

Reconstrucción de muones cósmicos en el  
espectrómetro de muones del experimento  
ATLAS

Gastón Leonardo Romeo

Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas  
Facultad de Ciencias Exáctas y Naturales  
Universidad de Buenos Aires

Junio - 2007

TEMA: Reconstrucción de muones cósmicos en el espectrómetro de muones del experimento ATLAS

ALUMNO: Gastón Leonardo Romeo

LU N° : 358/01

LUGAR DE TRABAJO: Dpto. de Física, FCEyN, UBA

DIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. Ricardo Néstor Piegaia

FECHA DE INICIACIÓN: Junio de 2006

FECHA DE FINALIZACIÓN: Junio de 2007

FECHA DE EXAMEN:

INFORME FINAL APROBADO POR:

\_\_\_\_\_  
Alumno: Gastón Leonardo Romeo

\_\_\_\_\_  
Jurado 1

\_\_\_\_\_  
Director: Dr. Ricardo Piegaia

\_\_\_\_\_  
Jurado 2

\_\_\_\_\_  
Profesora: Dra. Mirta Alicia Gil

\_\_\_\_\_  
Jurado 3

*Dedicado a mi familia y al tío Caio*

## AGRADECIMIENTOS

A Ricardo, mi *pater putativus*, por su infinita dedicación y paciencia, por las tardes discutiendo resultados y las noches largas de *debugging*, por tener siempre una sonrisa ante la maratón de preguntas y por brindarme la oportunidad de trabajar a su lado... muchísimas gracias!!. A la gente del experimento ATLAS, que me trataron de maravilla, y en especial a Takanori Kohno y Jamie Boyd por su paciencia y ayuda durante los días de trabajo. A la gente del proyecto HELEN (High Energy Physics Latinamerican-European Network) por darme la posibilidad y los medios para trabajar e investigar en el CERN.

A Fernando Monticelli, por haberme aguantado todos esos meses bajo el mismo techo... gracias por la magia!!!. A Laurita, por compartir esta aventura en el viejo continente y por dejar que de alguna forma *“todo se arregle”*. A los chicos de la facu, Iván Sánchez, Dieguito, Emi, Gustavo, Luz, Martincito, Iván Sidelnik, Pablito Fernández, Pedro, Jose, Francisco, Brian, Mariano, Juan Manuel, gracias por estos años compartidos y por los que vendrán. A Leo Amarilla, por su amistad, las tardes de labo, y por el *no nos dejarán decir esto ni en un millón de años*. A la gente de la Universidad de La Plata, especialmente a Tincho y Xabi, por su amistad, por las tardes en el 40 y los viajes relámpago.

A mis viejos, por ayudarme todos estos años de esfuerzo, por darme todo sin pedir nada a cambio, por brindarme siempre su paciencia y apoyo. A mis hermanos, Leti y Arielito, el verdadero *“loco”* de la familia, por todo su cariño, no tengo palabras para ustedes... muchas gracias!!. A mis tíos y primos, en especial a Tincho, por estar siempre y, a pesar de todo, a Susú, por haber compartido a mi lado todos estos años de dedicación y esfuerzo, por apoyarme siempre, por su compañía durante las noches de estudio, por el beso de la suerte... gracias!!. A mis amigos de toda la vida, Mascia, Andy, Ari, Pome, Gonza, Franco, Rulo, Jorge, Goma, Rubén... por todos estos años de amistad. A todos ustedes les dedico este trabajo.

## Resumen

El detector ATLAS es uno de cuatro experimentos que se encuentran en su fase final de construcción dentro del acelerador de partículas perteneciente al Centro Europeo de Investigación en Física de Partículas (CERN), ubicado en la ciudad de Ginebra (Suiza). Este detector tiene como propósito principal el descubrimiento de la partícula involucrada en el mecanismo de ruptura de la simetría electrodébil y el origen de la masa, el bosón de Higgs, así como también la búsqueda de nueva física más allá del Modelo Estándar, hasta la escala de 1 TeV. En el colisionador chocarán haces de protones con una energía de centro de masa de 14 TeV y una frecuencia de interacción de  $10^9$  Hz. El sistema de selección de eventos en línea de ATLAS debe enfrentarse con el desafío de seleccionar de manera eficiente los sucesos de interés físico mientras rechaza una enorme cantidad de fondo y ruido, reduciendo la frecuencia desde 40 MHz hasta el límite de la velocidad de almacenamiento de 200 Hz. El complejo sistema de disparo que está siendo desarrollado para el experimento consta de tres diferentes etapas: Nivel 1, Nivel 2 y Filtro de Eventos. Antes del inicio de la toma de datos, prevista para el año 2008, esta cadena de selección será puesta a punto con muones cósmicos, proyecto dentro del cual se enmarca la presente tesis. En este trabajo se desarrollaron un conjunto de algoritmos de Nivel 2 de reconstrucción de muones cósmicos para las cámaras MDT (*Monitored Drift Tubes*) del Espectrómetro de Muones de ATLAS. Éstos permitirán obtener información de tiempos en el sistema de selección de eventos, tanto en el Nivel 2 como en el Filtro de Eventos, para muones cósmicos, que no provienen del punto de interacción y arriban en tiempos aleatorios dentro de una ventana temporal de 25 ns. Esta información será de gran importancia durante la puesta a punto del detector, dado que un monitoreo preciso de las propiedades de deriva es crucial para alcanzar la resolución espacial esperada en el espectrómetro. El rendimiento de los algoritmos ha sido analizado utilizando simulaciones Monte Carlo. Por otra parte, se realizó un estudio de compatibilidad de las trazas reconstruidas con la información del detector interno, y se estableció un criterio de elección para promover las reconstrucciones parciales al status de traza en todo el sistema de muones, el cual se implementará en la cadena de selección completa del detector. El estudio del funcionamiento de los algoritmos aquí desarrollados para la selección de muones cósmicos podrá identificar potenciales problemas en el sistema de selección para eventos de física, proporcionando una herramienta de enorme valor para poner a punto el detector y analizar su rendimiento antes de que se produzcan las primeras colisiones *pp*, previstas

para fines del 2008. Estos algoritmos serán implementados en el sistema de disparo en línea durante la toma de datos con rayos cósmicos a realizarse en la segunda mitad del 2007.

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>3</b>
1.1. El Modelo Estándar . . . . .	3
1.2. Variables en física de colisiones hadrónicas . . . . .	5
1.3. El Gran Colisionador de Hadrones . . . . .	7
1.3.1. Panorama físico . . . . .	8
1.3.2. Entorno experimental . . . . .	10
<b>2. Detector ATLAS</b>	<b>13</b>
2.1. Nomenclatura y convención . . . . .	13
2.2. Diseño y características principales . . . . .	15
2.2.1. Sistema magnético . . . . .	17
2.2.2. El Detector Interno . . . . .	20
2.2.3. El Calorímetro . . . . .	23
2.2.4. El espectrómetro de muones . . . . .	26
<b>3. Espectrómetro de Muones</b>	<b>29</b>
3.1. Introducción . . . . .	29
3.2. Diseño . . . . .	31
3.2.1. Barril . . . . .	32
3.2.2. Capas laterales (End Caps) . . . . .	32
3.2.3. Sistema de Cámaras . . . . .	34
3.3. Cámaras de Precisión . . . . .	34
3.3.1. Monitored Drift Chambers (MDT) . . . . .	35
3.3.2. Cathode Strip Chambers (CSC) . . . . .	36
3.4. Cámaras de Trigger . . . . .	38
3.4.1. Resistive Plate Chambers (RPC) . . . . .	38
3.4.2. Thin Gap Chambers (TGC) . . . . .	40
<b>4. Trigger y Sistema de Adquisición de Datos (TDAQ)</b>	<b>41</b>
4.1. Arquitectura general . . . . .	41
4.2. Nivel 1 . . . . .	43

4.3.	El Mecanismo de la Región de Interés (RoI)	44
4.4.	El trigger de nivel alto (HLT)	44
4.4.1.	Nivel 2	45
4.4.2.	El Filtro de Eventos (EF)	45
4.4.3.	El software de selección de eventos	47
<b>5.</b>	<b>Reconstrucción de las trazas de muones cósmicos en el espectrómetro de muones</b>	<b>50</b>
5.1.	Introducción	50
5.2.	Fundamentos de la detección de muones en el experimento	51
5.3.	Algoritmo de Nivel 2 para muones cósmicos en el espectrómetro	52
5.3.1.	Estrategia general para la selección de eventos	53
5.4.	Reconstrucción de trazas de muones cósmicos en las cámaras MDT	57
5.5.	Motivación y objetivos	57
5.5.1.	Análisis de los tiempos medidos con las cámaras de deriva	58
5.5.2.	Descripción del Algoritmo	66
5.5.3.	Algoritmo de reconstrucción de trazas en las cámaras MDT	67
<b>6.</b>	<b>Performance</b>	<b>80</b>
6.1.	Las muestras analizadas	80
6.2.	Resultados	82
6.2.1.	Tiempo de Arribo	83
6.2.2.	Resolución espacial	90
6.2.3.	Compatibilidad de los tiempos de arribo de distintas cámaras para un mismo muón	97
6.2.4.	Fracción de segmentos con un tiempo de arribo reconstruido	102
6.3.	Promoción de segmentos al status de traza en todo el sistema de muones	106
6.4.	Tiempos de corrida de TrigL2CosmicMuon y MdtTimingTool	111
<b>7.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>115</b>
<b>A.</b>	<b>ATHENA</b>	<b>118</b>
<b>B.</b>	<b>Interpolador</b>	<b>120</b>
<b>C.</b>	<b>Estructura de la clase MdtTimingTool</b>	<b>122</b>
<b>D.</b>	<b>Ajuste lineal</b>	<b>124</b>

# Capítulo 1

## Introducción

En este capítulo se presentan brevemente los principales componentes del Modelo Estándar, que describe las interacciones electromagnética, fuerte y débil, y la fenomenología de los procesos conocidos en la física de partículas, junto con algunas variables de gran utilidad para el análisis de la física en colisiones hadrónicas a ser utilizadas en los capítulos subsecuentes. Se presentan las motivaciones y las características principales del Gran Colisionador de Hadrones (LHC), el panorama físico y sus parámetros más relevantes junto con una discusión de su potencial y condiciones experimentales.

### 1.1. El Modelo Estándar

El Modelo Estándar[1] es la teoría actual que mejor describe la interacción de las partículas elementales y su fenomenología. Este modelo ha sido estudiado ampliamente a través de numerosos experimentos con un gran nivel de precisión. Sin embargo, dista de ser considerada como la teoría final para la descripción de la física de partículas, principalmente debido a la existencia de parámetros fundamentales, masas y acoplamientos que no pueden ser obtenidos directamente de la teoría, y que son introducidos en el modelo como parámetros libres. Por otra parte, la interacción gravitatoria aún no ha sido incorporada coherentemente a la teoría. Además, otro de los puntos fundamentales del Modelo Estándar, el mecanismo de Higgs, proceso para generar las masas de las partículas fundamentales, todavía no fue verificado experimentalmente. En particular, el bosón de Higgs, partícula sobre la cual yace el mecanismo, y que debería ser observada si este proceso es correcto, aún no ha sido descubierta.

El Modelo Estándar describe 3 de las 4 interacciones fundamentales de la naturaleza: electromagnética, fuerte y débil. Esta teoría postula que los

	Nombre	Símbolo	Carga (Q/ e )
Primera generación	up (q)	$u$	$\frac{2}{3}$
	down (q)	$d$	$-\frac{1}{3}$
	electrón	$e$	$-1$
	e-neutrino	$\nu_e$	$0$
Segunda generación	charm (q)	$c$	$\frac{2}{3}$
	strange (q)	$s$	$-\frac{1}{3}$
	muón (l)	$\mu$	$-1$
	$\mu$ -neutrino (l)	$\nu_\mu$	$0$
Tercera generación	top (q)	$t$	$\frac{2}{3}$
	bottom (q)	$b$	$-\frac{1}{3}$
	tau (l)	$\tau$	$-1$
	$\tau$ -neutrino (l)	$\nu_\tau$	$0$

Cuadro 1.1: Características de las tres generaciones de quarks (q) y leptones (l) según el Modelo Estándar

constituyentes básicos de la materia son fermiones de spin  $\frac{1}{2}$ : seis leptones y seis quarks, ambos agrupados en tres generaciones o familias de idéntica estructura, de acuerdo a sus propiedades. Los leptones vienen de 6 tipos distintos: electrón ( $e^-$ ), muón, ( $\mu^-$ ), tau ( $\tau^-$ ) y sus correspondientes neutrinos ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). Los leptones llevan carga entera (en múltiplos de  $e$ , la carga del electrón). Los quarks vienen en 6 sabores: up ( $u$ ), down ( $d$ ), strange ( $s$ ), charm ( $c$ ), bottom ( $b$ ) y top ( $t$ ), y llevan carga fraccional  $\frac{2}{3}e$  y  $-\frac{1}{3}e$ . Estas generaciones y sus principales características se encuentran resumidas en la tabla 1.1. Hasta el día de hoy, no existe explicación para esta triple repetición de familias fermiónicas. El esquema se completa incluyendo las antipartículas asociadas a cada tipo de leptón y quark.

Cuatro tipos de fuerzas actúan sobre quarks y leptones: electromagnética, débil, fuerte y gravitatoria. En el Modelo Estándar, la fuerza electromagnética y la débil están descritas de manera unificada (fuerza electrodébil). Los campos asociados a estas fuerzas, al igual que para el caso de la fuerza fuerte, son campos de spin 1, descritos por el fotón ( $\gamma$ ), los bosones de gauge de la teoría electrodébil ( $W^\pm$  y  $Z^\pm$ ) y los gluones ( $g$ ). Existen tres tipos de cargas fuertes, denominadas cargas de *color* y tres tipos de cargas electrodébiles (incluida la carga eléctrica). Los portadores o mediadores de estas fuerzas, de spin 1, son: ( $\gamma$ ) para la interacción electromagnética, los bosones de gauge de la interacción débil  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z^0$  y ocho gluones  $g$  para la interacción fuerte. El nombre que recibe la teoría que describe la interacción fuerte es la Cromodinámica Cuántica (QCD). Los fotones y gluones tienen

masa nula como consecuencia de la conservación exacta de la correspondiente simetría subyacente en sus respectivas interacciones, mientras que los bosones  $W^\pm$  y  $Z^0$  son campos masivos del orden de los 100 GeV ( $m_W \approx 80,4$  GeV,  $m_Z \approx 91,2$  GeV), consecuencia de la ruptura espontánea de su simetría. Las interacciones de estos campos con los fermiones constituyentes de la materia, junto con sus autointeracciones, están descritas dentro del Modelo Estándar por teorías de gauge Abelianas y no Abelianas. El grupo de gauge del ME es  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [2]. La interacción gravitatoria esta mediada por un campo tensorial con características bastante diferentes a los campos de gauge de spin 1 mencionados anteriormente. Usualmente, el sector correspondiente a la gravedad es incluido de manera *ad hoc* al modelo estándar, siendo la cuantización del campo gravitatorio un problema aún no resuelto.

El tercer componente del Modelo Estándar es el *Mecanismo de Higgs*, que a través del proceso de ruptura espontánea de simetría permite introducir de forma consistente las masas de las partículas que pertenecen al modelo. Este mecanismo predice la existencia, dentro del espectro de partículas, de un campo de spin 0, conocido como el bosón de Higgs. Esta partícula aún no ha sido observada experimentalmente, por lo que desde el punto de vista teórico, su masa es un parámetro libre. La búsqueda del bosón de Higgs es uno de los propósitos fundamentales de los experimentos que están siendo construidos en el colisionador LHC en el Centro Europeo de Investigación en Física de Partículas (CERN).

Por último, es importante remarcar que, si bien el Modelo Estándar no es considerada una teoría final para la explicación de la física de partículas elementales, éste provee un marco teórico válido para la descripción de la naturaleza, testeado desde escalas microscópicas del orden de  $10^{-16}$  cm hasta distancias cosmológicas del orden de  $10^{28}$  cm.

## 1.2. Variables en física de colisiones hadrónicas

En esta sección se define un conjunto de variables[3] que permiten llevar a cabo una comparación de resultados entre distintos experimentos de forma consistente, tanto en el marco de la física experimental nuclear y atómica como en el de partículas elementales. La sección eficaz,  $\sigma$ , será de gran utilidad puesto que es una variable natural para describir procesos de dispersión. La relación entre el número de eventos y la sección eficaz esta definida por:

$$N = \sigma L \tag{1.1}$$

donde  $N$  es el número de eventos por unidad de tiempo,  $L$  la luminosidad y  $\sigma$  la sección eficaz. La luminosidad es una cantidad que es proporcional al

número de partículas por unidad de tiempo y de area de un haz (así se define la luminosidad instantánea, al integrar esta cantidad en un intervalo de tiempo se obtiene la luminosidad integrada). En consecuencia, su valor dependerá sólo de la capacidad del experimento para generar paquetes de partículas que interactuarán luego, mientras que la sección eficaz es una cantidad que sólo esta relacionada con la física propia de la interacción. La luminosidad se mide en  $area^{-1} tiempo^{-1}$  y la luminosidad integrada se mide en unidades inversas de la sección eficaz, como por ejemplo el *barn* ( $1 b = 10^{-28}m^2$ ). Usualmente, en Física de Altas Energías se utiliza  $pb^{-1}$  ( $10^{-12}barn$ ).

En el caso de colisiones  $pp$  resulta adecuado definir el eje  $z$  en la dirección del haz, y se toma por convención el eje  $y$  apuntando hacia arriba. Luego, las cuatro unidades naturales habituales para describir el espacio de fases son el módulo del momento lineal ( $p$ ), la energía ( $E$ ) y los ángulos azimutal ( $\phi$ ) y polar ( $\theta$ ).

En el estudio de la física de colisiones hadrónicas, la energía del centro de masa  $\sqrt{s}$  del sistema  $pp$  no esta fijo. Esto es una consecuencia directa de la estructura interna del protón, siendo los quarks y gluones los involucrados este proceso, con cada partón llevando una fracción del total de la energía del hadrón. El centro de masa del sistema partón - partón esta *boosteado* aleatoriamente en el eje  $z$  evento a evento, siendo imposible su determinación de antemano. En consecuencia, resulta útil tener definidas variables que sean invariantes ante transformaciones de Lorentz a lo largo del haz[4], como lo es el momento transversal,  $p_T$ , definido como:

$$p_T = p \sin \theta \tag{1.2}$$

y la energía transversal  $E_T$ , definida de la siguiente forma:

$$E_T = E \sin \theta \tag{1.3}$$

Si bien la energía es un escalar, la  $E_T$  es una magnitud que se utiliza en los calorímetros. En éstos se mide la ionización total de las partículas que se frenan en su interior, tomando a la energía depositada como aproximación del momento para partículas de masa pequeña.

Puesto que el ángulo polar  $\theta$  no es invariante frente a transformaciones de Lorentz, resulta útil introducir una nueva variable angular conocida como *rapidez*, la cual provee información sobre la fracción de momento en la dirección del haz. Esta variable esta definida de la siguiente manera:

$$y = - \tanh^{-1} \frac{p_L}{E} \tag{1.4}$$

Las distribuciones de rapidez sólo son afectadas por un *boost* de Lorentz en una constante aditiva. Por último, en el límite ultrarelativista, la rapidez es igual a la *pseudorapidez*  $\eta$ , definida como:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (1.5)$$

A diferencia de la rapidez, la pseudorapidez tiene la ventaja de que es posible calcularla aún cuando se ignore la masa de la partícula, de ahí su gran importancia en el estudio de colisiones hadrónicas.

### 1.3. El Gran Colisionador de Hadrones

El Gran Colisionador de Hadrones (LHC)[5] es un acelerador de partículas que se encuentra en su etapa final de construcción, ubicado en el Centro Europeo de Investigación en Física de Partículas (CERN) en la ciudad de Ginebra (Suiza). El LHC es un colisionador protón - protón y de iones pesados con una energía de centro de masa de 14 TeV cuando esté operando en el modo  $pp$  (una energía 7 veces mayor que los 2 TeV alcanzados en el acelerador Tevatron del laboratorio Fermilab en Chicago, Estados Unidos), mientras que en el caso de colisiones de iones pesados, se espera una energía de centro de masa de 1150 TeV. Este acelerador está siendo instalado en el túnel de 27 km de circunferencia construido originalmente para el colisionador Large Electron-Positron (LEP).

Un esquema del diseño del sistema de inyección y aceleración desarrollado para el LHC puede ser visto en la figura 1.1. Los protones serán producidos en un acelerador lineal de 50 MeV, los cuales serán inyectados dentro del Proton Synchrotron Booster de 1.4 GeV. El mismo sincrotrón de protones (PS) acelerará los protones hasta 25 GeV, para luego despachar un haz de 135 *bunches*, espaciados en 25 ns. Luego, el Super Sincrotrón de Protones (SPS) acelerará los protones hasta 450 GeV, dejándolos listos para ser inyectados al LHC.

Las primeras colisiones  $pp$  en el LHC se esperan para fines del año 2008. El túnel del LEP tiene una circunferencia de aproximadamente 27 km, donde el campo magnético necesario para mantener el haz circulando por su interior es provisto por 1232 dipolos superconductores que entregan un campo magnético de 8.4 Tesla. Los protones que participan en las colisiones se encuentran agrupados en paquetes de  $10^{11}$  protones que se denominan *bunches*. Estos están separados temporalmente en 25 ns, tienen un RMS de 75mm, y se intersectan en cuatro puntos, donde se encuentran los 4 experimentos que están en su etapa final de construcción en el LHC, y que estudiarán una gran variedad de procesos físicos: ATLAS, CMS, ALICE y LHCb (figura 1.2).

Los experimentos ATLAS (cuyo nombre proviene del acrónimo *A Toroidal LHC Apparatus*) y CMS (*Compact Muon Solenoid*) están diseñados para ex-

plorar nueva física y llevar a cabo mediciones precisas para la reconstrucción de trazas. LHCb es un detector que se dedicará al estudio de física del B y violación de CP, mientras que ALICE es un experimento de iones pesados con el objetivo de estudiar el comportamiento nuclear de la materia a altas energías y densidades. Los experimentos en el LHC se desarrollarán en dos fases:

- Fase de baja luminosidad: En los primeros años el LHC operará en una fase de baja luminosidad de  $2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  para la cual se espera aproximadamente  $10 \text{fb}^{-1}$  de datos por año.
- Fase de alta luminosidad: Se incrementará paulatinamente la luminosidad hasta alcanzar la fase máxima, de  $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , para la cual se espera aproximadamente  $100 \text{fb}^{-1}$  de datos por año.

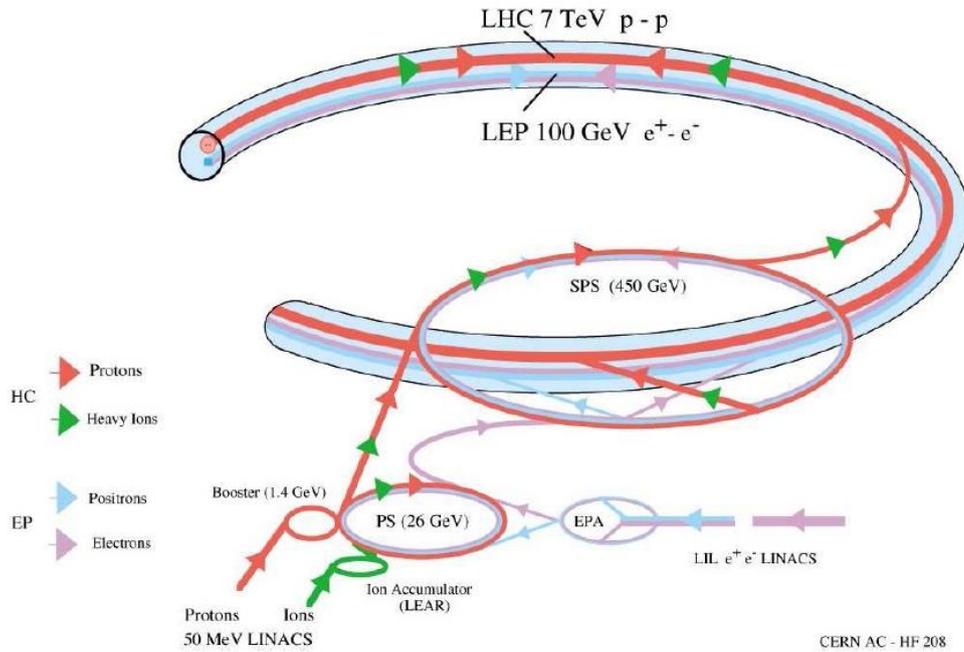


Figura 1.1: Esquema del diseño del sistema de inyección y aceleración desarrollado para el LHC.

### 1.3.1. Panorama físico

El Gran Colisionador de Hadrones permitirá estudiar un amplio programa físico[6], enunciándose a continuación algunos de sus tópicos más importantes

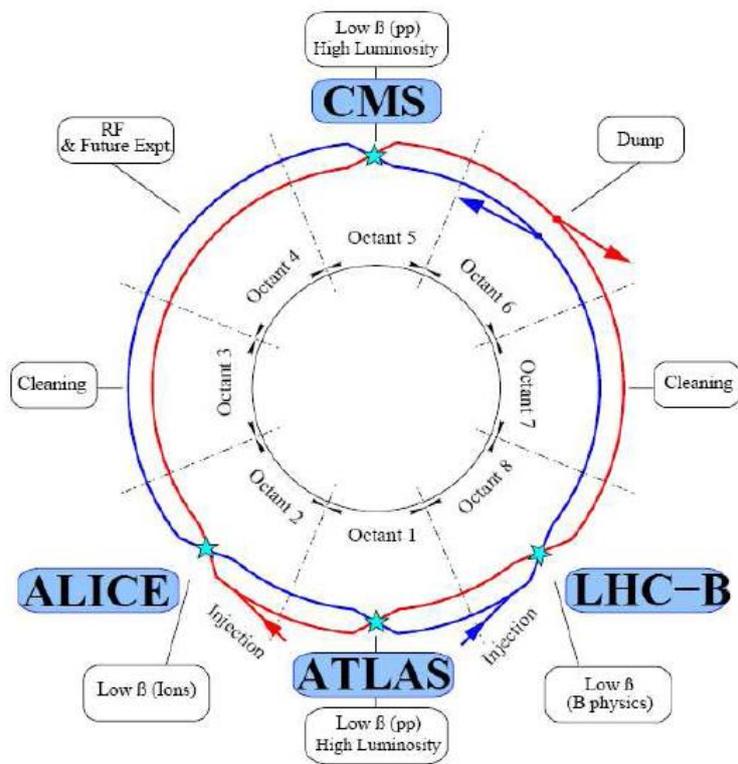


Figura 1.2: Ubicación de los cuatro experimentos que tendrán lugar en el LHC.

1. Búsqueda del Bosón de Higgs, propuesto por el Modelo Estándar, sobre todo el rango de masa permitida, desde el límite alcanzado anteriormente por el LEP y Tevatron, hasta una energía de 1 TeV. Si esta partícula es encontrada, el LHC podrá ser capaz de medir su masa y sus acoplamientos con gran precisión.

2. Búsqueda de Supersimetría y otros nuevos modelos físicos alternativos más allá del Modelo Estándar, como leptosquarks, leptones adicionales, quarks y bosones de gauge con masas del orden de hasta 5 TeV.

3. Mediciones precisas del Modelo Estándar, como la masa del bosón  $W$ , acoplamientos ( $WW\gamma$  y  $WWZ$ ) y propiedades de decaimientos del quark  $t$ . Además, numerosas mediciones de QCD se llevarán a cabo, como corridas en la constante de acoplamiento fuerte  $\alpha_s$  hasta límites no precedentes de  $Q^2$ .

4. Estudios detallados de física de mesones-B y violación de CP en sistemas hadrónicos-B, principalmente en el experimento LHCb.

5. Estudio de transiciones de fase de materia hadrónica a plasmas de quarks y gluones deconfinados, de gran interés, puesto que se cree que la transición inversa ocurrió en el universo  $10 \mu\text{s}$  luego del Big Bang (experimento ALICE preferentemente).

### 1.3.2. Entorno experimental

Los experimentos del LHC operarán en condiciones complejas de trabajo debido a la altas energías de centro de masa y luminosidad. Se espera que la sección eficaz para procesos inelásticos no difractivos de interacciones  $pp$  sean del orden de 80 mb a 14 TeV, con una tasa de eventos del orden de  $10^9$  ev/s. Los procesos físicos que se esperan se pueden clasificar en:

1. Colisiones suaves: Colisiones de larga distancia entre los dos partones de llegada. Este tipo de eventos son llamados también eventos de mínima tendencia (minimum bias events) y representan por lejos la mayoría de las colisiones  $pp$ .

2. Colisiones duras: Colisiones de corto rango que generan una interacción entre dos partones de los protones de llegada. En este tipo de colisiones el momento transmitido puede ser bastante grande, permitiendo la producción final de estados de partículas de alto  $p_T$  como también la creación de nuevas

partículas masivas.

Para el LHC, se esperan *bunches* de  $\approx 10^{11}$  protones que colisionarán en el punto de interacción cada 25 ns. Por consiguiente, se espera que ocurran 25 colisiones suaves en promedio por bunch crossing, dando lugar a un total de 1000 partículas cargadas en la región de  $|\eta| < 2,5$ . En la figura 1.3 se pueden observar las secciones eficaces y tasas para alta luminosidad esperados en eventos de alto  $p_T$  (eventos de interés), comparados con los obtenidos para el Tevatron.

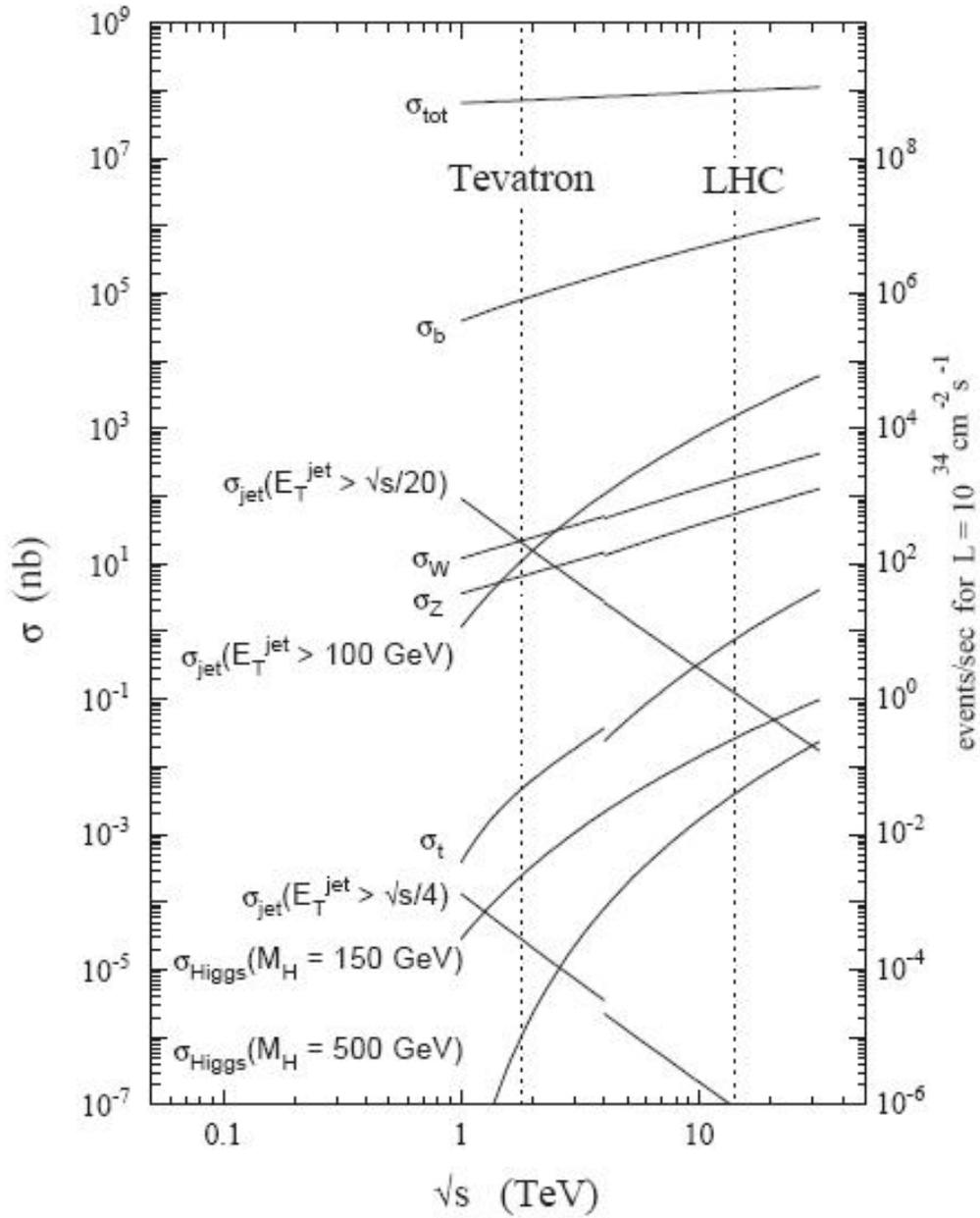


Figura 1.3: Sección eficaz y tasas (en alta luminosidad) para varios procesos en colisiones pp, como función de la energía de centro de masa. Se comparan los resultados obtenidos en el Tevatron con los esperados para el LHC.

# Capítulo 2

## Detector ATLAS

El detector ATLAS se encuentra en su etapa final de construcción dentro de su caverna ubicada a 100 m bajo tierra y en la fase inicial de puesta a punto sobre corridas de rayos cósmicos. El diseño del detector ATLAS, el cual se muestra en la figura 2.1 es áltamente complejo y se encuentra documentado en detalle en su Technical Design Report (TDR)[10].

En este capítulo se presentan la estructura del detector ATLAS y su conjunto de subdetectores, junto con sus características tecnológicas, como también los objetivos (y requerimientos) esenciales del programa físico.

El objetivo primario del experimento ATLAS es operar a alta luminosidad con un detector que reconstruya la mayor cantidad de trazas como sea posible.

### 2.1. Nomenclatura y convención

La dirección del haz de protones define el eje  $z$ , siendo el plano  $x - y$  el plano transversal a la dirección del haz. La región positiva del eje  $x$  está definida apuntando desde el punto de interacción hacia el centro del anillo del LHC, mientras que el eje positivo del eje  $y$  apunta hacia arriba. El ángulo azimutal,  $\phi$ , es medido alrededor del eje del haz y el ángulo polar,  $\theta$ , es el ángulo medido a partir del mismo eje. La pseudorapidez se define como  $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ . El momento transversal  $p_T$  y la energía transversal  $E_T$ , la energía transversal perdida  $E_T^{miss}$  y otras variables transversales están definidas en el plano  $x - y$  a menos que se haya sido declarada de otra manera. La distancia  $\Delta R$  en el espacio definido por la pseudorapidez y el ángulo azimutal es  $\Delta R = \sqrt{\Delta^2 \eta + \Delta^2 \phi}$ .

Las trayectorias helicoidales de las partículas cargadas en un campo magnético ideal uniforme pueden ser descritas por cinco parámetros. La siguiente parametrización helicoidal es usada en el detector ATLAS, con todas

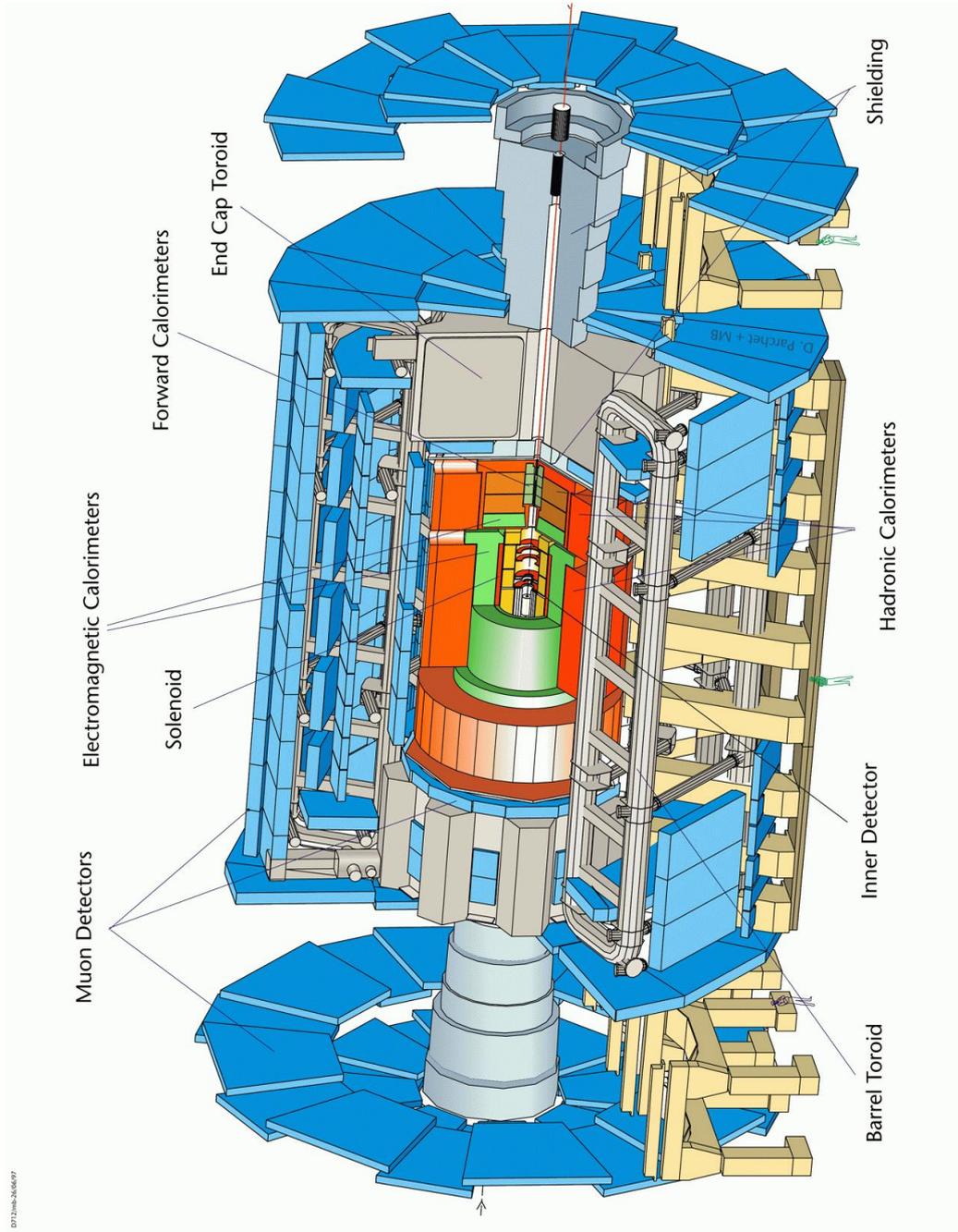


Figura 2.1: *El Detector ATLAS*

las cantidades medidas al punto de máxima aproximación al eje nominal del haz  $x = y = 0$ .

