

8

MEDIDA DE LA SECCIÓN EFICAZ DE PRODUCCIÓN DE FOTONES DIRECTOS AISLADOS

En este capítulo se presenta la medida de la sección eficaz diferencial de producción de fotones directos aislados. En la primera sección se explican los detalles de la estimación y el método de deconvolución aplicado al espectro observado a fin de remover los efectos del detector. El tratamiento de las incertezas sistemáticas y de sus correlaciones, incluyendo aquellas estimadas en los Cap. 6 y 7, se describe en la Sec. 8.1.5. Los resultados de la medida se muestran en la Sec. 8.2, seguido de la descripción de las predicciones teóricas de la sección eficaz calculadas a NLO con el generador JETPHOX y la estimación de sus incertezas sistemáticas. La comparación final entre los resultados experimentales y la teoría es presentada en la Sec. 8.4. Se concluye el capítulo con una discusión de la sensibilidad de la función de distribución gluónica a los resultados de esta tesis, el impacto experimental sobre otras medidas dentro de ATLAS y los detalles de la futura extensión de este análisis.

8.1 Estimación de la sección eficaz diferencial

La sección eficaz diferencial media de producción de fotones directos aislados en un dado intervalo de energía transversa, $\Delta E_{T,j}^{\text{true}}$, e integrada sobre una dada región de pseudorapidez, $\eta_{k,1} \leq |\eta_k| < \eta_{k,2}$, se puede estimar como :

$$\left\langle \frac{d\sigma_j^{\text{isol},k}}{dE_T^{\text{true}}} \right\rangle = \frac{1}{\int \mathcal{L} dt} \frac{N_j^{\gamma,\text{true,isol},k}}{\Delta E_{T,j}^{\text{true}}} \quad (8.1)$$

donde $N_j^{\gamma,\text{true,isol},k}$ es el número esperado de fotones directos con una energía de aislamiento a nivel partónico < 4 GeV, y $\int \mathcal{L} dt = (34.6 \pm 1.2)$ pb⁻¹ es la luminosidad integrada

total correspondiente a los datos utilizados en este estudio. Por otro lado, experimentalmente se determina el número de fotones directos reconstruidos, $N_i^{\gamma,\text{reco,isol},k}$, con una energía de aislamiento $E_T^{\text{iso}} < 3 \text{ GeV}$,¹ como función de E_T y η . Los candidatos a fotones convertidos y no convertidos en eventos preseleccionados y aceptados por el trigger (Sec. 4.3), son reconstruidos y clasificados según se ha descrito en la Sec. 5.1. Para la reducción del fondo, debido principalmente a fotones provenientes del decaimiento de mesones livianos, se aplican los criterios de identificación *tight* detallados en la Sec. 5.2. Las eficiencias del trigger ($\varepsilon^{\text{trig}}$), reconstrucción ($\varepsilon^{\text{reco}}$) e identificación (ε^{ID}) han sido calculadas, junto a sus incertezas sistemáticas, en el Cap. 6. La primera es determinada directamente en datos mediante un método de «bootstrap», mientras que $\varepsilon^{\text{reco}}$ y ε^{ID} se derivan de simulaciones Monte Carlo generadas con PYTHIA. En la estimación de la eficiencia de identificación, se corrigen primeramente las variables de las lluvias electromagnéticas simuladas, para minimizar las discrepancias observadas en las mismas respecto a los datos. Por último, el número de fotones directos aislados ($N_i^{\gamma,\text{reco,isol},k}$) se ha estimado mediante el método de conteo bidimensional tratado en el Cap. 7, corregido por la contaminación de electrones del decaimiento electrodébil de bosones W/Z (Sec. 7.4.1).

Así, la medida de la sección eficaz en términos de los observables experimentales está dada por:

$$N_i^{\gamma,\text{reco,isol},k} = \left(\int \mathcal{L} dt \right) \varepsilon^{\text{trig}} \varepsilon_i^{\text{ID},k} \sum_j R_{ij}^k \varepsilon_j^{\text{reco},k} \Delta E_{T,j}^{\text{true}} \left\langle \frac{d\sigma_j^{\text{isol},k}}{dE_T^{\text{true}}} \right\rangle \quad (8.2)$$

donde ε_l es el valor medio de cada eficiencia en el l -ésimo intervalo de E_T y R_{ij}^k es la llamada «matriz respuesta» de la energía transversa en el k -ésimo intervalo de $|\eta|$. Los elementos de la matriz R_{ij}^k representan la probabilidad de que un fotón aislado producido con energía transversa en el intervalo del espectro $\Delta E_{T,j}^{\text{true}}$ posea —luego de pasar todos los criterios de preselección, identificación y aislamiento— una energía transversa reconstruida en el intervalo $\Delta E_{T,i}^{\text{reco}}$. Debido a efectos de aceptación y resolución finita del detector, la matriz respuesta difiere —en general— de la identidad I (i.e. $R_{ij} \neq \delta_{ij}$). Esta matriz puede ser determinada en simulaciones MC, en este caso, utilizando muestras de señal generadas con PYTHIA que contienen tanto fotones propios de la interacción dura como de fragmentación (Tabla 4.3).² Efectos de migración similares entre las distintas regiones de η son ignorados, dado el tamaño de las mismas en este análisis y la alta resolución del ECAL en esta coordenada ($\mathcal{O}(10^{-4})$).

¹de acuerdo a la correspondencia estudiada en la Sec. 5.3.2, entre el aislamiento a nivel partónico y a nivel detector.

²conocidas como *DPXX* en la jerga de ATLAS.

8.1.1 Deconvolución . El método SVD

La Ec. 8.2 sugiere la posibilidad de obtener la medida de la sección eficaz mediante la simple inversión de la matriz respuesta:

$$\left\langle \frac{d\sigma_i^{\text{isol},k}}{dE_T^{\text{true}}} \right\rangle = \frac{1}{(\int \mathcal{L} dt) \varepsilon^{\text{trig}} \varepsilon_i^{\text{reco},k} \Delta E_{T,i}^{\text{true}}} \sum_j (R^k)_{ij}^{-1} \frac{N_j^{\gamma,\text{reco,isol},k}}{\varepsilon_j^{\text{ID},k}} \quad (8.3)$$

es decir, corrigiendo el número de eventos observados por los efectos de resolución en forma directa. Sin embargo, en tal solución la matriz respuesta, calculada en simulaciones MC sobre una muestra finita, puede resultar singular. Aun en el caso en el que ésta sea invertible, el método puede ser sensible a grandes fluctuaciones estadísticas en el espectro medido y, en especial, en los elementos no diagonales de la matriz. Esto produce generalmente grandes oscilaciones espurias en el espectro corregido. Para evitar estos problemas, se han diseñado diversos métodos de deconvolución o *unfolding* [140, 141]. En este análisis se ha utilizado el método introducido en [142], basado en la descomposición en valores singulares (SVD) de la matriz R_{ij} . En este método, la «regularización» de la solución (i.e. el suavizado de la distribución deconvolucionada) se obtiene mediante un criterio de minimización discreta de la curvatura de la razón entre el espectro de energía transversa deconvolucionada y el espectro MC correspondiente, simulado en este caso con PYTHIA. Tal procedimiento, en cualquier método de deconvolución, introduce un potencial sesgo de la solución hacia la distribución MC de referencia. Para minimizar este efecto, la regularización del espectro se debe tratar cuidadosamente, como se discute en la Sec. 8.1.4. Cualquier sesgo remanente es luego evaluado y considerado dentro de las incertezas sistemáticas en la estimación de la sección eficaz final.

Asimismo, la definición de la medida en un intervalo finito de E_T puede causar un sesgo en el proceso de deconvolución. Si la migración de eventos debida a efectos de resolución es asimétrica alrededor de los límites superior e inferior del espectro, la deconvolución introducirá un sesgo en los extremos de la distribución. Los estudios realizados en pseudo-experimentos MC han mostrado que solamente el intervalo de más baja energía es afectado, consistente con la aproximación de una migración simple a primeros vecinos. Por esta razón, la deconvolución del espectro medido, y por tanto la estimación de las eficiencias y del fondo remanente, ha sido realizada en la región extendida $40 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$. Así, la medida de la sección eficaz, realizada en el rango $45 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}$, no se ve afectada por el corte inferior del espectro aplicado. En la región superior del espectro de E_T , el efecto por migración es despreciable.

8.1.2 Corrección de la resolución MC

La resolución de energía en el ECAL (Sec. 3.3.3), parametrizada de la forma $\sigma(E)/E = a/\sqrt{E} \oplus c$, se ha evaluado tanto en datos como en MC, en eventos $Z \rightarrow ee$ y $J/\psi \rightarrow ee$ [98]. En estos estudios, se puede observar que el pico de la distribución de la masa invariante correspondiente al decaimiento del bosón Z no es correctamente reproducido por la simulación, aun luego de corregir la escala de energía reconstruida (Sec. 4.4). Por otro lado, el MC describe razonablemente bien el pico de masa del decaimiento $J/\psi \rightarrow ee$ para el caso de electrones centrales, donde la resolución está dominada por el término dependiente de la energía. Las diferencias observadas a más alta energía son entonces atribuidas al término constante de la resolución y son tenidas en cuenta mediante correcciones derivadas en eventos $Z \rightarrow ee$. Estos factores de corrección han sido aplicados para redefinir³ la energía transversa de los fotones simulados en la determinación de la matriz R_{ij} .

8.1.3 Determinación de la matriz respuesta

Las matrices respuesta de la energía transversa fueron evaluadas en muestras de fotones directos simuladas con PYTHIA, en cada uno de los intervalos de pseudorapidez reconstruida. Estas matrices muestran la migración de los fotones simulados con una dada energía transversa, E_T^{true} , hacia los distintos intervalos de energía transversa reconstruida, E_T^{reco} , luego de que todos los criterios de preselección, reconstrucción, identificación (*tight*) y aislamiento ($E_T^{\text{iso}} > 3$ GeV) han sido aplicados. Para minimizar los efectos estadísticos, se ha utilizado una combinación de las muestras de fotones directos que figuran en la Tabla 4.3, cuyos umbrales de filtro (E_T^{filter}) varían entre 17 y 140 GeV. Para obtener una muestra total no sesgada, se han aplicado factores de peso a cada muestra para obtener una luminosidad equivalente común y se ha removido explícitamente el solapamiento entre el espectro de E_T de cada una, requiriendo que la energía transversa del fotón simulado —teniendo en cuenta el efecto del filtro en torno al valor de corte— sea:

$$\begin{aligned}
 E_T^{\text{filter}} = 17 \text{ GeV (ID 115802)} & \rightarrow 40 \text{ GeV} \leq E_T < 45 \text{ GeV} \\
 E_T^{\text{filter}} = 35 \text{ GeV (ID 115803)} & \rightarrow 45 \text{ GeV} \leq E_T < 85 \text{ GeV} \\
 E_T^{\text{filter}} = 70 \text{ GeV (ID 115804)} & \rightarrow 85 \text{ GeV} \leq E_T < 200 \text{ GeV} \\
 E_T^{\text{filter}} = 140 \text{ GeV (ID 115809)} & \rightarrow 200 \text{ GeV} \leq E_T < 400 \text{ GeV}
 \end{aligned}$$

La matriz respuesta obtenida, en el rango $40 \leq E_T < 400$ GeV, se observa en la Fig. 8.1 para los distintos intervalos de η . Las migraciones fuera de la diagonal —prácticamente sólo a primeros vecinos— son en todos los casos $< 20\%$, decreciendo con E_T . En general, como se aprecia de los elementos de la diagonal superior, la energía transversa reconstruida tiende a ser menor que la simulada. Como es de esperar, los efectos de resolución son más importantes en el intervalo $1.52 \leq |\eta| < 1.81$, donde se concentra la mayor cantidad

³Técnicamente, se realiza un «*smearing*» del espectro de E_T , de acuerdo a la parametrización corregida de la resolución de energía del ECAL.

