0.00 -0.01	99.99 ±0.01	100.00 +0.00 -0.01	99.99 ±0.01	99.98 ±0.01	99.98 ±0.01	99.96 ±0.01	99.83 ±0.03
4 + 3	99.92 ±0.03	99.83 ±0.04	99.80 ±0.04	99.98 ±0.02	99.90 ±0.05	99.84 ±0.05	99.67 ±0.06	99.74 ±0.08	99.42 ±0.08	98.72 ±0.11	98.27 ±0.18
3 + 3	84.38 ±1.19	93.75 ±0.58	91.32 ±0.84	92.65 ±1.10	93.35 ±0.78	86.74 ±1.64	84.72 ±1.31	83.82 ±2.23	82.69 ±1.51	78.24 ±1.52	76.86 ±2.25

Ángulo (grad)	Multi-señal										
	-0.3	5.9	-10.7	11.4	14.1	19.1	-20.1	20.9	-28.8	30.9	32.6
4 + 4	99.70 ±0.03	99.83 ±0.03	99.85 ±0.02	99.86 ±0.04	99.92 ±0.02	99.77 ±0.03	99.86 ±0.02	99.80 ±0.04	99.87 ±0.02	99.75 ±0.03	99.72 ±0.04
4 + 3	98.80 ±0.12	99.22 ±0.10	99.53 ±0.06	99.39 ±0.13	99.55 ±0.10	98.91 ±0.14	99.12 ±0.10	98.95 ±0.18	98.77 ±0.12	98.18 ±0.15	97.52 ±0.23
3 + 3	73.30 ±1.64	89.83 ±0.90	86.09 ±1.06	90.95 ±1.35	91.69 ±1.04	78.74 ±2.01	81.84 ±1.44	85.24 ±2.45	74.52 ±1.75	73.63 ±1.95	73.02 ±2.40

Tabla 6.11: Eficiencia global de *trigger* en función del ángulo de incidencia para mono-señal y multi-señal.

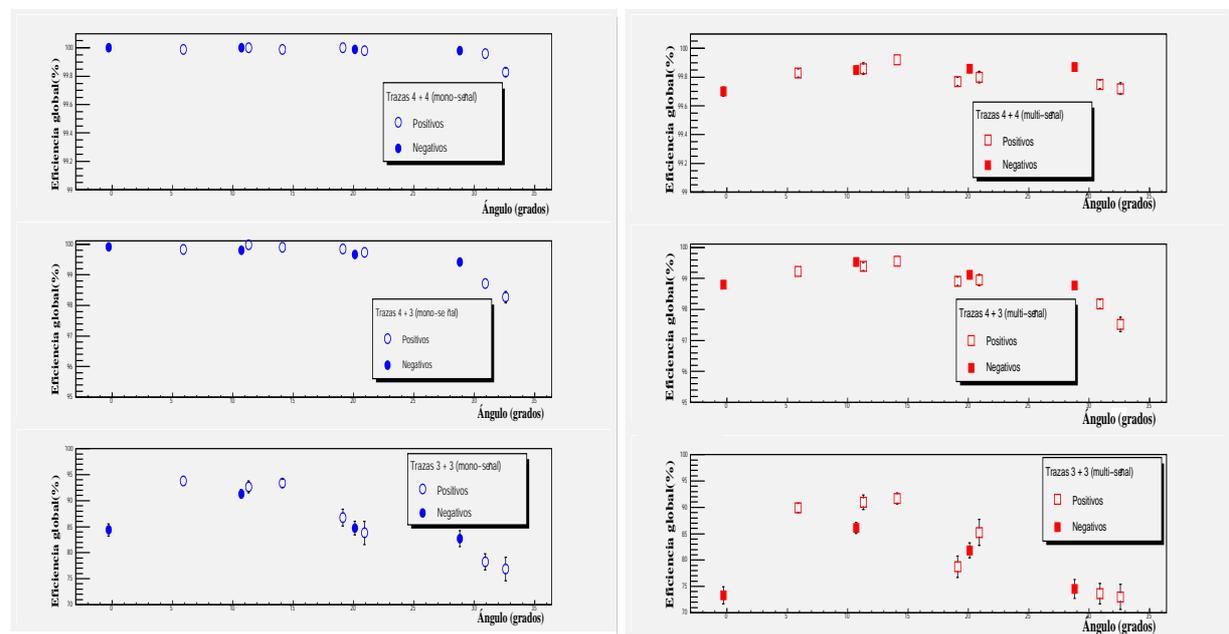


Figura 6.22: Eficiencia global de *trigger* para cada muestra seleccionada en función del ángulo de incidencia para eventos mono-señal y multi-señal.

- La eficiencia para la muestra de 3+3 también es alta, a pesar de ser menor que las anteriores. Se mantiene por encima del 75 % hasta 35°.
- La eficiencia va disminuyendo según la muestra tiene menos señales en alguna supercapa ϕ . Esto es lo esperado ya que, si tenemos 4 señales en una supercapa y perdemos una, el BTI todavía tiene 3 señales para identificar una traza y generar un *trigger*. Pero en cambio, si tenemos solamente 3 señales en la supercapa y se pierde una, el BTI no es capaz de identificar una traza (el BTI busca trazas de 4 o 3 señales solamente). Así, la muestra de 3+3 es la que menos eficiencia de *trigger* tiene.
- Se puede apreciar una mayor ineficiencia a 0° en la muestra 4+3 y, sobre todo, en la muestra 3+3 que es debida a que, a 0°, los muones que dan trazas de 3 pasan cerca de la viga en unas capas y el hilo en otras, que son zonas de poca linealidad, con lo cual la información recibida por el *trigger* es peor y falla en más ocasiones. El mismo razonamiento se puede aplicar al caso de 4+3.
- La eficiencia empeora a ángulos altos. Esto es de esperar debido al aumento en la desviación de la linealidad y el empeoramiento en la resolución.

Otro dato no reflejado en las tablas es la eficiencia a 0° para la muestra 4+x, que también es muy alta y resulta ser de (99.87 ± 0.08) % para mono-señal y de (96.22 ± 0.73) % para multi-señal.

Combinando los números obtenidos para cada muestra y sin distinguir eventos mono o multi-señal obtenemos la tendencia que se espera durante el experimento de la eficiencia global con el ángulo. Los resultados se pueden ver en la tabla 6.12 y en la figura 6.23. Se puede observar que la eficiencia se mantiene constante alrededor de 99.5 % con una tendencia a degradarse ligeramente hacia ángulos muy altos. Estos datos nos dan una media en la eficiencia de 99.4 ± 0.2 %.

Ángulo (°)	-0.3	5.9	-10.7	11.4	14.1	19.1	-20.1	20.9	-28.8	30.9	32.6
Eficiencia global (%)	99.48	99.47	99.58	99.66	99.55	99.55	99.45	99.54	99.38	99.27	98.94
	± 0.01										

Tabla 6.12: Eficiencia global de *trigger* total para cada ángulo de incidencia analizado.

Para estudiar la calidad de la información proporcionada por el *trigger*, establecemos una condición de *mejor o igual que lo esperado* para la calidad del *trigger*, que corresponderá a las veces que el *trigger* nos proporciona una calidad de la traza según lo esperado o de un rango superior. Definimos también la *eficiencia esperada de trigger* como la suma de las eficiencias para cada muestra de calidades iguales o superiores a las esperadas. Así, para cada una de las muestras sobre las que trabajamos tenemos la relación que se muestra en la tabla 6.13.

La tabla 6.14 y la figura 6.24 muestran los números obtenidos para el caso de mono-señal y multi-señal.

Podemos observar:

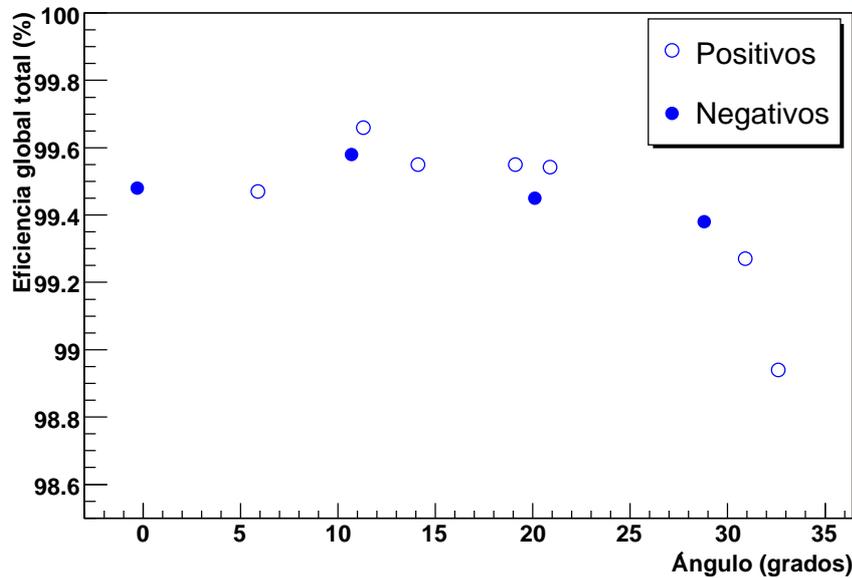


Figura 6.23: Eficiencia global de *trigger* total en función del ángulo de incidencia.

Muestra	Calidad de <i>trigger</i> esperada	Igual o mejor de lo esperado
4 + 4	HH	HH
4 + 3	HL	HH + HL
3 + 3	LL	HH + HL + LL

Tabla 6.13: Relación entre la calidad de *trigger* y la condición de *mejor o igual de lo esperado*.

- *Muestra 4 + 4*: la eficiencia esperada va disminuyendo suavemente desde 0° hasta los 28.8° tanto en mono-señal como en multi-señal. Después hay una caída repentina de un $\sim 7\%$ que es debida a un aumento significativo en el número de trazas que tienen una calidad de *trigger* baja pero también un χ^2 bajo al pasar de 28.8° a 30.9° .
- *Muestra 4 + 3*: en este caso la eficiencia esperada es menor que en el caso anterior, teniendo un máximo en 5.9° y disminuyendo paulativamente para ángulos mayores, manteniéndose por encima del 50% para el caso de mono-señal y por encima del 45% para el caso de multi-señal.
- *Muestra 3 + 3*: esta muestra tiene una eficiencia esperada menor que las anteriores, y su comportamiento es muy similar al caso 4 + 3.
- La eficiencia esperada sigue la misma tendencia que para la eficiencia global, por las mismas razones que en ese caso.

Ángulo (grad)	Mono-síñal										
	-0.3	5.9	-10.7	11.4	14.1	19.1	-20.1	20.9	-28.8	30.9	32.6
4 + 4	99.0	98.0	96.1	96.8	96.6	95.0	94.3	94.6	94.4	87.5	80.6
	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.2	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.2	± 0.1	± 0.2	± 0.3
4 + 3	75.2	83.3	81.6	75.1	67.0	62.0	66.6	58.0	60.1	51.2	51.5
	± 0.5	± 0.4	± 0.3	± 0.6	± 0.7	± 0.6	± 0.5	± 0.8	± 0.6	± 0.5	± 0.7
3 + 3	55.2	77.3	64.7	72.7	74.0	50.7	54.1	46.5	45.7	36.1	35.7
	± 2.1	± 1.0	± 1.5	± 2.0	± 1.4	± 2.6	± 2.0	± 3.3	± 2.2	± 2.0	± 3.0
Ángulo (grad)	Multi-síñal										
	-0.3	5.9	-10.7	11.4	14.1	19.1	-20.1	20.9	-28.8	30.9	32.6
4 + 4	93.4	90.8	88.8	90.0	90.2	88.0	86.5	87.6	88.0	81.3	76.6
	± 0.2	± 0.2	± 0.2	± 0.3	± 0.3	± 0.2	± 0.2	± 0.3	± 0.2	± 0.2	± 0.3
4 + 3	65.9	76.5	74.9	66.3	59.6	58.0	62.6	55.5	52.8	46.3	50.1
	± 0.6	± 0.5	± 0.4	± 0.8	± 0.8	± 0.7	± 0.5	± 0.9	± 0.6	± 0.6	± 0.8
3 + 3	43.8	68.7	57.6	59.0	66.1	45.7	48.0	41.9	36.8	35.3	37.3
	± 2.2	± 1.5	± 1.6	± 2.4	± 1.9	± 2.8	± 2.1	± 3.7	± 2.2	± 2.5	± 3.1

Tabla 6.14: Eficiencia esperada de *trigger* en función del ángulo de incidencia para eventos mono-síñal y multisíñal.

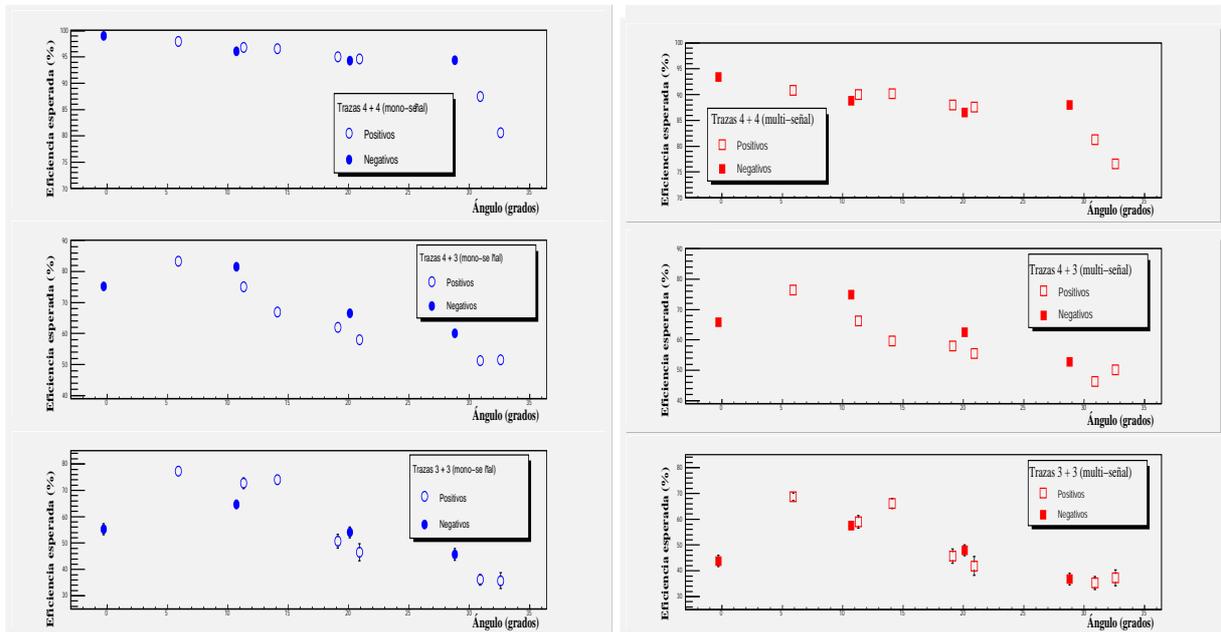


Figura 6.24: Eficiencia esperada de *trigger* para cada muestra seleccionada en función del ángulo de incidencia para eventos mono-síñal y multi-síñal.

Seguimos nuestro análisis representando la fracción de eventos con diferente calidad de *trigger* para los ángulos -0.3° , 5.9° , 14.1° , 20.9° y 32.6° para así ver como evoluciona la proporción de *triggers* de cada calidad con el ángulo de incidencia. En la tabla 6.15 y la figura 6.25 tenemos los valores obtenidos para mono-síñal. En la tabla 6.16 y la figura 6.26 tenemos lo propio para multi-síñal.

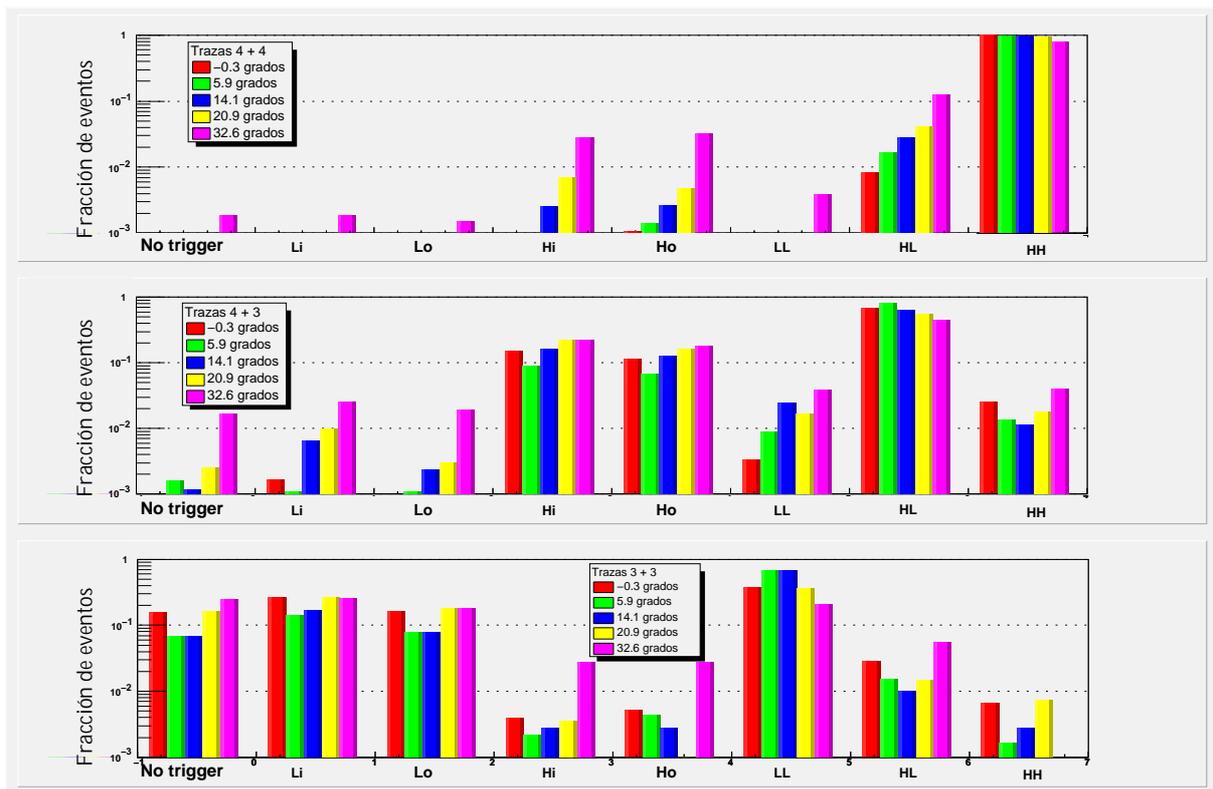


Figura 6.25: Fracción de eventos de cada calidad para cada muestra analizada para los ángulos de incidencia -0.3° , 5.9° , 10.1° , 20.9° y 32.6° (eventos mono - señal).

- *Muestra 4 + 4*: Vemos que la eficiencia esperada (HH) abarca prácticamente el 100% de eventos a 0° . Para valores más altos del ángulo de incidencia, esta eficiencia va disminuyendo a la par que aumentan los *triggers* de calidad inferior (principalmente HL, H_i , H_o).
- *Muestra 4 + 3*: En este caso, la calidad esperada (HL) comprende $\sim 68\%$ de los eventos para mono-síñal y $\sim 63\%$ para multi-síñal para 0° , teniendo un máximo en 10° . El resto de eventos, se agrupan principalmente en H_o y H_i , lo cual nos indica que una traza de 4 señales buena en una supercapa acompañada por otra traza en la otra supercapa nos asegurará un *trigger* de alta calidad, y dependiendo de la calidad de esta última traza, tendremos un *trigger* HL o un *trigger* H_o o H_i no correlacionado.

Muestra 4 + 4					
Calidad de <i>trigger</i>	Ángulo (grados)				
	-0.3	5.9	14.1	20.9	32.6
HH	98.98±0.06	97.84±0.09	96.53±0.13	94.71±0.16	80.71±0.28
HL	0.82±0.05	1.84±0.09	2.88±0.12	4.05±0.14	12.37±0.23
LL	0.00±0.01	0.04±0.01	0.06±0.02	0.06±0.02	0.39±0.04
H _o	0.11±0.02	0.14±0.02	0.25±0.04	0.49±0.05	3.31±0.13
H _i	0.10±0.02	0.12±0.02	0.26±0.04	0.65±0.06	2.70±0.11
L _o	0.00±0.01	0.02±0.01	0.01±0.01	0.00±0.01	0.14±0.03
L _i	0.00±0.01	0.00±0.01	0.00±0.01	0.01±0.01	0.20±0.03
No <i>trigger</i>	0.00±0.01	0.01±0.01	0.01±0.01	0.01±0.01	0.18±0.03
Muestra 4 + 3					
Calidad de <i>trigger</i>	Ángulo (grados)				
	-0.3	5.9	14.1	20.9	32.6
HH	2.55±0.17	1.40±0.11	1.43±0.15	1.99±0.19	4.20±0.27
HL	69.59±0.50	81.34±0.35	65.43±0.61	55.50±0.68	46.46±0.68
LL	0.34±0.07	0.92±0.09	2.64±0.21	1.69±0.18	3.64±0.26
H _o	11.70±0.35	6.81±0.23	12.99±0.43	17.23±0.52	18.20±0.53
H _i	15.49±0.40	9.14±0.26	16.47±0.47	22.02±0.57	21.30±0.56
L _o	0.07±0.04	0.11±0.03	0.28±0.07	0.30±0.07	1.94±0.19
L _i	0.17±0.05	0.12±0.03	0.61±0.10	1.02±0.14	2.50±0.21
No <i>trigger</i>	0.09±0.05	0.16±0.04	0.16±0.05	0.24±0.07	1.76±0.18
Muestra 3 + 3					
Calidad de <i>trigger</i>	Ángulo (grados)				
	-0.3	5.9	14.1	20.9	32.6
HH	0.65±0.28	0.20±0.10	0.28±0.14	0.99±0.49	0.25±0.25
HL	2.86±0.37	1.64±0.29	0.91±0.25	1.72±0.65	5.46±1.13
LL	37.24±1.13	68.90±1.05	65.11±1.26	33.50±2.34	21.34±2.04
H _o	0.52±0.25	0.51±0.16	0.35±0.16	0.49±0.35	2.73±0.81
H _i	0.39±0.20	0.26±0.11	0.28±0.14	1.48±0.60	2.48±0.77
L _o	16.41±0.98	7.77±0.61	8.91±0.75	16.01±1.82	2.25±1.86
L _i	26.30±1.14	13.71±0.78	16.92±0.99	28.82±2.25	26.30±2.19
No <i>trigger</i>	15.63±1.24	7.01±0.58	7.24±0.68	17.00±1.86	24.07±2.13

Tabla 6.15: Porcentaje de eventos con las diferentes categorías de *trigger* para cada muestra para eventos mono-síñal.

