

# 5

---

## RECONSTRUCCIÓN E IDENTIFICACIÓN

### I. ALGORITMOS Y ESTRATEGIAS

La reconstrucción de fotones y electrones en ATLAS se basa en las deposiciones locales de energía halladas en el ECAL. La distinción entre unos y otros se realiza mediante la información de las trazas reconstruidas en el ID. A fin de reducir la gran contaminación de falsos candidatos en la muestra reconstruida debido, principalmente, al decaimiento de mesones livianos (i.e.  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ), se aplica una serie de criterios de identificación, basados en las características de las lluvias electromagnéticas esperadas en cada caso. Aun cuando la alta granularidad y la segmentación longitudinal del ECAL permiten obtener un gran poder de discriminación frente a este fondo de QCD, se deben aplicar ciertos criterios de aislamiento a fin de garantizar una mínima contribución de los mismos en la muestra seleccionada. En este capítulo se describen en detalle los algoritmos y criterios de reconstrucción, identificación y aislamiento de fotones implementados en ATLAS. La estimación de las eficiencias de cada instancia de la selección de discute en detalle en el capítulo siguiente, en el marco de la medida de esta tesis.

#### 5.1 Reconstrucción de electrones y fotones

La lógica de reconstrucción de fotones y electrones en ATLAS se basa en un algoritmo de clusterización [120] que busca deposiciones locales de energía en el calorímetro dentro de una ventana rectangular en el espacio  $(\eta, \phi)$  de tamaño fijo (*Sliding Window clusterization* (SW)). La posición de la ventana se ajusta buscando que la energía transversa de todas las celdas contenidas sea un máximo local, con un mínimo de 2.5 GeV. El tamaño óptimo de la ventana depende del tipo de partícula a reconstruir y de la región del calorímetro. Las lluvias electromagnéticas iniciadas por electrones son en general más anchas que las de fotones, debido a su mayor probabilidad de interacción con el material previo al calorímetro electromagnético y a la radiación de fotones de *bremsstrahlung*. Los tamaños optimizados

**Tabla 5.1.** Tamaño del cluster utilizado para la reconstrucción de fotones y electrones en ATLAS, en unidades absolutas ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ) y en unidades de celda de la 2<sup>da</sup> capa del ECAL ( $N_\eta \times N_\phi$ ).

	BARREL			ENDCAP
	$\gamma$ no convertido	$\gamma$ convertido	e	e/ $\gamma$
$N_\eta \times N_\phi$	$3 \times 5$	$3 \times 7$	$3 \times 7$	$5 \times 5$
$\Delta\eta \times \Delta\phi$	$0.075 \times 0.125$	$0.075 \times 0.175$	$0.075 \times 0.175$	$0.125 \times 0.125$

para electrones y fotones, en términos de eficiencia e impacto del ruido en la reconstrucción, figuran en la Tabla 5.1 en unidades absolutas ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ) y en unidades de celda de la capa central del ECAL ( $N_\eta \times N_\phi$ ).

La energía total y la posición de estos clusters son luego calibradas, separadamente para electrones y fotones, a fin de tener en cuenta diversos efectos como la pérdida de energía en el material inactivo del calorímetro o la deposición lateral y longitudinal de la misma fuera del cluster [100].

Aquellos clusters electromagnéticos asociados en el espacio ( $\eta, \phi$ ) con una traza reconstruida con  $p_T > 0.5$  GeV son clasificados como electrones. La definición para fotones es un poco más complicada ya que éstos pueden convertir en un par  $e^+e^-$  en el volumen anterior al calorímetro. Los fotones convertidos están caracterizados por la presencia de al menos una traza asociada proveniente de un vértice reconstruido en el ID. La probabilidad de conversión varía entre un 40 % ( $\eta = 0$ ) y un 80 % ( $\eta = 1.8$ ), aunque sólo aquellas que ocurren a una distancia  $< 800$  mm (i.e. antes del TRT) son eficientemente reconstruidas. Finalmente, si no hay ninguna traza asociada a un dado cluster, éste es clasificado como un fotón no convertido.

Es claro de esta definición que existe una inherente ambigüedad entre electrones y fotones convertidos. Para decidir la clasificación final, se aplican criterios adicionales sobre la calidad de las trazas y la distancia al cluster de las trazas extrapoladas al ECAL. Aquellos clusters con un par de trazas asociadas provenientes de un vértice reconstruido en el ID son clasificados como fotones convertidos. Para incrementar la eficiencia de reconstrucción de estos últimos, se consideran también aquellos casos donde sólo una traza fue reconstruida, siempre que ésta no posea ningún impacto en la capa más interna del Pixel (*B-layer*) [121].

## 5.2 Identificación de electrones y fotones

La identificación de fotones y electrones se lleva a cabo mediante una serie de cortes rectangulares en un conjunto de variables que describen la forma y la estructura de las lluvias electromagnéticas según se propagan en el detector. Estas variables incluyen información de los calorímetros y, para el caso de electrones o fotones convertidos, del detector

de trazas.

Para los electrones se definen tres conjuntos de cortes: *loose*, *medium* y *tight*. Como es de suponer, en cada uno se va incrementando el número de variables de selección y la severidad de los cortes en las mismas. Para fotones, se definen sólo dos conjuntos de cortes: *loose* y *tight*. En la jerga de ATLAS se habla por ejemplo de un «fotón *loose*», haciendo referencia a un candidato a fotón que satisface los cortes de selección de este conjunto.

La diferencia principal en la identificación de fotones y electrones yace en la reconstrucción de trazas asociadas a un cluster en el calorímetro electromagnético. Al igual que en la sección anterior, los clusters identificados en el calorímetro electromagnético son clasificados como fotones no convertidos, fotones convertidos o electrones según la cantidad y la calidad de las trazas reconstruidas asociadas en el espacio  $(\eta, \phi)$  [122].

