

Tesis Doctoral

# Producción de hadrones en medios nucleares

Zurita, María Pía

2012

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Zurita, María Pía. (2012). Producción de hadrones en medios nucleares. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Zurita, María Pía. "Producción de hadrones en medios nucleares". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2012.

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Departamento de Física

*Producción de hadrones en medios nucleares*

Tesis presentada para optar por el título de Doctor de la  
Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

por *Lic. María Pía Zurita*

Director de Tesis: Dr. Rodolfo Sassot

Consejero de Estudios: Dr. Daniel de Florian

Buenos Aires, abril de 2012

## *Resumen*

En el presente trabajo estudiamos las modificaciones generadas por la presencia de medios nucleares en los estados inicial y final de procesos que involucran hadrones. Realizamos el análisis en el contexto de QCD a segundo orden en el desarrollo perturbativo. Para ello efectuamos una descripción exhaustiva de la cinemática de procesos de dispersión inelástica profunda y colisiones hadrónicas en el vacío. A partir de esto analizamos la incidencia de los medios nucleares sobre la distribución de partones en nucleones ligados. Dicho estudio incluye una actualización de los análisis realizados hasta el momento, a saber la inclusión de efectos de masa por la presencia de quarks pesados, el agregado de nuevos resultados experimentales y el impacto de las modificaciones en las funciones de fragmentación debidas a la presencia del medio nuclear. Por otro lado investigamos también las modificaciones de estado final observadas por los experimentos de DESY y RHIC, y presentamos funciones de fragmentación nucleares, extraídas en forma consistente con la determinación de distribuciones partónicas. Empleando estos resultados, brindamos predicciones para experimentos a realizarse en el LHC, y en los futuros LHeC y EIC.

*Palabras clave:* QCD, PDFs, fragmentación, medios nucleares, LHC, RHIC

# Hadroproduction in nuclear media

## *Abstract*

In the present thesis we study the modification of initial and final hadronic states when the processes occur in nuclear media. We make this analysis in the context of QCD at next-to-leading order in the perturbation series. We present a thorough description of the kinematics of deep-inelastic scattering and hadronic collisions in vacuum. From this point we analyze the partonic distribution functions on bounded nuclei. There we consider all the characteristics of up-to-date analysis, such as heavy quarks mass effects and new experimental results. We also take into account the novel set of nuclear fragmentation functions in order to get a good description of single-inclusive hadron production in proton(deuteron)-nucleus collisions. On the other hand we also study the final state modification observed by the HERMES collaboration at DESY and by the four collaborations at RHIC, and present the first set of nuclear fragmentation functions, which we extract in a consistent way. Using these results, we present predictions for experiments at LHC and future colliders LHeC and EIC.

*Keywords:* QCD, PDFs, fragmentation, nuclear media, LHC, RHIC

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>6</b>
<b>2. Procesos en QCD</b>	<b>10</b>
2.1. Dispersión inelástica profunda . . . . .	10
2.1.1. DIS inclusivo . . . . .	10
2.1.2. DIS semi-inclusivo . . . . .	19
2.2. Colisiones hadrónicas . . . . .	23
2.2.1. Drell-Yan . . . . .	23
2.2.2. Colisiones hadrónicas inclusivas . . . . .	28
<b>3. Distribuciones partónicas y funciones de fragmentación</b>	<b>31</b>
3.1. Funciones de distribución partónicas . . . . .	31
3.1.1. MSTW vs. CTEQ6.6 . . . . .	39
3.2. Funciones de fragmentación . . . . .	41
3.2.1. DSS . . . . .	46
<b>4. Distribuciones partónicas en medios nucleares</b>	<b>49</b>
4.1. Antecedentes . . . . .	49
4.1.1. <i>Shadowing</i> y <i>anti-shadowing</i> . . . . .	51
4.1.2. Efecto EMC . . . . .	51
4.1.3. Fermi motion . . . . .	52
4.2. nPDFs . . . . .	53
4.2.1. nDS . . . . .	54
4.2.2. EPS09 . . . . .	58
4.2.3. Schienbein et al. . . . .	60
<b>5. DSSZ</b>	<b>65</b>
5.1. Introducción . . . . .	65
5.2. Marco teórico . . . . .	69
5.3. Discusión de los resultados . . . . .	75
5.3.1. Determinación del ajuste óptimo . . . . .	75
5.3.2. Datos de DIS de leptones cargados y DY . . . . .	79
5.3.3. DIS inducido por neutrinos sobre blancos nucleares . . . . .	82
5.3.4. Producción de piones en colisiones $dAu$ . . . . .	91

5.4.	nPDFs y sus incertezas . . . . .	94
5.5.	Resumen . . . . .	104
<b>6.</b>	<b>Funciones de fragmentación en medios nucleares: nFFs</b>	<b>107</b>
6.1.	Marco teórico . . . . .	109
6.2.	Datos sensibles a las nFFs . . . . .	111
6.3.	Determinación de las funciones de peso . . . . .	115
6.4.	Análisis de las nFFs a piones a NLO . . . . .	118
6.5.	Dependencia con las distintas clases de <i>centrality</i> . . . . .	130
6.6.	Análisis de las nFFs a kaones a NLO . . . . .	132
6.7.	Resumen . . . . .	136
<b>7.</b>	<b>Hadroproducción en el LHC</b>	<b>138</b>
7.1.	Marco teórico de producción hadrónica en el LHC . . . . .	138
7.2.	Comparación con los primeros datos del LHC . . . . .	140
7.3.	Predicciones para la producción inclusiva de un hadrón a alto $p_T$ en colisiones $pp$ a energías $\mathcal{O}(\text{TeV})$ . . . . .	145
7.3.1.	Producción de piones, kaones y protones en el LHC . . . . .	146
7.3.2.	Espectro de hadrones cargados sin identificar . . . . .	154
7.4.	Resumen . . . . .	157
<b>8.</b>	<b>Predicciones para procesos en medios nucleares</b>	<b>159</b>
8.1.	Producción de fotones directos y di-leptones . . . . .	159
8.2.	Producción inclusiva de un hadrón en colisiones pPb . . . . .	164
8.3.	Procesos SIDIS en el EIC y LHeC . . . . .	171
8.4.	Resumen . . . . .	174
<b>9.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>176</b>
	<b>Apéndice A</b>	<b>181</b>
	<b>Apéndice B</b>	<b>184</b>

# Capítulo 1

## Introducción

En los últimos cuarenta años, la imagen que se tiene de la estructura interna y dinámica de las partículas subatómicas se ha modificado de manera substancial y a un ritmo vertiginoso. Desde hace varias décadas se llevan a cabo exitosas experiencias de colisiones leptón-nucleón con el objeto de develar la estructura interna de las mismas con precisión creciente. En particular, hacia fines de la década de 1960 se descubrió que, a energías suficientemente altas, los nucleones se comportan como un compuesto de centros dispersores puntuales, a los cuales se denominó *partones*. En los años siguientes los mismos fueron identificados con los quarks y gluones del Modelo Estándar (SM, por sus iniciales en inglés, Standard Model). El hecho de que el acoplamiento entre los partones depende de la escala de energía permitió el desarrollo de la Cromodinámica Cuántica perturbativa (pQCD por sus siglas en inglés Perturbative Quantum Chromodynamics), la teoría de las interacciones fuertes, pudiéndose entonces calcular las secciones eficaces de dispersión (cuando las energías intercambiadas en la interacción son grandes) en forma análoga a lo que ocurre en Electrodinámica Cuántica (QED). En efecto, la constante de acoplamiento tiende a cero a distancias cortas (o, lo que es lo mismo, a altas energías), fenómeno este conocido como *libertad asintótica*. Sin embargo, al aumentar las distancias (bajas energías) la constante de acoplamiento crece, *confinando* los quarks y gluones dentro de los hadrones. En consecuencia, no puede aplicarse pQCD a grandes distancias, lo cual resulta en particular inconveniente, puesto que son estos efectos de largo rango los asociados a la formación de las partículas (hadrones y leptones) que se observan en los experimentos. Para salvar esta dificultad se utiliza el concepto de *factorización*. La premisa de la misma consiste en separar los procesos de QCD en una parte perturbativa asociada al subproceso caracterizado por una escala de energía alta (*hard*) de dispersión fotón-quark (y por lo tanto calculable a través de pQCD) y otra parte, no perturbativa, que se obtiene en forma directa del experimento y que se parametriza. Esta última involucra fundamentalmente dos dinámicas distintas: por un lado las *funciones de distribución partónicas* (PDFs, por sus siglas en inglés Parton Distribution Functions) describen el contenido partónico del hadrón en el instante inmediato antes de la colisión, y por el otro, las *funciones de fragmentación*

(*Fragmentation Functions* o FFs) dan las características específicas del proceso de hadronización posterior, por el cual los partones excitados vuelven a confinarse en los hadrones que se observan en el estado final. La comparación con resultados experimentales muestra que la descripción perturbativa es válida tanto para colisiones leptón-hadrón como para procesos hadrón-hadrón.

Cuando la interacción tiene lugar en un medio nuclear, es decir, la colisión ocurre entre un leptón (o un hadrón) y un partón de un núcleo, en vez de un partón de un nucleón, las funciones de distribución partónicas se ven modificadas sensiblemente. Estas variaciones dependen del núcleo en cuestión y han sido estudiadas por diversas colaboraciones [1–3] en el marco de modelos fenomenológicos implementados a primer (*leading order* o LO) y segundo orden (*next-to-leading order* o NLO) en el desarrollo perturbativo, obteniéndose parametrizaciones que describen en forma adecuada los resultados experimentales.

Más cercano en el tiempo es el descubrimiento de que tanto en procesos leptón-núcleo semi-inclusivos (donde se identifican de manera explícita distintas especies de hadrones en el estado final) [4, 5], como en colisiones hadrón-núcleo [6–9], las desviaciones respecto de las secciones eficaces para colisiones en vacío, es decir, en ausencia de un medio nuclear, no sólo no son despreciables, sino que no pueden ser descritas sólo en términos de las funciones de distribución partónicas nucleares (nPDFs). Esto sugiere que el medio nuclear introduce un cambio en las funciones de fragmentación, y que en principio se podría utilizar esta información para profundizar el conocimiento que se posee sobre el proceso de hadronización.

En el año 2009 entró en funcionamiento en el European Laboratory for Particle Physics (CERN) el acelerador LHC (*Large Hadron Collider*). El mismo posibilita la realización de colisiones protón-protón con una energía del centro de masa de 14 TeV (7 TeV hasta hace poco y 8 TeV en la actualidad), siete veces mayor que la que permitía alcanzar el acelerador Tevatron en FermiLab (Chicago, EE.UU) en colisiones protón-antiprotón, y proveyendo una luminosidad (número de partículas por unidad de superficie y por unidad de tiempo del haz) 10 a 100 veces superior a la del Tevatron. Además el LHC ha iniciado un programa de colisiones de núcleos de plomo, con una energía de centro de masa que podrá alcanzar, cuando el acelerador funcione a su máxima capacidad, los 1150 TeV. En una tercera etapa se efectuarán colisiones protón-núcleo con energía del centro de masa de 4,4 TeV (y luego 8,8 TeV) por nucleón. Estas dos características (mayor energía y mayor luminosidad) implican un aumento en la cantidad de eventos que presumiblemente pueden conducir al descubrimiento de *nueva física*, es decir, física que no se encuentra dentro de las predicciones del SM.

El nuevo acelerador abre el camino para hallar respuestas a algunas de las grandes incógnitas en la física de partículas elementales. Los experimentos que se realizan con esta finalidad incluyen la detección del elusivo bosón de Higgs (de cuya existencia



hay fuertes indicios actualmente) y de las partículas supersimétricas (si en efecto existen), la obtención de indicios sobre posibles constituyentes fundamentales de la materia oscura, la exploración de nuevas interacciones y la posible existencia de dimensiones extra, así como la caracterización del plasma de quarks y gluones. Este último sería un estado deconfinado de la materia que tiene lugar a muy altas temperaturas y presiones, en el cual se piensa se encontraba el universo en sus primeros microsegundos de vida [10].

Emular las condiciones de presión, temperatura y densidad de la materia en el inicio del cosmos requiere una gran cantidad de partículas (decenas de miles), las cuales no pueden obtenerse como resultado de una colisión del tipo leptón-leptón o leptón-hadrón, aún en el caso de utilizar muy alta energía. En consecuencia se recurre a blancos y/o proyectiles nucleares, pues de otra forma el tiempo de vida del plasma no resulta ser suficiente para estudiar sus propiedades. Durante las últimas tres décadas se han realizado experiencias de colisiones entre núcleos cada vez a mayor energía (hasta 200 GeV) [11], encontrándose indicios de la existencia de este nuevo estado de la materia. Los nuevos experimentos que ya han comenzado a efectuarse en el LHC buscan develar el misterio de la materia que conformó el universo una fracción de nanosegundo después del Big Bang, desapareciendo diez microsegundos más tarde.

Pero no sólo el LHC tiene el potencial para descubrir nueva física. Los varios experimentos dedicados al estudio de (anti-)neutrinos en colisiones neutrino-núcleo (por ejemplo MINERVA [12], MINOS [13], T2K [14]) requieren asimismo de una buena comprensión de los efectos nucleares en todas las etapas del proceso. Estos experimentos son de particular relevancia dado que el sector de neutrinos es el más difícil de acceder a causa de su débil interacción con el resto de la materia y, de todas las partículas conocidas, los neutrinos son los que tienen mayores probabilidades de sorprendernos con nuevos tipos de interacciones y fenómenos.

La posibilidad de analizar y comprender estos fenómenos depende, en gran medida, del conocimiento preciso sobre la dinámica partónica, que se obtiene y refina hoy día a partir del estudio de procesos que involucran colisiones de tipo inelástico tanto leptón-hadrón como hadrón-hadrón, así como de la capacidad que se tenga para describir la formación de los estados finales hadrónicos en dichos eventos. En particular, se torna imprescindible incrementar la precisión del análisis de aquellos resultados experimentales a partir de los cuales se efectúa la extracción de las funciones de fragmentación, sobre todo en vista de los futuros colisionadores como LHeC y EIC.

