

# 3

## EL DETECTOR ATLAS

En este capítulo se discuten las características del LHC y del detector ATLAS, junto a las consideraciones más importantes detrás de su diseño. La descripción se centra principalmente en el detector de trazas y en el sistema de calorímetros, dada su mayor relevancia en el análisis presentado en esta tesis. Finalmente, se analiza el sistema de trigger y el modelo de procesamiento y distribución de los datos.

### 3.1 EL LHC

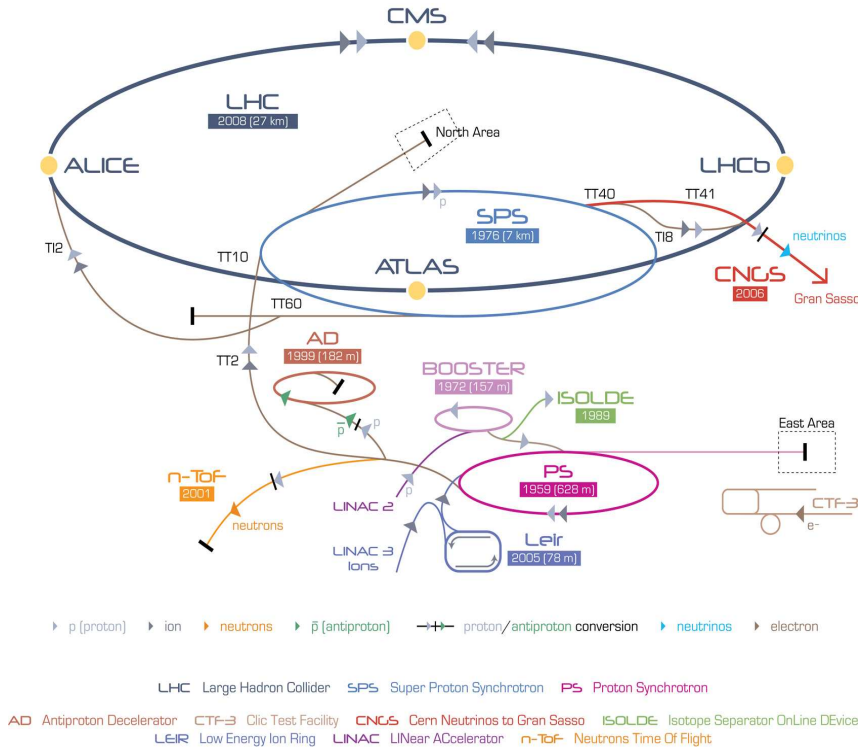
El Gran Colisionador de Hadrones (*Large Hadron Collider* (LHC)) [1] es el acelerador de hadrones del Centro Europeo para la Investigación Nuclear (CERN), ubicado en las afueras de la ciudad de Ginebra, en la frontera entre Francia y Suiza (Fig. 3.1). Posee una longitud de 27 km y ha sido instalado en el mismo túnel donde funcionaba el acelerador  $e^+e^-$  LEP (1989-2000) [89], a una profundidad variable entre 50 y 175 m de la superficie.

El LHC está diseñado para colisionar protones (e iones pesados) a una energía de centro de masa máxima de  $\sqrt{s} = 14$  TeV (5.5 TeV por par de nucleones). Uno de los parámetros más importantes para caracterizar el funcionamiento del acelerador es la luminosidad instantánea ( $\mathcal{L}$ ), definida como el número de partículas por unidad de tiempo por unidad de área, que puede calcularse mediante la relación:

$$\mathcal{L} = f_{rev} n_b \frac{N_1 N_2}{A} \quad (3.1)$$

donde  $f_{rev}$  es la frecuencia de revolución ( $\sim 11$  kHz),  $n_b$  es el número de *bunches* (i.e. paquetes de protones) por haz,  $N_i$  es el número de partículas en cada *bunch* y  $A$  es la sección efectiva del haz, que puede expresarse en término de los parámetros del acelerador como:

$$A = \frac{4\pi\epsilon_n\beta^*}{\gamma F} \quad (3.2)$$

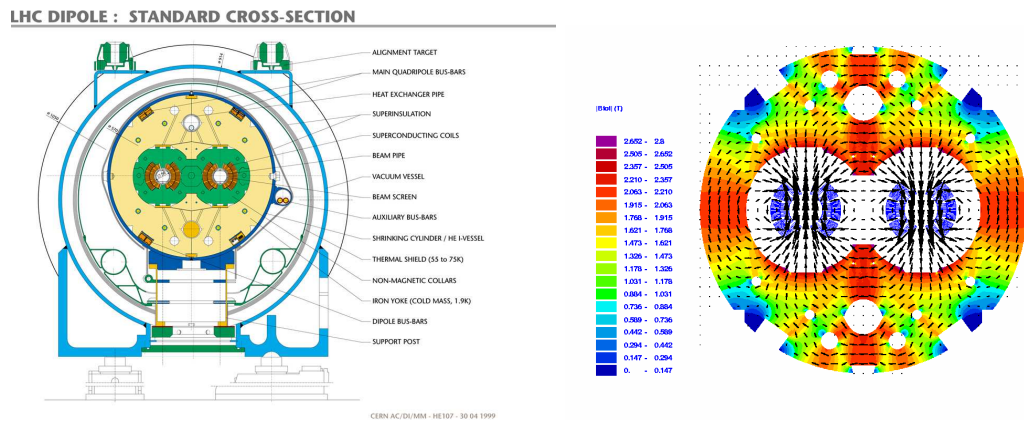


**Figura 3.1.** Complejo de aceleradores del CERN y sus experimentos. El LHC es el último eslabón en la cadena de inyección del haz de protones, donde alcanza una energía máxima de diseño de 7 TeV por haz.

donde  $\varepsilon_n$  es la emitancia transversal normalizada (i.e. la dispersión transversal media de las partículas del haz en el espacio de coordenadas e impulsos),  $\beta^*$  es la función de amplitud en el punto de interacción (IP) (relacionada al poder de focalización de los cuadrupolos),  $\gamma$  es el factor relativista de Lorentz y  $F$  es un factor de reducción geométrica, debido al ángulo de cruce de los haces en el IP.

Durante el año 2010, las colisiones se realizaron a 3.5 TeV por haz (7 TeV de energía de centro de masa), con un paulatino incremento de la luminosidad instantánea en el rango  $L \sim 10^{28} - 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Los mecanismos de inyección y aceleración de los haces de protones —propios de un acelerador de sincrotrón como el LHC— contemplan una estructura de *bunches*, con  $N_i \sim 10^{11}$  protones cada uno, circulando en el LHC cada 25 ns [90]. Estos paquetes son, a su vez, agrupados en «trenes» (*bunch trains*) con una separación temporal que se ajusta a los tiempos característicos del acelerador, e.g. los ciclos de los pre-aceleradores (PS/SPS) en la cadena de inyección esquematizada en la Fig. 3.1. Durante el 2010 se insertaron en el LHC hasta 368 *bunches* de tamaño nominal, con un máximo de diseño de 2808 *bunches* en colisión.

Para acelerar los haces de protones y mantenerlos en sus órbitas circulares, el LHC cuenta con 1232 dipolos magnéticos superconductores que generan un campo magnético de 8.4 T, operando a una temperatura de 1.9 K y con una corriente de 11.85 kA. El sistema



**Figura 3.2.** Esquema del corte transversal del sistema de dipolos del LHC (Izq.) y del mapa de flujo magnético típico (Der.) en torno a las secciones por donde circulan los haces de protones (en dirección opuesta).

de focalización de los haces consiste de 392 cuadrupolos magnéticos que generan campos magnéticos de 6.8 T. Los haces circulan en direcciones opuestas en cavidades separadas de ultra alto vacío a una presión de  $10^{-10}$  torr. La Fig. 3.2 muestra un diagrama esquemático del corte transversal de los dipolos magnéticos del LHC, y del flujo magnético en torno a las dos cavidades principales.