Parámetros en el plano  $\mathbf{x} - \mathbf{y}$ :

$1/p_T$ : Inverso del momento transverso.

$\phi$  : Ángulo azimutal, siendo  $\tan \phi \equiv p_z/p_T$ .

$d_0$  : Parámetro transverso de impacto : distancia transversal al eje del haz en el punto de máxima aproximación, donde su signo esta dado de acuerdo al momento angular de la traza alrededor de eje.

Parámetros en el plano  $\mathbf{R} - \mathbf{z}$ :

$\cotg \theta$  : Cotangente del ángulo polar,  $\cotg \theta \equiv p_z/p_T$ .

$z_0$  : Parámetro de impacto longitudinal, definido como la posición de la coordenada  $z$  de la traza en el punto de máximo acercamiento.

## 2.2. Diseño y características principales

El diseño del detector ATLAS ha sido desarrollado con el propósito de satisfacer algunos criterios básicos, que están enunciados a continuación:

- Medición de momentos y vértices de interacción.
- Identificación y medición para electrones y fotones, complementado junto con mediciones precisas de jets y energía transversa perdida ( $E_T^{miss}$ ).
- Espectrómetro de muones externo autónomo para la medición del momento de muones con alta precisión, aún en las condiciones de máxima luminosidad.
- Gran aceptación en pseudorapidez( $\eta$ ) con una cobertura casi completa en el ángulo azimutal ( $\phi$ ).
- Reconstrucción eficiente a alta luminosidad para la medición de partículas de alto momento transverso ( $p_T$ ).

- Triggering y medición de partículas en el umbral de bajo  $p_T$ , otorgando altas eficiencias para la mayoría de los procesos físicos de interés en el LHC.

El detector ATLAS se encuentra contenido en una estructura cilíndrica de 44 m de longitud y 22 m de diámetro. El peso total del detector es de aproximadamente 7000 toneladas. Como la mayoría de los detectores de colisiones, el detector ATLAS presenta una estructura de tipo cebolla. Éste puede ser dividido en tres grandes subsistemas comenzando a partir del punto de interacción:

- Detector Interno contenido dentro de un cilindro de 7 m de longitud y 1.15 m de radio, provisto de un sistema magnético que genera un campo de hasta 2 T. La reconstrucción de trazas así como también las mediciones de momentos y vértices de interacción son alcanzadas combinando detectores pixelados discretos de semiconductores de alta resolución y detectores de microbandas, en la parte más interna de su volumen, con detectores de traza compuestos de pequeños tubos de deriva capaces de medir radiación de transición, en su parte externa.
- Sistema de Calorímetros compuesto por un calorímetro electromagnético de Argón líquido (LAr) de alta granularidad, con un excelente rendimiento en términos de resolución de energía y posición, que cubre un rango de pseudorapidez de  $|\eta| < 3,2$ . En las capas laterales, la tecnología LAr es también utilizada para los calorímetros hadrónicos, donde comparten el crióstato con los electromagnéticos. Dicho crióstato también alberga los calorímetros delanteros de LAr, los cuales permiten extender el rango de cobertura en pseudorapidez hasta  $|\eta| < 4,9$ . La mayor parte del calorímetro hadrónico está provisto de un novedoso sistema de tejas centelladoras que permite mejorar su rendimiento en el análisis de jets y  $E_T^{miss}$ . El calorímetro de Argón líquido está contenido en un cilindro de 2.25 m de radio externo y se extiende longitudinalmente  $\pm 6,65$  m a lo largo del eje del haz, mientras que el radio externo para el de tejas centelladoras es de 4.25 m. El peso total de todo el sistema, junto con su estructura de soporte, alcanza las 4000 toneladas.
- Espectrómetro de muones compuesto por un sistema de toroides de núcleo de aire que genera un campo magnético de fuerte poder de curvamiento en el interior de su estructura abierta (minimizando efectos de scattering múltiples) junto con tres estaciones con cámaras de alta precisión para la reconstrucción de trazas. El espectrómetro está provisto de cámaras que serán utilizadas por el sistema selección de eventos

(*trigger*) con tiempos de respuesta muy veloces. El espectrómetro de muones determina las dimensiones generales del detector ATLAS. Las camaras más externas del barril están a un radio de 11 m mientras que la tercera capa de las cámaras de muones delanteras están localizadas a 23 m del punto de interacción.

Además de los componentes mencionados anteriormente, se describirá el sistema de selección de eventos y de adquisición de datos, el cual puede ser considerado como el cuarto componente fundamental del detector (capítulo 4).

### 2.2.1. Sistema magnético

El sistema magnético superconductor del detector ATLAS, como puede ser visto en la figura 2.1, está compuesto de un solenoide central (CS), que proporciona campo magnético al detector interno (ID), envuelto por un sistema de tres grandes toroides superconductores de núcleo de aire (figura 2.2), el cual proporciona condiciones de campo magnético en el espectrómetro de muones. Éste genera un campo que cubre un rango en pseudorapidez de  $0 \leq |\eta| \leq 2.7$  y posee una estructura abierta para minimizar la contribución de dispersiones múltiples a la resolución del momento. Las dimensiones totales del sistema magnético son de 25.2 m de longitud por 20 m de diámetro (2.2.1). Los dos toroides de las capas laterales (End Caps Toroids) se encuentran insertadas a cada uno de los extremos del barril central toroidal (BT) y alineadas con el CS. Los ECT tienen un diámetro externo de 10.7 m, un hueco interno de 1.65 m y una longitud de 5 m, mientras que el CS se extiende sobre una longitud de 5.3 m con un diámetro de 2.4 m.

El CS genera un campo central de 2 T con un pico de 2.6 en el superconductor (NbTi), mientras que para el BT y el ECT el campo magnético es de 3.9 y 4.1 T respectivamente. El poder de curvatura del campo sobre las partículas es menor en la región donde ambos dispositivos magnéticos se solapan, ( $1.3 < |\eta| < 1.6$ ).

La posición del CS en el frente de los calorímetros electromagnéticos demanda una cuidadosa minimización de los materiales empleados, con el objetivo de minimizar la fracción de las lluvias que se desarrollan en zonas no instrumentadas. En consecuencia, el CS y el Calorímetro LAr comparten una única cámara de vacío (eliminando de esta forma el uso de dos paredes de vacío).

Cada toroide consiste en ocho bobinados chatos ensamblados radial y simétricamente alrededor del eje definido por el haz. Los bobinados de los ECT están rotados en un ángulo de  $22.5^\circ$  respecto de los bobinados del BT,

	Barril Toroidal	Toroide lateral
Radio interno (mm)	4720	825
Radio externo (mm)	10040	5350
Longitud (mm)	25260	5000
Corriente operativa (A)	20500	20000

Cuadro 2.1: Parámetros generales del sistema magnético toroidal del espectrómetro de muones

para proveer una superposición radial y optimizar el poder de deflexión en la región de transición entre ambos toroides (figura 2.3). Los bobinados del BT están contenidos en crióstatos individuales y se encuentran sujetos entre ellos por medio de ocho anillos de dovelas y puntales que contienen las fuerzas gravitacional y magnética, mientras que los ocho bobinados de cada ECT están ensamblados en único gran crióstato. Estos dispositivos magnéticos son enfriados indirectamente por un flujo de Helio a 4.5 K a través de tubos soldados en su cobertura.

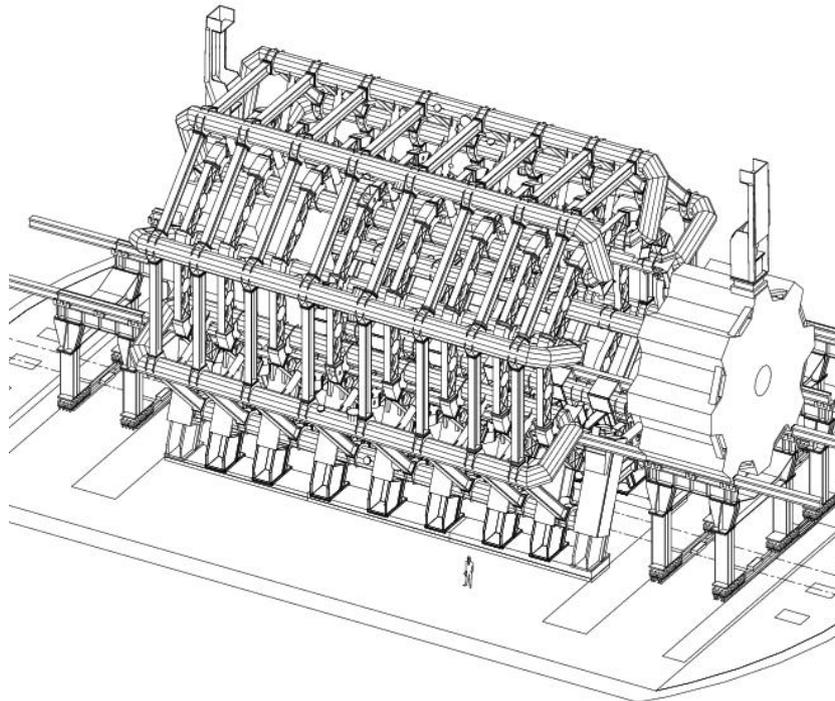


Figura 2.2: *Sistema magnético del espectrómetro de muones*

El campo magnético provee deflexiones típicas de 3 Tm en el barril y

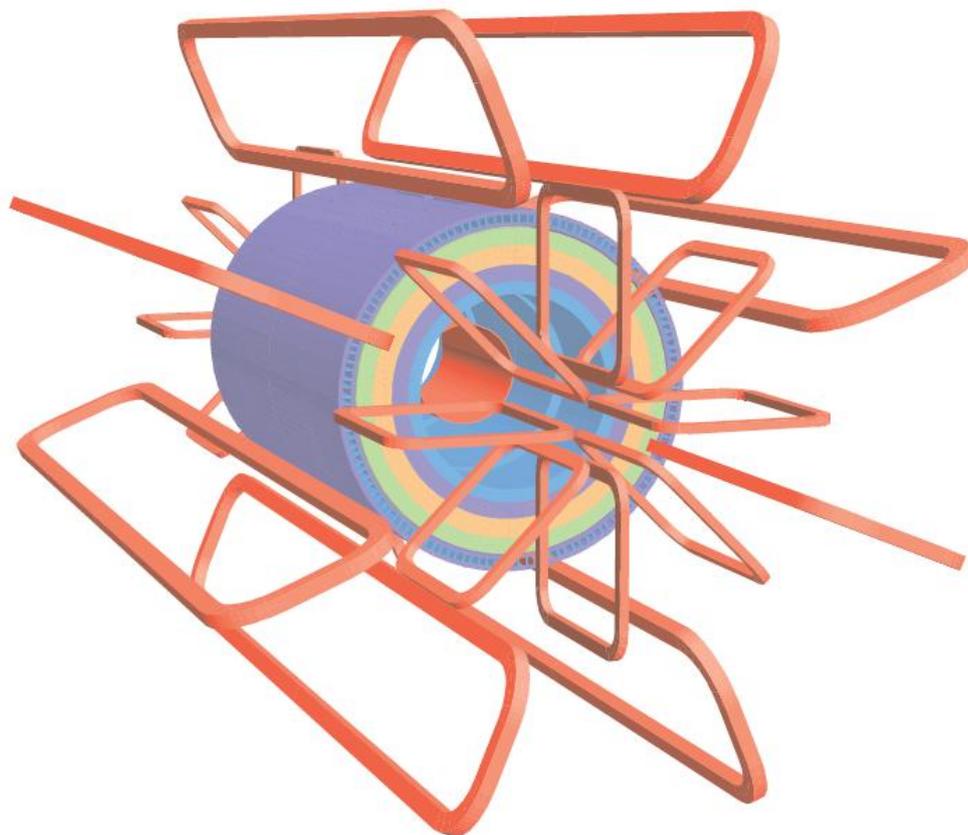


Figura 2.3: Geometría del sistema magnético. Se observan los ocho bobinados que dan forma al barril toroidal, con los bobinados de las capas laterales intercaladas  $1/8$  en  $\phi$ , y el solenoide dentro del volumen del calorímetro

de 6 Tm en las regiones laterales. Debido al número finito de bobinados, la configuración de campo no es perfectamente toroidal. Este efecto es más notorio en la región de transición entre el BT y ECT, donde existe una componente radial significativa.

### 2.2.2. El Detector Interno

El detector interno (ID) es el primero que encuentran las partículas salientes del punto de interacción  $pp$  del detector ATLAS, y su diseño combina detectores de alta resolución en el radio interno con elementos de detección continuos en el radio externo, ambos contenidos en el solenoide central que provee un campo magnético nominal de 2 T en su interior. Un esquema del detector interno se muestra en la figura 2.4.

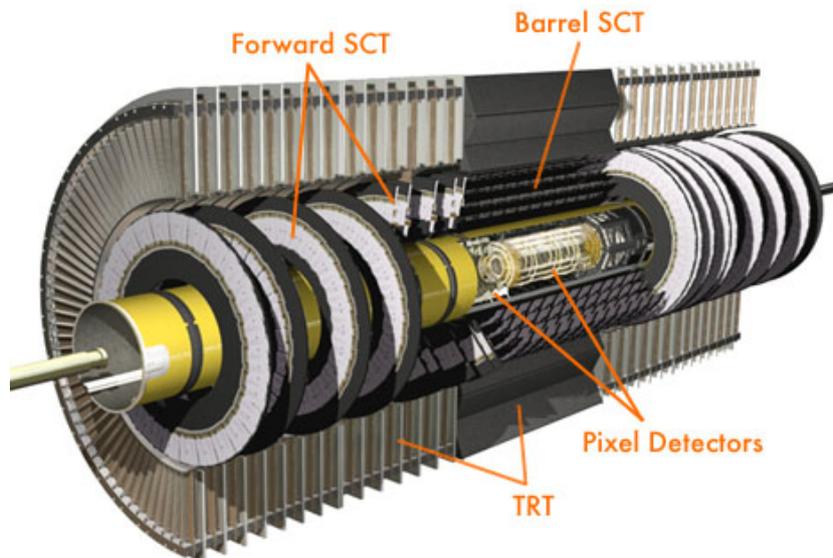


Figura 2.4: *Detector Interno de ATLAS*

Algunos de los principales requerimientos para el ID son enunciados a continuación:

- Eficiencia para la reconstrucción mayor al 95 % sobre toda la región de cobertura para trazas aisladas con  $p_T > 5 GeV$
- Identificación de partículas individuales en jets densos
- Distinción entre electrones y fotones, los cuales crean clusters similares en el calorímetro electromagnético

- Identificación de la carga de partículas con gran momento transverso para la identificación de posibles decaimientos de  $Z'$
- *Tagging* de jets originados a partir de quarks- $b$  de alta energía
- Medición del momento de muones de energía baja, los cuales son más sensibles al MCS (Multiple Coulomb Scattering) en el calorímetro hadrónico
- Identificación de vértices primarios en presencia de numerosos vértices debido al solapamiento de eventos de tendencia mínima

El radio externo de la cavidad interna del ID es de 115 cm, fijada por el crióstato que contiene el calorímetro electromagnético y tiene una longitud total de 7 m, determinada por la posición de las capas externas del calorímetro (End Caps).

La resolución de vértices de interacción y de momentos requieren de dispositivos de medición de alta precisión, la cual se alcanza utilizando detectores de granularidad fina, para poder separar satisfactoriamente la densidad alta de trazas esperada en el LHC. Los detectores de trazas de semiconductores, que utilizan microcintas de silicio (SCT) y detectores pixelados de semiconductores ofrecen esta características, los cuales se explican en detalle en la siguiente sección.

## Detectores de Silicio

- Pixel Detector

La alta granularidad cerca de la región correspondiente al vértice de interacción es alcanzada a través de los detectores pixelados. Está diseñado para realizar tres mediciones de alta precisión tan cercanas al punto de interacción como sea posible, con el objetivo de determinar parámetros de impacto y encontrar partículas de corto tiempo de vida, como hadrones  $B$  (para  $b$ -tagging en física del quark top) y leptones  $\tau$ . El detector pixelado posee una segmentación bidimensional de sensores que determinan los puntos espaciales sin ambigüedades asociadas a la geometría de las cintas de silicio. Estos sensores están equiespaciadas  $50 \mu\text{m}$  en  $R\phi$  y  $300 \mu\text{m}$  en  $z$ , conteniendo el detector interno un total de 140 millones de ellos, fundamentales en la tarea de reconstrucción de trazas en el ambiente hacinado del LHC.

El sistema consiste de tres barriles de 4 cm, 10 cm y 13 cm de radio, y cinco discos a cada lado, cuyos radios van de 11 a 20 cm, lo que ofrece una cobertura angular completa. Los módulos pixelados se encuentran en las capas

más cercanas al primer vértice de interacción debido a su gran resolución espacial. Estos dispositivos han sido idénticamente diseñados tanto para los barriles como para los discos, con un tamaño de 62.4 mm de largo por 21.4 mm de ancho.

- Semiconductor Tracker

Los detectores SCT están diseñados para medir ocho puntos en la zona de radio intermedia, por medio de ocho capas de microcintas de silicio, que proveen una resolución de  $16 \mu\text{m}$  y  $580 \mu\text{m}$  en la dirección  $R\phi$  y  $z$  respectivamente. Estos detectores permiten diferenciar trazas que estén separadas por más de  $200 \mu\text{m}$ , lo cual contribuye a una medición precisa de momento, parámetros de impacto y vértices de interacción. El número de estos detectores de precisión no puede ser muy alto, no sólo debido a su alto costo, sino también a la introducción de capas materiales que alterarían las trazas. Cada módulo consiste en cuatro detectores de silicio  $p-n$  de una cara, de  $6.36 \times 6.40 \text{ cm}^2$ , con salidas de lectura cada  $80 \mu\text{m}$ . Estos módulos son unidos de a dos por un cable para formar unas cintas de 12.8 cm de longitud. Su disposición en el barril así como también en las capas laterales permite una cobertura en  $|\eta| \leq 2.5$ .

Finalmente, se espera que tres capas pixeladas y ocho capas de cintas (cuatro puntos espaciales) sean atravesadas por cada trayectoria.

### El detector de radiación de transición

Un número mayor de puntos correspondientes a la traza de la partícula (alrededor de 36 por partícula) está dada por uso de tubos detectores pequeños ( $\approx 370000$  en el ID), de 4 mm de diámetro y 144 mm de longitud, utilizados para la identificación y reconstrucción de las trayectorias de partículas cargadas. Cada tubo está relleno de una mezcla gaseosa ( $\approx 70\%$  xenón) y contiene en su interior un cable de tungsteno de  $20 \mu\text{m}$  de diámetro. Al pasar una partícula cargada por el tubo, se produce una ionización a lo largo de la trayectoria, siendo esta señal colectada por el cable central, lo cual permite determinar la posición del impacto dentro del radio del tubo. Con el propósito de maximizar el número de tubos detectores atravesados por una partícula, éstos están orientados de manera radial (en forma de rueda) en las tapas, y a lo largo del eje del haz en la región del barril (cubriendo un rango radial de 56 a 107 cm).

La existencia de materiales de distinto índice de refracción entre los tubos genera fotones de transición a lo largo de la trayectoria de una partícula cargada. La detección de la radiación de transición permite una identificación

de los electrones que atraviesan el detector interno. Esto se debe a que éste el efecto depende de la velocidad de la partícula[7] y no de su momento. En consecuencia, si bien los muones también emiten radiación de transición, al ser mucho más masivos que los electrones, su señal es mucho menor.

### 2.2.3. El Calorímetro

El detector ATLAS posee un calorímetro (figura 2.5), que se encuentra dividido en un sector electromagnético (EM) que cubre la región de pseudorapidez de  $|\eta| < 3,2$ , un hadrónico (HC) que cubre  $|\eta| < 1,7$ , otro sector hadrónico en la capa lateral (HEC) que cubre  $1,5 < |\eta| < 3,2$  y uno delantero (FCAL) que cubre el rango  $3,1 < |\eta| < 4,9$ .

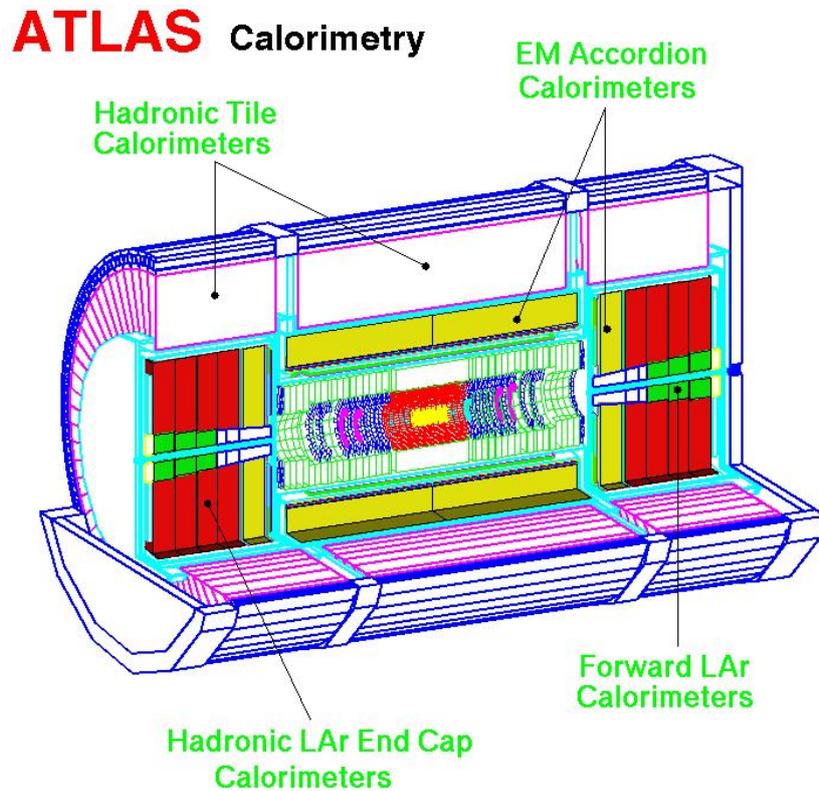


Figura 2.5: El Calorímetro del detector ATLAS

El calorímetro se extiende radialmente desde un radio interno de 2.28 m hasta un radio externo de 4.25 m. En la dirección longitudinal se encuentra segmentado en tres capas. Los HEC están compuestos por dos ruedas

independientes de 2.03 m de radio externo, cada una con tres capas de electrodos paralelos de cobre, donde el electrodo central funciona como sistema de lectura, mientras que los FCAL consisten en tres secciones, la primera compuesta por cobre y las dos restantes por tungsteno.

La identificación de electrones y fotones son las tareas más importantes del calorímetro. El índice de QCD-jets requiere tener un dispositivo que sea capaz de obtener muestras claras de electrones con momento transversal de más de 20 GeV en un entorno atestado. Este rechazo puede ser alcanzado con un calorímetro de granularidad alta, permitiendo identificar depósitos de energía aislados de electrones y fotones. El diseño del calorímetro electromagnético apunta a satisfacer los requerimientos en la resolución espacial y de energía en procesos que involucren decaimientos del Higgs a fotones y electrones, como  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$  y  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . El rango dinámico de energía transversal en el calorímetro va desde 1 GeV para electrones (derivados de decaimientos de mesones-B) hasta varios TeV en decaimientos de bosones vectoriales pesados. La reconstrucción de jets también es importante para el estudio de la composición de los quarks y decaimientos del Higgs a W de alto  $p_T \rightarrow \text{jet-jet}$ .

## Los Calorímetros de Argón Líquido

El calorímetro EM es un detector de Plomo/Argón líquido, formado por capas de placas absorbentes de plomo/acero inoxidable y argón líquido interespaciadas, cuya señal inductiva, producida por la ionización de los electrones de deriva, se extrae con un detector en las caras interna y externa de estos módulos, los cuales están conectados a preamplificadores que se utilizan para calcular la energía perdida en el material. En la región  $|\eta| < 2,5$ , el calorímetro electromagnético está segmentado en cuatro dispositivos de muestreo (figura 2.6):

- Presampler: Una única capa delgada de argón sin plomo absorbente es utilizada, con el propósito de corregir las pérdidas de energía en el solenoide y en las paredes del criostato
- 1° Sampling: El primer sampling tiene una profundidad de  $4,3X_0$ <sup>1</sup>. El dispositivo de lectura de datos son finas varillas en  $\eta$ , con la resolución necesaria para la separación de  $\gamma/\pi^0$ . La coordenada  $\phi$  no es apropiada

---

<sup>1</sup>Se denomina  $X_0$  a la Longitud de Radiación (*Radiation length*), definida como la distancia media sobre la cual un electrón muy energético pierde  $1/e$  de su energía por bremsstrahlung, o bien, como el  $7/9$  del camino libre medio en la producción de pares. Esta variable provee una escala de longitud apropiada para describir cascadas electromagnéticas de alta energía.

para esto puesto que los fotones se abrirán en el campo magnético, produciendo clusters con anchos similares a los clusters de  $\pi^0$

- 2° Sampling: La mayoría de la energía es depositada en el segundo sampling de  $16X_0$  de profundidad. Los zócalos con energías menores a 50 GeV son llenados completamente. La medición de la posición del cluster en las dos coordenadas se logra con celdas de tamaño  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0245 \times 0,0245$ .
- 3° Sampling: Sólo los electrones de más alta energía alcanzarán esta profundidad en el detector, siendo la dimensión del cluster en la coordenada  $\eta$  el doble que en el caso anterior.

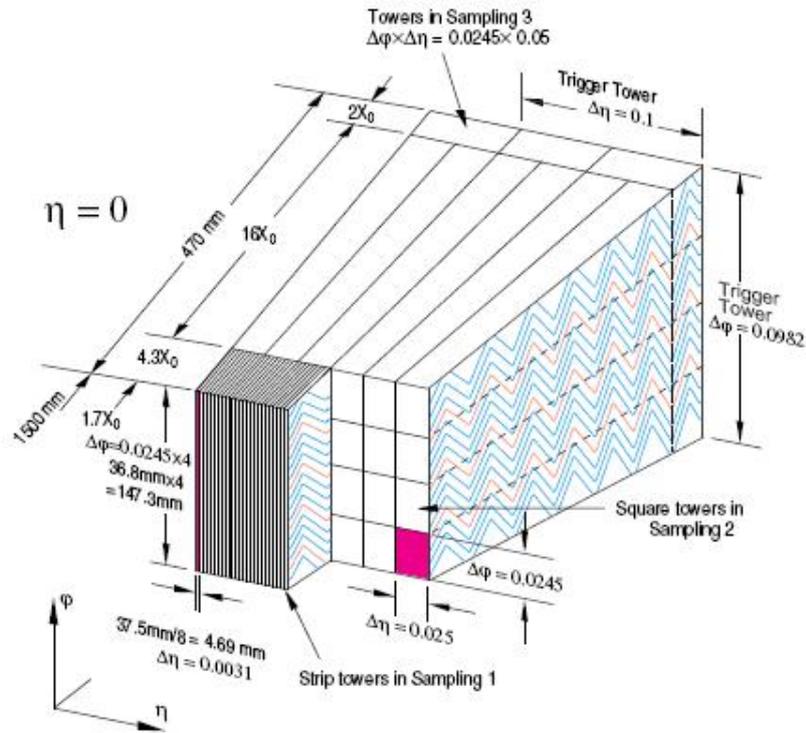


Figura 2.6: Segmentación del calorímetro electromagnético. Se observan los cuatro dispositivos de muestreo.

## Los calorímetros de tejas

El calorímetro de hadrones utiliza diferentes técnicas según la región de pseudorapidez que cubre. Para el rango  $|\eta| < 1,7$ , se utiliza acero como material absorbente y tejas centelladoras como material activo. Estos centelladores están ubicados en forma radial y escalonados en profundidad, siendo esta estructura periódica en la dirección  $z$ , diseño implementado con el objetivo de incrementar el cociente  $e/h^2$ . Las tejas tienen un grosor de 3 mm y el grosor total de las placas de acero en un período es de 14 mm. La señal de las tejas centelladoras es adquirida por fotomultiplicadores ubicados fuera del calorímetro.

### 2.2.4. El espectrómetro de muones

El diseño del espectrometro de muones (figura 3.2) está basado en la deflexión magnética de las trazas de muones en el gran todoide magnético superconductor de núcleo de aire, instrumentado con cámaras de trigger y de alta precisión, distribuidas separadamente, para la reconstrucción de trazas.

En el rango  $|\eta| \leq 1,0$ , la deflexión magnética está dada por el gran barril toroidal, para  $1,4 \leq |\eta| \leq 2,7$ , la deflexión es producida por dos imanes insertados en ambas capas laterales del barril, mientras que en la región intermedia  $1,0 \leq |\eta| \leq 1,4$  la deflexión es producida por ambos (región de transición). En la región central, las trazas son reconstruidas por medio de cámaras colocadas en tres capas cilíndricas (*layers*) alrededor del eje del haz. En la región de transición como en las capas laterales las cámaras están instaladas verticalmente también en tres capas.

Sobre gran parte del rango de pseudorapidez, la mediciones de precisión de las coordenadas de las trayectorias de las partículas en la dirección principal de deflexión debido al campo magnético es provista por las cámaras MDT (Monitored Drift Tubes Chambers). Para grandes valores de pseudorapidez (entre 2.0 y 2.7) y en regiones cercanas al punto de interacción, las cámaras CSC (Cathode Strip Chambers) de alta granularidad son empleadas para soportar las condiciones de ruido y tasas requeridas. Las mediciones de precisión de las trazas de muones son llevadas a cabo en la proyección  $R - Z$ , en la dirección paralela a la dirección de deflexión producida por el campo magnético. Se espera para las cámaras MDT una resolución por cable de  $\approx 80 \mu\text{m}$ .

El sistema de trigger cubre un rango de pseudorapidez  $|\eta| \leq 2,4$ , siendo utilizadas las cámaras RPC (Resistive Plate Chambers) y las cámaras TGC

---

<sup>2</sup>Cociente entre la respuesta del calorímetro para la parte puramente hadrónica y puramente electromagnética de la lluvia.

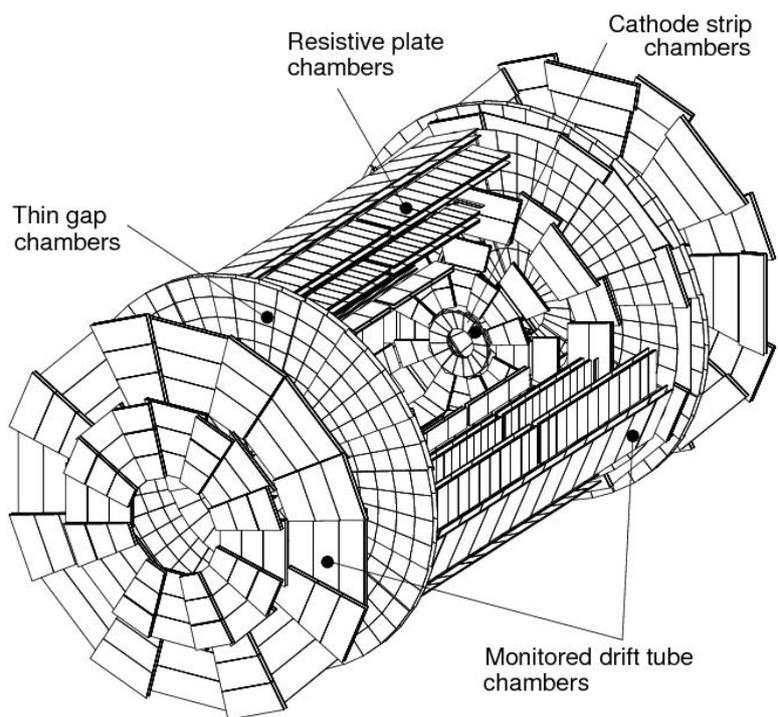


Figura 2.7: *Espectrómetro de Muones*

(Thin Gap Chambers) en el barril y en las capas laterales respectivamente. Éstas cámaras se utilizarán para los siguientes propósitos:

- Identificación del cruce de *bunches*, lo cual requiere una resolución mejor que el tiempo entre colisiones del LHC, que es de 25ns.
- Un sistema de trigger con cortes en el momento transversal  $p_t$  bien definidos, requiriendo una granularidad del orden de 1 cm.
- Medición de la segunda coordenada en la dirección ortogonal a la coordenada medida en las cámaras de precisión, con una resolución de 5 - 10 mm.

El espectrómetro de muones se encuentra explicado en profundidad en el siguiente capítulo.

# Capítulo 3

## Espectrómetro de Muones

En este capítulo se describe en detalle el espectrómetro de muones, pues es el subsistema de ATLAS para el cual, en esta tesis, se han desarrollado algoritmos de reconstrucción y estudiado su desempeño.

### 3.1. Introducción

Los muones de momento final alto se encuentran entre las más promisorias y robustas firmas en el LHC. Para explorar la física de estos eventos, ha sido diseñado para el experimento ATLAS un espectrómetro de muones[11] de alta resolución con un sistema de trigger autónomo, siendo capaz de llevar a cabo mediciones precisas de momento sobre un rango amplio de  $pT$ , pseudorapidez y ángulo azimutal. El espectrómetro de muones forma la capa más externa del detector ATLAS y ocupa por lejos la mayor parte de su volumen. Está localizado en la parte externa del módulo del calorímetro y cubre un espacio de 4.5 m a 11 m de radio y de 7 m y 23 m longitudinalmente a ambos lados del punto de interacción. Su volumen total es de aproximadamente 16.000 m<sup>3</sup>. Las figuras 3.1 y 3.2 muestran el arreglo de las cámaras de detección de muones alrededor del sistema magnético.

El diseño del espectrómetro está basado en la deflexión magnética de la traza de muones en un sistema de tres imanes toroidales superconductores de núcleo de aire, que generan las condiciones de campo magnético mencionadas en el capítulo anterior, instrumentado con cámaras de trigger y de alta precisión utilizadas para la reconstrucción de las trazas. En el rango de pseudorapidez  $|\eta| \leq 1.0$ , la deflexión magnética es producida por un imán con forma de barril, construido a partir de ocho enormes bobinados que envuelven el calorímetro hadrónico. Para el rango  $1.4 \leq |\eta| \leq 2.7$ , las trazas de los muones son curvadas por dos imanes ubicados en los extremos laterales

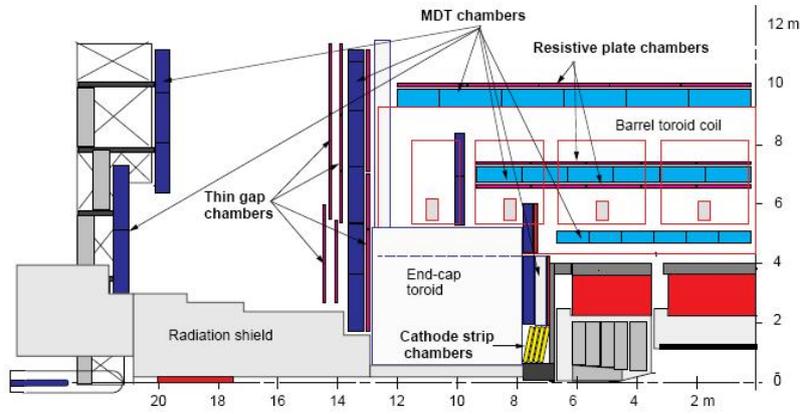


Figura 3.1: *Vista lateral del espectrómetro de muones.*

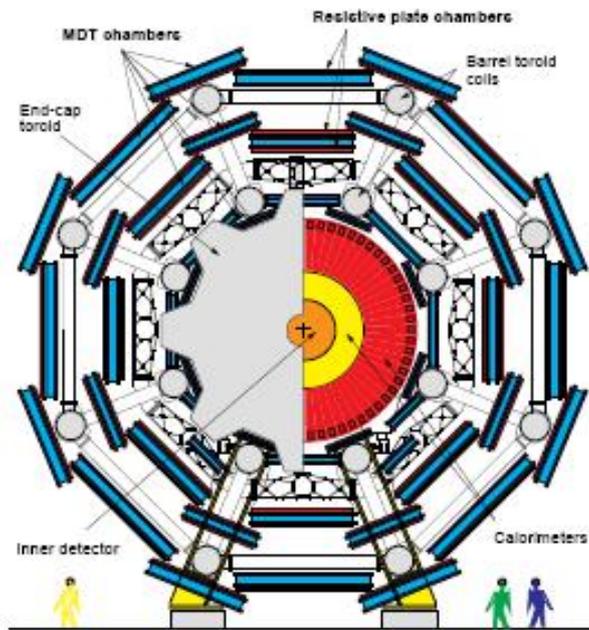


Figura 3.2: *Corte transversal del espectrómetro de muones.*

del barril, mientras que en la región intermedia,  $1.0 \geq |\eta| \leq 1.4$ , conocida como región de transición, la deflexión es producida por un efecto conjunto de ambos campos. Esta configuración de imanes provee un campo magnético que es mayormente ortogonal a las trayectorias de los muones, minimizando la degradación de la resolución debida a dispersiones múltiples

En la región del barril, las trazas son reconstruidas en cámaras colocadas en tres capas cilíndricas <sup>1</sup> alrededor del eje determinado por el haz, siendo en la zona lateral y de transición instaladas verticalmente, también en un arreglo de tres capas. Sobre casi todo el rango de pseudorapidez, las mediciones de precisión en la principal dirección de curvamiento de las trayectorias de los muones está provista por las cámaras MDT (Monitored Drift Tube). En las regiones de alta pseudorapidez y cerca del punto de interacción, las cámaras CSC (Cathode Strip Chambers) con mayor granularidad son utilizadas. Un sistema de alineamiento óptico ha sido diseñado para garantizar con precisión el posicionamiento de las cámaras. El sistema de Trigger cubre una región de  $|\eta| \leq 2.4$  y está provisto por las cámaras RPC (Resistive Plate Chambers) en el barril y por las cámaras TGC (Thin Gap Chambers) en las capas laterales. Ambas cámaras proveen además información sobre la segunda coordenada ortogonal a las mediciones de precisión, en una dirección aproximadamente paralela a las líneas de campo magnético.

## 3.2. Diseño

El diseño del espectrómetro de muones y de sus cámaras de detección esta apuntado a lograr el mejor rendimiento del detector, siendo algunos de sus características:

- Aceptación máxima en el rango de pseudorapidez,  $|\eta| < 2.7$
- Ocupación baja (*occupancy*) para facilitar la reconstrucción de trazas
- Uso óptimo del campo magnético para *Triggering* y mediciones de precisión
- Cantidad mínima de material para limitar scattering multiple de Coulomb
- Diseño del detector para facilitar el pasaje de cables y servicios del espectrómetro de muones a otros detectores, así como también el acceso y las tareas de mantenimiento

---

<sup>1</sup>Llamamos capa *layer* al conjunto de módulos que se encuentran a igual distancia del centro del detector en el plano transversal.