El objetivo principal de esta tesis consiste entonces en estudiar las distribuciones partónicas y el proceso de hadronización, con énfasis en las modificaciones de los mismos cuando las colisiones tienen lugar en un medio nuclear, respecto de cuando se producen en el vacío. Por un lado, realizamos una nueva extracción de nPDFs,

considerando para ello los últimos resultados de la comunidad científica, obtenidos con vistas al LHC, incorporando modificaciones teóricas e incrementando la cantidad de datos experimentales respecto de trabajos precedentes. Por otro lado trabajamos con las funciones de fragmentación. Específicamente, construimos un modelo para las funciones de fragmentación de dispersiones inelásticas profundas en medios nucleares que permitiese describir los datos experimentales obtenidos en los últimos años, aporte clave para la interpretación de la futura generación de experimentos.

El presente trabajo se encuentra organizado de la siguiente manera: en el Capítulo 2 describimos los procesos de dispersión inelástica profunda y de colisiones hadrónicas, resumiendo sus características más relevantes. El Capítulo 3 trata del estado actual de las distribuciones de partones y de las funciones de fragmentación en vacío. El Capítulo 4 está dedicado a explicar cómo se modifican las distribuciones de partones en un medio nuclear, mientras que la actualización de las mismas y las diferencias respecto de trabajos previos es tema del Capítulo 5. El Capítulo 6 introduce el concepto de funciones de fragmentación en el medio nuclear, el cual aplicamos en un análisis global para extraer al orden siguiente al dominante un conjunto de funciones de fragmentación nucleares. La forma en que esto fue realizado y los resultados que obtuvimos se encuentran detallados en el mismo. Teniendo en cuenta la puesta en marcha del LHC y los primeros resultados de producción de hadrones, en el Capítulo 7 presentamos la comparación con QCD a NLO de los datos experimentales de colisiones protón-protón y algunas predicciones para el LHC a 14 TeV. En el Capítulo 8 empleamos los resultados obtenidos de modificaciones nucleares de estado inicial y final para dar predicciones de distintos observables en colisionadores existentes (LHC, RHIC) y futuros (LHeC, EIC). Por último en el Capítulo 9 presentamos nuestras conclusiones.

# Capítulo 2

## Procesos en QCD

Hacia fines de la década de 1960 comenzaron en SLAC (Stanford Linear Accelerator Center, California, EE.UU.) los experimentos de colisiones leptón-protón que dieron las primeras evidencias experimentales de una subestructura de objetos puntuales dentro de los nucleones. En el presente Capítulo desarrollamos las expresiones teóricas de los procesos *hard* que empleamos a lo largo de esta tesis; comenzaremos por hacer una descripción general de cada proceso y su cinemática, para luego estudiar las expresiones a nivel partónico. Las contribuciones *soft* y el método que se emplea para obtenerlas son tema del Capítulo 3.

### 2.1. Dispersión inelástica profunda

En esta sección describiremos los procesos de dispersión inelástica profunda inclusiva y semi-inclusiva; definiremos las variables cinemáticas involucradas en cada caso y daremos las expresiones matemáticas que describen las interacciones de los partones. Las mismas son las que utilizaremos en los cálculos de los Capítulos 5 y 6.

#### 2.1.1. DIS inclusivo

La descripción de los procesos de dispersión inelástica profunda (DIS, en inglés Deep Inelastic Scattering) totalmente inclusivos, correspondientes a la colisión de un leptón  $l$  con un hadrón  $N$ <sup>1</sup>

$$l(k) + N(p) \rightarrow l'(k') + X(p'), \quad (2.1)$$

constituye uno de los grandes logros de la pQCD. En el estado final se detecta un leptón  $l'$ , dejando de lado una cantidad de partículas englobadas bajo el nombre

---

<sup>1</sup>Si bien esto es general, resulta más sencillo emplear protones en la configuración experimental que otro tipo de hadrón, y en este Capítulo ejemplificaremos, salvo en caso que se indique de otra forma, usando  $N = \text{protón}$ .

de  $X$ . La interacción a primer orden en teoría de perturbaciones puede estar dada tanto por un fotón virtual  $\gamma^*$  (si el leptón entrante es igual al saliente y tiene carga eléctrica) como por un bosón virtual  $Z^*$  (si  $l = l'$  independientemente de la carga), o  $W^\pm$  (si  $l' \neq l$ ). Sólo si la energía del haz utilizado se encuentra bastante por debajo de las masas de los bosones electrodébiles (del orden de 80-90 GeV), es admisible descartar la contribución de los mismos. Cuando el bosón intercambiado es un fotón la corriente se denomina *electromagnética* (*em*). Por otro lado si el bosón es masivo pero no tiene carga eléctrica la corriente recibe el nombre de *neutra* (*neutral current* o NC) mientras que si el bosón es  $W^\pm$  se da a la corriente el nombre de *cargada* (*charged current* o CC). Para  $l = l'$  y energías por debajo de la masa del bosón  $Z$ , el proceso dispersivo tiene lugar mediante el intercambio de un fotón virtual tal como se esquematiza en la Figura 2.1.

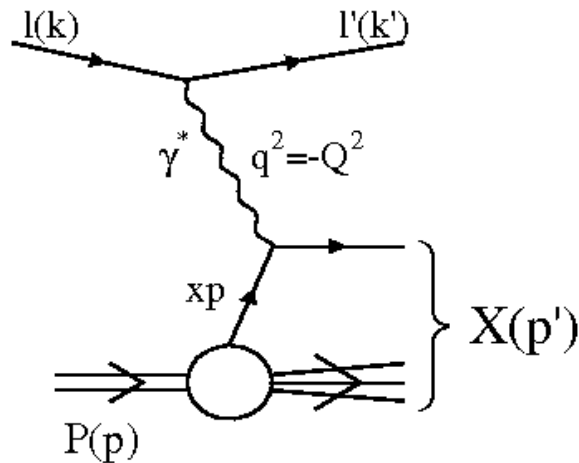


Figura 2.1: Esquema de la cinemática del proceso de dispersión inelástica inclusiva, para el caso particular en que la mediación está dada por un fotón virtual (*em*).

A fin de describir la cinemática del proceso, se emplean los cuadrimomentos de los leptones antes  $k^\mu = (E, \vec{k})$  y después  $k'^\mu = (E', \vec{k}')$  de la colisión, y el cuadrimomento del nucleón blanco  $p^\mu = (E_N, \vec{p})$ . A partir de estas cantidades se pueden definir cuatro invariantes de Lorentz que caracterizan el proceso. Es tradicional usar las siguientes cantidades:

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= -q^2 = -(k - k')^2 \\
 W^2 &= (p + q)^2 \\
 s &= (p + k)^2 \\
 t &= (p - p')^2.
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

El invariante  $Q^2$ , denominado *virtualidad del fotón* (en el caso de que se intercambie

un bosón masivo corresponde a la masa *off-shell* del bosón), está relacionado con la escala de distancias involucradas en la interacción: una práctica usual consiste en elegir  $Q^2$  como escala de renormalización y factorización. Utilizando estos invariantes se suelen definir dos variables adimensionales. La primera de ellas,

$$x_B = \frac{Q^2}{2P \cdot q} =_{lab} \frac{Q^2}{2M\nu}, \quad (2.3)$$

es la fracción de momento del protón que se lleva el quark con el que interactuó, también llamada *variable de escaleo de Björken*, y da una idea de la inelasticidad del evento. En efecto,

$$x_B = \frac{q^2}{(q^2 + m_X^2 - M^2)}, \quad (2.4)$$

siendo  $m_X$  y  $M$  las masas invariantes de los estados finales  $X$  y del nucleón respectivamente, y  $\nu = E - E'$ , la energía perdida por el leptón. Es usual dejar de lado el subíndice  $B$  por lo que a lo largo de este trabajo usaremos en forma indistinta  $x_B$  y  $x$ . Si la colisión es de tipo elástico,  $m_X = M$  y en ese caso  $x_B = 1$ ; en procesos inelásticos,  $x_B < 1$ . En consecuencia, los procesos DIS se caracterizan por  $x_B < 1$  (inelasticidad) y valores grandes de  $Q^2$  (dispersión profunda).

La segunda variable,

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} =_{lab} \frac{\nu}{E}, \quad (2.5)$$

es la fracción de energía del leptón incidente que se lleva el fotón virtual. Para determinar el estado final leptónico son suficientes dos de los cuatro invariantes, utilizándose unos u otros según resulte conveniente, aunque se suelen preferir  $Q^2$  y  $x_B$ .

Ahora que hemos discutido la cinemática, pasemos a ver cómo se calculan los resultados de las colisiones. La sección eficaz de dispersión diferencial puede escribirse en términos de la contracción de un tensor leptónico  $L_{\mu\nu}$  con un tensor hadrónico  $W^{\mu\nu}$ , los cuales describen la emisión o absorción (*intercambio*) de un fotón virtual (o bosón masivo) entre el leptón y el hadrón. En forma esquemática

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2MQ^4} \frac{E}{E'} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (2.6)$$

donde  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$  es la constante de estructura fina. El tensor leptónico puede escribirse íntegramente en términos de los cuadrimentos de los leptones. A primer orden

en QED y tratando a los leptones como partículas puntuales, al promediar sobre los estados de spin resulta

$$L_{\mu\nu} = 2[k'_\mu k'_\nu + k'_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu}(k' \cdot k - m^2)], \quad (2.7)$$

con  $m$  la masa del leptón y  $g_{\mu\nu}$  la métrica de Minkowski<sup>2</sup>.

Por otro lado, el tensor hadrónico debe incluir la subestructura del nucleón blanco, y no puede calcularse de primeros principios. Sin embargo, imponiendo condiciones de simetría es posible descomponerlo en términos de funciones adimensionales llamadas *funciones de estructura*. En rigor hay más de una de estas funciones, y la sección eficaz de dispersión no polarizada (es decir, promediada sobre los estados de spin) puede escribirse en términos de tres funciones de estructura que reciben el nombre de  $F_2$ ,  $F_L$  y  $F_3$ <sup>3</sup>. De éstas, la que mejor se conoce es  $F_2$  para el caso de corriente electromagnética. Esto se debe a que  $F_L^{em}$  surge a un orden más alto en el desarrollo perturbativo respecto de  $F_2$ . En lo que se refiere a  $F_2$  y  $F_3$  CC y NC, éstas describen la interacción con neutrinos, los cuales se acoplan débilmente a las restantes partículas y dificulta su medición. Como ejemplo, en la Figura 2.2 se observa  $F_2^{em}$  medida por distintas colaboraciones en función de  $Q^2$  y para valores fijos de  $x$ , comparándola con su correspondiente ajuste al orden siguiente al dominante obtenido mediante QCD (líneas continuas). El poder predecir con tal precisión las secciones eficaces de dispersión (o lo que es lo mismo, las funciones de estructura) constituye uno de los grandes logros de pQCD.

Para DIS electromagnético la sección eficaz en términos de las funciones de estructura toma la expresión

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[ \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2^{em}(x, Q^2) - \frac{y^2}{2} F_L^{em}(x, Q^2) \right], \quad (2.8)$$

donde hemos considerado sólo el intercambio de un fotón virtual. En ocasiones se presenta en lugar de  $\sigma$  la sección eficaz *reducida*  $\tilde{\sigma}$  [15]:

$$\tilde{\sigma}(x, Q^2) = F_2^{em}(x, Q^2) - \frac{y^2}{1 + (1 - y)^2} F_L^{em}(x, Q^2). \quad (2.9)$$

La función de estructura longitudinal  $F_L^{em}$  es una corrección de QCD para valores grandes de  $y$ , y se define en términos de  $F_1^{em}$  y  $F_2^{em}$  como

$$F_L^{em}(x, Q^2) = F_2^{em}(x, Q^2) \left(1 + \frac{4M^2 x^2}{Q^2}\right) - 2x F_1^{em}(x, Q^2). \quad (2.10)$$

---

<sup>2</sup>Elegimos la signatura (+ - - -).

<sup>3</sup>Otra función de estructura es  $F_1$ , la cual resulta de combinar  $F_2$  y  $F_L$ , y a veces se prefiere reemplazar esta última por  $F_1$ .

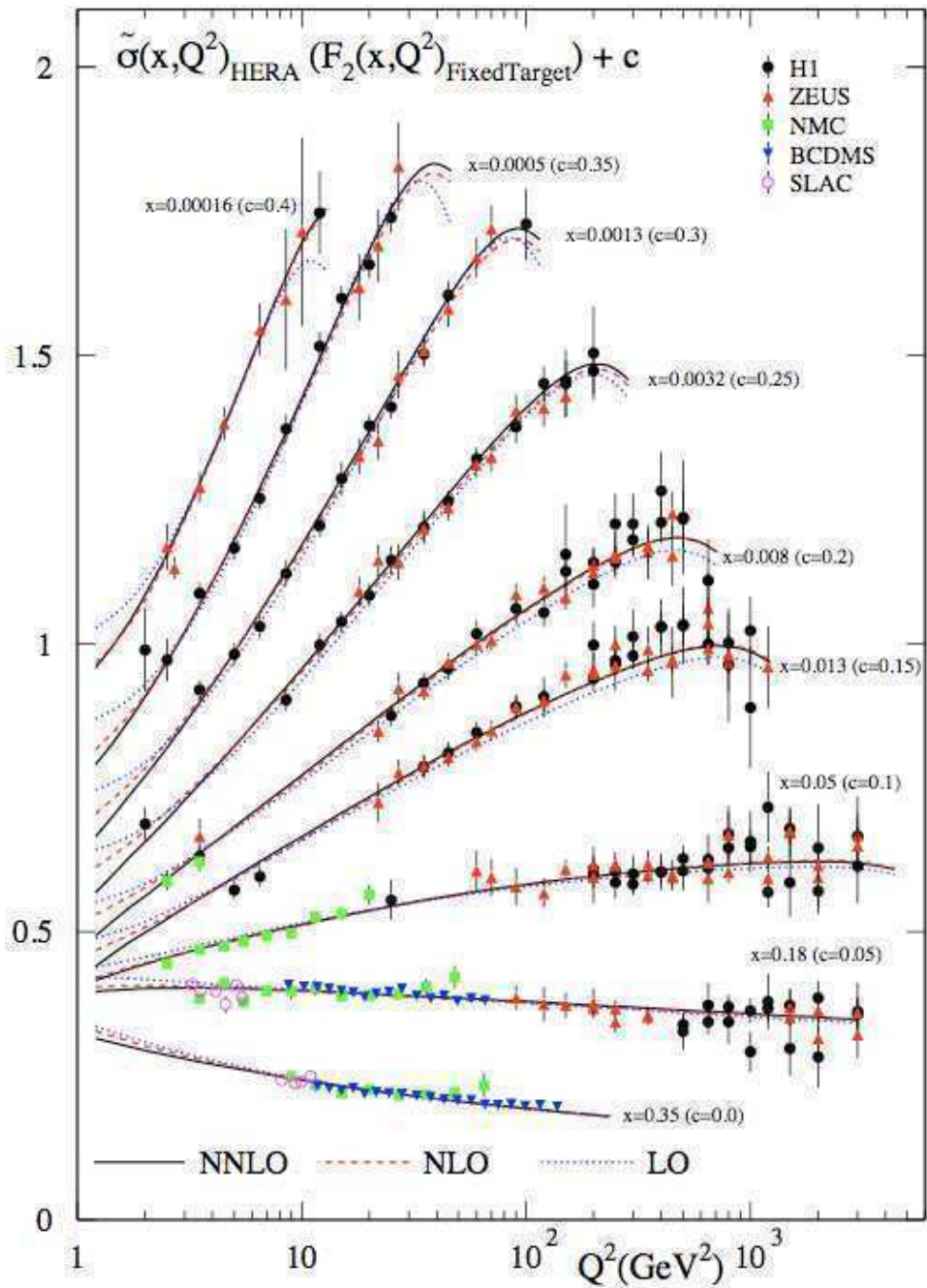


Figura 2.2: La sección eficaz reducida  $\tilde{\sigma}$  para una selección de datos de HERA y la función de estructura  $F_2^{em}$  para datos de blanco fijo [15].  $\tilde{\sigma}$  difiere de  $\sigma$  en un factor multiplicativo que depende de  $x$ ,  $M_W$  y  $Q^2$ , por lo que el análisis de ambas es equivalente.