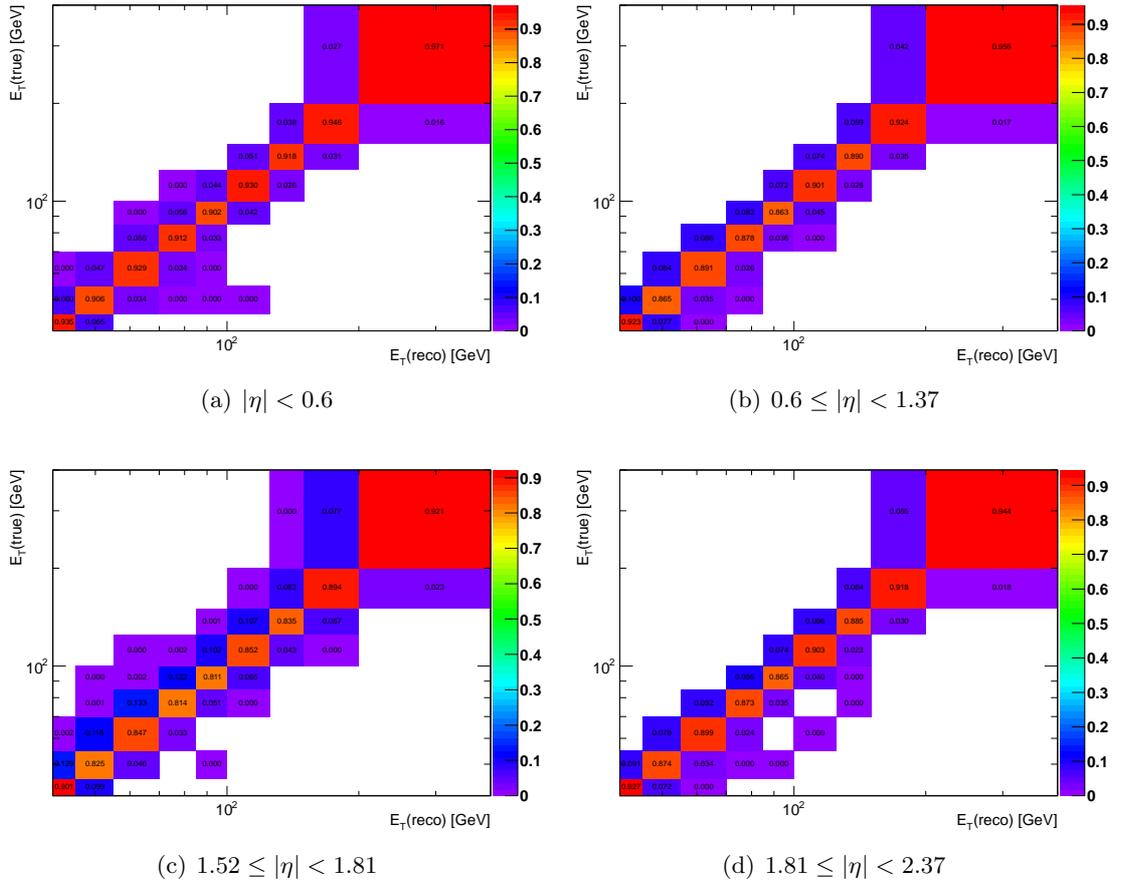


Figura 8.1. Matriz respuesta de la energía transversa (luego de aplicar todos los criterios de selección), calculada en simulaciones PYTHIA de fotones directos en las distintas regiones de η .

de material inactivo frente al ECAL. La migración ha sido estudiada separadamente para fotones convertidos y no convertidos, mostrando un efecto levemente mayor para los primeros. Por otro lado, no se han observado diferencias entre la matriz respuesta calculada para fotones producidos en la interacción dura y la correspondiente a fotones de fragmentación.

8.1.4 Regularización

La regularización de la deconvolución en el método SVD ha sido determinada según la prescripción propuesta en [142]. En una interpretación simplificada, este método representa una expansión en serie de Fourier de la razón entre la deconvolución del espectro medido en datos y la distribución simulada. Los coeficientes de esta expansión, $|d_i|$, permiten determinar la cantidad de términos estadísticamente significativos que deben retenerse a fin de obtener un resultado no sesgado en la deconvolución. Usualmente, para espectros relativamente suaves, se espera que sólo los primeros términos ($i < k$) sean significativos. Por otro lado, una regularización demasiado estricta (i.e. k pequeño) puede sesgar la distribución deconvolucionada hacia la distribución MC de referencia. En la Fig. 8.2 se

muestra la distribución de los valores de $|d_i|$ calculados en las distintas regiones de $|\eta|$. La deconvolución final se ha realizado considerando en todos los casos sólo los primeros nueve términos ($k = 9$), i.e. esencialmente sin regularización, para minimizar el sesgo antes mencionado.

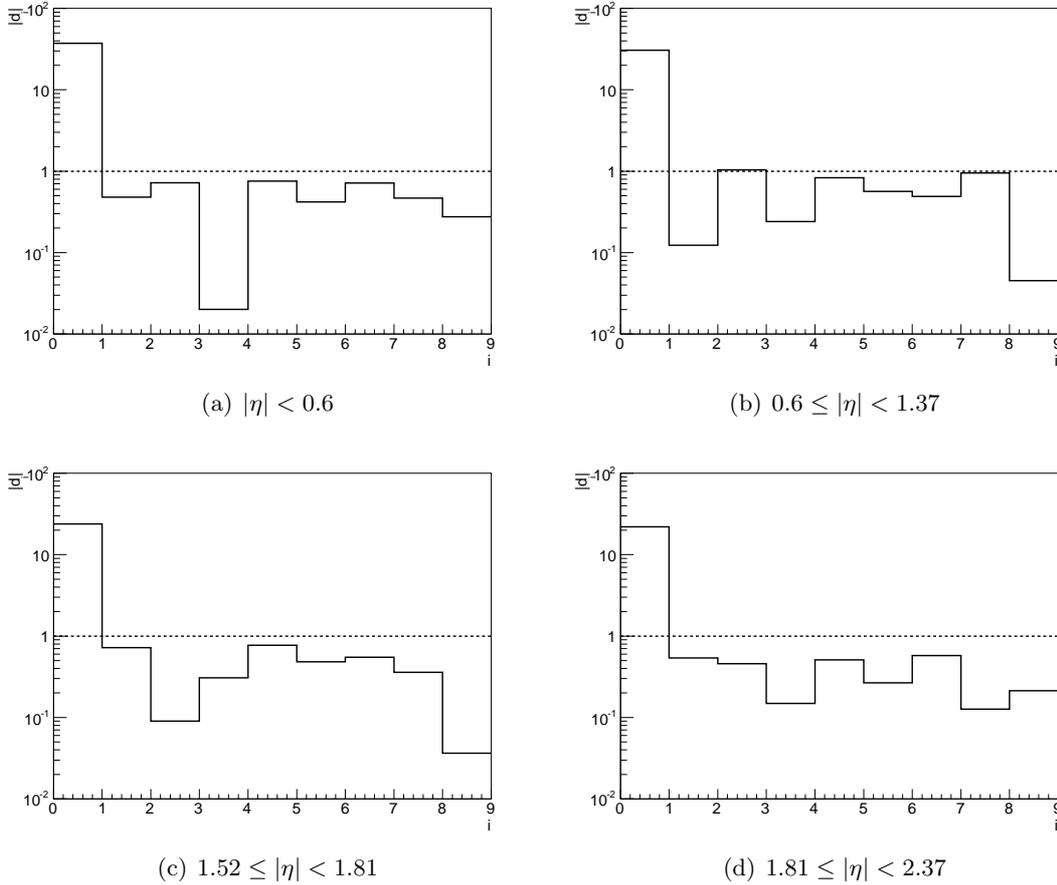


Figura 8.2. Distribución de los coeficientes $|d_i|$ en la deconvolución del espectro de energía transversa vía SVD.

8.1.5 Incertezas sistemáticas

Luminosidad

Existen dos detectores diseñados específicamente para la medida de la luminosidad en ATLAS [109]: LUCID (*LUMinosity measurement using Cherenkov Integrating Detector*) y BCM (*Beam Conditions Monitor*). La luminosidad es calculada midiendo la tasa de interacción durante la toma de datos mediante estos dispositivos dispuestos a cada lado de ATLAS, a pequeños ángulos respecto de la dirección del haz. La calibración absoluta se ha determinado a partir de los parámetros del acelerador mediante una serie de estudios dedicados, conocidos como *Van der Meer scans* [143], realizados durante el mes de Octubre

del 2010. La incerteza sistemática relativa en la medida de la luminosidad integrada estimada es 3.4%, que se traduce directamente en la misma incerteza asociada en la medida de la sección eficaz.

Trigger, reconstrucción e identificación

Las diversas fuentes de incertezas sistemáticas en la estimación de las eficiencias del trigger, reconstrucción e identificación han sido descritas en detalle en el Cap. 6 y los valores estimados se resumen en la Tabla 6.7. Estas incertezas son propagadas en el cálculo de la sección eficaz suponiendo que no existe correlación entre éstas y las asociadas al método de deconvolución y a la determinación de la luminosidad integrada. En relación a aquellas derivadas en el Cap. 7, asociadas a la estimación del fondo de QCD remanente, las incertezas en la fracción de fotones de fragmentación en los datos y debido a la elección del generador Monte Carlo (PYTHIA/HERWIG) han sido tratadas como correlacionadas, mientras que las restantes han sido consideradas sin correlación durante la propagación.

Pureza

Las incertezas sistemáticas asociadas a la estimación del número de fotones de señal en la muestra final se describen en detalle en el Cap. 7 y figuran en la Tabla 7.2. Estas incertezas han sido sumadas en cuadratura a la introducida por la contaminación de electrones detallada en la Sec. 7.4.1. Como se ha mencionado en la sección anterior, las incertezas en la estimación de la pureza y de las eficiencias de reconstrucción e identificación asociadas a la composición de la señal y a la elección del generador MC han sido tratadas como correlacionadas entre sí. Las incertezas restantes se han supuesto no correlacionadas durante su propagación en el cálculo de la sección eficaz.

La estabilidad de la producción de fotones aislados estimada ha sido evaluada a lo largo de la toma de datos, aplicando el método de conteo bidimensional para cada *Run* separadamente. El número de eventos de señal observados por unidad de luminosidad integrada en cada *Run* se muestra en la Fig. 8.3. Se ha observado una media de ~ 4.3 eventos de señal por cada pb^{-1} colectado, estable como función del tiempo dentro de las incertezas estadísticas. Asimismo, la fracción relativa entre fotones convertidos (γ_C) y no convertidos (γ_{NC}) en la muestra final se mantuvo constante durante toda la toma de datos, $\gamma_{NC}/\gamma_C \sim 1.6$.

Deconvolución

La incerteza causada por la estadística limitada de las muestras simuladas empleadas como referencia en la determinación de la matriz R_{ij} es evaluada mediante (1000) pseudo-experimentos MC, en los que se varía la matrix respuesta vía fluctuaciones gaussianas. Las desviaciones observadas en el espectro deconvolucionado por el uso de cada una de

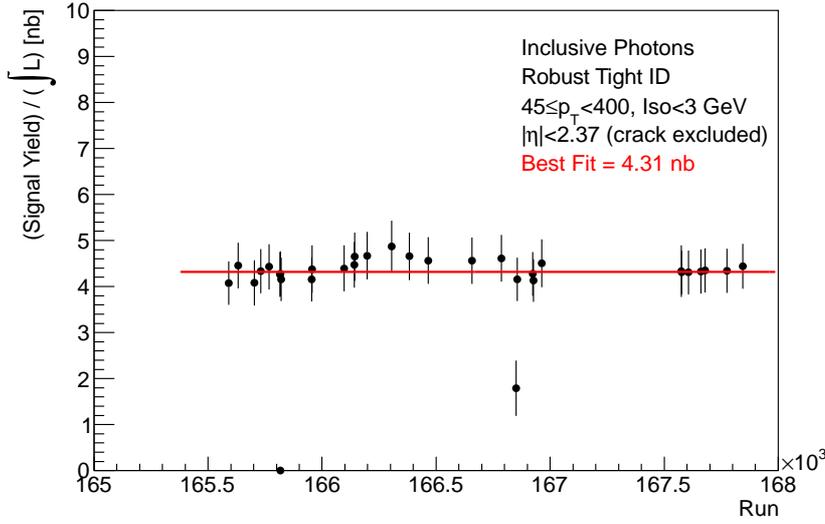


Figura 8.3. Número de fotones directos estimados con el método de conteo bidimensional en cada toma de datos (Run) para los períodos analizados en este estudio.

estas nuevas matrices, con respecto al caso nominal, resultaron menores al 2% en todas las regiones de η .

Si bien los métodos de deconvolución están diseñados para minimizar la dependencia de la distribución MC subyacente, en algunos casos se pueden observar efectos remanentes. Esto fue estudiado en pseudo-experimentos usando diferentes muestras de señal simuladas con PYTHIA y HERWIG, cuyas diferencias en el espectro de E_T se consideran una estimación razonable de la exactitud con que el MC describe la distribución en los datos. La diferencia relativa entre la sección eficaz estimada usando ambos espectros de referencia varía entre 1% y 3%. Conservativamente, se ha asignado un 3% de incerteza por este efecto, constante con E_T y η . Asimismo, los resultados se mostraron poco sensibles al grado de regularización del espectro (i.e. $k = 2, 5, 9$), dentro de las incertezas estadísticas y sistemáticas del método.

