

Parte III

Correcciones de las Shower shapes de fotones

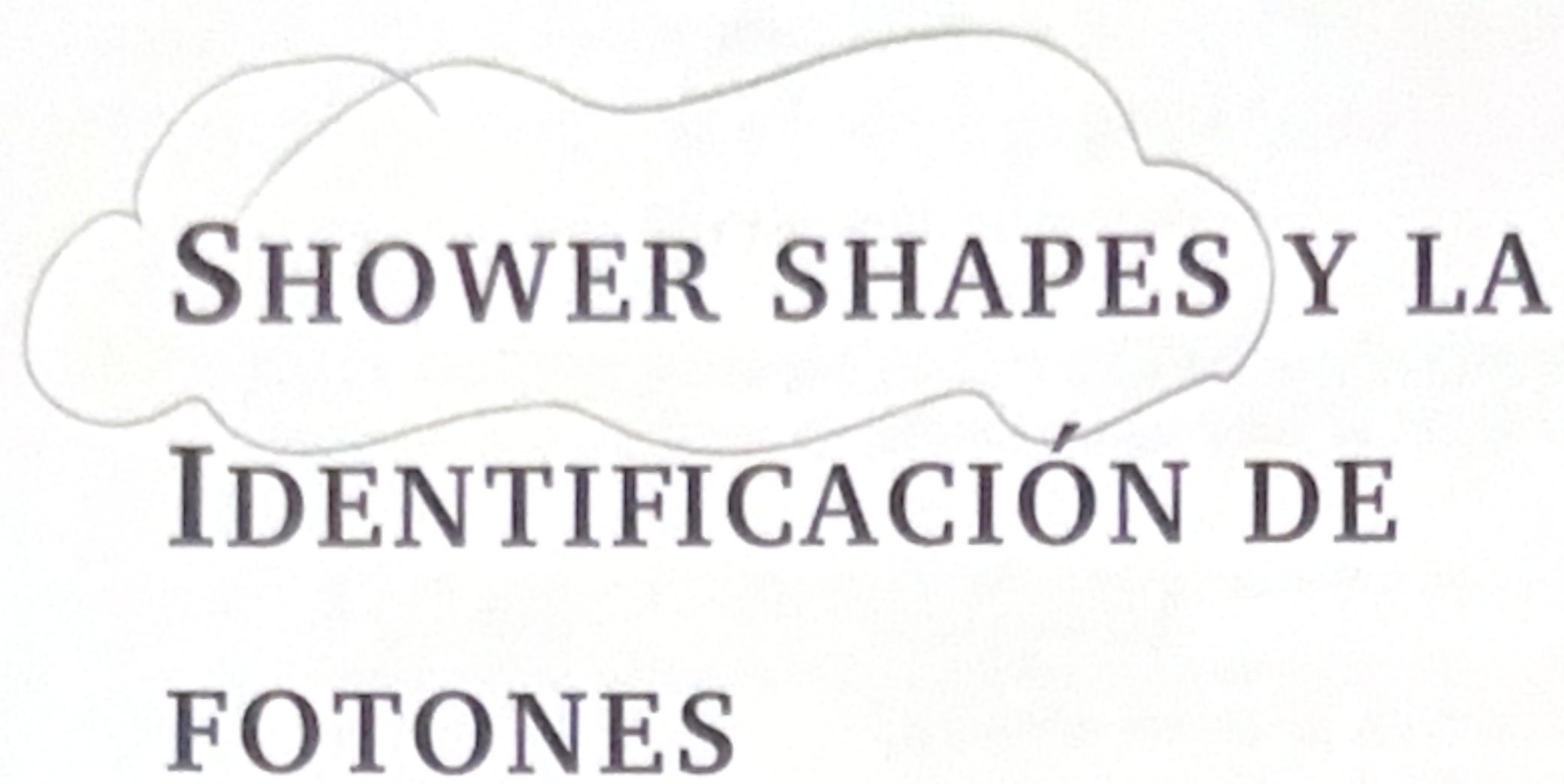
Paso el
cortinado
no puede
ver esto

pensando...

? "cuales en el
? coloquemto
? generados por foto.

? "de lo es imposible
? de la lluvia electrico -
? magnetismo generado
? por fotones"

? "Identificación
? de fotones"



SHOWER SHAPES Y LA IDENTIFICACIÓN DE FOTONES

4

- El ECAL se presentó brevemente en la Sección 2.2.3 donde se describió el mecanismo que se utiliza para la medida de energía y posición de fotones y electrones. En este subdetector, los fotones depositan su energía mediante la creación de pares electrón-positrón y la radiación bremsstrahlung, creando una lluvia electromagnética (EM). El ECAL es eficiente para calcular la energía de la lluvia EM, pero identificar la partícula iniciadora sigue siendo una tarea difícil. Sin embargo, en virtud de las diferentes capas y granularidades en el ECAL, pueden estudiarse diferentes características de estas lluvias EM codificadas por diferentes variables llamadas Shower Shapes (SSs).
- El capítulo comienza con la descripción de todas las SSs que son centrales para poder identificar a los fotones reales de los falsos. La optimización del algoritmo de identificación de fotones utiliza las SSs y se encuentra descripta en la Sección 4.2. Además, en dicha sección, se presentan los métodos usados para la estimación de las eficiencias de identificación de fotones. Por último, en la Sección 4.3 se describe brevemente las deficiencias en el modelado de las SSs en las simulaciones, un problema que tiene implicancias directas en los cálculos de eficiencias. Este problema y sus posibles soluciones serán estudiadas en detalle en el Capítulo 5.

4.1. Shower shapes

- Como se menciona en la Sección 3.2.2, la identificación de fotones se realiza aplicando cortes rectangulares a las diversas SSs que proveen una excelente capacidad de separación entre fotones reales aislados de fotones falsos procedentes de hadrones. Las SSs se calculan a partir de los depósitos de energía de los candidatos a fotones en las celdas del ECAL y HCAL, caracterizando la forma lateral y longitudinal de las lluvias EM y sirven para describir el paso de los fotones por los calorímetros.
- En general, los fotones reales producen depósitos de energía más angostos en el ECAL y tienen menores filtraciones hacia el HCAL en comparación con aquellos fotones procedentes de hadrones, donde la presencia de hadrones vecinos adicionales cerca del fotón falso tienden a ensanchar las lluvias. Además, dado que la primera capa del ECAL presen-

ta una gran resolución en η , es posible discriminar los candidatos a fotones procedentes de decaimientos $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ que están caracterizados por dos máximos locales debidos a la presencia de dos fotones cercanos.

Tabla 4.1: Shower Shapes (SSs) utilizadas para la identificación de fotones. Las tres columnas de la derecha denotan si la variable es utilizada o no para los WPs Loose (L), Medium (M) o Tight (T), descriptos en la Sección 4.2.2.

