

2

CONTEXTO TEÓRICO Y EXPERIMENTAL

El estudio de la producción de fotones directos ha sido un área de intensa actividad por más de medio siglo tanto teórica como experimental. La investigación de estos procesos presenta una oportunidad única de probar la dinámica de la interacción dura y el contenido gluónico de los hadrones, dada la naturaleza de sus mecanismos de producción. En este capítulo, se introduce brevemente el marco teórico subyacente a la medida de estos procesos y se presentan las bases del formalismo para el cálculo de la sección eficaz de un proceso en colisiones hadrónicas. Las particularidades de la producción de fotones directos aislados y las motivaciones del análisis de la misma se discuten en la Sec. 2.3. A continuación, se describen los generadores Monte Carlo utilizados para las predicciones teóricas correspondientes y finalmente, se resumen los principales resultados obtenidos previamente en el LHC y otros aceleradores.

2.1 El Modelo Estándar

El Modelo Estándar (SM) es la teoría actualmente aceptada en física de partículas que describe la dinámica de todas las partículas elementales conocidas y la interacción fuerte, débil y electromagnética entre ellas. Este modelo fue originalmente introducido por Glashow, Weinberg y Salam en los años sesenta [12–14], y ha sido desarrollado y validado experimentalmente por más de cinco décadas. Las partículas en el SM son clasificadas según su spin en *fermiones* y *bosones*, como se detalla en la Tabla 2.1. Los primeros, conformados por *leptones* y *quarks*, poseen spin semi entero y son considerados como los componentes fundamentales de la materia. Los quarks son los únicos que portan carga de color y, por tanto, interactúan fuertemente. Existen tres familias de fermiones, diferenciadas únicamente por su masa. Los *bosones* poseen spin entero y son identificados con los mediadores de las interacciones. Adicionalmente, por cada partícula existe una

Tabla 2.1. Partículas fundamentales en el Modelo Estándar (SM), con sus propiedades de *spin*, carga eléctrica y helicidad (L,R). [La existencia del bosón escalar H no ha sido aún comprobada experimentalmente].

	Partículas			Spin	Carga eléctrica
Quarks	$(u, d)_L$	$(c, s)_L$	$(t, b)_L$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	$(\frac{2}{3}, -\frac{1}{3})$
	u_R	c_R	t_R	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$
	d_R	s_R	b_R	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$
Leptones	$(\nu_e, e^-)_L$	$(\nu_\mu, \mu^-)_L$	$(\nu_\tau, \tau^-)_L$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$	$(0, -1)$
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	$\frac{1}{2}$	-1
Bosones de Gauge		g		1	0
		W^\pm, Z		1	$\pm 1, 0$
		g		1	0
Bosón escalar *		H		0	0

* no observado experimentalmente aún.

antipartícula asociada, con todos sus números cuánticos no nulos opuestos.¹

El SM es concebido formalmente como una teoría de gauge no abeliana, construida imponiendo invarianza de gauge local sobre los campos cuantificados que describen las partículas fundamentales, dando lugar a los campos de gauge que describen las interacciones. Su grupo de simetría es

$$\mathcal{G}_{SM} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (2.1)$$

donde Y (la hipercarga), L (la helicidad izquierda) y C (la carga de color) representan las cantidades conservadas del grupo de simetría.² El subgrupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ representa el sector electrodébil, i.e. la electrodinámica cuántica (QED) más las interacciones débiles, mientras que la adición del grupo $SU(3)_C$ incluye la cromodinámica cuántica (QCD). La carga conservada correspondiente al grupo $SU(2)$ es el *isospin* débil, T , con lo que la carga de los fermiones queda definida como $Q = T_3 + Y/2$.

La masa de las partículas en el SM puede ser introducida mediante el llamado mecanismo de Higgs [6], vía la ruptura espontánea de la simetría electrodébil ($\mathcal{G}_{SM} \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_Q$). Como consecuencia, un nuevo campo escalar debe ser agregado al Lagrangiano, dando lugar a la aparición de un bosón masivo, H , conocido como «bosón de Higgs». Éste no ha sido aún observado, y su descubrimiento es una de las metas principales que persiguen los experimentos del LHC. En este sentido, el estudio de la producción de fotones directos $pp \rightarrow \gamma + X$ es muy relevante, ya que representa unos de los fondos más importantes en la búsqueda del Higgs en su decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$, el canal dominante

¹Los bosones de gauge neutros constituyen su propia antipartícula.

²de acuerdo al Teorema de Noether [15].

en la región de baja masa no excluida por los resultados más recientes de ATLAS [16] y CMS [17]. Por esto, la medida de la sección eficaz de la producción de fotones directos, objeto del análisis de esta tesis, es crucial en el entendimiento del SM y en otras importantes búsquedas en el marco de posibles extensiones del mismo (e.g. SUSY) vía procesos con fotones en el estado final.

2.2 Conceptos de cromodinámica cuántica (QCD) y el modelo de partones

La cromodinámica cuántica (QCD) [18] es la teoría de campos de gauge renormalizable que describe la interacción fuerte entre partículas de color, quarks y gluones, en el marco del SM. Los requerimientos de invarianza de gauge local sobre su grupo de simetría ($SU(3)_C$), se satisfacen con la introducción de ocho campos de gauge, correspondientes a los gluones que median la interacción fuerte. La estructura no abeliana de su grupo de simetría, implica que los propios gluones poseen carga de color (a diferencia del fotón en QED, que no posee carga eléctrica), y pueden por lo tanto auto-interactuar.³ Una consecuencia importante de este hecho, aparece en la renormalización de la constante de acoplamiento (α_s) vía los diagramas de polarización del vacío. En QED, la polarización del vacío es inducida por los pares virtuales e^+e^- , que «apantallan» la carga eléctrica y resulta en la disminución del acoplamiento con la distancia. Por el contrario, los gluones no sólo producen pares $q\bar{q}$ (que causan un efecto análogo al de QED) sino que crean también pares de gluones adicionales, que tienden a «antiapantallar» la carga aparente de color. El efecto neto es entonces que el acoplamiento fuerte decrece con la energía (crece con la distancia). Esto da lugar a dos propiedades particulares de QCD:

Confinamiento - El potencial del campo de color aumenta (linealmente) con la distancia, por lo que no se pueden aislar quarks ni gluones libres. Esto implica que sólo estados ligados sin color, llamados colectivamente *hadrones*, pueden ser observados directamente, formados por un par (color, anticolor) o por una combinación de tres (anti)colores. Los pares (quark, antiquark) son denominados *mesones* (e.g. el π^0 formado por un par (u, \bar{u}) de color opuesto), mientras que los estados ligados de tres quarks son llamados *bariones* (e.g. el protón (u,u,d) donde cada quark toma uno de los colores posibles).

Libertad asintótica - A pequeñas distancias (altas energías), la intensidad de la interacción fuerte decrece, de tal forma que los quarks y gluones se comportan esencialmente libres ($\alpha_s \ll 1$), posibilitando un tratamiento perturbativo.

A altas energías es posible entonces aplicar el llamado «modelo de partones», en el cual los hadrones están compuestos por partículas puntuales. Este modelo fue introducido

³Dando lugar a dos nuevos vértices en la teoría, acoplando 3 o 4 gluones.

por Feynman [19] y Bjorken [20] a fines de los años 60, para interpretar los resultados de los experimentos de dispersión profundamente inelástica electrón-nucleón (*DIS : Deep Inelastic Scattering*) en SLAC [21]. Esta descripción ha probado ser una buena aproximación para las interacciones partón-partón de gran transferencia de momento (i.e. *Bjorken scaling* [22]) pero no es apropiado para modelar la interacción a bajas energías.

2.2.1 El teorema de factorización

La conexión entre el mundo observable (hadrones) y el nivel partónico (quarks y gluones) es posible gracias al concepto de *factorización*, que permite una separación sistemática entre las interacciones de corta distancia (de los partones) y las interacciones de larga distancia (responsables del confinamiento de color y la formación de hadrones). El teorema de factorización [23] establece que la sección eficaz de producción de cualquier proceso de QCD del tipo $A + B \rightarrow X$, siendo $a_i(b_j)$ los constituyentes del hadrón inicial $A(B)$, puede ser expresada como (Fig. 2.1):

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \sum_{ij} \int dx_{a_i} dx_{b_j} f_{A/a_i}(x_{a_i}, \mu_F^2) f_{B/b_j}(x_{b_j}, \mu_F^2) \sigma_{a_i b_j \rightarrow X}(\mu_F^2, \mu_R^2) \quad (2.2)$$

donde $x_i(x_j)$ es la fracción del momento del hadrón $A(B)$ que lleva el partón $a_i(b_j)$ y $\sigma_{a_i b_j \rightarrow X}$ es la sección eficaz de la interacción a nivel partónico, calculada a un dado orden en pQCD y una escala de renormalización μ_R . La escala de renormalización es introducida para absorber las divergencias ultravioletas que aparecen en los cálculos perturbativos más allá de LO.