- Estandarización, para que haya el menor número de cámaras diferentes

El diseño del espectrómetro de muones del experimento ATLAS está basado en el concepto de torres proyectivas, implementando conjuntos de tres cámaras colocadas de forma tal que las partículas que se originan en el punto de interacción atraviesen todas ellas. Las cámaras ubicadas en estas torres están conectadas ópticamente por un sistema de alineación, que permite medir su posición relativa. Se ha elegido para el detector una división en 16 sectores en el plano azimutal.

En las siguientes secciones, se presentan los componentes principales del espectrometro de muones y sus principales características .

### 3.2.1. Barril

El barril se extiende hasta valores de  $|\eta| \approx 1$ . La figura 3.3 muestra como han sido colocadas las distintas cámaras del detector alrededor de la estructura magnética. Estas forman tres capas cilíndricas, concéntricas con el eje definido por el haz, a una distancia radial de 5, 7.5 y 10.5 m. Todas las cámaras pertenecientes al barril tienen una forma rectangular, con el plano de las cámaras paralelo al haz. Las Cámaras MDT son utilizadas para mediciones de precisión en toda la región del barril, mientras que el mecanismo de trigger está provisto por tres capas de cámaras RPC; las dos primeras están ubicadas en la capa intermedia (RPC1 y RPC2), y la tercera por debajo de la cámara MDT más externa (RPC3). Las posiciones radiales de las cámaras de trigger fueron elegidas de forma tal que las ventanas de trigger coincidan (tanto para bajo como alto  $p_T$ ). Las cámaras ubicadas en el barril proveen una cobertura total en el ángulo azimutal.

### 3.2.2. Capas laterales (End Caps)

Las capas laterales cubren un rango de pseudorapidez  $1 < |\eta| < 2.7$ , y forman un arreglo de tres anillos ubicados a cada lado del detector, concéntricos respecto del eje del haz, a una distancia de 7.5 - 10, 14 y 21 - 23 m desde el punto de interacción. El volumen cerrado de las ECT proveen las mediciones de sagita necesarias en el rango de  $|\eta| > 1.4$ , siendo las cámaras optimizadas en esta región para la medición de la deflexión de los muones debida al campo magnético. La información de trigger está provista por las cámaras TGC sobre toda la región de las capas laterales, las cuales se encuentran ubicadas en la estación media, a una distancia de 13-14.5 m respecto al punto de interacción. Las TGC se encuentran distribuidas en un triplete, por delante de las cámaras MDT, y un doblete por detrás de éstas. Las cámaras MDT se

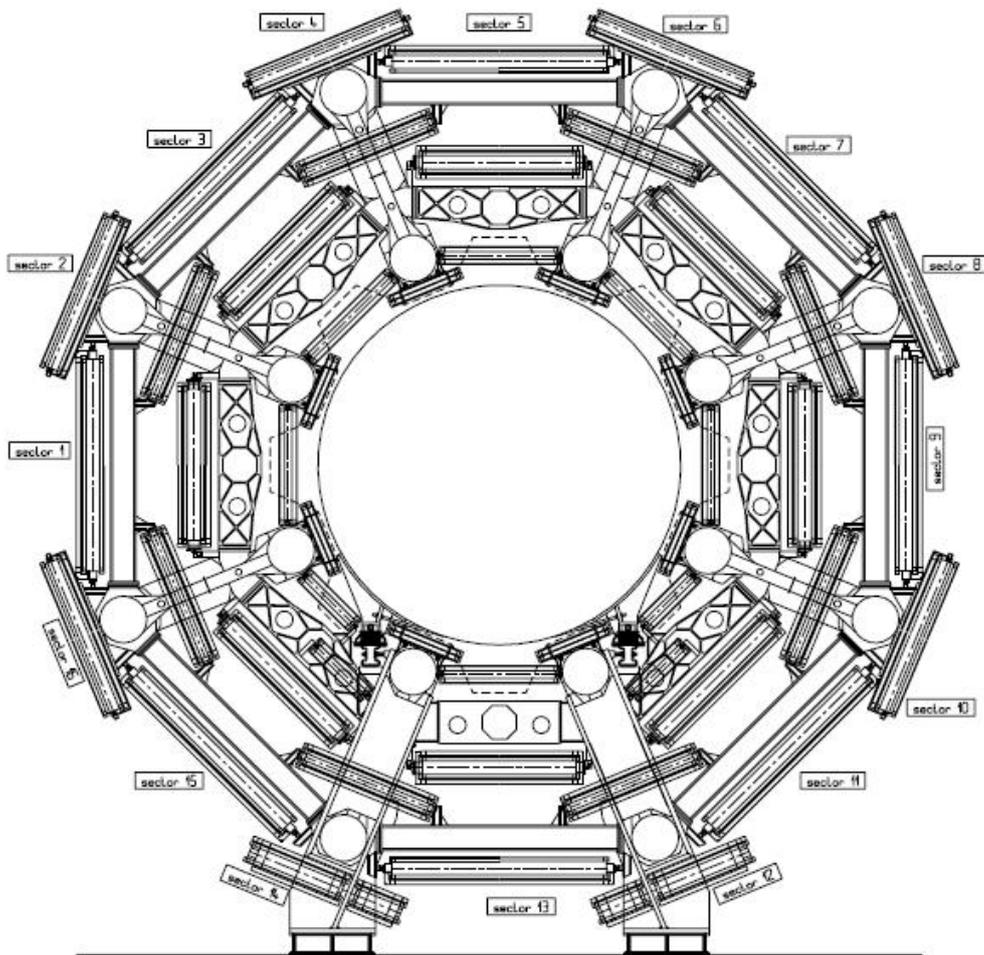


Figura 3.3: Vista de un corte en el plano  $x - y$  del diseño de cámaras en el barril .

	CSC	MDT	RPC	TGC
Número de cámaras	32	1194	596	192
Número de canales de lectura	67.000	370.000	350.000	440.000
Area de Cobertura $m^2$	27	5500	3650	2900

Cuadro 3.1: Número de cámaras utilizadas en el espectrómetro.

usan en la mayor parte de las capas laterales, siendo las capas CSC utilizadas sólo para cubrir las regiones de alto *rate* ( $2 < |\eta| < 2.7$ ) en la parte interna.

### 3.2.3. Sistema de Cámaras

Dos sistemas separados con distinta funcionalidad son usados en el espectrómetro de muones:

- Trigger: Cámaras RPC en la región del barril y cámaras TGC para las capas laterales, cubriendo un rango de más de 2.4 en pseudorapidez

Ambas cámaras generan señales rápidas con una resolución de unos pocos nanosegundos, las cuales son utilizadas para el primer nivel de trigger (Nivel 1) y para reconocimiento del cruce de *bunches*. Éstas poseen una resolución espacial de 5 - 20 mm y se utilizan en los algoritmos de reconstrucción, puesto que proveen las mediciones de las coordenadas de la traza en el plano de no-deflexión.

- Mediciones de Precisión: Cámaras MDT para el 99,5 % del área instrumentada y cámaras CSC sólo en las regiones donde el flujo de partículas es mayor (2 - 2.7 en pseudorapidez)

Ambas cámaras proveen mediciones precisas de las coordenadas de la traza en el plano de deflexión. Si bien las cámaras MDT no brinda información en la coordenada  $\phi$ , ésta provee información sobre tiempos, lo cual es indispensable para alcanzar la resolución espacial esperada en el espectrómetro.

La tabla 3.2.3 resume el número de cámaras utilizadas junto con algunas características.

## 3.3. Cámaras de Precisión

El espectrómetro de muones está diseñado para alcanzar una resolución de  $\frac{\Delta p_T}{p_T} < 1 \times 10^{-4} \times p/GeV$ , para  $p_T > 300 GeV$ ; a momentos más chicos la resolución está limitada a unos pocos por ciento debido al scattering múltiple

en el imán y el detector. Para alcanzar esta resolución a partir de la medición de tres puntos, con el tamaño y el poder de deflexión de los toroides del detector ATLAS, cada punto debe ser medido con una precisión mejor que  $50 \mu\text{m}$ . Las cámaras diseñadas deben garantizar la confiabilidad y estabilidad de construcción y operación durante el tiempo de vida del experimento y en un ambiente de radiación. El diseño permite una cobertura de  $5000 \text{ m}^2$  de superficie.

Las mediciones de precisión para la reconstrucción de las trazas de muones es realizada en la proyección R-Z, en dirección paralela a la dirección de curvatura producida por el campo magnético. Las cámaras MDT son utilizadas para este propósito sobre la mayoría del ángulo sólido cubierto por el espectrómetro y proveen una resolución de  $\approx 80 \mu\text{m}$  a presiones operativas altas (3 bar).

### 3.3.1. Monitored Drift Chambers (MDT)

Los elementos básicos de detección en las cámaras MDT son tubos de aluminio de 30 mm de diámetro y  $400 \mu\text{m}$  de grosor en sus paredes, con un cable central de W-Re de  $50 \mu\text{m}$  de diámetro. Los tubos son operados con una mezcla no inflamable de  $\text{Ar} - \text{CH}_4 - \text{N}_2$  a una presión absoluta de 3 bar. Cada tubo provee una relación espacio - temporal con un tiempo máximo de deriva del orden de los 700 ns y una resolución espacial, por cada cable ánodo, del orden de  $80 \mu\text{m}$ . La longitud de los tubos varía desde 70 a 630 cm, habiendo en total aproximadamente 320.000 tubos en el espectrómetro.

Para mejorar la resolución de las cámaras más allá de los límites que ofrece un único cable y para alcanzar una adecuada cantidad de información para la reconstrucción de las trazas, se utilizan los tiempos de deriva de los electrones producidos por la ionización del gas a lo largo de la trayectoria de la partícula incidente. Las cámaras MDT han sido diseñadas con una configuración de 2x4 capas de tubos en las estaciones internas (donde la densidad de partículas es mayor) y de 2x3 capas de tubos en las otras, siendo su tamaño variable de acuerdo a su posición, de acuerdo a la forma de la estructura en la cual yacen (figura 3.5). Los tubos de deriva de las cámaras MDT están ubicados en forma perpendicular al eje del haz y siguen aproximadamente las líneas de campo magnético, el cual es bastante homogéneo en la zona de las cámaras externas, siendo más importante su fluctuación en la región interna. Las cámaras se encuentran sujetadas por una estructura rígida que provee un posicionamiento preciso entre los tubos de deriva. Esta estructura está compuesta de tres planchas cruzadas utilizadas para contener los tubos de deriva, mientras dos soportes largos conectan dichas planchas. Puesto que el marco tiene que estar construido con una precisión mecánica de  $\pm$

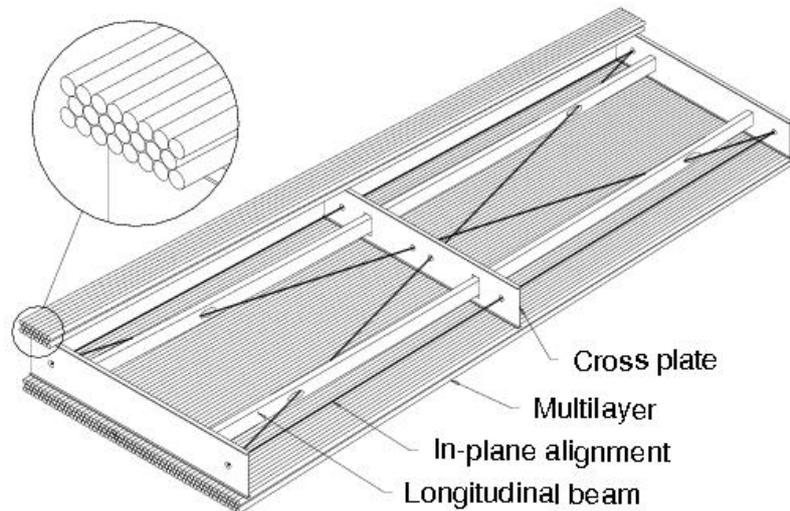


Figura 3.4: *Monitored Drift Time Chambers*.

0.5 mm para alcanzar la resolución esperada, el posicionamiento de los tubos está monitoreado por un sistema óptico en el plano de la cámara que chequea sus deformaciones mecánicas, de ahí el nombre que éstas (*Monitored Drift Tube Chambers*). Cada tubo de deriva es leído en uno de sus extremos por un preamplificador sensitivo de corriente de baja impedancia, con un umbral 5 veces por encima del nivel de ruido. En la región del barril las cámaras están diseñadas para curvar los tubos de deriva suavemente, para hacerlos coincidir con la curvatura que sufren los cables por efectos gravitatorios.

### 3.3.2. Cathode Strip Chambers (CSC)

Las cámaras CSC son cámaras multicableadas con celdas simétricas en las cuales el equiespaciado entre anodo-catodo es igual al de cable ánodo. Las coordenadas de la traza son obtenidas midiendo la carga inducida en el cátodo, debido a la avalancha formada en el ánodo. La resolución espacial es alcanzada gracias a la segmentación de los cátodos de lectura. Las varillas catódicas están orientadas de forma ortogonal a los ánodos, siendo el *pitch* de 5.08mm y 2.54mm respectivamente, lo cual provee una resolución del orden de 60  $\mu\text{m}$ . Otras características importantes son los pequeños tiempos de deriva de los electrones ( $\approx 30$  ns) y una buena resolución temporal ( $\approx 7$  ns). La medición de la coordenada transversal es obtenida a partir de varillas ortogonales, es decir, paralelas a los cables ánodos, formando así la segunda

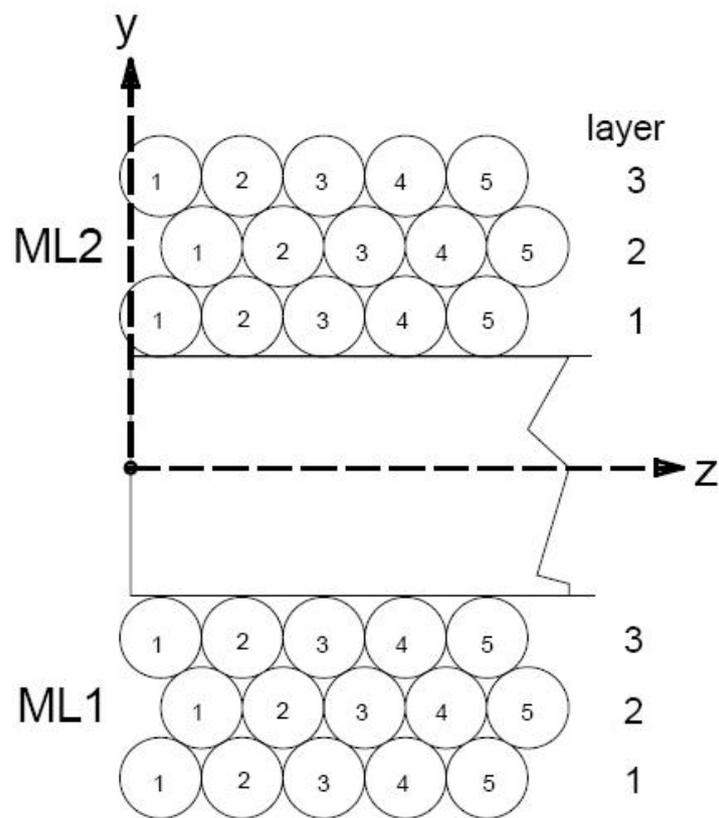


Figura 3.5: Corte transversal de una cámara MDT. Se observa la convención de nombres y de numeración dentro de una cámara MDT

región catódica de la cámara (lo que lleva el número de varillas totales a alrededor de 61.400). Las cámaras CSC están colocadas en capas de 2x4, donde cada una de éstas está formado por cinco paneles chatos y rígidos con forma de panal de abejas.

### 3.4. Cámaras de Trigger

Las cámaras de trigger en el espectrometro de muones del experimento ATLAS cumplen tres propósitos principales:

- Identificación del cruce de *bunches*, lo que requiere una resolución temporal mejor que el tiempo de colisiones de 25 ns del LHC
- Trigger con cortes en el momento transverso  $p_T$  bien definidos para campos magnéticos moderados, lo que requiere una granularidad del orden de 1 cm.
- Medición de la segunda coordenada en la dirección ortogonal a la obtenida en las cámaras de precisión, con una resolución típica de 5-10 mm

#### 3.4.1. Resistive Plate Chambers (RPC)

La cámara RPC es un detector gaseoso que provee un resolución espacial - temporal típica de 1 cm x 1 ns. La unidad básica de detección de estas cámaras es un espacio muy delgado de gas formado por dos placas resistivas de baquelita, separadas por espaciadores aislantes. La primera ionización de electrones genera avalanchas debido a un campo eléctrico uniforme del orden de 4.5 kV/mm. El gas utilizado es un compuesto no inflamable de  $C_2H_2F_4$  (tetrafluoretano), siendo la señal adquirida via un capacitor adosado por varas metálicas a ambos lados del detector. Estas cámaras están hechas de capas rectangulares de detectores, cada una de ellas con un sistema de lectura formado por un conjunto ortogonal de dos varillas: las varillas  $\eta$ , que son paralelas a la dirección del cable de los tubos MDT y proveen información sobre la curvatura en el sistema de trigger, y las varillas  $\phi$ , ortogonales a los cables de los tubos MDT, las cuales proveen información sobre la segunda coordenada requerida para la reconstrucción de trazas en el *offline*. Los tamaños de las cámaras RPC se encuentran resumidos en la tabla 3.4.1

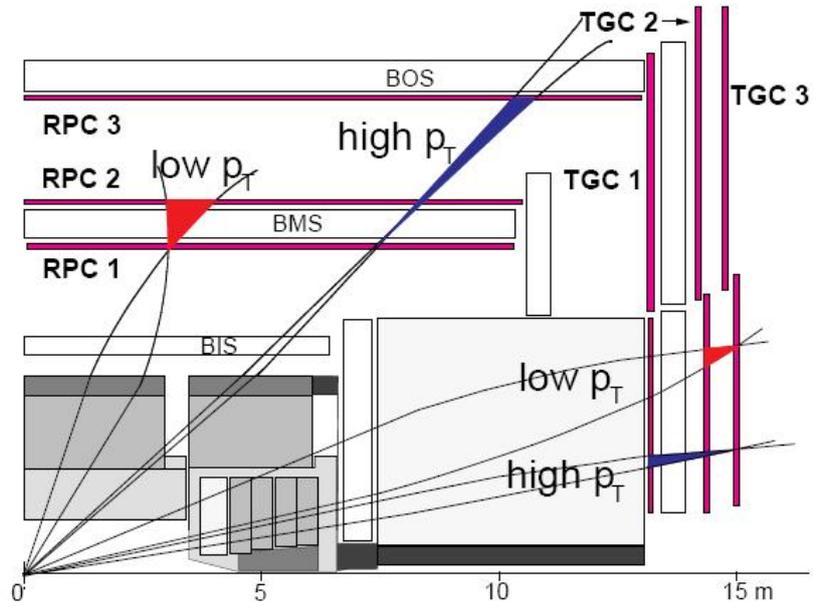


Figura 3.6: Esquema del sistema de trigger en el espectrómetro de muones. Para muones de alto  $p_T$  se utilizan impactos en las tres capas de RPCs, mientras que para muones de bajo  $p_T$ , sólo se emplean los impactos en RPC1 y RPC2

Tipo de cámara	Longitud (mm)	Ancho (mm)
Barrel Medium Small (BMS)	3300	748
Barrel Medium Large (BML)	3700	748
Barrel Outer Small (BOS)	3400	1080
Barrel Outer Large (BOL)	5220	1080

Cuadro 3.2: Dimensiones para las distintas cámaras RPC utilizadas en el espectrómetro.

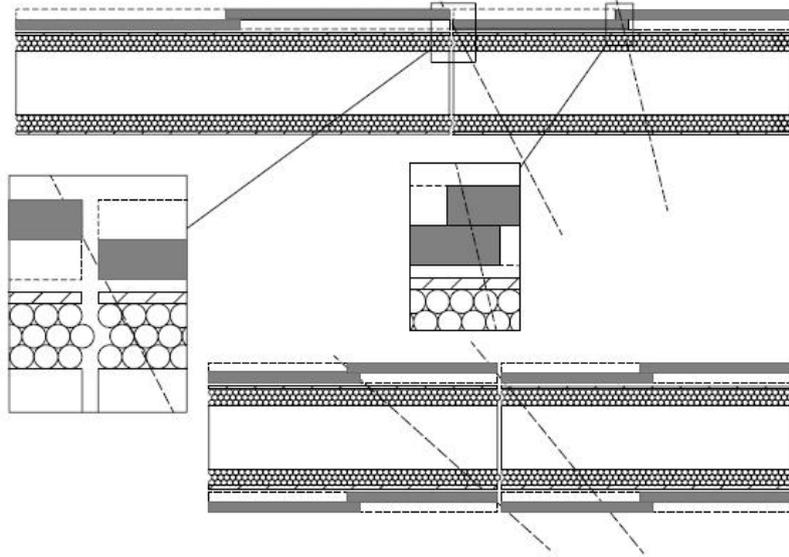


Figura 3.7: Vista esquemática de la unión entre dos cámaras vecinas en la dirección  $Z$ . Se muestra la situación en las estaciones media y externa.

### 3.4.2. Thin Gap Chambers (TGC)

Las cámaras TGC están diseñadas de manera similar a las cámaras multicableadas. La señal de los ánodos, dispuestos de forma paralela a los cables de los tubos MDT, proveen la información de trigger junto con varillas de lectura de salida dispuestas de forma ortogonal a los cables, sirviendo también como medición de la segunda coordenada. Estas cámaras utilizan una mezcla de gas de 55 de  $CO_2$  y 45 de n-pentano ( $n - C_5H_{12}$ ). La principal dimensión de éstas es la distancia entre cátodos (donde se encuentra el hueco de gas) de 2.8mm. Las TGC están construidas en dobletes y tripletes. Las siete caras en la estación media están construidas en un triplete y dos dobletes, siendo uno de los doblete utilizado por la estación más interna para medir la segunda coordenada.

# Capítulo 4

## Trigger y Sistema de Adquisición de Datos (TDAQ)

En este capítulo se introducen los tres niveles del sistema de selección de eventos (*Trigger*) que operará durante la toma de datos en el experimento ATLAS. Éste será el encargado de reducir la tasa de adquisición de datos desde la frecuencia de cruces de bunches (40MHz) hasta la velocidad máxima de almacenaje alcanzable (200Hz). Se describe además la estructura y el flujo de datos en cada una de las etapas de la cadena de selección.

### 4.1. Arquitectura general

El sistema de Trigger y adquisición de datos (TDAQ) en el experimento ATLAS esta basado en cuatro estructuras fundamentales:

- Nivel 1 (LVL1): Basado en Hardware, se encarga de reducir el índice de eventos derivados del cruce de *bunches* a 75kHz
- Trigger de nivel alto (HLT): Compuesto por dos niveles de selección:

1. Nivel 2 (LVL2)

2. Filtro de Eventos (EF)

Es el responsable de reducir el número de eventos aceptados por el LVL1 a 200Hz, utilizando filtros y criterios de selección de eventos basados en software

- Sistema de Adquisición de Datos (DAQ): Encargado de manipular el movimiento de datos desde los dispositivos de lectura (RODs) a su almacenamiento permanente, junto con la inicialización, control y monitoreo durante toma de datos experimentales, como también en testeos y corridas de calibración
- Sistema de Control del Detector (DCS): Responsable de una operatividad coherente y segura en el detector ATLAS y sus sistemas asociados. Encargado de la interfase con los subdetectores de ATLAS y del Gran Colisionador de Hadrones

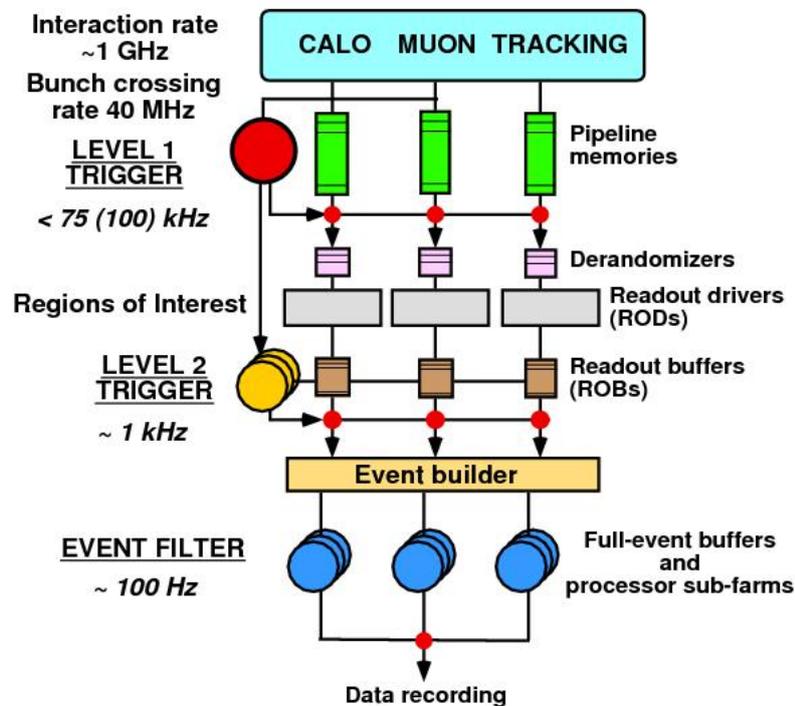


Figura 4.1: Niveles de trigger.

Cada nivel de trigger refina la decisión hecha por el nivel anterior y, cuando es necesario, aplica nuevos criterios de selección. Comenzando con una frecuencia de cruce de *bunches* inicial de 40 MHz (a una luminosidad de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), este valor debe ser reducido al orden de 200 Hz para el almacenamiento permanente de los eventos seleccionados. Mientras este problema requiere descartar un total de  $10^7$  eventos de *minimum bias* y ruido, el sistema de selección debe ser eficiente para los procesos físicos de interés, como

el decaimiento del bosón de Higgs, puesto que su búsqueda es uno de los principales propósitos del detector ATLAS. La figura [4.1] muestra un modelo simplificado de como funciona el sistema de Trigger/DAQ.

El mecanismo que se encarga del movimiento de la información obtenida en el detector recibe el nombre de Data Flow System. Éste se ocupa de direccionar parte de los datos recogidos por el detector al sistema de trigger, para luego enviar los eventos seleccionados a la región de almacenamiento. Los *buffers* de almacenamiento transitorio (ROBs) son los encargados de comunicar los *drivers* de lectura ubicados en cada uno de los detectores con el sistema de adquisición de datos. Los eventos que han sido aceptados por el Nivel 1, son transportados al sistema de lectura (ROS), compuesto por varios ROBs, que se encargan de guardar la información que será requerida por el Nivel 2 hasta que se efectue la decisión del trigger. Finalmente, la información de los eventos aceptados es completamente almacenada (a partir de los distintos fragmentos que fueron previamente guardados en las ROBs). A continuación se introduce una descripción y los aspectos claves del proceso de selección de eventos.

## 4.2. Nivel 1

El primer nivel del sistema de trigger (Nivel 1)[12] realiza una selección inicial basada en una información reducida de granularidad a partir de las cámaras RPC y TGC, ubicadas en el espectrómetro de muones, y del calorímetro. Los muones de momento transversal alto (high  $p_T$ ) son identificados utilizando sólo las RPCs en el barril y las TGCs en las capas laterales. La selección del calorímetro está basado en la información reducida de granularidad de todos los detectores (EM y hadronico; en el barril y en las capas laterales y delanteras). Los objetos buscados por el trigger del calorímetro son electrones y fotones de momento transversal alto, jets y  $\tau$ -leptons decayendo en hadrones, así como también energía total y perdida. La tasa máxima que pueden aceptar los sistemas de lectura del detector ATLAS en el Nivel 1 está limitado a 75 kHz (extendible a 100 kHz), siendo un requerimiento esencial que dicho nivel identifique unívocamente los cruces de *bunches* de potencial interés. El intervalo entre colisiones es de 25 ns, por lo que esta última consideración es un problema no trivial. En el caso del trigger para muones, el tamaño físico del espectrometro de muones implica tiempos de vuelo comparable con el tiempo entre colisiones, mientras que para el caso del calorímetro, la forma del pulso de su señal se extiende por varios tiempos de colisión. Es importante mantener la latencia (tiempo empleado para formar y distribuir la decisión del nivel del trigger) del Nivel 1 tan chica como

sea posible, puesto que la información asociada a la colisión será almacenada en buffers durante un período de tiempo. Ésta debe ser menor que  $2.6\mu\text{s}$  para que la información contenida en el buffer no se pierda. Los eventos seleccionados por este nivel son adquiridos por medio de las RODs y almacenadas temporalmente en las ROBs (Read Out Buffer) hasta que el segundo nivel de selección efectúe su decisión. En consecuencia, toda la información del detector correspondiente al evento seleccionado por el Nivel 1 es guardado en las ROBs hasta que el evento sea descartado por el siguiente nivel de la cadena, en cuyo caso los datos son eliminados, o bien, si el evento es aceptado, los fragmentos del evento son ensamblados y transferidos por el sistema DAQ para ser utilizado por el Filtro de Eventos (EF). Este procedimiento de mover cada fragmento de la información del evento distribuido en diversos ROBs (1700 en total) hasta almacenar toda la información en un sólo lugar (una sola dirección de memoria contigua) recibe el nombre de Event Building (EB).

### 4.3. El Mecanismo de la Región de Interés (RoI)

Una pieza fundamental en la estrategia de selección de eventos en el detector ATLAS yace en el mecanismo de la región de interés (RoI), a través del cual el Nivel 2 hace uso sólo de la información provista por el Nivel 1 en una región localizada del calorímetro y de los subdetectores de muones. La información contenida en la RoI incluye la posición  $\eta$  y  $\phi$  junto con el  $p_T$  de los objetos candidatos y su suma de energías. Haciendo uso de este mecanismo, los algoritmos del Nivel 2 sólo transfieren los ROBs necesarios para poder lograr una decisión más rápida. Es importante destacar que toda la información con granularidad completa están disponibles para el Nivel 2 en caso de que este llegara a necesitarla. En promedio, sólo aparecen unas pocas ( $\approx 1,4$ ) RoIs, por lo que un pequeño porcentaje del total de datos es utilizado por el Nivel 2.

### 4.4. El trigger de nivel alto (HLT)

El trigger de nivel alto (HLT)[13] del experimento ATLAS está compuesto por la segunda y tercera etapa del sistema de selección de eventos. Está constituido principalmente de tres partes: El Nivel 2, el Filtro de Eventos (EF) y el software de selección de eventos (EES). El Nivel 2 y el EF trabajan de forma combinada (el primero opera con una mayor tasa de eventos pero, sólo

utiliza una parte de los datos, mientras que el segundo opera con toda la información del evento, pero a menor tasa, con el objetivo de reducir la tasa de eventos a  $\approx 200\text{Hz}$ , siendo este valor limitado por el poder computacional del sistema offline como también por la capacidad de almacenamiento que posee el experimento.

La información obtenida por el Nivel 1 es el punto de partida para el sistema de trigger, a través del mecanismo de la región de interés. De esta manera, el Nivel 2 es guiado por los resultados del Nivel 1, mientras que el EF utiliza los resultados obtenidos en el Nivel 2 (figura 4.2).

#### 4.4.1. Nivel 2

El objetivo principal del Nivel 2 es el de reducir la frecuencia de eventos de  $\approx 100\text{ kHz}$  (a la salida del Nivel 1) a una tasa de  $\approx 2\text{ kHz}$ , utilizando la información provista por todos los detectores. El segundo nivel del sistema de trigger hace uso de la información correspondiente a la región de interés (RoI) provista por la decisión del Nivel 1, que incluye información sobre la posición ( $\eta$  y  $\phi$ ), el momento transverso  $p_T$  (muones de alto  $p_T$ , electrones,  $\gamma$ , hadrones, jets, etc.) y energías (valores escalar y vectorial de  $E_T$  perdida). La información de RoI es enviada al Nivel 2, en el cual el sistema de selección se encarga de mover y analizar los datos del ROB requeridos con el propósito de efectuar una decisión sobre el evento. Típicamente, sólo información de una pequeña porción del detector es utilizada por el Nivel 2, en general sólo la correspondiente a la zona cercana a los objetos indicados por el Nivel 1 gracias al mecanismo RoI. Como ha sido mencionado, toda la información del detector correspondiente al evento seleccionado por el Nivel 2 es guardado en las ROBs hasta que el evento sea descartado, en cuyo caso los datos son eliminados. En cambio, si el evento es aceptado, los fragmentos almacenados en diferentes buffers son tomados por el sistema de control del Nivel 2 (L2SVs) y direccionados al constructor de eventos (EB). Finalmente, dichos fragmentos del evento son ensamblados y guardados en una única dirección de memoria que será luego utilizada por el EF. La latencia para el Nivel 2 puede variar evento a evento dentro del rango 1 - 10 ms. Se espera que el tamaño promedio de un evento luego de pasar la cadena de selección sea del orden 1,5 MB.

#### 4.4.2. El Filtro de Eventos (EF)

Luego del segundo nivel de trigger, la última etapa de selección on-line es efectuada por el Filtro de Eventos (EF). Su poder de selección radica básicamente en la implementación de algoritmos y criterios más refinados

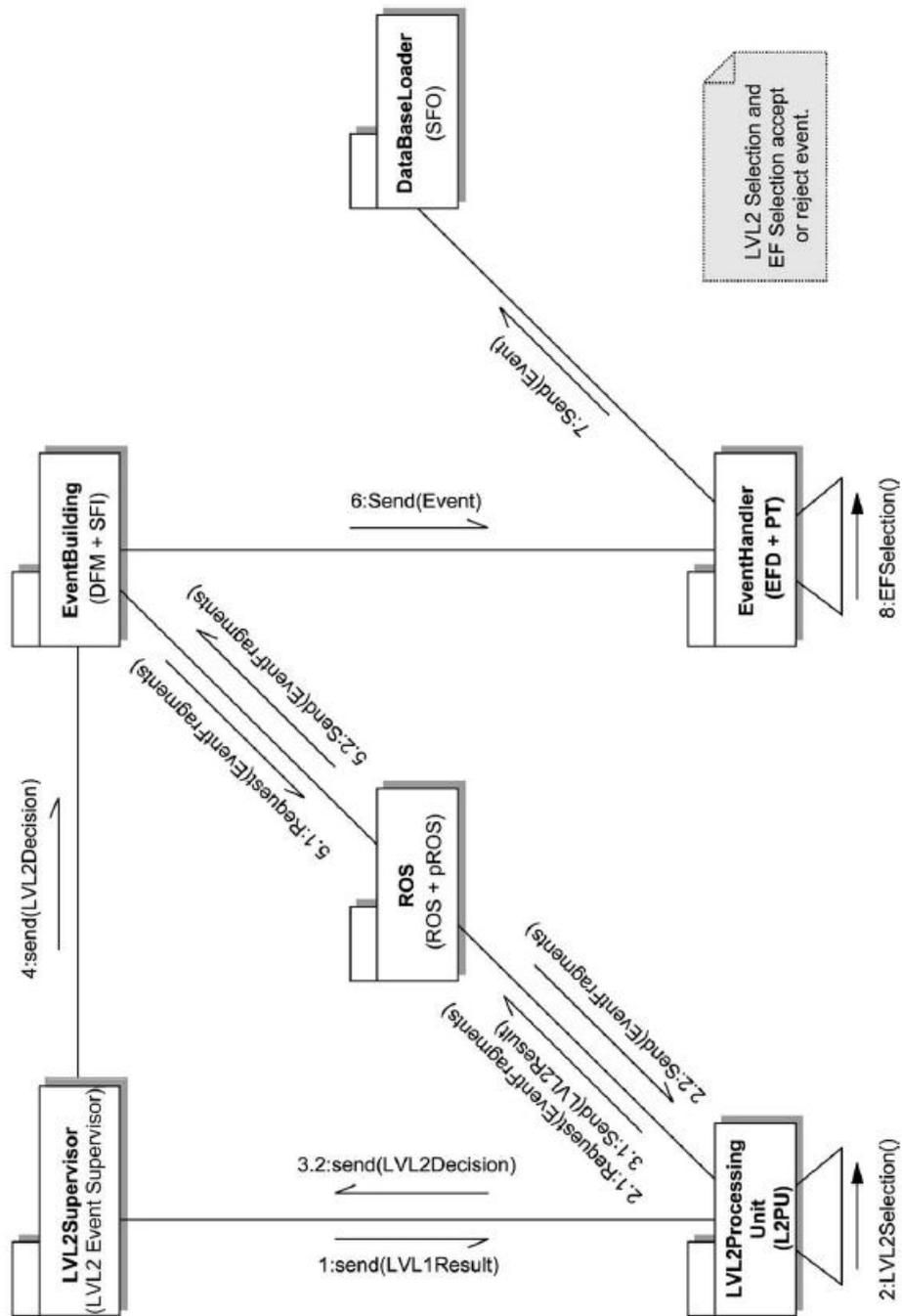


Figura 4.2: Descomposición del sistema de alto nivel de ATLAS. Las cajas representan las diferentes funciones, donde los nombres de las aplicaciones implementadas se encuentran entre paréntesis. Las flechas representan el intercambio de mensajes y datos del evento entre los diferentes componentes de la secuencia.

para confirmar o descartar eventos que, debido al límite de tiempo, no pueden ser llevados a cabo en el Nivel 2. Muchos de estos métodos implementados han sido desarrollados para el análisis *off-line*, siendo la mayoría adaptados para correr en el entorno on-line. El Filtro de Eventos realiza la última selección de los eventos físicos y guarda toda la información que corresponde a dicho evento para ser analizado completamente en el offline. El tasa de salida es reducida en un orden de magnitud respecto del Nivel 2, siendo de alrededor de 200 Hz. La latencia para el Filtro de Eventos es del orden de 1 s.

Aunque el Nivel 2 y el EF son sistemas diferentes, comparten la misma arquitectura de *software* para la selección de eventos, el marco de trabajo, ATHENA[14], lo cual presenta una enorme ventaja a la hora de migrar libremente algoritmos de un sistema a otro para optimizar el trigger.