Muestra 4 + 4					
Calidad de <i>trigger</i>	Ángulo (grados)				
	-0.3	5.9	14.1	20.9	32.6
HH	93.13±0.10	90.48±0.22	91.87±0.16	89.47±0.18	76.74±0.29
HL	4.38±0.08	6.96±0.19	5.85±0.13	7.31±0.15	14.43±0.24
LL	0.08±0.01	0.12±0.03	0.12±0.02	0.14±0.02	0.60±0.05
H _o	0.66±0.03	0.71±0.06	0.59±0.04	1.05±0.06	3.87±0.13
H _i	1.37±0.05	1.54±0.09	1.41±0.07	1.78±0.08	3.61±0.13
L _o	0.01±0.01	0.00±0.01	0.01±0.01	0.04±0.01	0.20±0.03
L _i	0.06±0.01	0.04±0.01	0.06±0.01	0.09±0.02	0.31±0.04
No <i>trigger</i>	0.30±0.02	0.16±0.03	0.08±0.02	0.14±0.02	0.28±0.04
Muestra 4 + 3					
Calidad de <i>trigger</i>	Ángulo (grados)				
	-0.3	5.9	14.1	20.9	32.6
HH	2.46±0.13	1.36±0.12	1.25±0.12	2.17±0.16	4.48±0.27
HL	60.98±0.39	74.44±0.45	59.21±0.51	52.59±0.55	44.02±0.65
LL	1.96±0.10	3.06±0.18	4.07±0.21	2.21±0.16	4.27±0.27
H _o	11.37±0.26	6.67±0.26	14.01±0.36	17.89±0.42	17.24±0.50
H _i	20.24±0.32	11.91±0.34	18.53±0.41	21.47±0.45	22.35±0.55
L _o	0.47±0.06	0.47±0.07	0.78±0.09	0.89±0.10	2.21±0.19
L _i	1.31±0.09	1.32±0.12	1.51±0.13	1.88±0.15	2.87±0.22
No <i>trigger</i>	1.20±0.09	0.77±0.09	0.63±0.08	0.90±0.10	2.56±0.21
Muestra 3 + 3					
Calidad de <i>trigger</i>	Ángulo (grados)				
	-0.3	5.9	14.1	20.9	32.6
HH	0.13±0.19	0.45±0.18	0.24±0.12	0.52±0.30	0.67±0.38
HL	2.05±0.28	2.39±0.42	1.00±0.24	0.86±0.38	4.00±0.92
LL	27.47±0.89	59.66±1.34	59.48±1.19	28.69±1.87	21.33±1.93
H _o	0.51±0.18	0.52±0.20	0.59±0.19	0.34±0.24	1.78±0.62
H _i	0.64±0.21	0.45±0.18	0.59±0.19	0.86±0.38	1.33±0.54
L _o	16.69±0.76	7.01±0.70	8.72±0.68	18.21±1.60	16.89±1.77
L _i	25.80±0.90	19.46±1.08	19.20±0.96	29.21±1.88	26.89±2.09
No <i>trigger</i>	26.70±1.03	10.07±0.82	10.19±0.73	21.31±1.70	27.11±2.10

Tabla 6.16: Porcentaje de eventos con las diferentes categorías de *trigger* para cada muestra para eventos multi-señal.

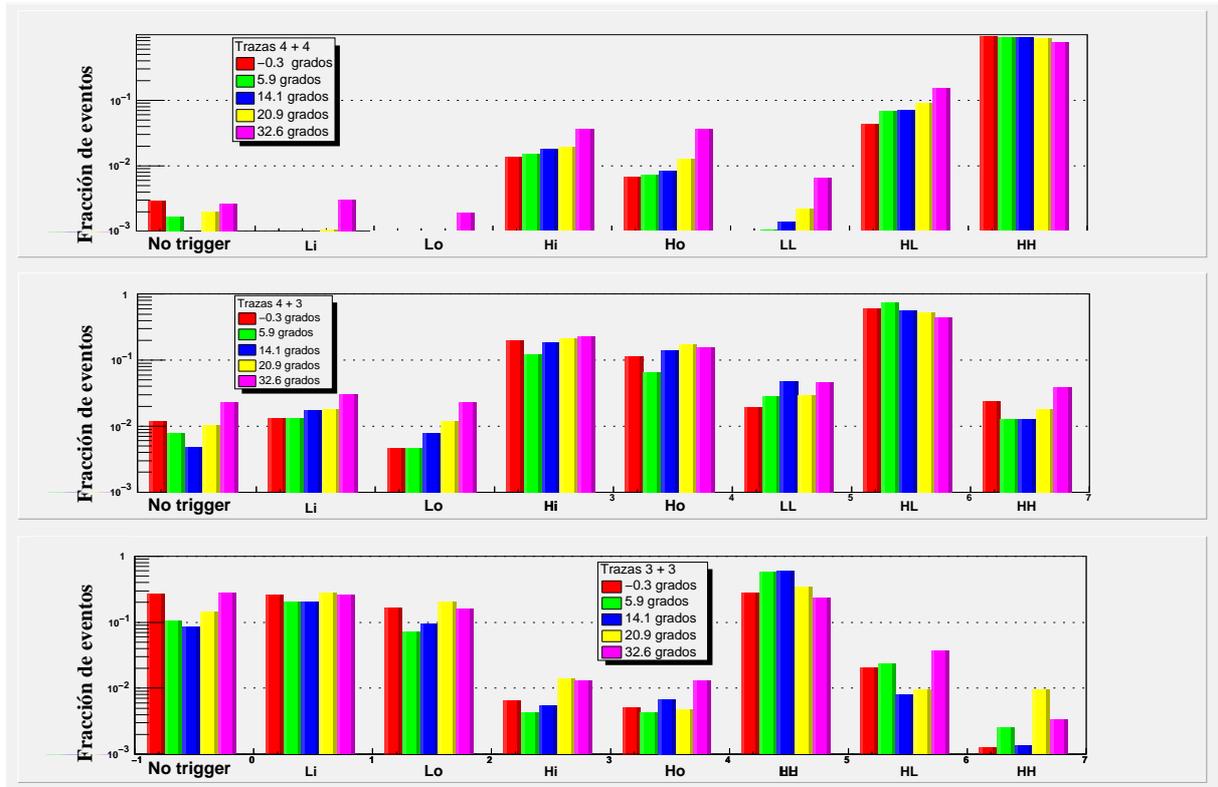


Figura 6.26: Fracción de eventos de cada calidad para cada muestra analizada para los ángulos nominales de incidencia -0.3° , 5.9° , 10.1° , 20.9° y 32.6° (eventos multi - señal).

- *Muestra 3 + 3*: La calidad esperada (LL) es mayoritaria, con un máximo a 10° , como en el caso anterior. En este caso, el resto de *triggers* se agrupan mayoritariamente en las categorías L_o y L_i . Esto se debe a que, como se ha comentado anteriormente, es más fácil que se pierda una señal por el *trigger* si solamente tenemos 3, debido a que una puede tener una información de peor calidad que no permita al *trigger* correlacionar las 3 señales. Por eso hay una proporción mayor de trazas sin información de *trigger*, especialmente a 0° , debido al efecto del paso del muón cerca de las vigas, como ya se ha explicado anteriormente.
- *Muestra 4 + x*: Esta muestra no está representada en las figuras ya que aparece solamente a 0° . Su calidad esperada es H_o o H_i , y comprobamos que, efectivamente, la mayoría de eventos se agrupan en estos 2 valores, siendo la eficiencia esperada de *trigger* de $(98.4 \pm 0.3)\%$ para eventos mono-senal y $(97.0 \pm 1.3)\%$ para eventos multi-senal.

6.3.2. Resolución espacial y angular del TRACO

Para calcular las resoluciones tanto espacial como angular del TRACO, lo que hacemos es seleccionar los mejores muones posibles. Se cogieron las trazas con 4 señales en cada supercapa

ϕ , con un $\chi^2 < 2 \text{ mm}^2$ y además se añadió la condición de que el *trigger* hubiera dado una calidad HH.

Una vez tomada esta selección, el cálculo se hizo comparando la información suministrada por el TRACO con la obtenida con la cámara. El resultado se presenta en la tabla 6.17 y en la figura 6.27. La resolución angular se obtiene una vez que se ha quitado la dispersión angular del haz (estimada en 1 mrad).

En los resultados podemos ver que la resolución espacial del TRACO está por debajo de 0.73 mm y la resolución angular por debajo de 0.40° , mejorando ampliamente los requerimientos impuestos por diseño, que son 1.25 mm para la resolución espacial y 0.57° para la resolución angular [43].

Ángulo (grados)	-0.3	11.3	19.1	30.9	32.6	43.0
Resolución espacial (mm)	0.60 ± 0.01	0.60 ± 0.01	0.64 ± 0.01	0.67 ± 0.01	0.72 ± 0.01	0.66 ± 0.01
Resolución angular (grados)	0.27 ± 0.01	0.32 ± 0.01	0.37 ± 0.01	0.39 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.33 ± 0.01

Tabla 6.17: Resoluciones espacial y angular del TRACO para varios valores del ángulo de incidencia.

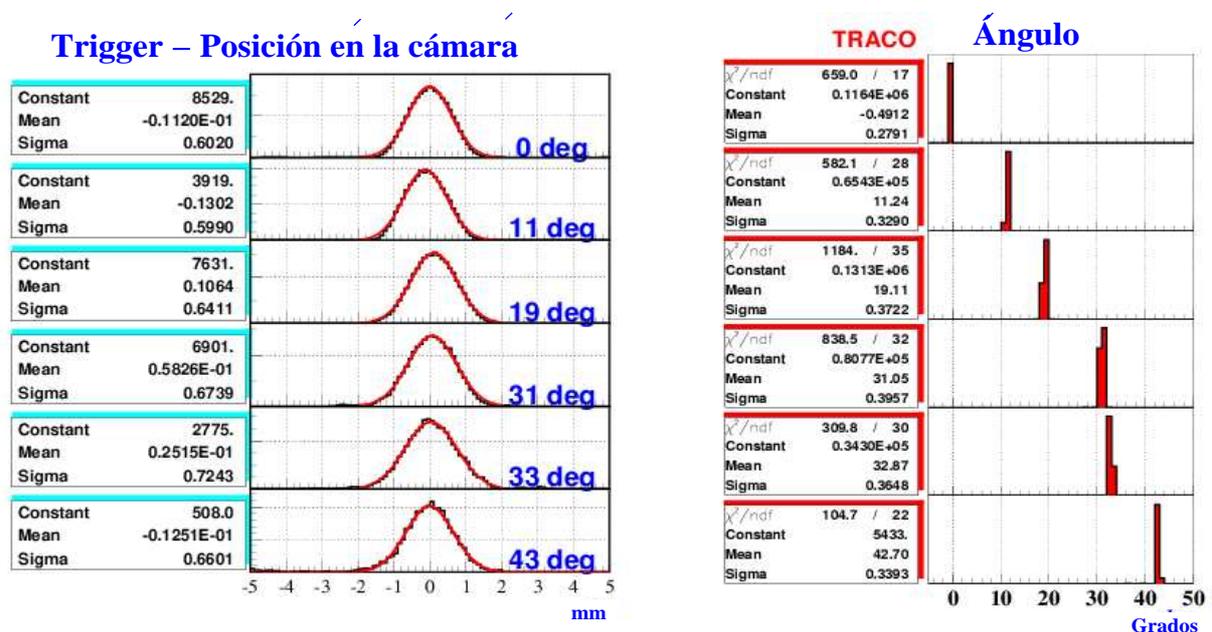


Figura 6.27: Resoluciones espacial (izquierda) y angular (derecha) del TRACO para varios ángulos de incidencia.

6.3.3. Estudio de di-muones

Como ya se ha mencionado en la sección 4.3 en la descripción del TRACO, el sistema de *trigger* local de las celdas de deriva está diseñado para poder detectar pares de muones si estos pasan por la misma estación, enviando la información del segundo muón con un ciclo de retraso, y con una señal que lo indica. En el caso de encontrar un nuevo muón en el siguiente ciclo, el segundo muón hallado en el ciclo anterior se pierde. Una cosa a tener en cuenta es que el segundo muón hallado puede ser un muón real o un fantasma generado por el sistema de *trigger*. Se estudiará este último caso más adelante.

En esta sección analizamos la capacidad del *trigger* local para detectar pares de muones que cruzan la cámara al mismo tiempo. Para ello seleccionamos una muestra de pares de muones con trazas de 4 señales en ambas supercapas ϕ y un ajuste con un $\chi^2 < 2 \text{ mm}^2$. Para completar la selección, descartamos eventos en los que tenemos más de 2 trazas en alguna supercapa, para asegurarnos que solamente tenemos 2 muones.

En la figura 6.28 podemos ver la distancia en la posición reconstruida con la información de la cámara de ambos muones frente a la distancia de ambos muones calculada por el TRACO. La correlación es evidente, lo que confirma que son el mismo par de muones.

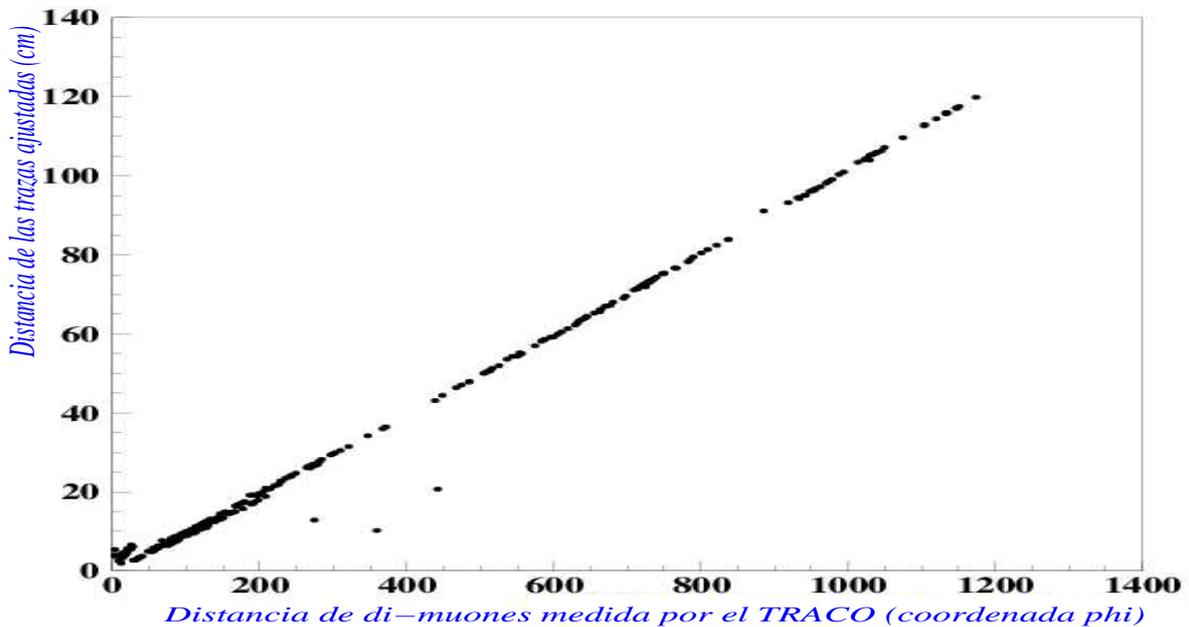


Figura 6.28: Distancia entre el par de muones reconstruida frente a la distancia entre ambos muones calculada por el TRACO.

La **eficiencia del *trigger* de di-muones** se calcula como la fracción de di-muones marcados como tales por el *trigger* entre el número total de di-muones seleccionados. La eficiencia de di-

muones se presenta en la figura 6.29. Se obtiene que la eficiencia va desde el $\sim 77\%$ a 0° hasta estar por encima del 90% cuando no estamos en incidencia perpendicular. Se pierden más di-muones a 0° debido a que hay mayor proporción de *triggers* fantasmas, como se verá en la siguiente sección. En la figura 6.30 está representada la eficiencia frente a la distancia entre los 2 muones medida en número de TRACOs. No se ve un efecto significativo debido a la distancia.

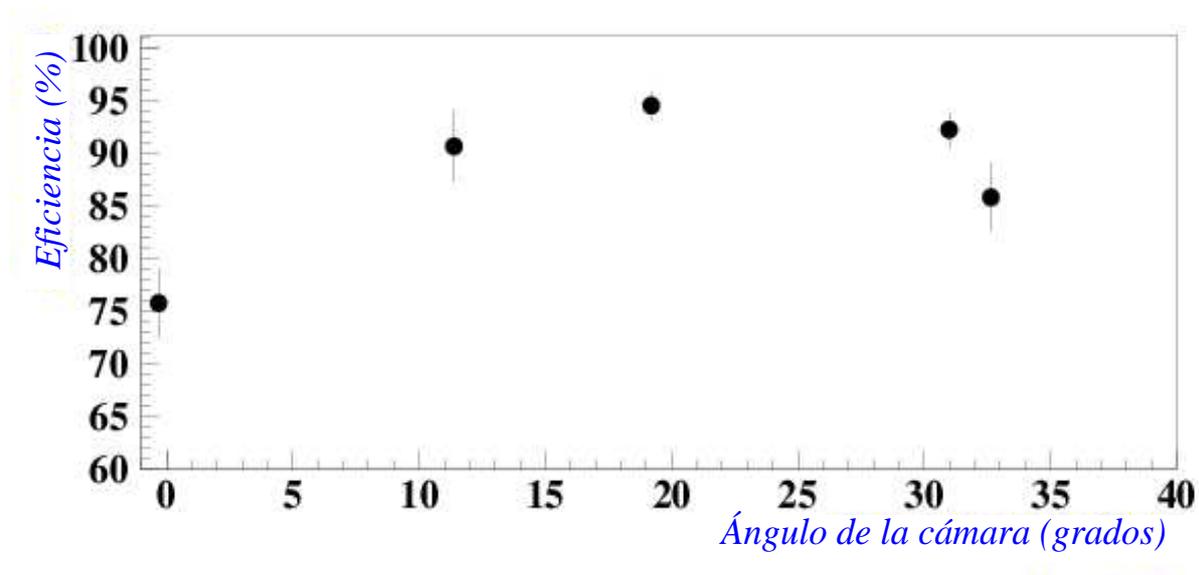


Figura 6.29: Eficiencia de detección e identificación de di-muones.

Respecto a la calidad del *trigger* de los di-muones, en principio se espera que sean básicamente HH, debido a la selección que hemos realizado. En la figura 6.31 podemos ver representada para 0° dicha calidad para el primer muón, cuya información se graba en el ciclo nominal (figura superior) y para el segundo muón, cuya información es grabada en el ciclo siguiente (figura inferior). Se puede observar que la mayoría de los *triggers* son de la calidad esperada (HH).

6.3.4. Estudio de *triggers* fantasmas

6.3.4.1. Tipos de fantasmas

En nuestro estudio vamos a centrarnos en 2 tipos de *triggers* fantasmas, a los que llamaremos fantasmas **tipo A** y fantasmas **tipo B**.