Categoría	Descripción	Nombre	L	M	T
Filtración hadrónica	Cociente entre el E_T en la primera capa del HCAL y el E_T del cluster EM ($ \eta < 0.8$ y $ \eta > 1.52$)	$R_{had,1}$	✓	✓	✓
	Cociente entre el E_T en todo el HCAL y el E_T del cluster EM ($0.8 < \eta < 1.37$)	R_{had}	✓	✓	✓
ECAL (2 ^{da} capa)	Cociente entre la energía sumada en 3×7 celdas en $\eta \times \phi$ y la energía en 7×7 celdas, centradas alrededor del centro del cluster	R_η	✓	✓	✓
	Ancho lateral de la lluvia en dirección de η	$w_{\eta,2}$	✓	✓	✓
	Cociente de la energía sumada en 3×3 celdas en $\eta \times \phi$ y en 3×7 celdas, centradas alrededor del centro del cluster	R_ϕ	✓	✓	✓
ECAL (1 ^{ra} capa)	Ancho lateral de la lluvia en 3 strips alrededor del máximo	$w_{\eta,1}$ or w_1	✓	✓	
	Ancho lateral total de la lluvia	w_s tot	✓	✓	
	Fracción de la energía fuera de las 3 strips centrales en un rango de 7 celdas, sobre la energía en las 3 celdas centrales	f_{side}	✓	✓	
	Diferencia entre la energía del segundo máximo con la energía mínima entre los dos primeros máximos.	ΔE	✓	✓	
	Cociente de la diferencia de energía entre el primer y segundo máximo, sobre la suma de ambas energías	E_{ratio}	✓	✓	
	Cociente de la energía en la primera capa del ECAL y la energía total del cluster EM	f_1	✓	✓	

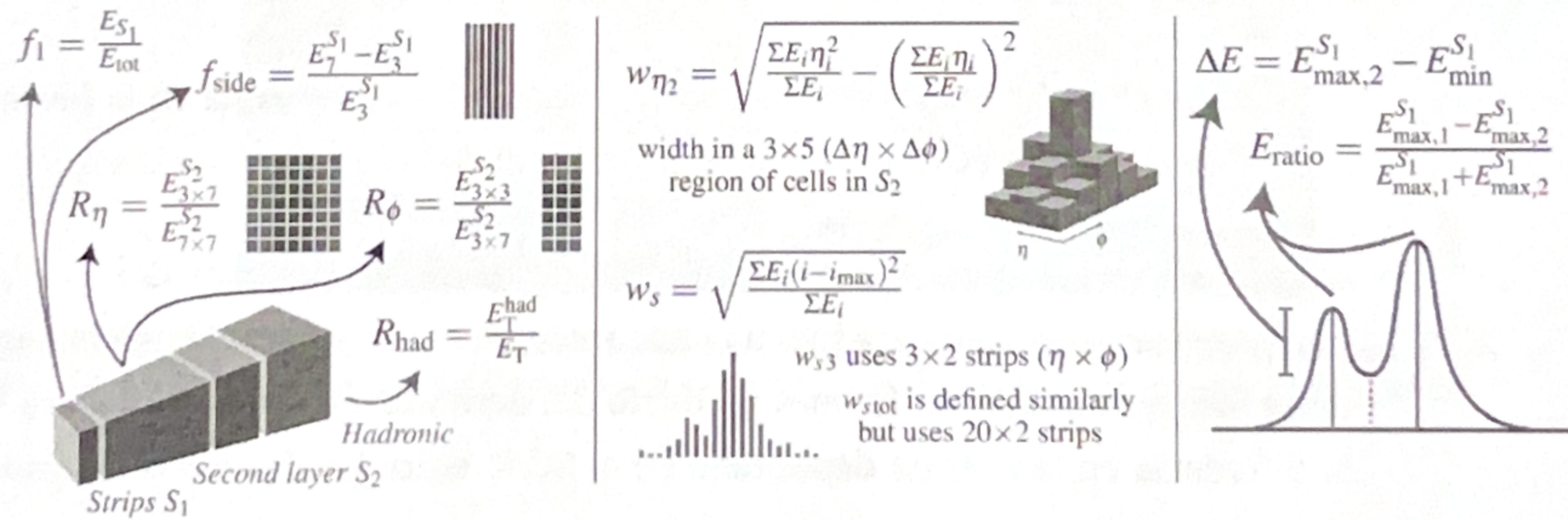


Figura 4.1: Representación esquemática de las SS de fotones.

A continuación se detallan las SSs utilizadas para la identificación de fotones que se muestran resumidas en Tabla 4.1 y un esquema de cómo son calculadas se encuentra en la Figura 4.1. Las primeras variables hacen uso de la energía medida en el HCAL:

- Filtración hadrónica: es la energía transversal depositada en el HCAL, normalizada respecto a la energía depositada en el ECAL:

$$R_{\text{had}(1)} = \frac{E_{\text{T}}^{\text{HCAL}}}{E_{\text{T}}^{\text{ECAL}}} \quad (4.1)$$

Para minimizar los efectos de la degradación de la resolución, en la región de transición barrel-endcap del HCAL ($0.8 \leq |\eta| \leq 1.37$) se utiliza la energía depositada en todo el HCAL (R_{had}). En el resto del detector, sólo se utiliza la energía depositada en la primera capa del HCAL ($R_{\text{had}1}$).

Las siguientes variables utilizan la información de la segunda capa del ECAL:

- Perfil de energía lateral en η :

$$R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}^{s2}}{E_{7 \times 7}^{s2}} \quad (4.2)$$

donde $E_{i \times j}^{s2}$ es la suma de energía en la segunda capa del calorímetro contenida en una ventana de $i \times j$ celdas (unidades de $\eta \times \phi$) centrada en la celda más energética. Esta variable da una medida del ancho de las lluvias en la dirección η .

- Perfil de energía lateral en ϕ :

$$R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}^{s2}}{E_{3 \times 7}^{s2}} \quad (4.3)$$

definida de forma similar a R_η . Sin embargo, esta variable se comporta de forma muy diferente para fotones convertidos y no convertidos. Debido a la acción del campo magnético, los electrones y positrones se curvan en direcciones opuestas en ϕ , por lo que se producen lluvias EM más anchas para los fotones convertidos que para los no convertidos.

- Ancho de la lluvia lateral en η :

$$w_{\eta 2} = \sqrt{\frac{\sum E_i \eta_i^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i} \right)^2} \quad (4.4)$$

mide el ancho propio de la lluvia EM, donde E_i es la energía en la i -ésima celda del ECAL, medida en una ventana de 3×5 celdas en $\eta \times \phi$.

Las siguientes variables utilizan la información de la primera capa del ECAL, compuesta por las celdas *strips* que permiten una alta resolución en η y permite una buena separación entre fotones aislados de fotones producto del decaimiento de π^0 . La Figura 4.2 muestra la diferencia en la energía depositada en el ECAL entre los dos casos mencionados anteriormente.

- Perfil de energía lateral en η :

$$f_{\text{side}} = \frac{E_7^{s1} - E_3^{s1}}{E_3^{s1}} \quad (4.5)$$

mide la energía fuera del núcleo de las tres strips centrales dentro de una ventana de 7 celdas, dividida por la energía en las tres celdas centrales.