### 4.4.3. El software de selección de eventos

La principal tarea del software de selección de eventos (ESS)[15] es la de seleccionar y clasificar los diferentes eventos producidos en el detector. Todos los candidatos de interés físico, tales como electrones, jets, muones, fotones, etc., representados por objetos abstractos, son reconstruidos a partir de los datos del evento por medio de un paquete de algoritmos del HLT junto con la aplicación de diversos cortes apropiados según el canal a estudiar. Un evento es seleccionado si el objeto reconstruido satisface alguna de las firmas<sup>1</sup> establecidas en el menú del sistema de trigger, mientras que en el Nivel 2 y el EF, los eventos candidatos serán rechazados si no pasan los criterios de selección, diseñados principalmente para eliminar trazas *fantasmas* reduciendo de esta forma la frecuencia de eventos al límite de velocidad con la que éstos pueden ser almacenados.

La estructura del ESS está compuesta por un conjunto de programas de selección para las dos etapas del HLT. Los algoritmos de reconstrucción están basados en los implementados para la reconstrucción *offline*, pero correrán *online* en el paquete de software que componen el Nivel 2 y el EF. Con el propósito de facilitar la migración y adaptación de estos algoritmos entre *offline* y *online*, el ESS ha sido diseñado para poder ser ejecutado en forma directa en el entorno provisto por la estructura de software de análisis offline del experimento, ATHENA (Apéndice A), el cual provee flexibilidad para abarcar diferentes tipos de procesos, desde los algoritmos de trigger hasta los vinculados a tareas de calibración y monitoreo de la arquitectura de software.

---

<sup>1</sup>Llamamos *signatura* al conjunto de observables experimentales que indica la presencia de un cierto evento físico subyacente, que se encuentra definido en el menú de trigger

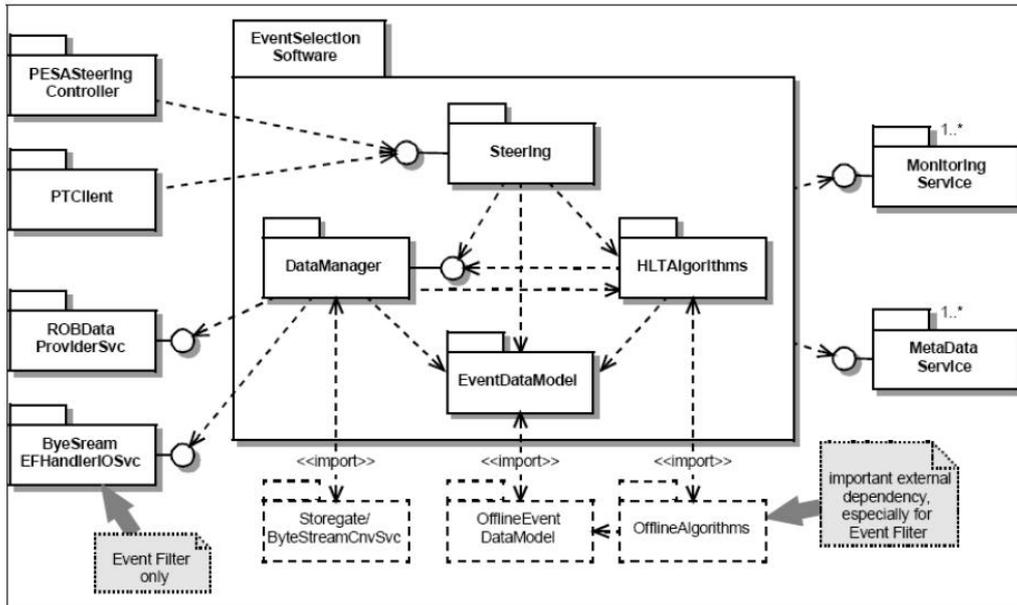


Figura 4.3: Esquema del sistema de selección de eventos utilizando software.

El ESS está subdividido en los siguientes tres subpaquetes:

- Sistema de direccionamiento o *Steering*: controla la secuencia de selección del HLT, estableciendo el orden en que los algoritmos de reconstrucción e hipótesis son utilizados. Se encarga de ejecutar un subconjunto de ciertos algoritmos disponibles en cada etapa de la secuencia, dependiendo del tipo de RoI recibido. En consecuencia, a partir de una o más RoI encontradas, aparece una posible signatura, por lo que el sistema de trigger de ATLAS acepta como candidato dicho evento. El direccionamiento verifica las hipótesis y manipula los resultados en cada uno de los pasos de selección, siendo cada una de las signaturas intermedias analizadas con el propósito de ser capaz de rechazarla lo más rápido posible<sup>2</sup>. Finalmente, todas las características propuestas en el menú de trigger son analizadas hasta que la decisión del sistema de selección es alcanzada.
- Algoritmos del trigger de alto nivel: La tarea de los algoritmos del HLT es la de analizar los datos crudos para llevar a cabo una reconstrucción

<sup>2</sup>La principal motivación del sistema de direccionamiento es la necesidad de un rechazo rápido y temprano de los eventos que no tienen interés en el canal físico analizado

de los eventos siguiendo la información provista por el Nivel 1. Los algoritmos del HLT están estructurados en dos partes principales:

- Programas de preparación de los datos: Son los algoritmos que ejecutan los sistemas EDM y EM. Implican la codificación de los datos crudos en objetos que son usados como entrada en la reconstrucción. Se incluye además los cambios de formato y las correcciones de calibración.
  - Algoritmos FEX o de *Feature Extraction*. Esta compuesto por los programas de reconstrucción y los denominados algoritmos de *hipótesis*. Estos últimos se encargan de eliminar, luego de efectuada la reconstrucción, aquellos candidatos que no cumplen con las características o atributos que corresponden al evento físico en consideración. La presencia de estos algoritmos en la secuencia del HLT es fundamental, puesto que descarta eventos en las primeras etapas de la cadena, evitando la ejecución innecesaria de algoritmos en el sistema de selección.
- Paquetes de software para la clasificación y movimiento de los datos: Denominados EDM (*Event Data Model*) y DM (*Data Manager*), los cuales toman los datos del evento en el formato que poseen a la salida de los sistemas de lectura (*Raw data* en formato *byte stream*) y los convierten en objetos de entrada para los algoritmos que conforman la cadena de selección (*Raw Data Objects*)

# Capítulo 5

## Reconstrucción de las trazas de muones cósmicos en el espectrómetro de muones

### 5.1. Introducción

La mayoría de los algoritmos correspondientes a la secuencia<sup>1</sup> del trigger de alto nivel (HLT) para la reconstrucción de trazas de muones fueron diseñados para trabajar correctamente en eventos de colisiones  $pp$ . Sin embargo, la instalación y la puesta a punto de los detectores del experimento ATLAS serán testeados a partir del análisis de datos reales correspondientes a muones cósmicos. Este tipo de eventos tiene dos diferencias fundamentales respecto a eventos de colisiones, que son:

- Tiempo de arribo a la cámara no definido
- No apuntan al punto de interacción (IP)

Aunque el algoritmo desarrollado para la selección de eventos de muones cósmicos, *TrigL2CosmicMuon*, utiliza una estrategia diferente de reconstrucción de trazas respecto al algoritmo para selección de eventos de muones provenientes de procesos de colisiones  $pp$ ,  $\mu fast$ , ambos poseen numerosas características en común, como:

- Datos de entrada: Utilizan la misma estructura de objetos de datos crudos (RDO) de las cámaras MDT y RPC

---

<sup>1</sup>Definimos *secuencia* a la cadena de algoritmos que deben llevarse a cabo antes de que un evento sea seleccionado como genuino

- Corren sobre el mismo entorno de Nivel 2
- Implementación del mecanismo de la región de interés (RoI)
- Acceso a los datos del detector y los bytestream converters
- Servicios de cámaras ubicadas en el espectrómetro, como el servicio de cableado (`cablingSvc`) y la geometría (`geometrySvc`)

por lo tanto, estudiar el rendimiento del detector con *TrigL2CosmicMuon* permite potencialmente identificar problemas en el sistema de trigger para eventos de física<sup>2</sup> antes que el LHC esté listo para operar, siendo alguna de estas características las que se presentan a continuación:

- Detector y electrónica asociada
- *Software* y *hardware* de adquisición y reconstrucción
- Análisis del rendimiento de los detectores

En consecuencia, ambos niveles de trigger, Nivel 1 y HLT, deben proveer una manera de seleccionar eventos de muones cósmicos en los diversos detectores que posee el detector ATLAS. Se espera que aparezcan numerosos problemas de diversa índole durante su etapa de puesta a punto, los cuales se tratarán de resolver utilizando este tipo de eventos, que proporcionan una herramienta de enorme valor para testear el rendimiento del detector antes de que se produzcan las primeras colisiones *pp*, previstas para fines del 2008.

En las siguientes secciones, se introducirán los objetivos de diseño del algoritmo correspondiente al Nivel para la reconstrucción de trazas de muones cósmicos en el espectrómetro, utilizando la información de tiempos que las cámaras MDT proveen para reconstruir los tiempos de arribo de los muones con el propósito de alcanzar la resolución espacial esperada en el espectrómetro.

## 5.2. Fundamentos de la detección de muones en el experimento

Los eventos de rayos cósmicos producirán en el espectrómetro de muones una señal real de una partícula de mínima ionización (MIP)[16] junto con

---

<sup>2</sup>Llamamos *eventos de física* a aquellos procesos de interés que tendrán lugar en colisiones *pp*

una traza clara que será utilizada para comprender y estudiar el rendimiento de los detectores. Cuando una partícula cargada pasa a través de una región que contiene materia, se produce una sucesión de procesos electromagnéticos débiles entre la partícula y los electrones (atómicos) del material. Dependiendo del tipo de colisión experimentada por la partícula en el medio que la rodea, un electrón puede ser desplazado a un estado fundamental atómico de mayor energía (proceso de excitación atómica) o bien, puede ser arrancado del átomo creando así un par electrón - ión (proceso de ionización). En este último caso, si se produce una transferencia de energía muy alta, los electrones (denominados  $\delta e^-$ ) son arrancados con una energía suficiente para producir una cadena de sucesivas ionizaciones dentro del material. El efecto total resultante en el material es una estela de ionización a lo largo de la trayectoria de la partícula. Esta ionización representa la principal contribución de energía perdida de partículas cargadas que atraviesan un material, siendo su medición uno de los principales mecanismos subyacentes en la tecnología de detectores de partículas<sup>3</sup>. Este comportamiento tiene en cuenta dos contribuciones diferentes: para partículas lentas, la probabilidad de interacción experimentada es mayor, puesto que las partículas pasan una mayor cantidad de tiempo en la vecindad de los electrones atómicos. Por otro lado, a velocidades altas, ( $\beta\gamma > 10$ ), el campo eléctrico que envuelve la partícula cargada es apantallado, extendiendo la influencia de la partícula a distancias mayores respecto de su trayectoria, lo que causa un incremento logarítmico en la tasa de energía perdida (región que se conoce como *relativistic rise*). La competencia de ambos efectos lleva a un mínimo ubicado aproximadamente en  $\beta\gamma = \frac{p}{mc} = 3.5$ . Las partículas que poseen una tasa de energía perdida media en esta región se denominan MIPs, acrónimo de Partículas de Mínima Ionización.

### 5.3. Algoritmo de Nivel 2 para muones cósmicos en el espectrómetro

En esta sección se presentan los algoritmos desarrollados para la detección y reconstrucción de muones cósmicos en el espectrómetro de muones.

---

<sup>3</sup>La energía depositada por una partícula de mínima ionización es para la mayoría de los materiales  $\frac{dE}{dS_{MIP}} \approx 2MeVcm^2/g$

### 5.3.1. Estrategia general para la selección de eventos

La selección de eventos de muones cósmicos en el espectrómetro de muones del experimento ATLAS utiliza un esquema que involucra información del Nivel 1 obtenida por *hardware* y algoritmos desarrollados en el lenguaje C++[17] en el Nivel 2. El algoritmo de reconstrucción emplea dos estrategias distintas en el Nivel 1, que se explican a continuación

- Low- $p_T$  trigger con una ventana de coincidencia geométrica completamente abierta: Se maximiza la ventana de coincidencia entre los impactos obtenidos para las capas internas y medias de detectores RPC, utilizando herramientas lógicas instrumentadas en hardware para combinar dichos impactos, con el propósito de seleccionar o descartar candidatos de eventos cósmicos lo más rápido posible. Este mecanismo es completamente diferente al empleado por el sistema de selección para eventos de física, donde la ventana de coincidencia es efectuada apuntando hacia el punto de interacción (IP)
- Coincidencia entre trazas superiores e inferiores: Encontrar dos trazas correspondientes a un único muón en la mitad superior e inferior del detector. Es necesario un ajuste en tiempo en ambas mitades con el propósito de acomodar las diferencias entre los tiempos de arribo en cada una de ellas. Esto se debe a que la distancia entre las cámaras RPC de la mitad superior e inferior del detector ATLAS es de alrededor de 15 mts, en consecuencia, un muón viajando a la velocidad de la luz necesita casi 50 ns para alcanzar la cámara RPC opuesta (figura 5.1). En consecuencia, se explora la ventana temporal de 25 ns que dió origen al trigger y las dos ventanas temporales siguientes. (todas ellas determinadas por la frecuencia de cruces de *bunches*)

El algoritmo de reconstrucción de trazas en el Sistema de Muones, para el LVL2, *TrigL2CosmicMuon*, fue desarrollado para seleccionar eventos de muones que no provienen necesariamente de una interacción central y que pueden tener lugar en el detector en cualquier momento dentro de una ventana temporal de 25 ns, a diferencia de los eventos físicos, que están sincronizados con la frecuencia de colisión (*bunch crossing*). El algoritmo utiliza la información de las cámaras RPC y MDT para reconstruir las trazas de muones dentro del espectrómetro, y permite correr en dos modos distintos:

- Escaneo completo sobre todas las cámaras RPC.
- Utilización de las cámaras RPC que se encuentran en la región de interés (RoI) dada por el Nivel 1.

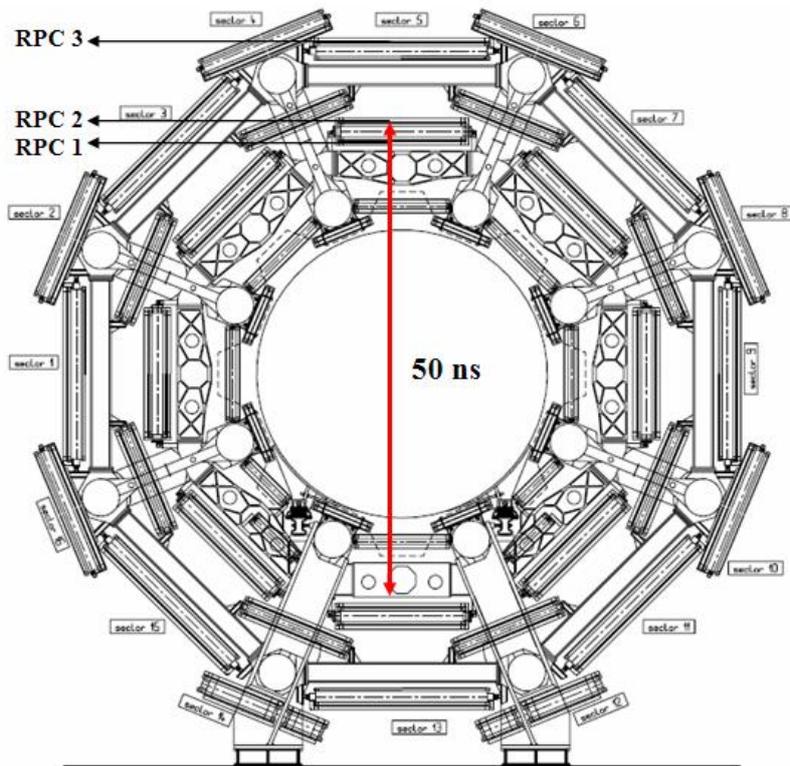


Figura 5.1: Ubicación de las cámaras RPC. Un muon viajando a la velocidad de la luz necesita casi 50 ns para alcanzar la cámara RPC del sector opuesto dentro de la región del barril. En consecuencia, se explora la ventana temporal de 25 ns que dió origen al trigger y las dos ventanas temporales siguientes.

Antes de iniciar el trabajo desarrollado para esta tesis, la secuencia general de selección de eventos y reconstrucción de las trayectorias de los muones cósmicos era la siguiente:

- Búsqueda de impactos en las cámaras RPC a partir de la información provista por el doblete generado en las varillas que determinan el par  $\eta - \phi$
- Se emplea el par  $\eta - \phi$  encontrado en la estación RPC2 como semilla (ver figura 5.2)
- Se efectúa un sencillo ajuste lineal entre los tres impactos encontrados, obteniendo una traza RPC inicial
- Para cada traza RPC, el algoritmo busca impactos en las cámaras MDT alrededor de la misma
- Se realiza un ajuste de los impactos MDT hallados utilizando la posición del cable ánodo ubicado en el centro de cada tubo MDT
- Promedio entre los tres segmentos MDT reconstruidos, para obtener una única traza en la mitad superior e inferior del espectrómetro

Puesto que cada uno de los impactos MDT es asociado con su propio tubo, esto es, con la posición del cable ánodo ubicado su centro, antes del inicio de este trabajo la resolución obtenida para cada uno de los segmentos MDT era de 3 cm (distancia entre cada uno de los cables utilizados como sistema de lectura). Sin embargo, estas cámaras, que representan más del 99% de las empleadas para efectuar mediciones de precisión en el espectrómetro de muones, han sido construidas para utilizar la información de tiempos de deriva de los electrones, que son producidos por la ionización del gas a lo largo de la trayectoria de la partícula incidente, lo cual permite alcanzar una resolución en las cámaras MDT más allá de los límites que ofrece un único cable, siendo ésta de  $\approx 80 \mu\text{m}$ .

Como ha sido mencionado anteriormente, el propósito de este algoritmo es reconstruir trazas de muones cósmicos que pueden no estar apuntando hacia el IP. A diferencia del sistema de selección de eventos de física, en el caso de muones cósmicos no es necesario reconstruir el momento del muón con gran precisión, por lo tanto, los cortes en el algoritmo están basados principalmente en ajustes lineales de las trazas y en el número de impactos asociados a ellas. Los parámetros de entrada para *TrigL2CosmicMuon* están resumidos en la tabla 5.1, mientras que la estructura de objeto de salida, perteneciente a la clase *CosmicMuon*, se muestran en la tabla 5.2. La información de salida es

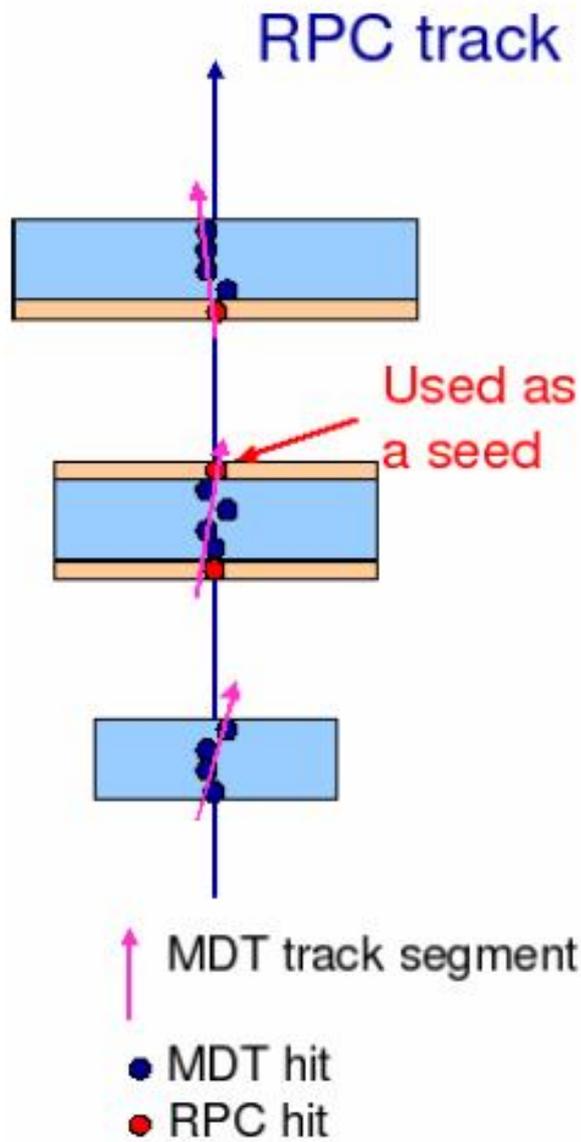


Figura 5.2: *Reconstrucción de las trazas en el sistema de muones utilizada antes del inicio de la presente tesis. Se observa la traza obtenida de los impactos en las tres cámaras RPC y los tres segmentos encontrados en las cámaras MDT*

Parámetro	Tipo	Descripción
DeltaEta	float	Mitad del tamaño de la región RoI en $\eta$
DeltaPhi	float	Mitad del tamaño de la región RoI en $\phi$
MdtHitResidualCut	float	Banda de corte de impactos MDT alrededor de la traza RPC
MdtHitPerStation	int	Número mínimo de impactos en las cámaras MDT necesarios para la reconstrucción
TrackCosCut	float	Corte en $\cos\theta$ entre las direcciones de cada traza MDT y de la traza RPC
MDTROBMapperFile	string	Archivo de configuración de mapeo de ROBs asociadas a las cámaras MDT
DoFullScan	bool	Hacer un escaneo total de las RPC o no

Cuadro 5.1: Parámetros de entrada de TrigL2CosmicMuon, configurables por medio de las opciones de configuración (jobOptions).

almacenada en un conjunto de variables listadas en el formato de una ntupla<sup>4</sup> o CBNT (*Combined Ntuple*), que permite su estudio utilizando el *software* de análisis ROOT[18]

## 5.4. Reconstrucción de trazas de muones cósmicos en las cámaras MDT

### 5.5. Motivación y objetivos

La utilización de la información de tiempos en las cámaras MDT para eventos de rayos cósmicos será de gran importancia durante la puesta a punto del detector, puesto que un monitoreo preciso de las propiedades de deriva en las cámaras de muones es crucial para alcanzar la resolución espacial esperada en el Espectrómetro de Muones del experimento ATLAS.

---

<sup>4</sup>Una ntupla es una lista ordenada o un vector de datos. En ella se encuentra la información más importante de la reconstrucción, permitiendo un estudio rápido de la misma en el marco ofrecido por el paquete de análisis de ROOT. El llenado de la misma es controlado por el marco de trabajo ATHENA.

Parámetro	Tipo	Descripción
<code>p</code>	<code>double</code>	Momento de la traza en GeV
<code>RefPoint</code>	<code>double</code>	Punto de referencia de la traza RPC en (x,y,z)
<code>theta</code>	<code>double</code>	Pendiente de la traza
<code>eta</code>	<code>double</code>	Valor de $\eta$
<code>phi</code>	<code>double</code>	Valor de $\phi$
<code>t</code>	<code>double</code>	Tiempo de arribo
<code>isIngoing</code>	<code>bool</code>	Muón entrando al detector o saliendo de él
<code>NRpcPairs</code>	<code>int</code>	Número de pares de impactos RPC
<code>NTgcPairs</code>	<code>int</code>	Número de pares de impactos TGC
<code>NMdtHits</code>	<code>int</code>	Número de impactos pertenecientes a las trazas MDT
<code>NMdtSegs</code>	<code>int</code>	Número de trazas MDT reconstruidas

Cuadro 5.2: Estructura de datos de la clase `CosmicMuon` producida por `TrigL2CosmicMuon`

Por otra parte, podría ser muy provechoso tener información de tiempos en el trigger, tanto para el Nivel 2 como también en el Filtro de Eventos, para muones cósmicos que no provienen del punto de interacción y en forma aleatoria dentro de una ventana temporal de 25 ns. Analizando esta información es posible obtener el tiempo de arribo de los muones cósmicos a cada una de las cámaras MDT, requisito esencial para mejorar la resolución espacial de las trazas de dichas partículas, dándonos una herramienta para alcanzar una medición precisa del momento de las partículas durante la reconstrucción de trazas. Asimismo, la implementación de la información de tiempo en el espectrómetro podría brindarnos una herramienta para desarrollar un sistema de monitoreo online durante las corridas de rayos cósmicos, con el propósito de chequear que el entorno de trabajo esté funcionando correctamente.

### 5.5.1. Análisis de los tiempos medidos con las cámaras de deriva

Los rayos cósmicos de muones atraviesan el detector ATLAS, el cual se encuentra ubicado 100 m bajo tierra, desde su parte superior hacia su parte inferior, por lo que se espera que el tiempo de arribo de los muones a cada una de las cámaras MDT del espectrómetro sea menor al compararlo con el tiempo de otras cámaras que se encuentren por debajo de ella. Este comportamiento es completamente diferente para eventos de física. En éstos, las

partículas generadas por las colisiones entre protones provienen del punto de interacción (IP) ubicado en el seno del espectrómetro, por lo que el tiempo de arribo a cada una de las cámaras MDT es proporcional al tiempo de vuelo de la partícula, que siempre es conocido puesto que el tiempo de colisión está sincronizado con la frecuencia de cruce de *bunches* de 40 MHz. En consecuencia, para eventos de física, el tiempo de arribo es conocido. Puesto que los muones provienen de la superficie, se espera que los tiempos de arribo a las cámaras MDT aumenten desde la parte superior del detector hacia la inferior (figura 5.3) mientras que para eventos de física, se espera que los tiempos de arribo crezcan para las cámaras más alejadas del haz, puesto que éste está definido como el tiempo de vuelo desde el haz hasta la cámara.

$$\text{Eventos de física: } T_1 > T_2 > T_3 > 0 < T_4 < T_5 < T_6$$

$$\text{Muones cósmicos: } T_1 < T_2 < T_3 < T_4 < T_5 < T_6$$

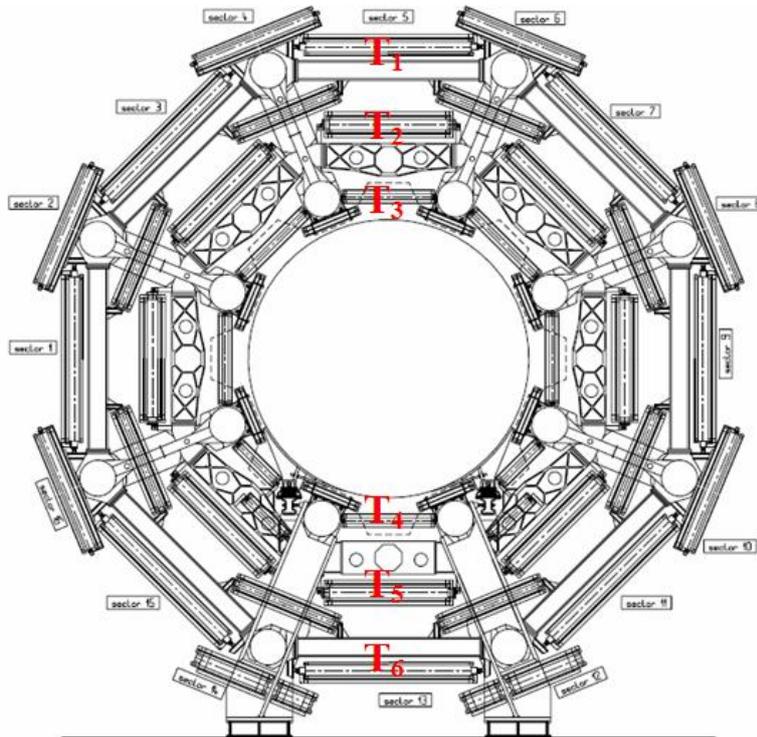


Figura 5.3: *Tiempo de arribo global para las cámaras MDT ( $T_i$ )*

A diferencia de las cámaras RPC, las cámaras MDT tienen la capacidad de medir tiempo. La sistema de adquisición de datos almacena la información

del tiempo en el que éste detecta la señal de carga colectada por el electrodo ubicado en el centro de cada tubo. Esta información esta dada por el Convertidor Digital de Tiempo (TDC). Las mediciones de tiempo son efectuadas dividiendo los 25 ns del reloj del LHC en 32 intervalos, lo que provee una resolución temporal de 0.78 ns. La selección de impactos almacenados en el primer nivel de buffer que pertenecen a un determinado trigger es efectuada via una función de coincidencia. La característica básica de esta función es mirar impactos dentro de una determinada ventana de tiempo, determinada a partir del máximo tiempo de deriva y el tiempo de respuesta de la electrónica del sistema. Esta función de coincidencia permite buscar impactos en la ventana temporal anterior, otorgando información útil para la reconstrucción de trazas.

El valor medido por el TDC está relacionado con el tiempo de deriva, de los electrones generados por la ionización del gas producida a lo largo de la trayectoria del muón incidente, por

$$t_{drift} = t_{TDC} - t_0 \quad (5.1)$$

siendo:

- $t_0$ : el tiempo en el cual la partícula arriba a la cámara MDT
- $t_{TDC}$ : la señal de tiempo medida respecto del reloj de ATLAS
- $t_{drift}$ : el tiempo de deriva de los electrones hacia el cable ubicado en el centro del tubo (ánodo)

La determinación de la posición de los impactos constituyentes de la traza de la partícula en las cámaras MDT está basada en la medición del tiempo de deriva de los electrones desde su producción hasta el ánodo ubicado en el centro del tubo MDT.

El tiempo de deriva es determinado con respecto al sistema de trigger externo y convertido a radio de deriva (o radio de impacto),  $r_{drift}$  (el cual nos da la distancia desde el cable al lugar de impacto) por medio de la llamada relación  $r-t$ , la cual nos permite conocer la posición precisa del muón cuando éste cruzó a través del tubo (figura 5.4).

Si recordamos que  $t_{ns} = 0.78 t_{TDC}$ , de la figura 5.5 es posible determinar un valor aproximado de los tiempos de arribo e información sobre el tiempo de deriva máximo, siendo los valores de dichas magnitudes los siguientes:

- Tiempo promedio de arribo: 840 ns
- Tiempo de deriva máximo: 780 ns

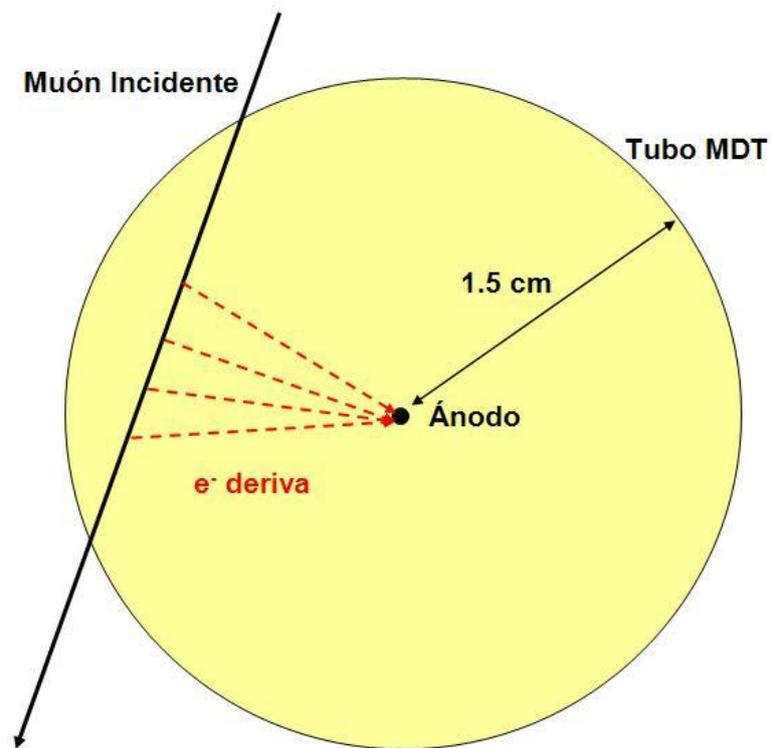


Figura 5.4: Esquema de la deriva de electrones hacia el ánodo producida por la ionización del gas a lo largo de la trayectoria del muón.

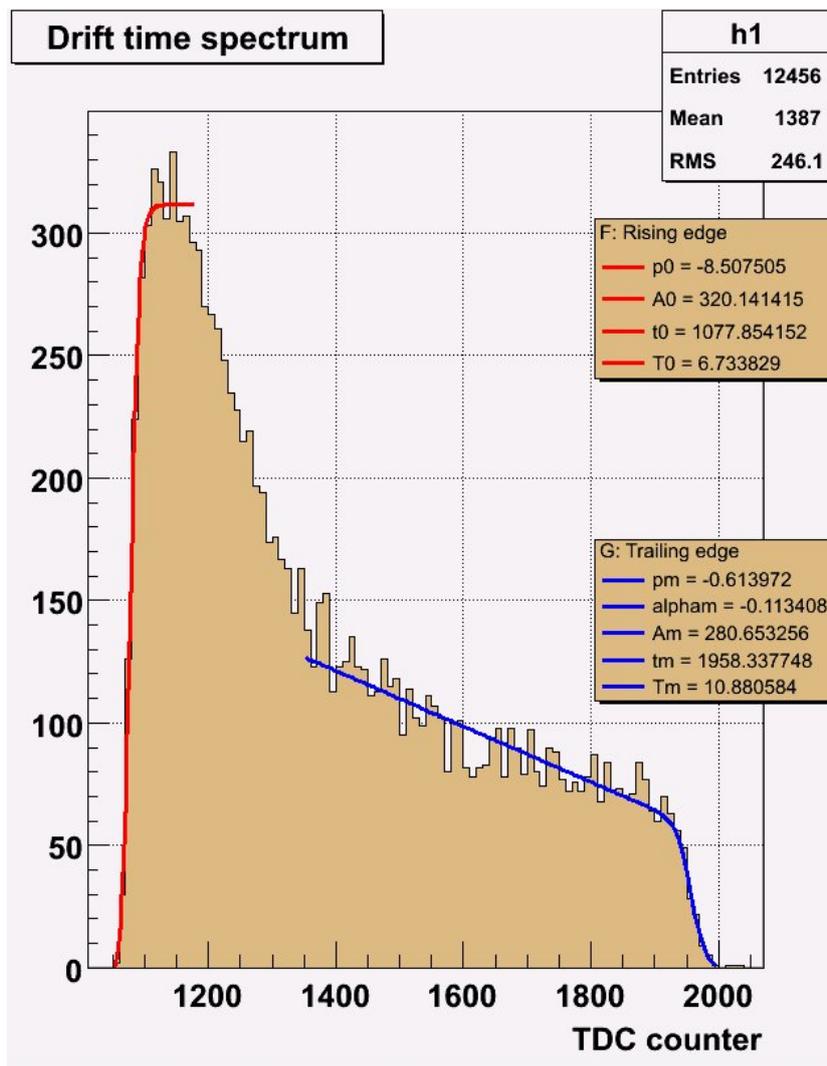


Figura 5.5: Espectro obtenido para el tiempo de deriva de los tubos MDT

Por otra parte, la velocidad de deriva de los electrones no es constante, puesto que el cable ubicado en el centro del tubo MDT genera un campo eléctrico en el interior del tubo que acelera los electrones de deriva a medida que se acercan hacia el centro, debido a que el campo es más fuerte cerca del ánodo. En el caso de velocidad de deriva constante, el espectro de los tiempos de deriva debería ser chato.

Sin embargo, puesto que podría ser de gran utilidad tener una idea de la magnitud de una *velocidad media de deriva*, se define:

$$\langle V_{drift} \rangle = \frac{\text{Radio del tubo MDT}}{\text{Tiempo de deriva máximo}} \quad (5.2)$$

con lo cual, tenemos que

- $\langle \text{Velocidad de deriva} \rangle \approx 20 \mu\text{m/ns}$

Los tubos MDT sólo son sensibles a las coordenadas de la traza del muón perpendiculares a la dirección del ánodo, no a lo largo de él (dicha información es provista por las cámaras RPC). La deriva de los electrones depende de los componentes y de la densidad del gas, así como también del campo eléctrico aplicado en el interior del tubo (es decir, el voltaje de operación), por lo que la  $V_{drift}$  es característica de la mezcla de gases y de las condiciones operativas de la cámara. Hasta el momento de finalización de este trabajo aún no había datos reales, por lo que la calibración de los tubos es obtenida utilizando la propia tabla  $r - t$  con la que fue generada la simulación de Monte Carlo. Ésta genera una traza y en consecuencia un conjunto de valores de  $r_{drift}$  en cada tubo; luego, utiliza la tabla  $r - t$  a la inversa para traducir estos valores a tiempos de deriva, los cuales se distribuyen en forma gaussiana respecto de los valores generados. De esta manera, la calibración de los tubos MDT es obtenida a partir de un Módulo de Servicio de la Cámara “ficticio” (*fake* CSM), que será interpolada utilizando una aplicación desarrollada, perteneciente a la clase `Interpolator` (Ver Apéndice B), para obtener la relación  $r - t$ . La figura 5.6 muestra la forma de la relación  $r - t$  obtenida a partir del CSM ficticio.

Durante la etapa de construcción de las cámaras MDT, y su puesta a punto en el detector ATLAS, numerosas pruebas han sido desarrolladas con el objetivo de testear su electrónica, mapear la posición del cable ánodo con la precisión necesaria para llevar a cabo una medición autónoma del momento de los muones y analizar su funcionamiento [20]. El estudio de la distribución de los tiempos de deriva es utilizado como primer chequeo de que cada tubo esta funcionando como es esperado y que la respuesta del detector sea homogénea, es decir, que cada tubo tenga la misma forma espectral. Al modelar una lluvia de rayos cósmicos sobre el detector (recordemos que se

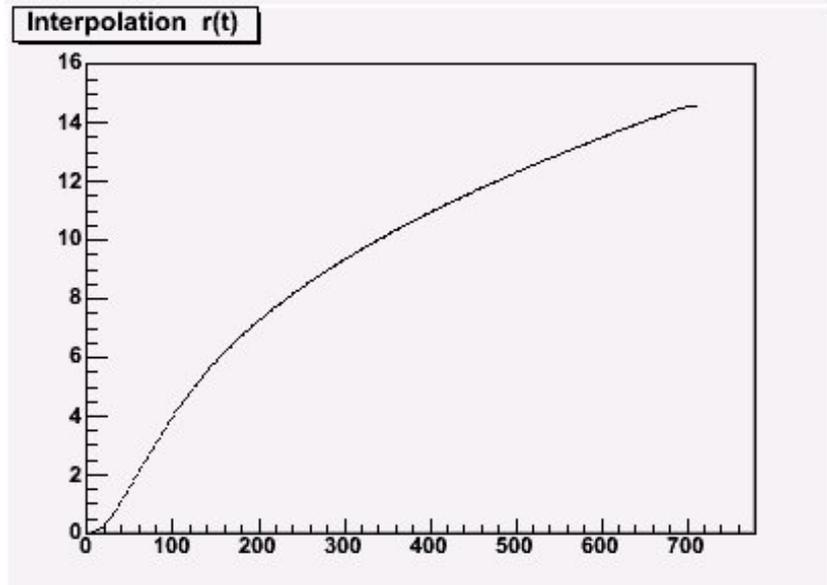


Figura 5.6: *Relación  $r - t$  obtenida a partir del Módulo de Servicio de la Cámara.*

encuentra ubicado 100 metros bajo tierra) a partir de un método de Monte Carlo, es de esperar que la variación de impactos en los tubos MDT respecto de su radio sea uniforme. Si consideramos la distribución de impactos respecto al tiempo, esta viene dada por

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn}{dr} \frac{dr}{dt} \quad (5.3)$$

donde el primer término corresponde a la iluminación uniforme esperada, mientras que el segundo término es la velocidad de deriva. Esta última no es constante, puesto que el cable ubicado en el centro del tubo MDT genera un campo eléctrico en el interior del tubo que acelera los electrones de deriva a medida que se acercan hacia el centro. En consecuencia, una forma de chequear que la información de la calibración de las cámaras obtenida del CSM es correcta consiste en derivar la relación  $r$  vs.  $t$  y, utilizando el espectro de tiempos de deriva,  $n(t)$ , calcular  $\frac{dn}{dr}$ , esperando obtener una iluminación uniforme. En la figura 5.7 se muestran los resultados.