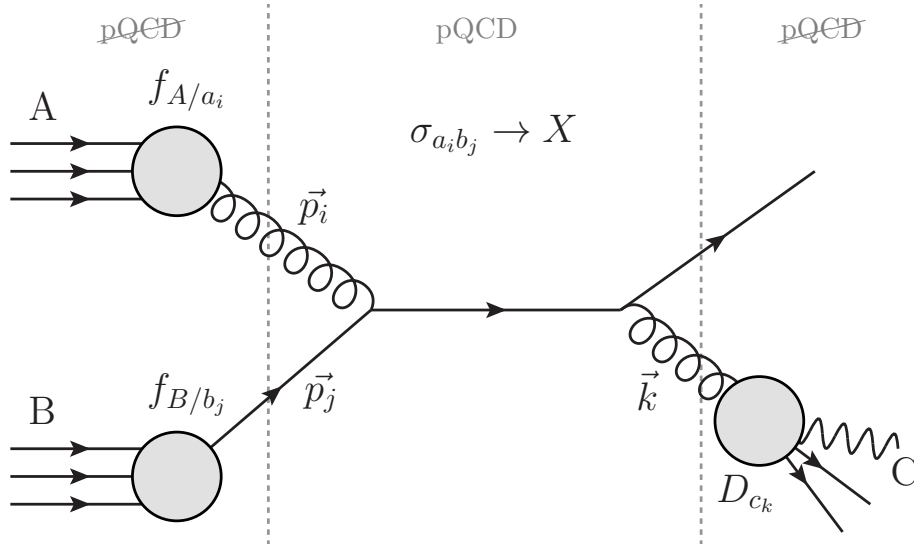


Figura 2.1. Diagrama de la interacción hadrónica $A + B \rightarrow C + X$. El proceso es descrito como la convolución de las funciones de distribución partónica (PDF) de los partones dentro de los hadrones iniciales. La sección eficaz (σ) de la interacción dura puede ser calculada perturbativamente a nivel partónico. Finalmente, el partón producido puede fragmentar en otras partículas (D_{c_k}).

2.2 CONCEPTOS DE CROMODINÁMICA CUÁNTICA (QCD) Y EL MODELO DE PARTONES

Las funciones $f_{h/n}(x_n, \mu_F^2)$, llamadas funciones de distribución partónica (PDFs), representan la probabilidad de encontrar un partón de tipo n en el hadrón h con una fracción de momento x_n , dada una escala de factorización μ_F . Esta escala es un parámetro arbitrario introducido para tratar singularidades que aparecen en el régimen no perturbativo. Estas divergencias son absorbidas, en forma similar a la renormalización, dentro de las funciones de distribución partónicas a la escala μ_F .⁴ Si bien las PDFs no pueden ser determinadas perturbativamente, se puede predecir su dependencia con Q^2 por medio de las ecuaciones de evolución DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [3–5]. De esta forma, la medida experimental de su forma funcional a un dado Q_0^2 fijo permite obtener predicciones de las PDFs para un amplio espectro de Q^2 . Varios grupos han utilizado las mediciones de HERA [24] y otros experimentos para extrapolar las PDFs a las energías del LHC. Para las predicciones teóricas a NLO de esta tesis se han utilizado las parametrizaciones CTEQ 6.6 [25], MSTW 2008 [26] y NNPDF 2.0 [27]. En la Fig. 2.2 se muestran las PDFs para las dos primeras, en comparación con HERAPDF 0.2 ($Q^2 = 10$ TeV).

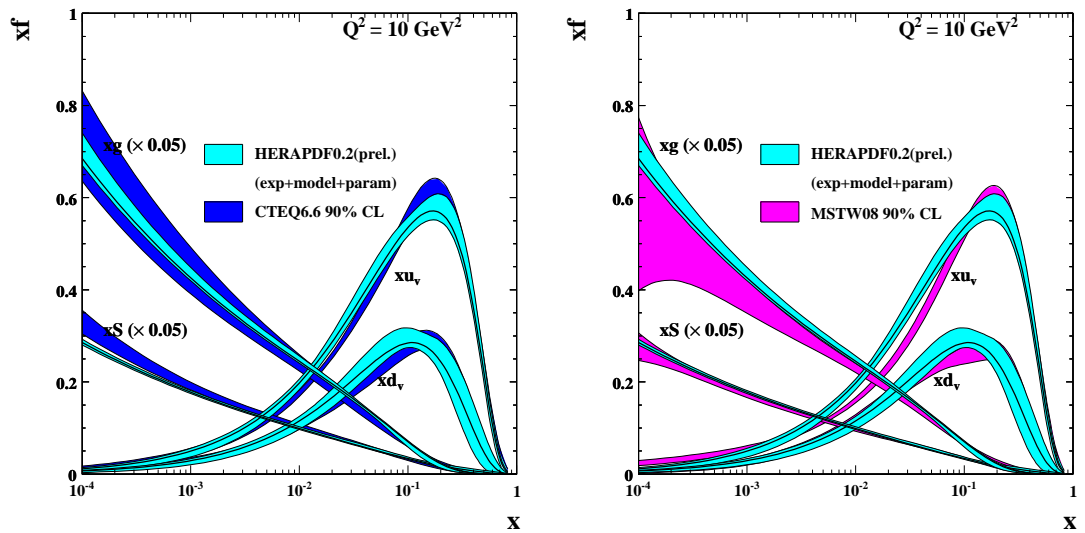


Figura 2.2. Funciones de distribución partónica (Izq.) CTEQ 6.6 y (Der.) MSTW 2008, en comparación con HERAPDF 0.2 ($Q^2 = 10$ TeV) [28].

La Ec. 2.2, describe la dinámica de interacción de dos hadrones (vía sus constituyentes) a nivel partónico. Sin embargo, los observables del estado final en colisiones hadrónicas están afectados por otros efectos no perturbativos, ligados a la propiedad de confinamiento y de la (consecuente) estructura compuesta de los hadrones iniciales.

Hadronización

Luego de la interacción dura, cada partón del estado final comienza a radiar gluones, perdiendo energía. Estos gluones fragmentan en pares $q\bar{q}$ y gluones adicionales, y así suce-

⁴usualmente escogida $\mathcal{O}(Q^2)$.

sivamente, creando una lluvia de partones, de cada vez más bajo p_T . Esto continúa hasta que la energía es suficientemente baja y todos los partones se recombinan para formar mesones y bariones, en lo que se conoce como *hadronización*. Las bajas transferencias de energía involucradas en el proceso son tales que éste no puede ser tratado perturbativamente. La dinámica de esta evolución es absorbida en funciones de fragmentación, que representan la probabilidad de un partón de fragmentar en un determinado hadrón del estado final. La sección eficaz $\sigma_{a_i b_j \rightarrow X}$ en la Ec. 2.2 puede ser modificada entonces para calcular el proceso $AB \rightarrow C + X$ (Fig. 2.1):

$$\sigma_{a_i b_j \rightarrow C+X} = \int dz_C D_{c_k}(z_C, \mu_f^2) \sigma_{a_i b_j \rightarrow c_k+X}(\mu_F^2, \mu_R^2) \quad (2.3)$$

donde C es un hadrón, D_{c_k} es la función de fragmentación, que define la probabilidad de que un partón c_k fragmente en un hadrón C con una fracción z_C de su momento a la escala de fragmentación (o factorización del estado final) μ_f .⁵ Esta escala es introducida de manera similar a μ_F para el estado inicial, a fin de remover las singularidades por radiación colineal en el estado final.

Evento subyacente (UE)

Durante una colisión hadrónica, la transferencia de momento ocurre entre los partones de cada hadrón inicial. Los quarks y gluones (de valencia o del «mar») remanentes de cada hadrón —también llamados *espectadores*— llevan parte del momento del hadrón y pueden dar lugar a múltiples interacciones en el evento (MPI). La mayoría de estas interacciones extra son *soft*, aunque ocasionalmente se pueden producir más de una interacción dura por evento. La actividad total no asociada con la interacción dura primaria conforma el llamado «evento subyacente» (UE). Estos procesos involucran interacciones de baja energía (largas distancias), por lo que no pueden ser tratados perturbativamente. Existen diversos modelos fenomenológicos para describir el impacto de estos efectos en los observables finales, implementados en los distintos generadores MC (Sec. 2.4).

Dado que las escalas de renormalización (μ_R), factorización (μ_F) y fragmentación (μ_f) son completamente arbitrarias, todo observable físico debe ser independiente de cualquier elección particular. Sin embargo, cuando éstos se calculan —como en la mayoría de los casos— a orden finito en pQCD, se obtiene cierta dependencia con la escala. Para las predicciones a NLO de sección eficaz de producción de fotones directos en esta tesis se han fijado todas las escalas al momento transversal del fotón. Si bien no hay razón para que estas escalas sean iguales, tampoco deben ser muy diferentes, para evitar introducir una jerarquía artificial en los cálculos. Las incertezas asociadas a tal elección, se han evaluado variando el valor nominal como se describe en la Sec. 8.3.1.