- Ancho de la lluvia lateral en η (3 strips)

$$w_1 = \sqrt{\frac{\sum E_i(i - i_{max})^2}{\sum E_i}} \quad (4.6)$$

donde i corre sobre todas las celdas en una ventana de 3 celdas alrededor de la de mayor energía. Esta variable mide el ancho de la lluvia EM en la primera capa del calorímetro.

- Ancho de la lluvia lateral en η (total). Se define de forma similar a w_1 , pero utilizando todas las celdas en una ventana de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0625 \times 0.2$, que corresponde aproximadamente a 20×2 strips en $\eta \times \phi$.

- Diferencia energética

$$\Delta E = E_{\max,2}^{s1} - E_{\min}^{s1} \quad (4.7)$$

representa la diferencia de energía entre el segundo máximo y la energía mínima reconstruida entre los dos máximos de la primera capa del ECAL.

- Asimetría de energía

$$E_{\text{ratio}} = \frac{E_{\max,1}^{s1} - E_{\max,2}^{s1}}{E_{\max,1}^{s1} + E_{\max,2}^{s1}} \quad (4.8)$$

es la relación de la diferencia de energía entre los dos máximos, normalizada con respecto a la suma de esas energías, en la primera capa del ECAL.

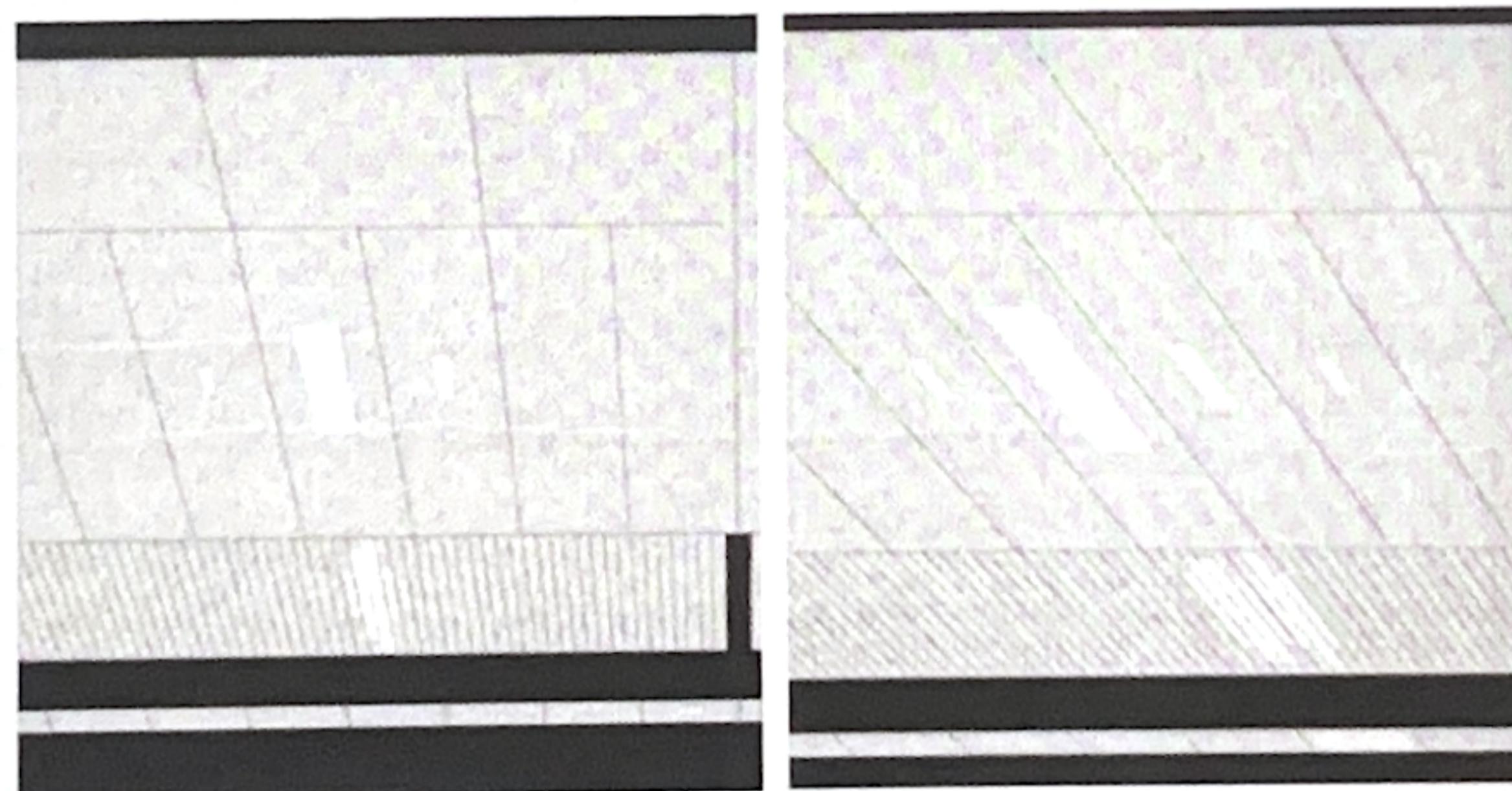


Figura 4.2: Depósitos de energía característicos para un fotón aislado (izquierda), y un evento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (derecha), que es posible distinguir gracias a la fina granularidad de la primera capa del ECAL [141].

4.2. Identificación de fotones

La identificación de fotones prompt frente a fotones falsos en colisiones hadrónicas es un gran desafío. Los fotones falsos están ampliamente dominados por candidatos a fotones

Dudo: esto ~~fue~~ es lo que
pero suengo en este texto pero q' lo sabes, no?

que surgen del decaimiento de hadrones en jets, mientras que una fracción más pequeña de candidatos falsos está asociada con ~~hadrones~~ ^{otras partículas} que depositan una energía significativa en el ECAL, imitando la de los fotones reales. Los procesos con fotones prompt en el estado final, que ocurren en colisiones $p\bar{p}$ en el LHC, desempeñan un papel central en el programa de física de ATLAS. Tanto para las búsquedas como para las medidas de precisión es importante contar con algoritmos y técnicas para identificar los fotones reales frente a los falsos. Estas búsquedas o medidas de precisión se llevan a cabo en un rango muy amplio de energía del fotón, empezando ^{desde} por resonancias de baja masa ~~por ejemplo,~~ Higgs ^{de} a un par de partículas tipo axión que decaen en 4 fotones ($H \rightarrow aa \rightarrow 4\gamma$) [142], donde el momento transverso del fotón es de ~ 25 GeV, hasta fotones de muy alto p_T en búsquedas de resonancias $\gamma + \text{jet}$ como los que se realizaron ^{para} para esta tesis, donde los fotones tienen un momento transverso mayor a 1 TeV (Parte IV).