La incerteza en la determinación de la sección eficaz asociada a la resolución de la energía transversa en el ECAL —que afecta directamente a la matrix respuesta— se ha evaluado variando las correcciones aplicadas al MC descritas en la Sec. 8.1.2 dentro de sus incertezas. Las matrices respuesta son recalculadas en cada caso y utilizadas para deconvolucionar el espectro de E_T medido. Las diferencias respecto al espectro nominal fueron $\lesssim 1\%$, en todos los intervalos de E_T y η .

Por último, los resultados del método SVD fueron comparados con los obtenidos mediante una técnica alternativa, más simple, conocida como «corrección *bin-by-bin*». En ésta, se supone que los elementos fuera de la diagonal de la matrix respuesta equivalen a pérdidas de aceptación, por lo que basta con calcular los elementos diagonales R_{ii} de la Ec. 8.2. Estos elementos han sido extraídos en muestras MC de fotones directos generadas

con PYTHIA y aplicados como factores de corrección por los efectos de resolución y escala de energía en el espectro. Los valores de la sección eficaz finalmente obtenidos con esta técnica se mostraron en muy buen acuerdo con los estimados por el método SVD.

8.2 Resultados de la medida

La sección eficaz diferencial de producción de fotones directos aislados medida como función de E_T en las distintas regiones de pseudorapidez se muestra en la Fig. 8.4. Los valores centrales y las incertezas sistemáticas estimadas se listan en la Tabla 8.1. Las distintas fuentes de incerteza sistemática y el tratamiento de sus correlaciones han sido discutidas en la sección anterior. La incerteza total en la medida se obtiene como la suma cuadrática de todas las contribuciones individuales. En la Sec. 8.4 se presenta la comparación de los resultados de la medida con las predicciones teóricas a NLO, cuyo cálculo se detalla a continuación.

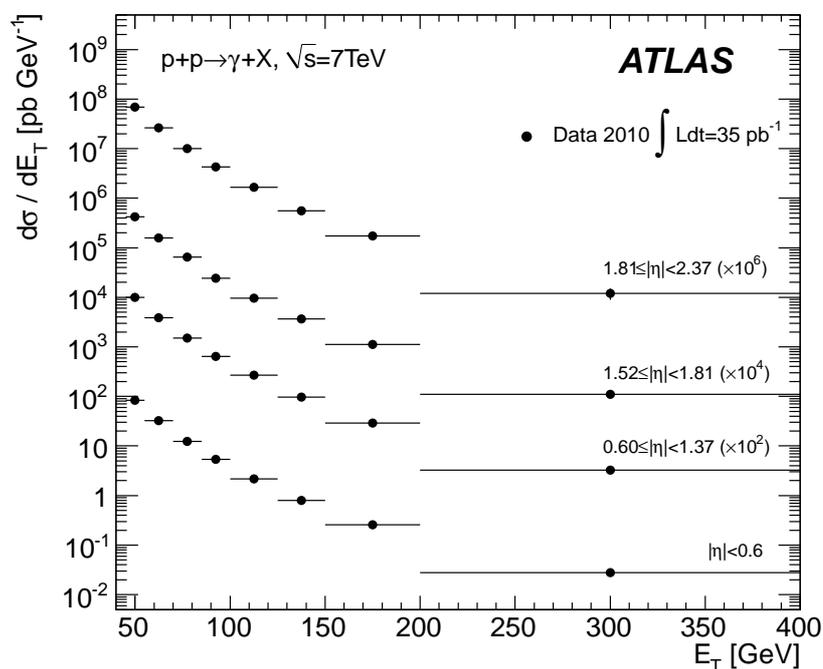


Figura 8.4. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados, medida como función de la energía transversa del fotón en las regiones $|\eta| < 0.6$, $0.6 \leq |\eta| < 1.37$, $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $1.81 \leq |\eta| < 2.37$. La medida en cada región de η ha sido normalizada por un factor arbitrario para facilitar la presentación.

Tabla 8.1. Sección eficaz de producción de fotones directos aislados, con sus incertezas estadísticas y sistemáticas, medida como función de E_T en las distintas regiones de η . La incerteza total ($\delta\sigma_{tot}$) se obtiene como la suma cuadrática de todas las fuentes de incerteza, excepto $\delta\sigma_{lumi}$ asociada a la determinación de la luminosidad integrada.

$ \eta < 0.6$										
E_T^{\min} [GeV]	E_T^{\max} [GeV]	$d\sigma/dE_T$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{stat}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{yield}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{efficiency}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{corr}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{unfolding}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{tot}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{lumi}$ [pb/GeV]	
45	55	83.3	0.5	4.8	3.3	3.4	2.5	7.2	2.8	
55	70	32.7	0.3	1.8	1.2	1.2	1.0	2.7	1.1	
70	85	12.3	0.2	0.6	0.4	0.4	0.4	0.9	0.4	
85	100	5.3	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2	0.4	0.2	
100	125	2.2	0.05	0.09	0.08	0.07	0.07	0.2	0.07	
125	150	0.80	0.03	0.03	0.03	0.02	0.03	0.06	0.03	
150	200	0.26	0.01	0.01	9×10^{-3}	7×10^{-3}	8×10^{-3}	0.02	9×10^{-3}	
200	400	2.8×10^{-2}	2×10^{-3}	2×10^{-3}	1×10^{-3}	4×10^{-4}	8×10^{-4}	3×10^{-3}	9×10^{-4}	
$0.6 \leq \eta < 1.37$										
E_T^{\min} [GeV]	E_T^{\max} [GeV]	$d\sigma/dE_T$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{stat}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{yield}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{efficiency}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{corr}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{unfolding}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{tot}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{lumi}$ [pb/GeV]	
45	55	99.0	0.7	8.1	4.4	3.8	3.0	10.4	3.4	
55	70	38.9	0.3	3.0	1.7	1.2	1.2	3.9	1.3	
70	85	14.9	0.2	1.1	0.7	0.4	0.5	1.4	0.5	
85	100	6.3	0.1	0.4	0.3	0.1	0.2	0.6	0.2	
100	125	2.7	0.06	0.2	0.1	0.06	0.08	0.2	0.09	
125	150	1.0	0.03	0.06	0.04	0.02	0.03	0.1	0.03	
150	200	0.29	0.01	0.02	0.01	7×10^{-3}	9×10^{-3}	0.03	0.01	
200	400	3.2×10^{-2}	2×10^{-3}	3×10^{-3}	2×10^{-3}	9×10^{-4}	1×10^{-3}	4×10^{-3}	1×10^{-3}	
$1.52 \leq \eta < 1.81$										
E_T^{\min} [GeV]	E_T^{\max} [GeV]	$d\sigma/dE_T$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{stat}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{yield}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{efficiency}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{corr}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{unfolding}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{tot}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{lumi}$ [pb/GeV]	
45	55	41.9	0.4	4.6	3.1	1.2	1.3	5.8	1.4	
55	70	15.7	0.2	1.6	1.0	0.4	0.5	2	0.5	
70	85	6.4	0.2	0.5	0.4	0.2	0.2	0.7	0.2	
85	100	2.4	0.08	0.2	0.2	0.05	0.08	0.3	0.08	
100	125	1.0	0.04	0.07	0.08	0.02	0.03	0.1	0.03	
125	150	0.36	0.02	0.03	0.03	8×10^{-3}	0.01	0.05	0.01	
150	200	0.11	9×10^{-3}	0.01	7×10^{-3}	3×10^{-3}	4×10^{-3}	0.02	4×10^{-3}	
200	400	1.1×10^{-2}	1×10^{-3}	1×10^{-3}	8×10^{-4}	2×10^{-4}	3×10^{-4}	2×10^{-3}	4×10^{-4}	
$1.81 \leq \eta < 2.37$										
E_T^{\min} [GeV]	E_T^{\max} [GeV]	$d\sigma/dE_T$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{stat}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{yield}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{efficiency}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{corr}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{unfolding}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{tot}$ [pb/GeV]	$\delta\sigma_{lumi}$ [pb/GeV]	
45	55	68.9	0.6	7.6	3.8	3.9	2.1	9.6	2.3	
55	70	26.4	0.3	2.7	1.3	1.3	0.8	3.3	0.9	
70	85	10.0	0.2	0.9	0.5	0.5	0.3	1.2	0.3	
85	100	4.2	0.1	0.3	0.3	0.2	0.1	0.5	0.1	
100	125	1.7	0.06	0.1	0.1	0.08	0.05	0.2	0.06	
125	150	0.55	0.03	0.03	0.03	0.02	0.02	0.06	0.02	
150	200	0.17	0.01	0.01	0.01	6×10^{-3}	6×10^{-3}	0.02	6×10^{-3}	
200	400	1.2×10^{-2}	1×10^{-3}	6×10^{-4}	3×10^{-3}	3×10^{-4}	4×10^{-4}	3×10^{-3}	4×10^{-4}	

8.3 Cálculos teóricos

Las predicciones teóricas de la sección eficaz de producción inclusiva de fotones aislados como función de E_T han sido obtenidas, para cada intervalo de pseudorapidez bajo estudio, mediante el generador MC JETPHOX [29,31,144].⁴ Este generador a nivel partónico implementa el cálculo a NLO en pQCD e incluye la contribución tanto de fotones de la interacción dura como de fragmentación en la sección eficaz total (Sec. 2.4.3). Para la estimación de los valores centrales, se han utilizado las funciones de fragmentación BFG II a NLO [145] y las funciones de distribución partónica (PDFs) CTEQ 6.6 [25], provistas en el paquete LHAPDF [146]. La elección de escalas, PDFs y evaluación de las incertezas asociadas sigue las recomendaciones oficiales de ATLAS [147], de los autores de JETPHOX y del PDF4LHC WG [148,149].

El criterio de aislamiento a nivel partónico aplicado durante el cálculo, similar al definido a nivel experimental, requiere que el momento total transversal alrededor del fotón (p_T^{had}), en un cono de radio $R = 0.4$ en el plano $\eta - \phi$ transversal a la dirección del mismo, sea menor que un dado umbral (E_T^{cut}):

$$p_T^{\text{had}} < E_T^{\text{cut}} , \quad \text{para } (\eta - \eta^\gamma)^2 + (\phi - \phi^\gamma)^2 < R^2 \quad (8.4)$$

donde en este caso se ha definido $E_T^{\text{cut}} = 4$ GeV. Las incertezas introducidas por tal elección en las predicciones teóricas se describen a continuación, junto a las restantes fuentes de incerteza.

8.3.1 Incertezas sistemáticas

Aislamiento

La deconvolución SVD del espectro de energía transversa permite determinar la sección eficaz diferencial a nivel partícula, removiendo los efectos de aceptación y resolución finita del detector. Por otro lado, las predicciones teóricas a NLO se realizan a nivel partónico. Como se ha discutido en la Sec. 5.3.2, sin embargo, luego de las correcciones aplicadas a nivel partícula para remover los efectos no perturbativos que contribuyen a la energía de aislamiento, los criterios de aislamiento aplicados al nivel partónico/partícula resultan compatibles. Así, la diferencia observada en la sección eficaz diferencial por la aplicación del corte de aislamiento (4 GeV) a nivel partónico o a nivel partícula es $< 1\%$, y es ignorada en el cálculo de las predicciones a NLO (i.e. ninguna corrección se ha aplicado al nivel partónico para su comparación con la medida experimental).

La elección del corte de aislamiento a aplicar en JETPHOX responde asimismo a la equivalencia observada entre el requerimiento a nivel partónico/partícula ($E_T^{\text{iso,part}}$) y el corte aplicado a nivel experimental ($E_T^{\text{iso}} < 3$ GeV) en muestras MC generadas con PY-

⁴Para este análisis se ha utilizado JETPHOX v1.2.2, disponible *online* [38]

THIA. Sin embargo, esto implica la suposición de que la distribución de energía partónica en torno al fotón está descrita similarmente en JETPHOX. Si bien la aproximación es razonable para fotones de la interacción dura, generalmente creados lejos del resto de los jets en el evento, para fotones de fragmentación el caso es más incierto. Como se ha señalado en la Sec. 2.4.4, el tratamiento de los mismos varía entre PYTHIA (\sim LO) y JETPHOX (NLO). Para tener en cuenta el potencial impacto de estas diferencias en las predicciones de la sección eficaz final, el corte de aislamiento en JETPHOX se ha variado entre 2 GeV y 6 GeV. En la Fig. 8.5 se muestra el resultado de las diferencias obtenidas ($\sim 2\%$), con respecto al valor nominal (i.e. donde $E_T^{\text{cut}} = 4$ GeV), como función de p_T y η .

