

# 4

---

## DATOS Y SIMULACIONES. SELECCIÓN DE EVENTOS

Desde principios del año 2010, ATLAS ha registrado las colisiones  $pp$  provistas por el LHC a una energía de centro de masa  $\sqrt{s} = 7$  TeV. En este capítulo se detallan la muestra de datos en la que se basa el análisis de esta tesis (Sec. 4.1) y la serie de simulaciones Monte Carlo utilizadas para el estudio de los procesos de producción de fotones directos y del fondo de QCD (Sec. 4.2). En la Sec. 4.3 se describe la selección de eventos aplicada, seguida de la preselección de candidatos y la definición de la región cinemática donde se realizará la medida final de la sección eficaz, presentada en el Cap. 8.

### 4.1 Muestras de Datos

El análisis desarrollado en esta tesis se basa en los datos de colisiones  $pp$  producidas por el LHC a una energía de centro de masa de 7 TeV, colectadas por el experimento ATLAS durante todo el año 2010. Estos datos corresponden a una luminosidad integrada de  $34.6 \pm 1.2 \text{ pb}^{-1}$  [109] y comprenden los períodos G-I (Tabla 4.1), durante los cuales se mantuvo una configuración similar de los parámetros del acelerador (e.g. *pile-up*). Debido, principalmente, a la distinta configuración del trigger de fotones durante los primeros meses de la toma de datos, los períodos A-F han sido excluidos, resultando en una pérdida de  $\sim 3 \text{ pb}^{-1}$  (Fig. 4.1(a)).

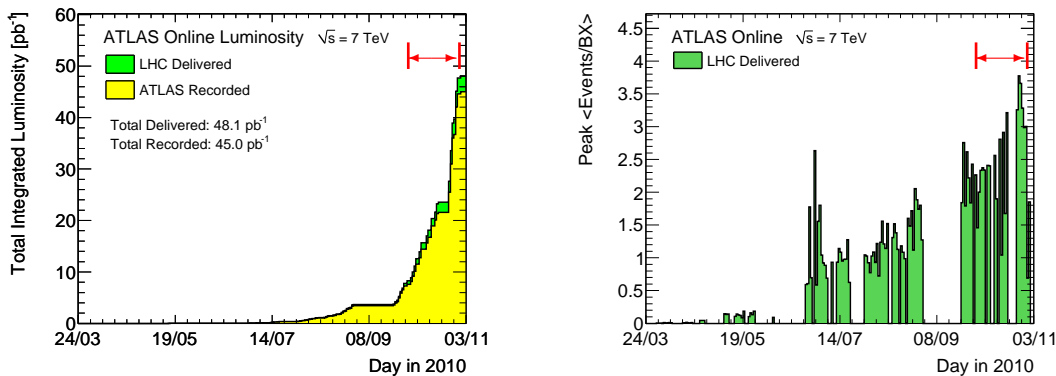
La estructura del haz de protones del LHC durante estos períodos comprende grupos de 8 *bunches* (*bunch trains*) con una separación mínima de 150 ns entre *bunches* y de 225 ns entre grupos. La luminosidad instantánea máxima fue de  $L_{\text{max}} = 2.1 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (*Run 167607*), con una estructura de 348 *bunches* distribuidos en 46 grupos. El número medio de interacciones por cruce de haces (*bunch crossing* (BC)),  $\langle \mu \rangle$ , varía de  $\sim 2$  (período G) a  $\sim 4$  (período I), como se observa en la Fig. 4.1(b).

Debido a esta estructura de *bunches* y al creciente número de interacciones por BC, es

**Tabla 4.1.** Luminosidad integrada en los períodos de toma de datos considerados en este análisis, calculada luego de aplicar la `EgammaGRL` y el trigger de fotones `g40_loose`.