En el modelo de partones más simple, válido para  $Q^2 \rightarrow \infty$  y en el cual los quarks son tratados como partículas puntuales, no masivas, libres, de spin 1/2 y moviéndose en forma colineal con el hadrón (es decir, el impulso transversal  $p_T$  es nulo),  $F_L^{em}$  se anula debido a que se satisface la relación de Callan-Gross:

$$2xF_1(x) = F_2(x). \quad (2.11)$$

Como consecuencia de esto, al orden más bajo en el desarrollo perturbativo la sección eficaz diferencial de dispersión se puede escribir como

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2^{em}(x, Q^2). \quad (2.12)$$

En este mismo régimen las funciones de estructura se tornan independientes de  $Q^2$ , y pasan a depender únicamente de la variable  $x$  (escaleo de Björken)<sup>4</sup>.

Veamos ahora cómo es la expresión de  $F_2^{em}$  y cuál es su dependencia con los números cuánticos partónicos<sup>5</sup>. Se ha mencionado que los partones se consideran libres en primera aproximación. Por lo tanto  $\sigma$  total debe ser la suma de las secciones eficaces de cada partón. Si se observa la Ec. (2.12), esto implica que  $F_2$  es una suma, sobre todos los partones que se hallen presentes en el hadrón, de las  $\sigma$  de cada uno de ellos.

Puesto que las funciones de estructura poseen información de la física del fenómeno a cortas y largas distancias, no es posible realizar un cálculo de las mismas en forma perturbativa. Empero, como se mencionó anteriormente, existen teoremas de factorización, válidos a cualquier orden en pQCD<sup>6</sup>, que permiten separar el problema en dos partes. La primera es perturbativa ( $\sigma_{li}$ ), calculable mediante pQCD, y describe el proceso de la dispersión leptón-partón. La segunda ( $q_{i/N}$ ), de carácter no perturbativo, da la distribución de un determinado partón  $i$  en el hadrón  $N$ , a una escala dada de energía. En forma esquemática se puede escribir

$$\sigma_{LN} = \sum_i q_{i/N} \otimes \sigma_{li}, \quad (2.13)$$

donde

---

<sup>4</sup>El límite de escaleo es válido para todas las funciones de estructura.

<sup>5</sup> $F_L$  es mucho más difícil de determinar dado que aparece recién al orden siguiente al dominante y su extracción se torna complicada desde el punto de vista experimental. Por lo tanto, y ya que no la usaremos para nuestros análisis, evitamos aquí dar la expresión de la misma.

<sup>6</sup>La validez del esquema de factorización está demostrada formalmente en procesos DIS. Esto no significa que otros procesos no sean factorizables, sino que el resultado del cálculo factorizado debe corroborarse con los experimentos.



$$(g \otimes h)(x) = \int_x^1 du g\left(\frac{x}{u}\right) h(u). \quad (2.14)$$

Estas funciones no perturbativas se conocen con el nombre de *funciones de distribución partónicas* (PDFs) y se determinan a partir del ajuste global a los resultados experimentales para las funciones de estructura. Las PDFs poseen la gran ventaja de ser completamente independientes del proceso que se estudia de modo que una vez extraídas de un proceso particular no se requiere volver a calcularlas. Además, conocidas a una escala de energía, pueden ser halladas para cualquier otro valor de  $Q^2$  mediante el empleo de una serie de ecuaciones de evolución en esa variable (basadas en QCD), llamadas *ecuaciones de Altarelli-Parisi* [16]. Las características de las PDFs y las ecuaciones de evolución son tema del Capítulo 3.

Para dar las funciones de estructura que requerimos es necesario conocer las secciones eficaces partónicas a primer orden. En el presente Capítulo daremos su expresión bajo la aproximación de que todas las especies partónicas son no masivas, en los Capítulos 3, 4 y 5 nos explayaremos sobre las modificaciones que aparecen al tener en cuenta las masas de los quarks *charm* y *bottom*. En el caso de  $F_2^{em}$  y empleando QED al orden dominante, éstas resultan ser proporcionales al cuadrado de la carga eléctrica de cada partón ( $e_i^2$ ), multiplicadas por una distribución delta de Dirac, la cual da cuenta de la conservación del impulso. Es evidente que a este orden las partículas mediadoras de la interacción fuerte (los gluones) no juegan ningún papel y por consiguiente los partones considerados ( $i$ ) son los quarks y antiquarks que hay en el hadrón. Al efectuar la convolución con las PDFs correspondientes resulta

$$F_2^{em}(x, Q^2) = \sum_i x_B e_i^2 [q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)], \quad (2.15)$$

donde  $i$  corre sobre todas las especies de quarks exceptuando el *top*<sup>7</sup>, y  $q_i(x, Q^2)$  se interpreta como la probabilidad de encontrar el quark de sabor  $i$  en el protón, llevando una fracción  $x = x_B$  del momento del protón y a la escala de energía  $Q^2$ .

Sin embargo la aproximación LO cuya expresión para  $F_2$  acabamos de dar no permite hacer una descripción satisfactoria de los resultados medidos en los experimentos. Considerando QCD como una mejora al modelo *naive* de partones, se puede afirmar que los nucleones no son sólo tres quarks no interactuantes que llevan consigo los números cuánticos del hadrón (los llamados *quarks de valencia*) sino que en el interior de los mismos tienen lugar múltiples interacciones. En este esquema,

---

<sup>7</sup>Debido a su masa extremadamente grande por comparación con los restantes quarks, la contribución del quark  $t$  a los procesos de DIS se deja de lado, por lo que no existe una PDF para el mismo.

el proceso DIS puede tener lugar al colisionar el leptón con un quark de origen radiativo (*quarks de mar*) o incluso con un gluón. Al orden siguiente al dominante las funciones de estructura se ven modificadas por dos tipos de procesos: las correcciones virtuales que están dadas por la emisión y posterior absorción de un gluón por parte de los quarks, y los procesos que involucran un gluón en el estado inicial o final, como se puede ver en la Fig. 2.3.

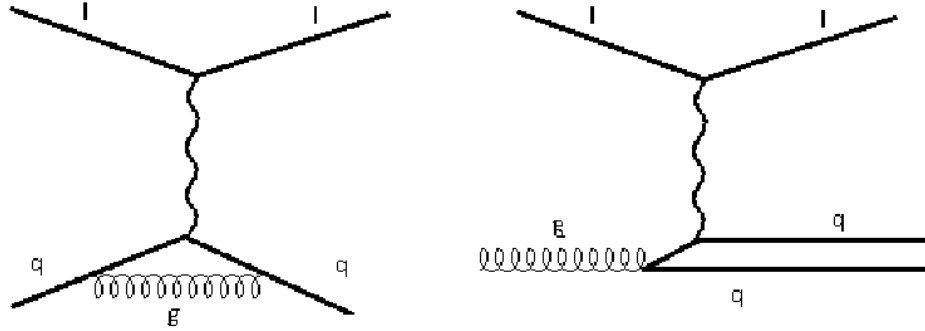


Figura 2.3: Ejemplos de correcciones por loops (izquierda) y por gluones en estado inicial (derecha). Como antes, seguimos considerando el ejemplo de la mediación dada por un fotón virtual.

Dichas correcciones contribuyen a la aparición de términos  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  en  $F_2^{em}$ . En ese caso, a NLO y tomando las escalas de factorización y renormalización iguales a  $Q^2$ , la función de estructura se modifica de la siguiente manera [17]:

$$F_2^{em}(x, Q^2) = x \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \left\{ \sum_i e_i^2 q_i \left( \frac{x}{x'}, Q^2 \right) \left[ C_{2,q}^{(0)}(x') + \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} C_{2,q}^{(1)}(x') \right] + \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} g \left( \frac{x}{x'}, Q^2 \right) C_{2,g}^{(1)}(x') \right\}, \quad (2.16)$$

donde  $g(x, Q^2)$  es la probabilidad de encontrar a la escala  $Q^2$  un gluón en el protón con fracción de momento  $x$ . El coeficientes a LO es

$$C_{2,q}^{(0)}(x) = \delta(1-x), \quad (2.17)$$

que al integrar da la contribución de la Ec. 2.15; mientras que la corrección a primer orden para los quarks es [17]

$$C_{2,q}^{(1)}(x) = C_F \left[ 4 \left( \frac{\ln(1-x)}{1-x} \right)_+ - 3 \frac{1}{(1-x)_+} - 2(1+x) \ln(1-x) - \right. \\ \left. - 2 \frac{1+x^2}{1-x} \ln(x) + 6 + 4x - \delta(1-x)(-4\zeta_2 + 9) \right], \quad (2.18)$$

con  $C_F = \frac{4}{3}$  y  $\zeta_2 = \frac{\pi^2}{6}$ . La prescripción " + " se define a partir de su integral con otra función. Sea  $h(x)$  una función suave, entonces

$$\int_0^1 dx h(x) [f(x)]_+ = \int_0^1 dx [h(x) - h(1)] f(x). \quad (2.19)$$

Para los gluones

$$C_{2,g}^{(1)}(x) = n_f T_f \{ 4(1 - 2x + 2x^2) [\ln(1-x) - \ln(x)] - 4 + 32x(1-x) \}, \quad (2.20)$$

donde  $n_f$  es el número de sabores livianos y  $T_f = \frac{1}{2}$ .

Pasemos ahora a ver lo que ocurre cuando las corrientes son cargadas. Este caso es un poco más delicado pues, si bien el acoplamiento no involucra la carga eléctrica, no es lo mismo si el leptón que se usa es un neutrino o un antineutrino, y además hay que tener en cuenta la mezcla de sabores en el sector de quarks, la cual está dada en el caso general por la matriz CKM. Si consideramos sólo las dos primeras familias de quarks, la  $F_2^{(CC)8}$  para la interacción de un neutrino con un protón a LO es [18]

$$F_2^{p\nu}(x, Q^2) = 2x [d'(x, Q^2) + s'(x, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2) + \bar{c}(x, Q^2)], \quad (2.21)$$

con

$$d'(x, Q^2) = |V_{ud}|^2 d(x, Q^2) + |V_{us}|^2 s(x, Q^2), \\ s'(x, Q^2) = |V_{cd}|^2 d(x, Q^2) + |V_{cs}|^2 s(x, Q^2), \quad (2.22)$$

donde  $V_{ij}$  es el elemento  $ij$  de la matriz de mezcla. En el caso de que el proyectil sea un anti-neutrino,  $F_2^{p\bar{\nu}}$  se obtiene de la Ec. 2.21 cambiando las PDFs de cada partícula por su anti-partícula y viceversa.

---

<sup>8</sup>Prescindimos en adelante del superíndice  $CC$  y se entiende que el proceso  $p\nu$  ocurre mediante CC.

Respecto de la función de estructura  $F_3$ , a LO la expresión correspondiente es [18]

$$F_3^{p\nu}(x, Q^2) = 2[d'(x, Q^2) + s'(x, Q^2) - \bar{u}(x, Q^2) - \bar{c}(x, Q^2)]. \quad (2.23)$$

Nótese entonces que  $F_2$  y  $F_3$  son combinaciones linealmente independientes de PDFs, lo cual es muy útil al momento de discriminar sabores partónicos.