La identificación de fotones en ATLAS ~~se basa~~ en cortes en las SSs ~~que definen~~ diferentes Working Points (WPs) con diferentes características: ya sea lograr un gran rechazo de fondo ^{básica} o alta eficiencia de señal, o simplemente bajos tiempos de cómputo para la identificación *online*. En esta sección se describe el procedimiento utilizado para la optimización de estos WPs y luego se describen los métodos para medir las eficiencias correspondientes.

4.2.1. Procesos de interés y selección de eventos

Dado el amplio rango de energías en el que se utilizan los fotones en ATLAS, para la optimización de los WPs se utilizan dos procesos diferentes que permiten obtener muestras limpias de fotones en los regímenes de bajo y alto p_T . En el caso de bajo p_T , se utiliza una fuente muy limpia de fotones procedentes de decaimientos radiativos del bosón Z . Por otro lado, aunque con mayor contaminación de fondo, se emplean eventos de fotones prompt (ver la Sección 1.1.4) para fotones de alto p_T . En los siguientes párrafos se ofrece una descripción de cada de las muestras de fotones utilizadas.

Decaimientos radiativos del bosón Z En el rango de bajo p_T , se utilizan fotones procedentes del decaimiento radiativo del bosón Z ($Z \rightarrow \ell\ell\gamma$). Hay dos modos de producción posibles para los procesos del SM de $p\bar{p} \rightarrow Z(\ell^+\ell^-)\gamma$, donde ℓ es un electrón o un muón. Estos son: Radiación de estado inicial (ISR) donde el fotón es radiado por los quarks ^y Radiación de estado final (FSR), donde el fotón es radiado por uno de los leptones del estado final a través de bremsstrahlung. Ambos modos de producción se muestran en la Figura 4.3.

Ambos procesos FSR y ISR pueden identificarse fácilmente comparando la distribución de la masa invariante de los dos leptones ($m_{\ell\ell}$) con la distribución de la masa invariante de los dos leptones junto con el fotón ($m_{\ell\ell\gamma}$). Para los eventos ISR, $m_{\ell\ell}$ tiene su máximo en el valor de la masa del Z y el fotón simplemente suma a la masa invariante de tres cuerpos ($m_{\ell\ell\gamma}$) haciéndola mayor que ~ 91 GeV. En el caso FSR, en cambio, la masa invariante de tres cuerpos $m_{\ell\ell\gamma}$ presenta su máximo en el valor de la masa del Z . Para

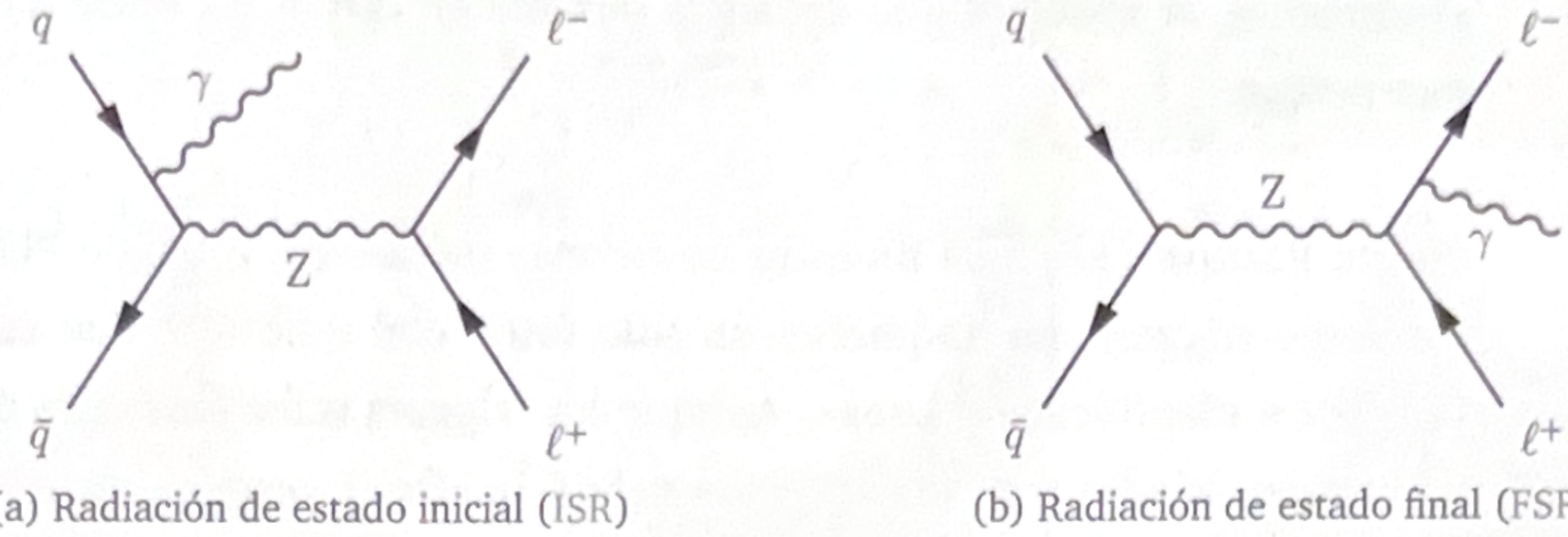


Figura 4.3: Diagramas de Feynman del proceso de radiación de un fotón en decaimientos $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$ para los casos de ISR (izquierda) y FSR (derecha).

los estudios de identificación de fotones sólo se consideran los fotones de los eventos FSR (de ahora en más también referido como decaimiento Z Radiativo (RZ)). Los eventos ISR también sufren la contaminación de fondos provenientes de eventos $Z + \text{jets}$, en los que el jet se identifica erróneamente como un fotón, y además la sección eficaz $Z + \text{jets}$ es de varios órdenes de magnitud mayor a la del proceso $Z + \gamma$. A partir de las Figuras 4.4b y 4.4c, donde se muestran las distribuciones de $m_{\ell\ell}$ en función de $m_{\ell\ell\gamma}$ para los procesos simulados de $Z \rightarrow \ell\ell$ y $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$, respectivamente, se puede apreciar la separación entre estos dos procesos cuando se seleccionan fotones FSR.