El histograma de la figura 5.7 muestra un comportamiento chato a lo largo de todo el rango, como era de esperar, lo que implica que la velocidad de deriva ha sido medida correctamente. No obstante, en los bordes se observa un comportamiento diferente; un crecimiento en la región cercana al ánodo, mientras que en la región cercana al borde del tubo se observa un

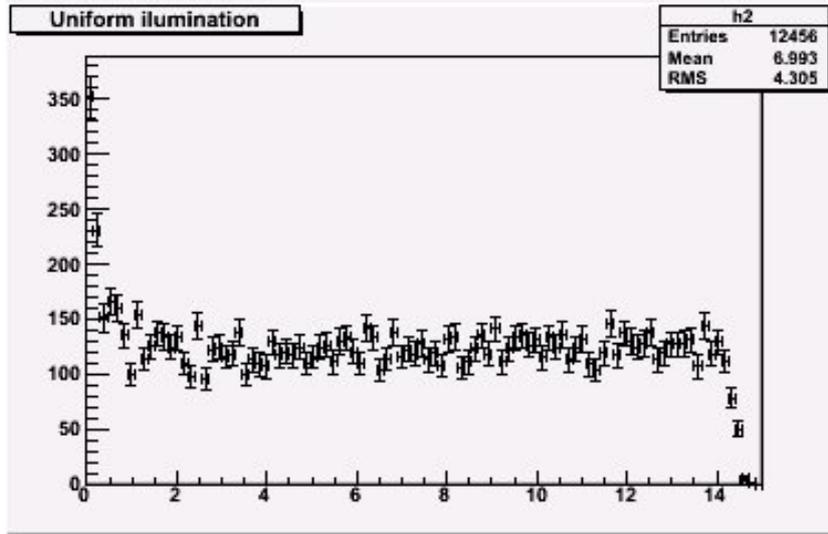


Figura 5.7: Iluminación obtenida a partir del espectro de tiempos de deriva utilizando la relación de calibración  $r$  vs  $t$  y la distribución experimental  $\frac{dn}{dr}$ . Se observa una iluminación uniforme.

decaimiento. Esto se debe a que para este histograma, el tiempo de arribo promedio utilizado es de 800 ns; en consecuencia, al estar subestimando el valor de  $t_0$ , se espera un despoblamiento en la zona cercana al borde del tubo y un aumento cerca del ánodo.

En el futuro, durante la toma de datos, la calibración de las cámaras será obtenida a través del Modulo de Servicio de Cámara genuino (CSM), por lo que este histograma será una herramienta importante de monitoreo. Se utilizará para estudiar las siguientes características fundamentales:

- Correcta calibración de los tubos
- Estabilidad de las condiciones operativas de la cámara

Los bordes crecientes y decrecientes del espectro del tiempo de deriva están parametrizados por las funciones[19]

$$F(t) = p_0 + \frac{A_0}{1 + e^{\frac{t_0-t}{T_0}}} \quad (5.4)$$

$$G(t) = p_m + \frac{\alpha_m t + A_m}{1 + e^{\frac{t-t_m}{T_m}}} \quad (5.5)$$

respectivamente, tal como se muestra en la figura 5.5. Los parámetros  $p_0$  y  $p_m$  corresponden a la tasa de impactos accidentales,  $A_0$  es la altura del espectro,  $t_0$  el tiempo de arribo y  $T_0$  la pendiente del borde creciente del espectro. Correspondientemente,  $t_m$  es la media del borde decreciente (trasero) del espectro y  $T_m$  su inclinación, el cual es determinado por el decrecimiento en la altura del pulso cerca de la pared del tubo MDT, puesto que al pasar el muón cerca del borde del tubo, la altura del pulso que produce es pequeña debido a su corto recorrido dentro del mismo, lo cual lleva a una ionización primaria más chica. Dado que la señal que llega al ánodo debe superar cierto umbral de voltaje para ser aceptada, se observa un paulatino decaimiento en la zona de tiempos de deriva máximos (y no un escalón). La parametrización  $\alpha_m t + A_m$  tiene en cuenta la pendiente del espectro antes de su borde trasero, que se debe al decaimiento de la velocidad de deriva cuando se incrementa el radio. El tiempo máximo de deriva, definido como  $\tau = (t_m + T_m) - t_0$  es característico de las propiedades de deriva anteriormente mencionadas del tubo. Luego, a partir del ajuste de los bordes del espectro utilizando esta parametrización, es posible obtener información útil acerca del espectro del tiempo de deriva y sus propiedades.

La reconstrucción de las trayectorias de las partículas a partir de los impactos en las cámaras MDT requiere un preciso conocimiento de la resolución espacial, siendo la precisión esperada de los tubos MDT menor a  $80 \mu\text{m}$ . El algoritmo desarrollado para la reconstrucción de  $t_0$  junto con una determinación precisa de los parámetros de la traza de la partícula es explicado en detalle en la siguiente sección.

### 5.5.2. Descripción del Algoritmo

En esta sección se presenta una descripción general de la idea y la estructura del algoritmo desarrollado para la reconstrucción de trazas en las cámaras MDT. Como ha sido ya discutido anteriormente, para eventos de física, el tiempo de arribo  $t_0$  es conocido a priori, por lo tanto, el tiempo de deriva  $t_{drift}$  se determina fácilmente a partir del  $t_{TDC}$ . Para reconstruir la traza del muón, el tiempo de deriva es convertido en radio de deriva  $r_{drift}$  por medio de la relación  $r - t$ , siendo  $\sigma(r_{drift}) = 80 \mu\text{m}$ . En consecuencia, se obtienen numerosos círculos de deriva, asociados al radio de deriva, en cada cámara. Luego, ajustando estos círculos de deriva con una línea recta, se lleva a cabo la reconstrucción de la traza de la partícula.

En el caso de rayos cósmicos,  $t_0$  varía evento a evento y para cada cámara, por lo que el método de reconstrucción mencionado anteriormente no es posible.

Para hacer uso de la información del tiempo durante las corridas de even-

tos de rayos cósmicos, debemos reconstruir el tiempo de arribo, para cada cámara MDT. De acuerdo con el tamaño del detector ATLAS, el tiempo de arribo entre la cámara superior y la cámara inferior puede diferir en no más de 50 ns, asumiendo que la partícula está viajando a una velocidad igual a la de la luz. En consecuencia, se desarrolló un algoritmo capaz de reconstruir el tiempo de arribo  $t_0$  para cada cámara MDT individualmente. La idea básica del algoritmo es variar  $t_0$  así como también los parámetros de la traza de la partícula para ajustar círculos asociados a radios de deriva. El procedimiento utilizado para cada cámara MDT, dado un número de impactos es en resumen:

- 1) Comenzar a partir de una lista de impactos (hits) en cada una de las cámaras.
- 2) Encontrar impactos en las capas superior e inferior para obtener parámetros iniciales de la traza de la partícula.
- 3) Para cada par de impactos en la capa superior e inferior, hay cuatro posibles líneas tangentes a los círculos de radio de deriva. Se resuelve la ambigüedad y se elige la mejor línea candidato para pasarla al algoritmo de ajuste de  $t_0$
- 4) Ajuste de  $t_0$  junto con los parámetros de la traza hasta obtener la reconstrucción de la trayectoria del muon.

En la figura 5.8 se muestra la idea la reconstrucción de una traza a partir de los círculos de radio de deriva, donde los círculos negros grandes corresponden a una vista ampliada de las multicapas de las cámaras MDT para las regiones atravesadas por la partícula. Los tubos MDT están dibujados en verde y los círculos de radio de deriva están indicados en azul. También muestra las cámaras RPC (en rojo) utilizadas al inicio de la reconstrucción. En la siguiente sección se discutirá en detalle cada uno de los pasos mencionados anteriormente.

### 5.5.3. Algoritmo de reconstrucción de trazas en las cámaras MDT

El algoritmo de reconstrucción de trazas en las cámaras MDT, *MdtTimingTool*<sup>5</sup>, se inicializa cargando la información correspondiente al interpolador desarrollado para la relación  $r - t$  junto con la calibración de los tubos y el tiempo de arribo nominal,  $t_0^{nominal}$ , que corresponde al tiempo de arribo promedio calibrado para eventos de física (el cual puede variar entre distintas corridas online).

---

<sup>5</sup>La estructura de esta clase se muestra en el Apéndice C.

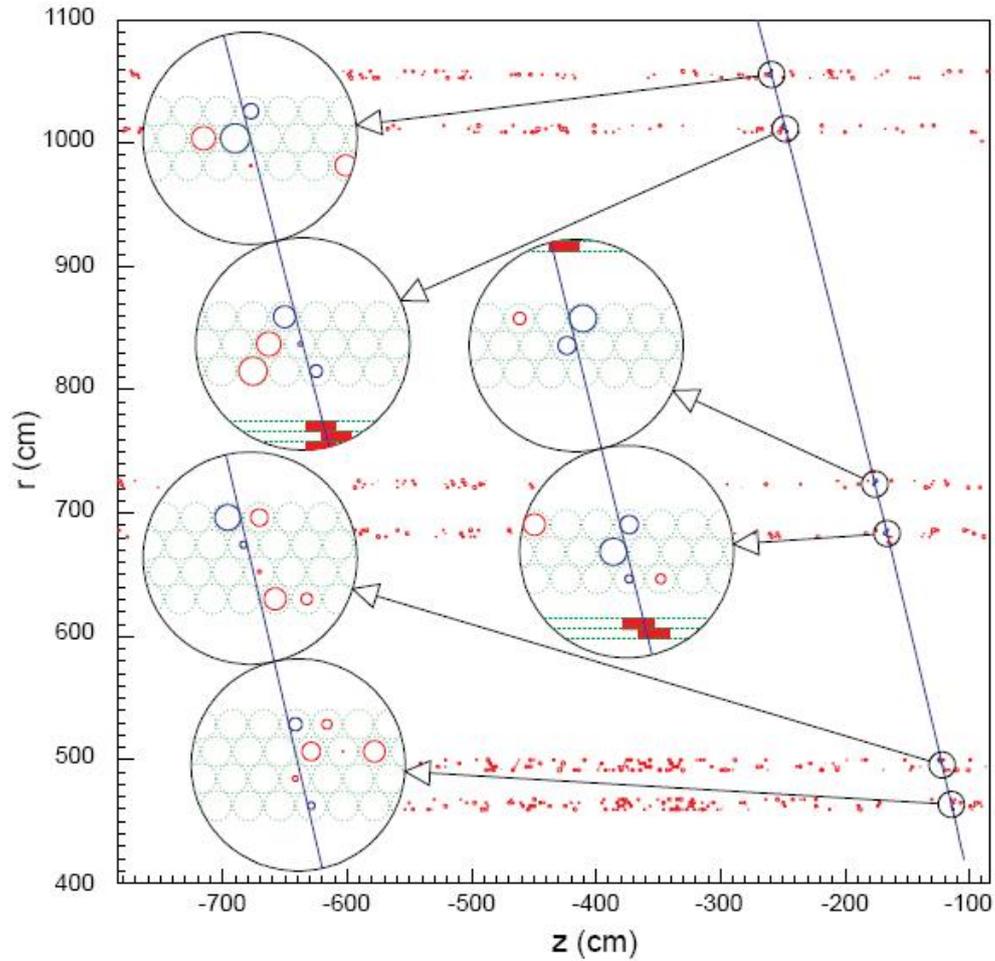


Figura 5.8: *Reconstrucción de una traza a partir de los círculos de radio de deriva. Los círculos negros grandes muestran una vista ampliada de las multicapas de las cámaras MDT en las regiones atravesadas por la partícula. Los tubos MDT están dibujados en verde. Los círculos de radio de deriva están indicados en azul mientras que los impactos en rojo han sido clasificados como ruido. Además, se observan las cámaras RPC (en rojo) utilizadas iniciar la reconstrucción.*

Parámetro	Tipo	Descripción
<code>tubeLayer</code>	<code>int</code>	Número de la capa de tubos en la que se detectó el impacto
<code>layer</code>	<code>int</code>	Número de capa en la que se encuentra la cámara MDT
<code>sector</code>	<code>int</code>	Sector en el que se encuentra la cámara MDT
<code>station</code>	<code>int</code>	Número de Cámara MDT
<code>stationId</code>	<code>int</code>	Identificador de la cámara MDT en el detector
<code>z</code>	<code>double</code>	Posición Z del cable ánodo asociado al impacto detectado
<code>r</code>	<code>double</code>	Posición R del cable ánodo asociado al impacto detectado
<code>tdcValue</code>	<code>unsigned int</code>	Tiempo de deriva adquirido por el TDC
<code>driftTime</code>	<code>double</code>	Tiempo de deriva en ns
<code>driftRadius</code>	<code>double</code>	Radio de deriva
<code>stationEta</code>	<code>int</code>	Posición de la cámara en $\eta$
<code>stationPhi</code>	<code>int</code>	Posición de la cámara en $\phi$

Cuadro 5.3: Parámetros correspondientes a un objeto de la clase `MdtHit`

La herramienta de reconstrucción *MdtTimingTool* comienza recibiendo una lista de impactos, almacenados en un objeto de la clase `MdtHit`, pertenecientes a una cierta cámara MDT, obtenidos de la información de trigger provista por las cámaras RPC. A partir de estos impactos, el algoritmo reconstruye la traza del muón a lo largo de dicha cámara, cuyos parámetros serán guardados en un objeto perteneciente a la clase `MdtTrackSegment`.

La estructura de los objetos pertenecientes a las clases `MdtHit` y `MdtTrackSegment` se encuentran resumidas en las tablas 5.3 y 5.4 respectivamente.

Para obtener el tiempo de arribo necesitamos ajustar los dos parámetros de la traza de la partícula, los cuales son  $\theta$  (pendiente) y  $b$  (ordenada al origen) y el tiempo de arribo  $t_0$  al mismo tiempo, con el propósito de encontrar la mejor recta tangente a los círculos de radio de deriva y ajustar  $t_0$  para minimizar la función  $\chi^2$ , definida como

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(r_i^{fit} - d_i)^2}{\sigma(r_i)^2} \quad (5.6)$$

El índice  $i$  corre sobre todos los impactos que contribuyen al segmento de la traza,  $r_i^{fit}$  es la distancia desde el segmento hasta el cable,  $d_i$  es el radio

Parámetro	Tipo	Descripción
StationId	unsigned int	Identificador de posición de cámara
TrackId	int	Identificador de traza dada por las cámaras RPC
NHits	int	Número de impactos que pertenecen al segmento
theta	double	Pendiente de la traza
b	double	Ordenada al origen de la traza
swap	int	Orientación de la traza
t0	double	Tiempo de arribo del muón a la cámara
chi2	double	$\chi^2$ correspondiente al ajuste

Cuadro 5.4: Parámetros correspondientes a un objeto de la clase MdtTrack-Segment

de deriva y  $\sigma(r_i)$  la resolución del tubo para un dado radio (del orden de  $80 \mu\text{m}$ ). Cuando el tiempo de arribo  $t_0$  cambia, el radio de deriva también lo hace; en consecuencia, luego de ajustar el perfil de  $\chi^{26}$  sobre todo el rango de  $t_0$ , donde para cada valor fijo de  $t_0$  los parámetros de la línea son nuevamente ajustados, la mejor línea tangente es guardada (figura 5.10)

La expresión para  $r^{fit}$  se analiza a continuación, siendo de gran utilidad el diagrama de la figura 5.9, donde:

- (z,r): Cualquier punto que pertenece al plano RZ
- (Z,R): Cualquier punto que pertenece a la línea definida por  $R = aZ + b$ , siendo  $a$  y  $b$  la pendiente y la ordenada al origen respectivamente.

$$r^{fit} = \delta \cos \theta \quad \delta = | az + b - r | \quad (5.7)$$

$$\cos^2 \theta = \frac{1}{1 + \tan^2 \theta} = \frac{1}{1 + a^2} \quad (5.8)$$

con lo cual tenemos que

$$r^{fit} = \frac{| az + B - r |}{\sqrt{1 + a^2}} \quad (5.9)$$

Puesto que la idea es parametrizar  $r^{fit}$  como  $r^{fit}(\theta, b)$ , tomando

$$a = \tan \theta \quad b = R - Z \tan \theta \quad (5.10)$$

$$b = R - Z \tan \theta \quad (5.11)$$

---

<sup>6</sup>El método de ajuste se explica en el Apéndice D

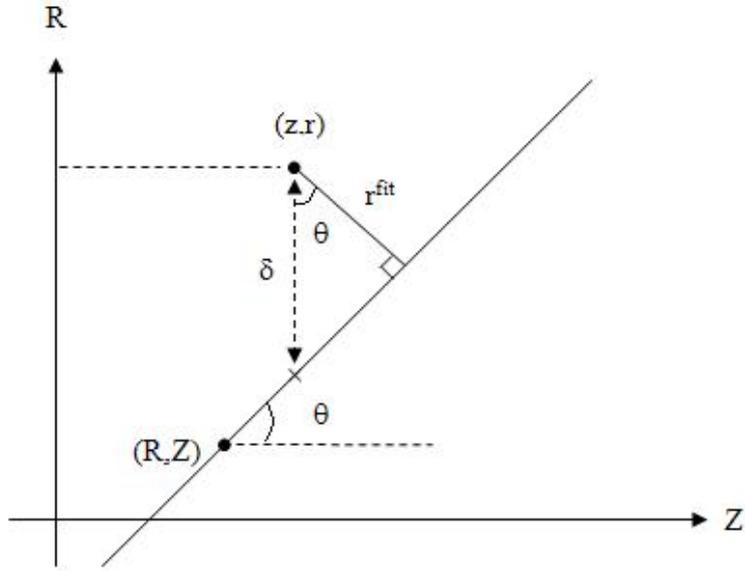


Figura 5.9: Diagrama correspondiente a las variables y distancias que se utilizan en el ajuste.

se llega a

$$r^{fit} = \frac{|\tan \theta + R - Z \tan \theta - r|}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta}} \quad (5.12)$$

$$r^{fit} = |z \sin \theta + R \cos \theta - Z \sin \theta - r \cos \theta| \quad (5.13)$$

Para remover el módulo, lo cual será de gran importancia a la hora de implementar el algoritmo desarrollado para realizar el ajuste, consideramos el signo<sup>7</sup> correspondiente a

$$r^{fit} = \frac{r - (az + b)}{\sqrt{1 + a^2}} \quad (5.14)$$

con lo cual, se tiene que

$$r^{fit} = -z \sin \theta - R \cos \theta + Z \sin \theta + r \cos \theta \quad (5.15)$$

Reescribiendo  $b$  y reordenando, se llega a la expresión final que se utilizará en el ajuste

$$r_i^{fit} = -z_i \sin \theta + r_i \cos \theta - b \cos \theta \quad (5.16)$$

<sup>7</sup>La información sobre los signos esta contenida en la variable *Swap* definida en la clase *MdtTrackSegment*, empleándose de acuerdo a la orientación de la traza del muón

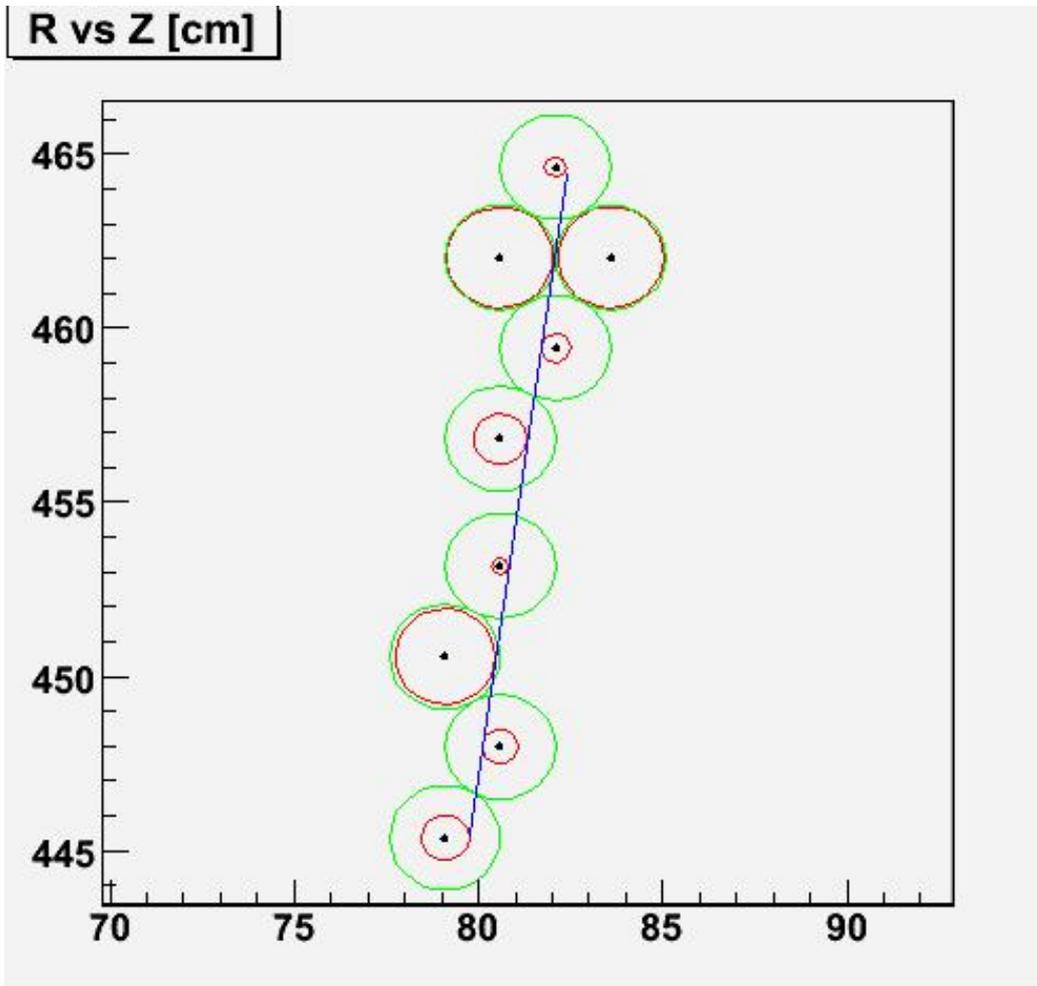


Figura 5.10: Ajuste de los círculos de radio de deriva. Los puntos negros representan la posición de los cables ánodos, los círculos verdes representan cada uno de los tubos MDT, mientras que los círculos de radio de deriva se muestran en rojo. Se observa que la línea, correspondiente a la traza reconstruida, es tangente a los círculos de radio de deriva luego de ajustar el tiempo de arribo.

Para obtener los parámetros iniciales del ajuste, dos círculos de deriva del segmento son utilizados. Esta elección todavía deja cuatro posibles líneas tangentes para comenzar asociadas a los dos círculos, tal como se muestra en la figura 5.11. La selección de los dos círculos de deriva utilizados para la determinación de los parámetros de las trazas iniciales esta basado en:

1. Impacto superior e inferior: Para cada cámara, los impactos en la capa superior de tubos (*top*) y en la capa inferior de tubos (*bottom*) son usados para calcular los parámetros iniciales del segmento usando un valor nominal de  $t_0$ .

2. Radio de deriva: Los impactos "*top*" y "*bottom*" son utilizados para construir cuatro posibles segmentos a menos que sus respectivos radios de deriva sean menores que un radio de deriva de corte, siempre y cuando existan impactos en las capas de tubos externas. De lo contrario, el impacto con el mayor radio de deriva dentro de cada multicapa de la cámara MDT es usado, para construir las cuatro líneas iniciales. El radio de deriva de corte es fijado como 0.2 cm. Esta elección es llevada a cabo llamando a la función: `MdtTimingTool::get_top_bottom`.

Para ambos criterios, se preparan dos líneas internas y dos externas, puesto que una de éstas debería ser la más cercana a la traza correcta. No obstante, es importante resaltar que puede ser posible que más de un impacto en la capa superior (inferior) de tubos haya sido guardado, razón por la cual se consideran todas las combinaciones entre los impactos *top* y *bottom*, siendo cuatro líneas iniciales preparadas en cada uno de los casos.

Para reducir el tiempo de procesamiento del algoritmo de ajuste, y con el propósito de eliminar:

- a) Impactos claramente malos.
- b) Trazas tentativas erróneas.

para cada una de las cuatro líneas iniciales, se consideró una banda de  $\pm 3$  mm de ancho alrededor de cada una de ellas. El histograma de la figura 5.12 muestra la distancia entre los círculos de deriva asociados a cada impacto y la línea tangente de mejor ajuste entre las cuatro candidatas. Si bien sólo fue posible llevar a cabo este análisis con datos simulados, el conocimiento de esta dispersión nos ofrece información de gran valor para descartar impactos malos cuando se efectúen las corridas con datos reales. Aquellos círculos de deriva cuya línea tangente no ajuste dentro del camino considerado son removidos.

El algoritmo comienza un proceso iterativo para encontrar la mejor línea entre las cuatro iniciales. Un primer ajuste utilizando el  $t_0$  nominal es llevado a cabo usando todos los impactos remanentes para chequear cual de todos ellos es el más lejano a la recta tangente para cada una de las cuatro líneas candidatas. Si esta distancia es mayor que una distancia de corte, el impacto

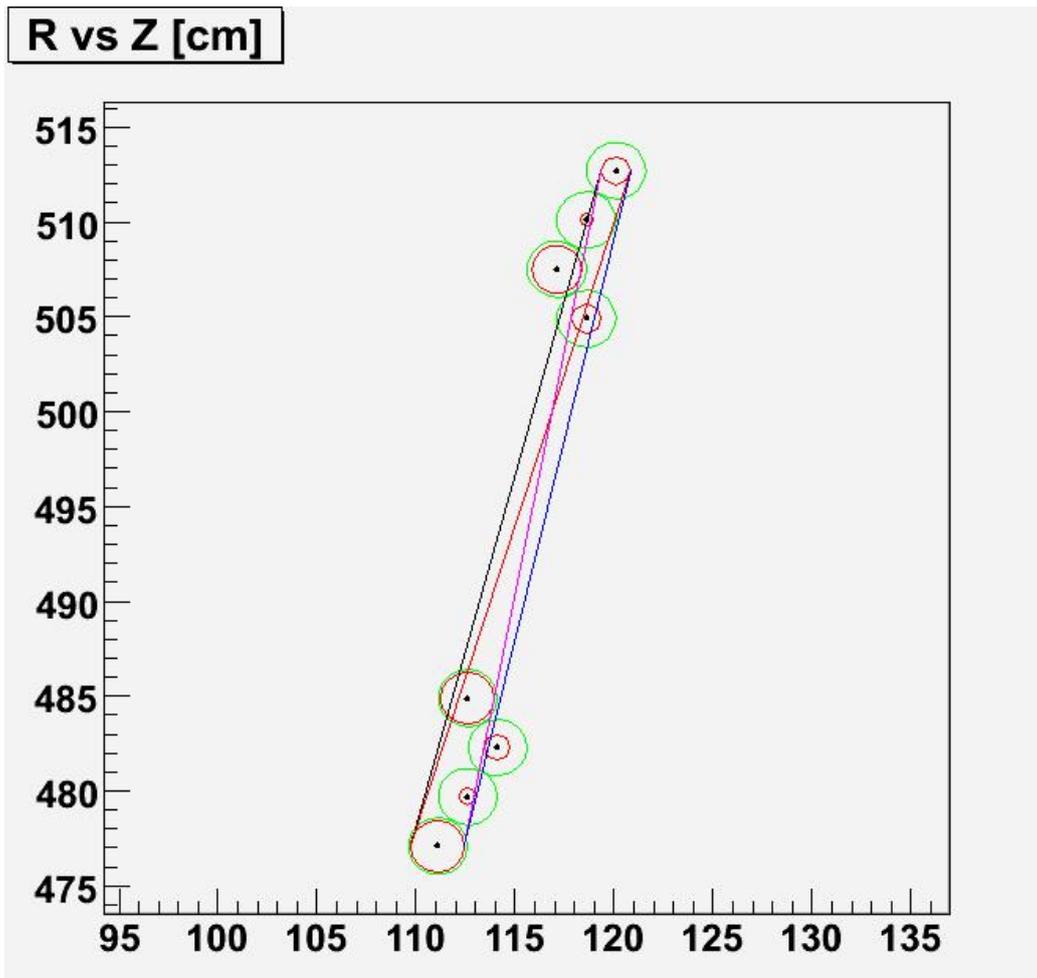


Figura 5.11: Cuatro líneas iniciales determinadas a partir de los dos impactos externos, utilizando el  $t_0$  nominal.

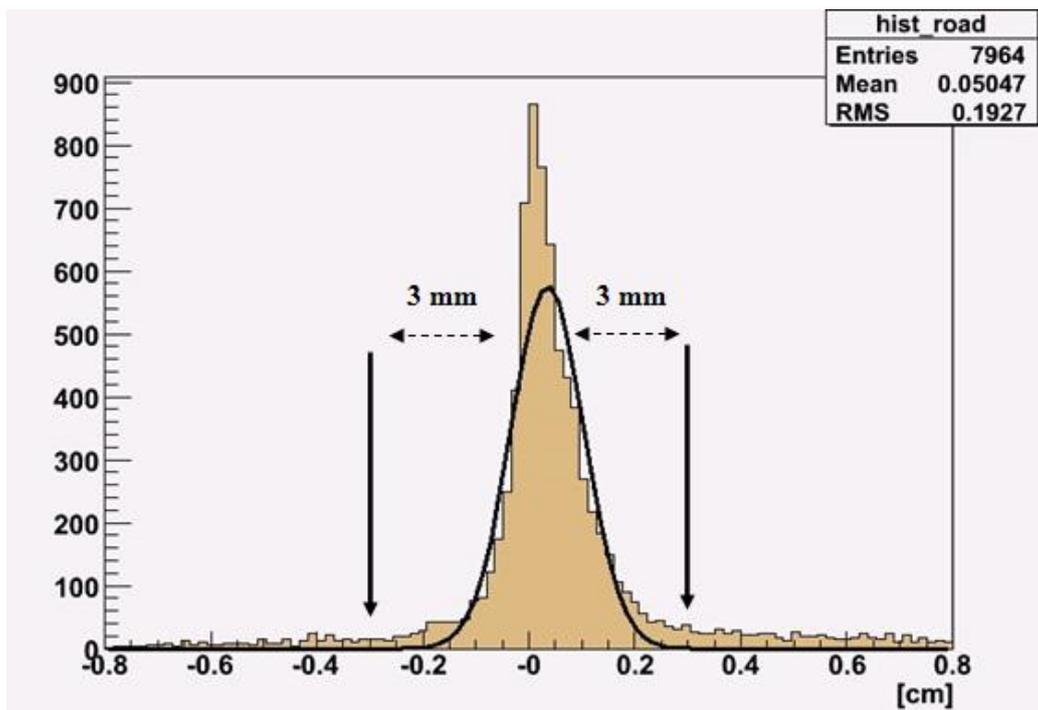


Figura 5.12: *Dispersión de los impactos iniciales respecto a la mejor línea tentativa. Este gráfico permite elegir el criterio de corte para incluir datos en el ajuste, en este caso  $\pm 3$  mm*

es removido y los dos parámetros de la línea son ajustados nuevamente hasta obtener la precisión requerida. El proceso iterativo finaliza cuando todos los impactos se encuentran por debajo de dicho corte. La distancia de corte fue fijada en 1.2 mm, debido a las siguientes dos razones; la velocidad de deriva es estimada como ha sido explicado anteriormente, siendo  $\langle V_{drift} \rangle = 20 \mu m/ns$ . Esto significa que si tomamos una ventana de tiempo de 70 ns (tiempo que necesita un muón viajando a la velocidad de la luz para atravesar el detector) para explorar el tiempo de arribo  $t_0$  ( $\pm 35$  ns respecto del  $t_0$  nominal), el radio de deriva podría cambiar como máximo  $1200 \mu m$ . Por consiguiente, tomando este valor de corte se espera no remover impactos que podrían pertenecer a la trayectoria verdadera de la partícula. Ambos procesos de eliminación de impactos *malos* (es decir, no pertenecientes a la traza) se encuentran implementados dentro de la función `bool MdtTimingTool::fitting`. Finalmente, si la línea tentativa tiene al menos 4 impactos, es guardada para ser analizada por el siguiente test de calidad.

### Test de calidad

Con el objetivo de pasar al algoritmo de ajuste de  $t_0$  el número mínimo de líneas candidato como sea posible, un test de calidad entre todas ellas es aplicado para guardar sólo una de las, como máximo, cuatro posibles. Usaremos para ello el número máximo de impactos entre las líneas candidatos,  $N_{max}$ , y el valor del mínimo  $\chi^2/(grados\ de\ libertad)$ ,  $\chi_{min}^2$ . Seleccionamos el mejor candidato a partir del siguiente criterio:

- 1) El segmento con  $\chi^2/(ndf) = \chi_{min}^2$  es guardado si éste tiene el  $N_{max}$  o  $N_{max} - 1$  de impactos.
- 2) Si no, el candidato con el máximo N es guardado, si su  $\chi^2/(ndf) < \chi_{cut}^2$ . Este valor fue tomado como  $0.02\ mm^2$
- 3) Si no, todos los candidatos son descartados.

Es importante resaltar que el test de calidad es para cada combinación entre impactos de las capas superiores e inferiores. Luego, es posible guardar para una cámara MDT más de un segmento candidato (figura 5.13)

### Ajuste de los tiempos de arribo

Luego de la selección de dos círculos para calcular los parámetros iniciales y encontrar la mejor línea entre las cuatro líneas tangentes posibles, llevamos a cabo el ajuste de los parámetros del segmento y de  $t_0$ , implementado dentro de la función `MdtTrackSegment seg = MdtTimingTool::fitting_t0`

Para determinar el tiempo de arribo de la cámara, se desarrollaron dos

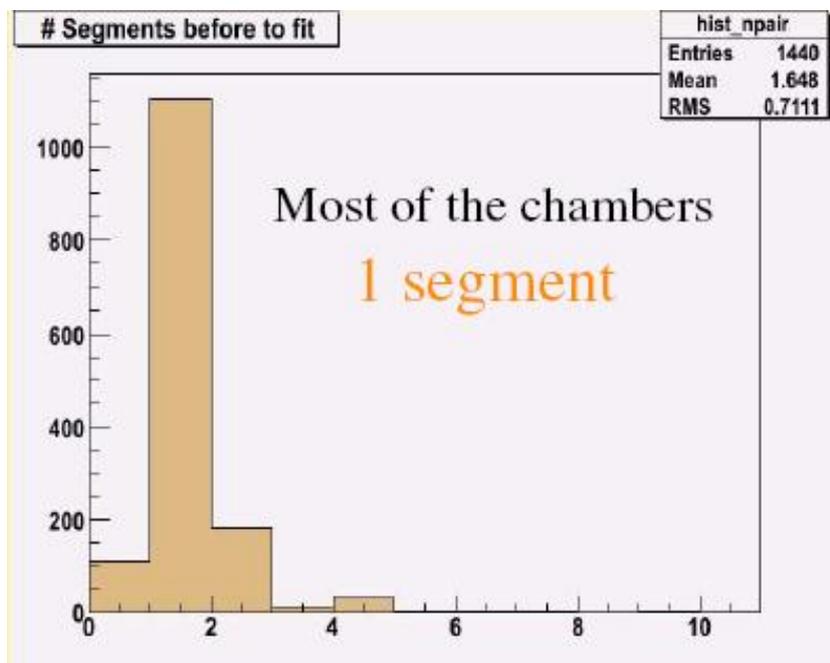


Figura 5.13: *Número de segmentos MDT almacenados antes de efectuar el ajuste de  $t_0$ . Se observa que para la mayoría de los eventos ha sido guardado un sólo segmento por cámara.*

métodos diferentes:

1) Método de escaneo (Scanning method): El algoritmo recibe el segmento candidato y escanea el perfil de  $\chi^2$  en un rango de  $t_0$  hasta obtener el  $\chi_{min}^2$  ajustando  $\theta$  y  $b$  para cada valor de  $t_0$  escaneado.

2) Metodo Parabólico (Parabolic Method): Un escaneo aproximado es llevado a cabo en primera instancia para encontrar la región en la que se encuentra el  $\chi_{min}^2$ . El  $\chi_{min}^2$  es determinado ajustando una parábola para obtener el mínimo  $\chi^2$  analíticamente.

Debido a las dimensiones del espectrómetro, considerando que un muón necesita alrededor de 70 ns para atravesarlo, se decidió llevar a cabo el ajuste del tiempo de arribo en un rango de  $\pm 35$  ns alrededor del tiempo de arribo nominal.

Un ejemplo del perfil de  $\chi^2$  con respecto al tiempo de arribo  $t_0$  se muestra en la figura 5.14 . Dicho perfil se aproxima bastante bien a una parábola cerca del mínimo, en consecuencia se puede observar que el método parabólico tiene sentido, y muestra además que el método de escaneo puede funcionar correctamente, sin quedarse estancado en un mínimo local.

Si bien durante las pruebas iniciales del algoritmo de reconstrucción ambos métodos tuvieron un comportamiento satisfactorio, MdtTimingTool implementa por *default* el método parabólico (Esto puede ser cambiado desde las opciones de trabajo, *jobOptions*). Esta elección se debe a las siguientes dos razones:

- La diferencia entre los tiempos de arribo determinados para cada uno de los métodos es menor a 1 ns. Si consideramos que el error en la medición del tiempo provista por el TDC es  $\approx 1$  ns, podemos concluir que ambos métodos resultan igualmente satisfactorios en la reconstrucción de trazas en las cámaras MDT.
- Inicialmente ambos métodos llevan a cabo un escaneo holgado (10 ns por paso) para encontrar la región en la que se encuentra el  $\chi_{min}^2$ . Sin embargo, mientras el método de escaneo realiza una búsqueda fina en una zona de  $\pm 10$  ns alrededor de la región donde se encuentra el mínimo, el método parabólico necesita solo tres puntos de esa región para encontrar el mínimo analíticamente. El hecho de que este último método sólo llame tres veces a la función de ajuste (para tres valores de  $t_0$  equidistantes) lo vuelve mucho más rápido que el método de escaneo. En consecuencia, el método parabólico es utilizado por *default*.