A NLO, las correcciones para  $F_2^{p\bar{\nu}}$  nos dan

$$\begin{aligned} F_2^{p\nu}(x, Q^2) = 2x \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \left\{ \left[ d' \left( \frac{x}{x'}, Q^2 \right) + s' \left( \frac{x}{x'}, Q^2 \right) + \bar{u} \left( \frac{x}{x'}, Q^2 \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \bar{c} \left( \frac{x}{x'}, Q^2 \right) \right] \left[ C_{2,q}^{(0)}(x') + \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} C_{2,q}^{(1)}(x') \right] + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} g \left( \frac{x}{x'}, Q^2 \right) C_{2,g}^{(1)}(x') \right\}, \end{aligned} \quad (2.24)$$

con los mismos coeficientes que en el caso electromagnético. Por su parte, para  $F_3^{p\bar{\nu}}$  tenemos [19]

$$\begin{aligned} F_3^{p\nu}(x, Q^2) = x \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \left[ d' \left( \frac{x}{x'}, Q^2 \right) + s' \left( \frac{x}{x'}, Q^2 \right) - \bar{u} \left( \frac{x}{x'}, Q^2 \right) - \right. \\ \left. - \bar{c} \left( \frac{x}{x'}, Q^2 \right) \right] \left[ C_{3,q}^{(0)}(x') + \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} C_{3,q}^{(1)}(x') \right], \end{aligned} \quad (2.25)$$

donde  $C_{3,q}^0(x) = C_{2,q}^0(x)$  y

$$C_{3,q}^{(1)}(x) = C_{2,q}^{(1)}(x) - 2C_F(1+x). \quad (2.26)$$

### 2.1.2. DIS semi-inclusivo

Con el objeto de recabar una mayor cantidad de información de un experimento, se puede ir más allá de lo descrito hasta ahora, llevándose a cabo lo que se conoce como proceso DIS semi-inclusivo (SIDIS). En este, además de medirse el leptón resultante de la colisión, se observa el estado final de una de las partículas que en DIS se englobaban bajo el nombre de X. Consecuentemente, el proceso que se estudia es

$$l + N \rightarrow l' + h + X. \quad (2.27)$$

Al describir estos procesos, se requiere agregar a la discusión precedente algún término que dé cuenta del mecanismo por el cual un dado partón pasa a formar parte del hadrón  $h$ . Esto se hace mediante la introducción de funciones no perturbativas denominadas *funciones de fragmentación* (FFs), las cuales describen (o, con mayor precisión, parametrizan) el fenómeno de distancias largas por el cual un partón dado se convierte en un determinado hadrón [20]. Por lo tanto se requiere el empleo de nuevas variables que determinen la cinemática del proceso. Para ello se utiliza la variable

$$z_H = z = \frac{p \cdot p'}{p \cdot k} =_{lab} \frac{E_h}{\nu}, \quad (2.28)$$

es decir, la fracción de energía del partón que se lleva el estado hadrónico final. En la Figura 2.4 se muestra en forma esquemática el evento más sencillo (la colisión electrón-positrón) que permite determinar las funciones de fragmentación, mediante la observación de único hadrón.

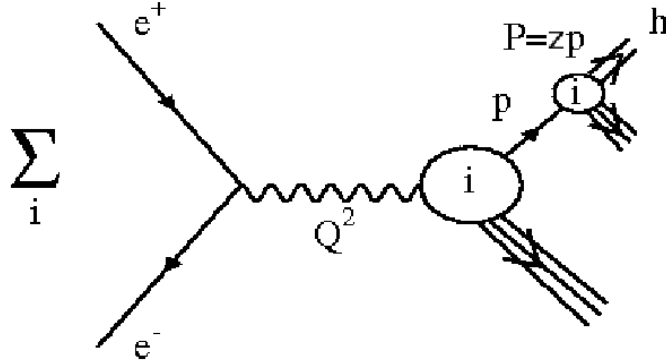


Figura 2.4: Representación esquemática de una colisión electrón-positrón ( $e^+e^-$ ), el proceso más simple a partir del cual se pueden determinar las funciones de fragmentación.

Las colisiones cuyo estado inicial consta sólo de leptones, tienen una gran ventaja sobre los procesos de DIS pues no se hace necesaria una descripción del estado inicial a partir de cantidades no perturbativas o, en otras palabras, la ausencia de PDFs permite hacer una extracción *limpia* de las FFs. Sin embargo se emplean resultados experimentales de SIDIS (una vez determinadas las PDFs) puesto que estos son sensibles a otras combinaciones de FFs que los datos de  $e^+e^-$ . Dado que en este trabajo no empleamos resultados de  $e^+e^-$ , nos limitaremos a dar las expresiones de las funciones de estructura correspondientes a SIDIS.

La sección eficaz semi-inclusiva, toma la siguiente forma [21–25]

$$\frac{d\sigma^H}{dxdydz_H} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^2} \left[ \frac{1 + (1-y)^2}{y} 2F_1^H(x, z_H, Q^2) + \frac{2(1-y)}{y} F_L^H(x, z_H, Q^2) \right], \quad (2.29)$$

donde en esta ocasión elegimos escribirla en términos de  $F_1$  y  $F_L$ . A LO ya vimos que las secciones eficaces son proporcionales a  $F_2$  (o equivalentemente a  $F_1$  en virtud de la relación de Callan-Gross), perdiéndose esta propiedad a NLO. Es posible empero extraer las funciones de estructura en DIS a partir de las  $\sigma$  medidas, parametrizando el cociente entre  $F_L$  y  $F_2$  a partir del análisis de un gran número de datos experimentales y se publican entonces tanto  $F_2$  como  $F_L$  (o  $F_1$ ). A diferencia de lo que ocurre con DIS inclusivo, resulta más complicado extraer directamente las funciones de estructura para SIDIS, por lo que los resultados experimentales que se suelen encontrar en las publicaciones son las secciones eficaces diferenciales. Es por esto que nos resulta indiferente en esta sección si damos cualquier par de funciones de estructura (no  $F_3$ ), puesto que lo que realmente nos interesa es la combinación particular de las mismas que forma  $\sigma$ . A NLO las funciones de estructura de la Ec. 2.29 se escriben [21–25]:

$$\begin{aligned} 2F_1^H(x, z_H, Q^2) = & \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \left\{ q(x, Q^2) D_q^H(z_H, Q^2) + \right. \\ & + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left[ q \otimes C_{qq,1}^{(1)} \otimes D_q^H + q \otimes C_{gq,1}^{(1)} \otimes D_g^H + \right. \\ & \left. \left. + g \otimes C_{gg,1}^{(1)} \otimes D_q^H \right] (x, z_H, Q^2) \right\}, \end{aligned} \quad (2.30)$$

donde los coeficientes son [21–25]

$$\begin{aligned} C_{qq,1}^{(1)}(x, z) = & C_F \left\{ -8\delta(1-x)\delta(1-z) + \right. \\ & + \delta(1-z) \left[ 1-x + (1+x^2) \left( \frac{\ln(1-x)}{1-x} \right)_+ - \frac{1+x^2}{1-x} \ln(x) \right] + \\ & + \delta(1-x) \left[ 1-z + (1+z^2) \left( \frac{\ln(1-z)}{1-z} \right)_+ + \frac{1+z^2}{1-z} \ln(z) \right] + \\ & \left. + \frac{2}{(1-x)_+(1-z)_+} - \frac{1+z}{(1-x)_+} - \frac{1+x}{(1-z)_+} + 2 + 2xz \right\}, \end{aligned} \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} C_{gq,1}^{(1)}(x, z) = & C_F \left\{ \delta(1-x) \left[ \frac{1+(1-z)^2}{z} (\ln z + \ln(1-z)) + z \right] + \right. \\ & \left. + \frac{1+(1-z)^2}{z} \frac{1}{(1-x)_+} + 2(1+x-xz) - \frac{1+x}{z} \right\}, \end{aligned} \quad (2.32)$$

$$\begin{aligned}
C_{qg,1}^{(1)}(x, z) = T_f \left\{ \delta(1-z) [(\ln(1-x) - \ln(x))(x^2 + (1-x)^2) + 2x(1-x)] + \right. \\
\left. + (x^2 + (1-x)^2) \left[ \frac{1}{(1-z)_+} + \frac{1}{z} - 2 \right] \right\}.
\end{aligned} \tag{2.33}$$

Para la función de estructura longitudinal tenemos

$$\begin{aligned}
F_L^H(x, z_H, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \left[ q \otimes C_{qq,L}^{(1)} \otimes D_q^H + q \otimes C_{gq,L}^{(1)} \otimes D_g^H + \right. \\
\left. + g \otimes C_{gg,L}^{(1)} \otimes D_q^H \right] (x, z_H, Q^2),
\end{aligned} \tag{2.34}$$

donde ahora los coeficientes son [21–25]

$$\begin{aligned}
C_{qq,L}^{(1)}(x, z) &= C_F 4xz, \\
C_{gq,L}^{(1)}(x, z) &= C_F 4x(1-z), \\
C_{gg,L}^{(1)}(x, z) &= T_f 8x(1-x).
\end{aligned} \tag{2.35}$$

Las funciones de fragmentación  $D_i^h(z, Q^2)$  representan la probabilidad de que un dado partón  $i$  decaiga en un hadrón  $h$  llevándose una fracción  $z$  del momento del partón. Del mismo modo que las PDFs, las funciones de fragmentación son no perturbativas y deben determinarse a partir del ajuste a los datos experimentales. Análogamente, cuando se tienen en cuenta correcciones de QCD, se vuelven dependientes de la escala de energía (de ahí que aparezca  $Q^2$  como variable independiente) y su evolución con la escala viene dada por ecuaciones de Altarelli-Parisi, distintas a las correspondientes a las PDFs. En el Capítulo 3 nos explayaremos sobre las FFs y, en particular, discutiremos el conjunto de FFs de vacío empleado en el presente trabajo.

Desde el punto de vista computacional la implementación numérica de las convoluciones en la obtención de distribuciones partónicas de estado inicial y final es muy lenta. Es por ello que si bien dimos aquí las expresiones de las funciones de estructura en el espacio de  $x$ , en la práctica hicimos uso de un método numérico más eficiente: la transformada de Mellin. En el Apéndice A damos una descripción de la misma y presentamos los resultados de los coeficientes de las funciones de estructura en el espacio de Mellin.

## 2.2. Colisiones hadrónicas

A continuación describimos procesos cuyo estado inicial son dos hadrones, mientras que en el estado final hay dos posibles observables: leptones o hadrones. El primer tipo de colisión lleva el nombre de Drell-Yan, en honor a Sydney Drell y Cheng-Nin Yan, los primeros en calcular la sección eficaz de producción de pares leptónicos en colisiones hadrón-hadrón. De los posibles estados finales pondremos énfasis en la producción de un par muónico puesto que disponemos de tales datos experimentales. El segundo tipo se denomina *single-inclusive* y consiste en la detección de un único hadrón en el estado final.

### 2.2.1. Drell-Yan

En 1970 Drell y Yan desarrollaron un modelo para la producción de pares leptónicos masivos en colisiones hadrón-hadrón. En este modelo, un quark de uno de los hadrones incidentes se aniquila con un antiquark del otro hadrón produciendo un fotón virtual que a su vez *decae* en un par leptónico masivo. Aquí el rol del cuadrado del cuadrimomento transferido ( $Q^2$ ) de los leptones dispersados en DIS lo juega el cuadrado de la masa del par leptónico,  $M^2$ . La producción de muones muy masivos en colisiones hadrón-hadrón provee muchas pruebas interesantes de pQCD. En particular, pQCD predice desviaciones considerables respecto de las predicciones del modelo de partons *naive* tanto en el cociente de producción de pares de muones como en su espectro de momento transversal.

A LO los pares de muones masivos se producen en colisiones protón-protón vía el subproceso  $q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ . La sección eficaz de dispersión experimental se expresa en términos del subproceso partónico como [18]

$$d\sigma = q(x_a)\bar{q}(x_b)\hat{\sigma}(q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-)dx_a dx_b, \quad (2.36)$$

donde  $q(x_i)$  es la probabilidad de hallar un quark con momento  $p_q = x_i P_i$ , siendo  $P_i$  el momento de los protones iniciales tal como se muestra en la Figura 2.5. En la Figura 2.6 esquematizamos el mismo proceso a nivel partónico.

Es conveniente definir dos variables adimensionales  $\tau$  y  $\hat{\tau}$ :

$$\tau = \frac{M^2}{s} \quad \text{y} \quad \hat{\tau} = \frac{M^2}{\hat{s}}, \quad (2.37)$$

donde  $M$  es la masa del par muónico,  $s$  es el cuadrado de la energía de centro de masa del sistema de los dos protones y  $\hat{s}$  es el cuadrado de la energía del centro de masa de los partones:



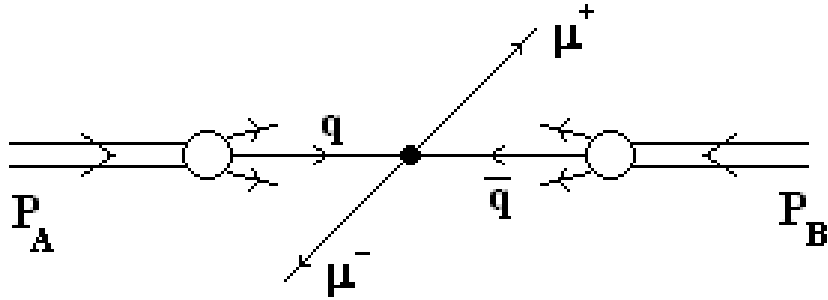


Figura 2.5: Ilustración de la colisión de un hadrón A (de momento  $P_A$ ) con un hadrón B (de momento  $P_B$ ) produciendo en el estado final un par  $\mu^+\mu^-$  a través de la aniquilación quark-antiquark, tal como se vería en el sistema de laboratorio.

$$s = (P_A + P_B)^2 = 2P_{cm}^2, \tag{2.38}$$

$$\hat{s} = (P_q + P_{\bar{q}})^2 = 2p_q \cdot p_{\bar{q}}.$$

Nuevamente despreciamos las masas de los quarks con respecto a las otras energías típicas del proceso.

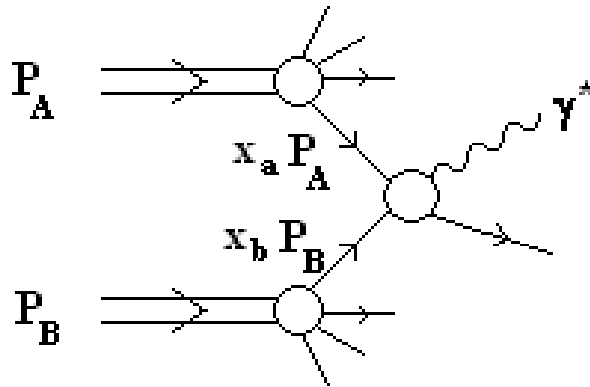


Figura 2.6: La producción de un fotón virtual en colisiones protón-protón,  $p + p \rightarrow \gamma^* + X$  se describe en términos de un subproceso partónico 2 a 2 en el cual un partón entrante tiene momento  $x_a P_A$  y el otro tiene momento  $x_b P_B$ .