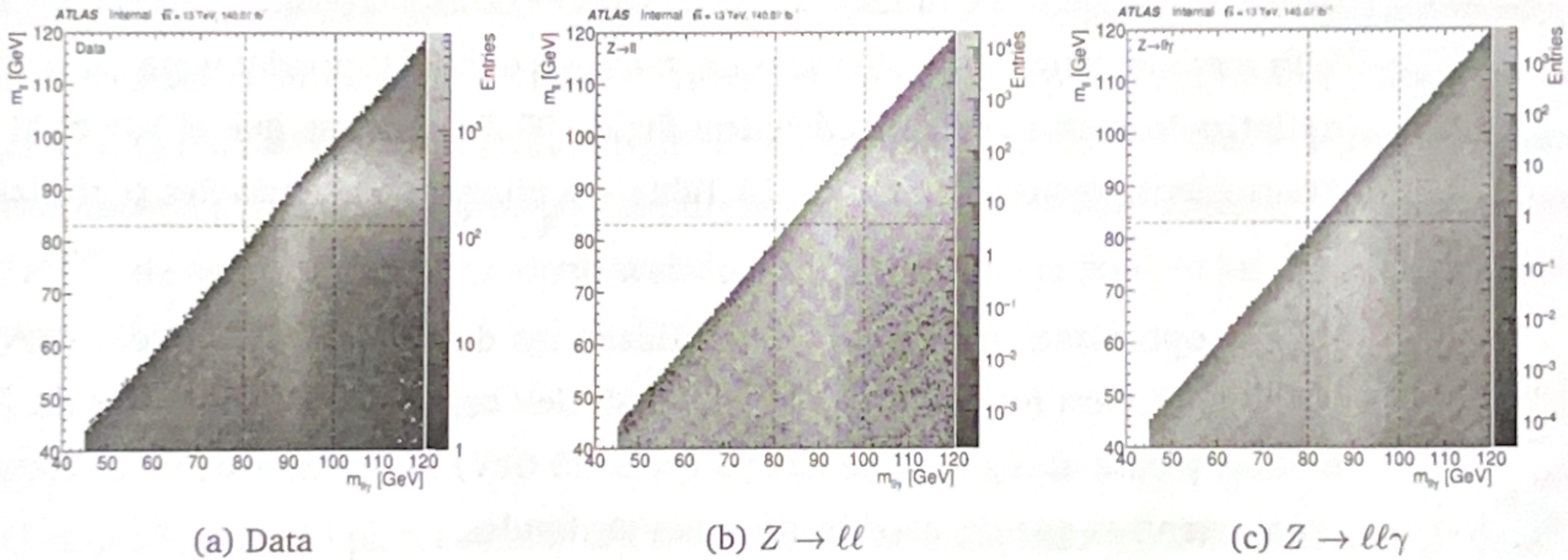


Figura 4.4: Masa invariante de los dos leptones en función de la masa invariante de ambos leptones juntos con un fotón en (a) datos, (b) fondos y (c) señal. La región en la cual se encuentra una gran concentración de eventos con $m_{\ell\ell} \sim m_Z$ corresponde a eventos de ISR, mientras que eventos de FSR están caracterizados por $m_{\ell\ell\gamma} \sim m_Z$.

Se requiere que los fotones tengan un momento transverso $p_T > 7 \text{ GeV}$ y una pseudorapidez en el rango de $|\eta| < 1.37$ o $1.52 < |\eta| < 2.37$, evitando así la región del crack. Para los estudios de optimización no se aplica ningún requisito de aislamiento sobre los fotones, pero para las medidas de eficiencia se utiliza el WP de aislamiento Loose, descripto en la Sección 3.2.3. Se requiere que los leptones tengan $E_T > 10 \text{ GeV}$, los muones una pseudorapidez $|\eta| < 2.5$ y para los electrones $|\eta| < 2.47$, excluyendo el crack. Tanto a los electrones como a los muones se les exige que pasen los requisitos de aislamiento Loose y que pasen el criterio de identificación Medium.

El fotón FSR se selecciona entonces requiriendo $80 < m_{\ell\ell\gamma} < 100 \text{ GeV}$ y $40 < m_{\ell\ell} < 83 \text{ GeV}$. Finalmente, para evitar cualquier sesgo en las SS del fotón y en sus variables de

aislamiento, se requiere una distancia mínima de $\Delta R > 0.4$ entre dicho fotón y el lepton más cercano.

Single Photon (SP) La muestra de fotones inclusivos, o Single Photon (SP), se recoge mediante triggers que requieren un sólo fotón con umbrales que varían entre 10 GeV y 140 GeV e identificación Loose. Aunque los triggers utilizados para obtener esta muestra están preescalados (con la excepción del de 140 GeV), proporcionan un gran conjuntos de datos de fotones de alto p_T . Estos procesos incluyen eventos a LO de $\gamma + \text{jet}$ procedentes de la dispersión dura $qg \rightarrow q\gamma$ y $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$, así como fotones prompt procedentes de la fragmentación de quarks en eventos de dijet de QCD. Se requiere que estos fotones presenten una pseudorapidez de $|\eta| < 2.37$ excluyendo el crack, y pasar el requisito de aislamiento Loose. Las muestras de SP se utilizan tanto para los estudios de optimización como para la estimación de las eficiencias.

4.2.2. Optimización

A partir de las SSs anteriormente descriptas se definen tres WPs para los fotones: Loose, Medium y Tight [124]. El WP loose emplea cortes a las variables definidas en la segunda capa y a la variable de filtración hadrónica, y es utilizado principalmente por el trigger. Los WPs medium y tight utilizan todas las variables definidas previamente. El WP medium está optimizado para tener una eficiencia fija de 95 %, mientras que el WP tight proporciona un excelente rechazo de fondo. La Tabla 4.1 muestra qué variables se utilizan para cada WP.

Para la optimización de los WPs se utilizan las dos muestras definidas previamente: los eventos RZ para fotones con $10 < p_T < 25$ GeV como señales y eventos de $Z \rightarrow ll$ como fondos; y para el régimen de alto p_T ($p_T > 25$ GeV) los eventos de SP se consideran como señal mientras que los eventos dijet son los fondos.

En la Figura 4.5 se muestran ejemplos de tres de estas SS (R_η , E_{ratio} y $w_{\eta 2}$) comparando eventos de señal y de fondo utilizando las muestras de RZ, donde se observa un excelente poder discriminatorio. Los cortes en todas las SSs, para cada WP de identificación, se obtienen en función de la energía transversal y la pseudo-rapidez del candidato a fotón, para tener en cuenta la forma de las variables para diferentes η y para variaciones en la cantidad de material y la geometría del calorímetro. Los WPs medium y tight también se calculan por separado para fotones convertidos y no convertidos. Los cortes se optimizan utilizando un enfoque multivariable, en el que las eficiencias de señal se escanean entre 0 % y 100 % mientras se intenta maximizar el rechazo de fondo.