Los cortes de cada conjunto han sido optimizados para asegurar una alta eficiencia de identificación de electrones/fotones aislados ( $\sim 85\%$ ) y de rechazo de fondo, dominado por jets de QCD. La configuración de cortes es independiente de  $E_T$  pero varía como función de  $\eta$ , para tener en cuenta las distintas cantidades de material (activo e inactivo) en frente del calorímetro (Fig. 3.8). La optimización fue realizada independientemente para fotones convertidos, no convertidos y electrones, teniendo en cuenta las ya mencionadas diferencias de las lluvias electromagnéticas que desencadenan cada uno de ellos.

Las variables de identificación (*Discriminating Variables* (DV)) de fotones pueden agruparse en tres categorías: la fuga hadrónica, las variables construidas en la segunda capa del calorímetro (*middle layer*) donde la mayor parte de la energía es depositada, y aquellas construidas en la primera capa (*strips*) donde la fina granularidad en  $\eta$  permite revelar la estructura de la lluvia y rechazar falsos candidatos, mayormente fotones del decaimiento del  $\pi^0$ .

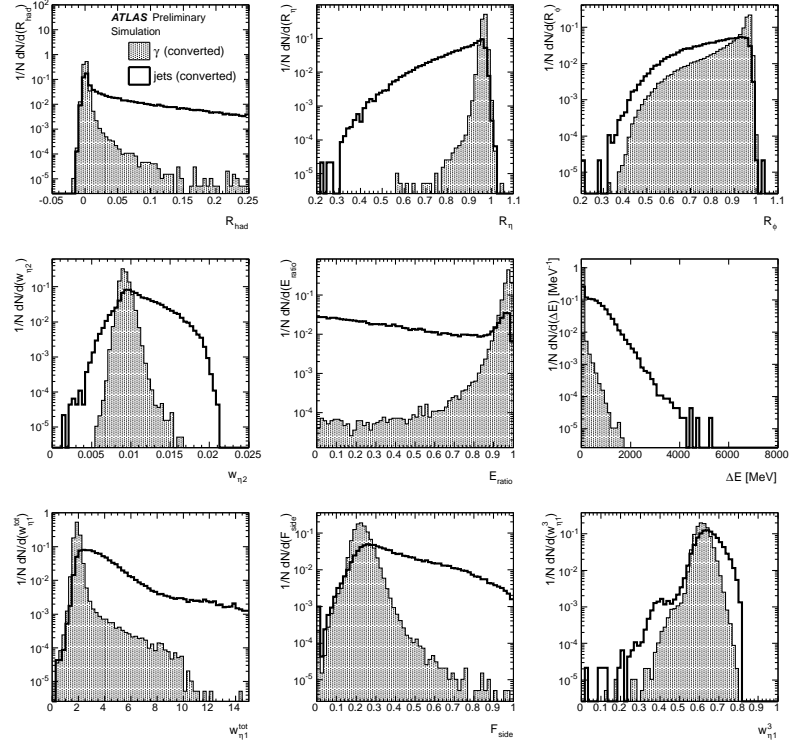
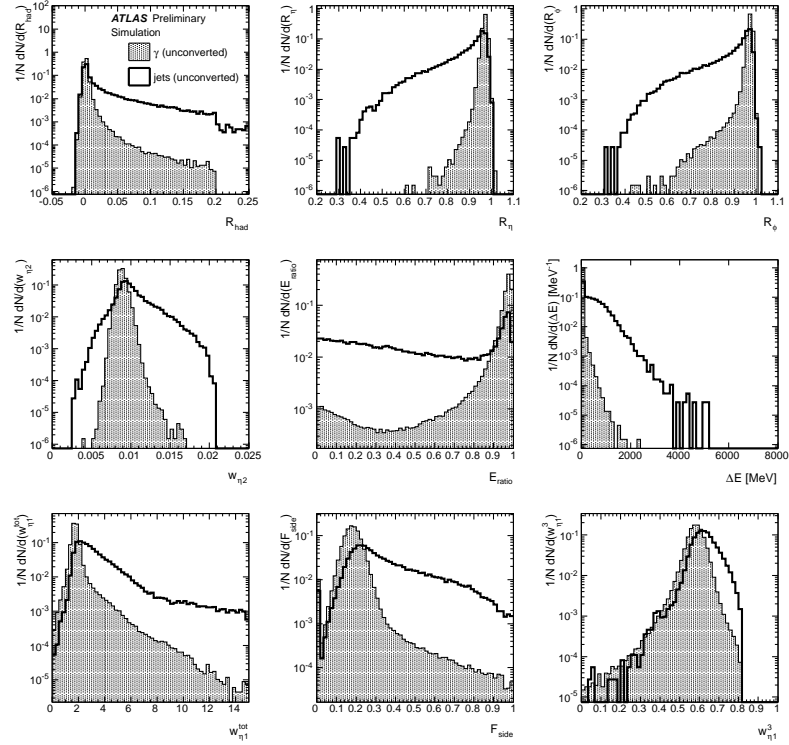
La definición de las variables y los cortes correspondientes a cada categoría, para electrones y fotones, se detalla a continuación y puede observarse en la Tabla 5.2. Allí también se enumeran ciertos cortes de calidad adicionales aplicados a las trazas y a la asociación de éstas con el cluster electromagnético en el caso de electrones.

### 5.2.1 Variables y cortes de selección en los calorímetros

Las variables calorimétricas empleadas para la identificación de fotones y electrones se describen a continuación. Las distribuciones de cada variable en muestras MC de señal ( $\gamma$ +jet) y de fondo (jets QCD) se muestran en las Fig. 5.1(a) y 5.1(b), para fotones convertidos y no convertidos, respectivamente. En la Tabla 5.3 (5.4) se detalla la configuración de cortes aplicados sobre las mismas para los criterios de identificación *loose* (*tight*) utilizados en este análisis.

**Tabla 5.2.** Definición de las diferentes variables usadas para la selección *loose* (L), *medium* (M) y *tight* (T) de fotones y electrones.