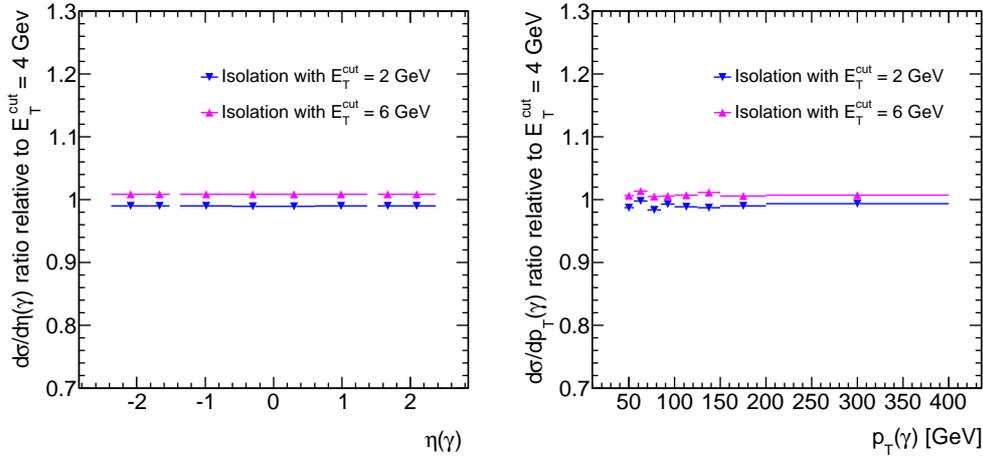


Figura 8.5. Efecto del criterio de aislamiento sobre las predicciones de JETPHOX para la sección eficaz diferencial de fotones directos aislados a NLO. Se observa la variación relativa de los resultados para una variación de ± 2 GeV en torno al valor de corte nominal (4 GeV), como función de η (Izq.) y p_T (Der.).

Escalas

En los cálculos perturbativos a NLO realizados en JETPHOX se involucran tres escalas: la escala de renormalización (μ_R) y las escalas de factorización del estado inicial (μ_F) y final (μ_f). Estas escalas intervienen en la predicción de la sección eficaz vía α_s , las PDFs y las funciones de fragmentación, respectivamente. Aunque, en principio, la sección eficaz es independiente de la escala si el cálculo se realiza a todo orden en teoría de perturbaciones, los cálculos efectivos a un orden fijo en α_s generan cierta dependencia con las mismas. Dado que estas escalas carecen de un sentido físico propio, las predicciones se consideran confiables generalmente sólo en las regiones del espacio de fase en las que la dependencia de la sección eficaz con las mismas es mínima. Este requerimiento fue estudiado en términos del llamado «Principio de Sensibilidad Mínima» que selecciona el punto estacionario de la sección eficaz como función de la variación de escala como valor central [150].⁵ Sin embargo,

⁵Esto implica encontrar un máximo o mínimo local de la sección eficaz como función de la escala.

como se detalla en [144], en el espacio de fase de interés para el presente análisis no es posible encontrar dicha escala óptima, dado que la sección eficaz a NLO es una función monótonamente decreciente con la escala. Por esta razón, se ha escogido fijar simplemente el p_T del fotón como la escala relevante del evento, $\mu_R = \mu_F = \mu_f = p_T$, que se ha utilizado como convención en otros experimentos anteriormente.

Como esta elección de escalas es arbitraria, se han estudiado las incertezas asociadas a la variación de las mismas. La incerteza total se obtiene de la combinación de las diferencias observadas en las predicciones de la sección eficaz variando cada escala independientemente (variación incoherente) o todas las escalas de forma simultánea (variación coherente). En ambos casos, las escalas se han modificado en un factor $\{0.5, 2\}$ respecto del valor nominal, es decir, se han considerado las siguientes variantes de escalas:

- $\mu_R = \mu_F = \mu_f \in \{0.5 p_T, 2.0 p_T\}$
- $\mu_R \in \{0.5 p_T, 2.0 p_T\}$, $\mu_F = \mu_f = p_T$
- $\mu_F \in \{0.5 p_T, 2.0 p_T\}$, $\mu_R = \mu_f = p_T$
- $\mu_f \in \{0.5 p_T, 2.0 p_T\}$, $\mu_R = \mu_F = p_T$

La comparación de las diferencias en la sección eficaz calculada se observa en la Fig. 8.6 para una variación coherente e incoherente, como función de E_T y η . La incerteza en la sección eficaz observada ($\sim 10\%$) está dominada por la variación en la escala de renormalización en la región $E_T < 100$ GeV y por la variación coherente de las tres escalas en la región superior del espectro. Se observa sólo una débil dependencia de la sección eficaz con la variación incoherente de las escalas de fragmentación inicial y final.

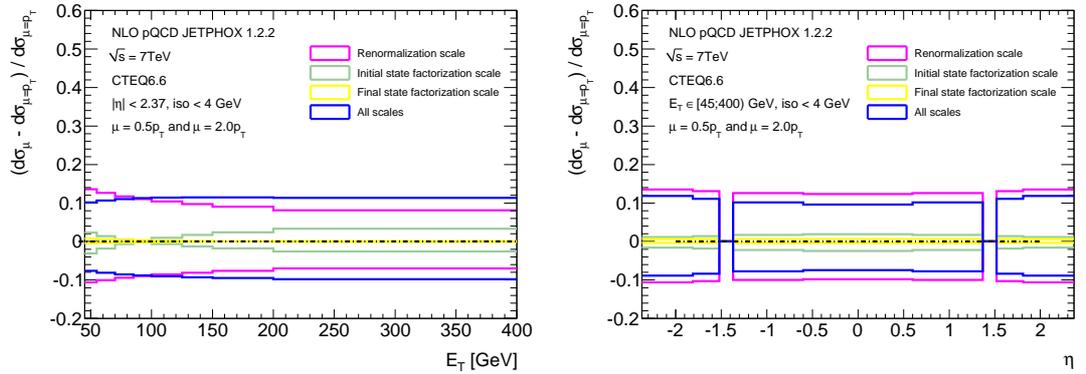


Figura 8.6. Efecto de la variación de escalas (coherente e incoherente) sobre las predicciones de la sección eficaz diferencial de fotones directos aislados en JETPHOX (CTEQ 6.6), como función de E_T (Izq.) y η (Der.).

Funciones de distribución partónica

Distintas parametrizaciones de las funciones de distribución partónica (PDFs) son provistas en el paquete LHAPDF [146], para el cálculo de la sección eficaz a NLO. En el presente análisis se ha utilizado CTEQ 6.6 [25] como PDF nominal y otras dos parametrizaciones alternativas: MSTW 2008 [26] y NNPDF 2.0 [27].

En general, cada PDF contiene una serie de pares de autovectores (x_i^\pm) que cuantifican la incerteza en cada uno de los parámetros usados en el ajuste global realizado para su determinación. A partir de las desviaciones en la sección eficaz causadas por las variaciones en cada uno de estos parámetros, se construye la banda de incerteza asociada a la PDF como:

$$\Delta\sigma^+ = \sqrt{\sum_i [\max(x_i^+ - x_0, x_i^- - x_0, 0)]^2} \quad (8.5)$$

$$\Delta\sigma^- = \sqrt{\sum_i [\max(x_0 - x_i^+, x_0 - x_i^-, 0)]^2} \quad (8.6)$$

donde la suma se realiza sobre el i -ésimo par de autovectores (x_i^+, x_i^-), en comparación con el valor central nominal x_0 . El grupo PDF4LHC [149] sugiere una banda de incerteza asociada con un nivel de confianza (CL) en los autovectores de 68 %. En el caso de CTEQ 6.6 se proveen sólo autovectores correspondientes a un 90 %CL, por lo que la incerteza estimada es dividida por un factor 1.645.

El caso en NNPDF es diferente, ya que contiene un número de réplicas N_{rep} del ajuste global, todas igualmente probables. El promedio de todas éstas es considerado como el valor central y las incertezas pueden calcularse como el límite para un 68 %CL, definido a partir de la distribución del 68 % central de las réplicas, o calculando la desviación como:

$$\Delta\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_{rep} - 1} \sum_i [x_i - \langle x \rangle]^2} \quad (8.7)$$

donde la suma se extiende sobre cada réplica x_i .

Las incertezas obtenidas para cada PDF se muestran en la Fig. 8.7, en todos los casos $\lesssim 4\%$ y decreciendo con E_T en el rango [45, 400) GeV. Se observan allí también las incertezas totales por la variación de escalas descrita en la sección anterior.

8.3.2 Predicción de la sección eficaz a NLO

Las predicciones a NLO de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados se listan en la Tabla 8.2, para las distintas PDFs bajo estudio, como función de E_T y η . La incerteza total está dominada por aquella asociada a la variación de escalas ($\sim 10\%$). Si bien las incertezas son similares en las tres parametrizaciones, se puede observar una clara diferencia en el valor central obtenido con cada una (Fig. 8.7). Los valores esperados

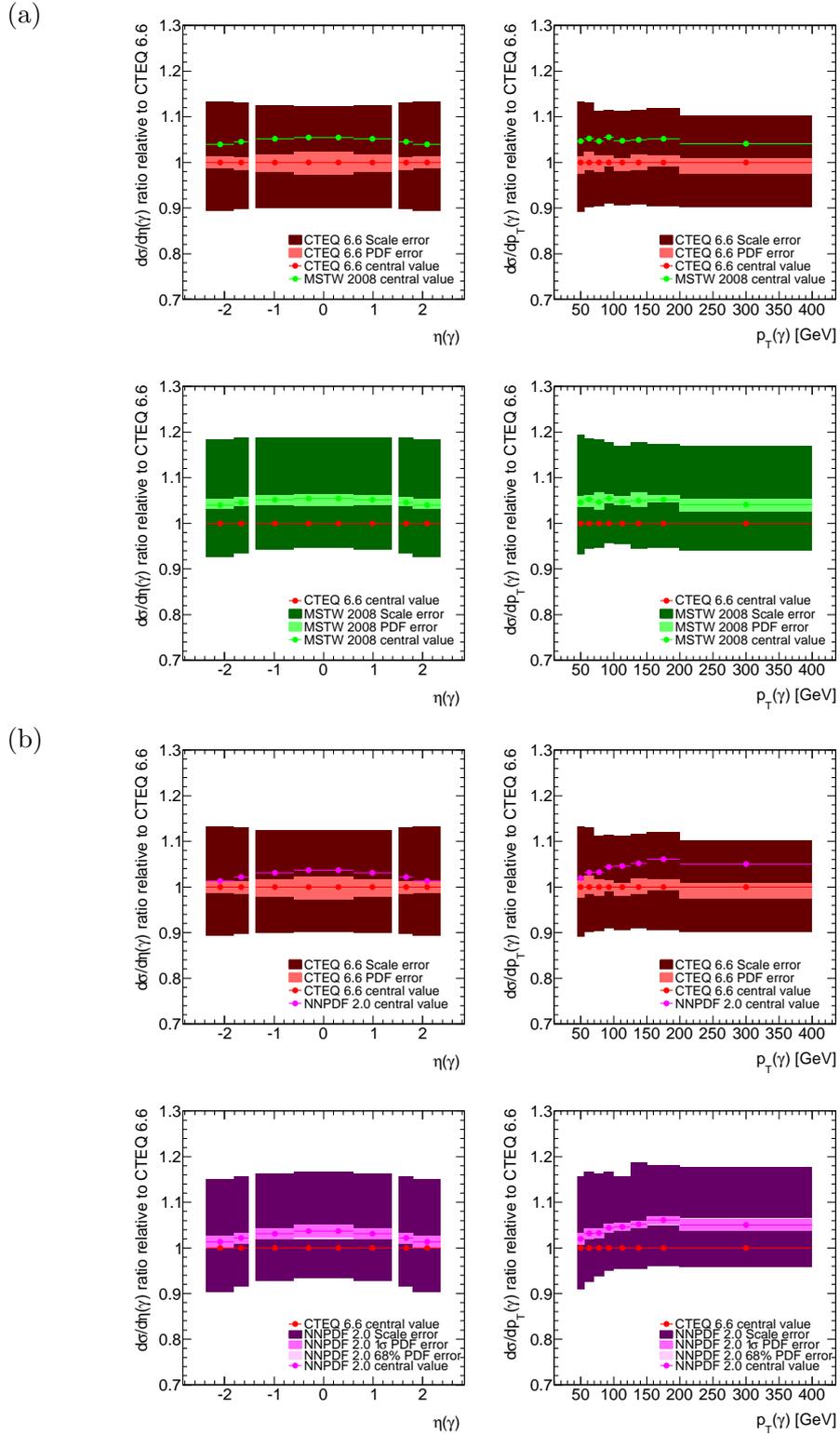


Figura 8.7. Comparación de las incertezas en las predicciones de la sección eficaz asociadas a la PDF en el caso de a) CTEQ 6.6 (rojo) vs MSTW 2008 (verde) y b) CTEQ 6.6 (rojo) vs NNPDF 2.0 (violeta). Los valores centrales obtenidos con cada PDF se muestran en ambos casos a modo de referencia.