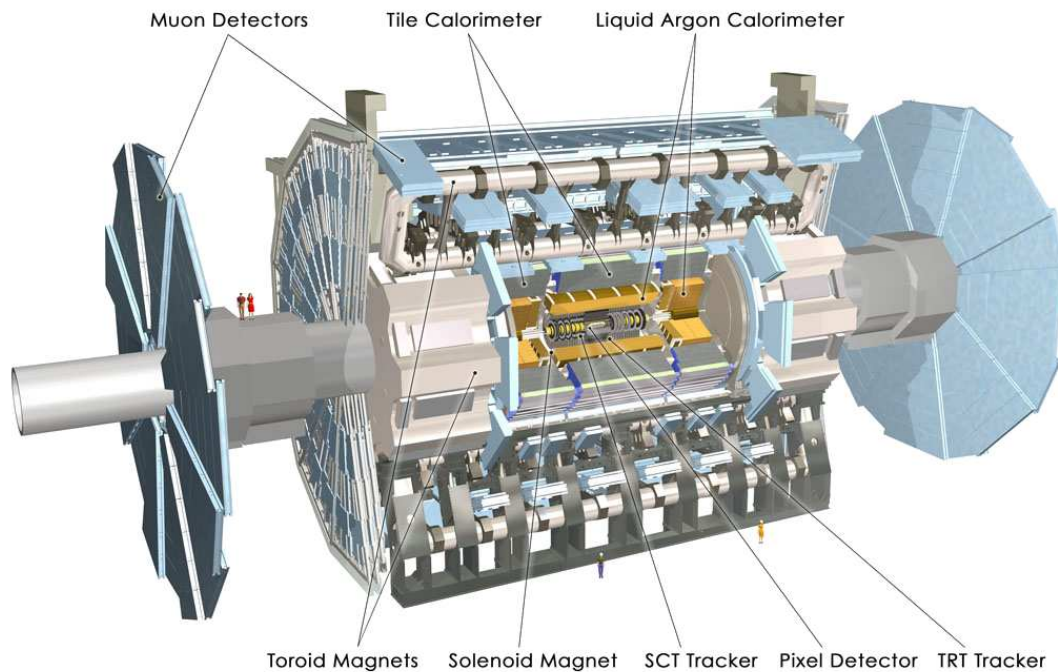
## 3.2 ATLAS

El detector ATLAS («**A** Torodial **LHC** **A**pparatu**S**») es uno de los experimentos multipropósito del LHC, diseñado, construido y optimizado para estudiar las colisiones protón-protón provistas por el mismo a una energía de centro de masa sin precedentes. Al igual que la mayoría de los detectores de propósito general en física de colisiones hadrónicas, ATLAS presenta una simetría aproximadamente cilíndrica. Los distintos subdetectores se disponen en capas y cumplen diferentes roles en la identificación de las partículas producidas en las colisiones  $pp$  del LHC, como se observa en la Fig. 3.3.

En la zona más próxima a la dirección del haz, se dispone el detector de trazas (ID), compuesto de un detector de píxeles, un detector de bandas de silicio (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT). Envloviendo el detector de trazas se encuentra un solenoide superconductor que genera un campo magnético de 2 T, a fin de curvar la trayectoria de las partículas cargadas y medir así su impulso.

A continuación, se ubica el sistema calorimétrico: el calorímetro electromagnético (ECAL) para medir la energía depositada por los electrones y fotones, y posteriormente el calorímetro hadrónico (HCAL) para medir la energía de los jets de hadrones.

Por último, en la capa externa se encuentra el espectrómetro de muones (MS), que le da a ATLAS el atípico tamaño total de 45 m de largo y más de 25 m de alto. Intercalado con éste se encuentra un sistema de imanes toroidales, que genera el campo magnético necesario



**Figura 3.3.** Esquema del detector ATLAS y sus subdetectores.

para curvar la trayectoria de los muones hacia el final de su pasaje por el detector.

El detector ATLAS se divide geoméricamente en dos regiones: la región del *barrel* (la parte central), donde los subdetectores se ubican en forma de cilindros concéntricos alrededor del eje del haz, y la región del *endcap* (en ambos extremos), donde los subdetectores se disponen como discos consecutivos coaxiales, perpendiculares a la dirección del haz.

### 3.2.1 Sistema de coordenadas

El sistema de coordenadas de ATLAS corresponde a un sistema cartesiano, cuyo origen coincide con el punto de interacción nominal. El eje  $z$  es escogido, naturalmente dada la concepción cilíndrica del detector, a lo largo del eje del haz, en sentido antihorario. El eje  $z$  positivo (negativo) define el lado A (C) del detector, en vista de la simetría nominal del mismo. El plano transversal  $x - y$  es definido con valores positivos de  $x$  e  $y$  desde el origen en dirección hacia el centro del anillo del LHC y hacia la superficie, respectivamente.

Para describir la posición de los distintos subdetectores y la trayectoria de las partículas dentro de ATLAS se utilizan frecuentemente sistemas de coordenadas cilíndricas o polares. El radio  $R$  se define como la distancia perpendicular al eje del haz. El ángulo azimutal  $\phi = 0$  corresponde al eje  $x$  positivo y crece en sentido horario entorno al eje  $z$  positivo, mientras que el ángulo  $\theta$  se mide con respecto a este último. Una cantidad muy importante utilizada en física de altas energías es la llamada *rapidez*:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (3.3)$$

donde  $E$  es la energía total de la partícula y  $p_z$  es la componente longitudinal de su impulso. En el límite de altas energías, esta cantidad se aproxima (en forma exacta para objetos no masivos como los fotones) por la llamada «pseudorapidez»,  $\eta$ , relacionada con el ángulo polar  $\theta$  como :

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (3.4)$$

La razón detrás de esta transformación de coordenadas es el hecho que la multiplicidad de partículas producidas es aproximadamente constante como función de  $\eta$ , y que la diferencia de pseudorapidez entre dos partículas es invariante frente a transformaciones (*boosts*) de Lorentz a lo largo de la dirección del haz. En el caso de colisiones hadrónicas, la fracción del impulso del protón adquirida por cada uno de las partones interactuantes es desconocida; parte de este impulso es transferido en la interacción dura, mientras cierta fracción remanente escapa el detector a lo largo del haz. Así, no es posible reconstruir el movimiento longitudinal del centro de masa en la interacción, y aplicar leyes de conservación sobre la cinemática de cada evento. Sin embargo, dado que los protones inciden a lo largo de la dirección del haz, el impulso total transverso es conservado durante la colisión. Por esta razón, sólo las componentes transversales son utilizadas en la descripción de la cinemática del evento, e.g.  $E_T (= E \sin \theta)$  y  $p_T (= p \sin \theta)$ . En términos de la pseudorapidez, la energía transversa de una partícula resulta:

$$E_T = \frac{E}{\cosh \eta} \quad (3.5)$$

donde  $E$  es su energía total.

### 3.3 Los subdetectores de ATLAS

A continuación se describen brevemente cada uno de los subdetectores, particularmente aquellos subsistemas utilizados para la identificación de electrones y fotones, pertinentes al análisis presentado en esta tesis.

#### 3.3.1 Sistema de imanes

El sistema de imanes superconductores de ATLAS (esquematizado en la Fig. 3.4) está compuesto por un solenoide central [91] (alineado con el eje del haz) que provee un campo magnético de 2 T para el detector de trazas. El diseño de este imán ha sido optimizado para minimizar la cantidad de material frente al calorímetro electromagnético,<sup>1</sup>

<sup>1</sup>razón por la cual comparte la misma cámara de vacío que el ECAL.

resultando en una contribución de  $\sim 0.66 X_0^2$  en la dirección de incidencia normal. Un complejo de toroides superconductores de núcleo de aire [92] ha sido dispuesto, 8 de ellos en la región del *barrel* y 8 en el *endcap*, a fin de proveer al espectrómetro de muones una intensidad de campo magnético media de  $\sim 0.5$  T y 1 T, respectivamente. El sistema compuesto se extiende en un volumen de 26 m de largo y 20 m de diámetro. A fin de preservar sus cualidades de superconductividad, los imanes se mantienen a bajas temperaturas (4.5 K) mediante un sistema de circulación de helio líquido, y son alimentados por líneas de corriente de 7.73 kA (solenoides central) y 20.5 kA (toroides).