Fantasmas tipo A: son una copia del muón cuya información ha sido almacenada en el ciclo nominal como primer muón. Se pueden identificar porque la distancia entre el primer muón y el segundo, almacenado en el ciclo siguiente, y ya sea identificado como nuevo muón del

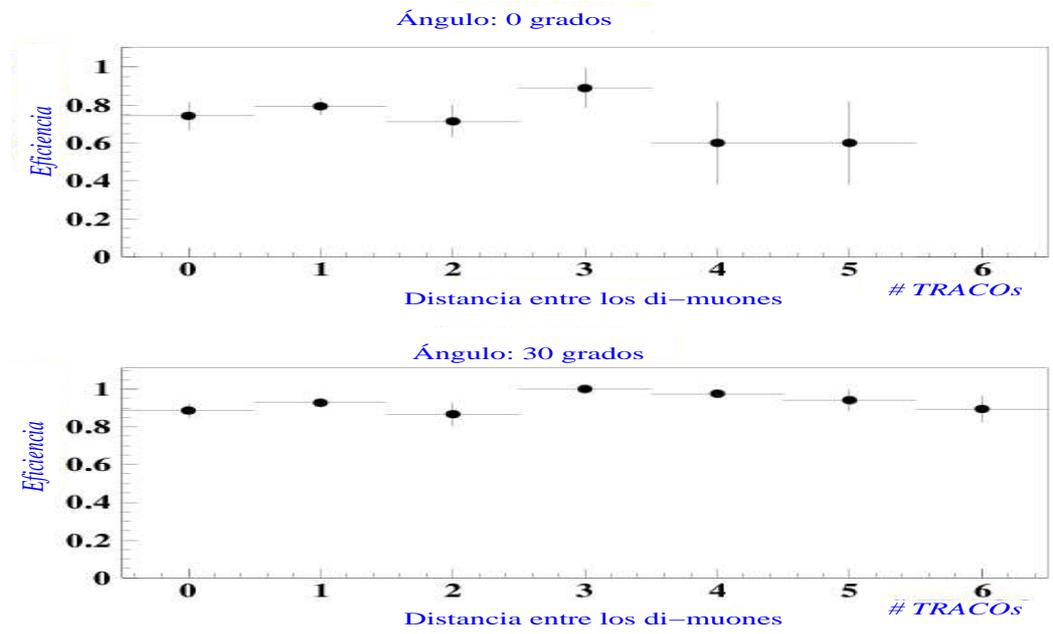


Figura 6.30: Eficiencia de detección e identificación de di-muones frente a la distancia de ambos muones medida en número de TRACOs.

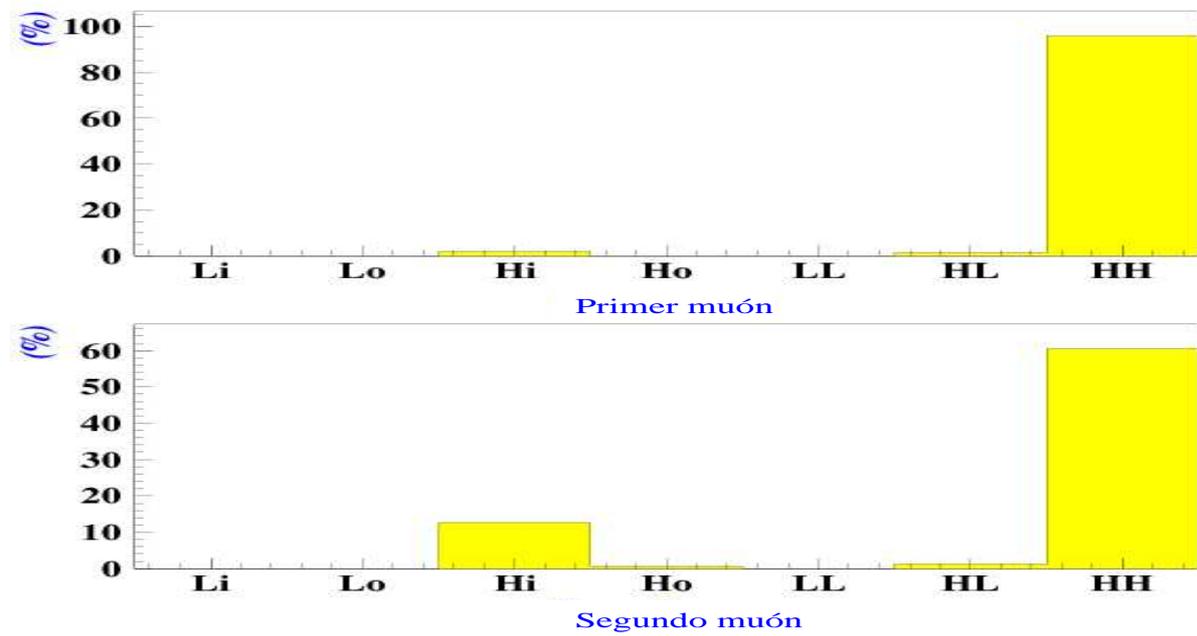


Figura 6.31: Calidad de *trigger* del primer y segundo muón identificados como di-muones.

siguiente ciclo o como di-muón del ciclo nominal, es prácticamente nula en la información almacenada por el *trigger*, independientemente de la obtenida por la cámara.

Fantasmas tipo B: son una copia del segundo muón que ha cruzado la cámara en el ciclo nominal, y que el *trigger* lo ha identificado como nuevo muón del ciclo siguiente. En este caso existe una buena correlación entre la distancia reconstruida con los datos de la cámara y la calculada por el *trigger*.

A continuación se presenta un estudio de fantasmas con muestras de un solo muón y de di-muones.

6.3.4.2. Estudio de fantasmas con muestras de un solo muón

Para seleccionar una muestra con un solo muón hacemos los mismos cortes de selección que en secciones anteriores para tal fin. En este caso solamente nos podemos encontrar con fantasmas del tipo A.

A fin de estudiar los *triggers* fantasma, hacemos una selección dentro de los eventos de un solo muón: escogemos aquellos eventos en los que el *trigger* haya encontrado 2 muones, uno almacenado en el ciclo nominal y otro en el siguiente, que estará marcado como di-muón o como nuevo muón del siguiente ciclo.

En el caso del par de muones donde el segundo muón ha sido identificado como un nuevo muón correspondiente al siguiente ciclo, el *trigger* señala que cruzan por la misma posición, lo cual indica que el segundo muón corresponde a un fantasma del muón del ciclo nominal. La tabla 6.18 muestra la fracción de este tipo de eventos para diferentes ángulos de incidencia.

Ángulo (grados)	-0.32	11.35	19.11	30.90	32.62
Fantasmas tipo A mono-muón (%)	8.7 ±0.1	0.5 ±0.1	0.8 ±0.1	1.3 ±0.1	3.0 ±0.1
Fantasmas tipo A di-muón (%)	1.0 ±0.1	0.2 ±0.1	0.3 ±0.1	2.6 ±0.1	3.4 ±0.1

Tabla 6.18: Fracción de eventos donde el *trigger* devuelve un segundo muón, para una muestra seleccionada de un solo muón.

Se ha estudiado una posible correlación entre la posición del muón en la cámara y la probabilidad de tener un fantasma. La figura 6.32 muestra la posición del muón (en el sistema de referencia de la supercapa ϕ_1) para el caso en el que el *trigger* ha encontrado un nuevo muón en el ciclo siguiente. La figura superior es para el caso de incidencia perpendicular y la inferior para el caso de 30° . En el primer caso parece vislumbrarse una estructura, con 2 picos claros correspondientes a los bordes de una celda, pero en el caso de 30° es mucho más difuso.

En el caso en el que el segundo muón ha sido identificado por el *trigger* como di-muón, se puede ver que, de nuevo, la posición que el *trigger* marca para ambos muones es la misma, con lo

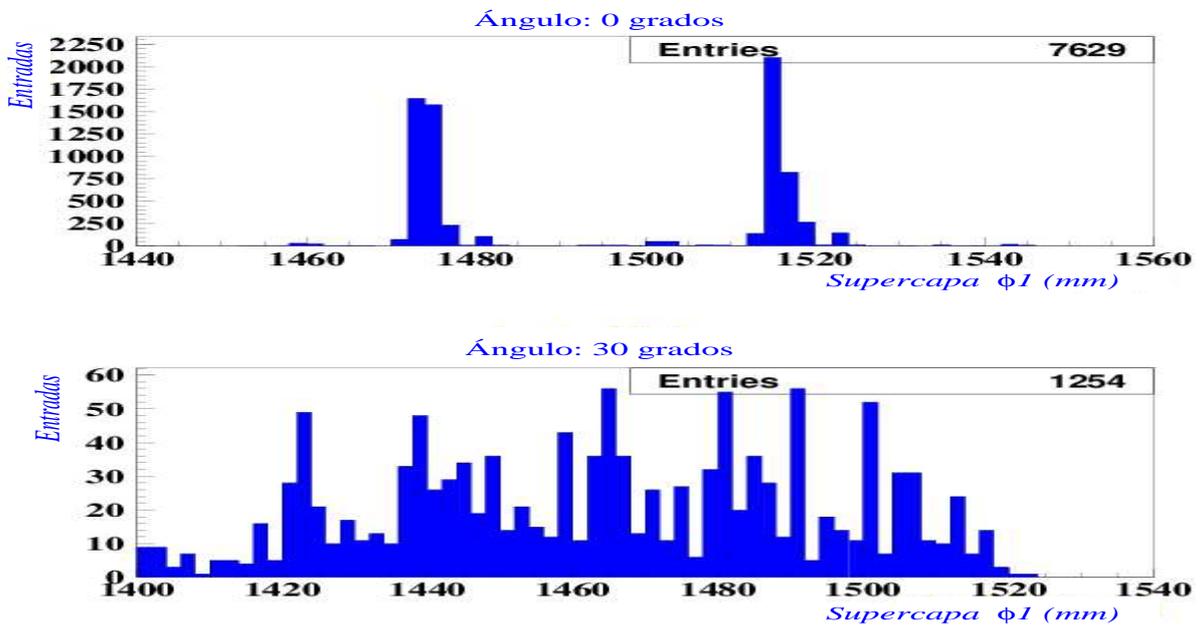


Figura 6.32: Posición de cruce del muón en la supercapa ϕ_1 cuando el sistema de *trigger* ha encontrado un falso nuevo muón en el ciclo siguiente. La figura superior corresponde a incidencia perpendicular y la figura inferior para 30° .

cual el segundo es un fantasma del primero. La tabla 6.18 muestra la fracción de estos eventos, que es muy baja.

Al igual que en el caso anterior, buscamos de nuevo correlaciones entre la posición del muón y la probabilidad de encontrar un fantasma. Podemos ver el resultado en la figura 6.33. En este caso se ve una estructura clara para ambos ángulos de incidencia, correspondiendo los picos a muones que cruzan la cámara por los bordes de las celdas de deriva, y que provocan una duplicación de *triggers* debido al solapamiento de los BTIs, como ya se ha explicado en la sección 4.3.

6.3.4.3. Estudio de fantasmas con di-muones

En este caso vamos a encontrar los 2 tipos de fantasma descritos anteriormente: tipo A y tipo B. Estos fantasmas son los responsables (en la mayor parte de los casos) de que, en los sucesos identificados como sucesos de di-muones una vez hechas las selecciones descritas en apartados anteriores, algunos de ellos no hayan sido identificados como di-muones por el *trigger*. Esto se debe que el segundo muón se ha perdido porque el *trigger* ha identificado un nuevo muón correspondiente al ciclo posterior al nominal ($\sim 18\%$ de los eventos de di-muones a incidencia perpendicular, lo que hace que la eficiencia de di-muones sea menor en este caso), el cual no existe debido a nuestros cortes. Por consiguiente, ese nuevo muón del ciclo posterior al nominal es un fantasma. La tabla 6.19 muestra la fracción de fantasmas de cada tipo en función del

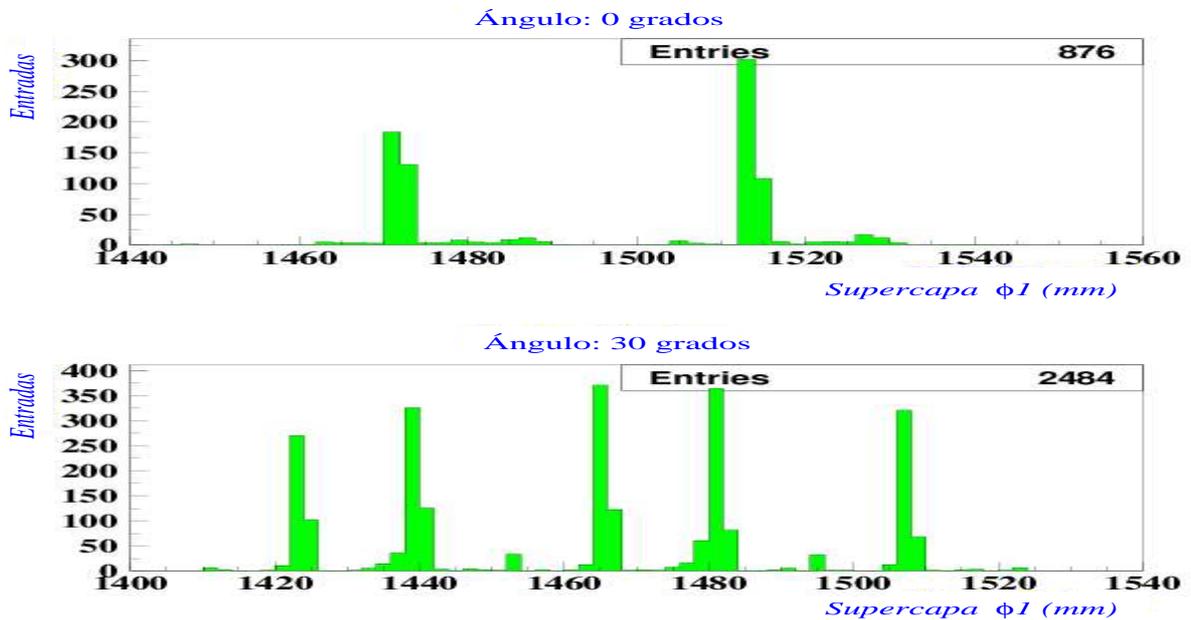


Figura 6.33: Posición de cruce del muón en la supercapa ϕ_1 cuando el sistema de *trigger* ha encontrado un falso di-muón. La figura superior corresponde a incidencia perpendicular y la figura inferior para 30° .

Ángulo (grados)	-0.32	11.35	19.11	30.90	32.62
Fantasmas tipo A	13.9	0.0	0.4	0.7	1.8
	± 2.7	± 2.3	± 0.4	± 0.5	± 1.2
Fantasmas tipo B	4.2	8.0	4.0	4.6	7.1
	± 4.2	± 3.1	± 1.2	± 1.2	± 2.4

Tabla 6.19: Fracción de eventos de di-muones con un fantasma en el ciclo posterior al nominal.

ángulo de incidencia y la figura 6.34 muestra la calidad de este nuevo muón, que es en general de baja calidad, como era de esperar por ser un fantasma.

En la figura 6.35 está representada la distancia de los 2 muones reconstruidos con los datos de la cámara frente a la distancia calculada por el *trigger* para los 2 muones que ha almacenado. En ella se puede ver claramente la diferencia expuesta con anterioridad en las posiciones para los fantasmas tipo A y los fantasmas tipo B.

6.3.5. Sumario

Los resultados obtenidos en el análisis del *trigger* local confirmaron lo que se esperaba acerca de sus prestaciones y sirvieron por tanto para validar la electrónica de *trigger*, y del TRACO

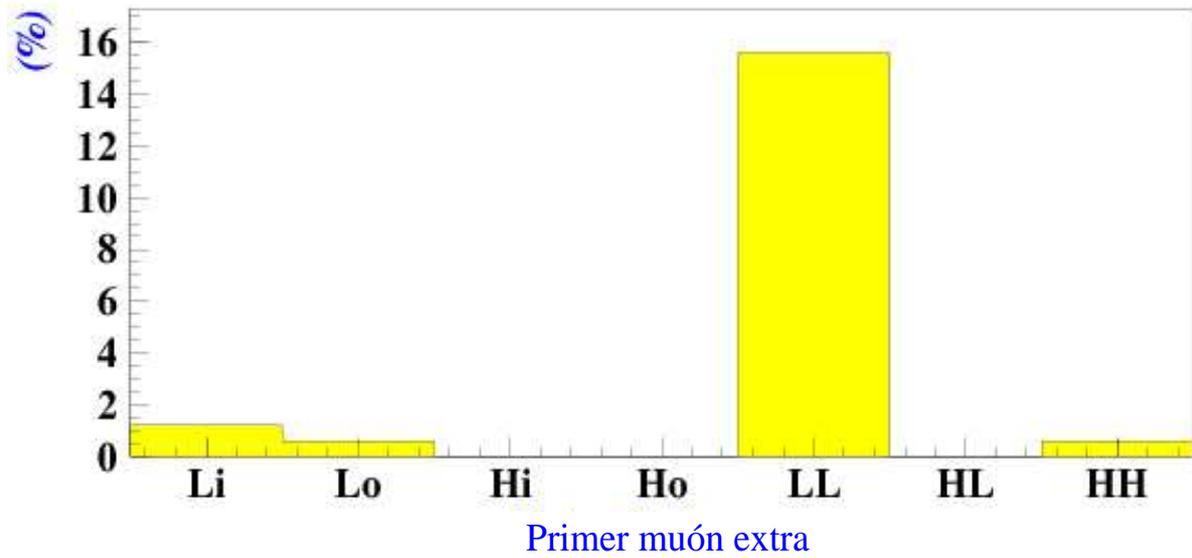


Figura 6.34: Calidad del muón encontrado por el *trigger* en el ciclo posterior al nominal, y que podemos identificar como fantasma.

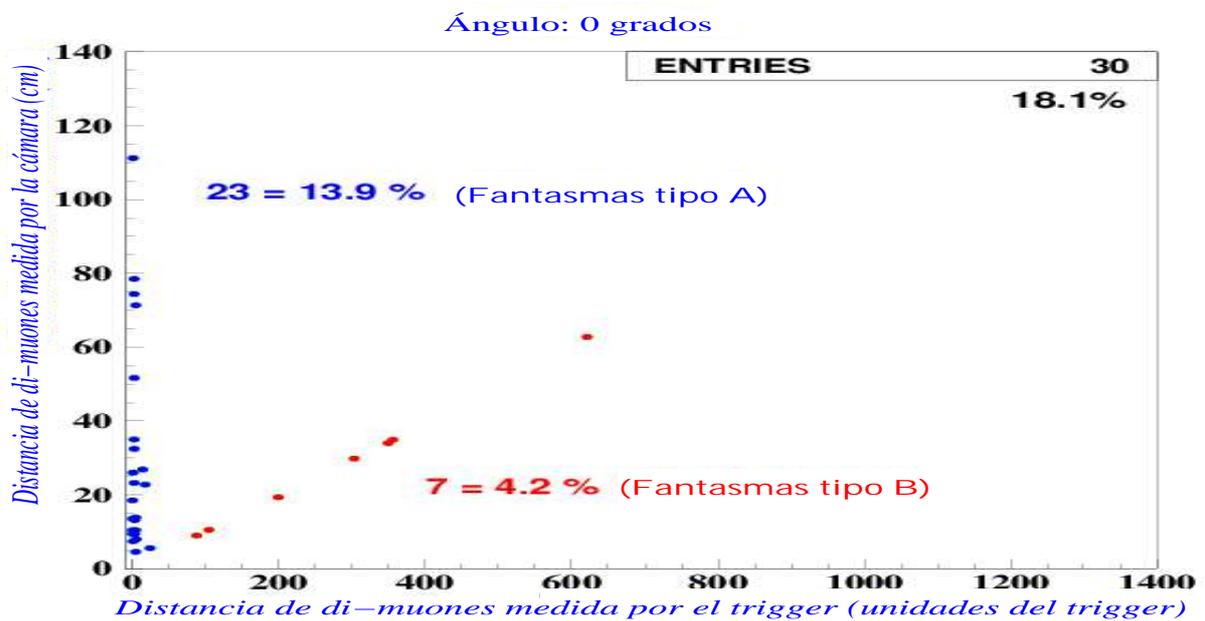


Figura 6.35: Distancia reconstruida por la cámara entre los 2 muones de la muestra de di-muones frente a la distancia almacenada por el TRACO.

en particular, el cual cumple con los requerimientos en cuanto a resolución espacial (< 0.73 mm frente al requerimiento de 1.25 mm) y resolución angular ($< 0.40^\circ$ frente al requerimiento de 0.57°), mostrando también un comportamiento muy bueno en cuanto a eficiencia para un muón (99.4% en media) y para dimuones ($> 90\%$ en general, salvo para incidencia normal y ángulos altos, casos bastante improbables en los DTs durante la toma de datos de CMS).

6.4. Prestaciones del DTTF

El DTTF acaba seleccionando los 4 mejores candidatos a traza y los envía al sistema de *trigger* global. La información que envía de cada uno es: la calidad, el momento transverso extrapolado, la carga del muón, la posición extrapolada, la pseudorrapidez y un código que indica las estaciones usadas para la extrapolación. El estudio presentado a continuación corresponde solamente al PHTF (buscador de trazas en la vista ϕ), por lo que la información de la pseudorrapidez no se pudo abstraer (sería irrelevante por la configuración de la prueba). De la misma forma, el código es irrelevante para la prueba, ya que es siempre el mismo.

El DTTF usa la información recibida de los TSs de las estaciones para buscar muones, asignándoles un momento transverso mediante la comparación con patrones predefinidos, y según las ventanas de aceptación impuestas. En el entrehierro de CMS la intensidad del campo magnético es aún lo suficientemente importante como para producir una curvatura apreciable en los muones. A mayor momento transverso tendremos una curvatura menor, y viceversa. Esta curvatura se mide según la posición de impacto en cada estación, la cual es suministrada al DTTF por los TSs. Por tanto, a menor diferencia en la posición medida por los TSs de distintas estaciones, mayor será el momento transverso, y al revés, a mayor diferencia en las posiciones de impacto en las estaciones, menor momento transverso.