⁵La suma en Ec. 2.2 se extiende entonces sobre los índices i, j, k .

2.3 Producción de fotones directos

La producción de fotones directos provee un escenario ideal para probar las predicciones de pQCD, cuya medida brinda ciertas ventajas sobre otros análisis en eventos de producción de *jets*, los más abundantes en colisionadores hadrónicos. En este caso, la presencia de un vértice de QED a LO hace más confiables los cálculos teóricos y se tiene acceso a un rango más bajo de p_T . Como los fotones no hadronizan, están bien definidos tanto a nivel partónico como a nivel *partícula*,⁶ libre de las incertezas inherentes a las definiciones no absolutas de los *jets*. Su energía puede ser entonces medida en el calorímetro electromagnético, mejorando la resolución de energía. Además, dada la topología de los procesos a LO —donde el fotón es creado en dirección azimutalmente opuesta al jet— estos eventos son utilizados para la intercalibración de la energía de los calorímetros electromagnético y hadrónico. Por último, una de las principales motivaciones del estudio de estos procesos es que su sección eficaz es directamente sensible al contenido gluónico del protón, dado que el mecanismo de producción dominante a LO (en todo el rango de p_T para el LHC) posee un gluón en el estado inicial.

La producción de fotones directos a LO está dada por los procesos de dispersión Compton $q(\text{o } \bar{q})g \rightarrow \gamma q(\text{o } \bar{q})$ (Fig. 2.3(a)) y de aniquilación $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ (Fig. 2.3(b)). En el régimen de energía del LHC, y por tratarse de colisiones pp , la dispersión Compton es el subproceso dominante ($\sim 80\%$) en todo el espectro de E_T , como será mostrado en las predicciones a NLO en la Sec. 2.4.3 (Fig. 2.5). El cálculo de las contribuciones a NLO [29] incluye correcciones $\mathcal{O}(\alpha_s)$ vía los subprocesos $gq(\text{o } \bar{q}) \rightarrow \gamma gq(\text{o } \bar{q})$, $q\bar{q} \rightarrow \gamma gg$ (e.g. Fig. 2.3(f)) y correcciones virtuales a los diagramas a LO (e.g. Fig. 2.3(e)). Estas correcciones también incluyen la contribución a LO de los fotones de fragmentación o de *bremsstrahlung* (Fig. 2.3(c)), donde éstos son radiados por un quark en el estado final (FSR).⁷ Las correcciones a NLO de la componente de fragmentación contiene también todos los procesos en los que un partón del estado final fragmenta para producir un fotón (dentro de la cascada partónica), incluido aquel donde el fotón es colineal al momento del partón originario (Figs. 2.3(g) y 2.3(h)). Estos términos de orden superior son factorizados y absorbidos en funciones de fragmentación partón-fotón, $D_q^\gamma(z, \mu_f)$ y $D_g^\gamma(z, \mu_f)$, donde z es la fracción del momento del partón adquirida por el fotón y μ_f es la escala de fragmentación usada para los cálculos a orden finito (en un dado esquema de factorización). Esta escala permite dividir los procesos de producción de fotones directos en dos contribuciones: una contribución «directa» ($\sigma^{(D)}$), compuesta por los procesos a LO más aquellos donde las singularidades colineales en el estado final han sido substraídas de acuerdo al esquema de factorización \overline{MS} [30], y una contribución de «fragmentación» ($\sigma^{(F)}$), de todos aquellos procesos que involucran

⁶Se habla de nivel *partícula* o *hadrónico* en referencia al estado de todas las partículas en un evento luego de producida la hadronización de todos los partones creados.

⁷La distinción entre fotones de fragmentación, ISR y FSR carece de sentido físico —dada la interferencia de los diagramas correspondientes— y está sólo motivada por la forma en que cada contribución es tratada en los generadores MC.

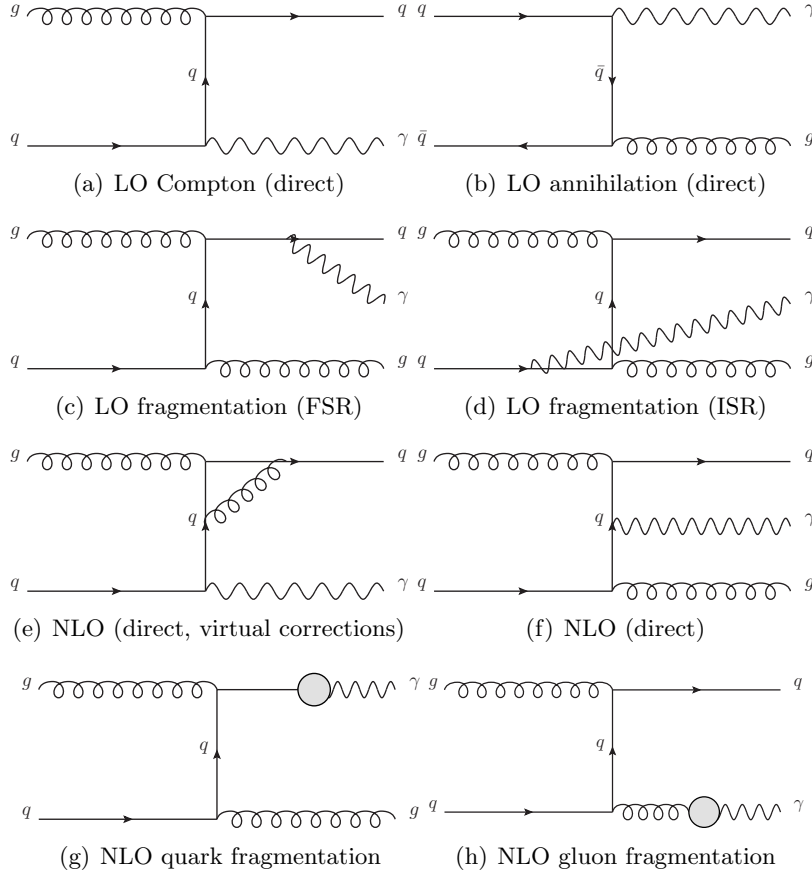


Figura 2.3. Diagramas de producción de fotones directos en colisiones pp a LO (a,d) y NLO (e,h). A LO, la dispersión Compton (a) domina ($\sim 80\%$) la sección eficaz de producción en todo el rango de E_T . Los diagramas de fragmentación a NLO (g,h) representan toda cadena partónica con la emisión final de un fotón por un quark, absorbida dentro de las funciones de fragmentación $D_{q,g}^\gamma$.

una función de fragmentación partón-fotón en el esquema de factorización \overline{MS} .

Así, la sección eficaz diferencial en función del momento transversal y la pseudorapidez (η),⁸ puede escribirse como la suma de las contribuciones anteriores [31]:

$$\frac{d\sigma(\mu_R, \mu_F, \mu_f)}{dp_T d\eta} = \frac{d\sigma^{(D)}(\mu_R, \mu_F, \mu_f)}{dp_T d\eta} + \frac{d\sigma^{(F)}(\mu_R, \mu_F, \mu_f)}{dp_T d\eta} \quad (2.4)$$

La contribución de fragmentación puede, a su vez, ser expresada como:

$$\frac{d\sigma^{(F)}(\mu_R, \mu_F, \mu_f)}{dp_T d\eta} = \sum_{k=q,\bar{q},g} \frac{d\sigma_k^{(F)}(\mu_R, \mu_F, \mu_f)}{dp_T d\eta} \otimes D_k^\gamma(z, \mu_f) \quad (2.5)$$

donde $\sigma_k^{(F)}$ describe la producción de un partón k en la interacción dura y $D_k^\gamma(z, \mu_f)$ es la función de fragmentación de un partón k en un fotón.

⁸La pseudorapidez (η) mide el ángulo de emisión longitudinal de las partículas y es definida en función del ángulo polar (θ) como $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. Véase Sec. 3.2.1.

Sin embargo, esta separación entre $\sigma^{(D)}$ y $\sigma^{(F)}$ es arbitraria, donde la definición de cada una depende de la elección del esquema y de la escala de factorización. Tal división carece de sentido más allá de LO; sólo la suma total es un observable físico y puede ser comparado con las mediciones experimentales.

2.3.1 Fotones directos aislados

El gran desafío de los análisis de la producción de fotones directos es extraer la señal en presencia de una gran contaminación de fotones secundarios del decaimiento hadrónico, principalmente de mesones livianos (π^0 , η , ω). En experimentos de blanco fijo, generalmente en un rango de bajo p_T (< 10 GeV), los fotones producto de los decaimientos $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ y $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ pueden ser resueltos en el calorímetro, brindando acceso a la medición de la sección eficaz de producción inclusiva. En el régimen de altas energías explorado en colisionadores hadrónicos como el LHC, esta distinción ya no es posible evento a evento. Para suprimir el abundante fondo de QCD se aplican entonces criterios de aislamiento sobre la actividad hadrónica en torno al fotón. Un criterio ampliamente usado, que puede ser implementado también a nivel partónico, es requerir que la energía transversa total⁹ en un cono de radio R centrado en la dirección del fotón (E_T^{iso}) sea menor que un dado valor máximo, definido en forma absoluta ($E_T^{\text{iso}} < E_T^{\text{max}}$) o relativa a la E_T del fotón ($E_T^{\text{iso}} < \varepsilon \cdot E_T$).