Período	Sub-período	Run	Luminosidad integrada [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]
G	G1-G6	165591 - 166383	6693.18
H	H1-H2	166466 - 166964	7069.86
I	I1- I2	167575 - 167844	20787.14
Total			34550.2

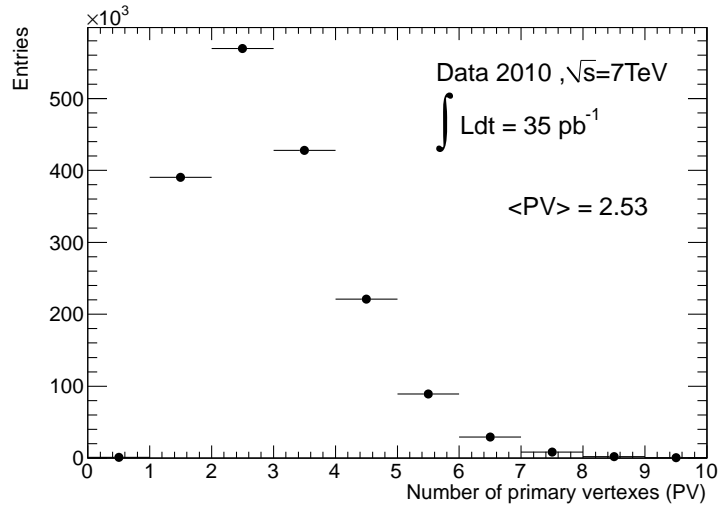
de esperar en este análisis ciertos efectos de *pile-up*, tanto *in-time* (i.e. de otras colisiones en el mismo BC) como *out-of-time* (i.e. de BCs previos, dentro del tiempo de respuesta del ECAL). La distribución del número de vértices primarios reconstruidos en el evento, considerados como una medida del *in-time pile-up* presente, se puede observar en la Fig. 4.2 para el conjunto de datos analizado en esta tesis (Véase Sec. 4.3.2 para más detalles).



**Figura 4.1.** Luminosidad integrada (a) y número medio de interacciones por colisión  $\langle \mu \rangle$  (b) durante el año 2010. Los intervalos en rojo indican los períodos utilizados en el análisis de esta tesis.

## 4.2 Simulaciones Monte Carlo

A fin de estudiar las características de los eventos de señal y fondo, diversas muestras Monte Carlo han sido simuladas usando el generador PYTHIA v6.4.21 [36], descrito en la Sec. 2.4.1. Los parámetros de generación han sido configurados según la definición oficial de ATLAS (*tune* AMBT1 [110]), con las funciones de distribución partónicas a LO\* MRST2007 [111]. La respuesta del detector es simulada mediante el programa GEANT 4 [49]. Para obtener una descripción más realista de las condiciones experimentales descritas en la sección anterior, tanto el *in-time pile-up* ( $\langle \mu \rangle = 2.2$ ) como la estructura del haz (150 ns entre *bunches*, 225 ns entre grupos) son incluidos en la simulación en la instancia de digitalización. Finalmente, estas muestras son reconstruidas con los mismos



**Figura 4.2.** Número de vértices primarios reconstruidos por evento en la muestra seleccionada para este análisis, correspondiente a los períodos G-I.

**Tabla 4.2.** Procesos elementales incluidos en las muestras de QCD simuladas con PYTHIA.

	Proceso	PYTHIA subcode
FONDO	$q_i q_j \rightarrow q_i q_j$	11
	$q_i \bar{q}_i \rightarrow q_k \bar{q}_k$	12
	$q_i q_i \rightarrow gg$	13
	$q_i g \rightarrow q_i g$	28
	$gg \rightarrow q_k \bar{q}_k$	53
	$gg \rightarrow gg$	68
	$q_i \bar{q}_i \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$	81
	$gg \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$	82
SEÑAL	$q_i \bar{q}_i \rightarrow g\gamma$	14
	$q_i g \rightarrow q_i \gamma$	29

algoritmos utilizados para los datos. Para estimar las incertezas sistemáticas introducidas por la elección del generador MC y del modelo de las lluvias partónicas, muestras alternativas son producidas con HERWIG 6.5 [37] (Sec. 2.4.2) usando la configuración de parámetros AUET1 [112], nuevamente la oficial en ATLAS. Para más detalles sobre la generación de eventos y los modelos de simulación en ATLAS véase [113].