Dado que las pruebas se realizaron en ausencia de campo magnético, para simular esta situación se situaron las 2 cámaras perpendiculares al haz de muones incidente, en la posición nominal equivalente a su posición en CMS, y se hicieron movimientos laterales de éstas para simular desplazamientos en los puntos de impacto en ambas estaciones. En la figura 6.36 podemos ver lo que obtenemos al dibujar la diferencia en posición proporcionada por los TSs de ambas cámaras frente al momento extrapolado por el muón. Se puede observar la tendencia esperada.

En la figura 6.37 se ha representado el número de eventos extrapolados por el TS de la cámara MB1, por el TS de la cámara MB3, por ambos a la vez y por el DTTF. La prueba de haz fue configurada de tal forma que el haz estructurado de 25 ns llegaba en el ciclo de tiempo 24. Vemos que en ese caso particular es donde más extrapolaciones realizan los dispositivos, como es de esperar, y el DTTF extrapola la mayor parte de los muones detectados por los TSs. En cambio, en el resto de ciclos temporales el DTTF suprime mucha parte del fondo, especialmente en los ciclos de tiempo alrededor de la 24, que es donde se espera un mayor porcentaje de *triggers* fantasmas, luego sus prestaciones son buenas en este particular.

La **eficiencia de detección** del DTTF la definimos como el porcentaje de trazas que el

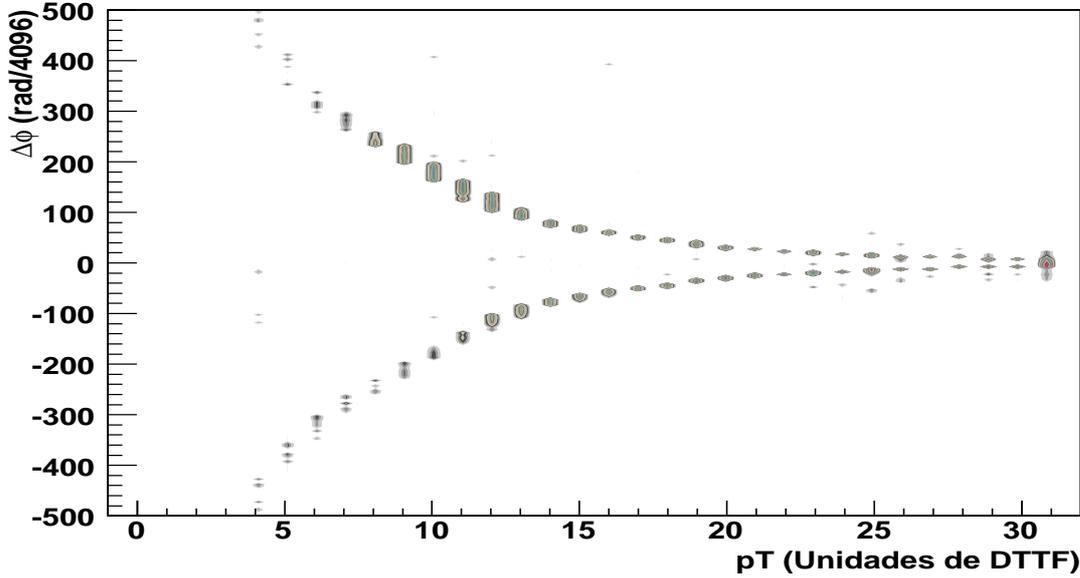


Figura 6.36: Diferencia en las posiciones medidas por los TSs y el momento transverso extrapolado por el DTTF. Se ve la tendencia de tener un momento transverso extrapolado menor al tener una diferencia en la posición radial extrapolada mayor.

DTTF extrapola del total de trazas extrapoladas por los TSs en el ciclo de tiempo 24. Para medirla elegimos trazas buenas, seleccionando las que tengan 4 señales en cada una de las supercapas ϕ de las 2 cámaras, y un $\chi^2 < 2 \text{ mm}^2$. Representamos el número de trazas extrapoladas por el DTTF en función de las calidades halladas por los TSs (figura 6.38). Vemos que la mayoría de las trazas seleccionadas tienen calidad HH-HH, y que el DTTF las extrapola sin problemas.

La *eficiencia global* hallada es de $94.9 \pm 0.1 \%$, que resulta superior a la requerida para el *trigger* de muones (94% [30]), lo cual sirve para certificar el dispositivo. Si separamos la muestra en las trazas HH+HH por un lado (la mayoría) y el resto por otro, obtenemos las eficiencias parciales siguientes: para HH+HH (79.9% de las trazas), la eficiencia es de $99.5 \pm 0.1 \%$; para el resto de trazas es de un $76.6 \pm 0.1 \%$.

Para estudiar la eficiencia más en detalle, calculamos la eficiencia del DTTF en función de las calidades de los TSs. El resultado es la tabla 6.20, donde se puede ver que en los casos en que la estadística es suficientemente grande (tabla 6.21), la eficiencia del DTTF es muy alta.

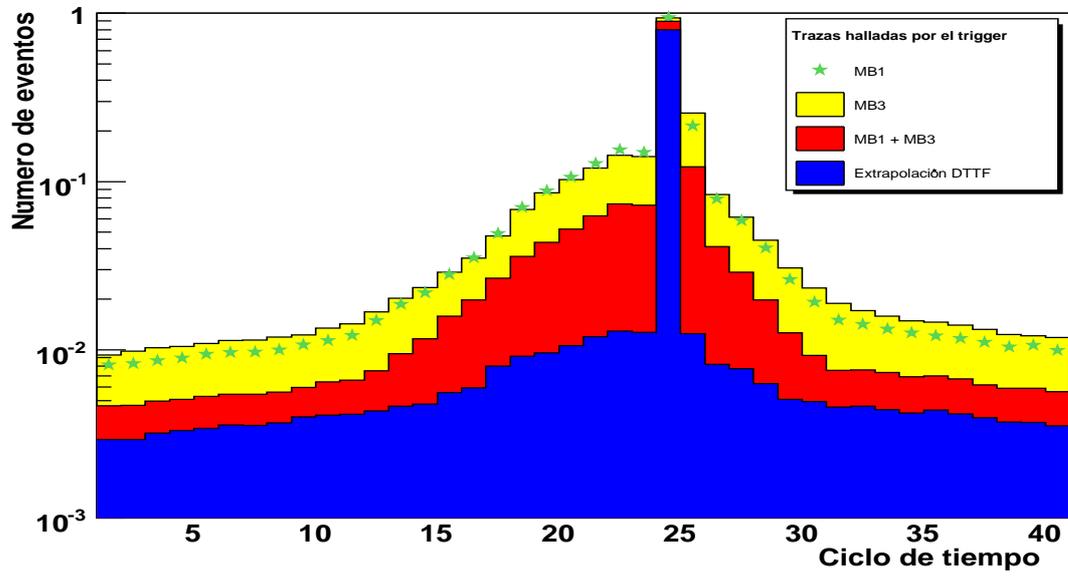


Figura 6.37: Número de trazas extrapoladas por los dispositivos de *trigger* normalizadas al número total de trazas.

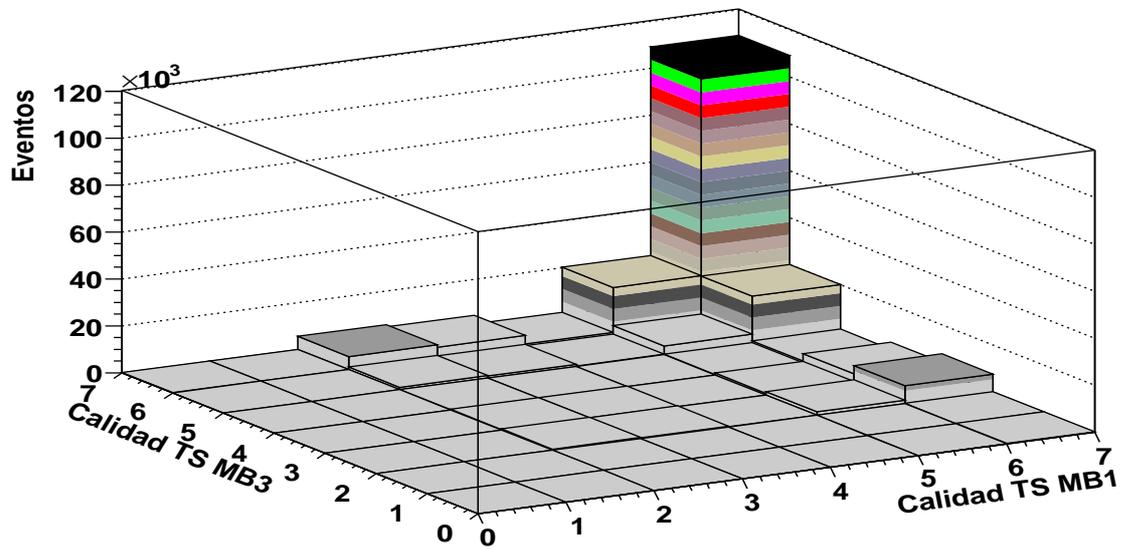


Figura 6.38: Número de trazas extrapoladas por el DTF en función de la calidad asignada a éstas por los TSs de cada cámara.

MB3 / MB1	HH	HL	LL	H _o	H _i	L _o	L _i
HH	99.5±0.1	98.9±0.1	95.1±0.1	93.3±0.1	91.6±0.1	80±2	81.1±0.4
HL	97.6±0.1	97.9±0.1	96.6±0.1	84.9±0.1	85.8±0.1	100±0	67±4
LL	91.2±0.1	97.4±0.1	100±0	80±3	71±2	0±0	0±0
H _o	89.4±0.1	81.8±0.2	60±5	90.0±0.7	70.4±0.4	0±0	0±0
H _i	63.8±0.1	64.7±0.1	33±2	53.7±0.6	51.6±0.3	60±5	75±5
L _o	27.3±0.6	0±0	0±0	100±0	0±0	66.7±7	0±0
L _i	33.3±0.7	10±1	0±0	33±7	0±0	0±0	0±0

Tabla 6.20: Eficiencia de detección del DTF en función de las calidades de los TSs.

MB3 / MB1	HH	HL	LL	H _o	H _i	L _o	L _i
HH	89787	4527	102	952	2506	10	37
HL	4350	379	29	73	176	1	6
LL	102	39	6	5	14	0	2
H _o	1258	88	5	21	54	2	1
H _i	2310	198	12	41	97	5	4
L _o	33	1	0	1	1	3	4
L _i	36	10	1	3	4	1	3

Tabla 6.21: Número de eventos para cada uno de los casos de la tabla 6.20.

6.5. Estudio de la sincronización

6.5.1. Introducción

Un problema importante a resolver por el *trigger* de un detector en el LHC es su sincronización con el reloj de la máquina. Se requiere sincronización para reconstruir el mismo evento en diferentes partes del detector. Tenemos 2 fuentes principales de diferencia entre el reloj del LHC y el reloj de muestreo del *trigger*: el tiempo de vuelo del muón (varía desde los 12 ns de la estación MB1 a los 30 ns de la estación MB4) y los retardos debidos a la distribución de la señal y el reloj (la señal se distribuye con cables muy largos de diversas longitudes). La frecuencia del LHC (40 MHz) es tan alta que diferentes estaciones pueden estar procesando al mismo tiempo eventos que pertenecen a cruces de haces distintos debido a estos retardos.

La herramienta que tenemos para realizar la sincronización es el Trigger and Timing Control system (TTC) [65], que realiza la distribución del reloj de la máquina. El TTC proporciona el número de cruce de haces medido desde un origen de tiempos llamado BC0. El procedimiento de sincronización asume que dentro de cada estación la señal del TTC llega al mismo tiempo a todas las tarjetas de *trigger*, lo que se consigue usando cables de la longitud adecuada. Así, cada estación es un todo síncrono, equipado con un Trigger Timing and Control Receiver (TTCrx).

En los detectores del barril de CMS, el algoritmo de asignación de cruce de haces realizado

por los BTIs, depende de la velocidad de deriva con la que se configuren y de los tiempos de muestreo de la señal, que si son erróneos pueden causar grandes errores en los cálculos de los BTIs debido a que estos se hacen con una frecuencia de 80 MHz, es decir, cada 12.5 ns. Por tanto hay que ajustar el reloj de muestreo para maximizar la eficiencia. Para ello se usa un retardo programable entre 0 y 25 ns en pasos de 150 ps que provee el TTCrx.

La sincronización del *trigger* se debe hacer en varios pasos:

- *Primero* se optimiza la eficiencia de identificación de cruce de haces del *trigger* ajustando el retardo que provee el TTCrx.
- *En segundo lugar* se alinean, usando retardos en pasos de 25 ns, el número del cruce de haces de distintas estaciones para asegurar la simultaneidad de los *triggers* originados por el mismo muón en cualquier nivel de la cadena de *trigger*.
- *Finalmente* se necesita una sincronización absoluta para definir el tiempo absoluto con respecto a la señal de BC0.

El análisis que tratamos a continuación trata con el primer paso: la sincronización del reloj de muestreo.

6.5.2. Sincronización del reloj de muestreo

El muestreo de la señal de las cámaras de deriva lo hace el BTI, por lo que es el dispositivo que requiere una sincronización fina.

Sabemos (sección 4.2) que el BTI da un *trigger* si alinea 3 señales (*trigger* de baja calidad) o 4 señales (*trigger* de alta calidad) de una supercapa. Después, esta información es usada por el TRACO para intentar correlacionar los *triggers* en las 2 supercapas ϕ de una cámara, dando unas calidades HH, HL, LL (correlacionadas), o H_o , H_i , L_o , L_i (no correlacionadas). Una mala sincronización hace que aumente el número de *triggers* de baja calidad, ya que el BTI no puede encontrar alineamientos precisos entre señales. Otro efecto es la reducción de los *triggers* correlacionados ya que los parámetros de traza no se miden correctamente.

También hay que tener en cuenta que una sola cámara proporciona una gran cantidad de *triggers* fantasmas de baja calidad, y por tanto debemos usar la configuración de *trigger* que nos proporcione un espectro más limpio, aunque esto suponga una disminución ligera de la eficiencia. Una vez hecho esto, el *trigger* debe ser configurado de forma que se maximice la eficiencia.

Si dibujamos el porcentaje de *triggers* HH sobre el total frente al retardo (figura 6.39), observamos la tendencia esperada: el porcentaje de *triggers* baja cuando el retardo es malo, y tiene un mínimo en el peor retardo. También se observa que variaciones de ± 4 ns en la sincronización apenas afectan a la calidad del *trigger* alrededor del punto de eficiencia máxima.

Podemos observar que la precisión requerida no es muy alta. Una medida de la razón del número de HH o de HH + HL sobre el total cuando variamos el retardo podría ser el método

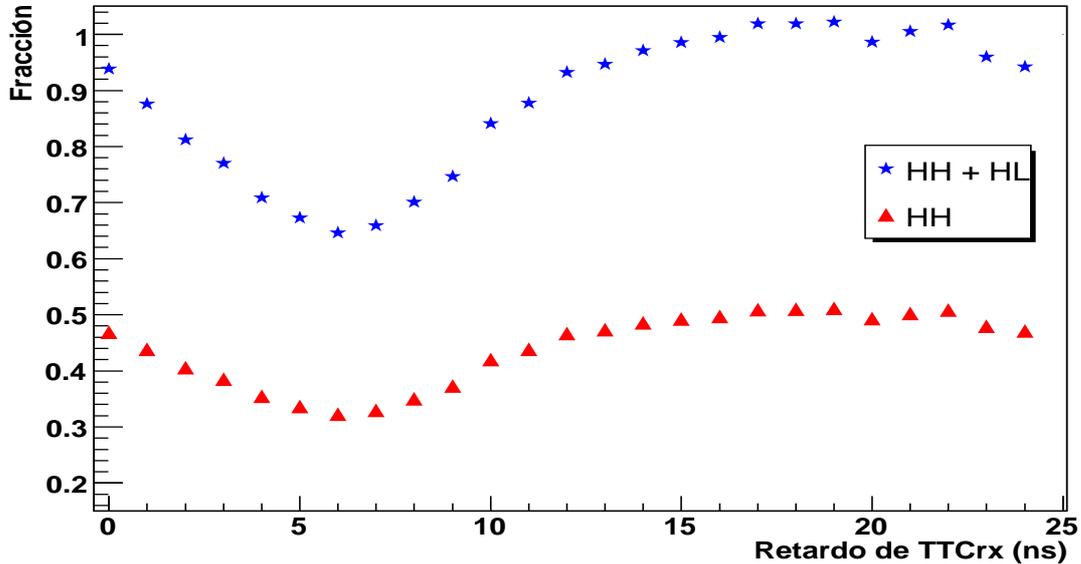


Figura 6.39: Porcentaje de *triggers* en función del retardo del TTCrx. Estos valores se han hallado para la cámara MB3 a un ángulo de incidencia del haz de -19.5°

que buscamos.

Pero hay algunos problemas que debemos tener en cuenta, como por ejemplo que la eficiencia depende también de la velocidad de deriva con la que se configuran los BTIs, y esta velocidad de deriva puede variar de estación a estación o incluso dentro de esta misma estación debido a las condiciones locales del campo magnético. Además hay una dependencia no despreciable de la velocidad de deriva con el ángulo de incidencia. La elección final deberá ser una media para diferentes velocidades de deriva y ángulos de incidencia determinados cámara a cámara.

Otro problema es que mientras estemos barriendo en fase, la luminosidad puede variar mucho, alterando el resultado del procedimiento.

Por tanto, el algoritmo que se use para buscar el mejor desfase debe ser independiente de la luminosidad, pero también debe estar estrechamente relacionado con la eficiencia.

6.5.3. Algoritmos para la sincronización

Como ya se ha comentado, durante la prueba de haz se tomaron datos de 2 formas: con un *trigger* externo (plásticos centelleadores), que señalaba cuándo había pasado un muón; y en configuración de *autottrigger*, donde el *trigger* era generado por el *trigger* local de alguna de las cámaras. Durante la sincronización en LHC solamente tendremos datos de *autottrigger*, ya que no tendremos ningún *trigger* externo.

Los datos que vamos a usar para hallar el mejor retardo son la calidad del *trigger* y los tiempos de deriva medidos. Ambos datos están disponibles en los *runes* con *trigger* externo, pero no así en los de *autotrigger*, debido al prototipo de *Sector Collector* que se usó en la toma de datos. En este último caso solamente tenemos los tiempos de deriva.

El indicador que usamos en el caso de la *calidad* es la razón de *triggers* de tipo HL a *triggers* de tipo HH [57] (*runes* con *trigger* externo), ya que la alineación de 4 señales en una supercapa será más difícil cuando el retardo sea malo. Este indicador es independiente de la luminosidad y tiene un máximo para el peor retardo (figura 6.40). Una vez identificado el peor retardo, un desplazamiento de 12.5 ns hacia arriba o hacia abajo nos dará el mejor retardo, teniendo en cuenta que el retardo debe tener un valor entre 0 y 24 ns. Este indicador está estrechamente relacionado con la eficiencia.

Si usamos los *tiempos de deriva* (*runes* con *autotrigger*), vamos a utilizar la siguiente cantidad:

$$MT_0 = \frac{(T_1 + 2T_2 + T_3)}{2} = \frac{(t_1 + 2t_2 + t_3)}{2} + 2t_0 \quad (6.9)$$

que es la suma del *meantimer* y 2 veces el t_0 . Esta es la definición para las capas 1, 2 y 3 (MT_{01}), pero tenemos una definición similar para las capas 2, 3 y 4 (MT_{02}). El t_0 no es necesario calcularlo con precisión ya que no se requiere ajustar ninguna traza. Esta cantidad depende de la fase del reloj de muestreo, y si éste no está sincronizado, los tiempos estarán repartidos entre 2 ciclos consecutivos, con diferencias en el t_0 de 25 ns, y por tanto veremos 2 picos en la distribución separados por 50 ns. Esto es debido a que el tiempo de TDC se determina por un contador de cruce de haces (en cuentas de 25 ns) y por un contador fino que interpola entre cruces de haces consecutivos. Por tanto, si hay una mala sincronización una parte de los eventos serán asignados al cruce de haces adyacente al correcto, haciendo que el tiempo de TDC tenga un salto de 25 ns. En la figura 6.41 se muestra la distribución para varios retardos, y en ella se puede apreciar este efecto.

El indicador que nos va a valorar la bondad de los retardos es el R.M.S. de la distribución MT_0 [57]. Elegimos uno de los 2 posibles MT_0 , y hacemos una selección de datos para poder tener resultados estables. Primero, elegimos un intervalo centrado en el máximo de la distribución de ± 100 ns para evitar que el ruido, que puede dar una contribución constante a lo largo de todo el espectro, pese mucho en el cálculo del R.M.S. En segundo lugar, para evitar en lo posible la contribución de los rayos δ , nos restringimos a trazas de 4 señales para poder comparar MT_{01} y MT_{02} , poniendo un corte de 3σ en el valor absoluto de la diferencia de ambos (para $\sigma = 5.7$ ns, que es aproximadamente la resolución de MT_0).

En la figura 6.40 se puede ver la distribución del R.M.S. de MT_0 normalizada, de forma que se pueda comparar con el método de la razón de HL y HH. Vemos que presenta un máximo en el peor retardo, y que éste es compatible con el peor retardo del otro método, y a su vez ambos son compatibles con los resultados de la figura 6.39.