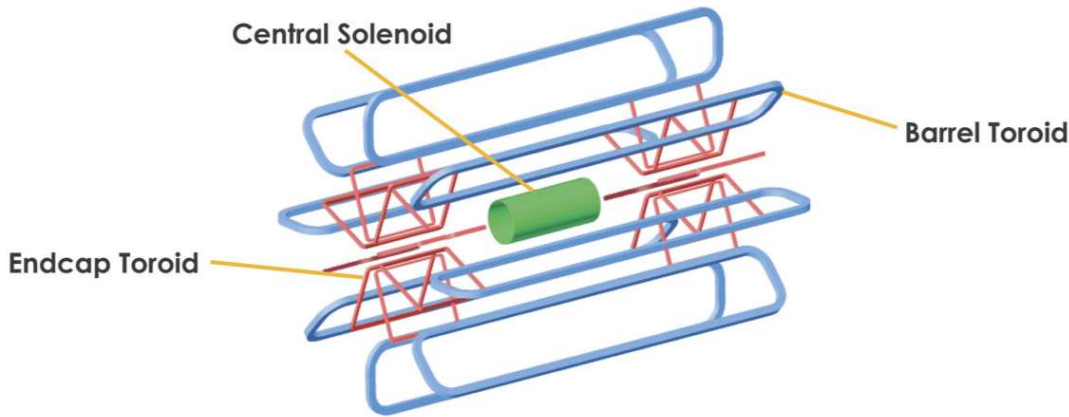


Figura 3.4. Sistema de imanes superconductores del experimento ATLAS.

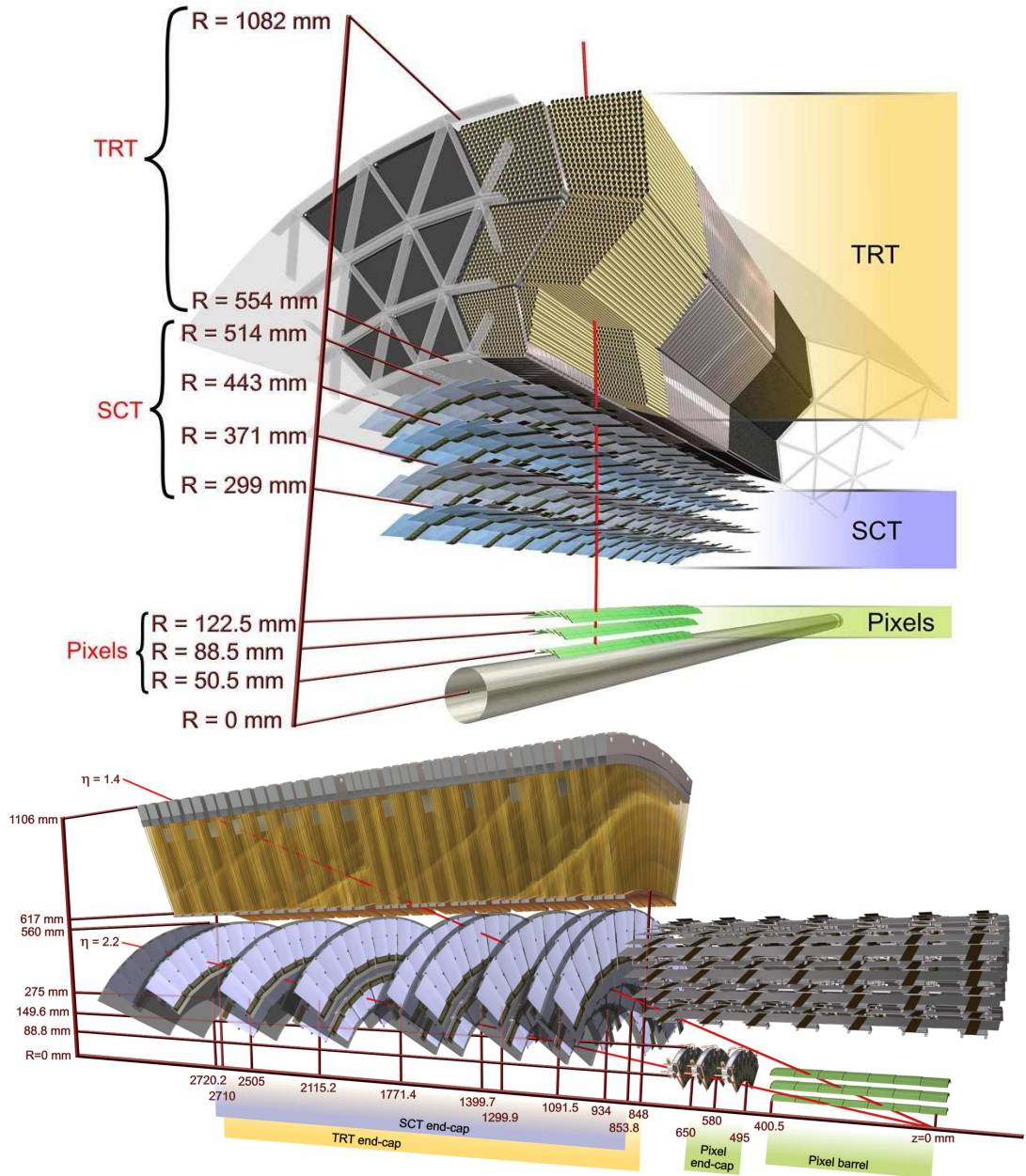
### 3.3.2 El detector de trazas

El esquema del detector de trazas (ID=*Inner Detector*) se muestra en la Fig. 3.5. Este sistema combina detectores de muy alta resolución para distancias cortas al punto de interacción con detectores continuos a distancias más lejanas, y está diseñado para reconstruir el momento transverso de las partículas cargadas con una resolución  $\sigma_{p_T}/p_T = 0.05 \% p_T \oplus 1 \%$ . El ID está contenido dentro del solenoide central, que provee un campo magnético nominal de 2 T.

#### Pixel

En la región más próxima al punto de interacción se encuentra el detector de píxeles [93], construido para medir la posición de las trazas de partículas cargadas con la más alta precisión posible y es de vital importancia para la reconstrucción de los vértices primarios y para los algoritmos de identificación de *b-jets* (i.e. vértices secundarios). En la región del *barrel*, se compone de tres capas que cubren la región  $|\eta| < 1.9$  y se sitúan a 50.5, 88.5 y 122.5 mm del tubo del haz, respectivamente. La primera capa es conocida como

<sup>2</sup>La evolución de las lluvias electromagnéticas se describe en términos de la llamada «longitud de radiación» ( $X_0$ ), que representa la distancia media en la cual un electrón pierde  $1/e$  de su energía vía *bremstrahlung* o, equivalentemente,  $7/9$  del camino libre medio para la producción de pares por un fotón.



**Figura 3.5.** Esquema del detector de trazas de ATLAS. En la Fig. se indica los sensores y los elementos estructurales que atraviesa una partícula cargada de  $p_T = 10$  GeV y a)  $\eta = 0.3$  en la región del *barrel*, b)  $\eta = 1.4, 2.2$  en la región del *endcap*.

*B-layer*, y está integrada a la cámara de vacío central del tubo del haz. En la región del *endcap* se disponen similarmente tres discos, como se observa en la Fig. 3.5, extendiendo la cobertura del detector a  $|\eta| < 2.5$ . Cada capa/disco está equipado con sensores de silicio segmentados en píxeles, con un tamaño típico de  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ . El sistema contiene en total 80.4 millones de píxeles, cada uno de los cuales posee una resolución intrínseca de  $12 \mu\text{m}$  en  $R - \phi$ , y de  $110 \mu\text{m}$  en  $z$  ( $R$ ) en la región del *barrel* (*endcap*).