4.2.3. Estimación de las eficiencias

Una vez optimizados los diversos WPs de identificación es fundamental estimar las eficiencias de los datos y las simulaciones MC. Las estimaciones de eficiencias de fotones se

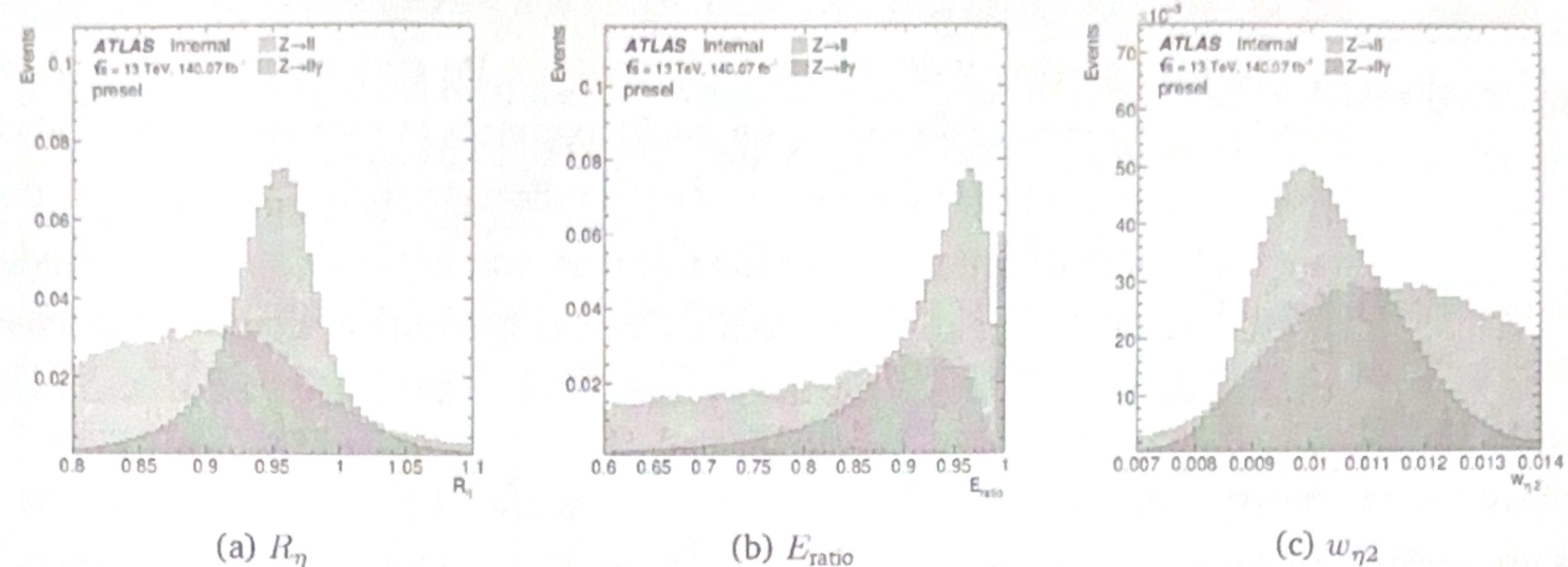


Figura 4.5: Distribuciones normalizadas de señal (azul) y fondo (naranja) de diferentes SSs utilizando las muestras de RZ y pasando la selección de eventos detallada en la Sección 4.2.1.

realizan utilizando tres métodos diferentes en diferentes rangos de p_T , que son detallados en la Ref. [143] y son brevemente descriptos en los próximos párrafos. Para los tres métodos se requiere que los fotones satisfagan el criterio de aislamiento loose definido en la Sección 3.2.3 y, por tanto, las eficiencias de identificación de los fotones se miden con respecto a este criterio de aislamiento.

Para el rango de bajo p_T ($7 < p_T < 100$ GeV), los fotones procedentes del proceso RZ se utilizan como fotones de señal. El método para estimar las eficiencias consiste en ajustar la distribución observada de la masa invariante de tres cuerpos ($m_{\ell\ell\gamma}$) antes y después de aplicar el criterio de identificación tight. El número de eventos de señal y de fondo puede estimarse a partir de los ajustes y las purezas de señal se calculan antes (P^{total}) y después (P^{pass}) de la aplicación de la identificación tight. La eficiencia final en los datos viene dada por:

$$\varepsilon_{ID} = \frac{P^{\text{pass}} N_{\text{data}}^{\text{pass}}}{P^{\text{total}} N_{\text{data}}^{\text{total}}}.$$

El segundo método para calcular eficiencias consiste en aplicar transformaciones de Smirnov [144] para que las distribuciones de las SSs de los electrones se parezcan a las de los fotones. Las muestras usadas en este método son simulaciones de decaimientos $Z \rightarrow ee$, en los que se requiere que los electrones pasen el criterio de aislamiento de fotones loose. También es necesario tener en cuenta la contribución de una pequeña fracción de fondo de procesos $W + \text{jets}$ y producción multijet. Estos fondos son tratados mediante ajustes a la distribución de m_{ee} de datos, utilizando señales simuladas y formas funcionales que describen el resto de los fondos, obtenidas en regions de control (regiones en donde las contribuciones de estos fondos son dominantes y separables). Luego, los candidatos a electrones se cuentan a partir de eventos en el rango $70 < m_{ee} < 110 \text{ GeV}$ y las eficiencias se miden utilizando el método tag-and-probe descripto en la Ref. [118]. El rango p_T en el que se aplica este método es $25 < p_T < 250 \text{ GeV}$.

El último y tercer método utiliza muestras de SP con fotones en el rango $50 < p_T < 1500$ GeV. En este caso se utiliza el *Matrix Method* [143] que construye cuatro regiones ortogonales que pasan o no el WP de identificación tight y pasan o no el aislamiento de

trazas (descripto en la Sección 3.2.3). Para cada región surgen dos incógnitas: el número de eventos de señal y de fondo. Si se conocen las eficiencias de aislamiento de trazas para los componentes de señal y de fondo, entonces es posible estimar la eficiencia de los fotones loose que pasan los criterios de identificación tight. Las eficiencias de aislamiento para los fotones de señal se estiman utilizando muestras de MC y las de fondo se obtienen en una región de control enriquecida con jets construida a partir de la inversión de los criterios de identificación. Las eficiencias en datos para el WP de identificación tight son entonces:

$$\varepsilon^{\text{tight-ID}} = \frac{\frac{\hat{\varepsilon}_{\text{ID}} - \hat{\varepsilon}_{\text{ID}}^b}{\hat{\varepsilon}_{\text{ID}}^s - \hat{\varepsilon}_{\text{ID}}^b} \cdot N_{\text{ID}}^T}{\frac{\hat{\varepsilon} - \hat{\varepsilon}^b}{\hat{\varepsilon}^s - \hat{\varepsilon}^b} \cdot N^T},$$

donde N^T representa la totalidad de fotones en la muestra inclusiva que consiste en N^s fotones de señal (o fotones prompt) y N^b fotones falsos (fotones de fondo). El número N_{ID}^T es el subconjunto de N^T que pasa el requisito de identificación. Las eficiencias de aislamiento de traza de datos, señal y fondo se representan con $\hat{\varepsilon}$, $\hat{\varepsilon}^s$ y $\hat{\varepsilon}^b$, respectivamente. Del mismo modo, las eficiencias de aislamiento de traza para los fotones que superan la identificación tight se muestran como $\hat{\varepsilon}_{\text{ID}}$, $\hat{\varepsilon}_{\text{ID}}^s$ y $\hat{\varepsilon}_{\text{ID}}^b$, respectivamente. Las eficiencias medidas para los fotones con $p_T > 150$ GeV están entre 90 y 96 %.