Categoría	Descripción	DV	$\gamma$		$e^-$		
			L	T	L	M	T
Aceptancia	$ \eta  < 2.37$ , $1.37 <  \eta  < 1.52$ excluida	—		✓		✓	✓
Fuga hadrónica	razón entre la $E_T$ en la primera capa del HCAL y la $E_T$ del cluster electromagnético (si $ \eta  < 0.8$ y $ \eta  \geq 1.37$ )	$R_{\text{had}_1}$	✓	✓	✓	✓	✓
	razón entre la $E_T$ en todo el HCAL y la $E_T$ del cluster electromagnético (si $0.8 \leq  \eta  < 1.37$ )	$R_{\text{had}}$	✓	✓	✓	✓	✓
ECAL ( $2^{\text{da}}$ capa)	razón entre la suma $E_{3 \times 7}^{S2}$ de las energías de las $3 \times 7$ celdas (en unidades de celda $\eta \times \phi$ ), y la suma $E_{7 \times 7}^{S2}$ , ambas en torno al centro del cluster	$R_\eta$	✓	✓	✓	✓	✓
	ancho lateral de la lluvia en dirección de $\eta$	$w_{\eta_2}$	✓	✓	✓	✓	✓
	razón entre la suma $E_{3 \times 3}^{S2}$ de las energías de las $3 \times 3$ celdas (en unidades de celda $\eta \times \phi$ ), y la suma $E_{3 \times 7}^{S2}$ , ambas en torno al centro del cluster	$R_\phi$		✓	✓	✓	✓
ECAL ( $1^{\text{ra}}$ capa)	ancho lateral de la lluvia en 3 <i>strips</i> alrededor del máximo	$w_{s,3}$		✓		✓	✓
	ancho lateral total de la lluvia	$w_{s,\text{tot}}$		✓		✓	✓
	fracción de energía dentro de las 7 <i>strips</i> en torno al máximo y fuera de las 3 <i>strips</i> centrales	$F_{\text{side}}$		✓		✓	✓
	diferencia entre la energía del segundo máximo y el mínimo de energía entre los dos primeros máximos locales	$\Delta E$		✓		✓	✓
	asimetría entre el primer y segundo máximo	$E_{\text{ratio}}$		✓		✓	✓
ID	impactos en el Pixel $\geq 1$ y en el SCT $\geq 7$	—				✓	✓
	Parámetro de impacto $\leq 1mm$	—				✓	✓
ECAL+ID	$\Delta\eta, \Delta\phi$ entre la traza extrapolada al calorímetro y el cluster	$\Delta\eta, \Delta\phi$				✓	✓
	razón entre la energía del cluster y el impulso de la traza	$E/p$				✓	✓
TRT	impactos en el TRT	—				✓	✓
	fracción de impactos de alto umbral en el TRT	—				✓	✓


 (a)  $\gamma$  convertidos

 (b)  $\gamma$  no convertidos

**Figura 5.1.** Distribuciones normalizadas de las variables de identificación de fotones, en muestras MC de señal ( $\gamma$ +jet) y de fondo (jets QCD), para candidatos a fotones (a) convertidos y (b) no convertidos reconstruidos con  $E_T > 20$  GeV en la región  $|\eta| < 0.6$ .

**Tabla 5.3.** Cortes de selección sobre las variables de identificación *loose*, en las distintas regiones de  $\eta$ . Los mismos criterios son aplicados para fotones convertidos y no convertidos.  $R_{\text{had}}$  es usada en la región  $0.8 \leq |\eta| < 1.37$ ,  $R_{\text{had}_1}$  en el resto del detector.

$ \eta $	0-0.6	0.6-0.8	0.8-1.15	1.15-1.37	1.37-1.52	1.52-1.81	1.81-2.01	2.01-2.37	2.37-2.47
$R_{\text{had}(1)}$	0.01	0.01	0.01	0.008	0.01	0.025	0.019	0.014	0.019
$R_\eta$	0.927	0.912	0.921	0.916	0.750	0.906	0.920	0.908	0.915
$w_{\eta_2}$	0.012	0.012	0.013	0.013	0.025	0.015	0.013	0.013	0.012

**Tabla 5.4.** Cortes de selección sobre las variables de identificación *tight*, en las distintas regiones de  $\eta$ , para fotones convertidos y no convertidos.  $R_{\text{had}}$  es usada en la región  $0.8 \leq |\eta| < 1.37$ ,  $R_{\text{had}_1}$  en el resto del detector.

$ \eta $	0-0.6	0.6-0.8	0.8-1.15	1.15-1.37	1.37-1.52	1.52-1.81	1.81-2.01	2.01-2.37
$\gamma$ convertidos								
$R_{\text{had}(1)}$	0.00748	0.00700	0.00489	0.008	–	0.0149	0.016	0.011
$R_\eta$	0.940784	0.9268	0.9298	0.9308	–	0.918066	0.924	0.913
$R_\phi$	0.400	0.426	0.493	0.437	–	0.535	0.479	0.692
$w_{\eta_2}$	0.0116194	0.011359	0.012859	0.012659	–	0.0138125	0.012	0.0129
$F_{\text{side}}$	0.32	0.428	0.483	0.51	–	0.508	0.252	0.215
$w_{s,3}$	0.697	0.709	0.749	0.78	–	0.773	0.672	0.644
$w_{s,\text{tot}}$	2.8	2.95	2.89	3.14	–	3.7	2.0	1.48
$\Delta E$ [MeV]	200	200	122	86	–	123	80	132
$E_{\text{ratio}}$	0.908	0.911	0.808	0.803	–	0.67	0.915	0.962
$\gamma$ no convertidos								
$R_{\text{had}(1)}$	0.0089	0.007	0.006	0.008	–	0.019	0.019	0.0137
$R_\eta$	0.950784	0.9398	0.9418	0.9458	–	0.932066	0.928	0.924
$R_\phi$	0.954	0.95	0.59	0.82	–	0.93	0.947	0.935
$w_{\eta_2}$	0.0107194	0.011459	0.010759	0.011359	–	0.0114125	0.0110	0.0125
$F_{\text{side}}$	0.284	0.36	0.36	0.514	–	0.67	0.211	0.181
$w_{s,3}$	0.66	0.69	0.697	0.81	–	0.73	0.651	0.610
$w_{s,\text{tot}}$	2.95	4.4	3.26	3.4	–	3.8	2.4	1.64
$\Delta E$ [MeV]	92	92	99	111	–	92	110	148
$E_{\text{ratio}}$	0.63	0.84	0.823	0.887	–	0.88	0.71	0.78