Para el estudio de los procesos de fondo y de la contaminación de éstos en la selección de señal, se generan diversas muestras donde todos los sub-procesos  $2 \rightarrow 2$  de QCD relevantes son incluidos<sup>1</sup> (Tabla 4.2). Dado que el espectro de producción de estos procesos decae rápidamente como función de la energía transversa de los partones (o fotones) producidos, y por ende el de los falsos candidatos reconstruidos *a posteriori*, una serie de filtros es aplicada antes de la simulación completa para asegurar suficiente estadística en todo el

<sup>1</sup>en HERWIG, las muestras de QCD sólo contienen los procesos de fondo de la Tabla 4.2.

DATOS & MC. SELECCIÓN DE EVENTOS.

**Tabla 4.3.** Simulaciones Monte Carlo usadas en el presente análisis. Las muestras de QCD contienen tanto los procesos de señal como los más relevantes del fondo, detallados en la Tabla 4.2. El filtro aplicado en cada caso asegura una buena estadística total para el estudio de señal y de falsos candidatos en la selección de fotones a alto  $p_T$ .

ID	Proceso	$\sigma$ [pb]	Filtro			Eventos	Luminosidad equivalente [ pb <sup>-1</sup> ]	Generador
			Tipo	Corte [ GeV]	Eficiencia			
Geometría nominal $G$ (ATL-GEO-16-00-00)								
105802	QCD	$1.1 \cdot 10^9$	1 jet	17	$7.41 \cdot 10^{-2}$	9982561	$1.17 \cdot 10^{-1}$	PYTHIA
105807	QCD	$5.5 \cdot 10^7$	1 jet	35	$1.41 \cdot 10^{-1}$	4993048	$6.42 \cdot 10^{-1}$	PYTHIA
105814	QCD	$3.2 \cdot 10^6$	1 jet	70	$2.05 \cdot 10^{-1}$	998341	1.54	PYTHIA
105815	QCD	$1.1 \cdot 10^5$	1 jet	140	$3.36 \cdot 10^{-1}$	994829	$2.75 \cdot 10^1$	PYTHIA
105812	QCD	$6.2 \cdot 10^3$	1 jet	240	$4.33 \cdot 10^{-1}$	998093	$3.68 \cdot 10^2$	PYTHIA
115802	QCD	$1.1 \cdot 10^9$	1 prompt $\gamma$	17	$1.81 \cdot 10^{-4}$	996859	4.81	PYTHIA
115803	QCD	$5.5 \cdot 10^7$	1 prompt $\gamma$	35	$3.22 \cdot 10^{-4}$	995727	$5.66 \cdot 10^1$	PYTHIA
115804	QCD	$3.2 \cdot 10^6$	1 prompt $\gamma$	70	$4.72 \cdot 10^{-4}$	997426	$6.69 \cdot 10^2$	PYTHIA
115809	QCD	$1.1 \cdot 10^5$	1 prompt $\gamma$	140	$8.43 \cdot 10^{-4}$	996300	$1.10 \cdot 10^4$	PYTHIA
115810	QCD	$2.6 \cdot 10^3$	1 prompt $\gamma$	280	$1.34 \cdot 10^{-3}$	996711	$2.83 \cdot 10^5$	PYTHIA
115872	QCD	$9.1 \cdot 10^8$	1 prompt $\gamma$	17	$1.08 \cdot 10^{-4}$	990434	$1.04 \cdot 10^1$	HERWIG
115873	QCD	$4.4 \cdot 10^7$	1 prompt $\gamma$	35	$1.08 \cdot 10^{-4}$	987668	$2.08 \cdot 10^2$	HERWIG
115805	QCD	$2.5 \cdot 10^6$	1 prompt $\gamma$	70	$1.63 \cdot 10^{-4}$	943941	$2.26 \cdot 10^3$	HERWIG
108087	$\gamma$ -jet	$2.2 \cdot 10^5$	1 prompt $\gamma$	17	$4.61 \cdot 10^{-1}$	4994237	$4.79 \cdot 10^1$	PYTHIA
108081	$\gamma$ -jet	$1.7 \cdot 10^4$	1 prompt $\gamma$	35	$6.04 \cdot 10^{-1}$	1994599	$1.91 \cdot 10^2$	PYTHIA
108082	$\gamma$ -jet	$1.5 \cdot 10^3$	1 prompt $\gamma$	70	$6.63 \cdot 10^{-1}$	998666	$9.91 \cdot 10^2$	PYTHIA
108083	$\gamma$ -jet	83.5	1 prompt $\gamma$	140	$7.98 \cdot 10^{-1}$	998371	$1.50 \cdot 10^4$	PYTHIA
108084	$\gamma$ -jet	3.2	1 prompt $\gamma$	280	$8.56 \cdot 10^{-1}$	995770	$3.58 \cdot 10^5$	PYTHIA
108090	$\gamma$ -jet	$2.0 \cdot 10^5$	1 prompt $\gamma$	17	$4.65 \cdot 10^{-1}$	4972184	$5.44 \cdot 10^1$	HERWIG
108091	$\gamma$ -jet	$1.5 \cdot 10^4$	1 prompt $\gamma$	35	$6.02 \cdot 10^{-1}$	1819630	$2.04 \cdot 10^2$	HERWIG
108092	$\gamma$ -jet	$1.38 \cdot 10^3$	1 prompt $\gamma$	70	$6.51 \cdot 10^{-1}$	997626	$1.19 \cdot 10^3$	HERWIG
108093	$\gamma$ -jet	70.0	1 prompt $\gamma$	140	$7.75 \cdot 10^{-1}$	999285	$1.85 \cdot 10^4$	HERWIG
108094	$\gamma$ -jet	2.7	1 prompt $\gamma$	280	$8.26 \cdot 10^{-1}$	998756	$4.55 \cdot 10^5$	HERWIG
Geometría distorsionada $G'$ (ATL-GEO-16-11-00)								
115802	QCD	$1.1 \cdot 10^9$	1 prompt $\gamma$	17	$1.81 \cdot 10^{-4}$	99987	$4.82 \cdot 10^{-1}$	PYTHIA
115803	QCD	$5.5 \cdot 10^7$	1 prompt $\gamma$	35	$3.22 \cdot 10^{-4}$	99926	5.65	PYTHIA
115804	QCD	$3.2 \cdot 10^6$	1 prompt $\gamma$	70	$4.72 \cdot 10^{-4}$	99928	$6.67 \cdot 10^1$	PYTHIA
115809	QCD	$1.1 \cdot 10^5$	1 prompt $\gamma$	140	$8.42 \cdot 10^{-4}$	99895	$1.10 \cdot 10^3$	PYTHIA
115810	QCD	$2.6 \cdot 10^3$	1 prompt $\gamma$	280	$1.34 \cdot 10^{-3}$	99844	$2.83 \cdot 10^4$	PYTHIA