## SCT

Por fuera del detector de píxeles se encuentra el detector semiconductor de trazas (SCT) [94], diseñado para permitir la medida de las trazas con alta precisión en la zona intermedia del detector interno, con una cobertura en el rango  $|\eta| < 2.5$ . A diferencia del Pixel, los sensores de silicio están en este caso segmentados en micro-bandas, dada la más baja multiplicidad de partículas.<sup>3</sup> Cada módulo del SCT se conforma de 4 sensores ( $64.0 \times 63.6$  mm), 2 a cada lado y pegados con sus caras opuestas a un ángulo relativo de 40 mrad. Esto permite la medida de la posición a lo largo de las micro-bandas unidimensionales (i.e. en  $z$  en el *barrel*, en  $R$  en el *endcap*) con una precisión de  $580 \mu\text{m}$ .<sup>4</sup> La resolución espacial en  $R - \phi$  es de  $16 \mu\text{m}$ . En la región del *barrel* los módulos del SCT están dispuestos en 4 capas concéntricas ( $R = 299, 371, 443, 514$  mm), mientras que en el *endcap* se arreglan en 9 discos transversales a la dirección del haz, como se observa en la Fig. 3.5.

## TRT

El detector de radiación de transición (TRT) [95, 96] se ubica en la región externa del ID y ha sido diseñado para proveer varios puntos de impacto adicionales ( $\sim 36$ ) a los algoritmos de reconocimiento de patrones y de ajuste de trazas, además de ser útil en la identificación de partículas. Está basado en el uso de detectores gaseosos tubulares o *straws*, de 1.4 (0.35) m de longitud dispuestos de manera axial (radial) en el *barrel* (*endcap*), brindando cobertura en la región  $|\eta| < 1$  ( $|\eta| < 2$ ). Los tubos, de 4 mm de diámetro, utilizan una mezcla de Xe:CO<sub>2</sub>:O<sub>2</sub> (en una relación 70:27:3), que ioniza al ser atravesado por partículas cargadas. Los electrones generados son colectados por un ánodo central de tungsteno bañado en oro, al cual derivan por la alta diferencia de potencial aplicada.<sup>5</sup> El tiempo de deriva de los electrones hasta el ánodo se transforma en una medida de la distancia de la traza al mismo, con una resolución para el radio de deriva de  $\sim 130 \mu\text{m}$ .

Los tubos están rodeados de fibras de polipropileno con un índice de refracción diferente, por lo que las partículas que atraviesan el detector emiten radiación de transición en el régimen de los rayos X, con una intensidad proporcional al factor relativista  $\gamma = E/m$ . De esta forma, el TRT permite distinguir partículas cargadas pesadas ( $\pi^\pm$ ) de aquellas más livianas ( $e^\pm$ ).<sup>6</sup> Los fotones radiados son absorbidos por el xenón en el gas del tubo, produciendo electrones primarios de una energía más alta que aquellos generados por ionización. La energía colectada en cada caso se determina aplicando dos umbrales diferentes en la electrónica de lectura. Así, cuando el TRT y los detectores de silicio miden una traza, la radiación de transición se utiliza como discriminante entre piones y electrones,

<sup>3</sup>permitiendo una reducción de costos y del número de canales de *read-out* necesarios.

<sup>4</sup>La lectura de las micro-bandas es binaria, por lo que el posicionamiento a lo largo de la misma es sólo posible a través de la intersección de las dos bandas (rotadas entre sí) atravesadas por la partícula.

<sup>5</sup>Las paredes del tubo son mantenidas a -1530 V, con el ánodo a tierra.

<sup>6</sup>dada la relación de masas  $m(\pi^\pm)/m(e^\pm) \sim 237$ .



complementando la información calorimétrica.

### 3.3.3 Calorímetros

El sistema de calorímetros de ATLAS (Fig. 3.6) ha sido diseñado para medir la energía y la posición de las partículas mediante la absorción de la energía depositada por las cascadas (o lluvias) de partículas secundarias que éstas generan en el material del mismo. Además, permite discriminar electrones y fotones de jets,<sup>7</sup> medir el desbalance de energía transversa ( $E_T$ )<sup>8</sup> y la selección *online* de eventos potencialmente interesantes (*trigger*), como se describe en la Sec. 3.4.

Este sistema incluye un calorímetro electromagnético (ECAL) y un calorímetro hadrónico (HCAL), con diferentes características motivadas por las distintas propiedades de las lluvias electromagnéticas y hadrónicas. A continuación se describen los detalles principales y las consideraciones de diseño de cada subsistema, a fin de satisfacer en cada caso los requerimientos de hermeticidad, resolución y linealidad, entre otros.

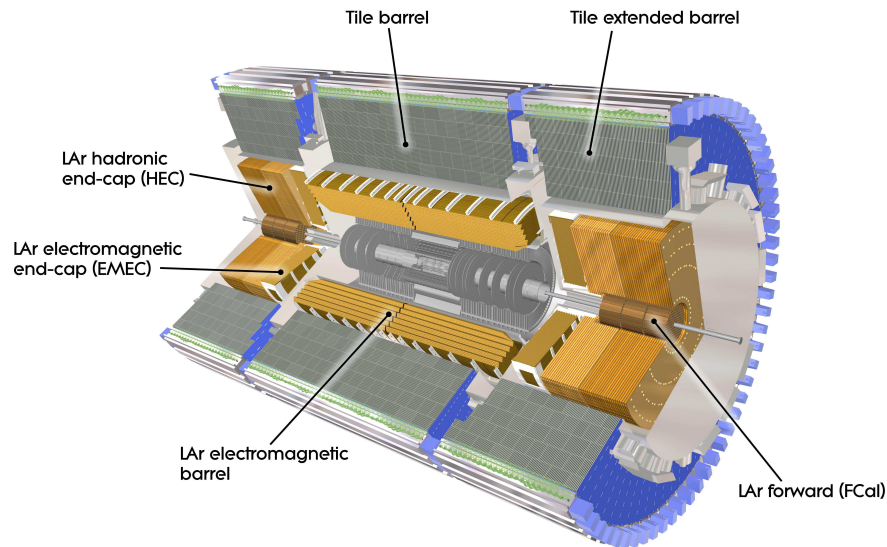


Figura 3.6. El sistema de calorímetros de ATLAS.

#### El calorímetro electromagnético (ECAL)

El ECAL es un calorímetro de muestreo inhomogéneo no compensado. Las partículas incidentes interactúan con el material absorbente (Pb), creando una lluvia de partículas cargadas y neutras. Las partículas cargadas ionizan el medio activo (argón líquido (LAr)) colocado entre las placas de plomo, donde los electrones liberados son colectados en un

<sup>7</sup>Mediante un *software* de reconstrucción dedicado es posible identificar también muones atravesando el calorímetro [97].

<sup>8</sup>causado por partículas débilmente interactuantes (e.g. neutrinos) que escapan la detección directa.