### ■ Fuga hadrónica

Es la energía transversa  $E_{\text{T}}^{\text{had}}$  depositada en el calorímetro hadrónico, normalizada a la energía transversa del cluster electromagnético.

$$R_{\text{had}(1)} = \frac{E_{\text{T}}^{\text{had}}}{E_{\text{T}}} \quad (5.1)$$

En la región de transición *barrel-endcap* del HCAL,  $0.8 \leq |\eta| < 1.37$ , se utiliza el depósito de energía en todo el calorímetro hadrónico para minimizar los efectos de la degradación de resolución ( $R_{\text{had}}$ ). En el resto del detector, se mide sólo la energía hadrónica depositada en la primera capa del HCAL ( $R_{\text{had}_1}$ ).

### ■ Variables que utilizan la segunda capa (*middle layer*) del calorímetro electromagnético

- PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN  $\eta$

$$R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}^{S2}}{E_{7 \times 7}^{S2}} \quad (5.2)$$

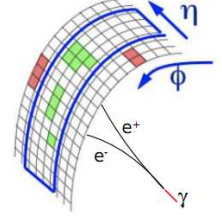
donde  $E_{i \times j}^{S2}$  es la suma de las celdas en la segunda capa del calorímetro electromagnético contenidas en una ventana  $i \times j$  (en unidades de celda  $\eta \times \phi$ ).

- PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN  $\phi$

$$R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}^{S2}}{E_{3 \times 7}^{S2}} \quad (5.3)$$

definida en modo similar a  $R_\eta$ .

$R_\phi$ , sin embargo, se comporta muy distinto para fotones convertidos y fotones no convertidos. Por acción del campo magnético, los electrones y positrones generados en la conversión curvan su trayectoria en direcciones opuestas en  $\phi$ , dando lluvias electromagnéticas más anchas que los fotones no convertidos en esta dirección como se esquematiza en la Fig. 5.2.



**Figura 5.2.** Efecto del campo magnético en las lluvias electromagnéticas producidas por  $\gamma$  convertidos.

- RMS DEL PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN  $\eta$

$$w_{\eta_2} = \sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - \left( \frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i} \right)^2} \quad (5.4)$$

mide el ancho lateral de las lluvias electromagnéticas, donde  $E_i$  es la energía de la  $i$ -ésima celda del calorímetro electromagnético contenida en una ventana de  $3 \times 5$  celdas en  $\eta \times \phi$ .

#### ■ Variables que utilizan la primera capa del calorímetro electromagnético

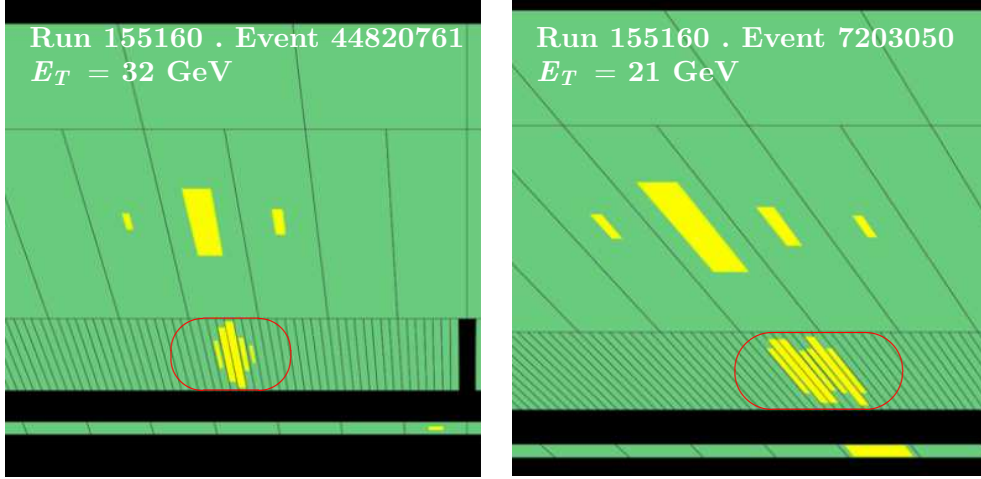
Como se ha detallado en 3.3.3, la primera capa del calorímetro electromagnético está compuesta por celdas en forma de bandas (*strips*) que permiten una muy buena separación entre fotones aislados y fotones provenientes del decaimiento del  $\pi^0$ . La Fig. 5.3 muestra el perfil de una lluvia electromagnética típica de cada tipo en eventos de datos reales, donde se puede apreciar la estructura del perfil de energía en la primera capa del ECAL en el caso de un decaimiento  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

Las variables basadas en la energía depositada en la primera capa del calorímetro electromagnético son las siguientes:

- PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN  $\eta$

$$F_{\text{side}} = \frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)} \quad (5.5)$$

mide la contención lateral de la cascada electromagnética a lo largo de  $\eta$ .  $E(\pm n)$  es la energía en las  $\pm n$  celdas alrededor de aquella con la deposición máxima.



**Figura 5.3.** Deposiciones de energía típicas para un fotón aislado (Izq.) y para un  $\pi^0$  decayendo a dos fotones (Der.). Ambas corresponden a eventos de datos reales y fueron obtenidos con ATLANTIS [123], uno de los programas oficiales de visualización de eventos en ATLAS.

- RMS DEL PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN  $\eta$  (3 strips)

$$w_{s,3} = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\max})^2}{\sum E_i}} \quad (5.6)$$

mide el ancho de la lluvia electromagnética a lo largo de  $\eta$  en la primera capa del calorímetro electromagnético considerando sólo la banda con mayor deposición de energía ( $E_{i_{\max}}$ ) y sus vecinas inmediatas.