rango de  $E_T$  bajo estudio. Estos filtros requieren que la energía transversa en una región  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.18 \times 0.18$  alrededor de la partícula de interés supere un cierto umbral, emulando la selección a nivel calorimétrico del primer nivel del trigger. La eficiencia de este requerimiento es típicamente  $< 10\%$ . Varias muestras fueron utilizadas en este análisis, con el umbral de energía transversa del jet variando entre 17 y 240 GeV.<sup>2</sup> La lista detallada,

<sup>2</sup>conocidas como «JFXX» dentro de ATLAS, donde XX indica el requerimiento en  $E_T$  del filtro aplicado.

junto con su equivalente luminosidad integrada, se presenta en la Tabla 4.3.

Para evitar posibles efectos introducidos por el umbral de  $E_T$  del filtro, un umbral superior es utilizado a nivel de la reconstrucción en cada caso. Así, por ejemplo, se ha probado que los efectos de un umbral de filtro de 17 GeV son despreciables para energías transversas  $> 20$  GeV.

Todas las muestras de QCD simuladas con PYTHIA contienen procesos tanto de señal como de fondo. La señal incluye fotones directos provenientes de la interacción dura a LO ( $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$  ó  $qg \rightarrow q\gamma$ ) y fotones de fragmentación. Los falsos candidatos son mayormente fotones producto del decaimiento de  $\pi^0$  y  $\eta$ .