Para hacer el método más rápido y automático, la forma más sencilla es hacer una suma

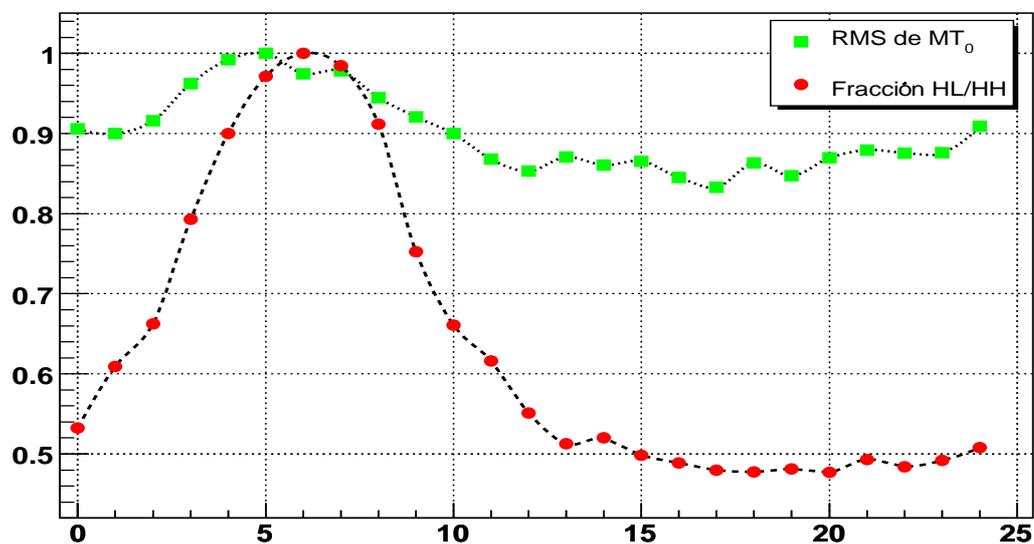


Figura 6.40: Representación de los resultados para los métodos de HL/HH y R.M.S. para el caso de la cámara MB3 a un ángulo de incidencia de -19.5°

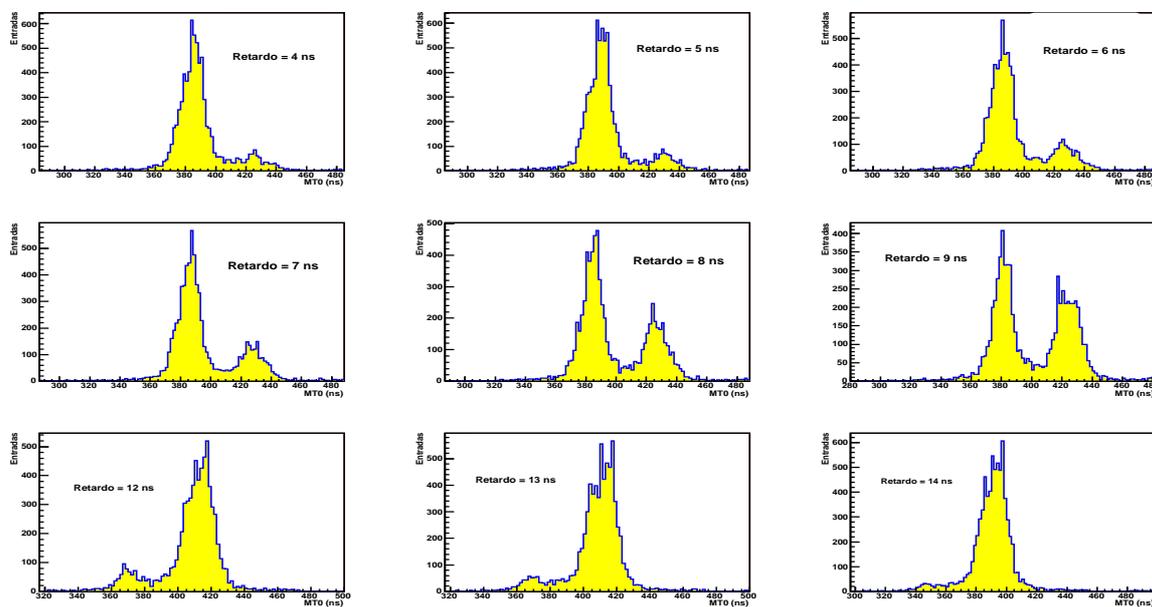


Figura 6.41: Distribución de MT_0 para diversos retardos.

pesada alrededor del máximo. El mejor retardo vendría entonces determinado por:

$$mejor\ retardo = \frac{\sum(método \times retardo)}{\sum método} \pm 12.5ns \quad (6.10)$$

Método	Paso (ns)	Puntos alrededor del máximo	Peor retardo (ns)
HL/HH	1	± 1	5.51
		± 2	5.53
		± 3	5.57
	2	± 1	5.14
		± 2	5.23
	3	± 1	5.29
R.M.S.	1	± 1	4.51
		± 2	4.50
		± 3	4.53
	2	± 1	4.99
		± 2	4.99
	3	± 1	5.04

Tabla 6.22: Peor retardo hallado haciendo la suma pesada alrededor del máximo para el método del R.M.S. y de la razón de HL/HH para diversos intervalos de puntos alrededor del máximo, y con diferentes pasos entre puntos.

pudiendo ser *método* los valores del R.M.S. del MT_0 o la fracción HL/HH, según lo que estemos estudiando. Los resultados se exponen en la tabla 6.22 para ambos métodos, donde se han cogido varios intervalos de puntos alrededor del máximo en pasos de ± 1 ns, ± 2 ns y ± 3 ns. Si hallamos la media y la dispersión de ambos métodos (5.38 ± 0.18 para HL/HH y 4.76 ± 0.27 para R.M.S.) vemos que los resultados son compatibles en bastante menos de medio ns, lo cual está muy por encima de la precisión que hemos visto anteriormente que se requiere (± 4 ns). La mayor diferencia se tiene cuando cogemos pasos de 1 ns entre los intervalos. Este se debe, como se puede apreciar en la figura 6.40, a que hay un punto adyacente al máximo que por alguna razón no sigue la distribución general de R.M.S.

Capítulo 7

Test del Imán y Desafío Cósmico

Durante el verano y otoño de 2006 se llevó a cabo en CMS el denominado *Magnet Test Cosmic Challenge* (MTCC), que consistió en una prueba conjunta del imán superconductor y diversas partes de los subdetectores de CMS hecha en superficie en el punto 5 del LHC, donde se montan partes del detector antes de bajarlas al pozo. Los objetivos principales de estas pruebas eran probar por primera vez el imán solenoidal y hacer un mapa del campo magnético, testar el alineamiento y operar los distintos subdetectores de CMS conjuntamente. Durante la prueba se usaron sistemas y dispositivos finales o quasi-finales: electrónica de lectura y *trigger*, sistemas de Adquisición de Datos (DAQ), software oficial de CMS (CMSSW [66]), sistema de alineamiento, sistemas de inserción, etc, con lo cuál, la prueba en conjunto sirvió para estimar el estado de preparación de CMS de cara a los meses previos a la puesta en marcha del LHC y a las primeras tomas de datos. Como objetivos concretos estaban los siguientes:

- *Pruebas mecánicas*: transporte, desplazamiento e inserción de HCAL, ECAL y Tracker con la maquinaria y herramientas definitivas; ensayo de colocación y medición de MABs y de los dispositivos LINK (dispositivos de alineamiento [30]); comisionado del *monitoring* de las posiciones de unos elementos respecto de otros; medición de las tolerancias de cerrado y su reproducibilidad.
- *Pruebas del imán*: comisionado de los sistemas criogénicos, eléctricos y de control; hacer un mapa el campo magnético en la región del Tracker con una precisión de 40 G; medir el campo magnético en el entrehierro; medir el campo de borde en las torres y en la periferia; chequear los efectos de descargas rápidas y lentas del imán en los detectores y los suministros eléctricos.
- *Pruebas comunes de los subdetectores*: comisionado de los distintos sectores con la electrónica final; establecer la toma de datos con el Sistema de Adquisición de Datos (DAQ) local de cada subdetector; integrar los DAQ locales en el DAQ central de todo el experimento CMS; chequear los niveles de ruido con el entrehierro abierto y cerrado, con el imán encendido y apagado y con los otros detectores encendidos y apagados; integración con el Sistema de Control de Detectores (DCS) central y con el *trigger*; testar los procedimientos de calibración y sincronización; poner a prueba el software de reconstrucción y visualización, del que podemos ver una imagen en la figura 7.1; probar el *monitoring* de calidad de

datos; etc.

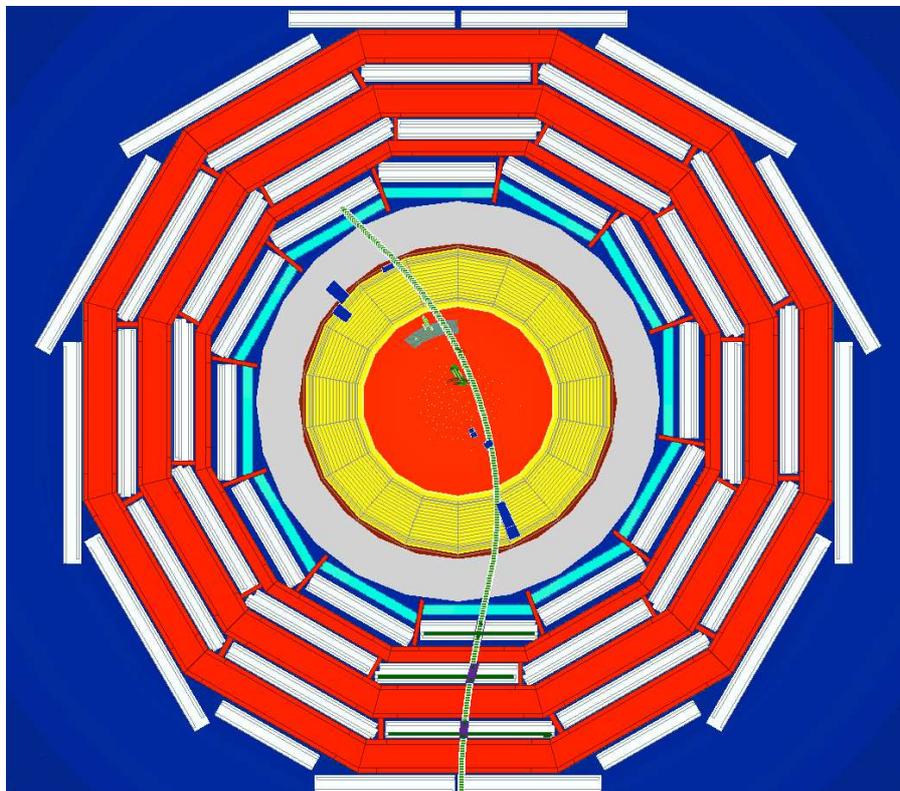


Figura 7.1: Evento representado con el programa de visualización de CMS (IGUANA [67]). En la figura podemos ver un suceso de un muón curvado por el campo magnético que ha dejado señal en las estaciones de DTs del sector 10, el HCAL, el ECAL y el Tracker.

El MTCC tuvo 2 fases. Durante la primera fase se tuvo al menos una porción de cada parte del detector final, y las prioridades, además del test del imán, eran la toma de datos combinada de todos los subdetectores y el alineamiento. Se tomaron millones de datos con muones cósmicos sin campo magnético y con diversos valores del campo magnético entre 0 y 4 T.

En la segunda fase del MTCC no se disponía de las porciones de ECAL y Tracker, ya que éstas se extrajeron al finalizar la primera fase. En esta segunda fase las prioridades fueron hacer el mapa del campo magnético, la sincronización y el estudio del efecto del campo magnético sobre las prestaciones de los detectores de muones.

En la figura 7.2 tenemos una representación de la intensidad del campo magnético del imán durante la segunda fase del MTCC y podemos apreciar que funcionó de una manera estable a la intensidad de diseño (4 T) durante varios días.

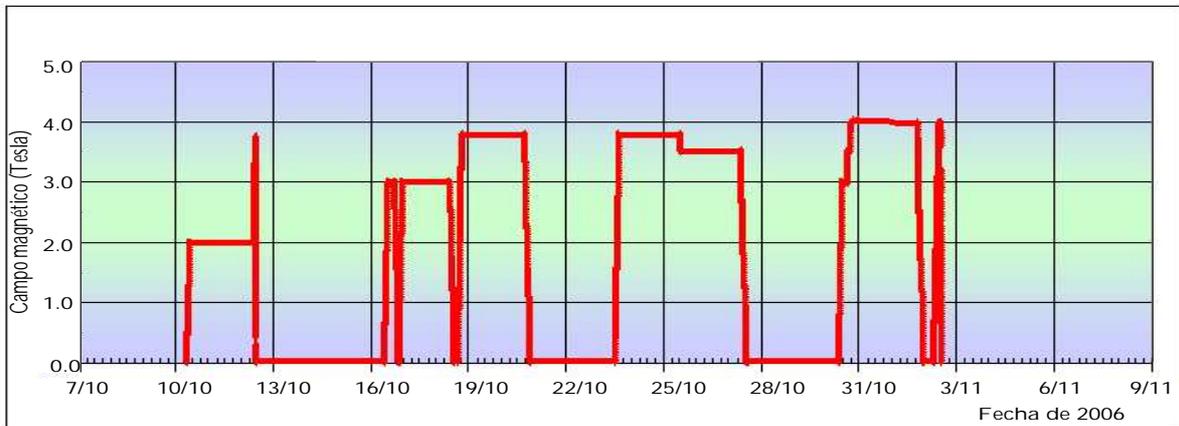


Figura 7.2: Intensidad del campo magnético del imán durante el segundo periodo del MTCC.

El dispositivo experimental del MTCC se puede ver en la figura 7.3. Se tenía una porción del Tracker (en la figura dentro de su útil de soporte), una pequeña porción del ECAL, parte del HCAL, los sectores 10 y 11 de los DTs y RPCs de la rueda +2 (cubriendo 60°) y el sector 10 de la rueda +1, y los sectores equivalentes para las CSCs y RPCs de los *end-caps*. Como ya se ha comentado, el Tracker y el ECAL solamente estuvieron presentes durante la primera fase del MTCC.

Aunque el MTCC fue una prueba que englobó a todos los subdetectores de CMS, nosotros nos centraremos en el estudio de los DTs, que son el objetivo de esta tesis.

7.1. Los DTs en el MTCC

Había 3 sectores instrumentados en los detectores de muones del barril: los sectores 10 y 11 de la rueda +2 y el sector 10 de la rueda +1. En total esto supone 14 DTs y 21 RPCs, esto es, un 5% de los detectores de muones del barril de CMS. Las DTs nos proporcionan, por un lado, los tiempos de deriva y las celdas cruzadas por el muón (información recogida por los ReadOut Servers - ROS -), y por otro lado la información de *trigger*, es decir, la información de salida del TRACO (información recogida por los Sector Collectors - SC -). Las DTs instrumentadas estaban equipadas con sus sistemas finales de lectura y *trigger*, lo que supone una ROS y un SC por sector (3 en total de cada dispositivo) situados en las torres cercanas a las ruedas, junto con 3 DTF (uno por sector), un Wedge Sorter y un Barrel Sorter (ver capítulo 4) para el *trigger*

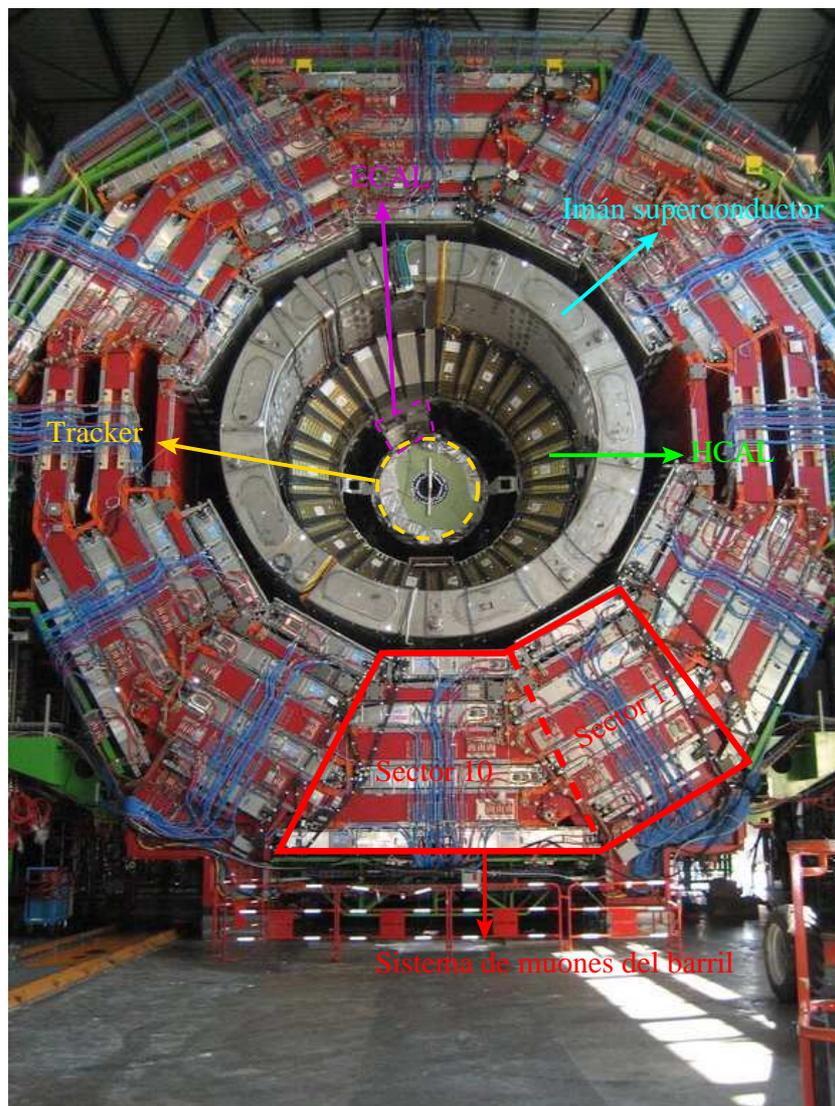


Figura 7.3: Vista frontal de la rueda +2 antes de cerrar CMS para el comienzo del MTCC. En ella están señaladas las partes de los subdetectores que formaron parte de la toma de datos, a excepción de las CSCs, que están situadas en los *end-caps*.

y una DDU [68] para los datos, todo esto situado en una sala de control anexa al recinto donde se encuentra CMS.

El *trigger* era proporcionado a todos los subsistemas por el sistema de muones (CSCs, DTs y RPCs), dando una señal de *trigger* siempre que al menos uno de los subsistemas de muones diera un *trigger*. El *trigger* local de cada estación de DTs se configuró con la configuración HHandHL (ya explicada en la sección 5.5), y se conectaron al DTTF las estaciones MB1, MB2 y MB3.

Durante la toma de datos, en especial durante la segunda fase del MTCC, la estación MB1 se desconectó en diversos periodos del DTTF para poder disponer de datos *triggereados* de una manera externa, no por la propia cámara, y así estudiar el efecto del campo magnético en dicha estación de una manera no sesgada.

7.2. Sincronización

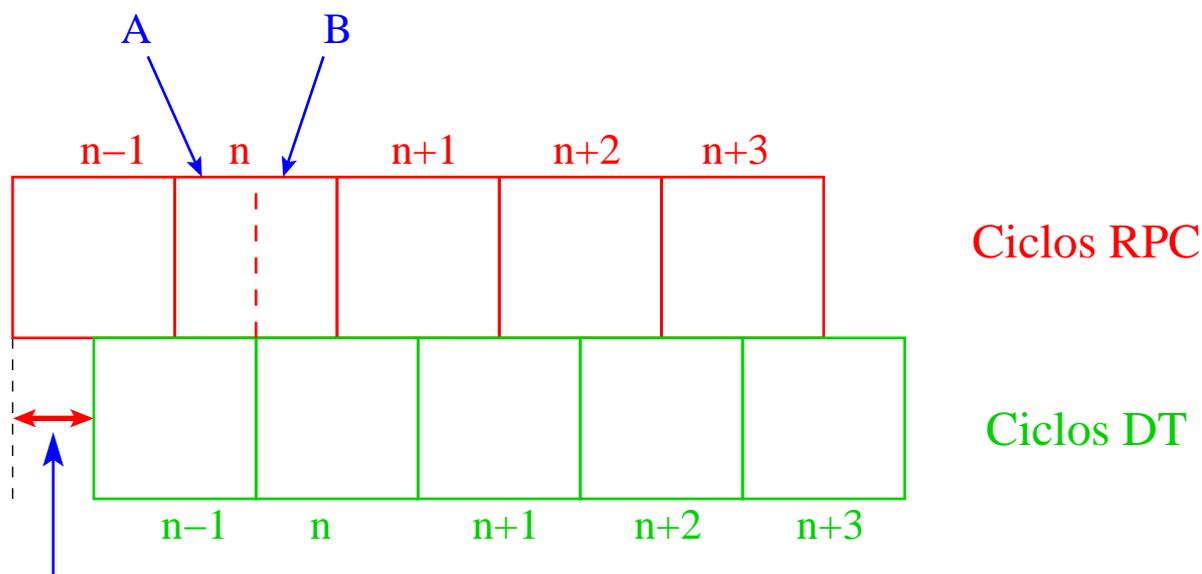
Una de las consideraciones más importantes que hubo que tener en cuenta a la hora de configurar los detectores para el MTCC es que la toma de datos iba a ser con cósmicos, lo que implica que las partículas que se detectan no son sincronas, es decir, no llegan a los detectores cada 25 ns como ocurrirá en el LHC, para lo cual están optimizados los diseños de los distintos dispositivos. Se configuró el conjunto de forma que todos los dispositivos recibían una señal de reloj al mismo tiempo, de forma análoga a como ocurrirá en el LHC, y el ciclo de tiempo en el que se había detectado la partícula lo daba el subsistema de muones que diera el *trigger*.