- RMS DEL PERFIL LATERAL DE ENERGÍA EN  $\eta$  (TOTAL)

$w_{s,\text{tot}}$  está definida de la misma forma que  $w_{s,3}$ , pero utiliza todas las bandas de la primera capa del calorímetro electromagnético en una ventana  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0625 \times 0.2$ , que corresponde aproximadamente a  $20 \times 2$  bandas en  $\eta \times \phi$ .

- DIFERENCIA AL SEGUNDO MÁXIMO

$$\Delta E = [E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1} - E_{\min}^{S1}] \quad (5.7)$$

es la diferencia entre la energía de la banda con la segunda energía más grande  $E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1}$ , y la mínima energía  $E_{\min}^{S1}$  entre la anterior y la celda con la máxima deposición. En caso de no haber segundo máximo se fija  $\Delta E = 0$ .

- ASIMETRÍA DE LOS DOS MÁXIMOS LOCALES EN  $\eta$

$$E_{\text{ratio}} = \frac{E_{1^{\text{st}}\max}^{S1} - E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1}}{E_{1^{\text{st}}\max}^{S1} + E_{2^{\text{nd}}\max}^{S1}} \quad (5.8)$$

mide la diferencia relativa entre las energías de las dos celdas con máxima deposición. En caso de no haber segundo máximo se fija  $E_{\text{ratio}} = 1$ .



### 5.3 Criterios de aislamiento

Luego de efectuar la identificación de fotones detallada en la sección anterior, el fondo remanente está compuesto principalmente por jets con alto contenido electromagnético. En la mayoría de los casos corresponde a fotones provenientes del decaimiento de mesones neutros ( $\pi^0$ ,  $\eta$ , etc.). Como se ha discutido en la Sec. 2.3.1, aquellos fotones provenientes del punto de interacción poseen baja actividad hadrónica en su vecindad. En vista de esto, se aplican criterios de aislamiento a los fotones identificados para incrementar la fracción de señal en la muestra.

Aún más, debido a la mezcla remanente de fotones directos y de fragmentación en la señal, es importante modelar apropiadamente la variable de aislamiento y su relación con aquella usada a nivel partónico en cálculos perturbativos de QCD. Una descripción sólida del aislamiento debe retener la contribución de fotones directos aislados y, al mismo tiempo, limitar la contribución no perturbativa de fotones de fragmentación cuyo entendimiento teórico es aún incompleto.

El criterio de aislamiento de fotones puede basarse en medidas calorimétricas o en las trazas reconstruidas en su entorno. El aislamiento de trazas [100, 124, 125] es comúnmente definido a partir de la suma escalar de los impulsos transversos de todas las trazas en un cono de radio  $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  centrado en el baricentro del cluster electromagnético asociado al fotón. Criterios de selección son aplicados a las trazas dentro del cono (i.e.  $p_T > 1$  GeV, impactos en el SCT, etc.) a fin de reducir el efecto del *pile-up* en el cono de aislamiento. Además, se requiere que aquellas trazas en un cono interno,  $R = 0.1$ , no provengan de un vértice de conversión, para remover aquellas pertenecientes a fotones convertidos. El aislamiento de trazas ha mostrado ser altamente eficiente tanto para retener señal como para rechazar falsos candidatos del fondo, aún luego de la selección descrita en la sección anterior.

El criterio más ampliamente utilizado en ATLAS, sin embargo, es el aislamiento calorimétrico, ya que incluye la contribución de partículas neutras y facilita la asociación con los criterios de aislamiento a nivel partónico utilizados en las predicciones teóricas (e.g. JETPHOX).

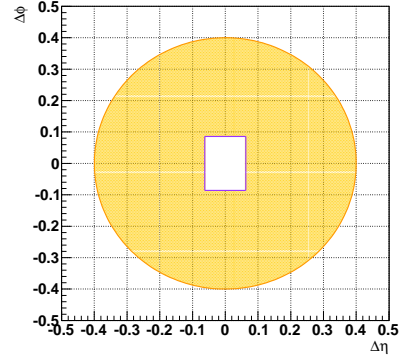
#### 5.3.1 Aislamiento calorimétrico

En el análisis presentado en esta tesis, se hace uso del aislamiento calorimétrico ( $E_T^{\text{iso}}$ ),<sup>1</sup> calculado a partir de las celdas en ambos calorímetros (ECAL y HCAL). Esta variable de aislamiento se define como la suma de la energía de todas aquellas celdas contenidas en un cono de un cierto radio  $R$  en el espacio  $(\eta, \phi)$ , centrado en el baricentro del cluster asociado al fotón. Desde un punto de vista experimental, se prefieren conos pequeños para evitar los efectos dispersivos del detector y contribuciones de la actividad subyacente (*underlying*

<sup>1</sup> conocido como *EtconeXX* en la jerga de ATLAS, donde el sufijo XX indica 100 veces el tamaño del cono elegido.

event (UE)) en el evento. Por el contrario, desde una perspectiva teórica son preferibles conos grandes para minimizar la sensibilidad de las predicciones a los detalles de la emisión de gluones *soft* alrededor del fotón. En un compromiso entre ambos requerimientos, un cono de radio  $R = 0.4$  fue elegido para el presente análisis y es típicamente usado en otros análisis de SM QCD dentro de ATLAS.