Para todos los segmentos candidatos, el mismo test de calidad usado anteriormente es aplicado para escoger el mejor segmento. Finalmente, sólo

un segmento por cámara MDT es guardado. La figura 5.14 muestra el perfil de  $\chi^2$  para uno de segmentos hallados, observándose que tiene sentido utilizar el método parabólico para la determinación del tiempo de arribo  $t_0$  de la cámara MDT

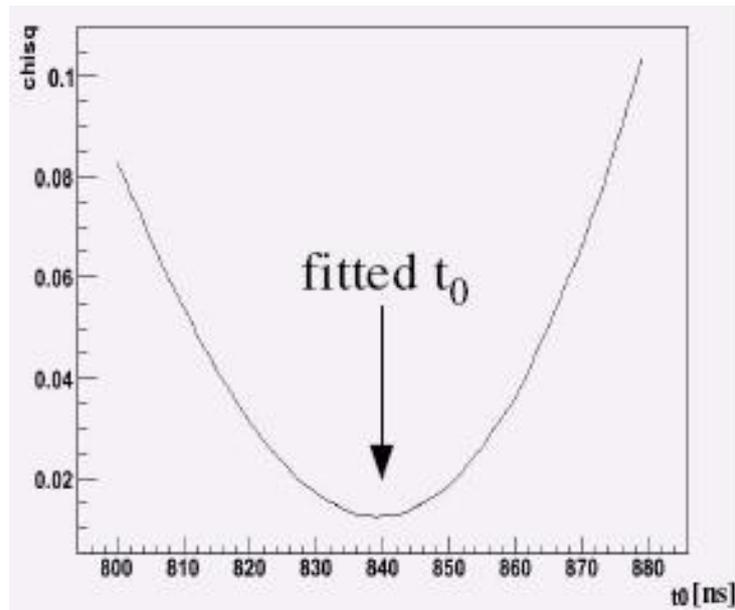


Figura 5.14: Perfil de  $\chi^2$  para uno de segmentos hallados. La forma del perfil muestra que tiene sentido utilizar el método parabólico para la determinación del tiempo de arribo  $t_0$  de la cámara MDT

A esta altura la reconstrucción obtiene un conjunto de segmentos aislados en cada capa. En el siguiente capítulo se analizarán los resultados obtenidos con la reconstrucción aquí descrita y la combinación de segmentos con el propósito de obtener la traza global de un muón.

# Capítulo 6

## Performance

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos para el algoritmo de reconstrucción del Nivel 2 utilizando muestras simuladas.

### 6.1. Las muestras analizadas

El rendimiento de los algoritmos *TrigL2CosmicMuon* y *MdtTimingTool* fueron testeados sobre dos muestras de rayos cósmicos generadas utilizando métodos MonteCarlo.

- Muones Cósmicos: 3865 eventos de rayos cósmicos simulados utilizando la versión 12.0.3 del software de ATLAS. Se simulan eventos de rayos cósmicos que han sido generados al nivel de superficie, por sobre la caverna que alberga el detector, con un espectro de energía y una distribución temporal que coincide con los resultados observados experimentalmente para este tipo de eventos. También ha sido simulado el scattering multiple que sufren las partículas debido a las interacciones con 100 m de roca hasta alcanzar el espectrómetro.
- Muones Aislados: Debido a la poca estadística que generan los eventos de rayos cósmicos en el detector interno, lo cual dificulta la cadena completa de reconstrucción en el detector, se simularon 1000 eventos conteniendo cada uno un único muón, utilizando la versión 12.0.5 del software de ATLAS. Los muones son generados 1 m por encima del punto central del detector, siendo todos ellos de la misma carga ( $\mu^-$ ) y monocromáticos, es decir, todos con una misma energía, de 50 GeV.

La cadena completa de simulación de eventos MonteCarlo utilizada esta compuesta por tres etapas: **Simulación** (etapa en la cual se incluye la

generación), **Digitalización** y **Reconstrucción**. La reconstrucción de los eventos es el último paso y como resultado se obtienen las ntuplas y los histogramas de monitoreo que permitirán el posterior análisis de los algoritmos a estudiar.

La estructura de software de análisis offline del experimento ATLAS, ATHENA, es ejecutado para las tres etapas de la cadena de simulación, con la posibilidad de incorporar distintas configuraciones por medio de un archivo que fija las opciones de trabajo (jobOptions), escritas en lenguaje *Python*. Algunas de estas características son la geometría del detector, la implementación del mecanismo RoI o de búsqueda completa, el número de eventos a generar, la posición del vértice, etc. A continuación se describe el procedimiento mencionado.

- **Simulación:** Las partículas son generadas utilizando GEANT[21], software que permite simular el paso de dichas partículas a través de la materia. Para ello, toma como entrada la descripción del detector (esto es, materiales de composición en función del espacio) y la partícula que uno desea generar. GEANT posee la información sobre como es la interacción de cada una de las partículas con la materia y su vida media, lo cual permite llevar a cabo la propagación de las partículas a lo largo del detector, permitiendo estudiar su respuesta. En la etapa de simulación se establecen las coordenadas del vértice (punto en el espacio donde es creada la partícula), el momento y energía de la partícula, y el rango de valores que pueden tomar los parámetros de las trayectorias resultantes (lo que recibe el nombre de espacio de fases de la simulación). Este conjunto de datos se denominan **SimFlags**, y son establecidas determinando diferentes propiedades de la clase

```
G4AtlasApps.SimFlags::ParticleGeneratorOrders True {...}.
```

la cual permite asignar a sus parámetros distribuciones uniformes en los intervalos elegidos o bien optar por un valor constante. En esta etapa se definen además el número de eventos a generar y el nombre del archivo de salida.

- **Digitalización:** El proceso de digitalización consiste en la simulación de la respuesta de los detectores al paso de las partículas generadas. En el mismo se incluye la descripción de la geometría del detector ATLAS. Esta etapa recibe como entrada la salida de la simulación, generando al finalizar un archivo nuevo, con formato similar a los datos genuinos, el cual será utilizado por la última etapa de la cadena

- **Reconstrucción:** Durante esta etapa se ejecutan los algoritmos de la cadena de trigger. Antes de iniciarse la corrida, deben establecerse el número de eventos a procesar, la secuencia del HLT y los archivos de entrada (datos digitalizados) y salida (ntupla e histogramas de monitoreo). En esta instancia se podrán modificar los datos de configuración y desactivar las etapas de la secuencia de trigger que no se deseen ejecutar. La reconstrucción de los datos en el Nivel 2 de trigger comienza a partir de la información provista por el Nivel 1 a través del mecanismo RoI (región de interés). En este caso, se ha simulado una RoI ficticia que cubre todo el rango de  $\phi$  en el plano transversal, y el espacio caracterizado por  $|\eta| < 1,4$  en el plano longitudinal.

La mayoría de los muones cósmicos generados no alcanzan la región del detector interno. Esto se debe al scattering múltiple que sufren las partículas al atravesar los 100 m de roca (incluidos en la simulación) que se encuentran entre la superficie y el detector, sumado al hecho de que el volumen del ID es mucho menor que el del espectrómetro. Ésto dificulta la reconstrucción de la traza completa del muón a lo largo de todo el detector, debido al pequeño porcentaje (3%) de eventos que tienen impactos en el SCT, lo que implica la existencia de pocas trazas en el ID para ser combinadas con las trazas reconstruidas en el espectrómetro de muones durante la secuencia completa de trigger. Dado que hay que generar muchos eventos cósmicos para terminar con una estadística aceptable de eventos reconstruidos, se optó por trabajar con la muestra de muones aislados para estudiar la reconstrucción completa.

## 6.2. Resultados

El rendimiento del algoritmo de reconstrucción en el espectrómetro de muones del detector ATLAS ha sido estudiado utilizando las muestras obtenidas a partir de métodos Monte Carlo descriptas en la sección anterior. Como ha sido mencionado, el algoritmo principal *TrigL2CosmicMuon* comienza buscando eventos con al menos dos pares de impactos en las cámaras RPC. Esta información es utilizada para encontrar las cámaras MDT candidatas que podrían contener impactos que pertenecen a la traza real del muón. A este momento, no hay información acerca del radio de deriva por lo que cada uno de los impactos es asociado con su propio tubo MDT (esto es, la posición del cable ánodo ubicado en el centro del tubo). En la figura 6.1 se puede observar el número total de impactos encontrados en las cámaras MDT para muones cósmicos, utilizando la información de trigger provista por las cámaras RPC. Se observa que valores máximos están dados para 6 y 8 impactos, lo cual es

consistente con el número de capas de tubos que poseen las cámaras. Puesto que la mayoría de los muones cósmicos que logran alcanzar el detector son los que viajan por la abertura cilíndrica utilizada para conectar la caverna con la superficie, se espera que los valores máximos para el número de segmentos reconstruidos por *MdtTimingTool* se encuentren en los sectores 4 y 12, siendo los restantes frenados por el scattering múltiple que sufren al atravesar los 100 m de roca. La figura 6.2 muestra los resultados obtenidos.

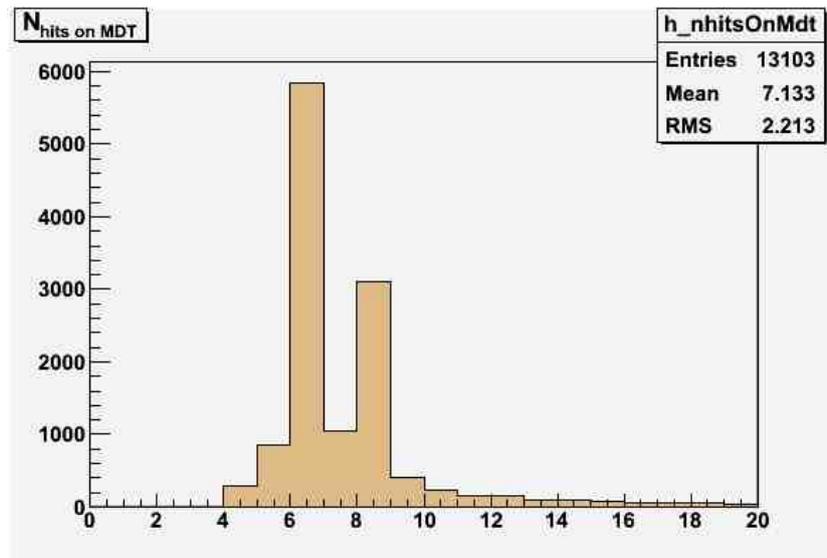


Figura 6.1: *Número total de impactos encontrados en las cámaras MDT para muones cósmicos utilizando la información de trigger provista por las cámaras RPC. Se observa que para la mayoría de las cámaras son seleccionados 6 u 8 impactos, lo cual es consistente con las capas de tubos que poseen estas cámaras.*

A diferencia de los eventos cósmicos, los muones aislados son generados 1 m por encima del detector interno, en consecuencia se espera un número mayor de segmentos reconstruidos en el sector 12 del espectrómetro (y actividad nula en la mitad superior). La figura 6.3 muestra los resultados obtenidos.

### 6.2.1. Tiempo de Arribo

En esta sección se presentan los resultados obtenidos para los tiempos de arribos reconstruidos por *MdtTimingTool* en el espectrómetro de muones. La distribución de los  $t_0$ s encontrados para las muestras de muones aislados y muones cósmicos se muestran en las figuras 6.4 y 6.5 respectivamente. En

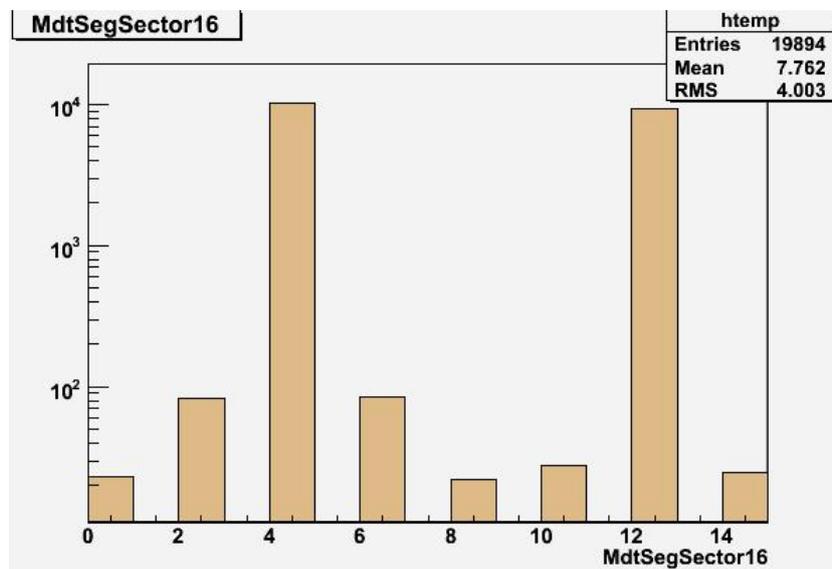


Figura 6.2: *Número total de segmentos reconstruidos en las cámaras MDT para muones cósmicos. Se observa que la mayoría de los segmentos reconstruídos pertenecen a los sectores 4 y 12. Esto se debe a los eventos cósmicos que logran alcanzar el detector son los que viajan por el tubo utilizado para conectar la caverna con la superficie, mientras que los restantes son frenados debido al scattering múltiple que sufren al atravesar 100 m de roca.*

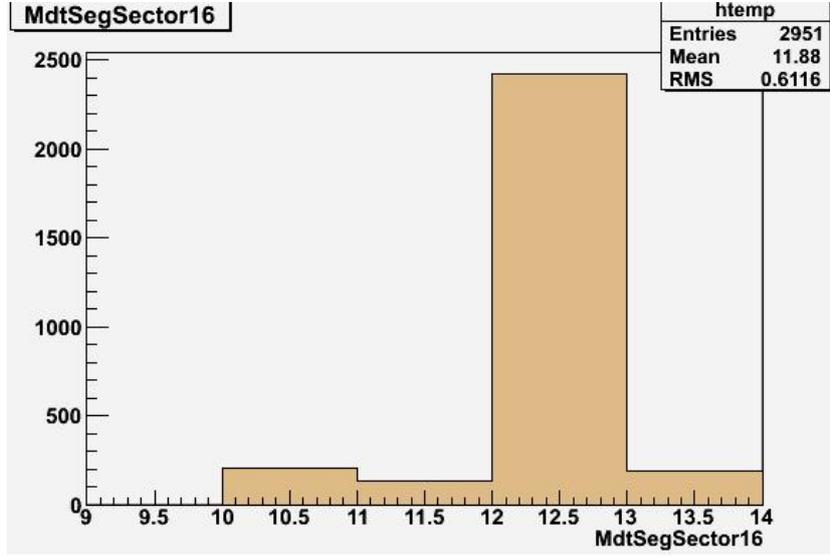


Figura 6.3: *Número total de segmentos reconstruidos en las cámaras MDT para muones aislados. Se observa que la mayoría de los segmentos reconstruidos pertenecen al sector 12, puesto que dichas partículas son generadas 1 m por encima del detector interno.*

ambos gráficos se observa una cola en la distribución para valores menores a 800 ns, los cuales corresponden a tiempos de arribo mal reconstruidos, puesto que para ambas muestras se esperan valores en un rango por encima de 800 ns, debido a que éste es el valor a partir del cual comienza el espectro de tiempos medido por el TDC (capítulo 5), siendo  $t_{TDC} = t_{drift} + t_0$ . El algoritmo utiliza al menos cuatro impactos para llevar a cabo la reconstrucción de  $t_0$ . Si uno de ellos no corresponde a la traza verdadera de la partícula y pasa los cortes explicados en el capítulo anterior, se espera que altere en mayor medida los  $t_0$ s correspondientes a segmentos con el número de impactos menor. En consecuencia, con el propósito de chequear la calidad de los  $t_0$  encontrados respecto al número de impactos,  $N_{hits}$ , utilizados para la reconstrucción de la traza parcial en cada una de las cámaras, se estudió la distribución de  $N_{hits}$  para casos donde el algoritmo de reconstrucción de los tiempos de arribo funcionó correctamente o no. La figura 6.6 muestra el número de impactos para todos los segmentos encontrados y para aquellos donde el tiempo de arribo reconstruido sea mayor a 800 ns. Considerando valores de  $t_0$  por encima de 800 ns, se observa una caída amplia (del orden del 30%) en segmentos para los cuales se utilizaron 4 impactos, junto con una reducción de esta diferencia para los segmentos reconstruidos con un número mayor ( $N_{hits} >$

4). En consecuencia, este resultado justifica llevar a cabo un corte en  $N_{hits} > 4$  para seleccionar las cámaras donde el tiempo de arribo fue reconstruido correctamente. En la figura 6.7 se muestra la distribución de todos los  $t_0$ s hallados junto con los que pertenecen a trazas que fueron reconstruidas con más de 4 impactos. Se puede observar que el corte remueve la mayoría de los segmentos asociados a  $t_0$ s mal reconstruidos.

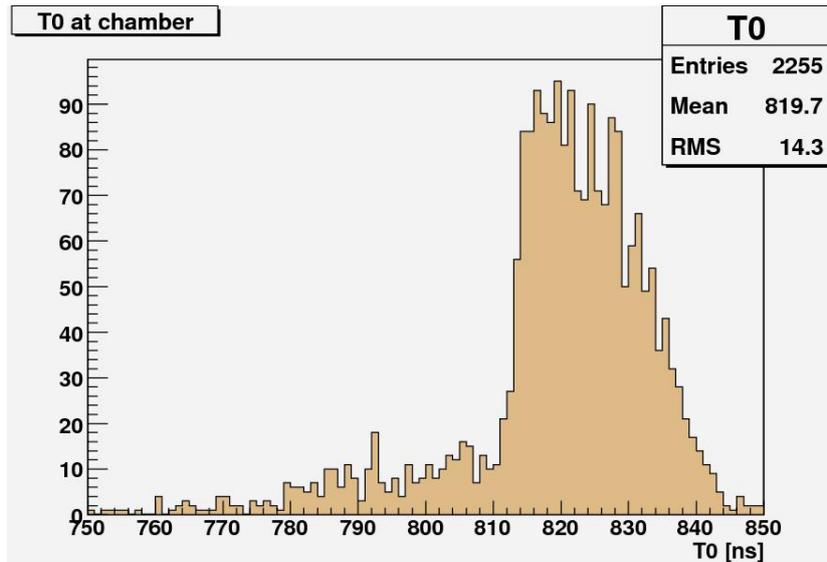


Figura 6.4: Distribución de los tiempos de arribo reconstruidos por *MdtTimingTool* para muones aislados. Los segmentos reconstruidos correctamente en cámaras MDT son los que se encuentran por encima de 800 ns, puesto que éste es el valor a partir del cual comienza el espectro de tiempos medido por el TDC.

Dadas las dimensiones del espectrómetro, se esperan para los muones cósmicos tiempos de arribo en un rango de 800 - 950 ns. Sin embargo, en la figura 6.5 se observa que los  $t_0$ s reconstruidos están en un rango de 800 - 840 ns. En consecuencia, se estudiaron los tiempos de arribo correspondientes a los sectores 4 y 12 en forma conjunta (son los que poseen mayor estadística) en las 3 capas de cámaras MDT empleando el corte en  $N_{hits} > 4$ . Se observó que los tiempos de arribo para ambos sectores se encuentran contenidos en la misma región y coinciden con los tiempos de vuelo esperados para una partícula que proviene de la parte central del detector que viaja hasta la posición  $\langle R_{capa} \rangle$ , observándose el mismo comportamiento en cada una de las capas (figuras 6.8, 6.9 y 6.10). Estos resultados son consistentes con la digitalización del tiempo de arribo en la simulación, el cual es tomado

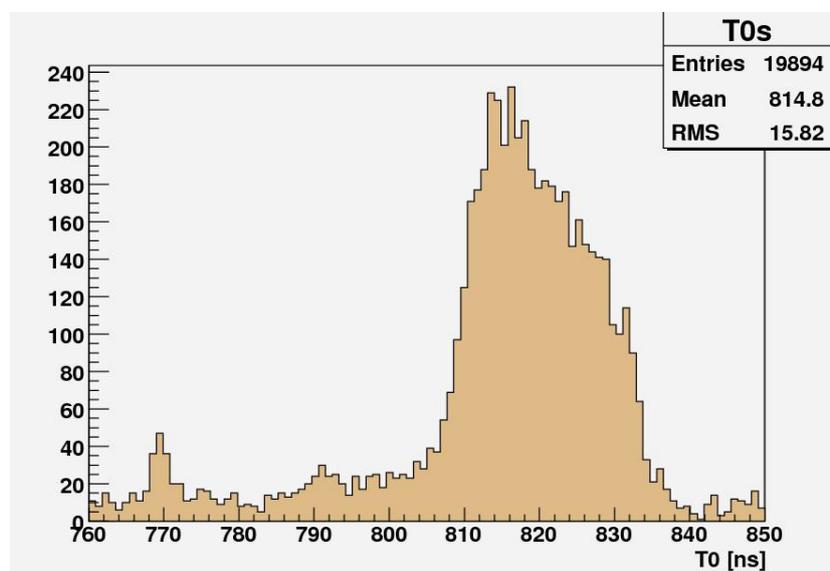


Figura 6.5: *Distribución de los tiempos de arribo reconstruidos por Mdt-TimingTool para muones cósmicos. Los segmentos reconstruidos correctamente en cámaras MDT son los que se encuentran por encima de 800 ns, puesto que éste es el valor a partir del cual comienza el espectro de tiempos medido por el TDC.*

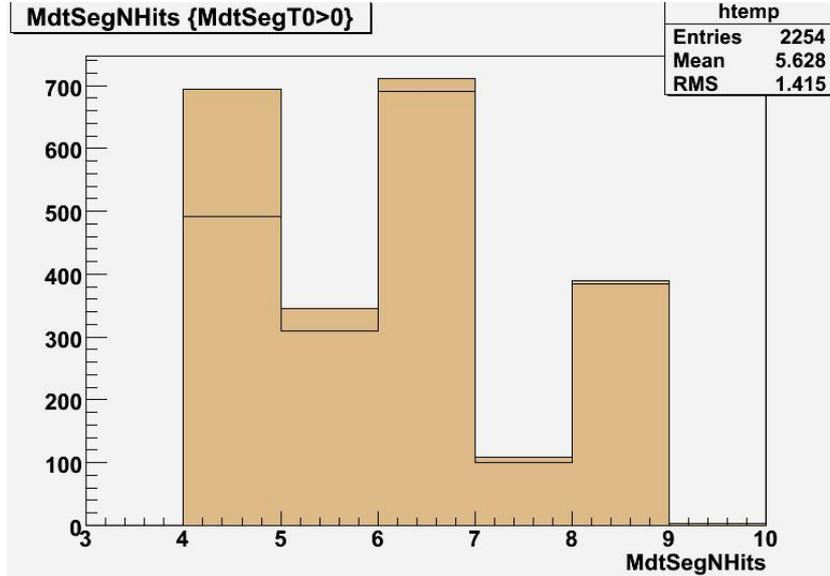


Figura 6.6: Número de impactos utilizados para reconstruir la traza en la muestra de muones aislados. Requiriendo que el tiempo de arribo sea mayor a 800 ns,  $\approx 30\%$  de los segmentos con cuatro impactos son removidos.

como el tiempo de vuelo desde el punto más cercano al eje del haz hasta la cámara MDT, es decir, de la misma forma en que se hará cuando se estudien los eventos producidos por las colisiones  $pp$ .

Como ha sido explicado anteriormente, las cámaras MDT no proveen información en la coordenada  $\phi$ , siendo ésta determinada utilizando las cámaras RPC. Un muón que alcanza un tubo MDT en la zona cercana al borde de la cámara donde se encuentra el TDC tendrá un tiempo de arribo menor comparado con el de un muón que la atraviesa en el lado opuesto, dado que la señal debe viajar un tiempo mayor a lo largo del ánodo. Las figuras 6.11, 6.12 y 6.13 muestran este comportamiento para la capa interna, media y externa respectivamente. Los tubos MDT varían su longitud de acuerdo a la capa que ocupe la cámara en el espectrómetro, siendo su valor de 2.7, 3.58 y 5.1 m para las capas interna, media y externa respectivamente. La señal viaja por el ánodo con una velocidad de  $4/5c$ , por consiguiente, utilizando el valor de  $\phi$  es posible desmontar el tiempo que la señal tarda en llegar al TDC, permitiendo obtener el valor correcto del tiempo de arribo del muón a la cámara. Las figuras 6.14, 6.15 y 6.16 muestran los resultados, observándose que las bandas correspondientes a los valores de  $t_0$  reconstruidos están alineadas.

Puesto que la digitalización del tiempo en la simulación fue efectuada

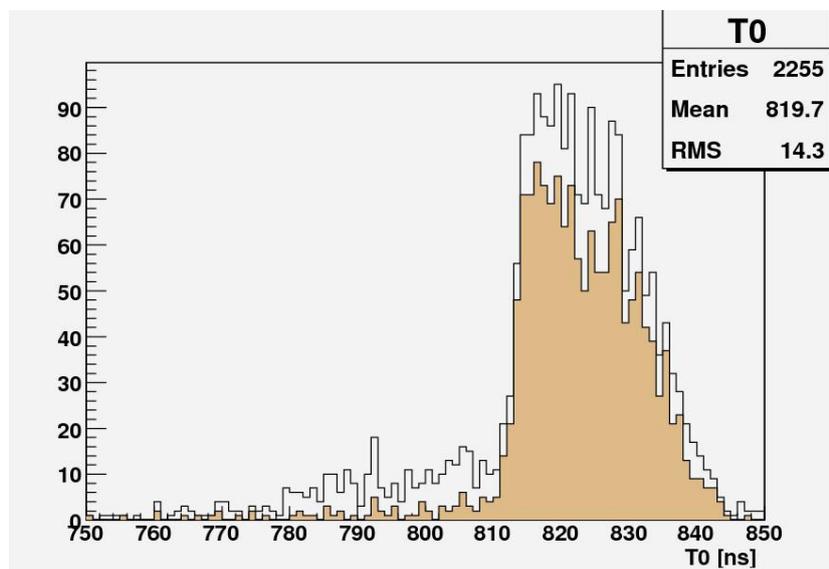


Figura 6.7: Distribución de los tiempos de arribo reconstruidos por *Mdt-TimingTool* para muones aislados. El área sombreada corresponde a los valores obtenidos aplicando de antemano el número de impactos en cada cámara, mientras que la región vacía corresponde a todos los tiempos de arribo reconstruidos.

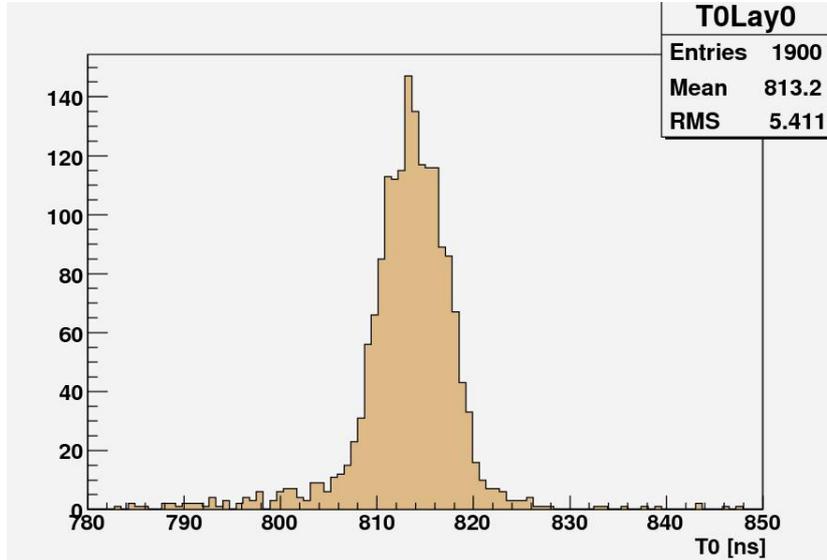


Figura 6.8: *Tiempos de arribo obtenidos en los sectores 4 y 12 en la capa interna para muones c3smicos. Se observa que el comportamiento en ambos sectores es similar, y coincide con el tiempo de vuelo de la partcula desde la parte central del detector hasta la coordenada  $\langle R_0 \rangle$*

considerando al tiempo de arribo como el de vuelo desde la regi3n central del detector hasta la c3mara, se determin3 el tiempo de vuelo en el plano  $R - Z$ , es decir, tomando la diferencia entre los tiempos de arribo obtenidos y  $\frac{\sqrt{R^2+Z^2}}{c}$ . La figura 6.17 muestra los resultados obtenidos para la muestra de muones aislados. Se observa que el valor medio de la distribuci3n es de  $792.0 \pm 0.3$  ns, siendo  $\sigma = 8.2 \pm 0.2$  ns. Finalmente, se utiliz3 la informaci3n en  $\phi$  provista por las c3maras RPC para desmontarle, a los valores determinados anteriormente, el tiempo que necesita la se1al en viajar por el cable hasta alcanzar el TDC. Los resultados obtenidos para la resoluci3n temporal de los tiempos de arribo corregidos se presentan en la figura 6.18, donde se observa una disminuci3n del ancho de la distribuci3n respecto de la figura 6.17, siendo  $\sigma = 3.50 \pm 0.08$  ns.

## 6.2.2. Resoluci3n espacial

El conocimiento de los tiempos de arribo de las partculas a cada una de las c3maras MDT es esencial para alcanzar la resoluci3n espacial esperada en el espectr3metro de muones del experimento ATLAS, con el prop3sito de

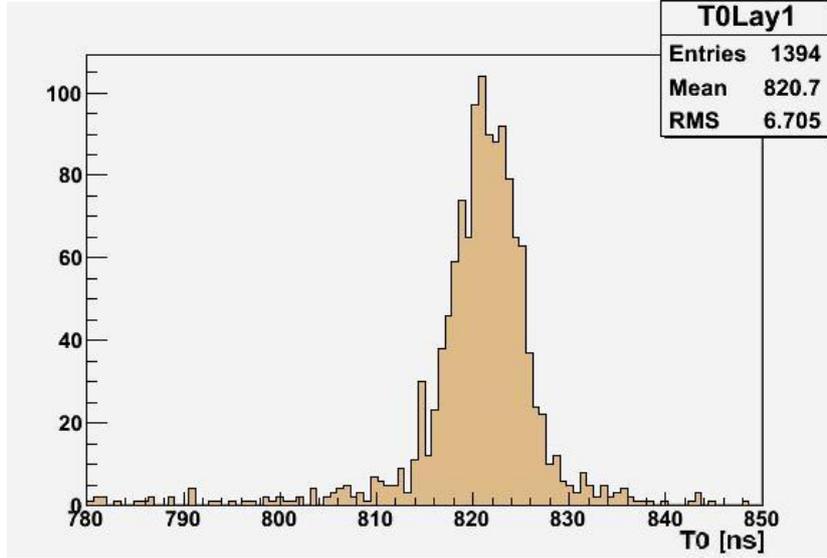


Figura 6.9: *Tiempos de arribo obtenidos en los sectores 4 y 12 en la capa media para muones c3smicos. Se observa que el comportamiento en ambos sectores es similar, y coincide con el tiempo de vuelo de la part3cula desde la parte central del detector hasta la coordenada  $\langle R_1 \rangle$ .*

obtener una medici3n precisa del momento de la traza de muones c3smicos. Por esta raz3n, se realiz3 un an3lisis de la distribuci3n residual durante las diferentes etapas de reconstrucci3n.

Una vez que las c3maras MDT candidatas junto con sus correspondientes impactos son pasadas al algoritmo de reconstrucci3n, *MdtTimingTool*, el tiempo de arribo nominal,  $t_0^{nominal}$ , es utilizado para comenzar el ajuste. Luego de aplicar diversos cortes en los impactos hallados y un test de calidad entre los posibles segmentos reconstruidos (cap3tulo 5), el mejor segmento candidato a este punto es utilizado para calcular la distribuci3n residual 6.19, calculada tomando la diferencia entre la l3nea reconstruida y el radio de deriva,  $r_{drift}$ , de los impactos que pasaron los cortes, donde dicho radio es determinado usando el  $t_0^{nominal}$ . Se observa que la distribuci3n no est3 centrada. Esto se debe a que el tiempo de arribo nominal fue tomado como 800 ns, y por lo tanto est3 subvaluado. En consecuencia, al efectuar la resta entre la distancia al 3nodo y el radio de deriva calculado, se espera un corrimiento hacia los valores negativos. Utilizando 3ste tiempo, se determin3  $\sigma = 392.8 \pm 1.6 \mu\text{m}$ , lo cual representa una mejora respecto de la resoluci3n dada por la posici3n de los cables, utilizada antes del inicio de 3ste trabajo, pero que a3n dista de la esperada para 3ste tipo de c3maras.

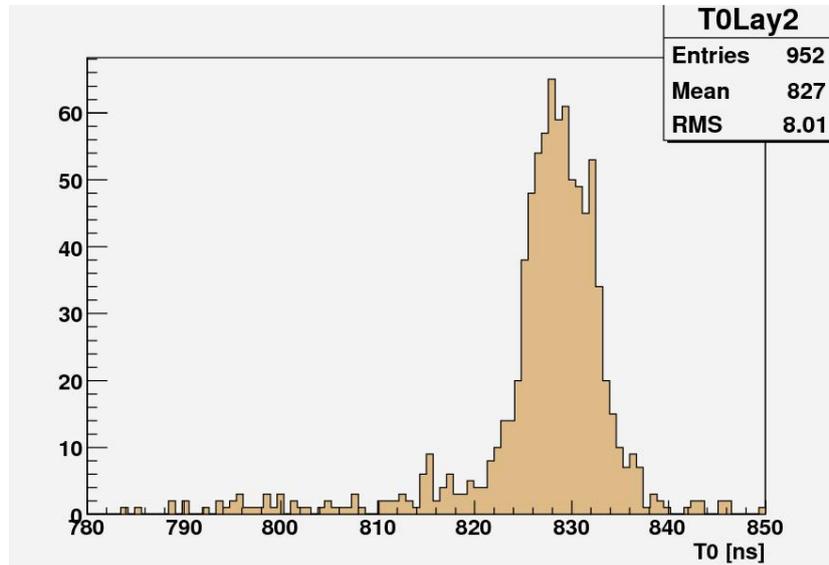


Figura 6.10: *Tiempos de arribo obtenidos en los sectores 4 y 12 en la capa externa para muones cósmicos. Se observa que el comportamiento en ambos sectores es similar, y coincide con el tiempo de vuelo de la partícula desde la parte central del detector hasta la coordenada  $\langle R_2 \rangle$ .*

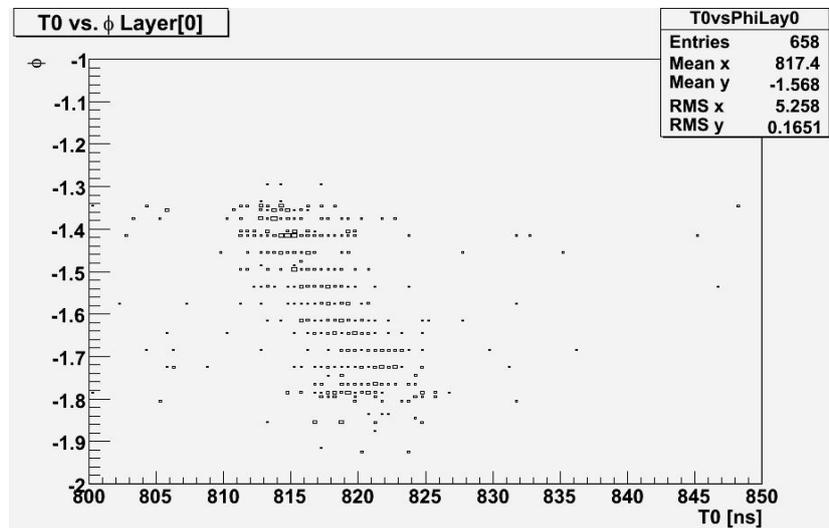


Figura 6.11: *Tiempos de arribo para la capa interna del sector 12 en función de  $\phi$  para muones aislados. Se observa un aumento del valor de  $t_0$  a medida que la zona de impacto del muón se aleja del borde donde está ubicado el TDC.*

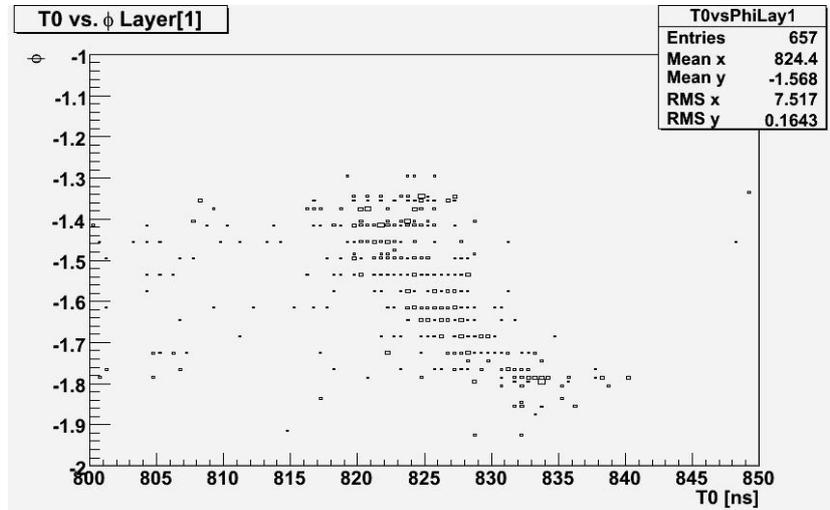


Figura 6.12: Tiempos de arribo para la capa media del sector 12 en función de  $\phi$  para muones aislados. Se observa un aumento del valor de  $t_0$  a medida que la zona de impacto del muón se aleja del borde donde esta ubicado el TDC.