Tabla 8.2. Predicción a NLO para $d\sigma/dp_T$ [pb GeV⁻¹] y sus incertezas estadísticas y sistemáticas, como función de p_T y η , para las distintas PDFs: CTEQ 6.6, MSTW 2008 y NNPDF 2.0.

 Intervalos de η : A) $|\eta| < 0.6$, B) $0.6 \leq |\eta| < 1.37$, C) $1.52 \leq |\eta| < 1.81$, D) $1.81 \leq |\eta| < 2.37$.

 Intervalos de p_T (en GeV): 1) [45,55), 2) [55,70), 3) [70,85), 4) [85,100), 5) [100,125), 6) [125,150), 7) [150,200), 8) [200,400).

p_T	$ \eta $	CTEQ	Stat	Scale	PDF	MSTW	Stat	Scale	PDF	NNPDF	Stat	Scale	PDF
1	A	79.72	± 0.16	+10.47 -8.25	+1.84 -2.85	83.88	± 0.17	+11.40 -8.93	+1.89 -0.77	82.71	± 0.21	+10.36 -9.07	+1.28 -1.28
2	A	30.08	± 0.06	+3.66 -2.92	+1.20 -0.34	31.74	± 0.06	+3.99 -3.17	+0.15 -0.87	30.96	± 0.11	+4.05 -2.85	+0.40 -0.40
3	A	11.12	± 0.02	+1.25 -1.01	+0.12 -0.67	11.77	± 0.02	+1.36 -1.10	+0.15 -0.58	11.61	± 0.07	+1.49 -1.01	+0.20 -0.20
4	A	4.87	± 0.01	+0.51 -0.42	+0.16 -0.06	5.16	± 0.01	+0.56 -0.46	+0.05 -0.09	5.16	± 0.02	+0.56 -0.44	+0.06 -0.06
5	A	2.00	± 0.00	+0.20 -0.16	+0.01 -0.08	2.12	± 0.00	+0.21 -0.18	+0.04 -0.03	2.10	± 0.01	+0.21 -0.17	+0.02 -0.02
6	A	0.75	± 0.00	+0.07 -0.06	+0.02 -0.02	0.80	± 0.00	+0.08 -0.06	+0.03 -0.02	0.80	± 0.01	+0.09 -0.06	+0.01 -0.01
7	A	0.25	± 0.00	+0.02 -0.02	+0.01 -0.00	0.26	± 0.00	+0.02 -0.02	+0.00 -0.00	0.27	± 0.00	+0.03 -0.02	+0.00 -0.00
8	A	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00
1	B	100.73	± 0.20	+13.48 -10.58	+1.40 -2.97	105.77	± 0.21	+14.64 -11.43	+1.43 -1.48	103.27	± 0.27	+13.46 -10.89	+1.31 -1.31
2	B	38.18	± 0.08	+4.75 -3.78	+1.19 -0.74	40.20	± 0.08	+5.16 -4.09	+0.44 -0.98	39.49	± 0.14	+5.13 -4.06	+0.49 -0.49
3	B	14.19	± 0.03	+1.63 -1.32	+0.42 -0.15	14.97	± 0.03	+1.78 -1.43	+0.58 -0.23	14.64	± 0.09	+1.92 -1.32	+0.21 -0.21
4	B	6.24	± 0.01	+0.68 -0.55	+0.14 -0.07	6.59	± 0.01	+0.74 -0.60	+0.04 -0.11	6.57	± 0.02	+0.76 -0.60	+0.06 -0.06
5	B	2.57	± 0.01	+0.26 -0.22	+0.04 -0.05	2.71	± 0.01	+0.28 -0.23	+0.05 -0.02	2.69	± 0.01	+0.26 -0.24	+0.02 -0.02
6	B	0.97	± 0.00	+0.09 -0.08	+0.02 -0.03	1.03	± 0.00	+0.10 -0.08	+0.02 -0.03	1.01	± 0.01	+0.13 -0.09	+0.01 -0.01
7	B	0.32	± 0.00	+0.03 -0.02	+0.01 -0.00	0.33	± 0.00	+0.03 -0.03	+0.00 -0.00	0.34	± 0.00	+0.04 -0.03	+0.00 -0.00
8	B	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.03	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00
1	C	36.92	± 0.07	+5.10 -3.98	+0.48 -0.51	38.61	± 0.07	+5.52 -4.28	+0.47 -0.49	37.35	± 0.09	+5.47 -3.88	+0.47 -0.47
2	C	14.05	± 0.03	+1.81 -1.43	+0.25 -0.30	14.71	± 0.03	+1.96 -1.54	+0.40 -0.13	14.38	± 0.05	+1.80 -1.59	+0.20 -0.20
3	C	5.23	± 0.01	+0.63 -0.50	+0.11 -0.13	5.48	± 0.01	+0.68 -0.54	+0.16 -0.08	5.49	± 0.03	+0.59 -0.57	+0.07 -0.07
4	C	2.29	± 0.00	+0.26 -0.21	+0.01 -0.03	2.40	± 0.00	+0.28 -0.23	+0.04 -0.02	2.37	± 0.01	+0.30 -0.22	+0.02 -0.02
5	C	0.93	± 0.00	+0.10 -0.08	+0.02 -0.01	0.98	± 0.00	+0.11 -0.09	+0.02 -0.01	0.97	± 0.00	+0.11 -0.09	+0.01 -0.01
6	C	0.35	± 0.00	+0.03 -0.03	+0.01 -0.01	0.36	± 0.00	+0.04 -0.03	+0.00 -0.02	0.37	± 0.00	+0.05 -0.04	+0.01 -0.01
7	C	0.11	± 0.00	+0.01 -0.01	+0.00 -0.00	0.11	± 0.00	+0.01 -0.01	+0.00 -0.00	0.11	± 0.00	+0.01 -0.01	+0.00 -0.00
8	C	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00
1	D	69.20	± 0.12	+9.83 -7.63	+0.86 -0.95	72.01	± 0.13	+10.58 -8.17	+1.14 -1.00	70.04	± 0.17	+9.86 -7.86	+0.93 -0.93
2	D	26.13	± 0.05	+3.48 -2.73	+0.30 -0.63	27.20	± 0.05	+3.74 -2.92	+0.39 -0.39	26.40	± 0.09	+3.64 -2.87	+0.37 -0.37
3	D	9.57	± 0.02	+1.19 -0.95	+0.35 -0.07	9.95	± 0.02	+1.28 -1.01	+0.45 -0.20	9.66	± 0.05	+1.20 -0.94	+0.15 -0.15
4	D	4.10	± 0.01	+0.48 -0.39	+0.03 -0.07	4.25	± 0.01	+0.52 -0.42	+0.06 -0.05	4.23	± 0.01	+0.55 -0.42	+0.06 -0.06
5	D	1.61	± 0.00	+0.18 -0.15	+0.03 -0.02	1.67	± 0.00	+0.19 -0.16	+0.02 -0.04	1.63	± 0.01	+0.21 -0.15	+0.02 -0.02
6	D	0.56	± 0.00	+0.06 -0.05	+0.03 -0.00	0.58	± 0.00	+0.06 -0.05	+0.03 -0.00	0.58	± 0.00	+0.08 -0.07	+0.01 -0.01
7	D	0.16	± 0.00	+0.02 -0.01	+0.00 -0.00	0.16	± 0.00	+0.02 -0.01	+0.00 -0.00	0.17	± 0.00	+0.02 -0.02	+0.00 -0.00
8	D	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00	0.01	± 0.00	+0.00 -0.00	+0.00 -0.00

usando MSTW 2008 (NNPDF 2.0) exceden entre 3% y 5% (1% y 4%) aquellos obtenidos para CTEQ 6.6.

8.4 Comparación de los resultados experimentales con las predicciones teóricas

Los resultados de la medida de la sección eficaz de producción de fotones aislados (Tabla 8.1) se muestran en la Fig. 8.8 como función de E_T , en comparación con las predicciones teóricas a NLO obtenidas con el generador MC JETPHOX y las PDFs CTEQ 6.6 (Tabla 8.2). Las cuatro regiones de pseudorapidez analizadas han sido multiplicadas por un factor arbitrario para facilitar la presentación. La misma comparación se puede observar en las Fig. 8.9 y 8.10 para MSTW 2008 y NNPDF 2.0, respectivamente.

La incerteza en los valores medidos representa la combinación de las incertezas estadísticas y sistemáticas, siendo estas últimas las dominantes en todo el rango de E_T y η . La incerteza en la determinación de la luminosidad integrada se muestra por separado. La banda de color indica la incerteza total en las predicciones de JETPHOX a NLO. La razón entre la sección eficaz medida y esperada se muestra en las Fig. 8.8(b), 8.9(b) y 8.10(b).

Los resultados de la primera medida de ATLAS, con una luminosidad integrada de 880 nb^{-1} [11] (triángulos rojos), han sido también incluidos en la comparación. Éstos se encuentran en muy buen acuerdo —dentro de las incertezas totales— con los obtenidos en el presente análisis en la región común del espacio de fase. Asimismo, las predicciones a NLO en el rango $E_T > 25 \text{ GeV}$ se hallan en muy buen acuerdo con ambas medidas experimentales. A baja E_T , como se discute en [11], la sección eficaz predicha por JETPHOX tiende a exceder los valores medidos. Sin embargo, la comparación en esta región ($E_T \lesssim 25 \text{ GeV}$) está limitada por las grandes incertezas sistemáticas tanto en la medida como en las predicciones teóricas. A tan bajos valores de $x_T = 2E_T/\sqrt{s}$, las escalas apropiadas no están claramente definidas y el método actual para determinar las incertezas teóricas asociadas puede no ser el adecuado. Aún más, en este régimen de baja energía transversa la componente de fragmentación es la contribución más importante a la sección eficaz total, por lo que la incerteza total asociada a la predicción a NLO puede estar subestimada.

Alternativamente, en la Fig. 8.11, se muestra la razón de las predicciones NLO obtenidas con las diferentes PDFs (CTEQ 6.6, MSTW 2008 y NNPDF 2.0) con respecto a la sección eficaz de producción medida. Si bien, como se ha observado en la Sec. 8.3.2, los valores centrales obtenidos con MSTW 2008 (NNPDF 2.0) son superiores a las predicciones para CTEQ 6.6, el acuerdo con los resultados experimentales es similar en todos los casos dentro de las incertezas. La incerteza teórica dominante es la asociada a la elección de escalas ($\sim 10\%$), que limita actualmente la discriminación entre PDFs. Por esta razón, sólo las incertezas estadísticas, de la PDF y del criterio de aislamiento (2%), sumadas en cuadratura se muestran en la Fig. 8.11.