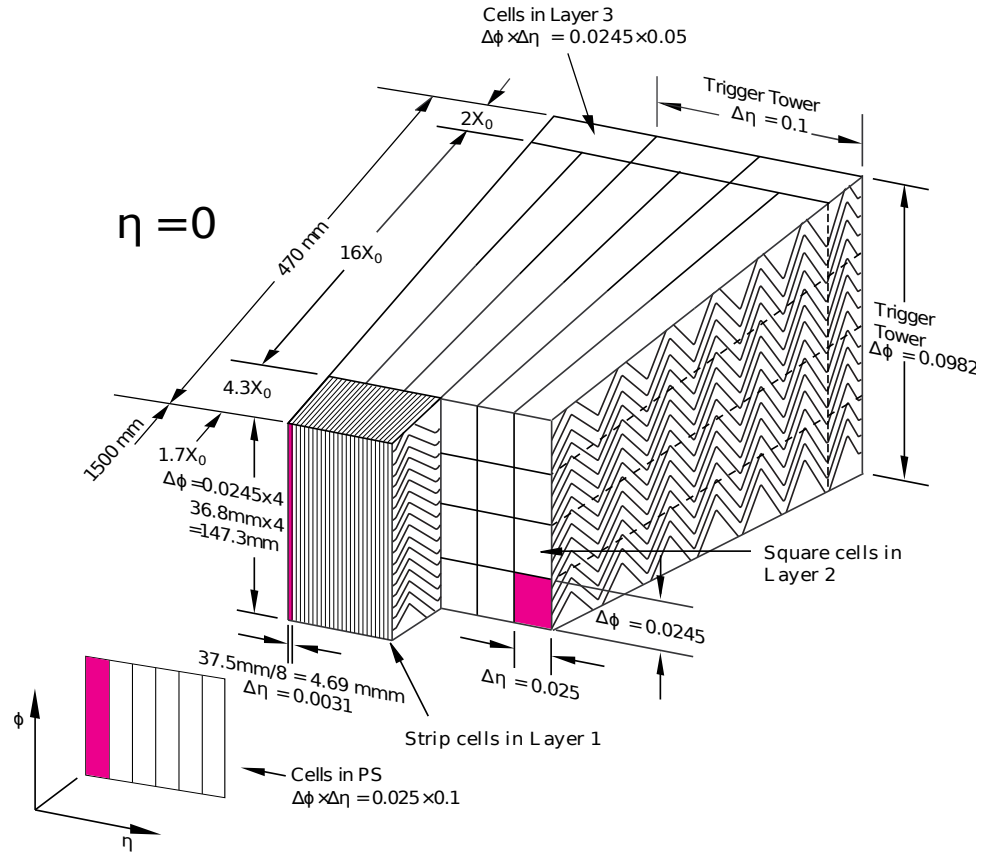
electrodo central de kapton/Cu hacia donde derivan por acción del campo eléctrico aplicado. La señal total en el medio activo (fracción de muestreo) es así proporcional a la energía total real de la partícula incidente. Esta técnica permite un diseño más compacto, conteniendo (idealmente) la totalidad de la energía de las lluvias electromagnéticas en el volumen del ECAL. Como se observa en la Fig. 3.7, las placas de plomo (así como los electrodos) poseen una forma de acordeón, lo que permite una cobertura total simétrica en  $\phi$  (i.e. sin «cracks») y una lectura rápida de la señal en los electrodos.

El ECAL se divide en una parte central o *barrel* ( $|\eta| < 1.475$ ) y dos *endcaps* a cada lado, conformados por dos ruedas coaxiales ( $1.375 \leq |\eta| < 2.5$  y  $2.5 \leq |\eta| < 3.2$ ) transversales al eje del haz. El *barrel* está compuesto por dos mitades, separadas por una pequeña distancia (4 mm) a  $z = 0$ , y segmentado longitudinalmente en tres capas de granularidad variable (Fig. 3.7). La primera capa, finamente segmentada en bandas (*strips*) de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.098$  (variando levemente con  $\eta$  en la región del *endcap*), provee excelente resolución de la posición en  $\eta$  de la lluvia electromagnética y permite discriminar entre pulsos simples (i.e.  $\gamma$ ) y dobles (i.e.  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ). Esta información es de vital importancia para el análisis de esta tesis, como se discutirá en los capítulos siguientes. En la segunda capa, con un espesor de  $\sim 16 X_0$ , se colecta la mayor fracción de la energía depositada por las lluvias electromagnéticas, donde la granularidad es  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ . La última capa está dedicada a medir la cola de la distribución de la energía depositada y distinguir las lluvias electromagnéticas de las hadrónicas, con una granularidad reducida de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.050 \times 0.025$ . El espesor total atravesado por una partícula en el ECAL varía entre 22 y 33  $X_0$ , como función de  $\eta$ . En el *endcap*, la primer rueda está segmentada en tres capas con la misma granularidad que en el *barrel*, mientras que la segunda (a mayor  $\eta$ ) posee una menor granularidad que varía con la pseudorapidez.

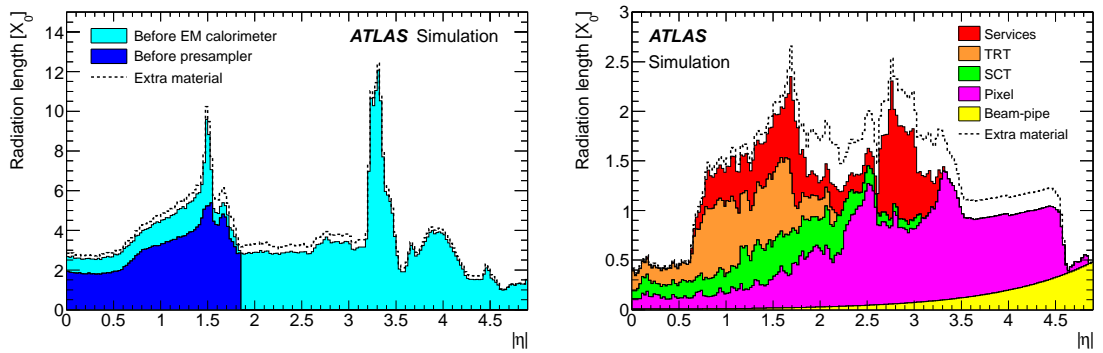
La distribución de material previo a los calorímetros se muestra en la Fig. 3.8 en términos de  $X_0$ . Para estimar la pérdida de energía de las partículas incidentes que atraviesan este material, una capa extra del ECAL se coloca frente a las *strips* (Fig. 3.7). Este sub-detector, conocido como *presampler*, es una fina capa de LAr activo (1.1 cm de espesor en el *barrel*, 0.5 cm en el *endcap*), con una granularidad de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$  y es utilizado para corregir la energía depositada en el ID en la región  $|\eta| < 1.8$ .

En la región de transición entre el *barrel* y el *endcap* del ECAL se encuentra una zona no instrumentada, por donde se conecta el detector interno con los servicios fuera del criostato. La resolución en la posición y la energía reconstruida de los electrones y fotones que yacen en esta región ( $1.37 \leq |\eta| < 1.52$ ) —comúnmente referida como *crack*— es considerablemente afectada. Aún más, las *strips* de la primera capa del ECAL se extienden sólo hasta  $|\eta| < 2.37$ . Por todo esto, en la mayoría de los análisis (y en el de esta tesis en particular) se requiere que los candidatos a fotones sean reconstruidos en la región ( $|\eta| < 1.37 \parallel 1.52 \leq |\eta| < 2.37$ ).

La resolución de energía del ECAL ha sido parametrizada utilizando los datos colectados en el 2010 como  $\sigma(E)/E = a/\sqrt{E}(\text{GeV}) \oplus c$ , donde la contribución más importante



**Figura 3.7.** Esquema de la geometría del ECAL, en la región del barrel ( $\eta = 0$ ). La granularidad en el espacio  $\eta - \phi$  se indica para cada una de las capas del ECAL, además de aquella utilizada por el sistema de *trigger*.