Muestras de señal fueron además generadas, conteniendo procesos con un fotón en el estado final, con dos tipos de filtros aplicados previo a la simulación completa. La primera clase de simulaciones<sup>3</sup> contiene fotones originados en la interacción dura o producto de la radiación QED de los quarks en interacción, así como fotones de fragmentación. Los eventos generados en estas muestras son similares a las de QCD ya mencionadas (i.e. los mismos sub-procesos de la Tabla 4.2 son incluidos), pero un filtro es aplicado antes de la simulación total para retener eventos con al menos un fotón generado con impulso transversal por encima de un cierto umbral, que varía entre 17 y 280 GeV para las muestras utilizadas en este trabajo. El segundo tipo de muestras consiste en eventos  $\gamma$ +jet a LO, conteniendo sólo fotones producidos vía  $qg \rightarrow q\gamma$  y  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$  con un  $p_T$  por encima de los mismos umbrales de la clase anterior. La contribución del proceso NLO  $gg \rightarrow g\gamma$  a la sección eficaz total es despreciable dentro de los regímenes cinemáticos de este estudio, por lo que no son incluidos en la simulación. Ambas clases de muestras son empleadas para estudiar la eficiencia de reconstrucción e identificación, la pureza de señal en la muestra seleccionada y el efecto de los diferentes generadores MC (PYTHIA y HERWIG) en la estimación de las anteriores.

Para estudiar el impacto de la distribución de material frente al ECAL en los diversos pasos de la selección de fotones, se han simulado las mismas muestras de señal mencionadas, pero con una geometría del detector diferente («distorsionada»)<sup>4</sup>. En esta descripción, se asume mayor cantidad de material en el volumen total del ID (5% global) y en los criostatos que contienen al ECAL, y hasta un 20% de material extra en áreas específicas del ID donde la estimación del material presente es más incierta (e.g. las estructuras de soporte del Pixel/SCT). El incremento de material frente al calorímetro electromagnético tiende, en general, a degradar la resolución del mismo y las eficiencias de reconstrucción e identificación de fotones.

En todos los estudios de señal y fondo descritos en los capítulos siguientes, los candidatos a fotones reconstruidos son asociados espacialmente con las partículas simuladas (*truth particles*), y clasificados como señal o fondo haciendo uso de la información de los ancestros de estas últimas. Esta asociación ha sido optimizada para garantizar una alta

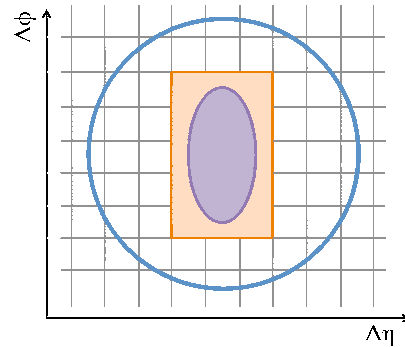
<sup>3</sup> conocidas como «DPXX» dentro de ATLAS, donde XX indica el requerimiento en  $E_T$  del filtro aplicado.

<sup>4</sup> ATL-GEO-16-11-00, referida como  $G'$  dentro de ATLAS.

eficiencia y permitir clasificar tanto candidatos reales como falsos. Primeramente, se seleccionan todas las partículas estables simuladas en el estado final, con  $p_T > 1$  GeV en el caso de partículas cargadas. Se las extrapola luego al 2<sup>do</sup> compartimiento del ECAL para obtener las coordenadas  $(\eta^t, \phi^t)$  y tener en cuenta así efectos geométricos debido al desplazamiento del vértice primario, la curvatura de los falsos candidatos por acción del campo magnético, etc. La asociación final con las coordenadas del baricentro del cluster electromagnético  $(\eta^c, \phi^c)$  se realiza de la siguiente forma, siguiendo el esquema de la Fig. 4.3:

4.3:

1. en una elipse central (en violeta) de  $0.025 \times 0.050$  en el espacio  $\eta - \phi$  ( $\sim$  el tamaño del cluster del fotón de  $3 \times 5$  celdas (en naranja)) :
  - (a) elegir el fotón con más alto  $p_T$ , probablemente responsable de la mayor deposición de energía en el cluster
  - (b) si no hay fotones, elegir la partícula con más alto  $p_T$
2. si no se ha encontrado asociación en la elipse, dentro de un cono de radio  $R = 0.1$  (en azul), escoger la partícula más cercana al baricentro del cluster, i.e. que minimiza