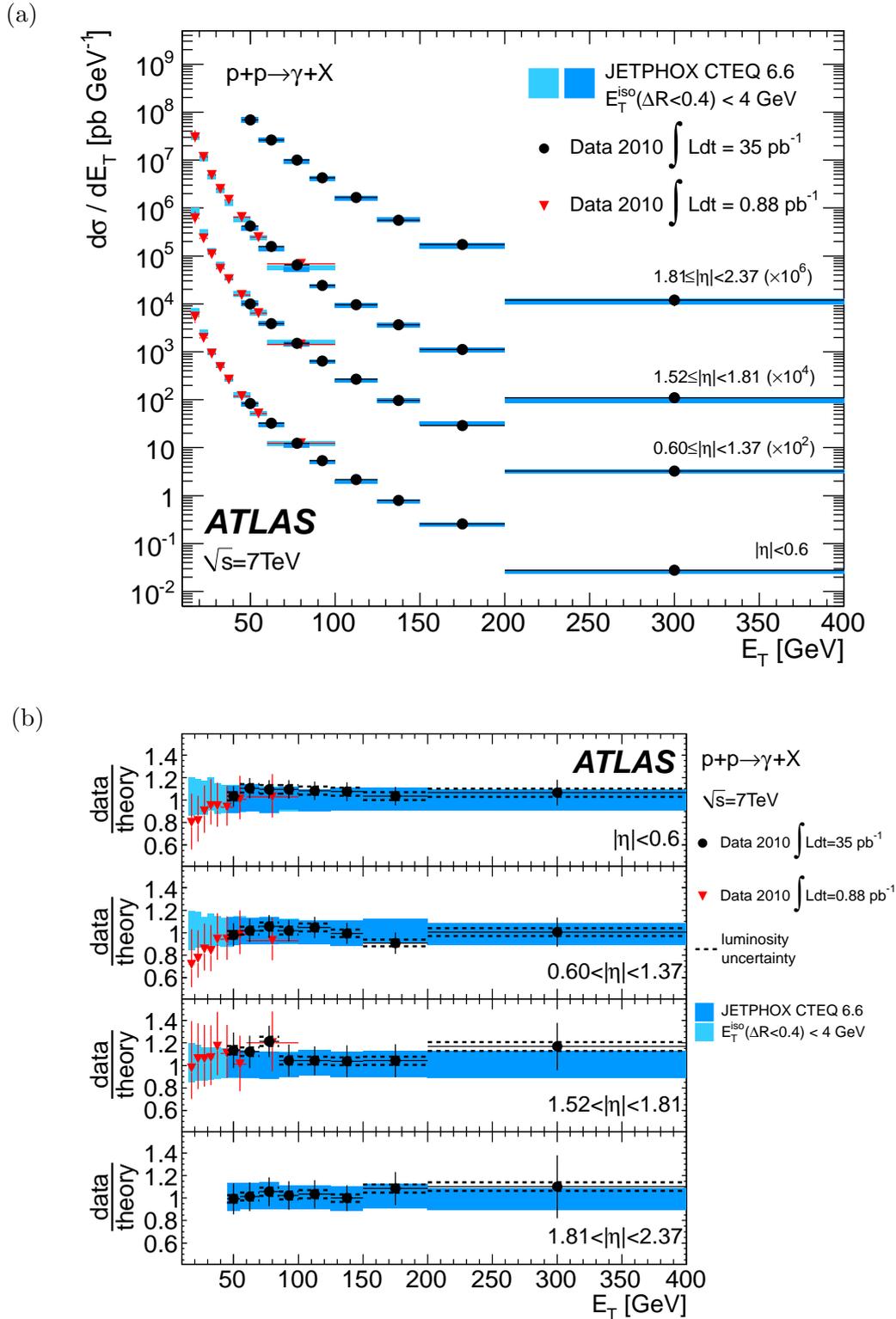


Figura 8.8. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada)(a), y la razón respectiva (b), como función de E_T en las regiones $|\eta| < 0.6$, $0.60 \leq |\eta| < 1.37$, $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $1.81 \leq |\eta| < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF CTEQ 6.6. En la región $|\eta| < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se han incluido los resultados de la primera medida de ATLAS [11].

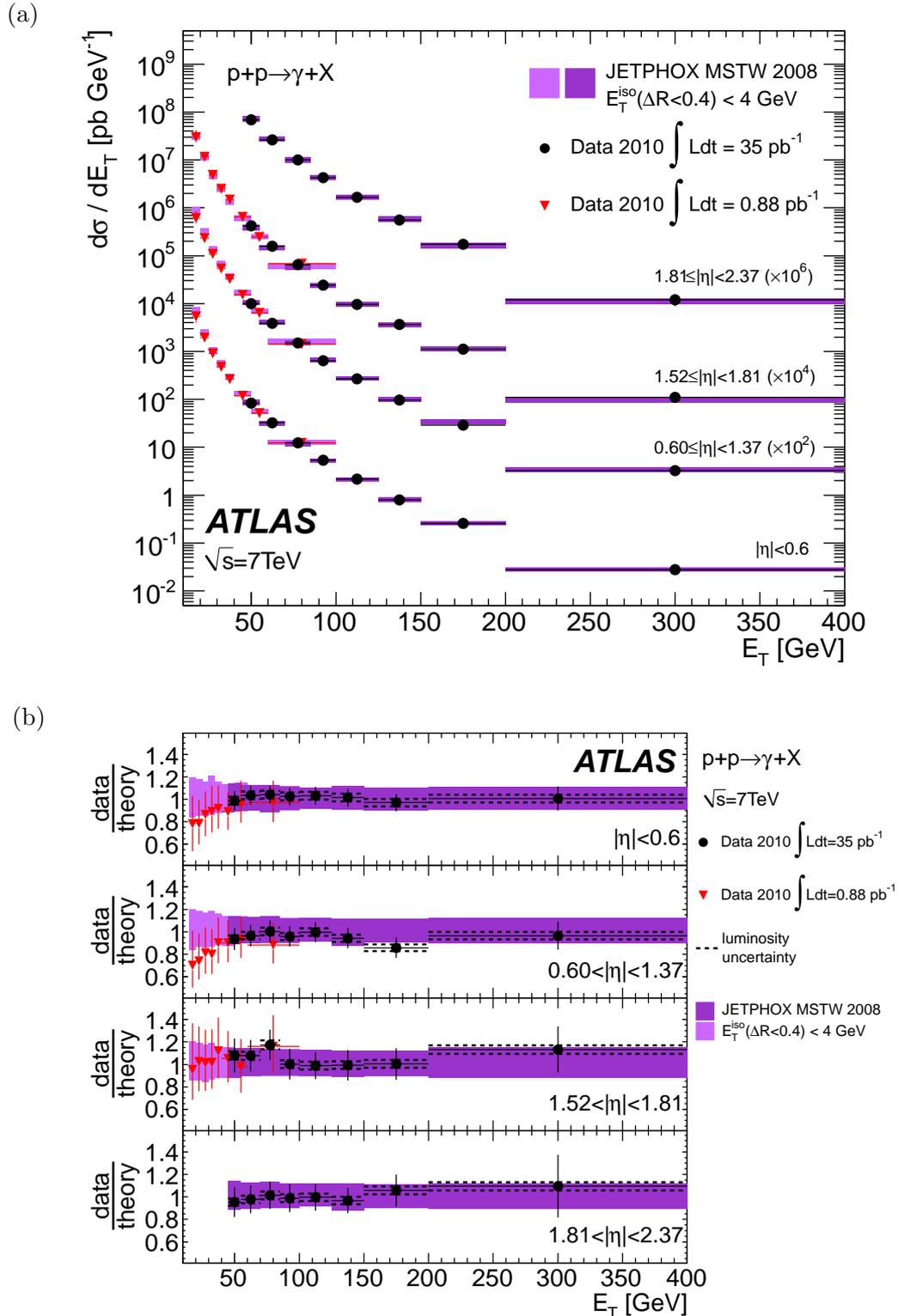


Figura 8.9. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada)(a), y la razón respectiva (b), como función de E_T en las regiones $|\eta| < 0.6$, $0.6 \leq |\eta| < 1.37$, $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $1.81 \leq |\eta| < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF MSTW 2008. En la región $|\eta| < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se han incluido los resultados de la primera medida de ATLAS [11].

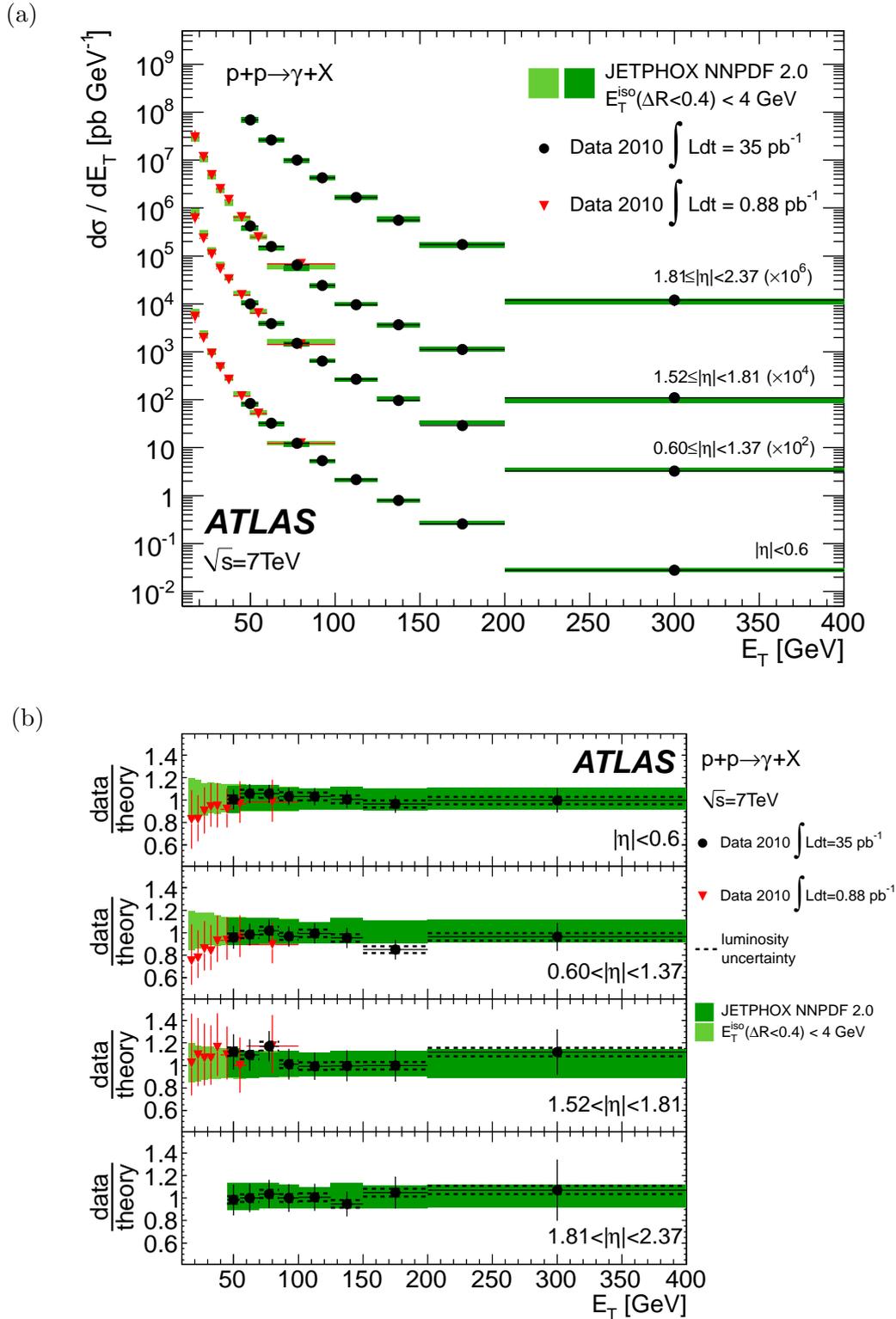


Figura 8.10. Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada)(a), y la razón respectiva (b), como función de E_T en las regiones $|\eta| < 0.6$, $0.60 \leq |\eta| < 1.37$, $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $1.81 \leq |\eta| < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF NNPFD 2.0. En la región $|\eta| < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se han incluido los resultados de la primera medida de ATLAS [11].

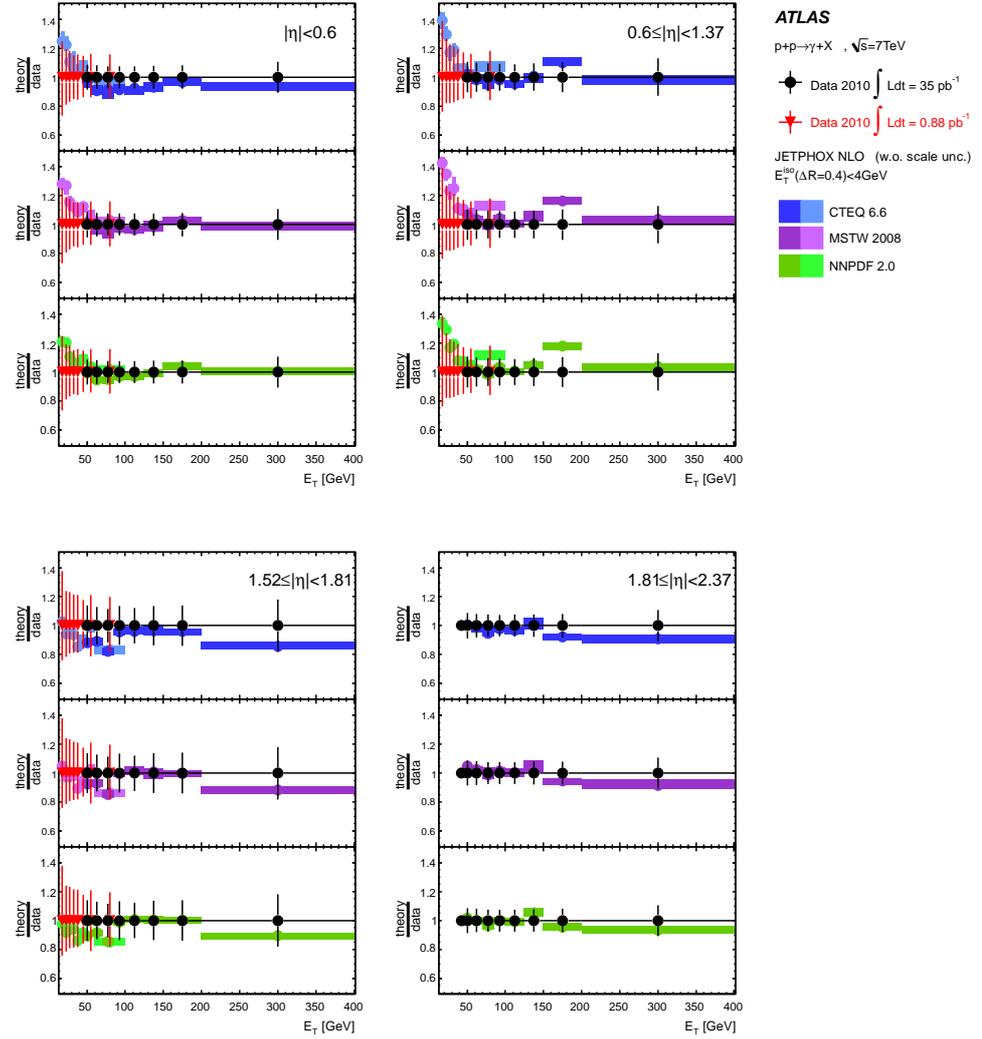


Figura 8.11. Razón entre la sección eficaz de producción de fotones aislados esperada (área en color) y medida (puntos), como función de la energía transversa del fotón en las regiones $|\eta| < 0.6$, $0.6 \leq |\eta| < 1.37$, $1.52 \leq |\eta| < 1.81$ y $1.81 \leq |\eta| < 2.37$. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando las PDFs CTEQ 6.6 (panel superior), MSTW 2008 (panel medio) y NNPDF 2.0 (panel inferior). Las incertezas de escala en las predicciones a NLO ($\sim 10\%$) han sido excluidas para esta comparación. En la región $|\eta| < 1.81$ y $E_T < 100$ GeV se muestran también los resultados previos de ATLAS [11].