Por eso era de gran importancia que todos los subsistemas estuviesen sincronizados entre sí, a fin de detectar las partículas en los mismos ciclos. Esto es especialmente difícil al no tener una referencia absoluta del principio de tiempos, ya que los cósmicos pueden aparecer en cualquier punto del ciclo de tiempos. Como se puede ver en la figura 7.4 si, por ejemplo, las RPCs y las DTs no están sincronizadas, cuando el *trigger* sea dado por las primeras el tiempo registrado por las DTs será asignado a un ciclo de reloj o al siguiente dependiendo de la parte del ciclo de la RPC en la que se detecte la partícula.

La consecuencia de lo anterior es que los tiempos recogidos por el DAQ de las DTs tienen saltos de 25 ns (un ciclo de reloj). Como resultado de la falta de sincronización se hallaron distribuciones como la mostrada en la figura 7.5, donde se puede ver una estructura de 2 picos en la distribución de *meantimer* separados por 50 ns (equivalente a un salto de un ciclo de reloj de 25 ns debido a la definición de *meantimer* - ecuación 6.1 -). En la misma figura se puede observar como, una vez mejorada la sincronización, aparece solamente un pico en la distribución de *meantimer*, como cabía esperar.

Otra forma de estudiar la sincronización entre los subdetectores es usando la información del SC, que contiene la información del *trigger* de los DTs: calidad de *trigger* y ciclo de reloj donde se produce éste (para cada cámara individual). Si consideramos datos usando como *trigger* externo los DTs y las RPCs de forma independiente y miramos en cada caso cuál es el ciclo registrado en el SC tenemos la figura 7.6 donde se muestra, normalizado al número total de sucesos, la cantidad de sucesos que se tienen en cada ciclo para RPCs y para DTs cuando no están bien sincronizados y cuando se mejora la sincronización. Si los subsistemas están sincronizados entre sí la mayor parte de los sucesos caerán dentro del mismo ciclo.

Hay que señalar que la sincronización se limitó a alinear entre sí los ciclos de los distintos subdetectores, no se llegó a hacer una sincronización más fina como la descrita en la sección 6.5



Desfase entre DTs y RPCs

Figura 7.4: Esquema que muestra una posible falta de sincronización entre RPCs y DTs y sus efectos. Poniendo el ejemplo que el *trigger* lo proporcionaran las RPCs, si la señal es recibida en la zona B, corresponderá con el ciclo de tiempos de la DT, y el tiempo registrado en los TDCs será correcto; pero si la señal se recibe en la zona A, será asignado al ciclo n pero en realidad corresponde al ciclo de DT $n-1$, con lo cual habrá un desplazamiento en la medida de dichos tiempos de 25 ns.

ya que carecía de sentido debido a que los muones podían llegar en cualquier momento del ciclo, y además había que tener en cuenta el tiempo de vuelo de la partícula de una estación a otra y de un subdetector a otro, el cual dependía mucho de la trayectoria de dicha partícula (dirección, ángulo, energía, etc).

La falta de una sincronización óptima dió lugar en varios *runes* a diferencias en los tiempos que se registraban en los TDCs de los DTs. Dependiendo del sistema que daba el *trigger* el origen de tiempos era distinto, como se puede ver en la figura 7.7. Esto exigió calibraciones de T0 global independientes para cada muestra.

7.3. Efecto del campo magnético en la velocidad de deriva

Uno de los objetivos más importantes del grupo de DTs en el MTCC era el estudio del efecto del campo magnético en las prestaciones de las cámaras de deriva y, en concreto, de la velocidad de deriva de los electrones de ionización dentro de ellas. Debido a la fuerza de Lorentz la presencia de campo magnético en los DTs afecta a la velocidad de deriva tal y como se dis-

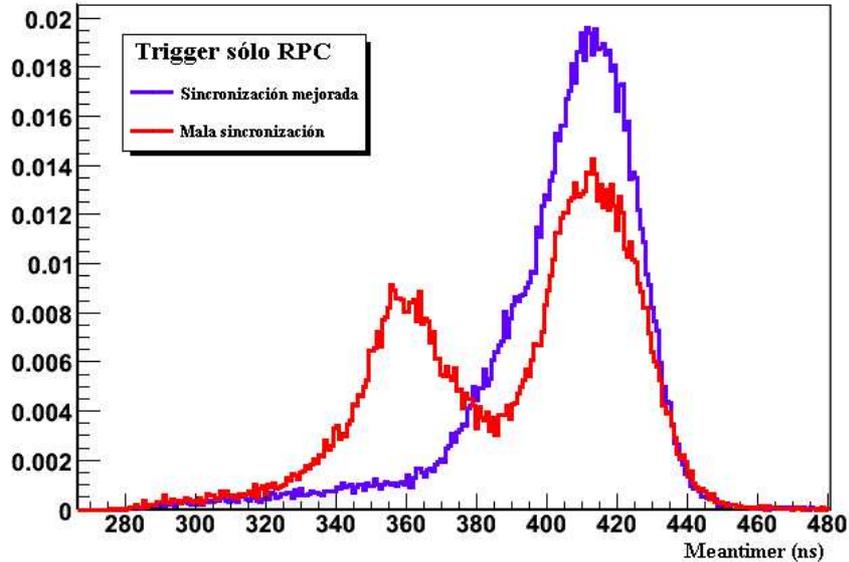


Figura 7.5: Si el *trigger* es dado por las RPCs y éstas no están bien sincronizadas con las DTs tenemos un efecto en los tiempos de las últimas, como se puede ver en la figura en la distribución de color rojo: el ciclo al que corresponden los tiempos es asignado unas veces al ciclo correspondiente de los DTs y otras veces al anterior o posterior (según sea la falta de sincronización), teniendo un salto de 50 ns (2×25) en los *meantimers*. En azul tenemos una distribución con sólo un pico que muestra que la sincronización entre RPCs y DTs se ha mejorado.

cutió en la sección 6.2. Tanto para el buen funcionamiento del *trigger* local de las DTs como para la reconstrucción posterior de las trazas con el software de CMS se necesita conocer bien la velocidad de deriva. Para el caso del *trigger* es esencial que no haya grandes variaciones en la velocidad de deriva.

Si analizamos los valores que se esperaban del campo magnético en las estaciones de DTs de CMS (figura 7.8), vemos que es en las cámaras MB1 de la rueda +2 (y -2) donde esperamos los mayores efectos, los cuales serán debidos fundamentalmente a la componente del campo magnético perpendicular al hilo que varía de una manera muy significativa a lo largo del hilo de dichas cámaras en las supercapas ϕ . El efecto del campo magnético en la velocidad de deriva ya fue estudiado en pruebas con haz [50, 69], como se puede ver en la figura 7.9, donde se ha ajustado el promedio de los valores hallados para cada valor del campo magnético a una función polinómica.

A fin de estudiar los efectos del campo magnético sobre la velocidad de deriva se han seguido los siguientes pasos: reconstruimos trazas con CMSSW usando la velocidad de deriva nominal

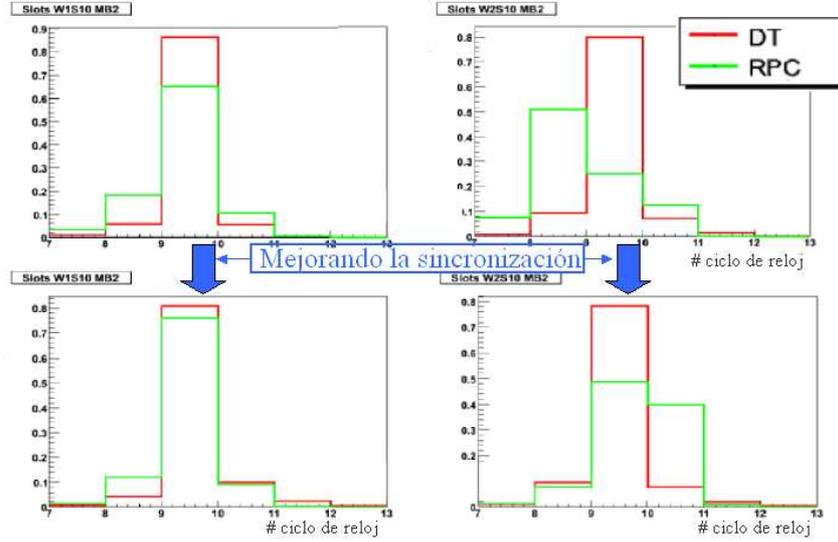


Figura 7.6: Otra forma de estudiar la sincronización es representando los ciclos de tiempo en los que los distintos subdetectores reciben los sucesos. En la figura se puede ver la diferencia para el caso en el que las RPCs y DTs están poco sincronizadas y para el caso en el que la sincronización se ha mejorado.

(54.3 $\mu\text{m}/\text{ns}$); dividimos en 5 regiones¹ equi longitudinales las supercapas ϕ a lo largo del hilo usando la información de la posición transversal que nos proporcionan las supercapas θ ; hallamos la velocidad de deriva media en cada una de esas regiones para runes a 0 y 4 T usando el método del *meantimer* tal y como ha sido descrito en la sección 6.1; por último hallamos en cada región la variación de la velocidad de deriva debida al campo magnético, la cual definimos así:

$$v_{\text{variacion}}(B_{\perp}) = \frac{v_d(B_{\perp}) - v_d(0\text{T})}{v_d(0\text{T})} \quad (7.1)$$

donde B_{\perp} es el valor del campo magnético esperado en el punto medio de la región que se considera en cada caso (figura 7.8).

En el análisis usamos *runes* tomados con distintas condiciones de *trigger* para comprobar que los resultados son independientes de éstas. En particular usaremos los 2 tipos de muestras de *trigger* más relevantes para nuestro análisis: la que llamamos *DT trigger*, en la cuál escogemos los datos que han sido *triggereados* por las DTs, independientemente de si los demás subsistemas han proporcionado señal de *trigger*; y la que llamamos *RPC trigger*, en la cuál escogemos los datos que han sido *triggereados* por las RPCs, independientemente de si los demás subsistemas

¹Se eligieron 5 regiones como compromiso entre el número suficiente de puntos para estudiar adecuadamente el efecto y la estadística disponible.

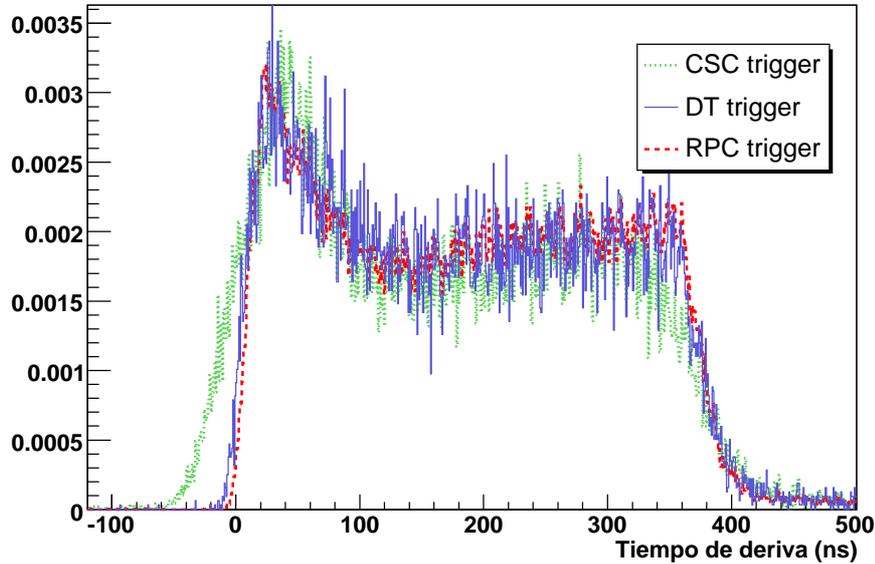


Figura 7.7: Espectros de tiempo de TDC cuando la señal de *trigger* es proporcionada por CSC, DT o RPC. Se puede apreciar la diferencia en los orígenes de tiempos y en la subida inicial del espectro, sobre todo para el caso en el que la señal de *trigger* proviene de las CSCs.

han proporcionado señal de *trigger*. De esta manera conseguimos 2 muestras no sesgadas que nos sirven para realizar el análisis. Hay que señalar que no se tiene en cuenta el *trigger* proporcionado por las CSCs ya que la aceptación geométrica de éstas proporciona solamente *triggers* relevantes en algunas zonas de las DTs, además de tener otros efectos como el tiempo de vuelo de los muones y los orígenes de tiempos, ya discutido anteriormente. Hay que señalar también que, para evitar sesgos, la cámara MB1 (donde se querían estudiar principalmente los efectos) fue excluida del *trigger* en la toma de datos de estos *runes*.

El método utilizado presenta 2 ventajas fundamentales:

- 1) Una vez comprobado que podemos tener unas calibraciones comunes para los datos tomados con y sin campo magnético, eliminamos el efecto de una posible mala calibración.
- 2) El efecto de la propagación de la señal a lo largo del hilo no necesita ser corregido ya que es común a todos los datos (en cada región) y se compensa en el cálculo.

El estudio se ha realizado para las estaciones MB1, MB2 y MB3 de los 3 sectores de DTs presentes en el MTCC (para las estaciones MB4 no se tiene la posibilidad de dividir la supercapa ϕ en varias regiones a lo largo del hilo de las celdas ya que carecemos de supercapa θ que es la que nos proporciona la información de posición transversal). Los resultados se pueden observar en la figura 7.10 donde se aprecia que, como se esperaba, las mayores variaciones las tenemos en la estación MB1 de la rueda +2. En los demás casos no tenemos variaciones apreciables y además

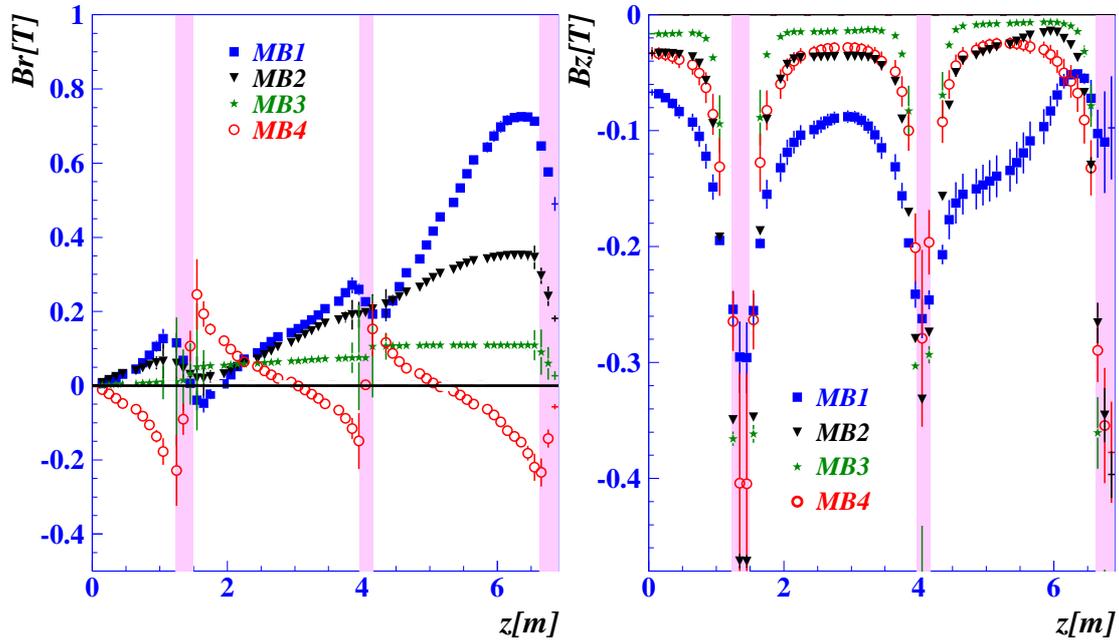


Figura 7.8: Campo magnético residual paralelo y perpendicular al hilo de las supercapas ϕ esperado en las estaciones de DTs.

observamos que, como esperábamos, los resultados para distintas configuraciones de *trigger* son compatibles entre sí. Además, la variación máxima de 3.5 % entre las diferentes partes del mismo hilo nos hace pensar que el efecto del campo magnético sobre las prestaciones del *trigger* local de las cámaras, que se basa en la misma velocidad de deriva para toda la celda, son bastante pequeños, como veremos después.

Extrapolando los valores del campo magnético y los valores de la velocidad de deriva de las figuras 7.8 y 7.9 se ha hecho una comparación de los resultados del MTCC con los datos de la prueba de haz. El resultado se puede ver en la figura 7.11, donde observamos que ambos resultados son compatibles dentro de un 0.5 %, que es el error sistemático en el cálculo que podemos estimar observando los resultados para la rueda +1 sector 10 en la figura 7.10, donde no se espera variación significativa en la velocidad de deriva (salvo quizás en el borde de la rueda) pero tenemos pequeñas fluctuaciones que llegan hasta ese valor.

Como ya hemos comentado, la variación de la velocidad de deriva debida al campo magnético tiene también efecto en el *trigger* local de las cámaras. En concreto esperamos que, debido a la disminución de la velocidad de deriva que produce el campo magnético, una parte de los *triggers* sean asignados a ciclos posteriores a los que les corresponderían. Para ver el efecto, utilizamos otra vez la división de las supercapas ϕ en 5 regiones, y representamos la diferencia del porcentaje de *triggers* que se asignan al ciclo correcto a 0 T y el porcentaje de *triggers* que se asignan al ciclo correcto a 4 T. El resultado se puede ver en la figura 7.12, donde se representa

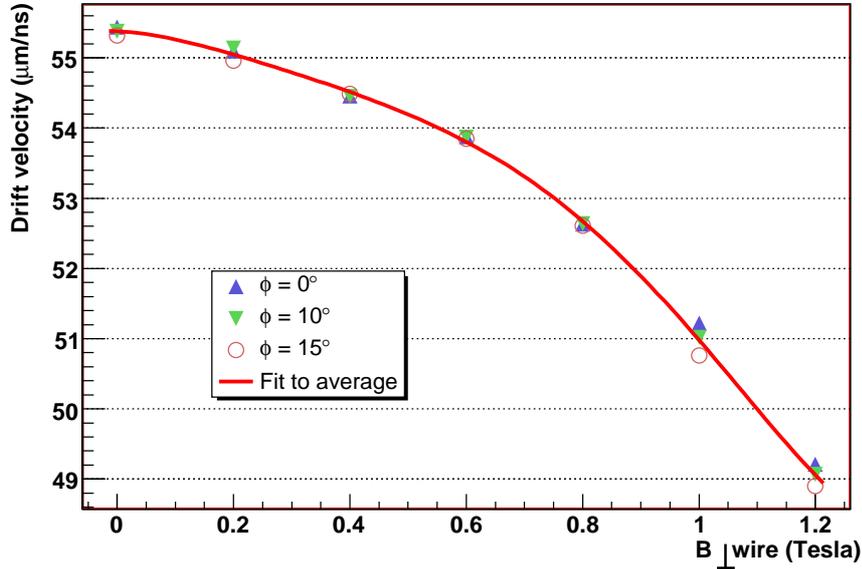


Figura 7.9: Valor de la velocidad de deriva en función del campo magnético perpendicular al hilo [69]. Se ha ajustado a una función polinómica usando el valor medio de la velocidad de deriva para cada valor del campo magnético.

dicha diferencia para las estaciones MB1, MB2 y MB3 de las ruedas +1 y +2 en función de la coordenada z de CMS. En ella podemos ver que, como se espera por el análisis anterior, la variación para las estaciones de la rueda +1 es muy pequeña, al igual que para las estaciones MB2 y MB3 de la rueda +2. La mayor variación se aprecia en la estación MB1 de la rueda +2, donde una diferencia de hasta un 10% se puede apreciar en la región donde la componente radial del campo magnético es mayor, esto es, para un valor mayor de la coordenada z . Estos resultados se pueden comparar con los obtenidos en pruebas con haces de muones [69], siendo perfectamente compatibles.

7.4. Estudio de la eficiencia de los DTs

El estudio de la eficiencia de detección por celda es bastante diferente al que presentamos en la sección 6.1. En aquel caso teníamos datos tomados con diversos ángulos de incidencia predefinidos y un *trigger* externo. En el MTCC los muones cósmicos impactaban en las cámaras con ángulos de incidencia muy variados, cuyo rango dependía de la aceptación angular de las cámaras. Para hacer este estudio nos centramos en la estación MB1, la cuál, como se ha comentado anteriormente, se quitaba de la cadena de *trigger* en determinados *runes* para poder estudiarla sin sesgos.