El momento longitudinal del par muónico es  $P_L = p_q - p_{\bar{q}}$  y si suponemos que los partones entrantes son paralelos a los protones incidentes, la energía total es

$E^2 = P_L^2 + M^2$  dado que en este caso el par muónico de la Figura 2.5 no tiene momento transverso. La definición de  $P_L$  implica que

$$x_L = x_a - x_b, \quad (2.39)$$

donde

$$x_L = \frac{2P_L}{\sqrt{s}}, \quad (2.40)$$

y la de  $E$  nos da

$$x_E = \frac{2E}{\sqrt{s}} \quad \text{y} \quad x_E^2 = x_L^2 + 4\tau^2. \quad (2.41)$$

La sección eficaz total para un quark y un antiquark que se eliminan en un par de muones está dada por [18]

$$\hat{\sigma}(q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2 e_q^2}{9M^2}, \quad (2.42)$$

donde  $M$  es la masa invariante del fotón virtual con  $\hat{s} = M^2$  o  $\hat{\tau} = 1$ .

De las ecuaciones precedentes vemos que  $x_a$  y  $x_b$  están completamente especificados en términos de  $\tau$  y  $x_L$  según

$$x_a x_b = \tau \quad \text{y} \quad x_a - x_b = x_L, \quad (2.43)$$

y la Ec. 2.36 nos da

$$\frac{d\sigma^{DY}}{dM^2 dx_L}(s, M^2, x_L) = \frac{4\pi\alpha^2}{s9M^2} \frac{1}{(x_a + x_b)} P_{q\bar{q}}(x_a, x_b). \quad (2.44)$$

Si incluimos el término de intercambio  $\bar{q} + q \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , la función de probabilidad conjunta es escribe [18]

$$P_{q\bar{q}}(x_a, x_b) = \sum_i^{n_f} e_{q_i}^2 [q_i(x_a)\bar{q}_i(x_b) + \bar{q}_i(x_a)q_i(x_b)]. \quad (2.45)$$

La Ec. 2.43 implica

$$\begin{aligned}
x_a &= \frac{x_E + x_L}{2} = \sqrt{\tau} e^y \\
x_b &= \frac{x_E - x_L}{2} = \sqrt{\tau} e^{-y},
\end{aligned}
\tag{2.46}$$

donde  $y$  recibe el nombre de *rapidity* del par muónico y está definida por

$$y = \frac{1}{2} \log \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right) = \frac{1}{2} \log \left( \frac{x_a}{x_b} \right).
\tag{2.47}$$

Una variable similar a  $y$  es la *pseudo rapidity*  $\eta$ ;

$$\eta = \frac{1}{2} \log \left( \frac{p + p_L}{p - p_L} \right).
\tag{2.48}$$

Cuando la energía total es mucho mayor que la energía en reposo,  $y \approx \eta$  y pueden considerarse equivalentes.

A NLO debemos considerar dos procesos nuevos. Por un lado tenemos la posibilidad de que el quark o antiquark inicial emita un gluón antes de aniquilarse en el fotón virtual, tal como se esquematiza en la Figura 2.7 (a). Por el otro, bien puede ser que el quark (antiquark) de uno de los protones absorba un gluón del otro protón dando lugar a un quark (antiquark) y un fotón, proceso que se denomina *Compton* (Fig. 2.7 (b)).

A esto tenemos que agregarle las correcciones virtuales al proceso de LO (Figura 2.8). Una vez hecho esto, la sección eficaz diferencial en  $M^2$  y  $x_L$  resulta [26]

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma^{DY}}{dM^2 dx_L} &= \frac{4\pi\alpha^2}{9M^2 s} \sum_i e_i^2 \int_{x_a}^1 dt_a \int_{x_b}^1 dt_b \left\{ \left( \frac{d\hat{\sigma}^{DY}}{dM^2 dx_L} + \frac{d\hat{\sigma}^A}{dM^2 dx_L} \right) \right. \\
&\quad [q_i(t_a, M^2) \bar{q}_i(t_b, M^2) + \bar{q}_i(t_a, M^2) q_i(t_b, M^2)] + \\
&\quad + \left( \frac{d\hat{\sigma}^C}{dM^2 dx_L} g(t_a, M^2) [q_i(t_b, M^2) + \bar{q}_i(t_b, M^2)] + \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{d\hat{\sigma}^C}{dM^2 dx_L} g(t_b, M^2) [q_i(t_a, M^2) + \bar{q}_i(t_a, M^2)] \right) \right\}.
\end{aligned}
\tag{2.49}$$

El primer término en la integral es el término de Born, el cual mostramos cuando presentamos el resultado a LO. Las contribuciones finitas de las correcciones a la aniquilación son [26]:

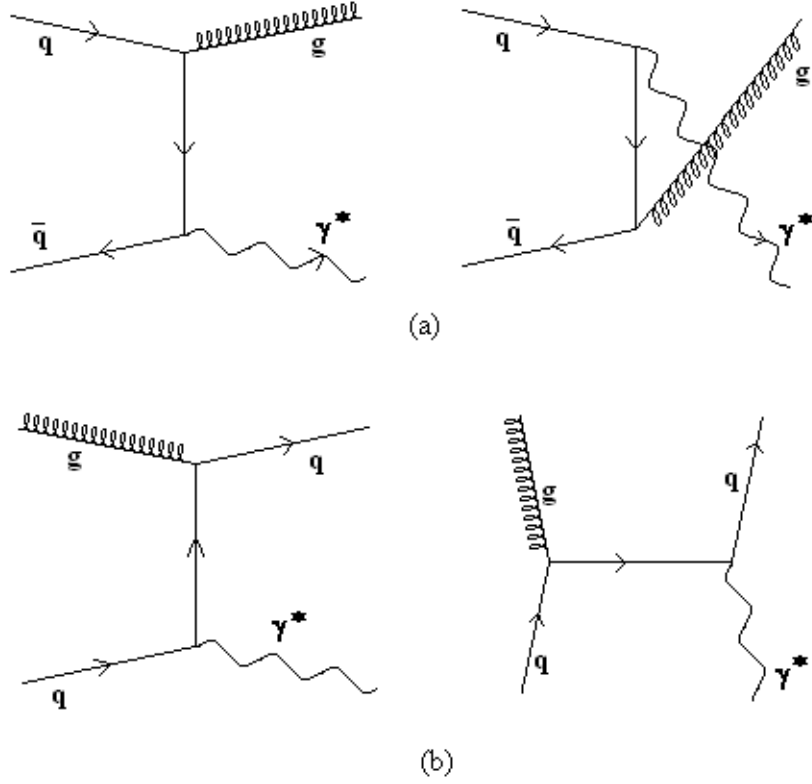


Figura 2.7: (a) Diagramas NLO para el subproceso de *aniquilación* de quarks-antiquarks  $q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* + g$ . (b) Diagramas a NLO en pQCD para el subproceso *Compton*  $q + g \rightarrow q + \gamma^*$ .

$$\begin{aligned}
\frac{d\hat{\sigma}^A}{dM^2 dx_L} = & \frac{2\alpha_s(M^2)}{3\pi} \frac{\delta(t_a - x_a)\delta(t_b - x_b)}{x_a + x_b} \left[ -8 + \frac{\pi^2}{3} + \ln^2(1 - x_a) + \right. \\
& + \ln^2(1 - x_b) + 2Li_2(x_a) + 2Li_2(x_b) + 2 \ln\left(\frac{x_a}{1 - x_a}\right) \ln\left(\frac{x_b}{1 - x_b}\right) \left. \right] + \\
& + \frac{2\alpha_s(M^2)}{3\pi} \frac{\delta(t_b - x_b)}{x_a + x_b} \left[ \frac{t_1^2 + x_1^2}{t_1^2(t_a - x_a)_+} \ln\left(\frac{(x_a + x_b)(1 - x_b)}{x_b(t_a + x_b)}\right) + \right. \\
& + \frac{1}{t_a} - \frac{x_a}{t_1^2} - \frac{t_1^2 + x_1^2}{t_1^2(t_a - x_a)} \ln\left(\frac{x_a}{t_a}\right) + \frac{t_1^2 + x_1^2}{t_1^2} \left(\frac{\ln(1 - x_a/t_a)}{t_a - x_a}\right)_+ \left. \right] + \\
& + \frac{2\alpha_s(M^2)}{3\pi} \frac{\delta(t_a - x_a)}{x_b + x_a} \left[ \frac{t_2^2 + x_2^2}{t_2^2(t_b - x_b)_+} \ln\left(\frac{(x_b + x_a)(1 - x_a)}{x_a(t_b + x_a)}\right) + \right. \\
& + \frac{1}{t_b} - \frac{x_b}{t_2^2} - \frac{t_2^2 + x_2^2}{t_2^2(t_b - x_b)} \ln\left(\frac{x_b}{t_b}\right) + \frac{t_2^2 + x_2^2}{t_2^2} \left(\frac{\ln(1 - x_b/t_b)}{t_b - x_b}\right)_+ \left. \right] + \\
& + \frac{2\alpha_s(M^2)}{3\pi(t_a t_b)^2} \left[ \frac{(t_a + t_b)(\tau^2 + (t_a t_b)^2)}{(t_a + x_b)(t_b + x_a)} \frac{1}{[(t_a - x_a)(t_b - x_b)]_+} - \frac{2t_a t_b}{(t_a + t_b)} \right], \tag{2.50}
\end{aligned}$$

donde

$$Li_2(x) = - \int_0^x dt \frac{\ln(1-t)}{t}. \quad (2.51)$$

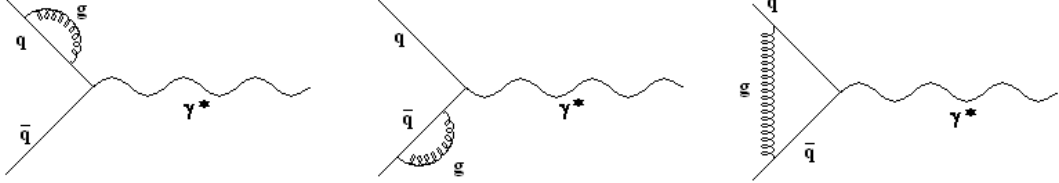


Figura 2.8: Correcciones por intercambio de gluones virtuales al término Born de aniquilación  $q + \bar{q} \rightarrow \gamma^*$ .

Para el proceso *Compton*, es decir, aquel en el cual uno de los dos partones iniciales es un gluón, tenemos [26]

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}^C}{dM^2 dx_L} = & \frac{\alpha_s(M^2)}{4\pi} \frac{\delta(t_b - x_b)}{(x_a + x_b)t_a^3} [(x_a^2 + (t_a - x_a)^2) \\ & \ln \left( \frac{(x_a + x_b)(1 - x_b)(t_a - x_a)}{x_a x_b (t_a + x_b)} \right) + t_a^2] + \\ & + \frac{\alpha_s(M^2)}{4\pi} \left[ \frac{1}{(t_b - x_b)_+} \frac{\tau^2 + (t_a t_b - \tau)^2}{t_a^3 t_b^2 (t_b + x_a)} + \right. \\ & \left. + \frac{t_a(t_b + x_a)(t_b - x_b) + 2\tau(t_a + t_b)}{(t_a t_b)^2 (t_a + t_b)^2} \right]. \end{aligned} \quad (2.52)$$

### 2.2.2. Colisiones hadrónicas inclusivas

En los primeros días del modelo partónico se pensaba que la única forma de estudiar los constituyentes dentro de los nucleones era realizando experimentos de dispersión profunda de electrones y neutrinos. Las colisiones hadrón-hadrón eran consideradas por muchos en otro nivel. Por el contrario, la historia ha mostrado que se puede aprender mucho sobre la naturaleza de los constituyentes de los nucleones a partir de colisiones hadrón-hadrón que involucran una gran transferencia de momento o que producen un objeto muy masivo. En estos casos se testean distancias cortas y dominan los subprocesos de los constituyentes básicos. Al menos en lo que se refiere a las distancias cortas el modelo partónico es aplicable y además podemos usar pQCD.

En el modelo de partones *naive* la producción de hadrones de alto momento transversal en el proceso  $A + B \rightarrow h + X$  está descrita por el diagrama de la Figura 2.9.

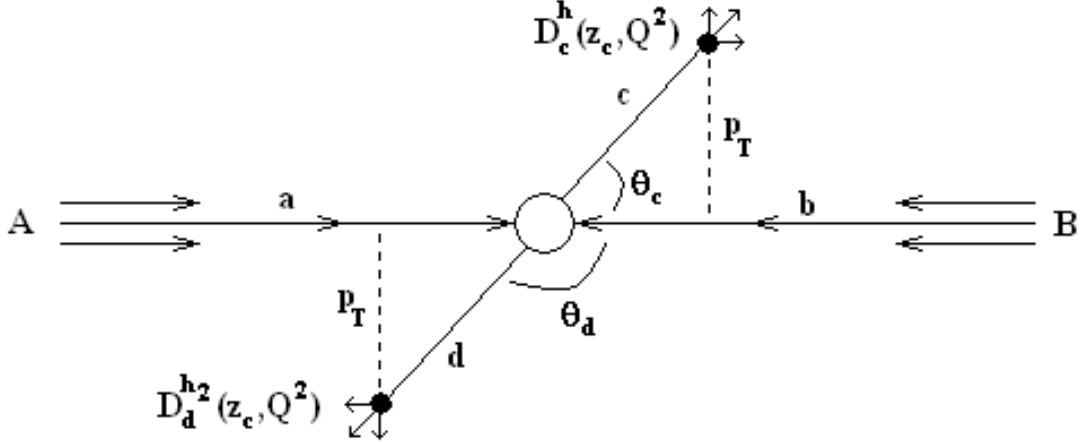


Figura 2.9: Ilustración del proceso inclusivo  $A + B \rightarrow h + h_2 + X$  resultante de la dispersión *hard*  $2 \rightarrow 2$  de los subprocesos  $a + b \rightarrow c + d$  de los constituyentes.