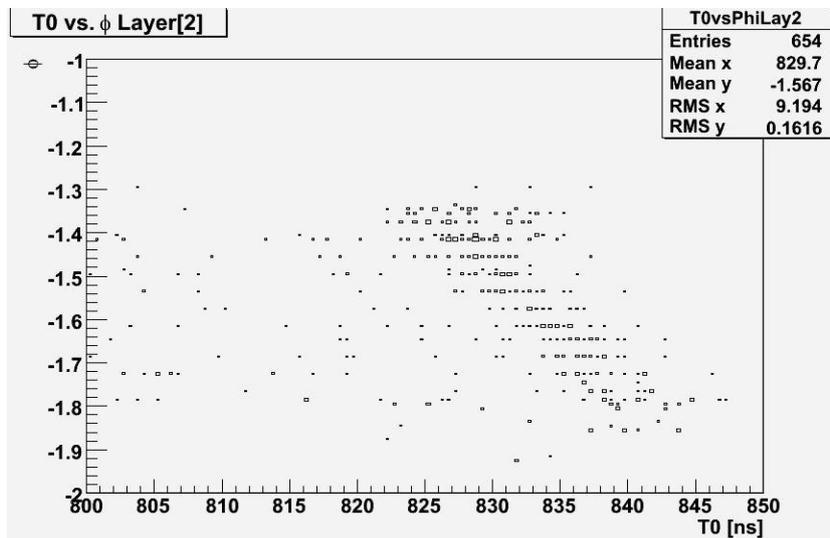


Figura 6.13: Tiempos de arribo para la capa externa del sector 12 en función de  $\phi$  para muones aislados. Se observa un aumento del valor de  $t_0$  a medida que la zona de impacto del muón se aleja del borde donde esta ubicado el TDC.

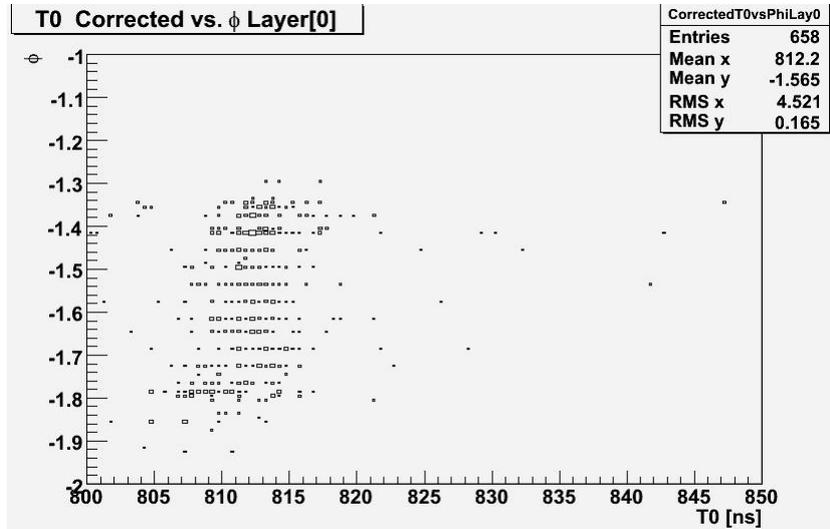


Figura 6.14: *Tiempos de arribo corregido para la capa interna del sector 12 en función de  $\phi$  para muones aislados. Se observa que las bandas correspondientes a los valores de  $t_0$  reconstruidos están alineadas.*

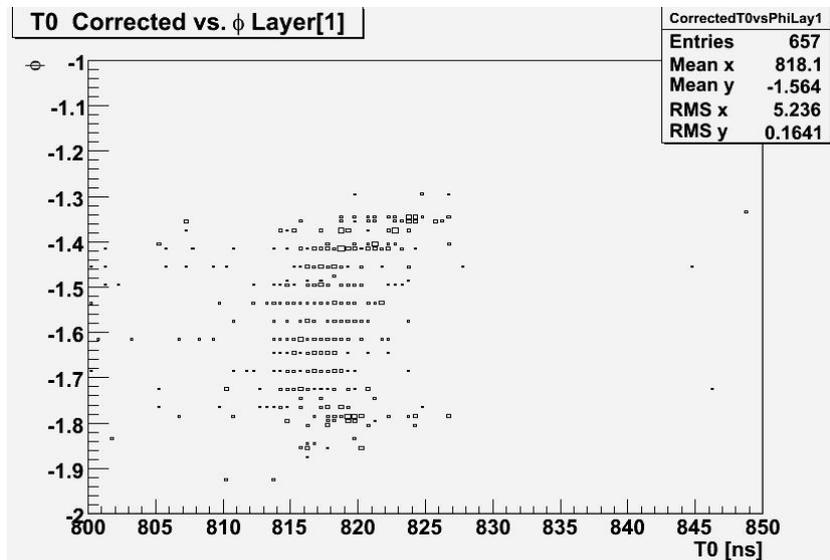


Figura 6.15: *Tiempos de arribo corregido para la capa media del sector 12 en función de  $\phi$  para muones aislados. Se observa que las bandas correspondientes a los valores de  $t_0$  reconstruidos están alineadas.*

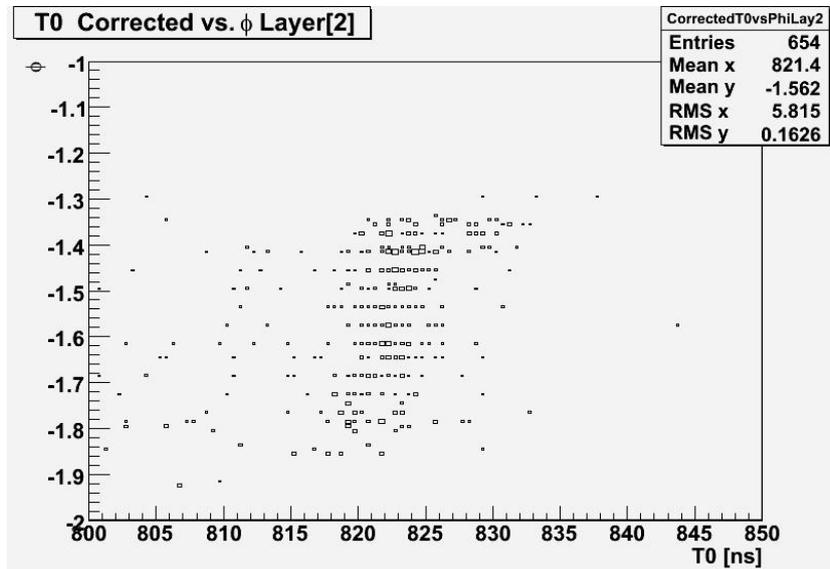


Figura 6.16: *Tiempos de arribo para la capa externa del sector 12 en función de  $\phi$  para muones aislados. Se observa que las bandas correspondientes a los valores de  $t_0$  reconstruidos están alineadas.*

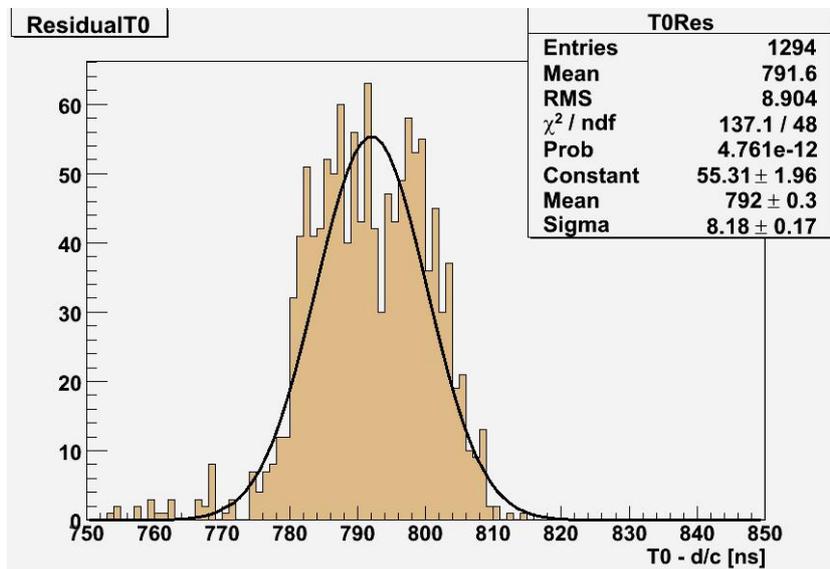


Figura 6.17: *Determinación de la resolución de  $t_0$  para la muestra de muones aislados, tomando la diferencia entre los tiempos de arribo obtenidos y  $\frac{\sqrt{R^2+Z^2}}{c}$ . Se observa  $\sigma = 8.2 \pm 0.2$  ns.*

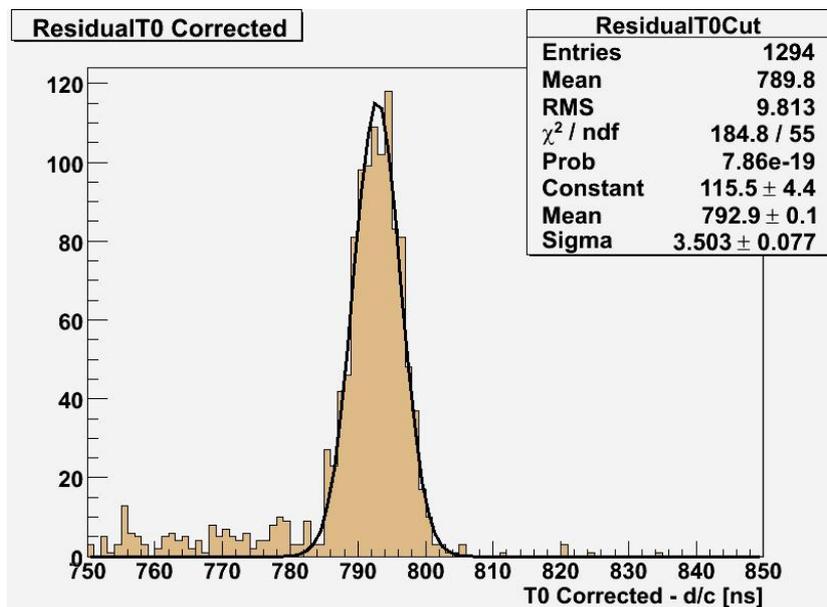


Figura 6.18: *Determinación de la resolución de  $t_0$  para la muestra de muones aislados, usando la información en  $\phi$  provistas por las cámaras RPC para desmontar el tiempo que tarda la señal en viajar por el ánodo. Se observa una disminución del ancho de la distribución respecto de la figura 6.17, siendo  $\sigma = 3.50 \pm 0.08$  ns.*

Una vez determinado el tiempo de arribo de la partícula a la cámara MDT, se utiliza esta información para determinar el  $r_{drift}$  correcto para cada uno de los impactos encontrados en la cámara, obteniéndose un perfil de la distribución residual final, como se puede observar en la figura 6.20. Se observa una notable mejora en la resolución, siendo  $\sigma 66,5\mu\text{m} \pm 0.5 \mu\text{m}$ , valor por debajo de la precisión de construcción esperada para las cámaras MDT ( $\approx 80\mu\text{m}$ ), pero que sin duda aumentará cuando se reconstruyan datos genuinos de cósmicos. Puesto que este histograma se utilizará en el sistema de monitoreo, se incluyen en él todos los impactos, razón por la cual se observan colas no gaussianas en la distribución. Como consecuencia del ajuste del tiempo de arribo, se observa que la distribución está centrada alrededor de cero y luce simétrica, como es esperado.

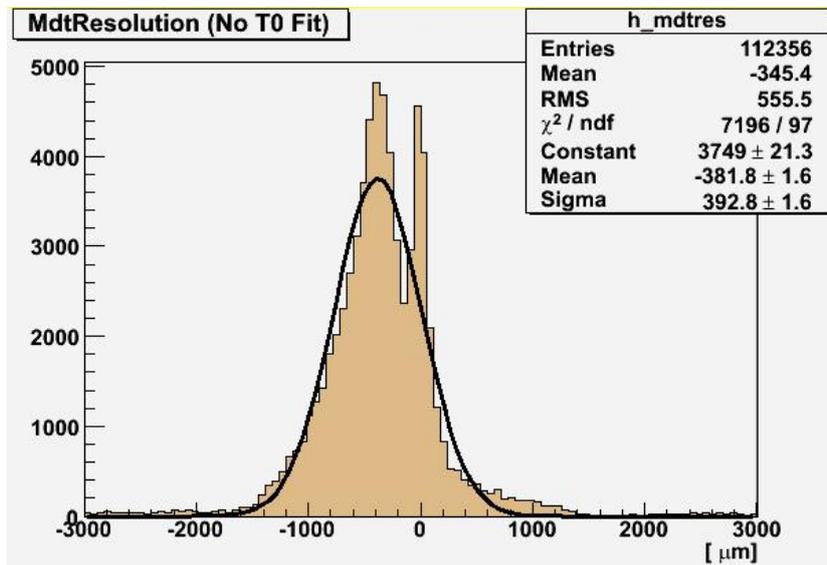


Figura 6.19: Distribución residual utilizando el  $t_0^{nominal}$ . Se puede observar que el  $\sigma 393.8 \pm 1.6 \mu\text{m}$  y que la distribución no está centrada. Esto se debe a que el  $t_0^{nominal}$  fue tomado como  $800 \text{ ns}$ , y por lo tanto está subvaluado. En consecuencia, al efectuar la resta entre la distancia al ánodo y el radio de deriva calculado, se espera un corrimiento hacia los valores negativos.

### 6.2.3. Compatibilidad de los tiempos de arribo de distintas cámaras para un mismo muón

Continuando con el chequeo sobre los tiempos de arribo, se analizó la compatibilidad entre los segmentos MDT reconstruidos por *MdtTimingTool*,

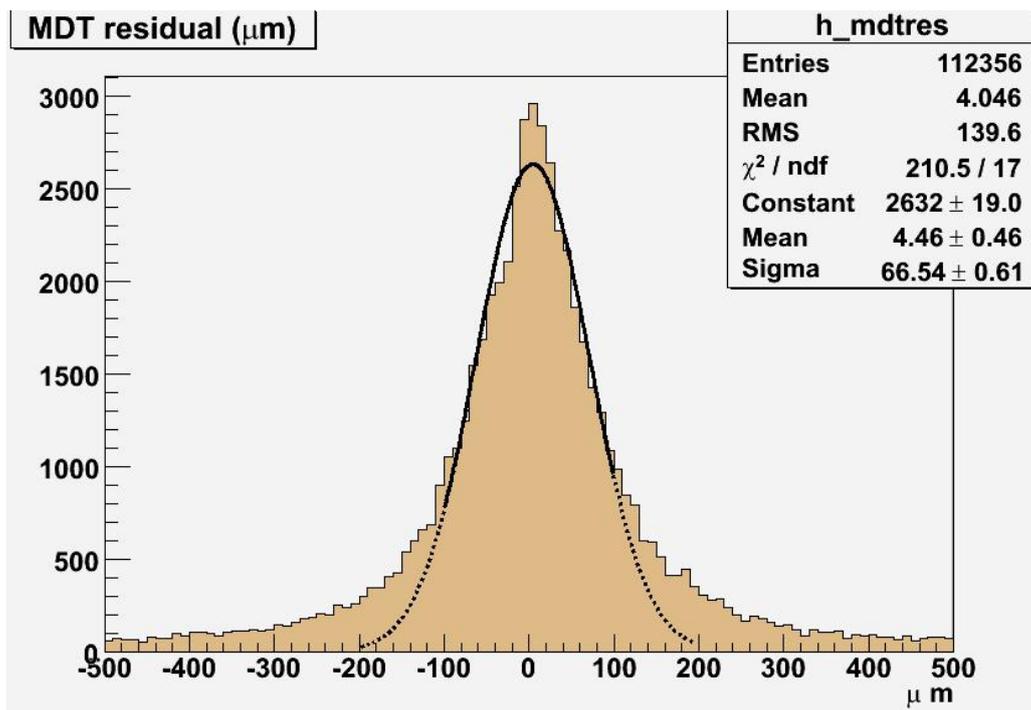


Figura 6.20: Distribución residual luego de ajustar  $t_0$ . La curva en negro corresponde a la zona ajustada, siendo  $\sigma 66.5 \pm 0.6 \mu\text{m}$ , lo cual muestra una notable mejora respecto de la resolución dada por la posición del ánodo, método utilizado antes del inicio de esta tesis. Puesto que este histograma se utilizará en el sistema de monitoreo, se incluyen en él todos los impactos, razón por la cual se observan colas no gaussianas en la distribución.

con el propósito de llevar a cabo una reconstrucción global de la traza de los muones. Para ello, se compararon las pendientes de los segmentos correspondientes a cámaras MDT que pertenecen a un mismo sector y a su opuesto<sup>1</sup>, donde los segmentos de cada una de las cámaras fue ajustado independientemente. En la figura 6.21, se muestran los resultados obtenidos para un evento de muones cósmicos en un escenario sin campo magnético<sup>2</sup>. Los puntos indican el valor promedio de la posición de los impactos que pertenecen a una misma cámara MDT (esto es,  $\langle R \rangle - \langle Z \rangle$ ), mientras que las líneas representan la dirección del momento de la partícula. Los tres puntos con  $R > 0$  ( $R < 0$ ) corresponden la reconstrucción en las tres cámaras MDT ubicadas por encima (debajo) del haz. La coordenada  $\langle Z \rangle$  (tanto para las tres cámaras superiores como inferiores) se obtiene a partir de

$$\langle R \rangle = \frac{\sum_i^N R_i}{N} \quad (6.1)$$

$$\langle R \rangle = \tan \theta \langle Z \rangle + b \quad (6.2)$$

Como consecuencia de la ausencia de campo magnético, se observa una alineación correcta entre los segmentos encontrados y la traza completa del muón. En la figura 6.22 se muestran los resultados obtenidos en un único sector, correspondiente a parte superior del espectrómetro, para muones cósmicos en condiciones de campo magnético de 2 T. Se observa que la dirección del momento de la partícula varía a medida que atraviesa el espectrómetro debido a la curvatura que produce el campo sobre su trayectoria. En consecuencia, utilizando los tres puntos es posible determinar el radio de curvatura de la trayectoria y, conociendo las condiciones de campo magnético empleadas, el momento de la partícula.

Los muones atraviesan el espectrómetro con una velocidad de  $\approx 30$  cm/ns, razón por la cual se espera que la posición  $\langle R \rangle$  de las capas del espectrómetro este correlacionada con los tiempos de arribo reconstruidos para las cámaras MDT correspondientes a cada uno de ellos. Debido a la digitalización del tiempo en las muestras analizadas, se espera que la posición  $\langle R \rangle$  aumente desde la capa interna hasta la externa, con un desfase temporal proporcional a la velocidad de la luz, lo cual es compatible con los resultados obtenidos en la figura 6.23. Podemos ver que  $t_0$  aumenta con  $\langle R \rangle$ , siendo este mismo comportamiento observado para todos los eventos, tanto para la región superior e inferior del haz. Esto parece mostrar que los muones provienen desde la

<sup>1</sup>Llamamos sector opuesto al que esta rotulado con una suma de 8 respecto del número de cualquier sector perteneciente a la parte superior del espectrómetro

<sup>2</sup>Estos resultados corresponden a un chequeo preliminar del algoritmo utilizando la release 12.0.1, para un escenario sin campo magnético

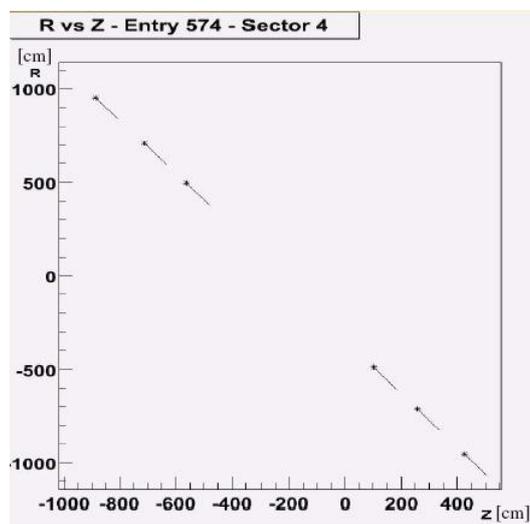


Figura 6.21: *Reconstrucción de la traza de un muón cósmico para una corrida sin campo magnético en la región del espectrómetro. Se indica con un punto la coordenada  $\langle R \rangle - \langle Z \rangle$  de la cámara MDT y con una línea la dirección del momento de la partícula. Los tres puntos con  $R > 0$  ( $R < 0$ ) corresponden la reconstrucción en las tres cámaras MDT ubicadas por encima (debajo) del haz.*

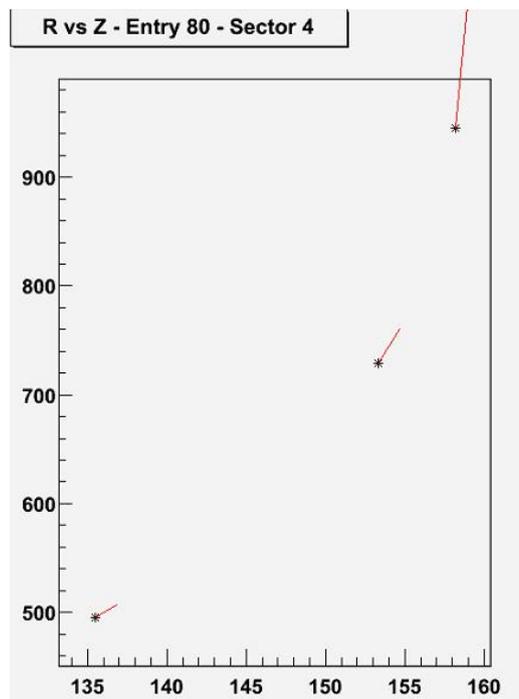


Figura 6.22: *Reconstrucción de la traza de un muón cósmico para una corrida con campo magnético en la región del espectrómetro. Se indica con un punto la coordenada  $\langle R \rangle - \langle Z \rangle$  de la cámara MDT y con una línea la dirección del momento de la partícula. Los tres puntos con corresponden a la información reconstruida en las tres cámaras MDT correspondientes a un único sector. Se observa claramente el curvamiento de la trayectoria producto de la presencia de campo magnético en el interior del espectrómetro.*

región central del detector, y no desde arriba de éste (como es esperado), lo cual es consistente con la digitalización del tiempo efectuada en la simulación de las muestras Monte Carlo empleadas para este análisis.

Puesto que uno desea estudiar la compatibilidad entre los segmentos reconstruidos para cada uno de los muones que pertenecen a cada evento, se analizó la relación lineal entre  $\langle R \rangle$  vs  $t_0$  en forma individual, para los segmentos reconstruidos. La figura 6.24 muestra el resultado obtenido para un sólo muón. La línea corresponde al ajuste lineal de los tres puntos e implica una partícula viajando a  $28.3 \pm 0.7$  cm/ns, lo cual es consistente con un muón propagándose a la velocidad de la luz y muestra que la reconstrucción es consistente. La figura 6.25 resume este comportamiento para 569 eventos de muones aislados. Se determinó para esta distribución  $c = 28.7 \pm 0.6$  cm/ns. Con el propósito de chequear la reconstrucción autónoma en las cámaras MDT, es importante tener en cuenta que éstas no dan información acerca del movimiento de la partícula en la dirección  $\phi$ , por lo tanto se espera una subestimación de la distancia recorrida por la partícula. En el histograma de la figura 6.25 no se considera la información en dicha coordenada (provista por las RPCs), razón por la cual se espera un valor menor a  $c$ . No obstante, para la secuencia de reconstrucción completa de la traza del muón, esto es, en el espectrómetro y detector interno, es importante tener en cuenta que el solenoide central produce un curvamiento de la traza en esta dirección, por lo que la información obtenida a partir de las cámaras RPC será utilizada para estudiar la concordancia de las trazas reconstruidas en cada uno de ellos. Por último, este histograma se utilizará en el sistema de monitoreo a fin de chequear los resultados obtenidos en la reconstrucción.

#### 6.2.4. Fracción de segmentos con un tiempo de arribo reconstruido

Si bien *MdtTimingTool* ha sido diseñado para poder trabajar como un reconstructor autónomo de trazas en las cámaras MDT, se espera que durante la toma de datos reales utilice la información provista por el mecanismo de la región de interés, a través de la decisión tomada por las cámaras RPC. Con el objetivo de conocer el acuerdo entre los segmentos MDT encontrados empleando sólo información de las RPCs, esto es, ajustando la posición del ánodo asociado a cada impacto, con los reconstruidos por *MdtTimingTool*, se definen las siguientes dos magnitudes:

- Match: Cociente entre el número de segmentos MDT que concuerdan con la traza RPC cuando un  $t_0$  perteneciente al rango 800 - 850 ns fue

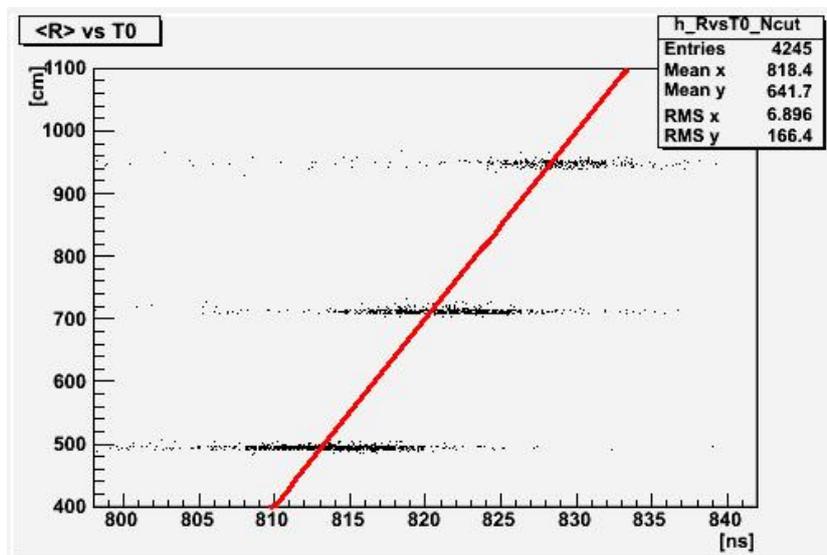


Figura 6.23:  $\langle R \rangle$  vs  $t_0$ . Se observa que  $t_0$  aumenta con  $\langle R \rangle$ , siendo este mismo comportamiento observado para todos los eventos, tanto para la región superior e inferior del haz. Esto parece mostrar que los muones provienen desde la región central del detector, y no desde arriba de éste, lo cual es consistente con la digitalización del tiempo efectuado en la simulación de las muestras Monte Carlo utilizadas para el análisis.

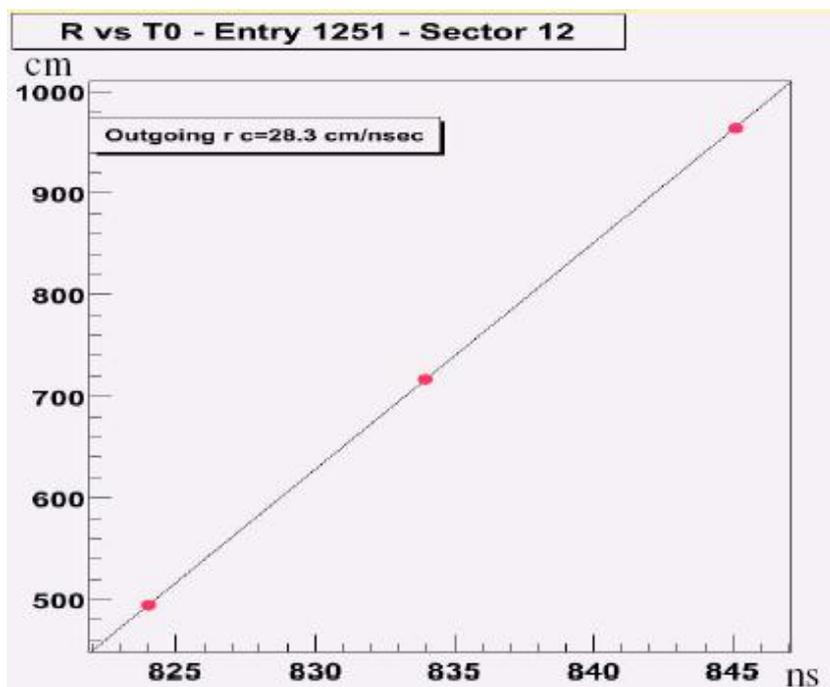


Figura 6.24: Relación entre  $\langle R \rangle$  y  $t_0$  para un sólo muón. La línea corresponde al ajuste lineal de los tres puntos e implica una partícula viajando a  $28.3 \pm 0.7$  cm/ns, lo cual es consistente con un muón propagándose a la velocidad de la luz y muestra que los tiempos de arribo  $t_0$  reconstruidos tienen sentido.

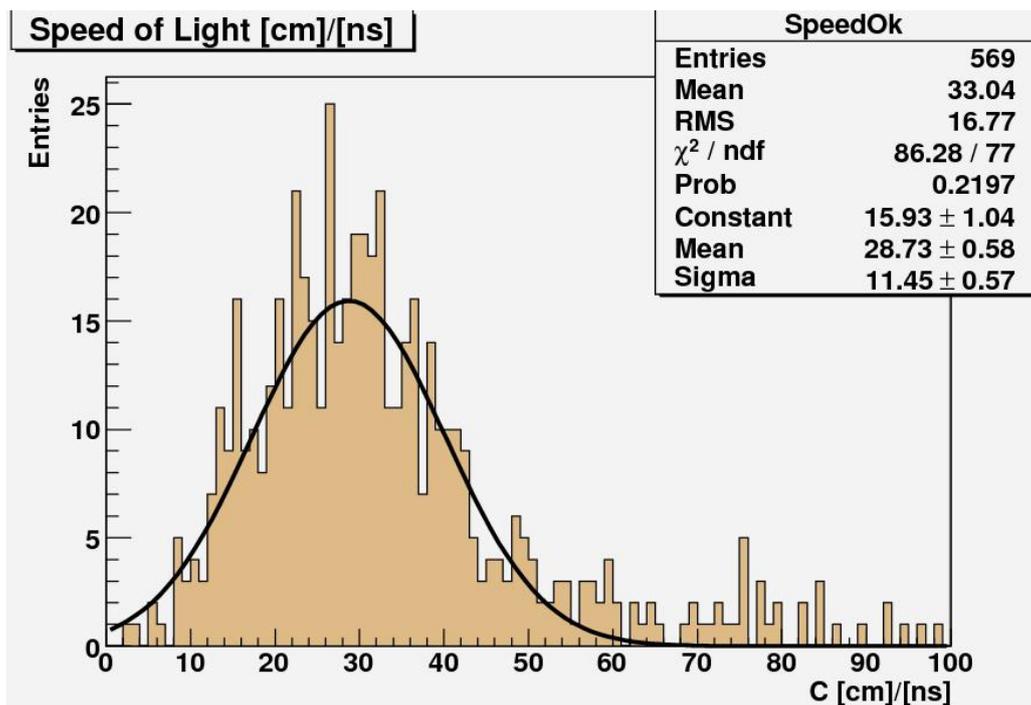


Figura 6.25: *Determinación de la velocidad de la luz utilizando los valores de  $\langle R \rangle$  y  $t_0$  para la muestra de muones aislados, siendo el resultado consistente con muones propagándose con velocidad  $c$ . Con el propósito de utilizar la reconstrucción autónoma en las cámaras MDT, en este histograma no se considera la información en la coordenada  $\phi$  (provista por las RPCs), razón por la cual se espera un valor menor de  $c$ .*

Muestra	Match	No Match
Muones cósmicos	0.63	0
Muones aislados	0.75	0

Cuadro 6.1: Valores obtenidos para las magnitudes Match y No Match para las muestras de muones cósmicos y aislados.

reconstruido y el número de segmentos MDT que concuerdan con la traza RPC.

- No Match: Cociente entre el número de segmentos MDT que no concuerdan con la traza RPC cuando un  $t_0$  perteneciente al rango 800 - 850 ns fue reconstruido y el número de segmentos MDT que no concuerdan con la traza RPC.

La tabla 6.2.4 muestra los resultados obtenidos para los eventos de muones cósmicos y aislados. Se observa que para muones cósmicos, en el 63 % de los casos en los que se encontró un segmento MDT utilizando la información provista por las RPC tiene asociado una reconstrucción de *MdtTimingTool* con un tiempo de arribo perteneciente al rango 800 - 850 ns, siendo para el caso de muones aislados del 75 %. Para ambas muestras, en los casos en que no se encontró un segmento utilizando las RPCs, *MdtTimingTool* no reconstruyó ningún segmento, comportamiento que refleja la importancia de llevar a cabo una búsqueda rápida de segmentos candidatos utilizando las RPCs para evitar pérdidas de tiempo en la secuencia del Nivel 2. Por último, no podemos considerar a la magnitud *Match* como la eficiencia de *MdtTimingTool*, puesto que no es posible asegurar inicialmente si los segmentos encontrados por las RPCs son genuinos.

### 6.3. Promoción de segmentos al status de traza en todo el sistema de muones

Puesto que el objetivo final en la cadena de trigger del Nivel 2 para eventos de rayos cósmicos es obtener una reconstrucción total de la traza del muón a lo largo de todo el detector ATLAS, es necesario combinar la traza reconstruida en el espectrómetro con la del detector interno.

El propósito final del algoritmo de reconstrucción *TrigL2CosmicMuon* consiste en llevar a cabo un estudio de compatibilidad entre las pendientes ( $\theta$ ) de los segmentos MDT obtenidos por *MdtTimingTool*, para determinar la orientación de la traza del muón al atravesar el espectrómetro. Este valor

es almacenado en el objeto de salida final del algoritmo, `CosmicMuon`, más precisamente en su propiedad `CosmicTheta`. Además, dentro del detector interno, el solenoide central provee un curvamiento de la traza en  $\phi$ , por lo que también se almacena el valor de  $\phi$  reconstruido por las cámaras RPC en la propiedad `CosmicPhi`.

Durante la toma de datos, las corridas se llevarán a cabo en un escenario con campo magnético, característica indispensable a la hora de querer determinar el momento de las partículas que atraviesan el detector. En la región que concierne al espectrómetro de muones, puesto que el sistema magnético implementado en esa zona genera un campo toroidal, se espera un curvamiento de la trayectoria de los muones en el plano  $R - Z$ . En consecuencia, se espera una variación del parámetro  $\theta$  (y por lo tanto en  $\eta$ ) en las pendientes de las trazas parciales reconstruidas en cada una de las diferentes cámaras MDT. Sin embargo, en la región que abarca el detector interno (ID), el sistema magnético generará un campo solenoidal que producirá un curvamiento de las trazas en  $\phi$  (no así en  $\eta$ ). Debido a esto, tanto el valor  $\eta$  reconstruido por las cámaras MDT, como el de  $\phi$ , determinado por la reconstrucción inicial de las cámaras RPC, serán necesarios para combinar los resultados en ambos detectores de manera de obtener una reconstrucción total de la traza del muón.

Como punto de partida, *TrigL2CosmicMuon* comienza llevando a cabo un ajuste de  $\theta$  utilizando la información provista por las cámaras RPCs, reconstruyendo los segmentos asociando los impactos en las cámaras MDT con la posición del ánodo. La figura 6.26 muestra la diferencia entre el valor de  $\theta_{RPC}$  y el valor verdadero de este ángulo en el detector interno,  $\theta_{ID}$ , extraído del Monte Carlo.

A partir de los resultados obtenidos por *MdtTimingTool*, se estudió el comportamiento de la reconstrucción en el espectrómetro sobre la muestra de muones aislados para cada una de las capas de cámaras MDT que posee el espectrómetro, comparándolos con los valores verdaderos de  $\theta$  para el detector interno (ID), obtenidos a partir de la simulación Monte Carlo. En la figura 6.27 se observa claramente un corrimiento del valor medio de la diferencia entre  $\theta_{capa}$  y  $\theta_{ID}$ , lo cual pone en evidencia el curvamiento de las trazas debido al campo magnético toroidal y descarta por completo la idea de llevar a cabo un ajuste lineal (o algún tipo de promedio) de los segmentos reconstruidos en cada una de las cámaras MDT. Además, se observa que el corrimiento se produce siempre en la misma dirección, lo cual es consistente con el hecho de que todos los muones aislados poseen la misma carga ( $\mu^-$ ). En consecuencia, el valor de la pendiente del segmento obtenido en la capa inferior,  $\theta_0$ , es el candidato a ser almacenado en el parámetro `CosmicTheta`. No obstante, cabe destacar que, si bien durante las corridas reales se presentan condiciones de

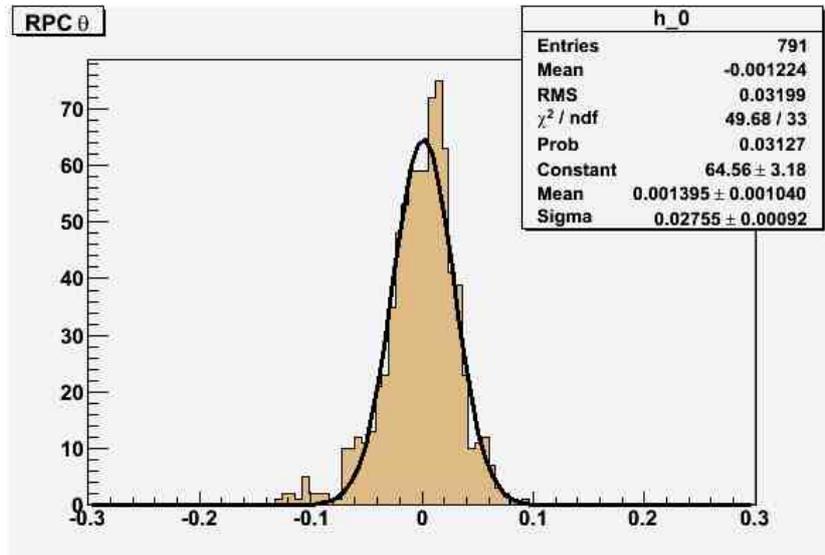


Figura 6.26: Diferencia entre el valor de CosmicTheta y  $\theta_{ID}$  utilizando la traza reconstruida a partir de los impactos en las cámaras RPC (Punto de partida de la reconstrucción).

campo magnético, en un escenario sin campo magnético, el hecho de que la dispersión en cada una de las capas de detectores sea similar, muestra que la combinación de las trazas reconstruidas en cada una de las cámaras debería llevarse a cabo a través de un ajuste lineal global o bien por medio de un *matching* utilizando la traza RPC.

El objetivo principal en esta etapa de la secuencia de trigger es pasarle al detector interno un valor genuino de  $\theta$  asociado a una traza verdadera. A continuación se presentan los estudios realizados para promover un segmento de la capa 0 al status de traza en todo el sistema de muones. El segmento reconstruido en la capa interna será pasado al algoritmo de combinación de las trazas reconstruidas en ambos detectores, siempre y cuando sea consistente con el siguiente criterio.

### Criterio de elección

Para que un segmento perteneciente a la capa interna de cámaras MDT corresponda a un evento genuino de rayos cósmicos, debe tener emparentado otros dos segmentos ubicados en las capas media y externa.