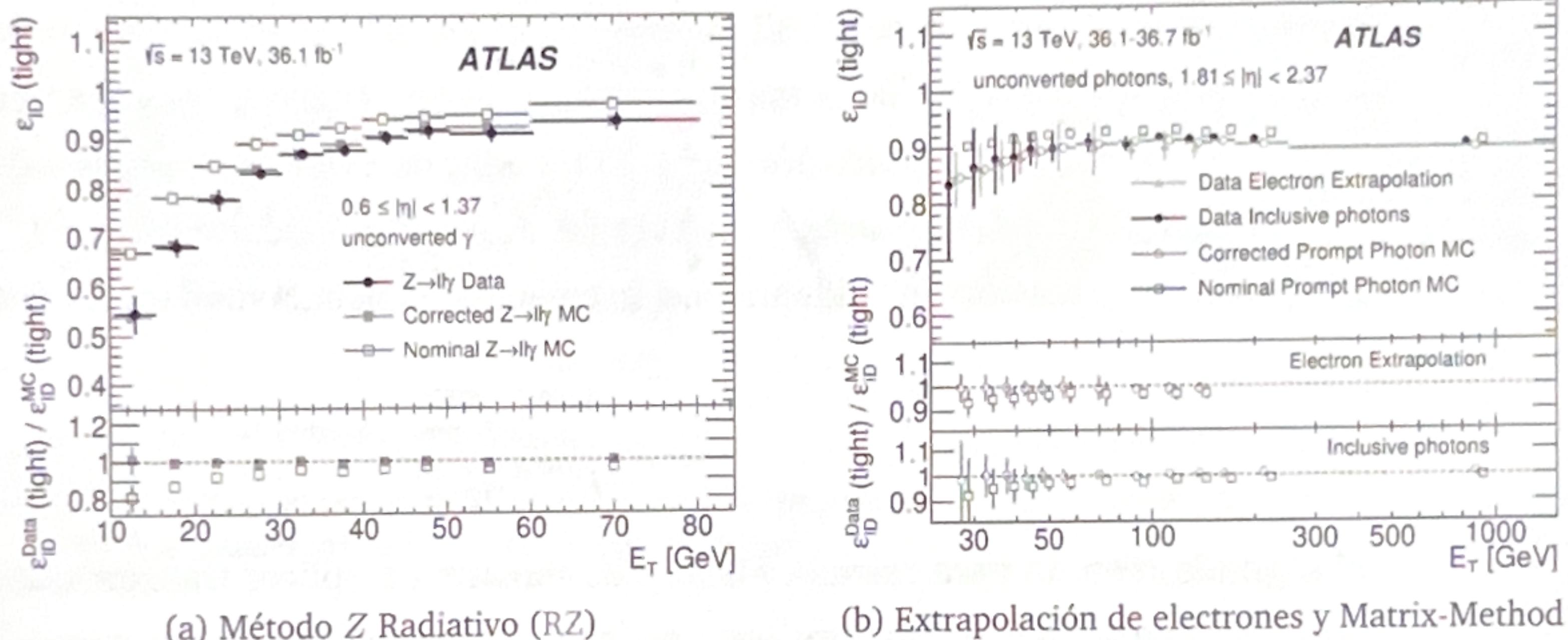


Figura 4.6: Comparación de las eficiencias calculadas para datos y MC utilizando los tres métodos diferentes para su cálculo. En ambas figuras, para cada método, se muestran dos conjuntos diferentes de mediciones MC: la nominal y la corregida (discutida en el texto). Los paneles inferiores muestran el cociente entre las eficiencias de los datos y las predicciones MC (denominadas Factor de escalas (SFs) en el texto). Las figuras fueron tomadas de la Ref. [143].

En la Figura 4.6a se muestra un ejemplo de las eficiencias de identificación en función del p_T del fotón utilizando el método RZ. Las eficiencias de los datos están representadas por los puntos negros, mientras que el MC nominal se muestra con cuadrados azules vacíos. Los cocientes de datos con el MC nominal (también denominados Factor de escala (SF)) mostrados en el panel inferior difieren hasta en un 20 % de 1, evidenciando que las eficiencias calculadas con MC difiere de las calculadas con los datos. Sin embargo, también se muestra otro conjunto de eficiencias, pertenecientes a simulaciones de MC corregidas, mejorando notablemente el acuerdo entre los datos y la simulación, como se ve de los SFs. La razón por la que se necesitan estas correcciones y cómo se implementaron en ATLAS

se explica en la siguiente sección (Sección 4.3), y cómo se corrigen en el Capítulo 5. La Figura 4.6b muestra las medidas de eficiencia usando los dos métodos restantes (extrapolación de electrones y Matrix Method), donde se obtienen las mismas mejoras en los SFs cuando se usa la simulación corregida.

Como ya se ha mencionado, estos cocientes entre datos y eficiencias MC se denominan SFs y encapsulan las diferencias entre datos y simulación. Se calculan por separado para cada uno de los tres métodos y después se combinan utilizando una media ponderada [145] en cada bin y asumiendo que las incertezas estadísticas y sistemáticas no están correlacionadas entre los métodos. Los resultados actuales de estos SFs, calculados utilizando el conjunto completo de datos de Run-2, se muestran en la Figura 4.7. La obtención de los SFs es de vital importancia/ya que luego son factores que se aplican a los eventos de MC para ser corregidos/ y así lograr una comparación justa con los datos recolectados.