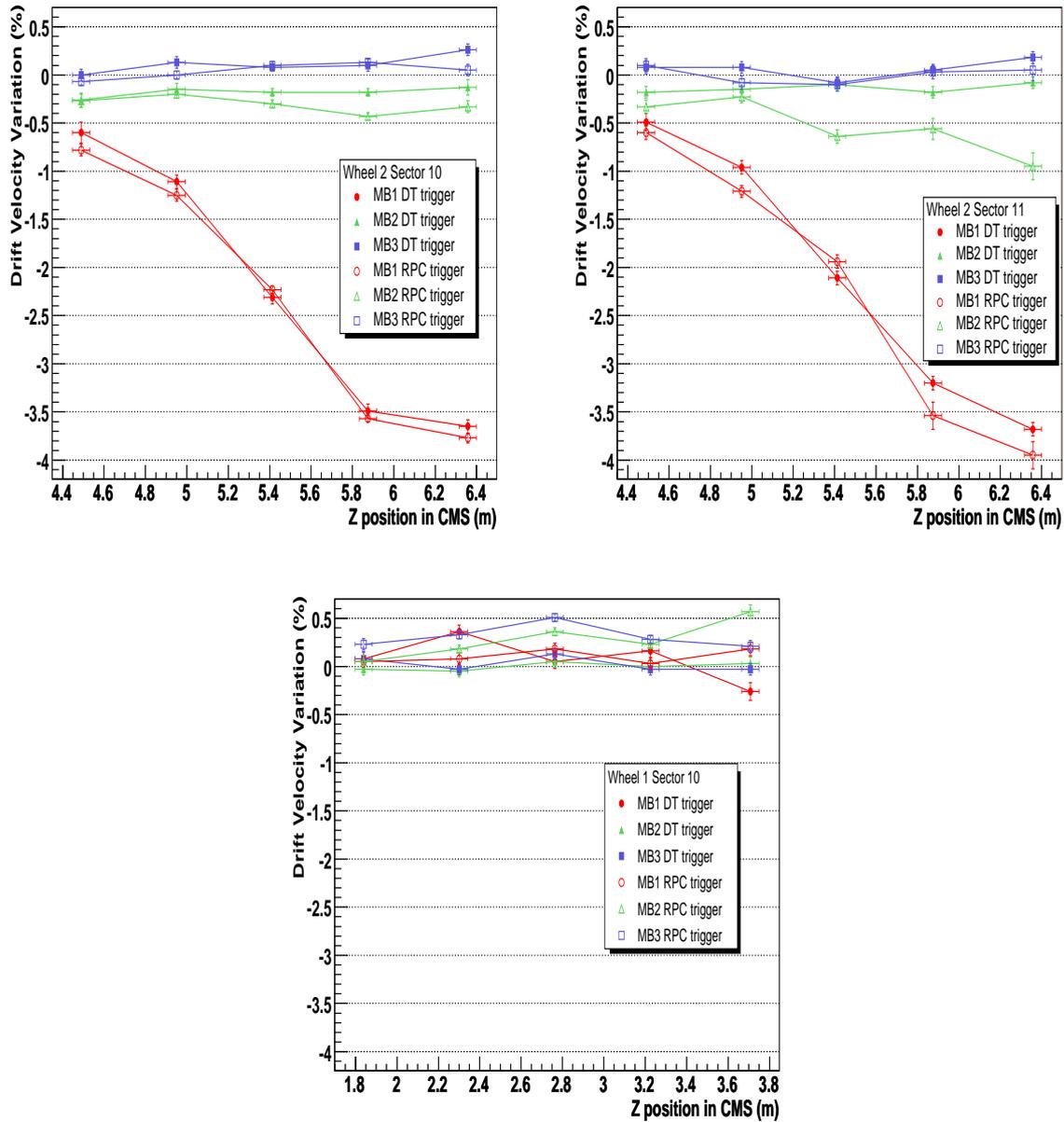


Figura 7.10: Variación de la velocidad de deriva en porcentaje para los 3 sectores de DTs activos en el MTCC.

Seguimos una metodología similar a la utilizada en la sección 6.1 aplicando diversos cortes: exigimos que haya al menos una traza reconstruida por el software en la cámara, para asegurarnos que el suceso entra dentro de la aceptación geométrica de la cámara; escogemos la mejor

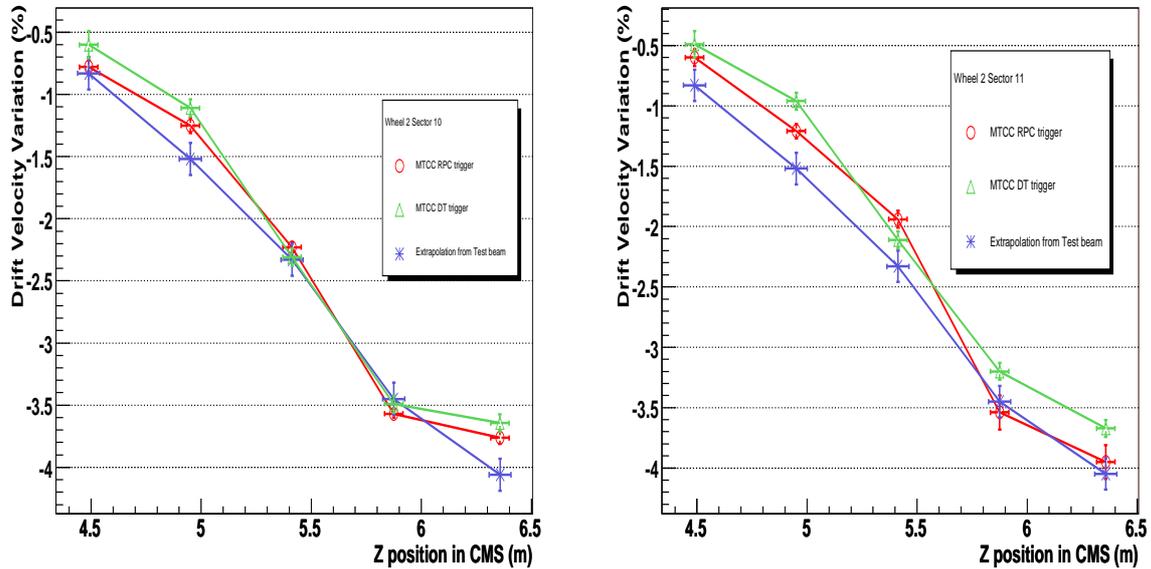


Figura 7.11: Comparación de la variación de la velocidad de deriva calculados con los extrapolados de la prueba de haz. Vemos que los resultados son compatibles dentro de un 0.5 %, que se puede atribuir a un error sistemático en nuestro análisis.

traza que el software ha reconstruido en el evento para evitar, en la medida de lo posible, trazas reconstruidas debidas a señales espurias que tendrían un efecto negativo engañoso en el cálculo de la eficiencia; exigimos que la tangente del ángulo de incidencia sea menor que 0.6 (ángulos de incidencia menores de $\sim 31^\circ$). En la figura 7.13 podemos ver la eficiencia de cada capa de las supercapas ϕ de la estación MB1 de la rueda +2 para las configuraciones de *trigger* DT trigger, RPC trigger y la combinación de ambas para 0 y 4 T. Lo primero que observamos es que la eficiencia no se ve sensiblemente afectada por el campo magnético. Lo segundo es que las eficiencias están siempre por encima del 97.2 %, lo cuál es compatible con los valores presentados en la sección 6.1 (siempre teniendo en cuenta que aquí tenemos un rango muy amplio de ángulos de incidencia juntos) aunque un poco más bajos.

En la figura 7.14 podemos ver la eficiencia en función de la posición para cada capa de las supercapas ϕ para datos sin campo magnético (para campo magnético el resultado es equivalente). Vemos que la eficiencia se mantiene constante a lo largo de las capas salvo en los bordes. Esto es debido a que, por construcción, hay determinadas celdas en los bordes que no existen y que producen una ineficiencia en el cálculo cuando una traza pasa por ellas.

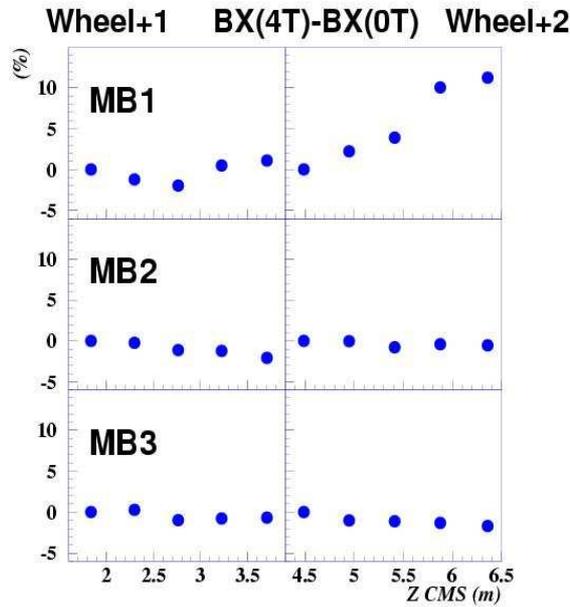


Figura 7.12: Diferencia entre el porcentaje de *triggers* en el ciclo correcto a 0 T y dicho porcentaje a 4 T para datos tomados durante el MTCC. Se puede observar que las variaciones son muy pequeñas salvo en la región cercana al borde (mayor valor de z) de la rueda +2 de la estación MB1, donde puede llegar hasta el 10%, perfectamente compatible con los resultados de la pruebas con haz [69].

7.5. Sumario del MTCC

El MTCC ha sido un hito decisivo para CMS:

- Se ha probado que el imán, parte fundamental de CMS, es capaz de funcionar de una manera estable con la intensidad de campo magnético de diseño (4 T).
- Ha permitido probar el funcionamiento conjunto de los distintos subdetectores que forman parte del experimento antes del arranque del LHC con resultados altamente satisfactorios.
- Los subdetectores han tomado suficientes datos para testar el efecto del campo magnético en su funcionamiento y en el alineamiento.
- Se ha comprobado que el sistema de *trigger* de muones funciona de una manera eficiente.
- Ha sido también una prueba de la electrónica final, demostrando estar preparada para su funcionamiento en CMS.
- Se ha ejercitado el software oficial del experimento con buenos resultados.

En resumen, el MTCC ha supuesto una prueba fundamental con resultados altamente satisfactorios de cara al gran reto que CMS tiene cuando arranque el LHC.

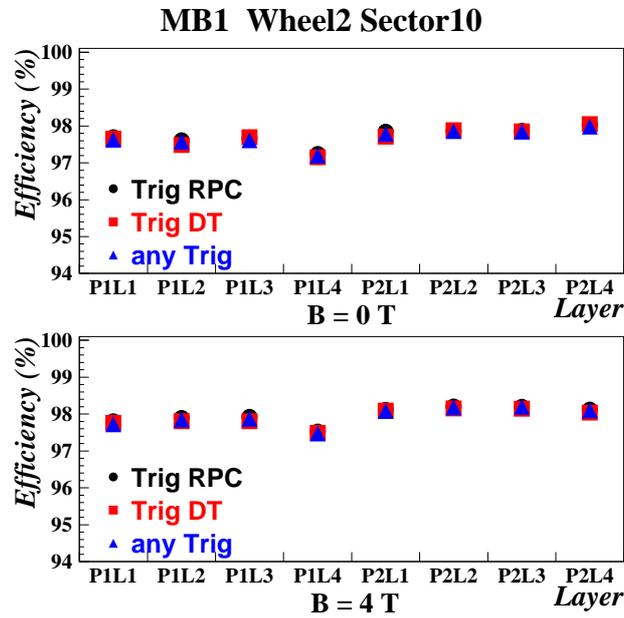


Figura 7.13: Eficiencia para cada capa de las supercapas ϕ de la estación MB1 de la rueda +2. Se muestra el resultado para DT trigger, RPC trigger y la combinación de ambos para 0 y 4 T.

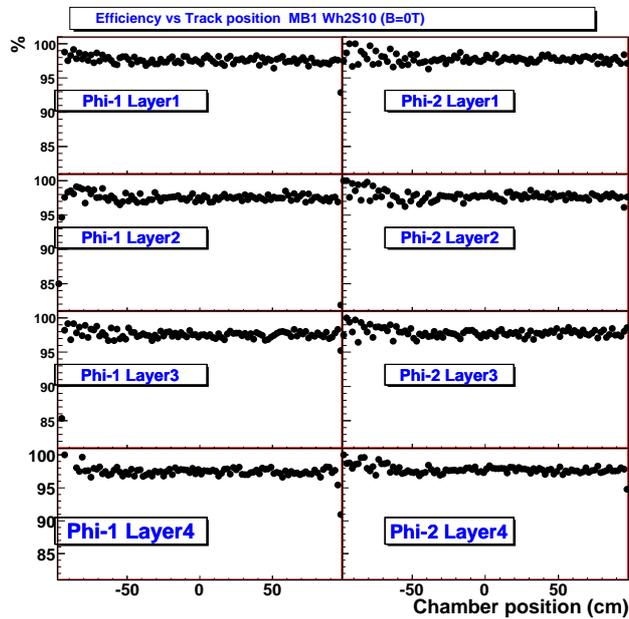


Figura 7.14: Eficiencia en función de la posición de impacto del muón para cada capa de las supercapas ϕ de la estación MB1 de la rueda +2 a 0 T.

Capítulo 8

Conclusiones

Este trabajo representa un estudio detallado de los detectores DTs, parte muy importante del espectrómetro de muones del experimento CMS del LHC. A lo largo de la memoria se han ido exponiendo diversos aspectos de estos detectores, desde sus principios de funcionamiento, su sistema de *trigger*, pasando por su construcción hasta un detallado estudio de sus prestaciones.

Cuando entré en el grupo de CMS de la División de Física de Altas Energías del CIEMAT hace 4 años, la producción de DTs ya estaba empezada. No obstante he sido uno de los responsables de las pruebas durante algo más de la mitad de la producción, hasta el final de ésta en marzo de 2005. Siguiendo unos procedimientos bien establecidos gracias a la experiencia, hemos puesto a punto las cámaras para su correcto funcionamiento asegurándonos que cumplían los requisitos impuestos por la colaboración y haciéndolo dentro de los plazos establecidos.

Una vez certificado su correcto funcionamiento y prestaciones, las cámaras se transportaban al CERN donde se volvían a probar para asegurarse que el transporte no había tenido ningún efecto en su funcionamiento. Una vez hecho esto y vestidas con la electrónica y cableado finales se trasladan al punto 5 del LHC, donde se está instalando CMS y se insertan en el entrehierro de las ruedas, que es su ubicación final. Una vez instaladas se vuelven a probar para certificar que todo en la cámara está operativo y que las *minicrates*, donde se encuentra la electrónica de adquisición y de *trigger* de la cámara, funcionan correctamente. He participado activamente también en estas fases de la vida de las cámaras. En el momento de escribir esta memoria estaban instaladas todas las cámaras posibles en superficie, esto es, 204, y también las restantes de la rueda +2, que ya se encuentra en el pozo. Además se encontraban certificadas en superficie más del 80% de las cámaras instaladas.

Durante estos 4 años también se han hecho pruebas con haces de muones para probar diversos aspectos de las DTs, en concreto en mayo de 2003 y octubre de 2004. En ambos he participado en el análisis (además de en la toma de datos del segundo), los resultados de los cuales han servido para verificar que las cámaras de deriva cumplían con los requisitos exigidos por el experimento CMS y para optimizar sus parámetros de funcionamiento. Con los datos de la prueba de haz de 2003 pudimos confirmar las buenas prestaciones de las cámaras de deriva

(eficiencia $> 97.8\%$ para cualquier ángulo de incidencia, con una media de más del 99% en total y una resolución espacial media de alrededor de $200\ \mu\text{m}$) y se probó por primera vez la cadena completa de *trigger* local de los DTs, dando una eficiencia media para el TRACO de 99.4% para un solo muón reconstruido en la cámara y más del 90% para dimuones, ésta última algo más baja pero aceptable por la gran redundancia del sistema. Además, las resoluciones espacial ($<0.73\ \text{mm}$) y angular ($<0.40^\circ$) del TRACO cumplen sobradamente los requerimientos impuestos ($1.25\ \text{mm}$ y 0.57° respectivamente). Con la prueba de 2004 se pudo hacer un estudio de la propagación de la señal a lo largo del hilo gracias a los *runes* de *autotrigger*, viendo que es un parámetro a tener en cuenta para obtener un buen valor de la resolución en los DTs; también se hicieron algunos estudios sobre los algoritmos de sincronización y sobre el DTTF, el cuál resultó tener una eficiencia de 94.9% (cumpliendo con el requerimiento de tener $> 94\%$), que aumenta al 99.5% si las trazas proporcionadas por los TRACOs son de calidad HH, que es el caso en la mayor parte de los eventos.

También se ha hecho un estudio del efecto en la resolución espacial del uso de la parametrización desarrollada de la celda de deriva, y se ha comparado con los resultados que se obtienen usando el método habitual de suponer una relación lineal entre el tiempo de deriva y la distancia recorrida. Para ello hemos utilizado datos de las pruebas de haz ya mencionadas y de otras anteriores (de los años 1999 y 2000) para así tener muchas configuraciones de ángulos de incidencia y campo magnético. Se ha visto que la parametrización mejora los resultados cuando no hay campo magnético pero los resultados no son tan satisfactorios cuando tenemos un campo magnético alto. Esto no debería de suponer un problema porque las zonas de las DTs con una componente grande del campo magnético son limitadas, fundamentalmente la estación MB1 de las ruedas -2 y +2.

El MTCC fue un hito importante en CMS, en el cuál he participado (y sigo participando) en el análisis de los datos tomados. En la memoria se han presentado algunos estudios sobre la sincronización de los DTs con otros subdetectores (RPCs); un detallado estudio del efecto del campo magnético sobre la velocidad de deriva, en el que hemos visto, como se esperaba, que la estación MB1 de la rueda +2 es la más afectada por el campo magnético, teniendo variaciones a lo largo del hilo de hasta un 3.5% en la velocidad de deriva en las supercapas ϕ . Hemos visto que es también en dicha estación donde las variaciones en la asignación del ciclo de tiempos se hacen apreciables, llegando hasta un 10% en la zona más cercana a los *end-caps*. Ambos resultados son compatibles con resultados de pruebas con haz de muones previas. También se ha presentado un estudio sobre la eficiencia de las cámaras, que viene a confirmar resultados anteriores y nos indica el efecto casi nulo que tiene el campo magnético sobre dicho parámetro. El MTCC ha demostrado que es posible instalar los diferentes subdetectores de CMS e integrarlos para operar conjuntamente, y que los sistemas finales de electrónica, *trigger* y adquisición de datos funcionan según lo previsto en el experimento.

Todo lo expuesto ha demostrado que los detectores DTs están preparados para el gran reto que supondrá el entorno de operación del LHC. De acuerdo con los planes actuales, el LHC empezará a operar, a energías del centro de masas de $900\ \text{GeV}$, en un *run* piloto a finales de noviembre del 2007, y se espera alcanzar la energía nominal de $14\ \text{TeV}$ a lo largo de 2008.

Como ya se ha comentado a lo largo del texto, el trabajo expuesto se ha visto reflejado en diversas publicaciones. En concreto han sido 11: 3 NIM ([51], [54], [57]), 3 Notas CMS ([58], [56], [70]), 3 Notas Internas de CMS ([55], [71], [59]) y 2 TDRs ([31], [32]).

Apéndice A

Cálculo de la resolución espacial

A continuación se presentan los dos métodos comentados en el texto para hallar la resolución espacial de la celda de deriva.

A.1. Relación entre la dispersión de los residuos y la resolución

En este apéndice se presenta el cálculo que nos da la relación entre la dispersión de los residuos de las trazas al punto de impacto del muón y la resolución espacial.

El método que usamos es ajustar una traza con la información de las cuatro celdas de una supercapa y después calcular la dispersión de los residuos del ajuste para cada una de ellas.

El residuo viene dado por:

$$Res = y_i - (A + Bx_i) \quad (\text{A.1})$$

donde y_i es la medida del punto de impacto del muón, x_i es la coordenada x para las capas de la supercapa en el sistema de referencia elegido y A y B son los parámetros del ajuste (punto de corte con el eje y y pendiente, respectivamente).