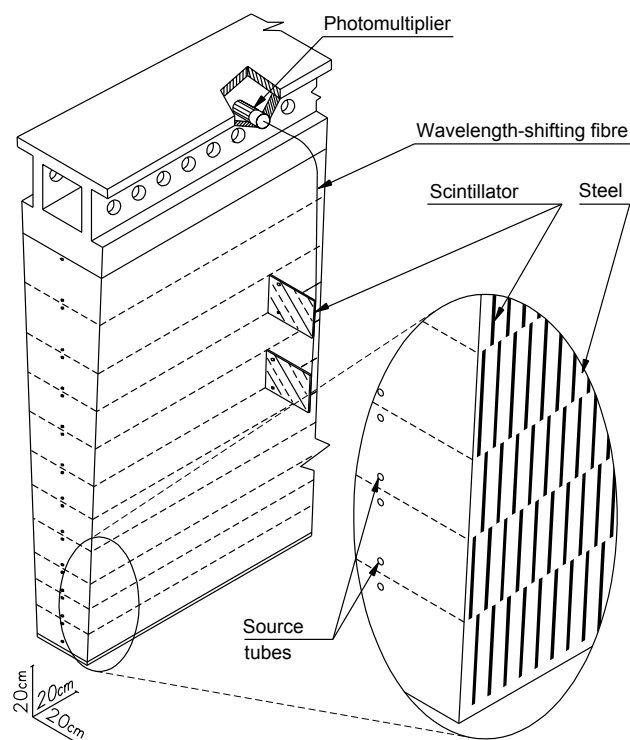
**Figura 3.8.** Distribución de material, en unidades de longitud de radiación ( $X_0$ ), atravesado por una partícula como función de la pseudorapidez: (Izq.) previo al presampler y el ECAL, (Der.) dentro de los límites del detector interno. La línea punteada indica el material extra colocado en la simulación para el estudio de las incertezas sistemáticas.

proviene del término de muestreo ( $a$ ), de  $\sim 10\%$  ( $20\%$ ) en la región del *barrel* (*endcap*). Para altas energías ( $> 200$  GeV), el término global constante ( $c$ ) empieza a dominar, con un  $1.2 \pm 0.6\%$  ( $1.8 \pm 0.6\%$ ) en el *barrel* (*endcap*) [98].

### Calorímetro hadrónico

El calorímetro hadrónico de ATLAS (HCAL) [99] cubre el rango de pseudorapidez  $|\eta| < 4.9$  usando diferentes tecnologías, dependiendo del valor de  $\eta$ .

El *Tile Calorimeter* (TileCal) se ubica detrás del ECAL y se divide en dos componentes: el *barrel*, que cubre la región  $|\eta| < 1.0$ , y dos *endcaps* extendidos en el rango  $0.8 < |\eta| < 1.7$ . El TileCal es un calorímetro de muestreo que utiliza acero como material absorbente y tejas centelladoras plásticas como material activo (Fig. 3.9). Las tejas están dispuestas en un patrón periódico, conectando cada teja a una fibra de cambio de longitud de onda que guía la luz producida por el paso de las partículas hacia un tubo fotomultiplicador. Este arreglo se extiende radialmente ( $R = 2.28 - 4.25$  m) y está segmentado longitudinalmente en tres capas, de  $(1.5, 4.1, 1.8) \lambda$ <sup>9</sup> de espesor en el *barrel* y  $(1.5, 2.6, 3.3) \lambda$  en los *endcaps*.



**Figura 3.9.** Diagrama esquemático de la estructura del TileCal y de la lectura óptica correspondiente a una cuña en la dirección  $\phi$ .

En la región del *endcap* ( $1.5 < |\eta| < 3.2$ ) se encuentra un calorímetro hadrónico de muestreo (HEC) con placas de cobre como absorbente y argón líquido como material activo, por lo que comparte el criostato con el ECAL. Cada *endcap* está compuesto de dos ruedas, una detrás de la otra, con las placas planas de cobre dispuestas en el plano  $R - \phi$ . La distancia entre placas es separada en cuatro espacios de 1.8 mm por la presencia de tres

<sup>9</sup>La longitud de interacción nuclear ( $\lambda$ ) es la distancia media que viaja una partícula hadrónica antes de experimentar una interacción nuclear inelástica.

electrodos de C/kapton, evitando la creación de iones y permitiendo una configuración de alto voltaje relativamente menor al caso de lectura simple. La granularidad (al igual que en el TileCal) es de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  ( $0.2 \times 0.2$ ) en la región  $|\eta| < 2.5$  ( $2.5 < |\eta| < 3.2$ ), donde la lectura se realiza en un arreglo de celdas proyectivas en  $\eta$  apuntando hacia el punto de interacción.

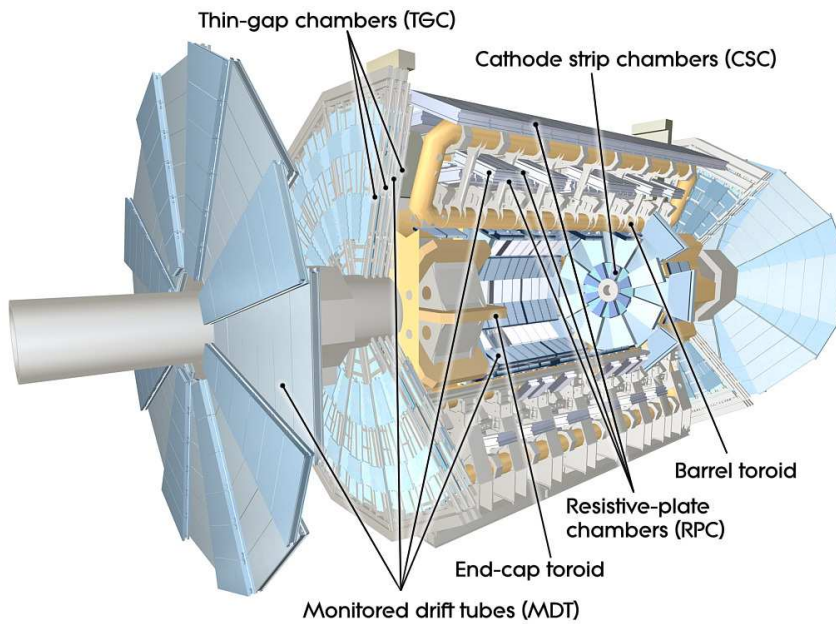
El *Forward Calorimeter* (FCAL) es un calorímetro de muestreo que extiende la cobertura del sistema calorimétrico a  $|\eta| < 4.9$  (Fig. 3.6), coaxial a la dirección del haz y ubicado a 4.7 m a cada lado del punto de interacción (a fin de reducir el flujo de neutrones). Está compuesto por tres capas: una para la detección de partículas electromagnéticas que utiliza LAr (Cu) como material activo (absorbente), y dos capas externas para la detección de partículas hadrónicas donde el absorbente es reemplazado por tungsteno (para asegurar la contención de las lluvias hadrónicas). La resolución de energía puede ser parametrizada en este caso como  $\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$  en la región  $|\eta| < 3.2$  y  $\sigma(E)/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$  para  $|\eta| < 4.9$ , según las especificaciones de diseño.

### 3.3.4 El espectrómetro de muones

Los muones de alto  $p_T$  generados en la colisión tienen un gran poder de penetración, dada su baja probabilidad de interacción. Debido a esto, el espectrómetro de muones de ATLAS (MS) [100] se encuentra situado en la parte externa del detector, alrededor del sistema toroidal de imanes. El núcleo de aire de estos últimos minimiza los efectos de dispersión múltiple, logrando así—dado el tamaño de los imanes y la intensidad del campo magnético— una excelente resolución en la medida del momento transversal,  $\sigma_{p_T}/p_T = 5$  (10) % para  $p_T^\mu = 10$  (1000) GeV.

Como se observa en la Fig. 3.10, el MS está compuesto por diferentes tipos de cámaras de detección de muones, destinadas a la medición precisa de su momento transversal o a su rápida identificación para el sistema de trigger. En la región del *barrel*, estas cámaras están dispuestas en capas cilíndricas concéntricas y coaxiales al eje del haz con radios de 5, 7.5 y 10 m. En el *endcap*, se disponen en cuatro discos concéntricos perpendiculares al haz ubicados a 7.4, 10.8, 14 y 21.5 m del punto de interacción.