Se supone que el proceso tiene lugar como resultado de la dispersión a ángulo grande de los constituyentes  $a + b \rightarrow c + d$  seguido por la fragmentación del partón  $c$  en el hadrón saliente  $h$  y del partón  $d$  en el hadrón  $h_2$ . La sección eficaz diferencial de producción inclusiva, más allá de correcciones suprimidas por potencias inversas de  $p_T$ , puede escribirse en forma factorizada como

$$E_h \frac{d^3\sigma}{dp_h^3} = \sum_{a,b,c} f_a \otimes f_b \otimes d\hat{\sigma}_{ab}^c \otimes D_c^h, \quad (2.53)$$

donde la suma es sobre todos los canales partónicos  $a + b \rightarrow c + X$ , con  $\hat{\sigma}_{ab}^c$  la sección eficaz partónica asociada. Los invariantes *externos* (u observables experimentalmente) son [18]

$$\begin{aligned} s &= (P_A + P_B)^2 = 2P_A \cdot P_B \\ t &= (P_h - P_A)^2 = -2P_h \cdot P_A \\ u &= (P_h - P_B)^2 = -2P_h \cdot P_B, \end{aligned} \quad (2.54)$$

y los invariantes *internos* (o constituyentes) son [18]

$$\begin{aligned}
\hat{s} &= (p_a + p_b)^2 = 2p_a \cdot P_b = x_a x_b s \\
\hat{t} &= (p_c - p_a)^2 = -2p_c \cdot p_a = x_a \frac{t}{z_c} \\
\hat{u} &= (p_c - p_b)^2 = -2p_c \cdot p_b = x_b \frac{u}{z_c}.
\end{aligned} \tag{2.55}$$

La relación entre los invariantes internos y externos está dada por

$$\begin{aligned}
p_a &= x_a P_A \\
p_b &= x_b P_B \\
P_h &= z_c p_c.
\end{aligned} \tag{2.56}$$

donde para llegar a estas expresiones es necesario despreciar las masas tanto de los constituyentes como de los hadrones incidentes. La restricción a la dispersión  $2 \rightarrow 2$ :  $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = 0$ , implica que

$$z_c = \frac{x_2}{x_b} + \frac{x_1}{x_a}, \tag{2.57}$$

donde [18]

$$\begin{aligned}
x_1 &= -\frac{u}{s} = \frac{1}{2T_h} x_T \\
x_2 &= -\frac{t}{s} = \frac{1}{2} x_T T_h \\
x_T &= \frac{2p_T}{\sqrt{s}} \\
T_h &= \tan\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right),
\end{aligned} \tag{2.58}$$

y siendo  $\theta_{cm}$  el ángulo de dispersión del hadrón  $h$  en el sistema centro de masa.

A diferencia de lo que ocurre en DIS o en Drell-Yan, no está claro qué variable debe jugar el papel de  $Q^2$ , cuyo valor determina la escala a la que las distribuciones partónicas se miden y fija además el valor de la constante de acoplamiento fuerte  $\alpha_s$ . A LO la identificación de  $Q$  con cualquier variable que sea monótona creciente con la energía del centro de masa de los partones es equivalente. Diferentes elecciones tienen efecto recién en los términos del orden siguiente al dominante en la sección eficaz.

# Capítulo 3

## Distribuciones partónicas y funciones de fragmentación

En el capítulo precedente vimos las expresiones de los cálculos teóricos en pQCD a NLO necesarios para nuestro estudio. A continuación, describiremos cómo se emplean los mismos en la determinación de las funciones no perturbativas: las distribuciones partónicas y las funciones de fragmentación. Asimismo presentaremos las características fundamentales de los conjuntos de distribuciones partónicas (PDFs) y funciones de fragmentación (FFs) más recientes y discutiremos en particular aquellos utilizados en la presente tesis.

### 3.1. Funciones de distribución partónicas

En procesos de DIS y en colisiones de protones (o protón-antiprotón) de alta energía la dispersión tiene lugar a nivel de los constituyentes partónicos de los hadrones. El estado inicial debe ser descrito mediante funciones de distribución partónicas, que no pueden calcularse a partir de primeros principios debido al carácter no perturbativo del hadrón como estado ligado de QCD. Sin embargo se pueden determinar mediante ajustes globales a todos los datos de DIS y de dispersión *hard* disponibles. Los ajustes pueden realizarse al orden dominante (LO), al orden siguiente al dominante (NLO) o al orden siguiente al siguiente al dominante (NNLO) en la constante de acoplamiento fuerte  $\alpha_s$ . En los últimos años ha habido una considerable mejora en la precisión y una ampliación en el rango cinemático de las mediciones experimentales para muchos de estos procesos, así como se hicieron disponibles nuevas clases de datos. Además, nuevos desarrollos teóricos incrementan la confiabilidad en los análisis globales [27–46]. En la Tabla 3.1 mostramos algunos procesos y su sensibilidad a las PDFs. Como podemos apreciar los rangos cinemáticos para experimentos con blanco fijo y en colisionadores son complementarios, lo que permite determinar las PDFs en un extenso rango de  $x$  y  $Q^2$ . A medida que se



hagan disponibles datos de LHC el alcance cinemático de los datos se ampliará y se espera determinar con mayor precisión las PDFs.

Proceso	Subproceso	Partones	Rango de $x$
$l^\pm\{p, n\} \rightarrow l^\pm X$	$\gamma^* q \rightarrow q$	$q, \bar{q}, g$	$x \gtrsim 0,01$
$l^\pm p/n \rightarrow l^\pm X$	$\gamma^* d/u \rightarrow d/u$	$d/u$	$x \gtrsim 0,01$
$pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow \gamma^*$	$\bar{q}$	$0,015 \lesssim x \lesssim 0,35$
$pn/pp \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$(u\bar{d})/(u\bar{u}) \rightarrow \gamma^*$	$\bar{d}\bar{u}$	$0,015 \lesssim x \lesssim 0,35$
$\nu(\bar{\nu})N \rightarrow \mu^-(\mu^+)X$	$W^* q \rightarrow q'$	$q, \bar{q}$	$0,01 \lesssim x \lesssim 0,5$
$\nu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X$	$W^* s \rightarrow c$	$s$	$0,01 \lesssim x \lesssim 0,2$
$\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$	$W^* \bar{s} \rightarrow \bar{c}$	$\bar{s}$	$0,01 \lesssim x \lesssim 0,2$
$e^\pm p \rightarrow e^\pm X$	$\gamma^* q \rightarrow q$	$g, q, \bar{q}$	$0,0001 \lesssim x \lesssim 0,1$
$e^+ p \rightarrow \bar{\nu} X$	$W^+ \{d, s\} \rightarrow \{u, c\}$	$d, s$	$x \gtrsim 0,01$
$e^\pm p \rightarrow e^\pm c\bar{c}X, e^\pm b\bar{b}X$	$\gamma^* c \rightarrow c, \gamma^* g \rightarrow c\bar{c}$	$c, b, g$	$0,0001 \lesssim x \lesssim 0,01$
$e^\pm p \rightarrow jet + X$	$\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$	$g$	$0,01 \lesssim x \lesssim 0,1$
$p\bar{p}, pp \rightarrow jet + X$	$gg, qg, q\bar{q} \rightarrow 2j$	$g, q$	$0,005 \lesssim x \lesssim 0,5$
$p\bar{p} \rightarrow (W^\pm \rightarrow l^\pm \nu)X$	$ud \rightarrow W^+, \bar{u}\bar{d} \rightarrow W^-$	$u, d, \bar{u}, \bar{d}$	$x \gtrsim 0,05$
$p\bar{p} \rightarrow (W^\pm \rightarrow l^\pm \nu)X$	$u\bar{d} \rightarrow W^+, d\bar{u} \rightarrow W^-$	$u, d, \bar{u}, \bar{d}$	$x \gtrsim 0,001$
$p\bar{p}(pp) \rightarrow (Z \rightarrow l^+ l^-)X$	$uu, dd, \dots(u\bar{u}, \dots) \rightarrow Z$	$u, d, \dots$	$x \gtrsim 0,001$
$pp \rightarrow (\gamma^* \rightarrow l^+ l^-)X$	$u\bar{u}, d\bar{d}, \dots \rightarrow \gamma^*$	$\bar{q}$	$x \gtrsim 10^{-5}$
$pp \rightarrow b\bar{b}X$	$gg \rightarrow b\bar{b}$	$g$	$x \gtrsim 10^{-5}$
$pp \rightarrow \gamma X$	$gq \rightarrow \gamma q, g\bar{q} \rightarrow \gamma \bar{q}$	$g$	$x \gtrsim 0,005$

Tabla 3.1: Procesos relevantes a análisis globales de PDFs, ordenados en tres grupos: experimentos con blanco fijo, HERA y datos de  $p\bar{p}$  de Tevatron ( $pp$  LHC). Para cada proceso se indica el subproceso partónico dominante, los partones primarios que se prueban y el rango aproximado de  $x$  restringido por los datos [47].

La precisión de los experimentos contemporáneos exige que se usen cálculos teóricos al menos a NLO y preferentemente a NNLO en las comparaciones entre la teoría de QCD y los experimentos. Más allá del LO, es necesario especificar y usar de manera consistente tanto un esquema de renormalización como de factorización. El esquema de renormalización usado casi en forma universal es el esquema de sustracción mínima modificada  $\overline{\text{MS}}$  [48, 49], en el cual se absorbe en los contratérminos la parte divergente y una constante que siempre aparece acompañando a la divergencia en el cálculo de diagramas de Feynman. El esquema de factorización determina qué contribuciones finitas del proceso corresponden a los efectos *soft* iniciales (o finales) y cuáles a la interacción *hard*. Hay dos elecciones populares para el mismo, en las cuales la forma de la corrección para cada función de estructura es diferente. El esquema de factorización más usado es  $\overline{\text{MS}}$  [50], pero en ocasiones se adopta el esquema DIS [51], en el cual no hay correcciones de orden superior a la función de estructura  $F_2$ . La misma distribución partónica en dos esquemas diferentes difiere

en una expresión bien definida que es nominalmente un orden mayor en  $\alpha_s$  aunque existen algunas excepciones. A continuación presentamos las PDFs en los dos esquemas más usuales [52].

Por un lado está el esquema  $\overline{\text{MS}}$ , definido por una prescripción *universal* para facilitar cálculos perturbativos en forma independiente de cualquier proceso físico y utilizado en la mayoría de los cálculos de elementos de matriz *hard*, por lo que será el que empleemos nosotros en este trabajo. Una de las ventajas de las distribuciones de partones  $\overline{\text{MS}}$  es que en forma automática satisfacen la regla de suma de momentos. En este esquema la fórmula NLO para la función de estructura  $F_2$  de dispersión inelástica profunda de un fotón virtual toma la forma:

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = \sum_i \left\{ f_{\overline{\text{MS}}}^{q_i} \otimes \left[ C_{2,q}^{(0)} + \alpha_s C_{2,q}^{(1)\overline{\text{MS}}} \right] + f_{\overline{\text{MS}}}^g \otimes \alpha_s C_{2,g}^{(1)\overline{\text{MS}}} + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \right\}, \quad (3.1)$$

donde  $C^{(i)}$  con  $i = 0, 1$  están dados por las Ecs. (2.17), (2.18) y (2.20).

El esquema DIS, por otro lado, fue definido *específicamente* para hacer la relación entre las distribuciones de partones y  $F_2^\gamma$  lo más sencilla posible. Esto se obtiene de la Ec. (3.1) absorbiendo todos los términos NLO en la definición de  $f_{DIS}^q$ :

$$F_2^\gamma(x, Q) = \sum_i f_{\text{DIS}}^{q_i} \otimes C_{2,q}^{(0)} + \mathcal{O}(\alpha_s^2), \quad (3.2)$$

siendo  $C_{2,q}^{(0)}$  el mismo en ambos esquemas. Entonces la diferencia entre las distribuciones de quarks en el esquema DIS y en el esquema  $\overline{\text{MS}}$  es:

$$f_{\text{DIS}}^q(x, Q) - f_{\overline{\text{MS}}}^q(x, Q) = \alpha_s \left\{ f^q \otimes C_{2,q}^{(1)\overline{\text{MS}}} + f^g \otimes C_{2,g}^{(1)\overline{\text{MS}}} \right\}, \quad (3.3)$$

donde en el lado derecho no hemos etiquetado las distribuciones de partones dado que estos términos son un orden superior en  $\alpha_s$ , por lo que cualquiera de los dos esquemas es equivalente.

La Ec. (3.2) no es suficiente para definir unívocamente la distribución de gluones en el esquema DIS. Por convención se le exige que preserve la regla de suma de momentos, pero este requisito fija sólo el segundo momento de la distribución de gluones. Para completar la definición de la distribución de gluones, es conveniente generalizar la condición del segundo momento a todos los momentos. Entonces se tiene

$$f_{\text{DIS}}^g(x, Q) - f_{\overline{\text{MS}}}^g(x, Q) = \alpha_s \left[ \sum_i (f^{q_i} + f^{\bar{q}_i}) \otimes C_{2,q}^{(1)\overline{\text{MS}}} + f^g \otimes C_{2,g}^{(1)\overline{\text{MS}}} \right], \quad (3.4)$$

donde, de nuevo, la etiqueta del esquema no aparece en el lado derecho.

Se puede por lo tanto, convertir distribuciones de partones de un esquema en el otro utilizando la Ec. (3.4). Así, en principio, el cálculo puede realizarse en cualquiera de los dos esquemas, en forma consistente, y luego convertir los resultados al otro esquema si necesario. Veamos ahora qué tipo de excepciones pueden ocurrir. Nominalmente en la Ec. (3.4) ambos términos del lado derecho son un orden mayor en  $\alpha_s$  que los términos individuales del lado izquierdo, entonces se espera que la diferencia entre estos sea pequeña. Sin embargo puede ocurrir que uno se encuentre en un sector del espacio cinemático en el que, por ejemplo,  $q \gg g$ . En tal régimen el término de quarks en el lado derecho puede alcanzar el mismo orden de magnitud (o mayor) que el término más *soft* de las dos distribuciones de gluones en el lado izquierdo a pesar de la potencia extra en  $\alpha_s$ . Si esto ocurre la igualdad fuerza al término de gluón en el lado izquierdo a ser relativamente grande, por lo que hay que ser cauteloso al cambiar de un esquema al otro.