Los mesones livianos son producidos en la hadronización dentro de un jet junto a otras partículas, que contribuyen a un alto valor de E_T^{iso} . En ciertos casos, sin embargo, cuando el mesón porta la mayor parte de la energía del partón original (i.e. $z \rightarrow 1$) los fotones producidos pueden ser aceptados por los criterios de aislamiento. Este fondo es sustraído luego mediante técnicas estadísticas para la estimación de la sección eficaz final.

Los fotones producidos directamente en la interacción dura son creados en dirección azimutalmente opuesta al jet, por lo que E_T^{iso} es generalmente nula. En el caso de los fotones de fragmentación, en cambio, existe cierta actividad hadrónica remanente a su alrededor. Según el ángulo de emisión y la fracción de energía del partón originario adquirida por el fotón en la fragmentación (z), éstos pueden ser aceptados o rechazados por el criterio de aislamiento dependiendo del tamaño del cono de aislamiento (R) y del umbral de corte (E_T^{max}). Así, los criterios de aislamiento remueven no sólo fotones del fondo sino también cierta fracción de fotones de fragmentación. Esta fracción remanente complica en cierto modo el formalismo de los cálculos de pQCD, pero no puede ser despreciada.¹⁰ La sección eficaz de producción de fotones de fragmentación es del mismo orden que la de los procesos

⁹En colisiones hadrónicas, la energía «transversa» (E_T) se define como la energía de la partícula en un sistema de referencia donde $p_z = 0$, donde z corresponde a la dirección del haz de hadrones. Esta cantidad es invariante de Lorentz frente a *boosts* longitudinales, y puede ser expresada como $E_T = E / \cosh(\eta)$, donde E es la energía total de la partícula y η es la pseudorapidez antes definida. Véase Sec. 3.2.1

¹⁰Si bien existen prescripciones del criterio de aislamiento que remueven completamente la componente de fragmentación en los cálculos teóricos (i.e. Frixione [32]), su implementación experimental requiere ciertas consideraciones adicionales y se encuentra aún bajo estudio [33, 34].

a LO ($\mathcal{O}(\alpha_s)$) [35],¹¹ por lo que, aun cuando aumenta la complejidad de los cálculos de pQCD, es crucial incluir esta contribución en cualquier comparación razonable entre las predicciones teóricas a NLO y la medida experimental.

Desde el punto de vista teórico, las restricciones del espacio de fase impuestas por los criterios de aislamiento pueden introducir, en principio, ciertas anomalías en las predicciones a NLO. Se ha demostrado [29], sin embargo, que el requerimiento de aislamiento no afecta las propiedades de factorización válidas en el caso de la sección eficaz inclusiva (Sec. 2.2.1).¹² A NLO, igualmente, ciertas consideraciones deben ser tenidas en cuenta para evitar divergencias infrarrojas (cuando $E_T^{\max} \rightarrow 0$) y colineales (para R pequeño). En vista de esto, el criterio de aislamiento en los experimentos de colisiones hadrónicas se define típicamente en un cono $R = 0.4$ con valor de corte $E_T^{\max} \sim \mathcal{O}(\text{GeV})$ (o una fracción relativa $\varepsilon = 0.1$ de la E_T del fotón, equivalentemente).

2.4 Simulaciones Monte Carlo

Los programas de generación Monte Carlo representan una herramienta fundamental para la física experimental de altas energías. A partir de la colisión hadrónica inicial, estos programas modelan la producción de las partículas en el estado final a ser medidas en el detector. La cadena de simulación de un evento de colisión pp , esquematizado en la Fig. 2.4 para la producción de un evento $t\bar{t}H \rightarrow X$, comienza con el cálculo del elemento de matriz (ME) de un dado proceso de interacción dura (*hard-scattering* (HS)) entre los partones iniciales, bien a *leading-order* (LO) (e.g. PYTHIA [36], HERWIG [37]) o a NLO (e.g. JETPHOX [38], MC@NLO [39]) en teoría de perturbaciones QCD. La evolución de los partones anteriormente producidos se realiza mediante un modelo de lluvia partónica (PS), como aproximación de las correcciones a los elementos de matriz de orden superior,¹³ donde éstos emiten otros partones en forma de cascada (FSR : *final state radiation*). La radiación sucesiva de partones está regida por la radiación de gluones, *gluon splitting* y producción de pares de quarks. Similarmente, por la invarianza de *gauge* en la interacción, se permite la emisión de partones a partir de aquellos en el estado inicial (ISR), teniendo en cuenta las distintas PDFs involucradas en la interacción dura. La evolución de la cascada, de acuerdo a las ecuaciones de evolución DGLAP [3–5], continúa hasta el límite de validez del régimen perturbativo (i.e. hasta la escala de hadronización $\mathcal{O}(\Lambda_{QCD}) \sim 1 \text{ GeV}$).

Cuando el cálculo de la interacción dura se realiza a órdenes superiores (o incluso a LO en procesos QCD de producción de partones múltiple), la combinación de éste con las lluvias partónicas requiere un tratamiento especial, para evitar duplicar en la PS los partones ya producidos en el ME (i.e. *double counting*). Existen diversas implementaciones

¹¹ contrario a lo que se podría esperar de una inspección «naive» de los diagramas a LO (e.g. Fig. 2.3(c)).

¹² Se dice en este caso que la definición del aislamiento es «infrared and collinear safe».

¹³ La aproximación es formalmente correcta sólo en el límite de radiación colineal *soft*, pero puede no modelar correctamente la producción de partones de alto p_T y a grandes ángulos de emisión.

para realizar esta combinación (e.g. [40] en PYTHIA y HERWIG), siguiendo principalmente las estrategias propuestas en [41] (CKKW) y [42] (MLM). La solución en ambos casos yace, en una visión simplificada, en la separación del espacio de fase a ser tratada en cada etapa (ME o PS).