Las cámaras de MDTs (*Monitored Drift Tubes*) son responsables de la mayoría de las medidas de precisión en el MS, en la región  $|\eta| < 2.7$ . Cada cámara es un arreglo multicapa de tubos de aluminio con un ánodo central de tungsteno, que contienen una mezcla de gases Ar:CO<sub>2</sub> (93:7). El tiempo de deriva de los electrones de ionización creados por el paso de los muones en el gas es transformado en una medida del radio de deriva, i.e. la distancia de la partícula al ánodo, con una resolución típica de  $\sim 80$   $\mu\text{m}$  por tubo ( $\sim 35$   $\mu\text{m}$  por cámara). En la región del *endcap*, el flujo de partículas esperado cerca del tubo del haz es demasiado alto para los MDTs (150 Hz/cm<sup>2</sup>). Por esta razón, en el disco interno más cercano al punto de interacción se ubican en su lugar las *Cathode Strip Chambers* (CSCs), que poseen alta resolución espacio-temporal y brindan cobertura



**Figura 3.10.** Espectrómetro de muones de ATLAS. Con una superficie total de  $\sim 5000 \text{ m}^2$  es el subdetector más grande de ATLAS y el mayor responsable de su tamaño característico.

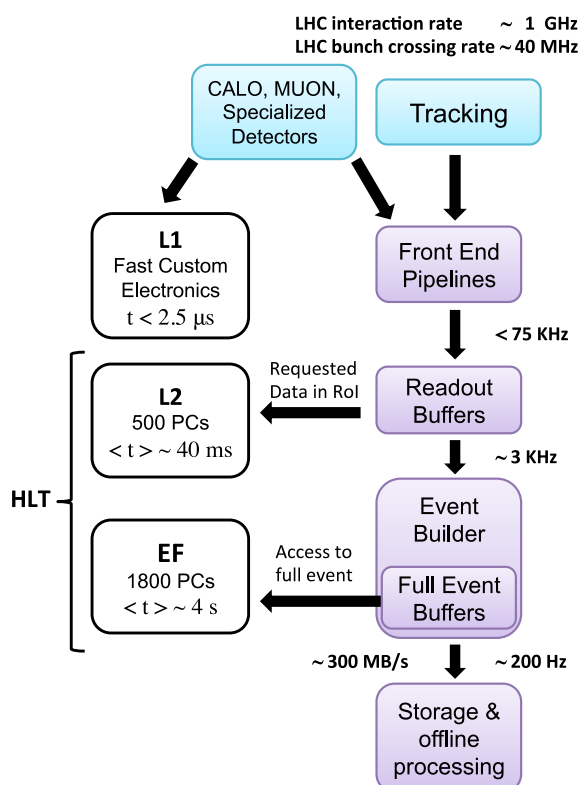
en la región  $2.0 < |\eta| < 2.7$ . Las CSCs son cámaras proporcionales multi-filamento, con ánodos radiales y capas segmentadas de cátodos dispuestos paralela y perpendicularmente a éstos, brindando información en el plano  $\eta - \phi$ . La medida de la carga que la avalancha de electrones creada cerca del ánodo induce en los cátodos se traduce en la medida de la posición de la partícula incidente, con una resolución espacial de  $40 \mu\text{m}$  ( $5 \text{ mm}$ ) en  $R$  ( $\phi$ ). El gas utilizado es una mezcla  $\text{Ar}:\text{CO}_2:\text{CF}_4$ , lo que asegura una baja sensibilidad al flujo de fotones ( $\sim 1\%$ ) y neutrones ( $< 10^{-4}$ ).

Las *Resistive Plate Chambers* (RPCs) proveen una estimación rápida del momento de los muones al primer nivel del trigger (Sec. 3.4.1) en la región del *barrel* ( $|\eta| < 1.05$ ) y la información temporal requerida por los MDTs. Las RPCs miden la descarga ocasionada entre dos placas resistivas paralelas sometidas a una alta diferencia de potencial, tras la ionización del volumen de gas interno<sup>10</sup> causada por el paso de muones energéticos. Su resolución temporal es de 2-5 ns, a costa de una degradación en la resolución espacial ( $\sim 10 \text{ mm}$  en  $\eta$  y  $\phi$ ). En la zona del *endcap* ( $1.05 < |\eta| < 2.4$ ), la información del trigger de muones es provista por las *Thin Gap Chambers* (TGCs). Similares a las CSCs, las TGCs son cámaras proporcionales multi-filamento, con una resolución espacial típica de 2-6 (3-7) mm en  $R$  ( $\phi$ ).

<sup>10</sup>La mezcla de gases utilizada es  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4:\text{Iso} - \text{C}_4\text{H}_{10}:\text{SF}_6$  (en una relación 94.7:5:0.3).

### 3.4 El sistema de Trigger

Bajo las condiciones nominales de diseño del LHC, la tasa de interacción protón-protón en el LHC será de  $\mathcal{O}(1 \text{ GHz})$ , considerando una frecuencia de *bunch crossing* de 40 MHz y  $\sim 23$  interacciones por cruce. Dado que la mayoría de los eventos no son de interés para los análisis más relevantes en ATLAS (i.e. de baja energía) y debido a las limitaciones de almacenamiento y del poder de cómputo, el flujo de datos incidente debe ser reducido al máximo permitido para su almacenamiento permanente ( $\sim 200 \text{ Hz}$ ). El tamaño típico por evento es de  $\sim 1.5 \text{ MB}$ , lo que resulta en un ancho de banda requerido de  $\sim 300 \text{ MB/s}$ . Esta reducción se logra mediante una rápida y eficiente preselección de eventos, conocida como «trigger». El sistema de trigger de ATLAS [101] está organizado en tres niveles jerárquicos: *Level 1* (L1), *Level 2* (L2) y el *Event Filter* (EF), donde los dos últimos conforman el *High Level Trigger* (HLT). Cada nivel permite analizar los eventos con mayor detalle, aumentando la precisión de los criterios de selección y la complejidad de los algoritmos utilizados. El sistema de adquisición de datos (DAQ) transfiere y almacena los datos seleccionados por el trigger. La Fig. 3.11 muestra un esquema del sistema de Trigger-DAQ (TDAQ) de ATLAS [102, 103].



**Figura 3.11.** Diagrama esquemático del sistema de niveles del trigger y del flujo de datos en ATLAS. La frecuencia de lectura a la salida de cada nivel corresponde a los parámetros de diseño del LHC.

### 3.4.1 Level 1

El primer nivel del trigger se encarga de la selección inicial, reduciendo la frecuencia de eventos que pasarán al siguiente nivel a  $\sim 75$  kHz. Debido al tamaño limitado de las memorias temporales (*buffers*) donde se guardan los datos de cada subdetector y al considerable tiempo de vuelo de las partículas hasta el espectrómetro de muones, la decisión debe tomarse en una escala de tiempo muy limitada ( $2.5 \mu\text{s}$ ). El *Level 1*, basado en *hardware* dedicado,<sup>11</sup> selecciona objetos de alto  $p_T$  construidos a partir de la información de varios subdetectores. Los muones son identificados en las cámaras de trigger descritas en la Sec. 3.3.4, mientras que la información de los calorímetros —con una resolución reducida— se utiliza para identificar electrones, fotones, jets y taus decayendo hadrónicamente.<sup>12</sup> La posición de cada objeto encontrado define una «región de interés» (RoI) en un evento potencialmente interesante, que se extiende como un cono desde el punto de interacción a lo largo del detector.

En el calorímetro, el L1 se basa en las señales analógicas obtenidas en cada *trigger tower* (i.e. suma de celdas en una ventana  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ), definida separadamente para el ECAL y el HCAL (Fig. 3.7). El trigger de muones en el L1 utiliza las medidas de las trayectorias en las diferentes estaciones de las cámaras de trigger: las RPCs en la región del *barrel* y las TGCs en los *endcaps*. La aceptación geométrica del L1 trigger está ligada al diseño del detector, donde las medidas de precisión en los calorímetros y la cobertura del detector interno están limitadas a la región  $|\eta| < 2.5$ . El trigger de fotones, electrones, muones y taus debe asegurar la cobertura en esta región. En el caso del trigger de jets, las *trigger towers* se extienden hasta  $|\eta| < 3.2$ , mientras que para el cálculo de la energía transversa total (perdida) se utiliza todo el sistema calorimétrico (i.e.  $|\eta| < 4.9$ ).