En el capítulo precedente hablamos del escaleo y dijimos que el mismo sólo es válido en el modelo naive; en QCD la radiación de gluones *hard* a partir de los quarks viola el escaleo en forma logarítmica, y ésta cobra particular relevancia a  $x$  pequeño. La radiación de gluones produce la evolución de las funciones de estructura que coinizan a depender ahora de  $Q^2$ . A medida que aumenta  $Q^2$  se radían más y más gluones, que a su vez dan origen a pares  $q\bar{q}$  (quarks de mar). Este proceso lleva al ensanchamiento de las distribuciones de momento iniciales de quarks (de valencia) y al crecimiento de la densidad de gluones y del mar  $q\bar{q}$  a medida que decrece  $x$ . En QCD este proceso se describe en términos de distribuciones de partones dependientes de la escala de factorización ( $\mu$ )  $f_a(x, \mu^2)$ , donde  $a = q$  o  $g$  y típicamente se elige  $\mu = Q$ , la energía que caracteriza el proceso. La evolución de las PDFs con la escala está descrita en QCD por las ecuaciones de DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli y Parisi) [16, 53, 54] que en forma esquemática se leen:

$$\frac{\partial f_i}{\partial \ln Q^2} \sim \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_b (P_{ij} \otimes f_j), \quad (3.5)$$

donde  $P_{ij}$ , llamados *núcleos de Altarelli-Parisi* o *funciones de splitting*, describen la probabilidad de que el partón  $j$  dé origen o evolucione en el partón  $i$ . En consecuencia no son simétricas, es decir,  $P_{qg} \neq P_{gq}$ .

Es conveniente escribir las ecuaciones de evolución en términos de las distribuciones de gluón ( $g$ ), y singlete ( $q^S$ ) y no-singlete ( $q^{NS}$ ) de quarks, definidas estas últimas como:

$$\begin{aligned} q^{NS} &= q_i - \bar{q}_i \\ q^S &= \sum_i (q_i + \bar{q}_i). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Las distribuciones no-singlete tienen carga no nula de números cuánticos de sabor, como isospin y número bariónico. Luego, las ecuaciones de evolución de DGLAP toman la forma

$$\frac{d}{d \ln Q^2} q^{NS}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{qq} \otimes q^{NS}, \quad (3.7)$$

y

$$\begin{pmatrix} q^S \\ g \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \begin{pmatrix} P_{qq} & 2n_f P_{qg} \\ P_{gq} & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} q^S \\ g \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

donde  $n_f$  es el número de sabores de quarks activos. En general las funciones de *splitting* pueden expresarse como serie de potencias en  $\alpha_s$ , la cual contiene tanto términos proporcionales a  $\ln \mu^2$  como a  $\ln 1/x$ :

$$P_{ij}(x, \alpha_s) = \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{ji}^{(0)}(x) + \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^2 P_{ij}^{(1)}(x) + \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^3 P_{ij}^{(2)}(x) + \dots \quad (3.9)$$

La evolución LO DGLAP suma hasta las contribuciones  $(\alpha_s \ln Q^2)^n$  mientras que a NLO se incluye la suma sobre los términos  $\alpha_s (\alpha_s \ln Q^2)^{n-1}$ . Los núcleos de Altarelli-Parisi a LO [16] son<sup>1</sup>

$$\begin{aligned} P_{qq} &= C_F \frac{1+x^2}{(1-x)_+} + 2\delta(1-x), \\ P_{qg} &= \frac{1}{2}[x^2 + (1-x)^2], \\ P_{gq} &= C_F \left[ \frac{1+(1-x)^2}{x} \right], \\ P_{gg} &= 6 \left[ \frac{1-x}{x} + x(1-x) + \frac{x}{(1-x)_+} \right] + \left( \frac{11}{2} - \frac{n_f}{3} \right) \delta(1-x). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Aunque pQCD puede predecir, vía las Ecs. (3.7, 3.8) la evolución de las funciones de distribución partónicas a partir de una escala particular  $Q_0$ , no puede conocerlas *a priori* a ningún valor de  $Q_0$  particular. Entonces deben medirse a una escala inicial  $Q_0$  antes de que las predicciones de QCD puedan ser comparadas con los datos a otra escala  $Q$ . La parametrización inicial (o de *input*) para las ecuaciones de evolución se determina a partir del análisis global de los datos. La cantidad de parámetros

---

<sup>1</sup>Por completitud en el Apéndice B presentamos los núcleos de Altarelli-Parisi a NLO en el esquema  $\overline{\text{MS}}$ .

libres no está determinada *a priori* sino que debe encontrarse mediante el ajuste y depende fuertemente de la sensibilidad de los datos experimentales que se emplean. Suelen usarse parametrizaciones flexibles que permitan adoptar formas bien diversas a las PDFs como por ejemplo, para  $u$  de valencia:

$$xu_v(x, Q_0^2) = A_u x^{\eta_1} (1-x)^{\eta_2} (1 + \epsilon_u \sqrt{x} + \gamma_u x), \quad (3.11)$$

donde el valor de  $Q_0^2$  en principio arbitrario, lo elige cada colaboración empleando distintos criterios. Las PDFs a  $Q_0$  están sujetas a tres restricciones que provienen de las reglas de suma [18] (relacionadas con la conservación de la carga eléctrica)

$$\int_0^1 dx u_v(x, Q_0^2) = 2, \quad \int_0^1 dx d_v(x, Q_0^2) = 1, \quad \int_0^1 dx s_v(x, Q_0^2) = 0, \quad (3.12)$$

y a la regla de suma de momentos, es decir:

$$\int_0^1 dx \{u(x, Q_0^2) + \bar{u}(x, Q_0^2) + d(x, Q_0^2) + \bar{d}(x, Q_0^2) + s(x, Q_0^2) + \bar{s}(x, Q_0^2) + g(x, Q_0^2)\} = 1. \quad (3.13)$$

El método que se aplica para extraer las PDFs en análisis globales es esquemáticamente muy simple: primero se seleccionan los resultados experimentales, de entre todos los disponibles, que estén dentro del rango cinemático en que pQCD es válida. Después se calculan a nivel partónico todos los observables elegidos al orden deseado en pQCD. A continuación se propone una forma funcional para todas las distribuciones partónicas a una escala inicial  $Q_0$ , determinada por los datos incluidos en el ajuste. La cantidad de parámetros libres es en principio arbitraria y puede modificarse durante el ajuste si los datos no presentan sensibilidad frente a un dado parámetro. Para cada dato se evolucionan las PDFs de la escala inicial a la escala a la que se encuentra mediante las ecuaciones DGLAP, y luego se convolucionan las partes *soft* y *hard* con lo cual se obtiene la predicción teórica. Una vez hecho esto se construye una cantidad que dé cuenta de la bondad del ajuste (generalmente llamada  $\chi^2$ ) y por último se buscan en forma iterativa los parámetros que minimizan  $\chi^2$ .

En las primeras extracciones de PDFs se consideraban sólo quarks no masivos, lo cual era suficiente para describir los resultados experimentales debido a la limitada cantidad y precisión de estos, y a la falta de expresiones teóricas para los coeficientes de Wilson dependientes de la masa. Sin embargo en la actualidad el tratamiento correcto de los sabores pesados en el análisis de las distribuciones partónicas es esencial para hacer mediciones de precisión en colisionadores hadrónicos. Más aún, un método correcto para la extracción de las contribuciones de los quarks pesados a las

funciones de estructura es importante debido al impacto que que éstas pueden tener en todas las distribuciones de partones. Empero se ha vuelto claro en los últimos años que no es trivial hacer un tratamiento adecuado de los sabores pesados. Hay varias elecciones posibles y muchos errores sutiles pueden llevar a cambios dramáticos. Daremos en lo que sigue una descripción de dos regímenes distintos en los cuales la imagen es relativamente simple: el esquema con número de sabores fijo FFNS (*fixed flavour number scheme*) y el esquema con número de sabores variable y masa cero ZM-VFNS (*zero-mass variable flavour number scheme*), que se ejemplifican en la Fig. 3.1.

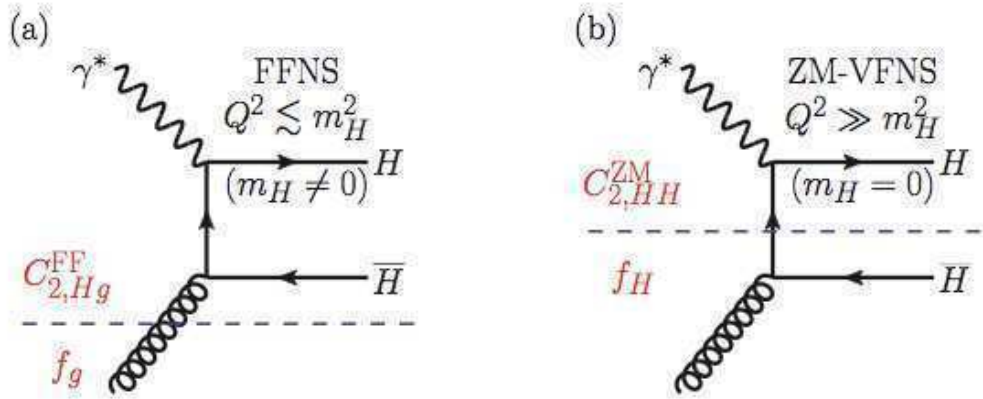


Figura 3.1: Diagramas que contribuyen a LO a la parte de la función de estructura  $F_2$  correspondiente a los quarks pesados en (a) FFNS válido para  $Q^2 \lesssim m_H^2$ , y ZM-VFNS válido para  $Q^2 \gg m_H^2$ . Aquí  $H$  es cualquiera de los quarks pesados  $c$  ó  $b$  [15].

- FFNS: en la región donde la escala *hard* del proceso es similar o menor que la masa del quark pesado (donde con quark *pesado* nos referimos al *charm* o al *bottom*), es decir,  $Q^2 \lesssim m_{c,b}^2$  es natural describir los quarks masivos como partículas de estado final y no como partones en el protón. Este requisito define el FFNS donde sólo los quarks livianos son partones, y el número de sabores está fijo. Normalmente el número de sabores activos  $n_f$  es 3 (*up*, *down* y *strange*), pero hay múltiples instancias de FFNS con diferente  $n_f$ , por ejemplo a escalas altas podemos tratar el *charm* como quark liviano mientras que el *bottom* permanece masivo ( $n_f = 4$ ), o  $n_f = 5$  si sólo el *top* se considera pesado. A pesar de su aparente simplicidad el esquema FFNS presenta algunos problemas que son difíciles de salvar. Por un lado no suma los términos del tipo  $\alpha_s^m \ln^l(Q^2/m_{c,b}^2)$  ( $l \leq m$ ) en el desarrollo perturbativo, por lo que la precisión del desarrollo a orden fijo se torna incierta a medida que  $Q^2$  aumenta por sobre  $m_{c,b}^2$ . Por otro lado los cálculos que incluyen en su totalidad la dependencia con

las masas de los quarks son complicados y muy pocos de ellos están hechos a orden  $\alpha_s$  en este esquema, por lo que las distribuciones partónicas resultantes no son aplicables a más que a un número limitado de observables. A esto se suma el hecho de que aún para las funciones de estructura de corrientes neutras los coeficientes FFNS se conocen sólo hasta NLO y no han sido calculados a NNLO, de manera que no se pueden extraer en este esquema PDFs a NNLO.

- ZM-VFNS: los problemas de FFNS se resuelven en ZM-VFNS, donde los quarks pesados evolucionan de la misma manera que los quarks no masivos y la resumación de los grandes logaritmos en  $Q^2/m_{c,b}^2$  se alcanza mediante la introducción de PDFs de sabores pesados y la solución de las ecuaciones de evolución. Supone que a grandes escalas,  $Q^2 \gg m_{c,b}^2$ , los quarks masivos se comportan como partones sin masa, y los coeficientes son aquellos del límite no masivo. Esto es técnicamente más simple que FFNS, y se conocen muchos más observables en este esquema. El nombre de *masa cero* es un tanto engañoso dado que se incluye cierta dependencia con la masa en las condiciones de contorno para la evolución. Las distribuciones partónicas en regímenes de diferente número de quarks están relacionadas en forma perturbativa por

$$f_i^{n+1}(Q^2) = \sum_j A_{ij}(Q^2/m_{c,b}^2) \otimes f_j^n(Q^2), \quad (3.14)$$

donde los elementos de matriz  $A_{jk}(Q^2/m_{c,b}^2)$  (tienen términos de  $\ln(Q^2/m_{c,b}^2)$ ) se conocen hasta NNLO ( $\mathcal{O}(\alpha_s^4)$ ) y relacionan  $f_i^n(Q^2)$  y  $f_i^{n+1}(Q^2)$ , garantizando la evolución correcta en ambos regímenes. A NLO en el esquema  $\overline{\text{MS}}$  obligan a los quarks pesados a comenzar su evolución de 0 a  $Q^2 = m_{c,b}^2$ , y a los otros partones a ser continuos a esta elección del punto de transición.

El esquema ZM-GFNS tiene muchas ventajas pero falla al ignorar las correcciones  $\mathcal{O}(m_{c,b}^2/Q^2)$  a los coeficientes y tiene siempre un error inherente de este orden, por lo tanto no es preciso en la región donde  $Q^2$  no es mucho mayor que  $m_{c,b}^2$ . Por ejemplo en el caso de los datos de funciones de estructura de HERA se ha visto que este error llega a ser del 8% a NLO [55]. Este resultado provee evidencia a favor del uso de un esquema general de masa con número de sabores variable GM-VFNS (*general mass variable flavour number scheme*) en la extracción de PDFs. Este esquema conecta en forma suave los dos límites  $Q^2 \lesssim m_{c,b}^2$  y  $Q^2 \gg m_{c,b}^2$  pero no es único ni mucho menos y existen diversas elecciones lo cual, junto a su complicación respecto de ZM-VFNS hace que no sea todavía empleado por todas las colaboraciones. Un esquema GM-VFNS puede definirse exigiendo la equivalencia de las descripciones con  $n_f = n$  (FFNS) y  $n_f = n + 1$  (GM-VFNS) sabores por arriba del punto de transición para las nuevas distribuciones de partones (que por definición son idénticas por debajo del este punto), es decir,

$$\begin{aligned}
F_i(x, Q^2) &= \sum_k C_{i,k}^{FF,n}(Q^2/m_{c,b}^2) \otimes f_k^n(Q^2) = \\
&= \sum_j C_{i,j}^{VF,n+1}(Q^2/m_{c,b}^2) \otimes f_j^{n+1}(Q^2).
\end{aligned} \tag{3.15}$$

La descripción donde el número de partones activos es  $n_f = n$  debe ser idéntica a  $n_f = n + 1$ , por lo tanto los coeficientes de GM-VFNS satisfacen

$$C_{i,k}^{FF,n}(Q^2/m_{c,b}^2) = \sum_j C_{i,j}^{VF,n+1}(Q^2/m_{c,b}^2) \otimes A_{jk}(Q^2/m_{c,b}^2), \tag{3.16}$$

y están restringidas para tender al límite no masivo para  $Q^2 \gg m_{c,b}^2$ . Sin embargo están definidas en forma unívoca sólo en este límite y para valores lejanos al mismo uno puede intercambiar términos  $\mathcal{O}(m_{c,b}^2/Q^2)$  de los coeficientes LO a los de NLO manteniendo la relación de la Ec. 3.16. Esta libertad puede entenderse como un cambio de esquema y es por ello que hay diferentes GM-VFNS, sin embargo no cambia la definición de las PDFs sino sólo los coeficientes. Esta ambigüedad puede emplearse en hacer más sencillo el cálculo de los coeficientes, en particular en lo que respecta a los efectos de masa. Aunque todas las definiciones del GM-VFNS son similares a  $Q^2$  muy alto, las diferentes elecciones pueden ser fenomenológicamente relevantes.