**Figura 4.3.** Esquema de las regiones definidas en la lógica de asociación cluster $\leftrightarrow$ partícula.

$$\Delta R^2 = (\eta^t - \eta^c)^2 + (\phi^t - \phi^c)^2$$

### 4.3 Selección de eventos

Los datos utilizados para el análisis de esta tesis, son preseleccionados según diversos criterios de calidad sobre las condiciones de funcionamiento del detector al momento de ser colectados, las características de la colisión y los requerimientos del trigger, en este caso para asegurar la presencia de al menos un candidato a fotón en el evento. A continuación se describen los detalles de cada uno de estos criterios.

#### 4.3.1 Criterios de calidad

Producto de la complejidad de un experimento de la magnitud de ATLAS y de las demandantes condiciones de funcionamiento del LHC, se pueden observar ocasionalmente ciertas ineficiencias en los diversos sub-detectores y/o en la cadena de procesamiento de los datos colectados. Para asegurar la calidad de los datos a ser considerados en los análisis físicos de ATLAS, un conjunto de criterios de calidad (*DQ flags*) [114, 115] son definidos por los grupos responsables de cada sub-detector y del análisis *offline*.

El mecanismo de selección se basa en el concepto de «bloques de luminosidad» (*luminosity blocks* (LB)). Cada toma de datos (*Run*) en ATLAS se divide en estos pequeños intervalos de aproximadamente 2 minutos, dentro de los cuales la luminosidad instantánea es esencialmente constante. A partir de las *DQ flags* se construyen entonces listas, llamadas *Good Run Lists* (GRLs), de las *Runs* y los rangos de LBs dentro de ellas que son apropiados para cada tipo de análisis. Se producen de forma centralizada para brindar listas oficiales comunes para los distintos grupos dentro de ATLAS, distribuidas en un formato XML para ser decodificadas durante el análisis final.

En esta tesis se ha utilizado la GRL definida por el grupo EGAMMA donde, además de aplicar requerimientos generales sobre la operación del experimento y la estabilidad del haz en el acelerador, se seleccionan aquellos eventos donde el detector de trazas y ambos calorímetros se encontraban funcionando en su plena capacidad.

### 4.3.2 Vértice primario

La presencia de un vértice primario (PV) reconstruido, consistente con la posición media del *beam spot* es un requerimiento general de los análisis en ATLAS. No sólo asegura (al menos) una interacción inelástica en el evento sino que da la referencia de la interacción dura para, por ejemplo, definir y corregir la posición de las partículas primarias reconstruidas en el ECAL teniendo en cuenta su geometría proyectiva. La reconstrucción del PV [116] consta de dos pasos principales:

1. Búsqueda : Una colección de vértices es construida a partir de las trazas reconstruidas en el detector interno, preseleccionadas a fin de remover aquellas producidas en interacciones secundarias.
2. Posicionamiento : La posición del vértice es determinada mediante un algoritmo de ajuste  $\chi^2$  [117] sobre el vértice y las trazas de su entorno.

Entre todos los candidatos hallados, se elige como primario aquel vértice que maximiza

$$\sum_{\text{trazas}} p_{T,i}^2.$$

Todos los eventos en este análisis poseen al menos un vértice primario reconstruido con al menos tres trazas asociadas. La distribución del número de vértices que satisfacen esta condición se muestra en la Fig. 4.2 para los períodos G-I, donde se observa un número medio de 2.5 interacciones por *bunch crossing* (i.e. *in-time pile-up*).

### 4.3.3 Trigger de fotones

Como se ha detallado en la Sec. 3.4, todo evento tiene que pasar los tres niveles del sistema de trigger para ser grabado a disco. Una descripción completa del trigger de ATLAS y su desempeño durante todo el 2010 puede encontrarse en [118].