Los resultados de los subsistemas del trigger son procesados en el *Central Trigger Processor* (CTP), en donde se aplica una serie de selecciones («menú») definidas como una combinación de criterios individuales, que pueden ser ajustados según la luminosidad y los requerimientos físicos particulares de cada toma de datos. Un total de 256 configuraciones («ítems») están disponibles en el L1, donde se programa el tipo de RoI (EM, TAU, JET, etc.) y los umbrales de energía total y de aislamiento requeridos en cada caso. Por ejemplo, el ítem L1\_EM14 acepta eventos donde al menos un cluster en el calorímetro electromagnético posee  $E_T \geq 14$  GeV.

### 3.4.2 High Level Trigger (HLT)

El segundo nivel del trigger (L2) se centra únicamente en las RoIs donde el L1 encontró actividad, combinando información de todos los subdetectores dentro de cada una ( $\sim 2\%$  de la cobertura total del detector). El L2 consiste de una serie de algoritmos de

---

<sup>11</sup>Circuitos integrados programables (FPGA=*Field-Programmable Gate Array*) o específicamente diseñados (ASIC=*Application-Specific Integrated Circuit*).

<sup>12</sup>El L1 aplica también criterios sobre la energía transversa total y aquella que escapa la detección ( $E_T$ ).



reconstrucción y selección especializados, diseñados para reducir la frecuencia de eventos hasta aproximadamente 1 kHz. Estos algoritmos están implementados en clusters de procesamiento dedicados (*PC farms*) que analizan cada evento dentro de un tiempo de latencia medio de  $\sim 40$  ms. El menor flujo de información en este nivel del trigger permite calcular las variables calorimétricas con mayor precisión y hacer uso de la información de las trazas reconstruidas, haciendo posible la distinción entre fotones y electrones, y el rechazo de fondo proveniente en su mayoría de jets.<sup>13</sup> En general, si bien la selección se basa en las mismas variables que la identificación *offline* descrita en la sección 5.2 (sobre las características de las lluvias electromagnéticas), los valores de corte en cada variable son relajados (o a lo sumo igualados) respecto a la selección *offline*, para evitar el rechazo prematuro de candidatos que satisfacen los criterios identificación durante el análisis final.

La última etapa de la selección del trigger se lleva a cabo en el *Event Filter* (EF), que reduce la frecuencia de eventos a  $\sim 200$  Hz ( $\sim 300$  MB/s). En este nivel se tiene acceso a toda la información del evento en los distintos subdetectores de ATLAS, con la máxima granularidad e incluyendo detalles sobre la calibración de energía de los calorímetros, la alineación de los subdetectores y el mapa de campo magnético. El tiempo de latencia relativamente largo disponible para tomar la decisión final sobre el evento ( $\langle t \rangle \sim 4$  s) permite la reconstrucción completa del mismo, y el refinamiento de las variables y criterios de selección al nivel de aquellos implementados en el análisis *offline*. Los eventos aceptados por el EF son finalmente grabados a disco y distribuidos, accesibles *offline* para todos los análisis subsecuentes.

Cabe mencionar que el sistema de TDAQ permite —en principio— una tasa de procesamiento/almacenamiento por encima de estos parámetros de diseño, por períodos cortos de tiempo. Por ejemplo, durante el período de más baja luminosidad instantánea en el 2010 ( $\mathcal{L} \sim 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) se alcanzaron frecuencias de lectura a la salida del EF de  $\sim 600$  Hz, para beneficiar los primeros análisis físicos de ATLAS. Asimismo, el tiempo medio de procesamiento por evento del EF fue de  $\sim 400$  ms, muy por debajo del esperado.

Al igual que en el Level 1, en cada nivel del HLT se configuran ciertos criterios («*signatures*») según el tipo y multiplicidad de la partícula que se busca en el evento, y el conjunto de cortes de identificación aplicado. La nomenclatura adoptada como convención en el trigger de ATLAS tiene la forma general `L_ipX_Y`, donde L es el nivel del trigger (L2,EF), i la multiplicidad, p la partícula de interés (e.g. `g` = fotón, `e` = electrón), X el  $p_T$  mínimo requerido e Y el tipo de identificación aplicada (*loose*, *tight*, etc. según se describe en la Sec. 5.2).<sup>14</sup> Las *signatures* del L2/EF y su ítem asociado en el L1 (i.e. el que pasa las RoIs al L2) definen en conjunto una de las «cadenas» del trigger, que toman el nombre de la *signature* del HLT (i.e. `ipX_Y` según la convención anterior) y conforman el «menú» final del trigger.

<sup>13</sup>En el trigger de electrones, la asociación espacial de las trazas en el ID con el cluster electromagnético del ECAL aumenta el poder de rechazo de falsos candidatos (i.e. hadrones).

<sup>14</sup>En el caso de *signatures* compuestas, se concatenan los bloques `_ipX_Y` correspondientes.

Para cada ítem (*signature*) del trigger en el L1 (L2/EF) se puede asignar además un factor de escala o *prescale* (PS), que define la frecuencia con la que un dado ítem/*signature* es evaluado por el trigger (i.e. sólo en uno de cada PS eventos). Se habla de una cadena de trigger «*unprescaled*» si su factor de escala es PS=1 en cada nivel (i.e. si es evaluada evento a evento). La asignación de estos factores se hace incluso dinámicamente durante una toma de datos, para tener en cuenta el descenso de la luminosidad instantánea con el tiempo y mantener la tasa de procesamiento aproximadamente constante.

### 3.5 Modelo computacional y distribución de datos

El modelo computacional de ATLAS está diseñado para permitir a todos los miembros de la colaboración un acceso ágil, directo y distribuido a la gran cantidad de datos colectados por el detector ( $\sim$  PB/año), así como a las diversas simulaciones MC. El modelo se basa en la tecnología GRID, compartiendo el poder de procesamiento y la capacidad de almacenamiento disponibles en distintos centros de cómputo asociados alrededor del mundo.

El *software* de ATLAS se desarrolla dentro un entorno C++ común llamado ATHENA [104–106], basado en el proyecto GAUDI [107]. Todo el procesamiento de los datos en ATLAS se realiza dentro de este entorno, incluyendo la implementación y configuración del HLT, la simulación de la respuesta del detector, la generación de las muestras MC de los distintos procesos físicos, y la reconstrucción y análisis de los datos.

Los eventos aceptados por el trigger deben ser procesados para reducir su tamaño y ser utilizados para los análisis *offline*. A la salida del EF, los eventos son almacenados como *Raw Data Objects* (RDOs). Luego de aplicar los algoritmos de reconstrucción y calibración, las colecciones de los distintos objetos físicos obtenidas (fotones, electrones, etc.) son almacenadas en formato ESD (*Event Summary Data*) y AOD (*Analysis Data Object*), una versión reducida del primero ( $\sim$  100 kB/evento). A partir de las ESDs/AODs, se ha definido un formato de datos significativamente más pequeño (10-15 kB/evento) conocido como D3PD (*Derived Physics Data*), sobre el que se realiza el análisis final. Las D3PDs son archivos («*ntuples*»), accesibles vía el entorno de análisis de datos ROOT [108], que contienen un conjunto de variables para diferentes objetos físicos, según las necesidades de cada grupo de análisis dentro de ATLAS. Para el análisis de esta tesis, se utilizaron las D3PDs definidas y producidas en forma centralizada por el *SM Direct Photon group*.

La misma cadena de reconstrucción y distribución se aplica a las simulaciones Monte Carlo, a fin de conservar un modelo de análisis único y garantizar la consistencia en la comparación de éstas con los datos experimentales.