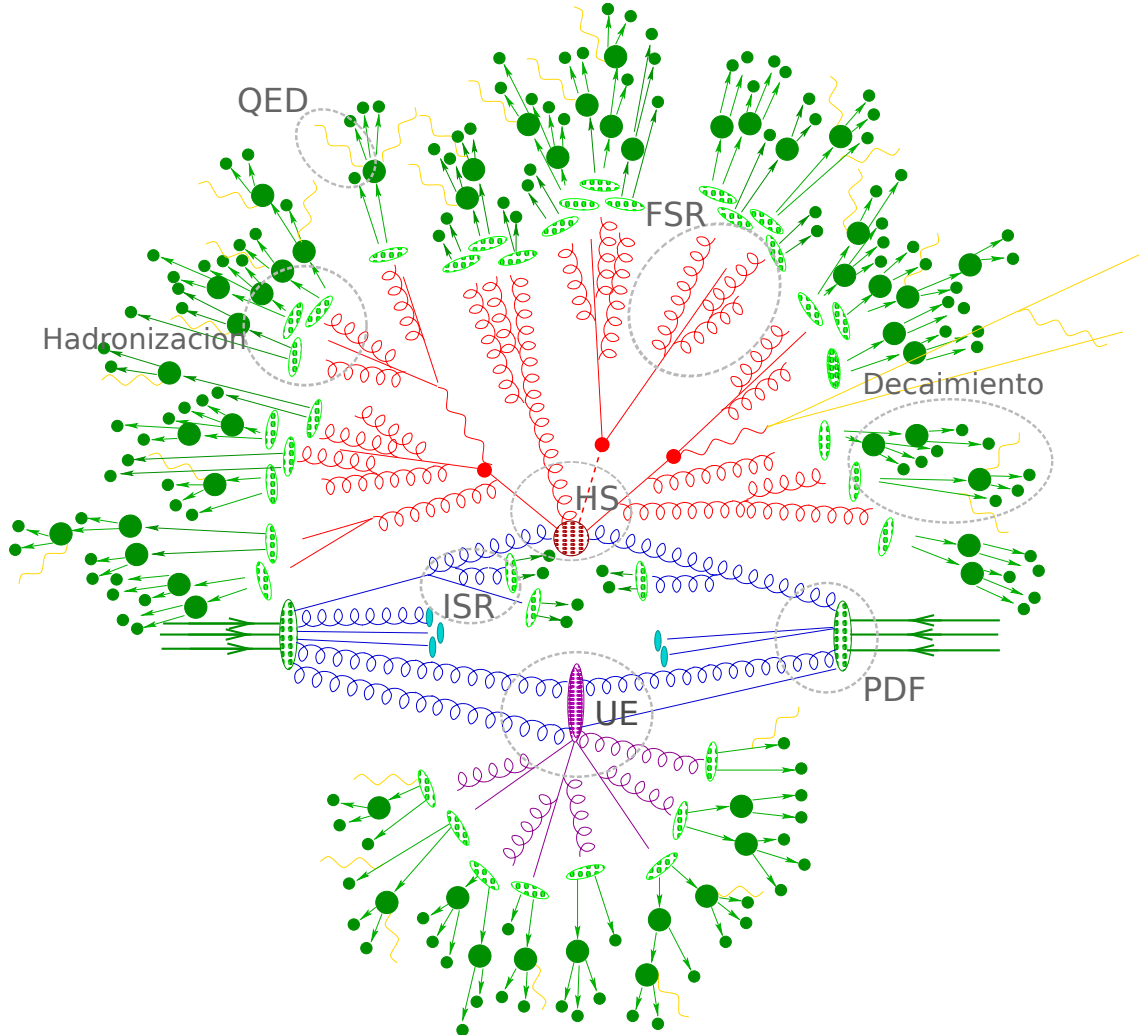


Figura 2.4. Esquema de un proceso de producción $t\bar{t}H \rightarrow X$ en colisiones pp [43,44]. En las elipses punteadas se indican las distintas etapas de la simulación: la interacción dura (HS) dependiente de las funciones de distribución partónicas (PDF), la radiación del estado inicial (ISR) y final (FSR), la hadronización, el decaimiento de las partículas y el evento subyacente (UE). La radiación de fotones (QED) puede ocurrir en cualquier etapa del evento.

En la siguiente instancia, los partones en el estado final son recombinados para formar hadrones, según el requerimiento de confinamiento de color. Este proceso involucra sólo pequeñas transferencias de momento, por lo que no puede ser tratado perturbativamente. Los modelos implementados en el MC se basan en la llamada «dualidad partón-hadrón local» [45], que establece que el flujo de momento y de los números cuánticos a nivel hadrónico sigue aquel establecido a nivel partónico. Así la transición del nivel partónico al hadrónico preserva la cinemática y la información de sabor. Las distribuciones del mo-

mento longitudinal y transversal son esencialmente preservadas y los hadrones del estado final resultan colimados dentro de una región angular (relativamente pequeña) en torno a la dirección del partón original, formando *jets*. Los dos modelos de hadronización más usados son el modelo de *strings* [46] y el modelo de *clusters* [47], cuyos parámetros son determinados experimentalmente. Los hadrones inestables pueden decaer, con lo que el estado final queda así compuesto por hadrones, leptones y fotones. Sin embargo, como se ha mencionado en la Sec. 2.2.1, en el caso de colisiones hadrónicas los partones remanentes dan lugar a hadrones adicionales y, eventualmente, a interacciones múltiples (MPI), que conforman la actividad subyacente del evento (UE). El tratamiento de esta contribución depende del modelo adoptado en cada generador MC, teniendo en cuenta las conexiones de color del UE con la interacción dura.

2.4.1 PYTHIA

PYTHIA [36] es un generador de eventos que contiene todas las etapas de simulación arriba descritas y es ampliamente utilizado en experimentos de colisiones hadrónicas. Es un generador a LO, optimizado para el cálculo de una gran variedad de procesos $2 \rightarrow 1$ y $2 \rightarrow 2$ en eventos de QCD, de interacción electrodébil y de física más allá del SM. Las lluvias partónicas siguen la evolución DGLAP, ordenadas por p_T (i.e. por virtualidad). Aunque PYTHIA puede simular la radiación QED de los quarks en el estado inicial (ISR) y final (FSR), dentro de ATLAS esta funcionalidad es desactivada y reemplazada por PHOTOS [48], un programa especialmente diseñado para este fin. Para la hadronización se adopta el modelo de *strings* y el evento subyacente es simulado usando un modelo de interacciones múltiples (MPI). La mayoría de los hadrones producidos durante la hadronización son inestables y decaen a partículas estables para conformar el estado final. Como resultado de la simulación, se obtiene la predicción de la sección eficaz de producción de los procesos generados y una lista de los cuadri-momentos de todas las partículas creadas en el evento. La interacción de las partículas obtenidas con el detector y su deposición de energía en el mismo es simulada luego mediante el programa GEANT 4 [49].

En el caso de la producción de fotones directos, los fotones provenientes de la interacción dura son simulados directamente (i.e. calculando los MEs a LO), incluyendo las contribuciones de la dispersión Compton (Fig. 2.3(a)) y de la aniquilación $q\bar{q}$ (Fig. 2.3(b)).¹⁴ La componente de fragmentación (Fig. 2.3(c)), es modelada como FSR (i.e. fotones creados en la lluvia partónica en eventos de *dijets*). A diferencia del caso anterior, estos fotones están acompañados por otras partículas de la cascada partónica, por lo que serán en general no aislados.

¹⁴A las energías del LHC, la contribución del proceso $gg \rightarrow g\gamma$ a la sección eficaz de producción total es despreciable ($< 0.1\%$) [50].

2.4.2 HERWIG

HERWIG [37] es también un generador Monte Carlo de eventos a LO, aunque presenta algunas diferencias con respecto a PYTHIA. Las lluvias partónicas son ordenadas angularmente, siguiendo el modelo de dipolos de color [51]. La hadronización se realiza en este caso mediante el modelo de *clusters*, y el tratamiento del evento subyacente se efectúa mediante un programa externo, JIMMY [52]. Al igual que en PYTHIA, PHOTOS es utilizado para simular la radiación QED en el estado inicial y final.¹⁵

2.4.3 JETPHOX

En el análisis de esta tesis, la medida de la sección eficaz de producción de fotones directos aislados es comparada con las predicciones de pQCD a NLO obtenidas con el generador MC JETPHOX [29, 31]. Este programa permite calcular a NLO la sección eficaz de procesos $A + B \rightarrow \gamma/h + jet + X$, donde las propiedades de los partones A y B vienen dadas por las funciones de distribución partónica. Integrandosobre el *jet* en el estado final se puede obtener la sección eficaz inclusiva de producción de fotones/hadrones. En este caso, tanto la contribución de fotones de la interacción dura como la de los fotones de fragmentación es calculada directamente a nivel del ME, permitiendo la comparación y validación de la aproximación de esta última en los generadores LO antes descritos (i.e. vía FSR).

Además del cálculo inclusivo, JETPHOX permite estimar la energía de aislamiento de los fotones a nivel partónico y, por lo tanto, proveer la predicciones pertinentes a la medida de este trabajo (Sec. 8.3). Es posible configurar, entre otros parámetros, las escalas de renormalización (μ_R) y de fragmentación inicial (μ_F) y final (μ_f), así como las funciones de fragmentación, las PDFs y los criterios de aceptación y aislamiento, de acuerdo a los requerimientos de cada análisis. Sin embargo, la generación en JETPHOX es estrictamente a nivel partónico, sin ningún modelo de cascada partónica, hadronización o UE. Los efectos correspondientes sobre la sección eficaz calculada se deben tratar cuidadosamente a la hora de la comparación con las medidas experimentales, sólo accesibles al nivel hadrónico.

La contribución relativa de cada componente se muestra en la Fig. 2.5 según las predicciones para el LHC a $\sqrt{s} = 14$ TeV, antes (a) y después (b) de aplicar el criterio de aislamiento (i.e. la energía hadrónica transversa en un cono $R = 0.4$ en torno al fotón debe ser $< 10\%$ de la E_T del mismo).

2.4.4 Comparación entre PYTHIA y JETPHOX

Las predicciones sobre la producción de fotones directos en JETPHOX (NLO) y PYTHIA (LO) han sido comparadas en [54], para una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 14$ TeV en el LHC. En la Fig. 2.6, se muestra la razón entre la contribución de cada componente a

¹⁵La versión más reciente de este generador (HERWIG++) provee su propio modelo interno de QED ISR/FSR.