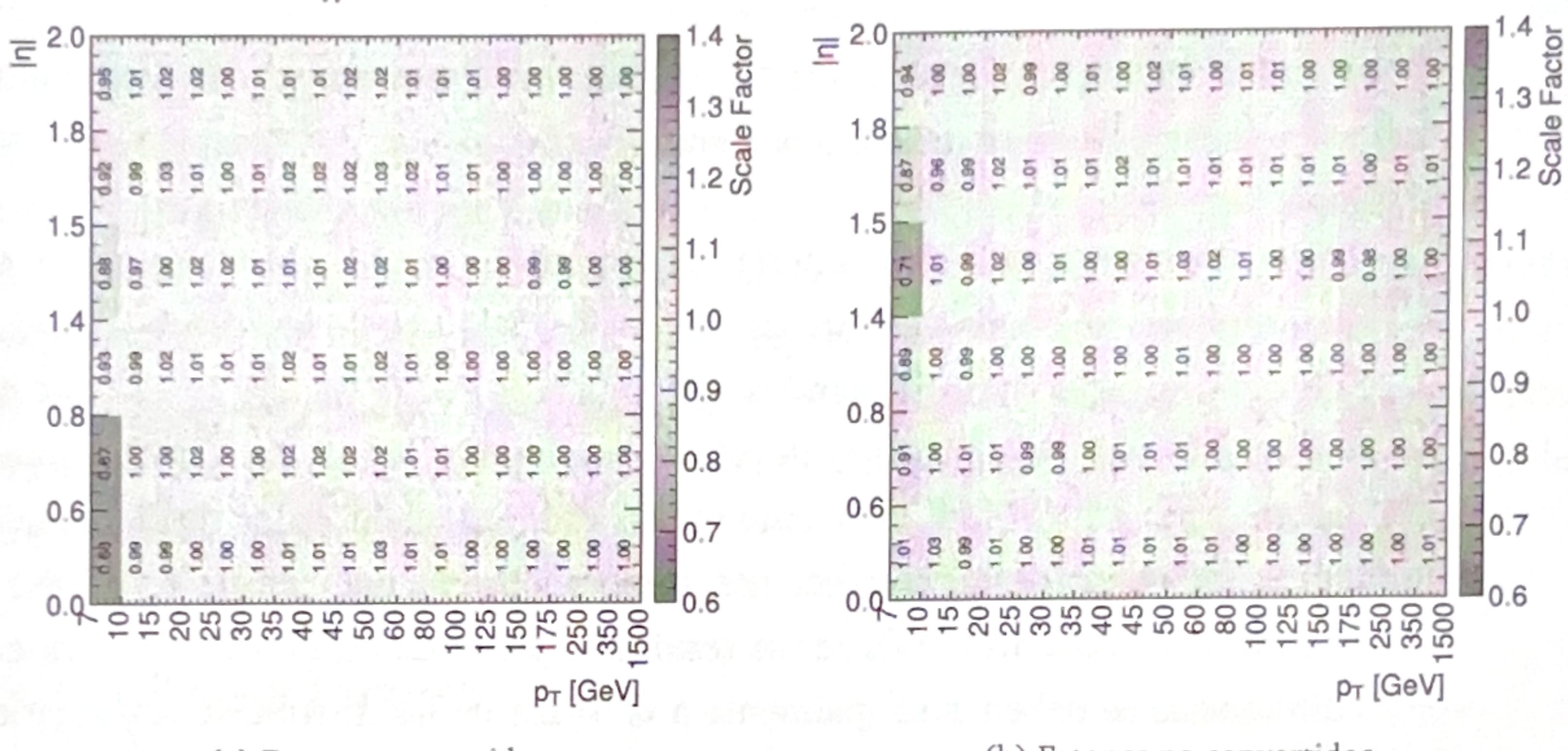


Figura 4.7: SFs resultantes de la identificación de fotones en los diferentes bins de p_T y $|\eta|$ para fotones convertidos (izquierda) and no convertidos (derecha).

4.3. Las diferencias de las Shower Shapes entre datos y MC

Como se ha mostrado anteriormente, la simulación MC no describe perfectamente los datos, lo cual puede verse de los valores de los SFs. En particular, al comparar las distribuciones de las SSs, se observa que las distribuciones MC están desplazadas o incluso la forma difiere, como se muestra en la Figura 4.8, al comparar los datos (puntos negros) con el histograma representado por la línea roja correspondiente al MC.

Las principales diferencias se observan en los perfiles de la lluvia en la dirección de η , donde las distribuciones de datos son más anchas que las de MC. Parte del efecto se corrigió en 2010 considerando una descripción detallada de la composición del material absorbente del ECAL en GEANT4. Sin embargo, algunas discrepancias entre los datos y MC aún permanecen y son motivos de estudio para la colaboración. Algunas razones potenciales pueden ser:

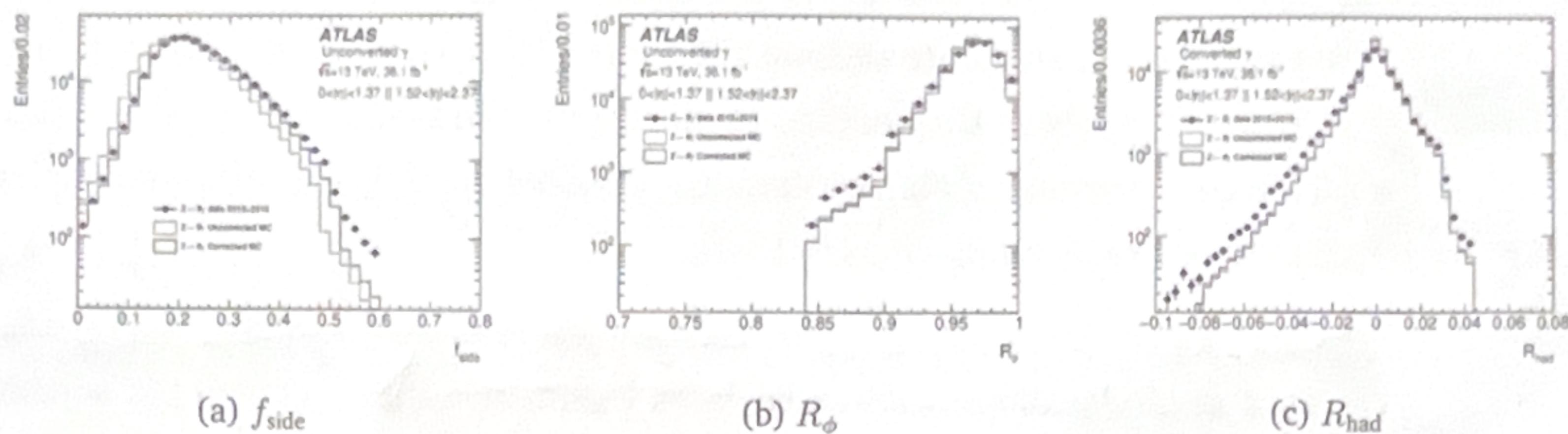


Figura 4.8: Comparación de las SSs entre los datos (puntos negros) y la simulación MC nominal (línea roja) y corregida (línea azul), utilizando la muestra RZ [125].

- Descripción geométrica del grosor del plomo en el ECAL (incluyendo posibles variaciones debidas a la gravedad).
- Modelado erróneo del campo eléctrico en los huecos de LAr.
- Modelado erróneo del efecto de *cross-talk* (intercambio de energía entre las celdas del calorímetro debido a la electrónica).

Para tener en cuenta estas diferencias en las SSs de MC, históricamente, se realizaban correcciones en forma de desplazamientos de cada una de las distribuciones de MC. Estos desplazamientos comprendían los denominados Fudge Factors (FFs) y se determinaban utilizando una minimización de χ^2 en la comparación de las distribuciones de las SSs entre datos y MC [118, 143]. Aunque las diferencias del valor medio disminuyeron sustancialmente tras estas correcciones, como se observa por ejemplo en el caso de f_{side} en la Figura 4.8a, quedaron diferencias residuales pero aún así notables. Es evidente que estas diferencias se deben principalmente a la forma de las distribuciones sugiriendo que era necesario realizar una corrección de orden superior. En el siguiente capítulo se presenta una descripción detallada de las correcciones. Además, dado que las SSs se construyen a partir de depósitos de energía en las celdas del ECAL, otra forma posible de mejorar el acuerdo es corregir directamente las energías de las celdas en las simulaciones MC y de esta forma todas SSs se modifican simultáneamente. Este nuevo enfoque se describe también en el siguiente capítulo.

revisitada como fuente de esto
teoría