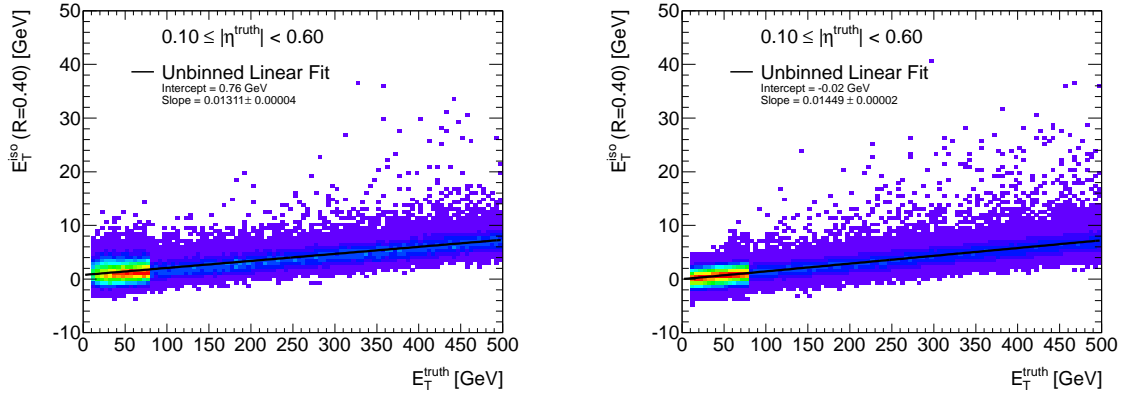
A fin de remover la contribución energética de la lluvia electromagnética desarrollada por el propio fotón al cono de aislamiento, el núcleo central de  $N_\eta \times N_\phi = 5 \times 7$  celdas en el segundo compartimiento del calorímetro electromagnético es ignorado en la suma como se esquematiza en la Fig. 5.4. El tamaño lateral de la lluvia, causado por la dispersión múltiple de electrones y fotones, depende de los parámetros de diseño del calorímetro —del espesor del material activo/pasivo en un calorímetro de muestreo como el ECAL— y está caracterizado por el llamado radio de Molière ( $R_M$ ): el 95 % de la energía total de la lluvia electromagnética está contenido en un cilindro de radio  $2R_M$ . En el caso de ATLAS,  $2R_M = 9.53$  cm [126], correspondiente a  $\sim 2.5$  celdas en el espacio  $(\eta, \phi)$  para la región central del ECAL. De esta forma, removiendo la ventana central,<sup>2</sup> se espera limitar la energía del fotón en el cono de aislamiento a un nivel  $< 5\%$ . Por otro lado, todas las celdas hadrónicas en el cono de aislamiento son consideradas en la suma, ya que se espera que el ECAL contenga toda lluvia electromagnética desencadenada por el fotón (o electrón) inicial.



**Figura 5.4.** Representación de la variable de aislamiento calorimétrico  $E_T^{\text{iso}}(R = 0.4)$  utilizada en este análisis.

La deposición de energía del fotón fuera del núcleo central se ha estudiado como función de  $E_T$  en muestras MC de fotones en el rango  $7 \text{ GeV} < E_T < 500 \text{ GeV}$ , sin ninguna otra actividad en el evento [127]. En la Fig. 5.5, se puede observar la dependencia lineal con  $E_T$ , para fotones convertidos y no convertidos en la región  $0.1 \leq |\eta| < 0.6$ . Estudios similares se han llevado a cabo en varios intervalos dentro de la cobertura del ECAL,  $|\eta| < 2.47$ . Esto se traduce en una substracción a la energía de aislamiento de un  $1.5 - 4.5\%$  de la energía transversa del fotón ( $\mathcal{I}_{\text{leak}} = c_{\text{leak}}^{\text{MC}} \times E_T$ ), variando con  $\eta$  (Tabla 5.5). La desviación en la zona  $1.37 \leq |\eta| < 1.52$  —de cualquier modo ignorada en este análisis— es consecuencia de la alta concentración de material inactivo en frente del ECAL. Así, luego de aplicar esta corrección, la energía de aislamiento en el cono es independiente de  $E_T$ , como es de esperar en cualquier definición experimental susceptible a una comparación teórica. Aún más, esto permite obtener una eficiencia de aislamiento constante para un mismo corte de selección sobre un amplio rango de  $E_T$ . Desviaciones de este comportamiento han sido, sin embargo, observadas en los datos aún después de la corrección derivada en el MC. El

<sup>2</sup>expandida a 7 celdas en la dirección de  $\phi$  a fin de tener en cuenta el efecto del campo magnético sobre las lluvias de fotones convertidos (Fig. 5.2).



**Figura 5.5.** Aislamiento calorimétrico  $E_T^{\text{iso}}(R = 0.4)$  reconstruido como función de la energía transversa simulada ( $E_T^{\text{truth}}$ ), en la región  $0.1 \leq |\eta| < 0.6$ , para fotones convertidos (Izq.) y no convertidos (Der.). Extraído de [127].

tratamiento de las mismas y las incertezas sistemáticas introducidas por este efecto son discutidas en detalle en el Cap. 7, en el marco de la estimación del fondo en la muestra final.

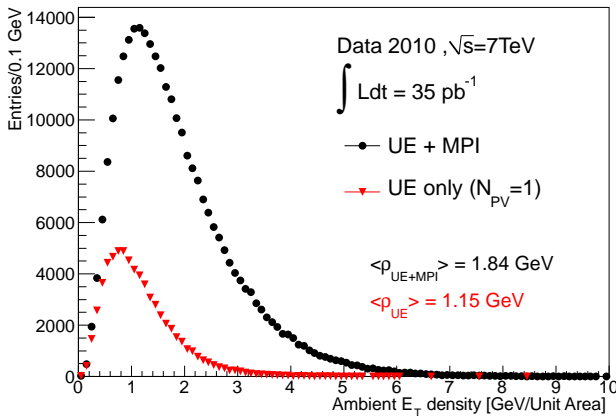
**Tabla 5.5.** Coeficientes de corrección ( $c_{\text{leak}}^{\text{MC}}$ ) a la variable de aislamiento  $E_T^{\text{iso}}$  por la fuga de energía de la lluvia electromagnética del fotón dentro del cono. Los coeficientes son obtenidos separadamente para fotones convertidos y no convertidos, como función de  $\eta$ .