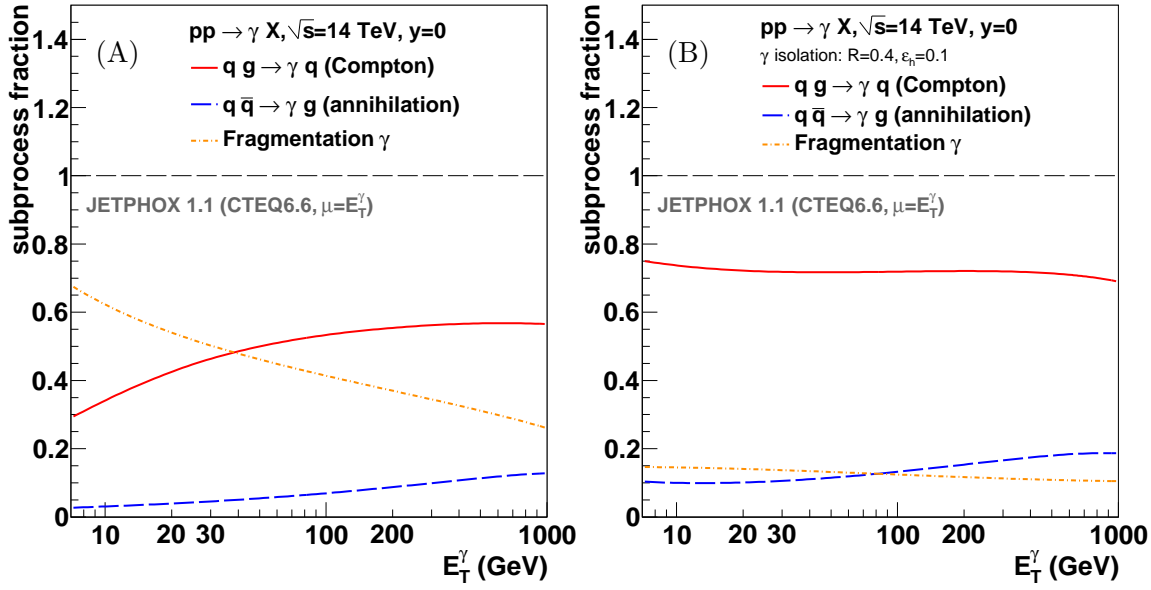


Figura 2.5. Contribución relativa de la subprocesos de producción de fotones directos (dispersión Compton, aniquilación $q\bar{q}$ y fragmentación) según las predicciones de JETPHOX (PDF CTEQ 6.6, $\mu = E_T$, FF BFG-II) para el LHC a $\sqrt{s} = 14$ TeV en la región central ($y=0$) como función de E_T . La comparación entre las predicciones inclusivas (A) y aquellas luego de aplicar el criterio de aislamiento (B) muestra un claro efecto, especialmente en la supresión de la componente de fragmentación. En este caso se ha utilizado un cono de aislamiento de radio $R = 0.4$, donde la de energía hadrónica transversa en el cono debe ser menor al 10% de la E_T del fotón. Extraída de [53].

la sección eficaz total predicha a NLO y aquella obtenida a LO, antes y después de aplicar el criterio de aislamiento. En este caso se ha aplicado un corte de aislamiento relativo, donde la energía hadrónica transversa en un cono de radio $R = 0.4$ debe ser menor al 10% de la energía transversa del fotón. En las predicciones inclusivas, se puede observar que JETPHOX predice más fotones de fragmentación y de aniquilación de pares $q\bar{q}$, mientras que PYTHIA favorece la producción vía dispersión Compton. El hecho de que JETPHOX predice menos fotones Compton que PYTHIA (aun cuando JETPHOX incluye más diagramas), puede entenderse debido a las diferentes distribuciones partónicas utilizadas. Luego del criterio de aislamiento, JETPHOX predice más fotones de Compton y de aniquilación $q\bar{q}$, mientras que PYTHIA muestra un claro exceso de fotones de fragmentación. Esto se puede explicar por el hecho de que los fotones de fragmentación en PYTHIA, incluyendo aquellos de la ISR/FSR, son más «duros»¹⁶ que en JETPHOX. Globalmente, sin embargo, en todos los casos las contribuciones individuales tienden a compensarse, resultando en una tasa de producción de fotones aislados comparable entre PYTHIA y JETPHOX.

¹⁶i.e. creados a más alto p_T respecto del partón original, resultando más aislados del resto de la actividad hadrónica.

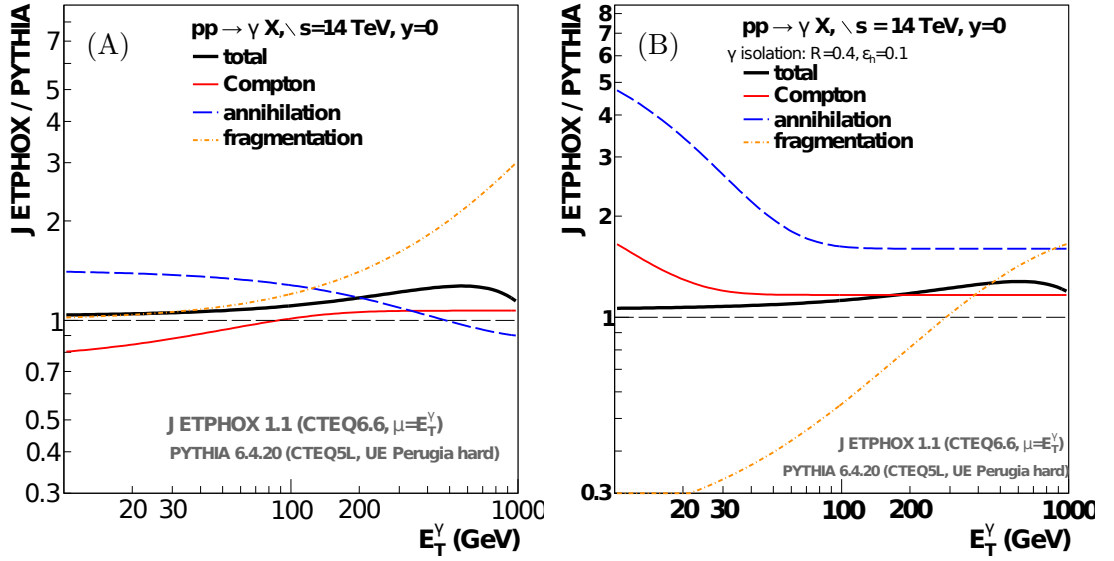


Figura 2.6. Razón de las contribuciones relativas de los subprocesos de producción de fotones directos (dispersión Compton, aniquilación $q\bar{q}$ y fragmentación) entre las predicciones de JETPHOX (PDF CTEQ 6.6, $\mu = E_T$, FF BFG-II) y PYTHIA (PDF CTEQ5L, UE PERUGIA hard) para el LHC a $\sqrt{s} = 14$ TeV en la región central ($y=0$) como función de E_T , antes (A) y después (B) de aplicar el criterio de aislamiento $E_T^h < \varepsilon \cdot E_T$, donde E_T^h es la de energía hadrónica transversa en un cono de radio $R = 0.4$ y $\varepsilon = 0.1$. Extraída de [54].

2.5 Resultados previos

Desde los primeros estudios en el acelerador ISR (*Intersecting Storage Ring*) [55] del CERN a mediados de la década de los ochenta, numerosos esfuerzos tanto experimentales como teóricos han contribuido a profundizar el entendimiento de la producción de fotones directos en colisiones hadrónicas. En la Tabla 2.2 se listan la gran variedad de experimentos de blanco fijo y de colisiones, llevados a cabo hasta el presente, en un amplio rango de energías ($\sqrt{s} \sim 20$ GeV – 7 TeV).

Durante más de 20 años, los experimentos del ISR, SPS y Tevatron, midieron el contenido gluónico del protón en un amplio rango ($0.7 < x < 0.01$) y han provisto datos para algunas parametrizaciones de las PDFs. Un compilado de estas experiencias es presentado y discutido en [31, 85]. En la Fig. 2.7 se muestran los resultados de la sección eficaz de producción de fotones (aislados) obtenido en cada caso, en comparación con las predicciones de pQCD calculadas en JETPHOX a NLO. La interpretación de los mismos ha dado lugar un gran debate en los últimos años, sin lograr un total consenso. En particular, los resultados del experimento E706 de Tevatron [72], y de AU6 [71] en menor medida, causaron cierta confusión, dado el exceso medido a bajo p_T con respecto a las predicciones NLO que se observa en la Fig. 2.7. Una de las soluciones propuestas [86], supone que este efecto es causado por la radiación múltiple de gluones *soft* en el estado inicial. Esta radiación genera una componente transversal (k_T) en el momento de los partones iniciales. Por otro lado, el efecto esperado para un k_T «intrínseco» (i.e. debido al tamaño

Tabla 2.2. Resumen cronológico de las medidas de la producción de fotones directos, realizadas al presente en diferentes aceleradores (colisionadores y de blanco fijo (*fixed target=f.t.*)). Para cada medida se indica el nombre del experimento, el nombre del acelerador, el tipo de partículas interactuantes, la energía de colisión, el año de publicación de los resultados y su referencia.