8.5 Extendiendo la medida

Las definiciones de los criterios de identificación, aislamiento y el desarrollo del método de estimación del fondo remanente presentados en esta tesis han sido utilizados por una variedad de análisis dentro de ATLAS. Entre éstos se encuentran la búsqueda del bosón de Higgs via $H \rightarrow \gamma\gamma$ [133], la producción de SM $\gamma\gamma$ [151] y, particularmente, la medida de la producción (exclusiva) de fotones aislados en asociación con jets [152]. En la Sec. 8.5.1 se describen los detalles principales de este último estudio y sus resultados

más importantes. Asimismo, los datos colectados por ATLAS durante el 2011/2012 serán utilizados para complementar las medidas presentadas en esta tesis, extendiendo la región de cobertura a más altas energías (~ 1 TeV). El estado actual de tal extensión y sus resultados preliminares se presentan en la Sec. 8.5.2.

8.5.1 Sección eficaz de producción fotones directos aislados en asociación con jets

La producción de fotones directos aislados en asociación de jets en colisiones protón-protón representa —al igual que el análisis de la producción inclusiva desarrollado en esta tesis— un importante escenario de prueba de las predicciones de pQCD, permitiendo un acceso directo a la función de distribución gluónica [153, 154] vía su principal mecanismo de producción, $qg \rightarrow q\gamma$ (Véase Sec. 2.3). Por esta misma razón, el estado final en estos procesos puede ser utilizado para extraer un muestra altamente pura de jets originados por quarks [155], facilitando el estudio de la respuesta del detector a esta clase de jets, y de las propiedades y la subestructura de los mismos. El estudio de las correlaciones angulares en el sistema γ – jet puede además brindar precisión sobre las funciones de fragmentación partón-fotón [154]. Por último, el entendimiento de su tasa de producción y distribución angular es crucial en diversos análisis, e.g. la búsqueda del bosón de Higgs vía su decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ [156] del cual conforma su principal fuente de fondo.

La medida de la producción de eventos γ +jet ha sido publicada recientemente por la Colaboración ATLAS [152], utilizando todos los datos colectados durante el año 2010 (37 pb^{-1}). Este análisis extiende (en cierto modo) el presentado en esta tesis, imponiendo requerimientos explícitos sobre la presencia de jets reconstruidos en el evento. Muchos aspectos del análisis desarrollados para esta tesis han sido implementados en este nuevo estudio, como se detalla a continuación. La preselección de eventos y fotones reconstruidos sigue los mismos criterios del análisis inclusivo descritos en la Sec. 4.3 y 4.4, respectivamente, con la sola adición del trigger `g20_loose` en la región de bajo E_T^γ (< 45 GeV).⁶ En este caso se requiere que los candidatos sean reconstruidos en la región central ($\eta^\gamma < 1.37$), con $E_T^\gamma > 25$ GeV y que satisfagan los cortes de identificación *tight* (Sec. 5.2) y de aislamiento calorimétrico, $E_T^{\text{iso}} > 3$ GeV (Sec. 5.3). Los jets son reconstruidos a partir de clusters topológicos tridimensionales construidos con las celdas de los calorímetros, mediante un algoritmo *anti- k_T* [157] con parámetro $R = 0.4$. El impulso transversal reconstruido, p_T^{jet} , es luego recalibrado a la escala de energía de los jets (JES) como se describe en [158], para tener en cuenta tanto efectos de instrumentación del detector (e.g. material, no compensación) como la energía adicional por *pile-up*. Para rechazar falsos jets reconstruidos a causa de señales espurias en los calorímetros (e.g. ruido coherente en el ECAL) se aplican ciertos criterios de calidad, detallados en [158]. Se retienen finalmente los eventos con al menos

⁶El trigger `g20_loose` selecciona eventos aceptados por el `L1_EM14` en donde existe al menos un fotón *loose* con $E_T > 20$ GeV. Véase la Sec. 4.3.3 para más detalles.

un jet con $p_T^{jet} > 20$ GeV,⁷ en la región $|y^{jet}| < 4.4$ y que se encuentre a una distancia $R > 1.0$ del fotón seleccionado en el espacio $(\eta - \phi)$. Para la estimación del fondo remanente se aplicó el mismo método de conteo bidimensional detallado en el Cap. 7. La pureza de señal calculada aumenta como función de E_T^γ de 50 – 70 % ($E_T^\gamma \sim 25$ GeV) a > 95 % ($E_T^\gamma > 150$ GeV). La sección eficaz final se obtuvo mediante la corrección «bin-by-bin» mencionada en la Sec. 8.1.5, que tiene en cuenta los efectos de aceptación, resolución y las eficiencias de reconstrucción, identificación y aislamiento sobre el espectro de energía transversa reconstruida. Los factores de corrección fueron calculados en muestras MC, luego de modificar las variables de identificación según el procedimiento descrito en la Sec. 6.2.2. Las diversas incertezas sistemáticas, similares a las del análisis de esta tesis, se discuten en detalle en [152, 159].

Los resultados finales de la medida fueron comparados con las predicciones a NLO obtenidas con el generador JETPHOX, con un corte en la energía de aislamiento del fotón $E_T^{iso} < 4$ GeV⁸ y para distintas configuraciones angulares del sistema γ –jet. Se estudiaron tres regiones de rapidez del jet ($|y^{jet}| > 1.2$, $1.2 \leq |y^{jet}| < 2.8$, $2.8 \leq |y^{jet}| < 4.4$), para los casos $(\eta^\gamma \cdot y^{jet} \geq 0)$ [SS=mismo signo] y $(\eta^\gamma \cdot y^{jet} < 0)$ [OS=signo opuesto]. Esta clasificación permite la comparación con la teoría en regiones con distinto rango del momento partónico (x) y diferentes contribuciones relativas de la componente de fragmentación. Para tener en cuenta los efectos sobre p_T^{jet} de la hadronización y de la actividad subyacente no incluidos a nivel partónico,⁹ se han aplicado factores de corrección a las predicciones de JETPHOX, calculados a partir de la comparación de la sección eficaz en muestras simuladas con PYTHIA, con (σ_{on}) y sin (σ_{off}) estas contribuciones activadas. Los factores σ_{on}/σ_{off} hallados son ~ 0.9 - 0.95 a baja E_T^γ , indicando que la hadronización es el efecto dominante. El efecto neto se desvanece como función de E_T^γ , conforme se aleja del corte aplicado sobre p_T^{jet} (correlacionado a la anterior). Como se muestra en la Fig. 8.12, se ha encontrado un buen acuerdo entre los datos y las predicciones a NLO, dentro de las incertezas experimentales y teóricas, para las seis configuraciones estudiadas. Al igual que en las medidas de la producción inclusiva en el LHC [10, 11, 84], los datos se encuentran sistemáticamente por debajo de las predicciones a NLO en la región de baja E_T (< 45 GeV), posiblemente debido a la necesidad de un cálculo al siguiente nivel en teoría de perturbaciones.

8.5.2 Sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados (2011/2012)

Una continuación de la medida de la producción inclusiva de fotones aislados aquí presentada está llevándose a cabo al presente dentro de ATLAS utilizando todos los datos

⁷En caso de seleccionar más de un jet, se considera para la medida final el de más alto p_T^{jet} en el evento.

⁸Según la correspondencia de los criterios de aislamiento a nivel partónico-partícula discutida en la Sec. 5.3.2.

⁹La hadronización tiende a dispersar energía fuera del área del jet, mientras que el evento subyacente tiende a incrementar p_T^{jet} por la adición de partículas extra.

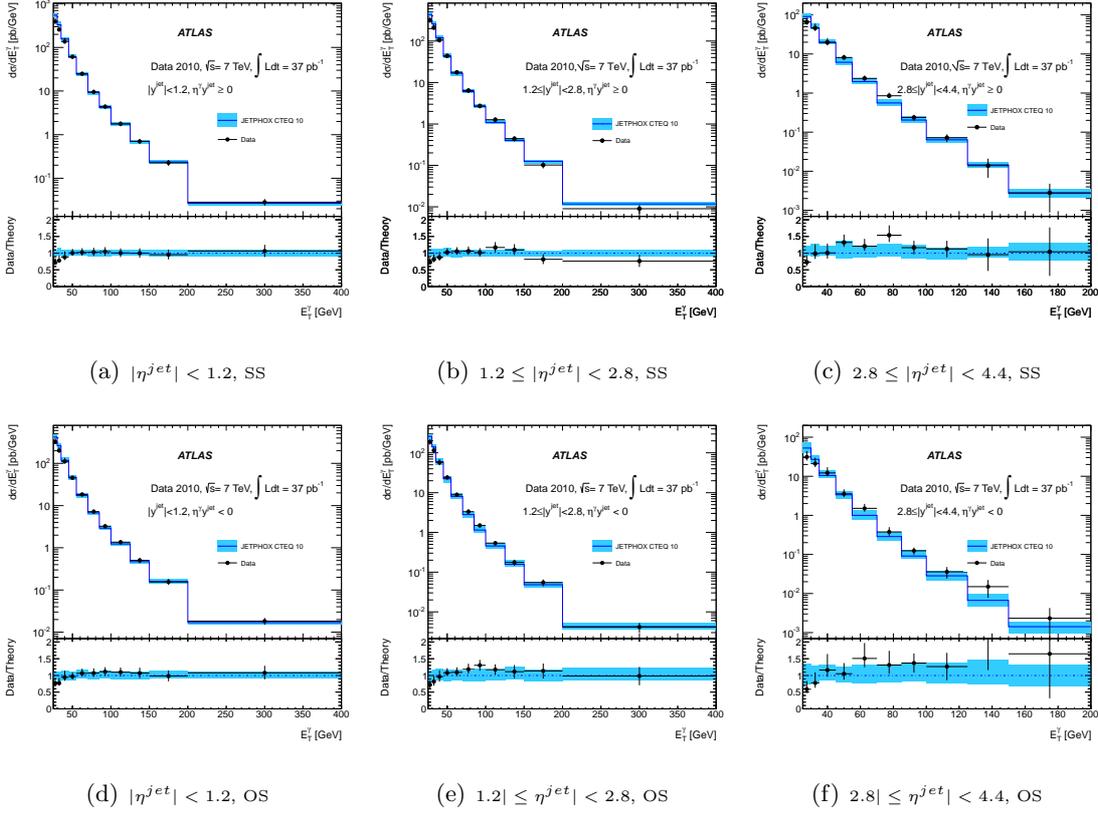


Figura 8.12. Sección eficaz de producción $\gamma + jet$ medida (puntos) y esperada (área sombreada) (panel superior), y su razón respectiva (panel inferior), como función de la energía transversa del fotón central ($|\eta^\gamma| < 1.37$) para las distintas configuraciones angulares estudiadas: $y^{jet} < 1.2$, $1.2 \leq y^{jet} < 2.8$, $2.8 \leq y^{jet} < 4.4$. [SS = ($\eta^\gamma \cdot y^{jet} \geq 0$), OS = ($\eta^\gamma \cdot y^{jet} < 0$)]. Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF CTEQ 10 [160]. Las barras verticales (bandas) representan la incerteza experimental (teórica) total.