$ \eta $	$\gamma$ no convertido	$\gamma$ convertido
[0.00, 0.10)	0.0154202	0.0137756
[0.10, 0.60)	0.0144914	0.0131087
[0.60, 0.80)	0.0142582	0.0140897
[0.80, 1.15)	0.0181816	0.0192113
[1.15, 1.37)	0.0213156	0.0237036
[1.37, 1.52)	0.0331942	0.0405692
[1.52, 1.81)	0.0235738	0.0253519
[1.81, 2.01)	0.0292826	0.0281581
[2.01, 2.37)	0.0365929	0.0366884
[2.37, 2.47)	0.0451769	0.0456197

En el caso de colisiones hadrónicas, una parte considerable de la energía en el cono de aislamiento proviene de la actividad subyacente (UE) y de colisiones múltiples dentro del mismo evento (*in-time pile-up*) o de eventos anteriores (*out-of-time pile-up*). Diversos métodos pueden ser adoptados para reducir las incertezas introducidas por los modelos de UE/*pile-up* y permitir la comparación directa de los datos con las predicciones teóricas de pQCD que no incluyen estas interacciones extra. Como se ha mencionado en la sección 8.6, en otros experimentos como CDF y CMS, el impacto de la actividad subyacente en el evento es estimado estudiando muestras MC generadas con PYTHIA bajo distintas

configuraciones del modelo de hadronización e interacciones múltiples en un mismo evento. Las correcciones derivadas son entonces empleadas para modificar las predicciones NLO de una forma global, del nivel partónico (i.e. JETPHOX) al nivel hadrónico.

En ATLAS, en cambio, la estimación de los efectos no perturbativos en la energía de aislamiento se efectúa evento a evento, siguiendo el método introducido en [128, 129]. En este procedimiento, la densidad de energía transversa  $\rho_{\text{iso}}$  no asociada a la interacción dura ligada a la producción del fotón (i.e. del «ambiente»), es extraída analizando los jets de bajo  $p_T$  en el evento [127]. Un algoritmo de clusterización  $k_T$  [130, 131], con parámetro de distancia  $D = 0.5$ , es aplicado sobre clusters topológicos tridimensionales<sup>3</sup> [120] reconstruidos en el calorímetro para encontrar todos los jets, con el único requerimiento que éstos tengan energía transversa total positiva. A cada jet se le asigna un área por medio de un teselado de Voronoi [132] en el espacio euclídeo  $\eta - \phi$ : cada punto dentro de un «jet» en este espacio está más cerca de su eje que de ningún otro en el evento. La densidad de energía transversa es calculada entonces para cada jet,  $\rho_{\text{iso}}^i$ , definida como la razón entre su  $p_T$  y su área. La densidad de energía asociada al evento,  $\rho_{\text{iso}}$ , es finalmente la mediana de la distribución de todas las  $\rho_{\text{iso}}^i$ . Esta definición ha mostrado —a diferencia de la media— ser poco sensible a los jets de más alto  $p_T$  en el evento, generalmente correspondientes a los productos de la interacción dura. La distribución de  $\rho_{\text{iso}}$  observada en los datos se muestra en la Fig. 5.6. Se puede observar también la distribución para eventos con sólo un vértice primario reconstruido, donde toda la contribución proviene del UE (i.e. sin *in-time pile-up*). La corrección a  $E_T^{\text{iso}}$ ,  $\mathcal{I}_{\text{amb}}$ , se obtiene multiplicando  $\rho_{\text{iso}}$  por el área de aislamiento, donde el núcleo central antes mencionado es excluido. En los datos utilizados para el presente análisis se tiene  $\langle \mathcal{I}_{\text{amb}} \rangle \sim 900$  MeV.



**Figura 5.6.** Densidad de energía subyacente estimada en datos, para los períodos G-I utilizados en este análisis. La contribución proveniente del UE se muestra por separado (en rojo), en eventos con un solo vértice primario reconstruido.

Cabe mencionar, que el ruido en el detector —principalmente aquel causado por la electrónica en el ECAL— contribuye también a la energía de aislamiento bajo esta defi-

<sup>3</sup>Los clusters topológicos se construyen a partir de una celda en el calorímetro con una relación señal/ruido  $\geq 4\sigma$ . El ruido electrónico es la contribución principal al ancho de la distribución, aunque el ruido causado por el *in-time pile-up* cobra relevancia según aumenta la luminosidad.

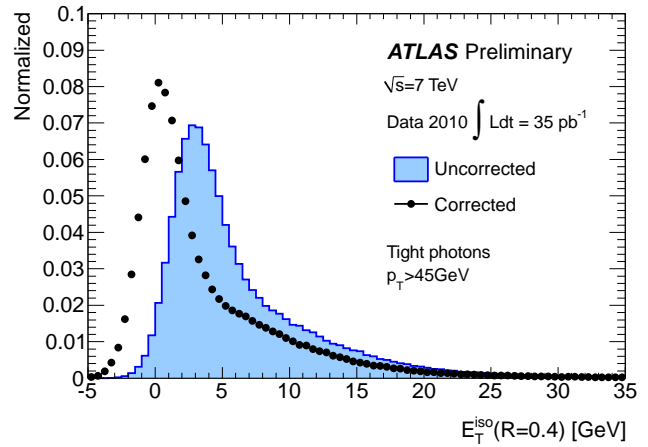
nición. Este ruido causa un *smearing* gaussiano de la distribución de aislamiento, con un ancho proporcional al tamaño del cono. Los efectos del *out-of-time pile-up* fueron hallados mínimos en los datos utilizados en este estudio, disminuyendo la energía de aislamiento en  $\lesssim 200$  MeV.

La variable de aislamiento calorimétrico,  $E_T^{\text{iso}}$ , queda finalmente definida como :

$$E_T^{\text{iso}}(R) = E_{T,\text{raw}}^{\text{iso}} - \mathcal{I}_{\text{leak}} - \mathcal{I}_{\text{amb}} = E_{T,\text{raw}}^{\text{iso}} - c_{\text{leak}}^{\text{MC}} \times E_T - \rho_{\text{iso}} \times A_{\text{iso}} \quad (5.9)$$

donde  $E_{T,\text{raw}}^{\text{iso}}$  es la variable de aislamiento sin corregir y  $A_{\text{iso}}$  es el área efectiva del cono antes descripta.<sup>4</sup> Las distribuciones de  $E_T^{\text{iso}}$  y  $E_{T,\text{raw}}^{\text{iso}}$  observada en datos se muestran en la Fig. 5.7, para fotones *tight* con  $E_T > 45$  GeV. El término dominante en la corrección a la energía de aislamiento es  $\mathcal{I}_{\text{leak}}$ , en todo el rango de  $E_T$  explorado en este análisis.