Todos los eventos en el análisis de esta tesis deben ser aceptados por la cadena del trigger `g40_loose`, i.e. ser aceptados por el ítem `L1_EM14` en el L1 y en donde existe al menos un fotón reconstruido en el HLT con  $E_T > 40$  GeV que pasa la selección *loose* detallada en la Sec. 5.2. Este trigger se mantuvo *unprescaled* durante toda la toma de datos utilizados en esta tesis, minimizando así las incertezas estadísticas en el análisis.

## 4.4 Preselección de fotones

El análisis presentado en esta tesis tiene como objetivo la estimación de la sección eficaz diferencial de producción de fotones aislados directos como función de su energía transversa ( $E_T$ ) en la región  $45 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$ , definida en los siguientes intervalos (en unidades de GeV):

$$[45, 55) , [55 - 70) , [70, 85) , [85, 100) , [100, 125) , [125, 150) , [150, 200) \text{ y } [200, 400)$$

La medida ha sido realizada en cuatro regiones de pseudorapidez :

$$|\eta| < 0.6 , 0.6 \leq |\eta| < 1.37 , 1.52 \leq |\eta| < 1.81 \text{ y } 1.81 \leq |\eta| < 2.37$$

donde la región  $1.37 \leq |\eta| < 1.52$  es excluida, debido a las grandes incertezas esperadas en la estimación de las eficiencias de identificación detallada en el Cap. 6. Este intervalo coincide con la transición *barrel-endcap* del ECAL donde la *performance* es afectada, degradada aún más por la gran cantidad de material inactivo previo concentrado principalmente en el ID, como se ha mencionado en la Sec. 3.3.3. El valor de  $\eta$  corresponde al baricentro del cluster asociado al fotón reconstruido en la 2<sup>da</sup> capa del ECAL. La energía transversa se define a partir de la energía del cluster medida en el ECAL ( $E$ ) como :

$$E_T = \frac{E}{\cosh \eta} \quad (4.1)$$

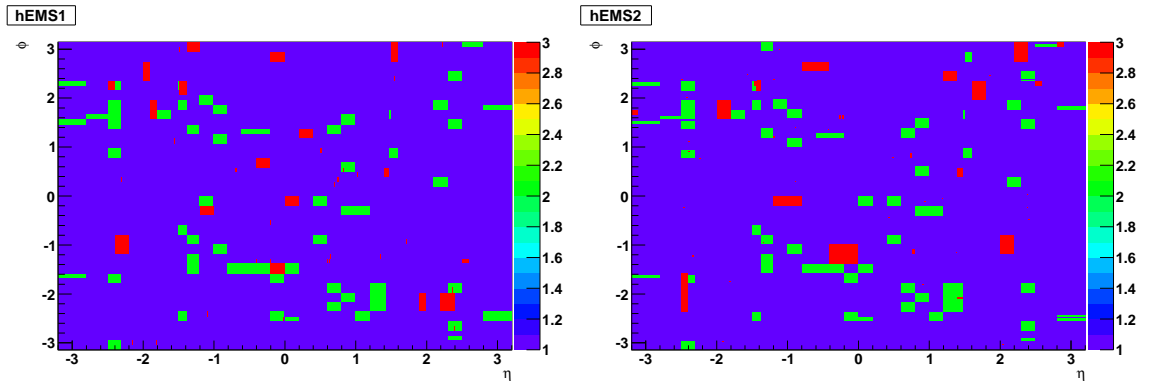
La energía de los fotones es re-calibrada durante el análisis *offline* de acuerdo a la escala de energía electromagnética extraída de los datos, a partir de la reconstrucción de la masa invariante del bosón  $Z$  en decaimientos  $Z \rightarrow ee$  [98]. Los factores de calibración son calculados como función de  $\eta$ , siguiendo la distribución de material en el detector. En la región del *barrel* (*endcap*), las correcciones a la energía son  $\lesssim 1\%$  ( $2\%$ ). Estos factores, así como las incertezas sistemáticas pertinentes, son provistos en forma centralizada<sup>5</sup> por el EGAMMA WG.

Una preselección de candidatos a fotones es impuesta sobre los eventos que cumplen los requisitos mencionados en la sección anterior, en base a ciertos criterios sobre la calidad de los clusters asociados en el calorímetro electromagnético:

---

<sup>5</sup>La *EnergyRescaler tool* [119] ha sido utilizada en este análisis para corregir la energía transversa y las variables de identificación relevantes de todos los candidatos reconstruidos.