Experimento	Acelerador	Estado inicial	\sqrt{s} o E [GeV]	Año	Ref.
SFM	ISR	pp	45, 53	1976	[56]
R108	ISR	pp	62.4	1980	[57]
R806	ISR	pp	63	1982	[58]
R807	ISR	$pp, p\bar{p}$	53	1985	[59]
NA24	SPS f.t.	π^\pm, pp	$E = 300$	1987	[60]
WA70	SPS	pp	280	1988	[61]
UA1	$Spp\bar{S}$	$p\bar{p}$	546, 630	1988	[62]
UA2	$Spp\bar{S}$	$p\bar{p}$	630	1988	[63]
R110	ISR	pp	63	1989	[64]
UA2	$Spp\bar{S}$	$p\bar{p}$	630	1992	[65]
E706	Tevatron f.t.	$\pi^- Be, pBe$	$E = 500$	1992	[66]
UA6	SPS	$pp, p\bar{p}$	24.3	1993	[67]
E704	Tevatron f.t.	p -H líquido	$E = 200$	1995	[68]
CDF	Tevatron	$p\bar{p}$	1800	1995	[69]
DØ	Tevatron	$p\bar{p}$	1800	1996	[70]
UA6	SPS	$p\bar{p}, pp$	24.3	1998	[71]
E706	Tevatron f.t.	$\pi^- Be (pBe)$	$E = 515(530, 800)$	1998	[72]
DØ	Tevatron	$p\bar{p}$	1800	2000	[73]
DØ	Tevatron	$p\bar{p}$	1800, 630	2001	[74]
CDF	Tevatron	$p\bar{p}$	1800, 630	2002	[75]
CDF	Tevatron	$p\bar{p}$	1800	2004	[76]
E706	Tevatron f.t.	$\pi^- Be (pBe)$	$E = 515(530, 800)$	2004	[77]
PHENIX	RHIC	pp	200	2005	[78]
DØ	Tevatron	$p\bar{p}$	1960	2006	[79, 80]
PHENIX	RHIC	pp	200	2007	[81]
CDF	Tevatron	$p\bar{p}$	1960	2009	[82]
CMS	LHC	pp	7000	2010	[83, 84]
ATLAS	LHC	pp	7000	2011	[11]

finito del protón) es mucho menor que las discrepancias observadas. Esto ha motivado la introducción de un modelo fenomenológico no perturbativo, conocido como k_T -*smearing*, en donde los partones iniciales poseen un cierto momento transversal. El *smearing* de la energía de centro de masa inicial resulta en un aumento de la sección eficaz, dado que esta decrece rápidamente con p_T . Sin embargo, esta hipótesis es aún controversial. Los autores de [31] afirman que, a excepción de los resultados de E706, no hay necesidad de introducir un k_T adicional para obtener un buen acuerdo entre las mediciones y las predicciones de QCD. Si bien la inclusión del parámetro k_T mejora el acuerdo entre los datos de E706 y la teoría, introduce al mismo tiempo discrepancias para todas las otras medidas. Además, los

resultados del modelo k_T son sensibles a los parámetros elegidos (e.g. la forma funcional del *smearing*), especialmente a bajo p_T . Debido a esta situación, sumado a las grandes incertezas teóricas en esta región del espacio de fase, los datos de la producción de fotones directos han sido excluidos de los ajustes globales de parametrización de las PDFs. El contenido gluónico a alto x , donde las diferencias en las PDFs se manifiestan claramente, es al momento descrito en base a los datos de la producción de jets de alto p_T (CDF, DØ) y de DIS (*Deep Inelastic Scattering*). Los resultados del LHC, como los obtenidos en esta tesis, brindarán un aporte sustancial, dada la accesibilidad del LHC en esta región de x [87].

Medidas en colisiones hadrónicas más recientes fueron realizadas en Tevatron, en colisiones $p\bar{p}$ a una energía de centro de masa $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. La medida de la colaboración DØ [79, 80] está basada en una luminosidad integrada de 326 pb^{-1} , en el rango $23 < E_T < 300$ GeV y $|\eta| < 0.9$. El criterio de aislamiento aplicado se define como $(E_{total}(0.4) - E_{EM}(0.2))/E_{EM}(0.2) < 0.1$, donde $E_{total}(R)$ ($E_{EM}(R)$) es la energía total (electromagnética) en un cono de radio R . En CDF [82], la medida se realizó con 2.5 fb^{-1} , en el rango $30 < E_T < 400$ GeV y $|\eta| < 0.9$. En este caso, se aplica el criterio de aislamiento calorimétrico $E_T^{R=0.4} - E_T^\gamma = E_T^{iso} < 2$ GeV, donde $E_T^{R=0.4}$ es la energía transversa total en un cono de radio $R = 0.4$. La energía de aislamiento, E_T^{iso} , es corregida previamente por efectos de *pile-up* y de fuga lateral de energía del propio fotón. Los resultados en ambos casos se encontraron en acuerdo con las predicciones de JETPHOX a NLO, como se

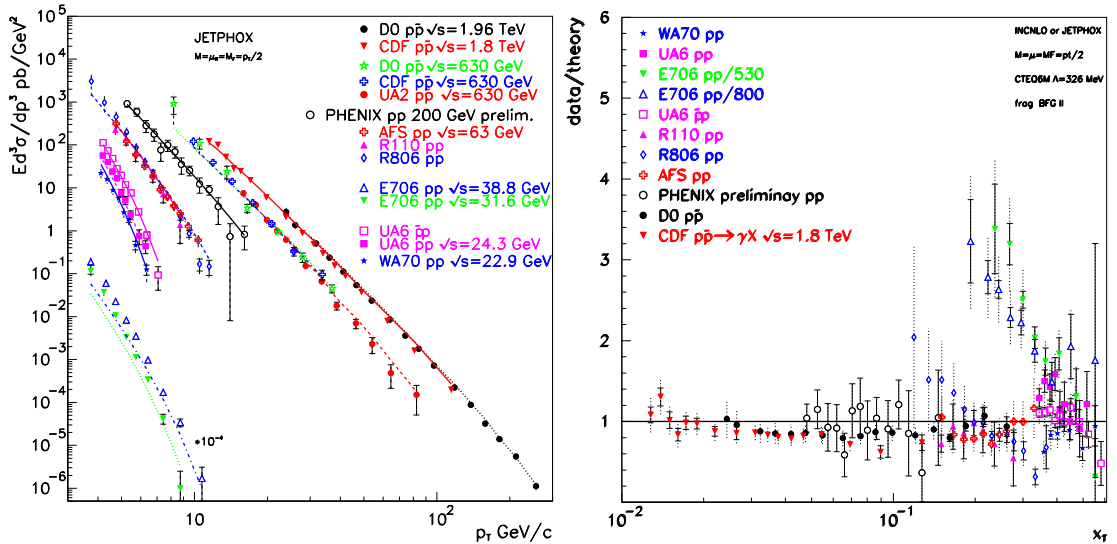


Figura 2.7. Sección eficaz (inclusiva y aislada) de producción de fotones directos medida en diversos experimentos de colisiones pp y $p\bar{p}$ en comparación con las predicciones de JETPHOX a NLO (PDF CTEQ6M, FF BFG II, $\mu_R = \mu_F = \mu_f = p_T/2$) (Izq.). Por razones de claridad, las medidas de E706 (y sus predicciones teóricas) son multiplicadas por un factor 10^{-4} . Se muestra también la razón entre las medidas de la sección eficaz para los experimentos de colisiones y de blanco fijo, y las predicciones de pQCD a NLO (Der.). Para CDF y DØ se muestra la sección eficaz de producción de fotones aislados; para los experimentos de más baja energía se muestra el caso inclusivo [31].

observa en la Fig. 2.8(b), salvo un pequeño exceso en los resultados de CDF en la región $E_T^\gamma < 50$ GeV.

Las mediciones más recientes de la sección eficaz de producción inclusiva de fotones aislados fueron realizadas en el LHC, en colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV. La colaboración CMS ha realizado dos medidas [83, 84], para una luminosidad integrada de 2.9 pb^{-1} y 36 pb^{-1} , en las regiones $[21 < E_T < 300 \text{ GeV}, |\eta| < 1.45]$ y $[25 < E_T < 400 \text{ GeV}, |\eta| < 2.5]$, respectivamente. Los resultados se encuentran en buen acuerdo, dentro de las incertezas sistemáticas, con las predicciones de JETPHOX a NLO en todo el rango de E_T como se observa en las Fig. 2.8(c)-2.8(f) para las distintas regiones de $|\eta|$ exploradas en [84].¹⁷ CMS define separadamente la energía de aislamiento de trazas (ISO_{TRK}), en el calorímetro electromagnético (ISO_{ECAL}) y en el calorímetro hadrónico (ISO_{HCAL}), aplicando cortes sobre cada una:

- ISO_{TRK}: la suma del momento transverso de todas las trazas en un anillo $0.04 < R < 0.4$ alrededor del fotón debe ser < 2 GeV. La región central $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.015 \times 0.4$ es también excluida, a fin de remover trazas asociadas con conversiones.
- ISO_{ECAL}: la suma de la energía transversa depositada en el ECAL en un anillo $0.06 < R < 0.4$, excluyendo la región central $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.015 \times 0.4$, debe ser < 4.2 GeV.
- ISO_{HCAL}: la suma de la energía transversa depositada en el HCAL en un anillo $0.15 < R < 0.4$ alrededor del fotón debe ser < 2.2 GeV.

En CMS, al igual que en CDF, las predicciones teóricas de JETPHOX a NLO (i.e. a nivel partónico) son multiplicadas por un factor de corrección para tener en cuenta los efectos de la hadronización y del *pile-up*, que tienden a incrementar la energía de aislamiento a nivel *partícula*. Los factores son generalmente determinados en MC (e.g. PYTHIA) comparando la sección eficaz en muestras simuladas sin hadronización/MPI con respecto a la medida en las simulaciones nominales.