**Figura 5.7.** La variable de aislamiento calorimétrico,  $E_T^{\text{iso}}$ , antes y después de corregir, observada en los datos. Las correcciones (Ec. 5.9) tienen en cuenta tanto la fuga remanente de energía del fotón dentro del cono como la energía de la actividad total subyacente (i.e. UE/*pile-up*).



En el desarrollo de los capítulos siguientes, se define como «aislado» todo fotón que satisface  $E_T^{\text{iso}} < 3$  GeV, siguiendo la definición de la Ec. 5.9. Este valor ha sido optimizado en la simulación en términos de eficiencia de selección de señal y rechazo del fondo QCD.

### 5.3.2 Relación con el aislamiento a nivel partónico

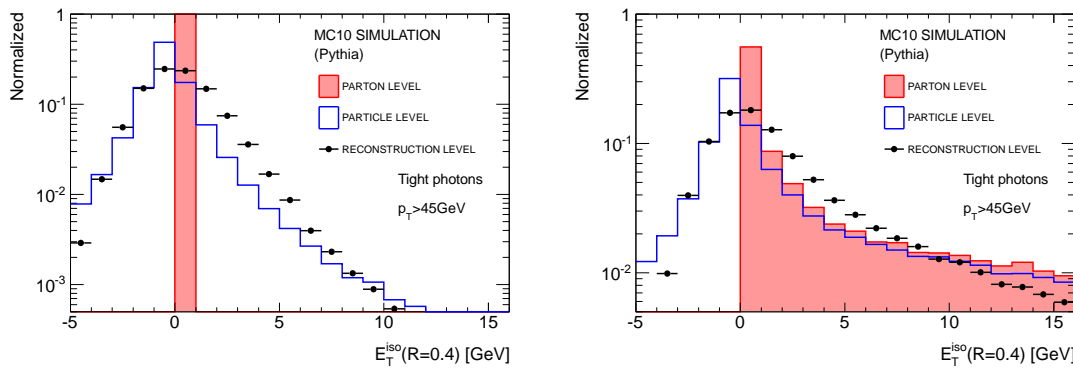
A fin de permitir una comparación de la sección eficaz de producción inclusiva de fotones aislados medida a nivel experimental con las predicciones teóricas a NLO, se deben aplicar también criterios de aislamiento durante el cálculo de estas últimas. Dentro del programa JETPHOX (Véase Sec. 2.4.3) se ha implementado una definición de aislamiento similar a la descripta en la sección anterior, donde se consideran todos los partones que yacen dentro de un dado cono alrededor del fotón. La correspondencia entre el criterio de aislamiento a nivel partónico, a nivel «partícula» (i.e. luego de la hadronización, pero sin simular la respuesta del detector) y a nivel de la reconstrucción, fue estudiada en muestras de fotones directos simuladas en PYTHIA.

<sup>4</sup>  $A_{\text{iso}} = \pi R^2 - (5 \times 0.025) \times (7 \times 2\pi/256)$ , considerando el núcleo central extraído,  $N_\eta \times N_\phi = 5 \times 7$ .

A nivel partónico, primeramente, se suman los cuadvectores de todos los partones dentro del cono de aislamiento, donde se excluye aquellos que no provienen de la interacción dura (la única simulada en JETPHOX). La energía transversa de este nuevo objeto define entonces la energía de aislamiento. El mismo procedimiento define la energía de aislamiento a nivel partícula, donde en este caso se consideran dentro del cono todas las partículas estables simuladas. Sin embargo, luego de la hadronización —dependiente de parámetros no físicos del modelo elegido— ya no es posible discernir aquellas partículas provenientes de eventos subyacentes. Los efectos del UE son tenidos en cuenta mediante la misma substracción de energía mencionada en la sección anterior. En este caso, la densidad de energía es calculada a partir de jets compuestos por las partículas del estado final (i.e. luego de la hadronización). En la Fig. 5.8, se puede observar la distribución de la energía de aislamiento en los tres niveles, para fotones directos simulados en PYTHIA. Como es de esperar el aislamiento partónico es idénticamente nulo para fotones creados en la propia interacción dura, ya que, por conservación del impulso transverso, el partón creado yace en el hemisferio opuesto al fotón. Para fotones de fragmentación, en cambio, se puede observar la cola de la distribución causada por la actividad hadrónica remanente en su vecindad luego de ser radiados. A nivel partícula, la energía de aislamiento es más similar a aquella finalmente reconstruida, ambas corregidas por la actividad subyacente en el evento.

El requerimiento de aislamiento a nivel partónico/partícula a aplicar fue elegido como aquel con la misma eficiencia para seleccionar fotones de fragmentación que el corte en  $E_T^{\text{iso}}$  a nivel del calorímetro. En estos términos, el corte  $E_T^{\text{iso}} < 3$  GeV en la energía de aislamiento reconstruida es equivalente a un corte de 4 GeV a nivel partónico/partícula. Para estos dos últimos, la diferencia de eficiencia para este criterio es  $< 1\%$ .

Este requerimiento es aplicado en JETPHOX para los cálculos de la sección eficaz a NLO (Sec. 8.3) y define la señal a estudiar en el análisis de esta tesis (i.e. la normalización de referencia en la estimación de las eficiencias descripta en los capítulos siguientes).



**Figura 5.8.** Distribución de la energía de aislamiento a nivel partónico, a nivel partícula y reconstruida, para fotones producto de la interacción dura (Izq.) y de fragmentación (Der.). La contribución del UE/*pile-up* es substráida en forma similar a nivel partícula y de la reconstrucción, estimando la densidad de energía subyacente media a partir de los jets de bajo  $p_T$  en el evento.