colectados durante el 2011 ($4.9 \pm 0.2 \text{ fb}^{-1}$ [161]), que permitirán extender los resultados de la sección eficaz a la región de alta energía transversa, $100 \leq E_T < 1 \text{ TeV}$. En el último año, respecto a las condiciones del 2010, la luminosidad instantánea fue progresivamente en aumento ($\mathcal{L}_{\text{max}} = 3.65 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), debido al incremento del número de *bunches* y de protones por *bunch*. El tiempo entre *bunches* fue reducido a 50 ns, con parámetros de *squeezing* $\beta^* = 1.5 \text{ m}$ y 1 m (Sec. 3.1),¹⁰ resultando en un aumento del número medio de interacciones por *bunch crossing* ($\langle \mu \rangle = 6.3$ y 11.6 , respectivamente). Estos cambios marcaron un desafío tanto para los distintos componentes del detector y de la adquisición de datos como para los algoritmos de reconstrucción e identificación de ATLAS. Asimismo, la definición de los criterios de selección (e.g. aislamiento) han debido ser re-optimizados. Por otro lado, el conocimiento del detector y su desempeño adquirido durante los primeros años de funcionamiento del LHC han servido para refinar la simulación de la geometría de ATLAS y disponer de muestras Monte Carlo más realistas para una gran variedad de

¹⁰ β^* fue reducido durante el *Technical Stop* programado por el LHC en Septiembre.

procesos, reproduciendo las condiciones de funcionamiento del acelerador.¹¹

En esta nueva medida, los eventos preseleccionados deben figurar en la más reciente EGamma GRL, satisfacer los requerimientos sobre el vértice primario (Sec. 4.3.2) y ser aceptados por el trigger `g80_loose`, el cual se mantuvo *unprescaled* durante toda la toma de datos y es 100% eficiente en el rango de E_T considerado. Los criterios de calidad impuestos sobre los clusters reconstruidos detallados en la Sec. 4.4 han sido unificados en una variable asociada a cada candidato a electrón/fotón, conocida como *Object Quality Flag*, que codifica la información sobre la integridad de los datos, la calidad de las celdas que conforman el cluster y posibles problemas de ruido o de *hardware* en el ECAL. La muestra final se selecciona requiriendo que los candidatos satisfagan los criterios de identificación *tight* y de aislamiento calorimétrico, $E_T^{\text{iso}} < 7$ GeV. En los datos del 2011, se observa una dependencia remanente de E_T^{iso} con el número de vértices primarios reconstruidos en el evento (\sim *pile-up*), asociada a la sustracción imperfecta de la energía extra en el cono de aislamiento mediante la técnica descrita en la Sec. 5.3.1.¹² Por esta razón, se ha relajado el corte de aislamiento a fin de asegurar una alta eficiencia para seleccionar fotones directos en todo el espectro de E_T . Diversos estudios se están llevando a cabo a fin de mejorar la definición de la variable de aislamiento y minimizar el impacto del evento subyacente y del *in-time/out-of-time pile-up* en la misma [127]. La contaminación del fondo remanente se ha estimado mediante el método detallado en el Cap. 7, con la zona aislada (no aislada) consecuentemente redefinida a $<(>)7$ GeV. Se prevee que métodos alternativos (e.g. ajuste del perfil de E_T/p_T [84]) permitan el tratamiento de fotones convertidos y no convertidos separadamente.

Para la estimación de la sección eficaz se aplicó una corrección «bin-by-bin», a fin de deconvolucionar en el espectro de E_T reconstruido los efectos de aceptación, resolución y las eficiencias de reconstrucción, identificación y aislamiento. Los factores de corrección fueron calculados en las nuevas muestras simuladas de fotones directos, tras modificar las variables de identificación según el procedimiento descrito en la Sec. 6.2.2. Nuevos métodos de estimación de la eficiencia de identificación están siendo desarrollados a fin de refinar el modelado de las diferencias observadas (e.g. transformación de Smirnov) y de minimizar el uso del MC (e.g. $Z \rightarrow ll\gamma$, extrapolación $e \rightarrow \gamma$).

En la Fig. 8.13 se muestra la comparación de los resultados preliminares (internos de ATLAS) con las predicciones teóricas a LO (PYTHIA, HERWIG) y NLO (JETPHOX). En el último caso, los valores centrales corresponden a las PDFs CTEQ 10 [160] y sus incertezas sistemáticas han sido estimadas al igual que en la Sec. 8.3.1. Aun en esta versión parcial, se puede observar un razonable acuerdo entre los datos y la teoría que será finalmente cuantificado luego de la estimación de todas las incertezas sistemáticas asociadas.

¹¹La campaña de producción es referida dentro de ATLAS como MC11. Los parámetros de configuración para los distintos generadores MC se detallan en [162–164].

¹²Probablemente debido al tratamiento inconsistente del ruido en el ECAL; la corrección a E_T^{iso} (calculada sin suprimir el ruido en las celdas) se calcula a partir de la energía de las celdas por encima del umbral de ruido (topoclusters).

Este análisis será publicado en el transcurso del presente año, incluyendo los datos a ser colectados en este nuevo período. La energía de centro de masa del LHC será promovida a 8 TeV durante todo el 2012, con un aumento significativo de la luminosidad instantánea. Esto permitirá —entre otras— la medida de la sección eficaz doble diferencial ($d\sigma/dp_T d\eta$) y de la razón de la sección eficaz a dos energías distintas, $\sigma(8 \text{ TeV})/\sigma(7 \text{ TeV})$, cancelando parte de las incertezas experimentales.

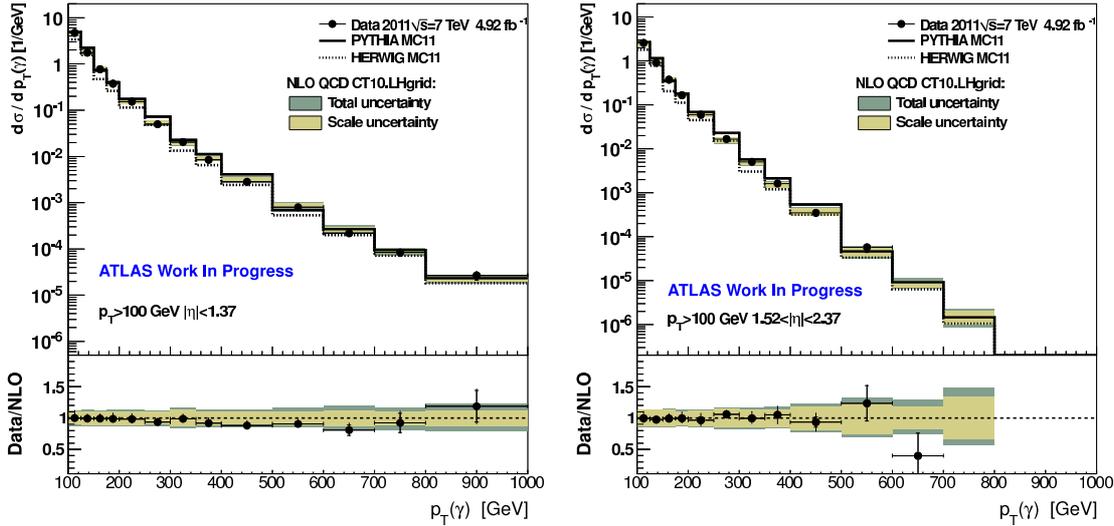


Figura 8.13. Resultados preliminares de la sección eficaz de producción inclusiva de fotones directos aislados medida (puntos) y esperada (área sombreada), y la razón respectiva, como función de la energía transversa del fotón en las regiones $|\eta| < 1.37$ (Izq.) y $1.52 \leq |\eta| < 2.37$ (Der.). Las predicciones teóricas fueron obtenidas con el generador MC JETPHOX, usando la PDF CTEQ 10.

8.6 Sensibilidad a la función de distribución gluónica

Como fuera mencionado en la Sec. 8.6, la serie de medidas a bajas energías ($\sqrt{s} = 20 - 40 \text{ GeV}$) del experimento de blanco fijo E706 de Tevatron [72] mostraron un exceso en la sección eficaz de producción de fotones directos con respecto a las predicciones de pQCD a NLO. Por esta razón, y dada la gran precisión de las medidas de jets QCD en Tevatron, los datos de la producción de fotones directos han sido excluidos de los ajustes globales de parametrización de las PDFs en la última década.¹³ En todos los análisis globales de las PDFs desde entonces, la densidad gluónica ha sido acotada en forma directa principalmente por la producción de jets e indirectamente por las violaciones de escala de la función de estructura del protón $F_2(x, Q^2)$ en experimentos de DIS (*Deep Inelastic Scattering*) [166].

En vista de las nuevas medidas de precisión llevadas a cabo en el LHC, i.e. las presentadas en esta tesis [10, 11] junto a las realizadas por la colaboración CMS [83, 84], se ha

¹³La última parametrización en incluirlos fue MRST99 [165].

investigado recientemente el impacto de estos resultados sobre la función de distribución gluónica $g(x, Q^2)$ [87]. Los autores han analizado el efecto de la inclusión de las medidas de la producción de fotones directos aislados sobre $g(x, Q^2)$ en la parametrización de las PDFs NNPDF 2.1 mediante una técnica de *reweighting* bayesiano [167], basada en el cálculo del χ^2 entre los nuevos datos y las predicciones teóricas a NLO¹⁴ obtenidas para cada una de las réplicas Monte Carlo de las PDFs.

La función de distribución gluónica a NLO se muestra en la Fig. 8.14(Izq.) antes y después de incluir las medidas de la producción de fotones directos aislados en el LHC a $\sqrt{s} = 7$ TeV, evaluada a la escala $Q^2 = 100$ GeV². La reducción relativa de las incertezas en $g(x, Q^2)$ por la inclusión de los nuevos resultados se puede observar en la Fig. 8.14(Der.), para tres escalas de energía $Q^2 = 10, 100, 10^4$ GeV². Mientras que el valor central no se modifica, comprobando la universalidad de las PDFs y la validez de la factorización en pQCD, se observa una significativa reducción de la incerteza, de hasta 20 %, localizada en la zona $x \approx 0.002 - 0.05$.¹⁵ Con esta nueva parametrización se puede obtener, a su vez, una reducción de las incertezas teóricas asociadas a importantes procesos de producción en el LHC, e.g. del bosón de Higgs vía fusión de gluones ($gg \rightarrow H$). Para una masa $m_H \sim 120$ GeV (i.e. en la región no excluida al presente) las incertezas en la sección eficaz de este proceso se reducen hasta un 20 %.

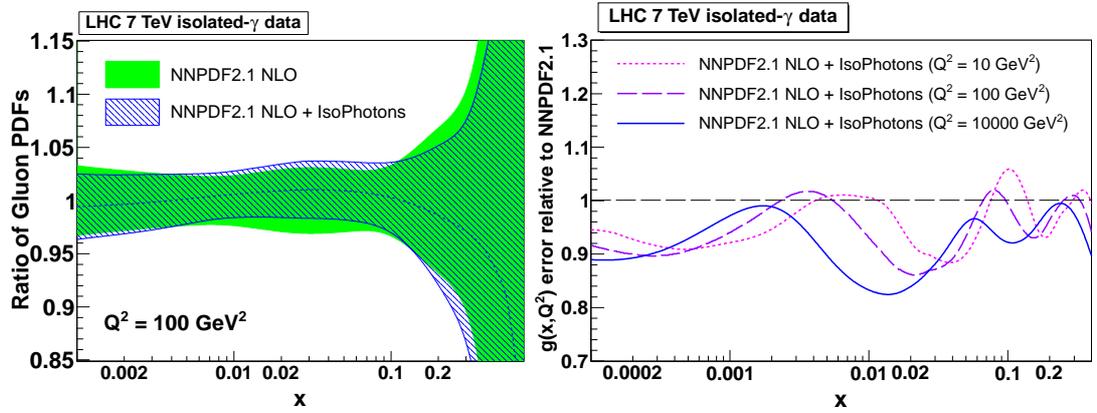


Figura 8.14. Comparación entre la PDF del gluón, $g(x, Q^2)$, a NLO antes (en verde) y después (en azul) de la inclusión de los datos de la producción de fotones aislados del LHC en el set NNPDF 2.1, a la escala $Q = 10$ GeV (Izq.). Reducción relativa de la incerteza en $g(x, Q^2)$, a las escalas $Q = 3.16, 10, 100$ GeV (Der.). Extraído de [87].

¹⁴Obtenidas con el generador JETPHOX v1.3.0 (BFG-II, $\mu_F = \mu_f = \mu_R = E_T^{\gamma}$).

¹⁵Algunas fluctuaciones causan un incremento de las incertezas en las PDFs a bajas energías, sólo debido a la estadística limitada en el procedimiento de *reweighting*.