**Figura 4.4.** Mapas de calidad de las celdas de la primera (Izq.) y segunda capa (Der.) del ECAL correspondiente al período de toma de datos de este análisis (*Run 167521*). Aquellos clusters que yacen total o parcialmente sobre las zonas rojas (= 3) —correspondientes a un OTx inoperante o a una línea de HV inactiva— son ignorados.

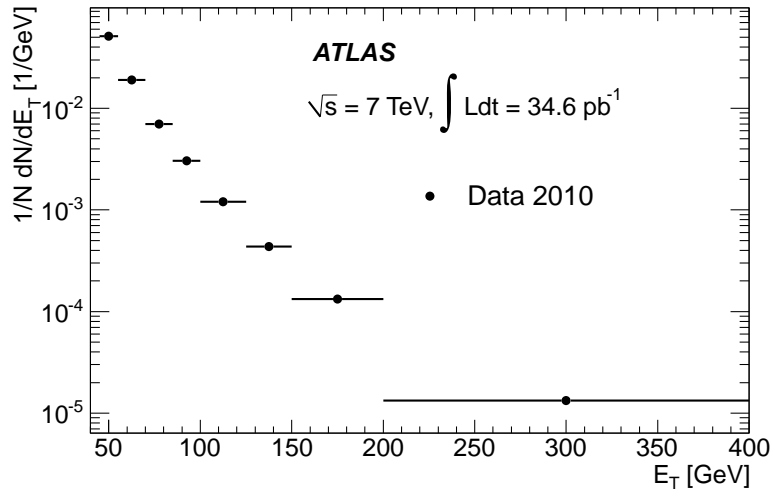
- Durante la operación del detector, los transmisores ópticos (OTx) del sistema de lectura del calorímetro electromagnético u otros circuitos pueden quedar inoperantes, afectando la señal medida. Estas fallas son monitoreadas periódicamente para construir «mapas de calidad» (*OQ maps*) de las zonas inactivas en el espacio  $(\eta, \phi)$ . En la Fig. 4.4, se pueden observar los mapas de calidad para la primera y segunda capa del ECAL, al momento de la toma de datos pertinente a este análisis.<sup>6</sup> Todo cluster es rechazado en esta instancia, si contiene alguna celda con un OTx inactivo o con problemas en la línea de alto voltaje (i.e. si se solapa con las zonas rojas del mapa de calidad).
- Para remover clusters cuyas celdas presentan una energía o una velocidad de pulso considerablemente atípica —generalmente producto de una rara fluctuación del ruido coherente en el ECAL— se requiere, en una aproximación indirecta, un jet reconstruido<sup>7</sup> de «buena calidad» dentro de un cono  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.4$  alrededor de la posición del cluster. La calidad del jet está definida como la fracción de las celdas que lo componen con un factor de calidad (*Q-factor*)<sup>8</sup> mayor a 4000. Si esta fracción excede el 80 %, el cluster asociado es descartado.

Luego de esta preselección,  $\sim 6.1\%$  de los candidatos iniciales son rechazados. La distribución de  $E_T$  para los 816000 candidatos preseleccionados se muestra en la Fig. 4.5.

<sup>6</sup>Los transmisores ópticos inactivos son reemplazados en intervenciones periódicas de mantenimiento del detector.

<sup>7</sup>En este caso se analiza la colección de jets *AntiKt4TopoEMJets*.

<sup>8</sup>El *Q-factor* mide la diferencia entre la forma del pulso medido  $s_i$  y la forma del pulso esperado  $g_i$  empleado para la reconstrucción de la energía de las celdas del ECAL, normalizada a la amplitud de señal reconstruida  $\tilde{A}$ , y se calcula como  $Q = \sum_i^{N_{\text{samples}}} (s_i - \tilde{A}g_i)^2$ .



**Figura 4.5.** Distribución de la energía transversa de todos los candidatos a fotón reconstruidos y preseleccionados en los datos, con  $45 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$  y  $(|\eta| < 1.37 \parallel 1.52 \leq |\eta| < 2.37)$ .