ATLAS ha realizado una primera medida [11], con una luminosidad integrada $L = 880 \text{ nb}^{-1}$, en la región $15 \leq E_T < 100$ GeV y $|\eta| < 1.81$. El tratamiento del aislamiento es similar, como la mayor parte del análisis, al aplicado en esta tesis. El criterio de aislamiento se basa en la suma de la energía transversa depositada en ambos calorímetros dentro de un cono de radio $R = 0.4$, excluyendo la ventana central de 5×7 celdas en el ECAL para remover la energía propia del fotón. Esta energía de aislamiento (E_T^{iso}) es corregida por la fuga lateral de energía del fotón y por los efectos no perturbativos que contribuyen a la energía transversa total en el cono (i.e. UE/*pile-up*). Finalmente se requiere que $E_T^{\text{iso}} < 3$ GeV. Así, a diferencia de CMS/CDF, no es necesario aplicar ninguna normalización a las predicciones teóricas durante la comparación final de la sección eficaz de producción. Los resultados obtenidos y su comparación con las predicciones de

¹⁷Llevada a cabo durante el mismo período de toma de datos analizado en esta tesis.

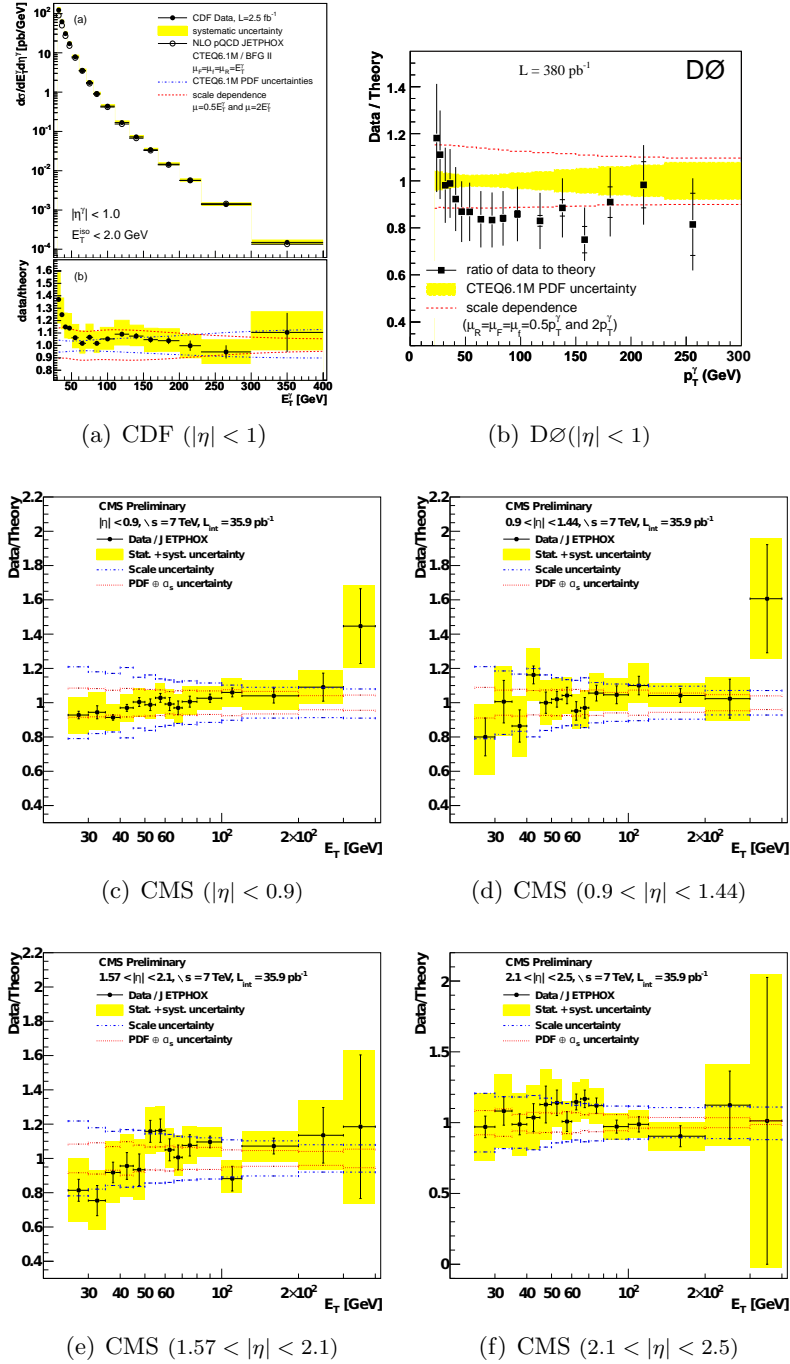
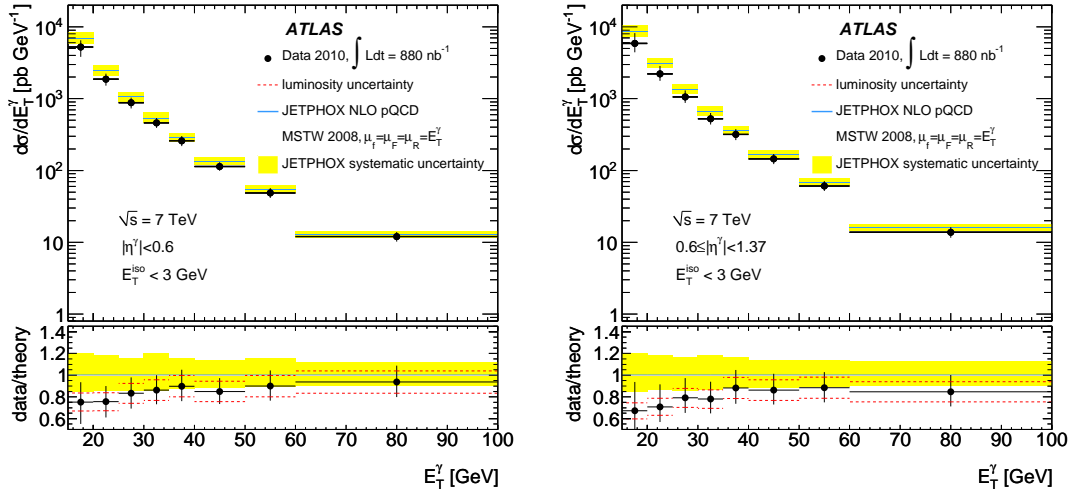


Figura 2.8. Sección eficaz de producción de fotones directos aislados medida por la Colaboración a) $D\emptyset$, b) CDF y c-f) CMS, como función de E_T y η , con respecto a las predicciones teóricas de JETPHOX a NLO.

JETPHOX se muestran en la Fig. 2.9. Se observa, en general, un buen acuerdo con la teoría a NLO, con un leve defecto en la sección eficaz medida en la región de bajo p_T ($\lesssim 25$ GeV).


 (a) ATLAS ($|\eta| < 0.6$)

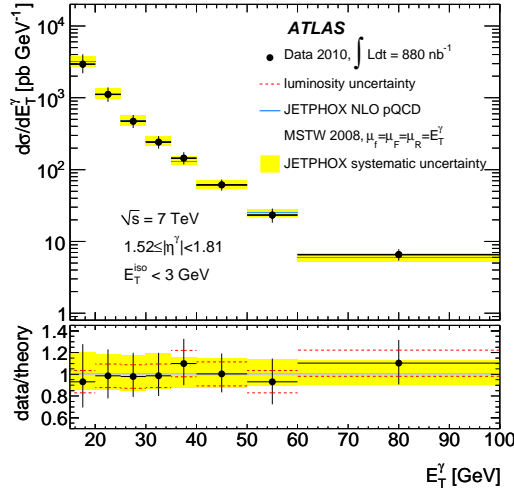
 (b) ATLAS ($0.6 \leq |\eta| < 1.37$)

 (c) ATLAS ($1.52 \leq |\eta| < 1.81$)

Figura 2.9. Sección eficaz de producción de fotones directos aislados medida por la colaboración ATLAS, como función de E_T en las distintas regiones $|\eta|$, comparada con las predicciones teóricas de JETPHOX a NLO.

La determinación experimental de la sección eficaz de fotones directos aislados que se presenta en esta tesis, ha sido publicada recientemente por la Colaboración ATLAS [10]. Con una luminosidad integrada de 35 pb^{-1} , correspondiente a los datos colectados durante el año 2010, se ha mejorado la precisión del primer análisis y extendido la medida a la región de energía transversa $45 \leq E_T < 400 \text{ GeV}$, en cuatro intervalos de pseudorapidez cubriendo en rango $|\eta| < 2.37$. Sin dudas, estos resultados ayudarán a mejorar el entendimiento de la producción de fotones directos en colisiones hadrónicas y, como se describe en la Sec. 8.6, contribuirán a recuperar un rol crucial en la parametrización de las funciones de distribución partónica [87, 88].