Debido al curvamiento que produce el campo magnético toroidal en el interior del espectrómetro de muones, se espera una fuerte correlación entre

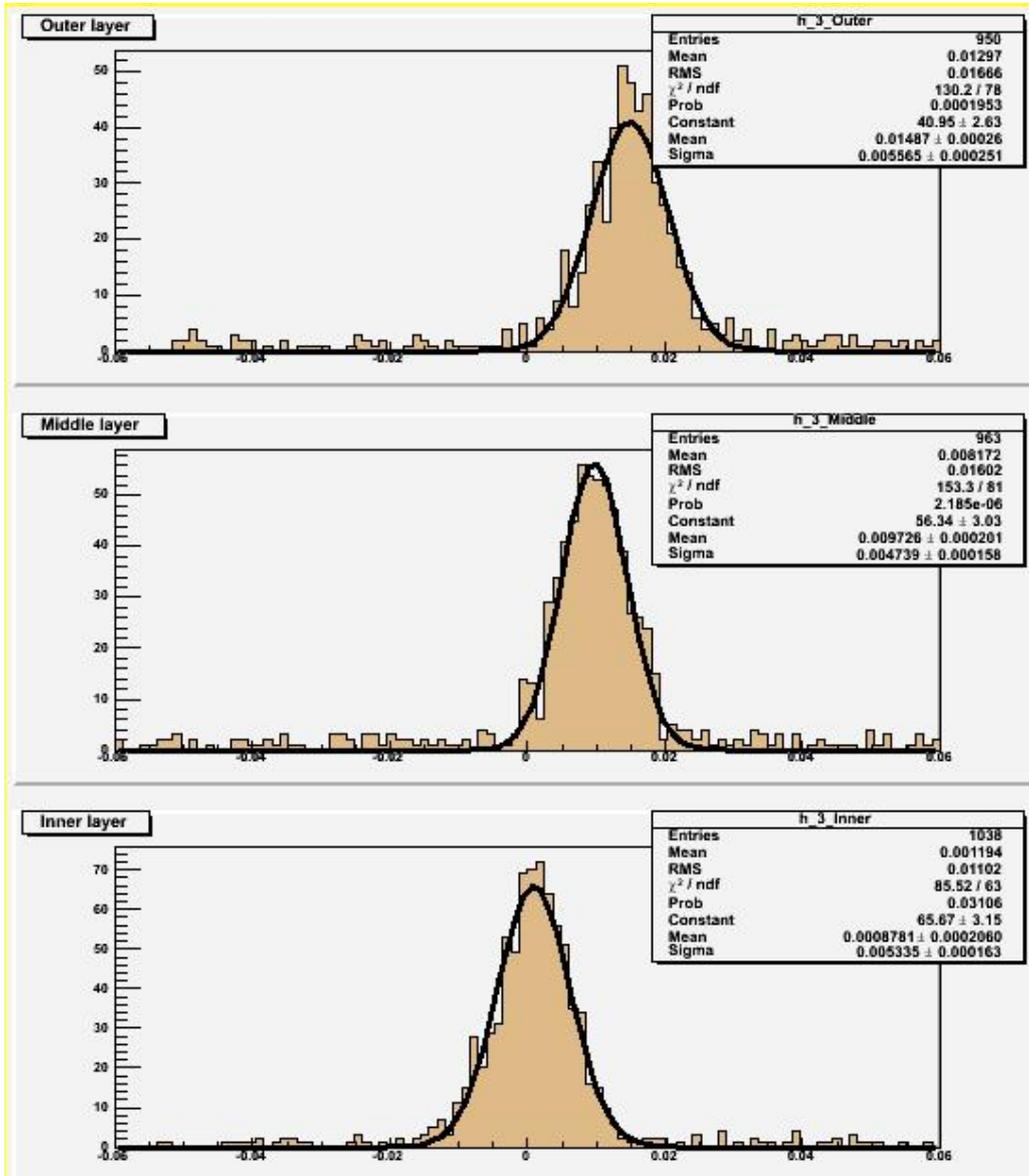


Figura 6.27: Diferencia entre el valor de  $\theta_{capa}$  reconstruido y  $\theta_{ID}$  verdadero. Se muestran los resultados para cada una de las capas de cámaras MDT que posee el espectrómetro de muones. El corrimiento del valor medio en cada una de éstas muestra el efecto de curvamiento producido por el campo magnético toroidal.

Layer	Mean	$\sigma$
2 (Outer)	$0.0149 \pm 0.0003$	$0.0055 \pm 0.0002$
1 (Middle)	$0.0097 \pm 0.0002$	$0.0047 \pm 0.0002$
0 (Inner)	<b><math>0.0008 \pm 0.0002</math></b>	<b><math>0.0053 \pm 0.0002</math></b>

Cuadro 6.2: Diferencia entre el valor de  $\theta$  reconstruido para cada una de las capas de cámaras MDT y el valor verdadero de  $\theta$  en el detector interno ( $\theta_{ID}$ ) para la muestra de muones aislados. Debido al curvamiento producido por el campo magnético toroidal, el valor obtenido en la capa interna es el óptimo para almacenar en la propiedad `CosmicTheta` para llevar a cabo la reconstrucción completa. Por otra parte, se observa un corrimiento del valor medio siempre en la mismo sentido, debido a que todos los muones aislados fueron generados con la misma carga ( $\mu^-$ )

la variación de  $\theta$  en las capas 2 y 1 ( $\Delta\theta_{21}$ ) y las capas 1 y 0 ( $\Delta\theta_{10}$ ) para los segmentos parciales que corresponden a un mismo evento de rayos cósmicos. De esta forma, dado un segmento en la capa interna, es posible corroborar que pertenece a una traza genuina. Asimismo, se espera una fuerte correlación entre  $\Delta\theta_{10}$  y  $\Delta Z_{10}$ , donde

$$\Delta Z_{10} = \langle Z \rangle_1 - \langle Z \rangle_1^0 \quad (6.3)$$

siendo

$$\langle Z \rangle_1^0 = \frac{(\langle R \rangle_1 - b_0)}{\tan \theta_0} \quad (6.4)$$

la extrapolación de la posición  $\langle Z \rangle$  del segmento de la capa 0 a la 1 utilizando la información de la pendiente  $\theta$  y la ordenada al origen  $b$ , provista por la reconstrucción del segmento en la capa 0. De manera similar, se espera una fuerte correlación entre  $\Delta\theta_{21}$  y  $\Delta Z_{21}$ , siendo estas magnitudes definidas de forma análoga. Es importante destacar que la disposición de las capas en el espectrómetro de muones varían entre los sectores pares e impares para las capas 0 y 1 (capítulo 3), por lo que las distribuciones individuales de cada una de las variables mencionadas anteriormente han sido analizadas por separado. En consecuencia, se estableció un criterio geométrico de asociación para promover las reconstrucciones parciales al status de traza en todo el sistema de muones, el cual se implementará en la cadena de selección completa del detector. Este criterio de validez para un segmento reconstruido en la capa más interna es el siguiente:

- Para cada segmento MDT reconstruido en la capa 0, se busca un segmento en la capa 1 consistente entre  $\Delta\theta_{10}$  y  $\Delta Z_{10}$ , dentro del rango

ilustrado en la figura 6.29 para los sectores pares, y el presentado en la figura 6.30 para los impares.

- Luego, Para cada segmento MDT reconstruido en la capa 1 que cumple con el punto anterior, se busca un segmento en la capa 2 consistente entre  $\Delta\theta_{21}$  y  $\Delta Z_{21}$ .
- Finalmente, el valor de la pendiente del segmento MDT perteneciente a la capa 0 es almacenado en `CosmicTheta` y pasado al detector interno, si verifica que los valores para  $\Delta\theta_{10}$  y  $\Delta\theta_{21}$  difieren en  $\pm 0.002$ , tal como se muestra en la figura 6.28.

Es importante remarcar que no se dan valores cuantitativos debido a que al momento de finalizado este trabajo sólo contábamos, para la última *release* implementada, con una muestra de muones aislados.

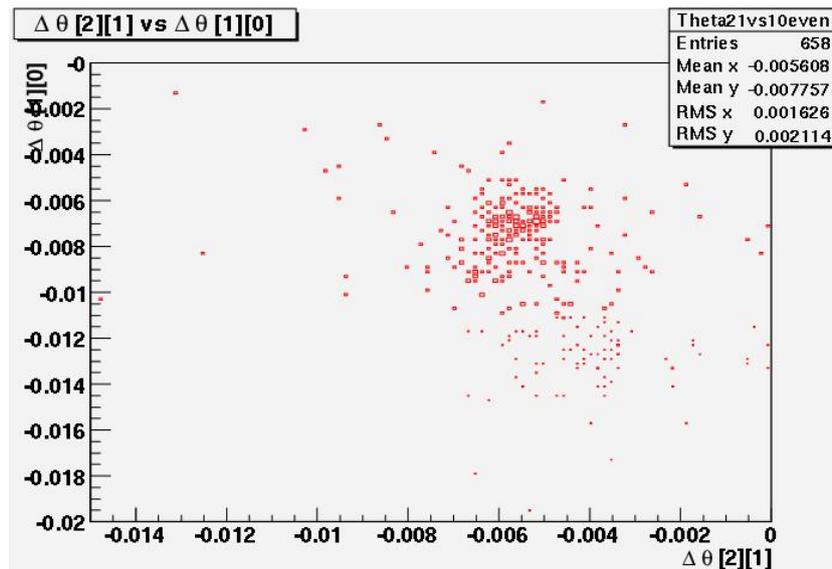


Figura 6.28: Correlación entre  $\Delta\theta_{21}$  y  $\Delta\theta_{10}$  para el sector 12.

## 6.4. Tiempos de corrida de TrigL2CosmicMuon y MdtTimingTool

La cadena de trigger del experimento ATLAS (capítulo 4) requiere que los algoritmos del Nivel 2 lleguen a una decisión en un tiempo menor a 10

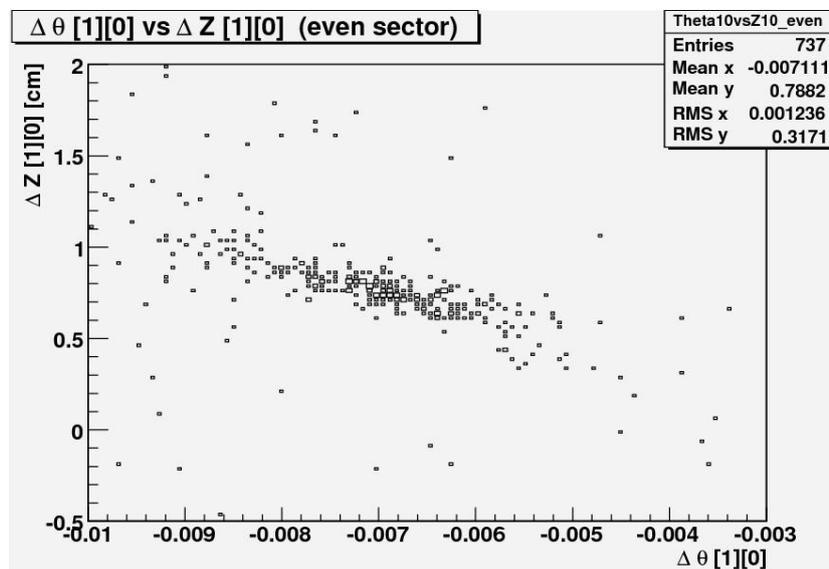


Figura 6.29: Correlación entre  $\Delta\theta_{10}$  y  $\Delta Z_{10}$  para los sectores pares del barril.

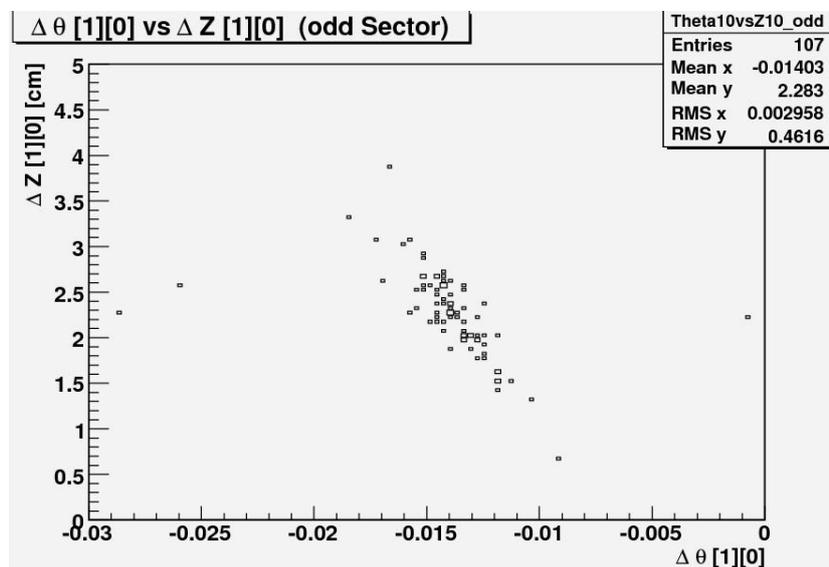


Figura 6.30: Correlación entre  $\Delta\theta_{10}$  y  $\Delta Z_{10}$  para los sectores impares del barril.

ms, momento a partir del cual se pierde la información almacenada temporalmente en los buffers. Debido a esto, se chequearon los tiempos de corrida de *TrigL2CosmicMuon* y *MdtTimingTool* utilizando el cluster de PCs que posee el experimento<sup>3</sup>. La latencia<sup>4</sup> del algoritmo *MdtTimingTool* para procesar una cámara MDT, i.e, encontrar el segmento MDT junto con su correspondiente  $t_0$  a partir de la información provista por las cámaras RPC, es menor a 2 ms (figura 6.31). Para *TrigL2CosmicMuon* se analizó el tiempo de procesamiento de los datos y el tiempo de procesamiento + carga de datos desde el disco (figura 6.32). No obstante, durante la toma de datos, la información estará disponible en memoria, por lo que sólo es relevante la latencia de *TrigL2CosmicMuon* en el procesamiento de los datos, la cual se encuentra por debajo del límite de 10 ms que tiene el Nivel 2 para efectuar su decisión. Sin embargo, la latencia de la secuencia completa, que incluye la reconstrucción en el espectrómetro, detector interno y la combinación de ambos, para obtener la traza completa del muón tiene que ser menor a 10 ms, por lo que se estudiará este rendimiento para toda la cadena de selección en la toma de datos prevista para la segunda mitad del 2007.

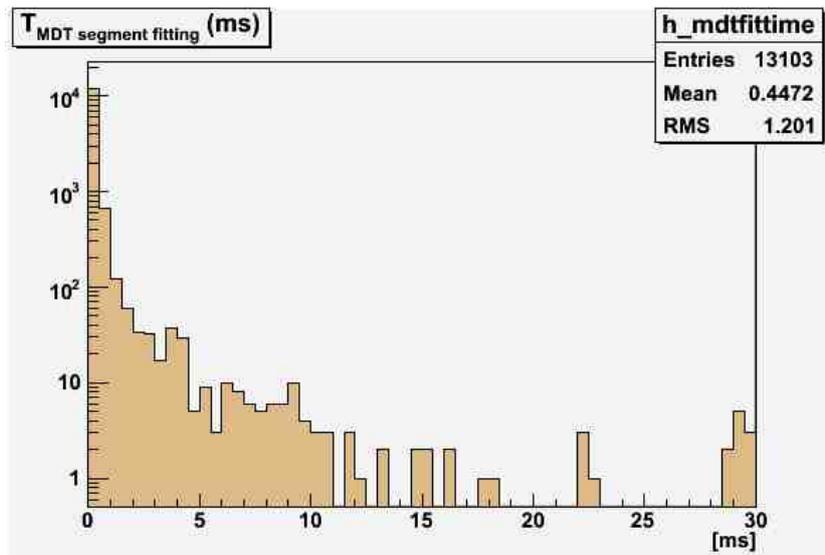


Figura 6.31: Tiempo de corrida empleado por *MdtTimingTool* para reconstruir los segmentos en las cámaras MDT, utilizando la información provista por las RPCs

<sup>3</sup>Éste cluster no es el que se usará en la toma de datos

<sup>4</sup>Llamamos latencia al tiempo que emplea el algoritmo desde que recibe la información del algoritmo que lo precede en la cadena de trigger hasta que efectúa su decisión.

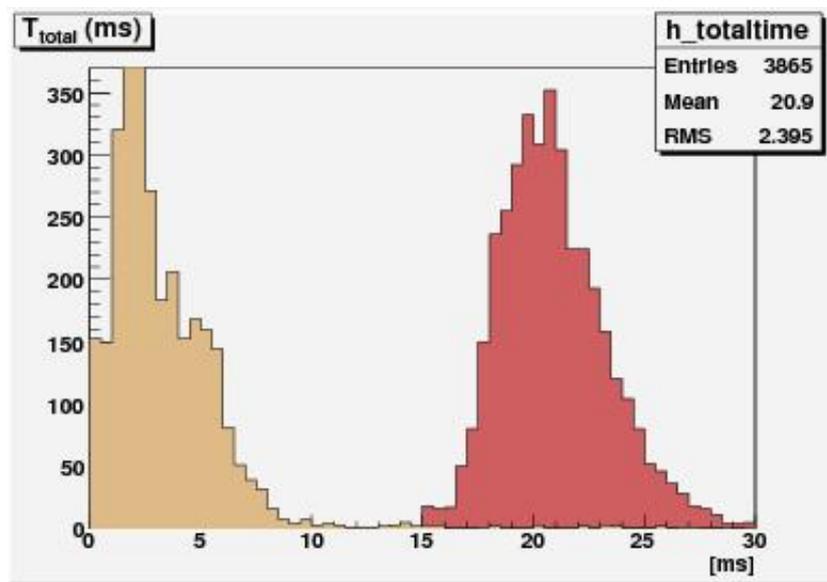


Figura 6.32: Tiempo de corrida empleado por TrigL2CosmicMuon para la reconstrucción de trazas de muones cósmicos. La región clara muestra el tiempo de procesamiento de los datos mientras que la región oscura expresa el tiempo de procesamiento + loading de datos.

# Capítulo 7

## Conclusiones

En el presente trabajo se desarrollaron e implementaron un conjunto de algoritmos, del Nivel 2 del trigger, para la reconstrucción de trazas de muones cósmicos utilizando las cámaras MDT (*Monitored Drift Tubes*) del espectrómetro de muones del experimento ATLAS. A diferencia del sistema utilizado para colisiones hadrónicas, el trigger desarrollado para rayos cósmicos es capaz de seleccionar muones que no provienen del punto de interacción y que arriban en tiempos aleatorios dentro de una ventana temporal de 25 ns. El propósito de desarrollar un sistema de selección para muones cósmicos radica en que éstos se utilizarán para poner a punto el detector y estudiar su rendimiento antes de que se produzcan las primeras colisiones *pp*. La implementación de las cámaras MDT permite obtener información de tiempos en el sistema de selección de eventos, tanto en el Nivel 2 como en el Filtro de Eventos, lo cual será de gran importancia durante la puesta a punto, puesto que un monitoreo preciso de las propiedades de deriva es esencial para alcanzar la resolución espacial esperada en el espectrómetro ( $\approx 80 \mu\text{m}$ ).

El algoritmo desarrollado, *MdtTimingTool*, permite reconstruir las trazas de muones y obtener los tiempos de arribo de éstos a cada una de las cámaras MDT. Para estudiar su rendimiento, se utilizaron eventos simulados por métodos Monte Carlo, tanto muestras de muones cósmicos como aislados. Hasta el momento de finalizado este trabajo, aún no se contaba con datos reales, siendo éstos esperados para la segunda mitad del 2007.

Se observó que los tiempos de arribo reconstruidos están en un rango de 800 - 840 ns. Dadas las dimensiones del espectrómetro, se esperaban para los muones cósmicos tiempos de arribo en un rango de 800 - 950 ns, por lo se estudiaron los resultados correspondientes a los sectores 4 y 12 en forma conjunta en las 3 capas de cámaras MDT requiriendo más de cuatro impactos por cámaras, las cuales constan de 6 u 8 planos de unidades de detección. Se observó que los tiempos de arribo para ambos sectores se encuentran

contenidos en la misma región y coinciden con los tiempos de vuelo esperados para una partícula que proviene de la parte central del detector, y que viaja hasta la posición de la cámara, observándose el mismo comportamiento en cada una de las capas. Estos resultados son consistentes con la digitalización del tiempo de arribo en la simulación, el cual es tomado como el tiempo de vuelo desde el punto más cercano al eje del haz hasta la cámara MDT, es decir, de la misma forma en que se hará cuando se estudien los eventos producidos por las colisiones *pp*. Finalmente, para obtener el tiempo de arribo correcto, a partir de la reconstrucción con las cámaras RPC (*Resistive Plate Chambers*), se obtuvo la información de las trazas en la dirección  $\phi$ , la cual se utilizó para corregir por el tiempo de viaje de la señal por el ánodo de cada tubo MDT hasta el TDC (*Time Digital Converter*). Se determinó una resolución temporal de  $3.50 \pm 0.08$  ns, observándose una disminución del ancho de la distribución respecto de la obtenida sin la corrección mencionada ( $\sigma = 8.2 \pm 0.2$  ns).

Una vez determinado el tiempo de arribo de la partícula a la cámara MDT, se utilizó esta información para determinar el radio de deriva correcto para cada uno de los impactos encontrados, obteniéndose un perfil de la distribución residual final. Se obtuvo una resolución espacial de  $66.5 \pm 0.5$   $\mu\text{m}$ , valor por debajo de la precisión de reconstrucción de diseño (del orden de 80  $\mu\text{m}$ ). Sin duda ésta aumentará cuando se reconstruyan datos genuinos de cósmicos.

Por otra parte, se analizó la compatibilidad entre los segmentos MDT reconstruidos por *MdtTimingTool*, con el propósito de llevar a cabo una reconstrucción global de la traza de los muones en el espectrómetro. En consecuencia, se analizó la relación entre las distancias de las cámaras al haz y los tiempos de arribo reconstruidos. Se determinó que los resultados obtenidos son consistentes con un muón propagándose a la velocidad de la luz.

Considerando que no es inmediato decidir cuales son los segmentos reconstruidos en cada cámara que pertenecen a un mismo muón que atraviesa el detector, en este trabajo se propone y estudia un criterio geométrico de asociación que permite reconstruir una traza global en el espectrómetro. Puesto que el objetivo final en la cadena de trigger del Nivel 2 para eventos de rayos cósmicos es obtener una reconstrucción total de la traza del muón a lo largo de todo el detector ATLAS, es necesario combinar las trazas reconstruidas en el espectrómetro con las del detector interno. Debido al curvamiento que produce el campo magnético toroidal en el interior del espectrómetro de muones, se utilizará la cinemática de los segmentos reconstruidos en la capa interna para efectuar dicha combinación. Sin embargo, para que éstos correspondan a un evento genuino de rayos cósmicos, deben tener emparentados otros dos segmentos MDT, ubicados en las capas media y externa. En consecuencia, se

estableció un criterio de elección para promover las reconstrucciones parciales al status de traza en todo el sistema de muones, el cual se implementará en la cadena de selección completa del detector.

El sistema de selección de eventos del experimento ATLAS requiere que los algoritmos del Nivel 2 lleguen a una decisión en un tiempo menor a 10 ms, por lo que se estudiaron los tiempos de corrida de los algoritmos desarrollados. Para el algoritmo general de reconstrucción, *TrigL2CosmicMuon*, se observó una latencia menor a los 10 ms, mientras que para *MdtTimingTool*, ésta fue menor a los 2 ms.

Finalmente, estudiar el funcionamiento de los algoritmos desarrollados para la selección de muones cósmicos puede identificar potenciales problemas en el sistema de selección para eventos de física, proporcionando una herramienta de enorme valor para estudiar el rendimiento del detector antes de que se produzcan las primeras colisiones *pp*, previstas para fines del 2008. Debido a esto, varios de los histogramas discutidos a lo largo de este trabajo formarán parte del sistema de monitoreo en la cadena de selección de eventos, con el objetivo de testear el comportamiento del entorno de trabajo. Estos algoritmos serán implementados en el sistema de trigger a ser utilizado durante la toma de datos de cósmicos a iniciarse en la segunda mitad del 2007.

# Apéndice A

## ATHENA

ATHENA es el nombre que recibe el marco/estructura de software que posee el experimento ATLAS, basado en una arquitectura subyacente llamada Gaudi, diseñada originalmente para el LHCb. Este *framework* es un esqueleto en el cual los programadores insertan el código que implementará los diferentes algoritmos y servicios, siendo el encargado de que éstos se ejecuten en forma compatible, con una funcionalidad común a los diferentes componentes y protocolos de comunicación entre ellos bien definidos, en el tiempo requerido y con los datos de entrada correctos, haciéndose cargo de los objetos de salida. Los principales componentes de ATHENA se encuentran explicados a continuación:

- Algoritmos: Aplicaciones desarrolladas por el usuario, donde estos códigos implementan métodos por invocación como `initialize()`, `execute()`, `beginRun()`, `endRun()` y `finalize()`.
- Objetos de Datos: Corresponden a la salida de los algoritmos, sirviendo como entrada para los subsecuentes.
- Servicios: Componentes de software disponibles globalmente, los cuales llevan a cabo tareas específicas dentro de la estructura, como servicios de almacenamiento transitorio, configuración interactiva de las opciones de configuración y el llenado de histogramas.
- Códigos para la configuración de las opciones de trabajo (*jobOptions*): Escritos en lenguaje *python*, se utilizan para configurar los algoritmos que serán ejecutados y en que orden, permitiendo la modificación de diversas propiedades, como el nombre de los objetos de entrada y salida, el número de eventos en la corrida, etc.

## Proyectos, paquetes y versiones

El software de ATLAS está organizado en una estructura jerárquica de proyectos y paquetes, donde estos últimos tienen un número de etiqueta o *tag* que distingue sus diferentes versiones. Cada versión de un proyecto tiene un número de lanzamiento (*release*), con un número global que identifica una colección de paquetes completa.

La estructura *offline* se encuentra dividida en un conjunto de proyectos, siendo los más importantes: `AtlasEvent`, `AtlasProduction`, `AtlasOffline`, `AtlasReconstruction`, `AtlasSimulation`, `AtlasTrigger`, los cuales contienen las herramientas de producción, simulación, reconstrucción y análisis de datos, y los algoritmos y servicios desarrollados para el sistema de nivel de disparo alto (HLT).

### El número de *release*

El software de ATLAS es actualizado continuamente, de manera de permitir la incorporación de nuevos programas y enmendar fallas encontradas en los distintos componentes. Cada actualización recibe un número de *release*. Éste está formado por tres enteros, que designan la versión general (N), una división o rama (m) y los cambios menores que incluye la misma (n).

- Las series N.0.n corresponden a *releases* de producción.
- Las N.m.0 son *releases* desarrolladas por usuarios.
- Las series N.m.n corresponden a lanzamientos especiales, como por ejemplo, pruebas con datos reales.

# Apéndice B

## Interpolador

Durante la primera etapa de desarrollo de la herramienta de reconstrucción de trazas en las cámaras MDT se utilizó un algoritmo interpolador perteneciente al software de análisis de datos ROOT para determinar la relación  $r - t$ .

```
#include /root/include/math/Interpolator.h
```

```
ROOT::Math::Interpolator::Interpolator
```

Sin embargo, una vez realizados los testeos preliminares del algoritmo para chequear su correcto funcionamiento, se realizó la migración del código al marco de trabajo como un programa autónomo de C++, por lo que todas las características dependientes de ROOT tuvieron que ser eliminadas. Para reemplazar el interpolador provisto por ROOT, se desarrolló uno basado en splines lineales, definido en `TrigL2CosmicMuon/Interpolator.hxx` siendo llamado por la herramienta de reconstrucción al momento de su inicialización y utilizado para la obtención de los radios de deriva de cada uno de los impactos, como se muestra en los siguientes ejemplos.

- `Status Code MdtTimingTool::Initialize() ...`  
`std::string filepath;`  
`filepath = PathResolver::find_file(mRTrelationFile, ...);`  
`mInterpolator = new Interpolator(filepath);`  
`return StatusCode::SUCCESS;`  
`...`
- `int MdtTimingTool::fit ...`  
`hits[i].setDriftRadius(0.1*(mInterpolator->driftRadius()));`

...

Se observó que la diferencia entre ambos interpoladores a la hora de determinar los tiempos de arribo era menor que 1 ns, proporcionando una reconstrucción igualmente satisfactoria de las trazas de muones cósmicos en las cámaras MDT.

# Apéndice C

## Estructura de la clase MdtTimingTool

- Public members:

- `int fit(MdtTrackSegment& seg, list<MdtHit>& all_hits)`
- `void get_top_bottom(const vector<MdtHit>& all_hits, double RR_top[ ], double ZZ_top[ ], double DR_top[ ], double RR_bot[ ], double ZZ_bot[ ], double DR_bot[ ], int& n_top, int& n_bot)`
- `bool fitting(double ZZ_B, double RR_B, double DR_B, double ZZ_T, double RR_T, double DR_T, const vector<MdtHit>& all_hits, vector<MdtHit>& seg_hits, MdtTrackSegment& my_segment)`
- `bool fitting_theta_b(MdtTrackSegment& Seg, int t0, vector<MdtHit>& Hits)`
- `MdtTrackSegment Scanning(vector<MdtTrackSegment> Seg, vector<vector<MdtHit> >& Hits)`
- `MdtTrackSegment Parabola(vector<MdtTrackSegment> Seg, vector<vector<MdtHit> >& Hits)`
- `double driftRadius(int tdc, double t0)`

- Protected Members:

- `double mNominalT0`
- `string mRTrelationFile`

- Interpolator mInterpolator

# Apéndice D

## Ajuste lineal

A partir de  $\{z_i, r_i, d_i\}$  se quiere ajustar la recta de parámetros  $\{\theta, b\}$  que minimiza  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_i (r_i^f - d_i)^2 \quad \text{con} \quad r_i^f = -z_i \sin \theta + r_i \cos \theta - b \cos \theta$$

$$\chi^2 = \sum_i (z_i \sin \theta - r_i \cos \theta + b \cos \theta + d_i)^2$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \chi^2}{\partial \theta} = 0 = \sum_i 2 (z_i \sin \theta - r_i \cos \theta + b \cos \theta + d_i) (z_i \cos \theta + r_i \sin \theta - b \sin \theta) \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial b} = 0 = \sum_i 2 (z_i \sin \theta - r_i \cos \theta + b \cos \theta + d_i) \sin \theta \end{cases}$$

La solución para  $b$  es inmediata

$$b = \frac{-\sum z \sin \theta + \sum r \cos \theta - \sum d}{N \cos \theta} = \frac{-\langle z \rangle \sin \theta + \langle r \rangle \cos \theta - \langle d \rangle}{\cos \theta}$$

Remplazando  $b$  en la derivada  $\partial \chi^2 / \partial \theta$ :

$$0 = \sum (z_i \sin \theta - r_i \cos \theta - \langle z \rangle \sin \theta + \langle r \rangle \cos \theta - \langle d \rangle + d_i) \times \\ (z_i \cos^2 \theta + r_i \sin \theta \cos \theta + \langle z \rangle \sin^2 \theta - \langle r \rangle \cos \theta \sin \theta + \langle d \rangle \sin \theta)$$

$$\begin{aligned}
0 = & \sum z_i^2 \sin \theta \cos^2 \theta + z_i r_i \sin^2 \theta \cos \theta + z_i \langle z \rangle \sin^3 \theta - z_i \langle r \rangle \cos \theta \sin^2 \theta + z_i \langle d \rangle \sin^2 \theta \\
& - r_i z_i \cos^3 \theta - r_i^2 \sin \theta \cos^2 \theta - r_i \langle z \rangle \sin^2 \theta \cos \theta + r_i \langle r \rangle \cos^2 \theta \sin \theta - r_i \langle d \rangle \sin \theta \cos \theta \\
& + d_i z_i \cos^2 \theta + d_i r_i \sin \theta \cos \theta + d_i \langle z \rangle \sin^2 \theta - d_i \langle r \rangle \cos \theta \sin \theta + d_i \langle d \rangle \sin \theta \\
& - z_i \langle z \rangle \cos^2 \theta \sin \theta - r_i \langle z \rangle \sin^2 \theta \cos \theta - \langle z \rangle^2 \sin^3 \theta + \langle r \rangle \langle z \rangle \cos \theta \sin^2 \theta - \langle z \rangle \langle d \rangle \sin^2 \theta \\
& + z_i \langle r \rangle \cos^3 \theta + r_i \langle r \rangle \sin \theta \cos^2 \theta + \langle z \rangle \langle r \rangle \sin^2 \theta \cos \theta - \langle r \rangle^2 \cos^2 \theta \sin \theta + \langle r \rangle \langle d \rangle \cos \theta \sin \theta \\
& - z_i \langle d \rangle \cos^2 \theta - r_i \langle d \rangle \sin \theta \cos \theta - \langle z \rangle \langle d \rangle \sin^2 \theta + \langle r \rangle \langle d \rangle \cos \theta \sin \theta - \langle d \rangle^2 \sin \theta
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
0 = & \langle z^2 \rangle \sin \theta \cos^2 \theta + \langle zr \rangle \sin^2 \theta \cos \theta + \langle z^2 \rangle \sin^3 \theta - \langle z \rangle \langle r \rangle \cos \theta \sin^2 \theta + \langle z \rangle \langle d \rangle \sin^2 \theta \\
& - \langle rz \rangle \cos^3 \theta - \langle r^2 \rangle \sin \theta \cos^2 \theta - \langle r \rangle \langle z \rangle \sin^2 \theta \cos \theta + \langle r \rangle^2 \cos^2 \theta \sin \theta - \langle r \rangle \langle d \rangle \sin \theta \cos \theta \\
& + \langle dz \rangle \cos^2 \theta + \langle dr \rangle \sin \theta \cos \theta + \langle d \rangle \langle z \rangle \sin^2 \theta - \langle d \rangle \langle r \rangle \cos \theta \sin \theta + \langle d \rangle^2 \sin \theta \\
& - \langle z \rangle^2 \cos^2 \theta \sin \theta - \langle r \rangle \langle z \rangle \sin^2 \theta \cos \theta - \langle z \rangle^2 \sin^3 \theta + \langle r \rangle \langle z \rangle \cos \theta \sin^2 \theta - \langle z \rangle \langle d \rangle \sin^2 \theta \\
& + \langle z \rangle \langle r \rangle \cos^3 \theta + \langle r \rangle^2 \sin \theta \cos^2 \theta + \langle z \rangle \langle r \rangle \sin^2 \theta \cos \theta - \langle r \rangle^2 \cos^2 \theta \sin \theta + \langle r \rangle \langle d \rangle \cos \theta \sin \theta \\
& - \langle z \rangle \langle d \rangle \cos^2 \theta - \langle r \rangle \langle d \rangle \sin \theta \cos \theta - \langle z \rangle \langle d \rangle \sin^2 \theta + \langle r \rangle \langle d \rangle \cos \theta \sin \theta - \langle d \rangle^2 \sin \theta
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
0 = & (\langle rz \rangle - \langle r \rangle \langle z \rangle) (\sin^2 \theta \cos \theta - \cos^3 \theta) + (\langle dz \rangle - \langle z \rangle \langle d \rangle) \cos^2 \theta \\
& + (\langle dr \rangle - \langle r \rangle \langle d \rangle) \sin \theta \cos \theta + [(\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2) - (\langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2)] \cos^2 \theta \sin \theta
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
0 = & S_{rz} (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta) + S_{dz} \cos \theta + S_{dr} \sin \theta + (S_{zz} - S_{rr}) \cos \theta \sin \theta \\
& \text{donde } S_{xy} \equiv \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S_{dz} \cos \theta + S_{dr} \sin \theta &= S_{rz} (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) + (S_{rr} - S_{zz}) \cos \theta \sin \theta \\
&= S_{rz} \cos 2\theta + (S_{rr} - S_{zz}) \frac{1}{2} \sin 2\theta \\
&= \sqrt{S_{rz}^2 + \frac{1}{4}(S_{rr} - S_{zz})^2} \sin \left( 2\theta + \arctan \frac{2S_{rz}}{S_{rr} - S_{zz}} \right)
\end{aligned}$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arcsin \frac{S_{dz} \cos \theta + S_{dr} \sin \theta}{\sqrt{S_{rz}^2 + \frac{1}{4}(S_{rr} - S_{zz})^2}} - \frac{1}{2} \arctan \frac{2S_{rz}}{S_{rr} - S_{zz}}$$



# Bibliografía

- [1] D. Griffiths, Introduction to Elementary Particles, John Wiley & Sons, Inc., (1987).
- [2] F. Halzen, A. Martin, Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, John Wiley & Sons, Inc., (1984).
- [3] Hernán Wahlberg, Calibración en Energía Transversa de Jets y Medición de su Distribución Espectral en Colisiones Protón - Antiprotón, Tesis de Licenciatura, Septiembre 2000.
- [4] A. Baden, Jets and Kinematics in Hadronic Collisions, International Journal of Modern Physics A, Vol. 13, No. 11 (1998) 1817 - 1845.
- [5] ATLAS Collaboration. The Large Hadron Collider Technical Design Report. CERN/AC/95-05, (1995)
- [6] Valeria Perez Reale, Electron/photon Identification and Standard Model Higgs Process Studies at the High Level Trigger for the ATLAS Experiment, CERN-THESIS-2006-005 (02/02/2006)
- [7] J. Jackson, Classical Electrodynamics, Second Edition, John Wiley & Sons, (1975).
- [8] K.A Assamagan y otros, Raw Data Object Definition for the RPC chambers of the ATLAS Muon Spectrometer, ATLAS Collaboration, (Julio - 2003).
- [9] G. Aielli y otros, Data Format of the RPC Detector of the Muon System, ATL-MUON-2003, (Junio - 2003).
- [10] ATLAS Collaboration. ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report. CERN/LHCC/99-14,99-15, (1999).
- [11] ATLAS Muon Collaboration, ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report. CERN/LHCC/97-22, (Junio - 1997).

- [12] ATLAS Level 1 Trigger Group, Level 1 Trigger Technical Design Report, ATLAS TDR-12, (Agosto - 1998).
- [13] J. T. Baines y otros, An Overview of the ATLAS High - Level Trigger Dataflow and Supervision, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 51, No. 3, (Junio - 2004).
- [14] ATLAS Collaboration, ATHENA, The ATLAS Common Framework - Developer Guide, (Febrero - 2004).
- [15] S. Armstrong y otros, Architecture of the ATLAS High Level Trigger Event Selection Software, Computing in High Energy And Nuclear Physics, California, (Marzo - 2003).
- [16] Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics, Institute of Physics, Vol. 33, (Julio - 2006).
- [17] H.Schildt, C++ from the Ground Up, Second Edition, Osborne MCGraw-Hill, (1998).
- [18] <http://root.cern.ch>
- [19] O. Biebel y otros, A Cosmic Ray Measurement Facility for ATLAS Muon Chambers, ATL-MUON-2004-004, (Marzo - 2004).
- [20] K. Bachas y C. Petridou, Drift Properties Studies of the MDTs in the H8 Test Beam, ATL-MUON-2005-014, (Enero - 2005).
- [21] GEANT4 Collaboration, Introduction to GEANT4, (Mayo - 2007).