Por el método de mínimos cuadrados tenemos:

$$A = \frac{\sum x_i^2 \sum y_i - \sum x_i \sum (x_i y_i)}{N \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} \quad (\text{A.2})$$

$$B = \frac{N \sum (x_i y_i) - \sum x_i \sum y_i}{N \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} \quad (\text{A.3})$$

Para facilitar los cálculos, tomamos el sistema de referencia en la chapa central de la supercapa, con lo cual tenemos $\sum x_i = 0$. Si tenemos además en cuenta que en nuestro caso la distancia entre los valores de x_i (la distancia entre las capas de la supercapa) es constante ($x_{i+1} - x_i = cte$), las ecuaciones de mínimos cuadrados se convierten en:

$$A = \frac{\sum y_i}{N} \quad (\text{A.4})$$

$$B = \frac{\sum (x_i y_i)}{\sum x_i^2} \quad (\text{A.5})$$

Con lo que el residuo nos queda:

$$\begin{aligned} Res_{y_k} &= y_k - \frac{1}{N} \sum y_i - \frac{\sum (x_i y_i)}{\sum x_i^2} x_k \\ &= y_k - \frac{1}{N} y_k - \frac{1}{N} \sum_{i \neq k} \frac{x_k y_k + \sum_{i \neq k} (x_i y_i)}{\sum x_i^2} x_k \\ &= \left(\frac{N-1}{N} - \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} y_k \right) - \sum_{i \neq k} \left(\frac{1}{N} + \frac{x_k x_i}{\sum x_i^2} \right) y_i \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Con esto podemos calcular el error cuadrático en el residuo:

$$\begin{aligned} \sigma_{Res_{y_k}}^2 &= \sum \left(\frac{\partial Res}{\partial y_j} \right)^2 \sigma_{y_j}^2 \\ &= \left(\frac{N-1}{N} - \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} \right)^2 \sigma_{y_k}^2 + \sum_{i \neq k} \left(\frac{1}{N} + \frac{x_k x_i}{\sum x_i^2} \right)^2 \sigma_{y_j}^2 \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Si asumimos que todas las capas tienen la misma resolución $\sigma_{y_i} = \sigma_{y_j} \equiv \sigma_y$ tenemos:

$$\begin{aligned} \sigma_{Res_{y_k}}^2 &= \sigma_y^2 \left[\left(\frac{N-1}{N} \right)^2 + \frac{x_k^4}{(\sum x_i^2)^2} - \frac{2(N-1)}{N} \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} + \sum_{j \neq k} \left(\frac{1}{N^2} + \frac{x_k^2 x_j^2}{(x_i^2)^2} + \frac{2x_k x_j}{N \sum x_i^2} \right) \right] \\ &= \sigma_y^2 \left[\left(\frac{N-1}{N} \right)^2 + \frac{x_k^4}{(\sum x_i^2)^2} - \frac{2(N-1)}{N} \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} + \frac{N-1}{N^2} + \frac{x_k^2}{(\sum x_i^2)^2} \sum_{j \neq k} x_j^2 + \frac{2x_k}{N \sum x_i^2} \sum_{j \neq k} x_j \right] \\ &= \sigma_y^2 \left[\frac{N-1}{N} + \frac{x_k^4}{(\sum x_i^2)^2} - \frac{2(N-1)}{N} \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} + \frac{x_k^2}{(\sum x_i^2)^2} \left(\sum x_j^2 - x_k^2 \right) + \frac{2x_k}{N \sum x_i^2} \left(\sum x_j - x_k \right) \right] \\ &= \sigma_y^2 \left[\frac{N-1}{N} + \frac{x_k^4}{(x_i^2)^2} - \frac{2(N-1)}{N} \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} + \frac{x_k^2}{(\sum x_i^2)^2} \sum x_j^2 - \frac{x_k^4}{(\sum x_i^2)^2} + \frac{2x_k}{N \sum x_i^2} \sum x_j - \frac{2x_k^2}{N \sum x_i^2} \right] \\ &= \sigma_y^2 \left[\frac{N-1}{N} - \frac{2(N-1)}{N} \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} + \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} + \frac{2x_k}{N \sum x_i^2} \sum x_j - \frac{2x_k^2}{N \sum x_i^2} \right] \end{aligned}$$

Recordando que $\sum x_i = 0$ podemos simplificar la expresión:

$$\begin{aligned}
\sigma_{Res_{y_k}}^2 &= \sigma_y^2 \left[\frac{N-1}{N} - \frac{2(N-1)}{N} \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} + \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} - \frac{2x_k^2}{N \sum x_i^2} \right] \\
&= \sigma_y^2 \left[\frac{N-1}{N} + \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} \left(\frac{-2(N-1)}{N} + 1 - \frac{2}{N} \right) \right] \\
&= \sigma_y^2 \left[\frac{N-1}{N} + \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} \left(\frac{-N}{N} \right) \right]
\end{aligned}$$

Con lo que tenemos que el error viene dado por:

$$\sigma_{Res_{y_k}}^2 = \sigma_y^2 \left[\frac{N-1}{N} - \frac{x_k^2}{\sum x_i^2} \right] \quad (\text{A.8})$$

Aplicando esto a las supercapas de las cámaras de deriva tenemos que la relación entre la resolución y la dispersión del residuo viene dada por:

Capas 1 y 4:

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{10}{3}} \sigma_{Res_y}$$

Capas 2 y 3:

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{10}{7}} \sigma_{Res_y}$$

A.2. Relación entre la dispersión de los *meantimers* y la resolución

Partimos de la expresión de los *meantimers*:

$$MTj = \frac{T(j) + T(j+2)}{2} + T(j+1)$$

para $j = 1, 2$, y siendo MTj el *meantimer* y $T(j)$, $T(j+1)$ y $T(j+2)$ los tiempos de deriva en las capas j , $j+1$ y $j+2$ respectivamente.

Partiendo de esta definición y asumiendo, razonablemente, que la resolución temporal es la misma en las cuatro capas ($\sigma_{T(1)} = \sigma_{T(2)} = \sigma_{T(3)} = \sigma_{T(4)} \equiv \sigma_T$) tenemos que el error cuadrático viene dado por:

$$\sigma_{MTj}^2 = \left(\frac{\partial MTj}{\partial T(j)} \sigma_{T(j)} \right)^2 + \left(\frac{\partial MTj}{\partial T(j+1)} \sigma_{T(j+1)} \right)^2 + \left(\frac{\partial MTj}{\partial T(j+2)} \sigma_{T(j+2)} \right)^2 = \frac{3}{2} \sigma_T^2$$

Y finalmente hallamos la resolución espacial mediante el uso de la velocidad de deriva (v_d):

$$\sigma_y = v_d \cdot \sigma_T \implies \sigma_y = v_d \cdot \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma_{MTj} \quad (\text{A.9})$$

Agradecimientos

Esta es la parte que se suele dejar para el final. Y si tienes suerte, es una parte difícil en la que te puedes olvidar a gente. Yo lo tengo difícil, así que espero acordarme de todos.

En primer lugar, por supuesto, quiero agradecerle a mi directora de tesis, MaryCruz Fouz, todo lo que he aprendido con ella y el apoyo que he recibido por su parte durante todo mi periplo ciematero en todos los sentidos. Una gran consejera y amiga. Muchas gracias por todo.

En segundo lugar, mi agradecimiento a Marcos Cerrada, por darme la oportunidad de integrarme en el grupo de Física de partículas del CIEMAT y empezar mi andadura por este mundillo y por ser un jefe de los que da ejemplo.

Mi agradecimiento a la gente del grupo con la que he tenido la oportunidad de trabajar más o menos directamente (Begoña, Isabel, Juan, Nica...), por lo que he aprendido gracias a ello; a Cristina, por la ayuda con mis múltiples dudas de electrónica; y a las personas del grupo que han contribuido a hacer de éste un entorno donde se puede convivir y trabajar, a pesar de no haber trabajado directamente con ellas.

Gracias a Jorge Fernández de Trocóniz, con el que he podido aprender “un poco más” sobre las DTs.

I also want to thank people from other institutes in the DT Muon group. I have had the opportunity to work directly or in collaboration with some of them, being a very good experience.

A la gente de la nave: Luciano, Puras, Jose Luis, Julián, Carlos porque sin ellos una parte de esto no hubiera salido adelante, y en especial a Paco, con el que he tenido la oportunidad de trabajar más codo con codo. Gracias a todos.

Hay gente con la que he tenido la oportunidad de trabajar directamente, durante mucho tiempo, tanto en Madrid como en el CERN (más en el CERN): Josemi y Daviz (sí, no me había olvidado de vosotros;)), gracias por todo. Gracias a Gaspar, por ser como es, y a Carmen, por cocinar tan bien;) A todos ellos y al resto cernícolas muchas gracias por hacer más ameno y llevadero los periplos por aquellos lares.

A lo largo de estos 4 años he tenido la oportunidad de compartir despacho con muchos otros

becarios, <MODO abuelo ON> hay que ver cómo ha cambiado esto desde que empecé! (sniff!!) <MODO abuelo OFF>. Gracias a toda esta gentecilla he aprendido muchas cosas sobre muchos aspectos de la vida (no sólo física) y he hecho buenos amigos, que es lo más importante. Agradecer a los “antiguos”: Ángela, Carlitos, Ana, Elisa, Nacho y Jesús (mi “hermano mayor”);, con el que también he aprendido muchas cosas) el acogimiento que tuve cuando llegué al CIEMAT; y a los “nuevos”: Jose, María, Cristina, David y gusani... Paco;) por el buen ambiente que hay y que ha habido en el despacho “becarial original” y muchos buenos momentos.

Agradecer también a los amigos de toda la vida (Juan, Raúl S., Dani, Raúl M., Iván, Nando, Fernan, Vanessa, Juli, Juanfran... suma y sigue), por ser un apoyo y un *break* de todo esto. En especial me gustaría agradecer a la tropa de montaña, por esas jornadas de cansancio de las que acabamos tan alegres y satisfechos. Además he tenido la oportunidad de conocer grandes amigos en la universidad, con los que compartir nuestros problemas (de física y personales) e inquietudes de todo tipo: Fran, Gustavo, Nacho, Rodri... y en especial a Carlos, con el que he aprendido mucha física y por enseñarme también cómo el genio y la inteligencia no están reñidos con la bondad y la humildad. Gracias a todos.

Por último y más importante, me gustaría agradecer a mi familia el apoyo brindado durante todos estos años de arduo trabajo, por creer siempre en mí y brindarme su cariño incondicional en todo momento. Pero quiero agradecer en especial a las personas más importantes para mí: mis padres Carlos y Margarita, mi “niña” Alba y mi hermana Marga... Sofía;), todos ellos han sido los pilares que han sostenido este edificio según se ha ido construyendo, del que por fin se está haciendo el tejado, aguantando dudas, y momentos más y menos difíciles.

No podría acabar sin mencionar a 2 personas que ya no pueden ver el resultado final de lo que he hecho pero que me han apoyado incondicionalmente en esto (como en todo) desde el principio: mis abuelos Manuel y Mercedes. Sirvan estas líneas como pequeño homenaje a ellos.

Bibliografía

- [1] S. F. Novaes. Standard Model: An Introduction. In *X. J. A. Swieca Summer School, Singapur*, arxiv.org/abs/hep-ph/0001283, 2000. World Scientific.
- [2] The LEP Electroweak Working Group. <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [3] Particle Data Group W. M. Yao et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33:1–1232, 2006.
- [4] The ATLAS and CMS Collaborations. High Transverse Momentum Physics at the Large Hadron Collider. *BNL-HET-01/33*, Octubre 2001.
- [5] D. I. Kazakov. Beyond the Standard Model. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0611279>, Noviembre 2006. Charla plenaria en XXXIII ICHEP, Moscú.
- [6] J. Ellis. Beyond the Standard Model for Hillwalkers. *CERN-TH/98-329*, 1998. Charlas presentadas en la European School of High-Energy Physics, St. Andrews, Scotland, UK.
- [7] D. Denegri et al. Summary of the Discovery Potential for the MSSM SUSY Higgses. *CMS NOTE*, (032), 2001.
- [8] *CAS-CERN Accelerator School: 5th General accelerator physics course*, CERN 94-01, 1994.
- [9] D. A. Edwards, M. J. Syphers. *An Introduction to the Physics of high Energy Accelerators*. John Wiley & Sons, Inc., 1993.
- [10] Particle Data Group R. M. Barnett et al. Review of Particle Physics. *Physics Review D*, 54:1–708, 1996.
- [11] Stanford Linear Accelerator Center. <http://www.slac.stanford.edu/>.
- [12] Deutsches Elektronen-Synchrotron. <http://www.desy.de>.
- [13] CERN – The world’s largest particle physics laboratory. <http://www.cern.ch>.
- [14] Fermi National Accelerator Laboratory. <http://www.fnal.gov>.
- [15] T. L. S. Group. The Large Hadron Collider Conceptual Design. *CERN/AC 97-05*, 1995.
- [16] Fermilab National Accelerator Laboratory - Tevatron Department. <http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/>.

- [17] ATLAS Collaboration. ATLAS Technical Proposal. *CERN/LHCC 94-43*, Diciembre 1994.
- [18] CMS Collaboration. The Compact Muon Solenoid Technical Proposal. *CERN/LHCC 94-38*, Diciembre 1994.
- [19] LHCb Collaboration. A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP Violation and Rare Decays. *CERN/LHCC 98-4*, Febrero 1998.
- [20] ALICE Collaboration. ALICE - Technical Proposal for a Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. *CERN/LHCC 95-71*, Diciembre 1995.
- [21] TOTEM Collaboration. TOTEM: Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC at CERN. Technical Design Report. *CERN/LHCC 2004-002*, Enero 2004.
- [22] CMS Collaboration. CMS Magnet Project - Technical Design Report. *CERN/LHCC 97-10*, Mayo 1997.
- [23] CMS Collaboration. CMS Tracker Project Technical Design Report. *CERN/LHCC 98-6*, Abril 1998.
- [24] G. Sguazzoni. The CMS Si-Strip Tracker. *CMS Conference Report*, 060, 2004.
- [25] S. Cucciarelli. The Performance of the CMS Pixel Detector and the Primary Vertex Finding. *CMS Conference Report*, 057, 2003.
- [26] CMS Collaboration. CMS ECAL Technical Design Report. *CERN/LHCC 97-33*, Diciembre 1997.
- [27] P. Depasse et al. Analysis from August 1999 beam tests of a PbWO_4 Crystal Matrix. *CMS NOTE*, 009, 2000.
- [28] CMS Collaboration. CMS HCAL Technical Design Report. *CERN/LHCC 97-31*, Junio 1997.
- [29] V. V. Abramov et al. Studies of the response of the prototype CMS hadron calorimeter, including magnetic field effects, to pion, electron, and muon beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 457(1-2):75–100, Enero 2001.
- [30] CMS Collaboration. CMS Muon Technical Design Report. *CERN/LHCC 97-32*, Diciembre 1997.
- [31] CMS Collaboration. CMS Physics Technical Design Report Volume II: Physics Performance. *CERN/LHCC 2006-001*, Febrero 2006.
- [32] CMS Collaboration. CMS Physics Technical Design Report Volume I: Detector Performance and Software. *CERN/LHCC 2006-021*, Junio 2006.

- [33] M. Aldaya, P. Arce, J. Caballero, B. de la Cruz, P. García-Abia, J. Hernández, M. I. Josa y E. Ruiz. Discovery potential and search strategy for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ decay channel using a mass-independent analysis. *CMS NOTE*, 106, 2006.
- [34] Particle Data Group Collaboration, S. Eidelman et al. Review of particle physics. *Physics Letters B*, 592, 2004.
- [35] M. Cvetič y S. Godfrey. Discovery and identification of extra gauge bosons. In T. Barlow y S. Dawson, editor, *Electroweak symmetry breaking and new physics at the TeV scale*, pages 383–415. World Scientific, 1996. arXiv:hep-ph/9504216.
- [36] S. Godfrey. Update of discovery limits for extra neutral gauge bosons at hadron colliders. In *Proceedings of Snowmass 2001*, page 344, Snowmass, Colorado, June–July 2001. arXiv:hep-ph/0201093.
- [37] R. Cousins, J. Mumford y S. Valuev. Detection of Z' gauge bosons in the dimuon decay mode in CMS. *CMS NOTE*, 002, 2005.
- [38] E. J. Kobetich, R. Katz. Energy Deposition by Electron Beams and δ Rays. *Physics Review*, 170:391–396, 1968.
- [39] V. Palladino, B. Sadoulet. Application of Classical Theory of Electrons in Gases to Drift Proportional Chambers. *Nuclear Instruments and Methods*, 128:323–335, 1975.
- [40] M. E. Rose, S. A. Korff. An Investigation of the Properties of Proportional Counters. I. *Physics Review*, 59:850–859, 1941.
- [41] CMS Collaboration. The TriDAS Project: Technical Design Report, Volume 1: The Level-1 Trigger. *CERN/LHCC 2000-038*, Diciembre 2000.
- [42] CMS Collaboration. The TriDAS Project: Technical Design Report, Volume 2: Data Acquisition & High Level Trigger. *CERN/LHCC 2002-026*, Diciembre 2002.
- [43] R. Martinelli, A.J. Ponte Sancho, P. Zotto. *TRACO manual*. http://cms.pd.infn.it/electronics/cms_electronics_mu_files/traco_ref.pdf, 2000.
- [44] L. Castellani et al. BTI manual. http://cms.pd.infn.it/electronics/cms_electronics_mu_files/bti_ref.pdf, 2000.
- [45] Global Muon Trigger. <http://cms-global-muon-trigger.web.cern.ch/cms-global-muon-trigger>.
- [46] The CMS DT Chambers Collaboration Group. Drift Tubes Quality Control Manual and Procedures. <http://www.to.infn.it/activities/experiments/cms/QUALITY/QCMANUAL/qcqa.pdf>, Febrero 2002.
- [47] M. C. Fouz, J. Puerta. Quality Control Procedures Applied to Test the Performance of the CMS Muon Drift Chambers Built at CIEMAT. *CMS NOTE*, (012), 2004.

- [48] CAEN, power supplies and data acquisition for physics. <http://www.caen.it>.
- [49] M. Aguilar–Benítez et al. Construction and test of the final CMS Barrel Drift Tube Chamber prototype. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 480(2-3):685–669, Marzo 2002.
- [50] M. Cerrada et al. Results from the Analysis of the Test Beam Data taken with the Barrel Muon DT Prototype Q4. *CMS NOTE*, (041), 2001.
- [51] C. Albajar et al. Test Beam Analysis of the first CMS drift tube muon chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 525(3):465–484, Junio 2004.
- [52] M. Cerrada et al. Test Beam Analysis of the First CMS MB2 Drift Tube Muon Chamber. *CMS NOTE*, (007), 2003.
- [53] J. Christiansen. High Performance Time to Digital Converter. CERN/EP - MIC, Marzo 2004.
- [54] P. Arce et al. Bunched beam test of the CMS drift tubes local muon trigger. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 534(3):441–485, Diciembre 2004.
- [55] J. Caballero et al. Some Results on the DT Local Muon Trigger Performance From the 2003 TestBeam. CMS IN-2004/035, 2004.
- [56] M. Aldaya et al. Results of the First Integration Test of the CMS Drift Tubes Muon Trigger. *CMS NOTE*, (072), 2006.
- [57] M. Aldaya et al. Fine synchronization of the CMS muon drift tubes local trigger. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 564(1):169–177, Agosto 2004.
- [58] M. Aldaya et al. Fine synchronization of the muon drift tubes local trigger. *CMS NOTE*, (002), 2006.
- [59] M.C. Fouz, C. Villanueva. Study of the Resolution of CMS Drift Tube Chambers Obtained when the Tracks Are Reconstructed with a Cell Parameterization Function Instead of Using a Constant Drift Velocity. CMS IN-2006/043, 2006.
- [60] J. Fernández de Trocóniz. Calibration and Alignment Procedures at the 2001 Testbeam Analysis. CMS IN-2003/020, 2003.
- [61] F.R. Cavallo et al. Test of CMS Muon Barrel Drift Chambers with Cosmic Rays. *CMS NOTE*, (017), 2003.
- [62] M.C. Fouz, P. García–Abia, J. Puerta–Pelayo. Parametrization of the Response of the Muon Barrel Drift Tubes. *CMS NOTE*, (018), 2005.
- [63] R. Veenhof. *Garfield. A Drift Chamber Simulation Program User's Guide*. 1994.
- [64] CMS OO Reconstruction. <http://cmsdoc.cern.ch/orca>.

- [65] *Timing, Trigger and Control Systems for the LHC*. <http://ttc.web.cern.ch/ttc>.
- [66] CMS Software Page. <http://cmsdoc.cern.ch/cms/cpt/Software/html/General>.
- [67] IGUANA Home Page. <http://iguana.web.cern.ch/iguana>.
- [68] pDDU page. <http://www.to.infn.it/activities/experiments/cms/electronics/pddu.html>.
- [69] Jesús Puerta Pelayo. *Estudio sobre las cámaras de tubos de deriva para el espectrómetro de muones del experimento CMS*. PhD thesis, Universidad Autónoma de Madrid, disponible en <http://wwwae.ciemat.es/~puerta/tesis.html>, 2004.
- [70] M. C. Fouz, C. Villanueva et al. Measurement of Drift Velocity in the CMS Barrel Muon Chambers at the CMS Magnet Test Cosmic Challenge. Para ser publicada como CMS NOTE.
- [71] M. Cerrada et al. Mechanical Quality Control Tests on the Muon Drift Tube Chambers for CMS Produced at CIEMAT. CMS IN-2005/010, 2005.
- [72] Particle Data Group. <http://pdg.lbl.gov/>.
- [73] J. Ellis. Limits of the Standard Model. *CERN-TH/2002-320*, Agosto 2002. Charlas presentadas en la PSI Summer School, Zuoz, Suiza.
- [74] J. Ellis. Supersymmetry for Alp Hikers. *CERN-TH/2002-052*, Agosto-Septiembre 2002. Charlas presentadas en la Europea School of High-Energy Physics, Beatenberg, Suiza.
- [75] LHC Home Page. <http://lhc-homepage.web.cern.ch/lhc-new-homepage>.
- [76] Alice Experiment: The ALICE Portal. <http://aliceinfo.cern.ch>.
- [77] Atlas Collaboration. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/index.html>.
- [78] The Compact Muon Solenoid Experiment. <http://cms.cern.ch/>.
- [79] LHCb Home Page. <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>.
- [80] F. Sauli. Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers. *CERN Yellow Report*, 77-09, 1977.
- [81] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. A How-to Approach*. Springer-Verlag, 1994.
- [82] Trigger and Data Acquisition Systems. http://cms.cern.ch/iCMS/jsp/page.jsp?mode=cms&action=url1&urlkey=CMS_%TRIDAS.