Extracciones recientes de PDFs no polarizadas han sido hechas por seis grupos: MSTW [15], CT(EQ) [56], NNPDF [57, 58], HERAPDF [59], ABKM [60] y GJR [61,62]. En este trabajo usamos como referencia las PDFs de MSTW [15] y CTEQ6.6 [63] por ser las más completas<sup>2</sup>; en lo que sigue compararemos las características generales de cada conjunto de PDFs.

### 3.1.1. MSTW vs. CTEQ6.6

Las PDFs de MSTW, uno de los conjuntos más modernos y comprensivos de distribuciones partónicas, fueron extraídas a NLO y NNLO en una elección particular de GM-VFNS. A NLO la cantidad total de datos experimentales es 2699 con  $\chi^2 = 2543$  y empleando un total de 30 parámetros libres. Las distribuciones que se obtuvieron a NNLO, para dos escalas de energía, se pueden apreciar en la Fig. 3.2.

En la Fig. 3.3 (tomada de [15]) mostramos la comparación con las PDFs a NLO de CTEQ6.6 [63] a  $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ . El análisis de CTEQ6.6 (en un GM-VFNS distinto)

---

<sup>2</sup>Los conjuntos más modernos de CTEQ son CT10 y CT10W, pero fueron publicados en forma posterior a la realización del trabajo que se presenta aquí.



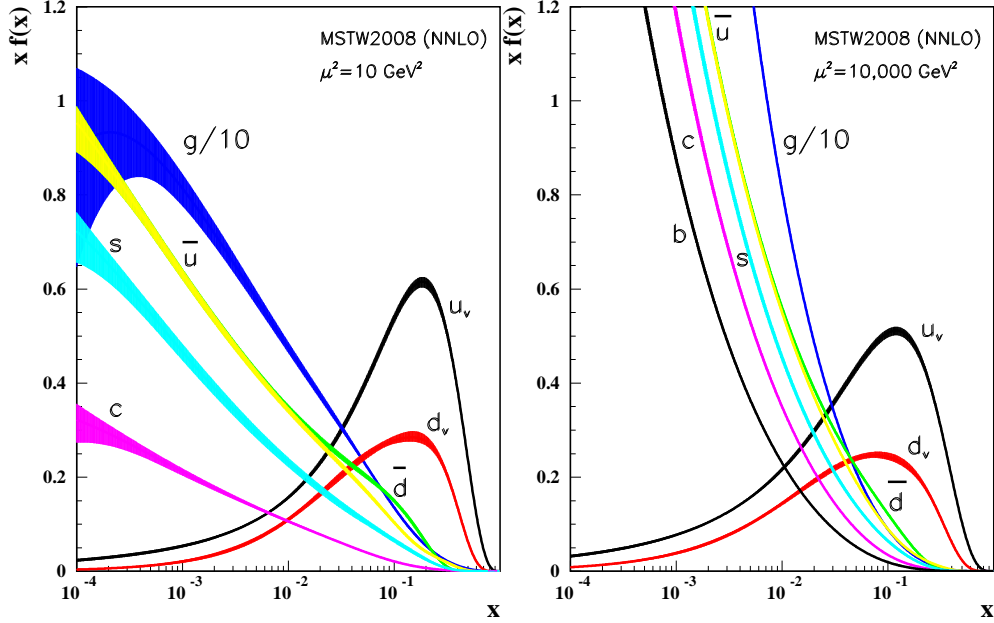


Figura 3.2: Distribuciones no polarizadas de partones y sus incertezas asociadas a NNLO extraídas por la colaboración MSTW a  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  (izquierda) y  $Q^2 = 10000 \text{ GeV}^2$  (derecha) [15].

emplea un conjunto total de datos muy similar, pero no tan completo como el de MSTW, en particular no incluye datos del Run II de Tevatron ni datos de DIS con neutrinos. entre los dos conjuntos parece haber concordancia, habiendo pocas zonas donde no se superponen los límites. En particular es de destacar las diferencias en las distribuciones de valencia, las cuales parecen deberse a los datos que CTEQ6.6 no incluye en su análisis, en particular datos de  $F_3^{\nu}$ . La distribución del quark *strange* es bastante diferente y esto se debe a los supuestos hechos por cada colaboración en la parametrización de la misma. En lo concerniente a los gluones, se observa una diferencia sistemática. La parametrización empleada por MSTW es más flexible permitiendo incluso  $g < 0$  a valores pequeños de  $x$  y  $Q^2$  (en particular a la escala inicial de CTEQ6.6) mientras que CTEQ6.6 impone una forma funcional semejante a la de los quarks de valencia, lo que la hace mayor a los menores valores de  $x$ . Además los gluones de CTEQ6.6 están determinados a  $x$  alto por los datos de jets del Run I de Tevatron, lo que los hace más grandes que los de MSTW. Debido a la restricción de la suma de momentos y para compensar, a  $x$  intermedio deben ser menores.

Para concluir esta sección, en la Tabla 3.2 presentamos algunas otras diferencias que tienen impacto en la extracción de las PDFs.

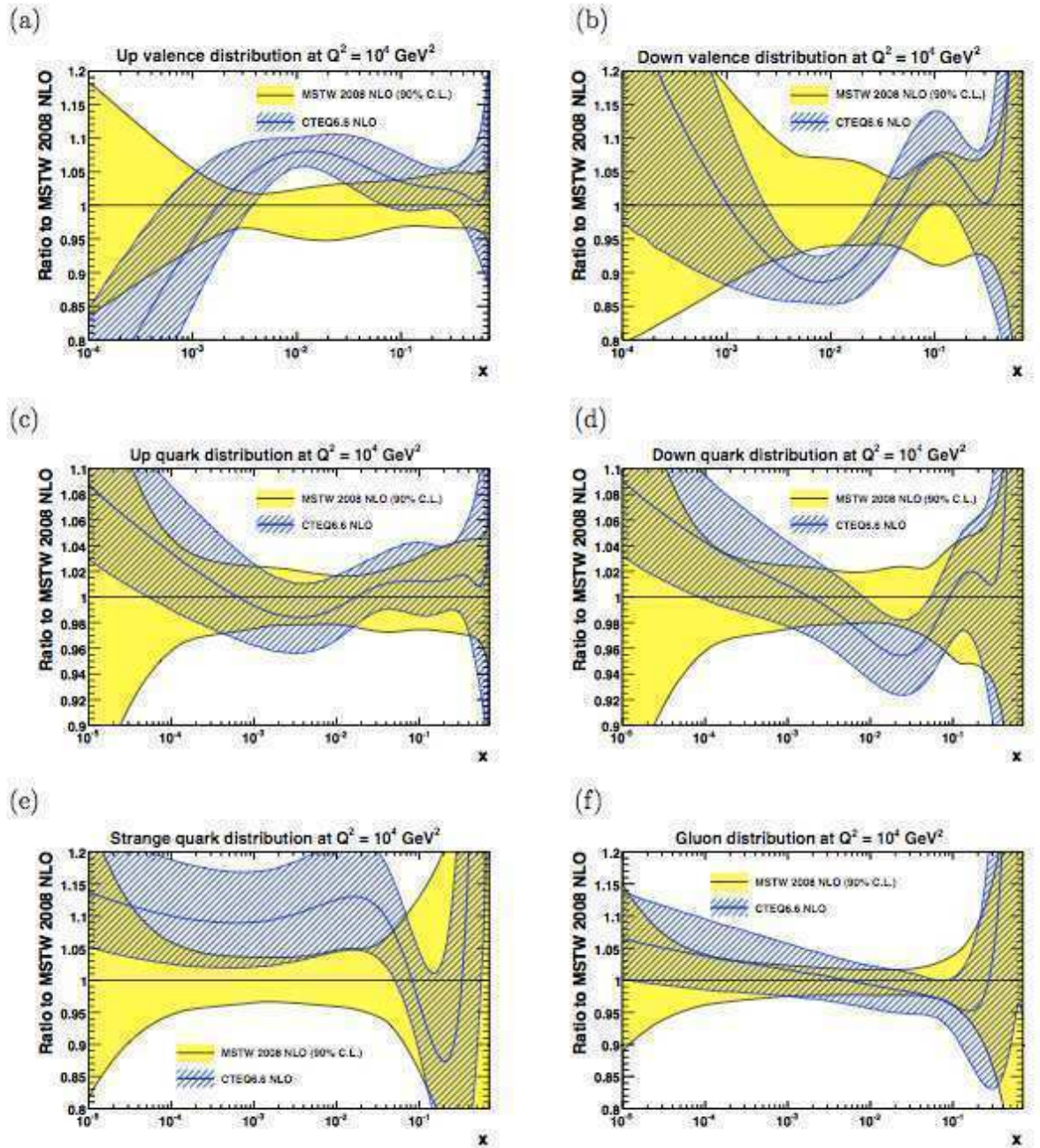


Figura 3.3: PDFs de MSTW a NLO comparadas con el conjunto de CTEQ6.6 a NLO. La Figura corresponde a la Fig. 62 de [15].

### 3.2. Funciones de fragmentación

El término *funciones de fragmentación* se usa de manera amplia para referirse para dos conjuntos de funciones, relacionados pero conceptualmente diferentes, que

	MSTW	CTEQ6M
Orden	LO, NLO, NNLO	LO, NLO
# parámetros libres	33	22
Esquema	GM-VFNS	GM-VFNS (distinto)
$m_c$ (GeV)	1,4	1,3
$m_b$ (GeV)	4,75	4,5
# datos (a NLO)	2669	1811
Escala inicial $Q_0^2$ (GeV <sup>2</sup> )	1	1,3
$\chi^2$ (a NLO)	2543	1954

Tabla 3.2: Comparación entre las PDFs de MSTW y CTEQ6M, el cuál difiere muy poco de CTEQ6.6. Las diferencias en consideraciones iniciales tienen un impacto no trivial sobre los resultados.

describen las distribuciones de energía de una partícula de estado final en procesos de dispersión *hard*. Las primeras son observables de secciones eficaces como las funciones  $F_{T,L,A}(x, s)$  en aniquilación semi-inclusiva  $e^+e^-$  a energía de centro de masa  $\sqrt{s}$  vía un bosón intermediario ( $\gamma$  o  $Z$ ),  $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z \rightarrow h + X$ , dadas por

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d^2\sigma^h}{dzd\cos\theta} = \frac{3}{8} [1 + \cos^2(\theta)] F_T^h + \frac{3}{4} \sin^2(\theta) F_L^h + \frac{3}{4} \cos(\theta) F_A^h. \quad (3.17)$$

Aquí  $z = 2E_h/\sqrt{s} \leq 1$  es la energía escaleada del hadrón  $h$  y  $\theta$  es su ángulo relativo al haz de electrones en el sistema centro de momentos.

La Ec. (3.17) es la forma más general para producción inclusiva no polarizada de una única partícula vía bosones vectoriales [23]. Las funciones de fragmentación longitudinal ( $F_L$ ) y transversal ( $F_T$ ) representan las contribuciones de las polarizaciones longitudinal o transversal (respecto de la dirección de movimiento del hadrón) de  $\gamma/Z$ . El término que viola paridad con la función de fragmentación asimétrica  $F_A$  surge de la interferencia entre contribuciones vectoriales y axiales. La integración de la Ec. (3.17) sobre  $\theta$  da la función de fragmentación total  $F^h = F_T^h + F_L^h$ ,

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma^h}{dz} = F^h(z, s) = \sum_i \int_z^1 \frac{dy}{y} C_i \left( y, \alpha_s(Q), \frac{s}{Q^2} \right) D_i^h \left( \frac{z}{y}, Q^2 \right) + O \left( \frac{1}{\sqrt{s}} \right), \quad (3.18)$$

con  $i$  corriendo sobre todos los sabores partónicos (menos el *top*). Aquí hemos introducido el segundo conjunto de funciones de fragmentación mencionadas, las funciones (o densidades) de fragmentación partónicas  $D_i^h$ . Estas funciones son el análogo de estado final de las distribuciones de partones de estado inicial descritas en la sección precedente. Debido al signo contrario del cuadrado del cuadrimomento del bosón de gauge intermediario estos dos conjuntos de distribuciones reciben también el nombre de distribuciones partónicas *tipo temporal* (aniquilación  $e^+e^-$ ,  $q^2 > 0$ ) mientras que las PDFs son *tipo espacial* (DIS,  $q^2 < 0$ ). En el modelo de partones simplificado, las funciones de fragmentación  $D_i^H(z)$  son interpretadas simplemente como la probabilidad de que un partón de estado final de un sabor dado  $i$  produzca un hadrón específico  $H$ , que lleva una fracción  $z$  de su cuadrimomento. Esta imagen intuitiva puede extenderse de manera consistente al lenguaje de teoría de campos de QCD, mediante el procedimiento de definir las funciones de fragmentación en términos de operadores bilocales en un cierto esquema de factorización [64]. La elección más común para este último es el esquema  $\overline{\text{MS}}$  descrito en la sección precedente y que adoptaremos en todo el presente trabajo. Junto con definiciones en operadores análogas para las PDFs, la factorización de contribuciones de corta y larga distancia a las secciones eficaces inclusivas de producción de un hadrón queda determinada con precisión, y las correcciones de orden superior en QCD pueden ser incorporadas de manera sistemática. Correcciones a este marco teórico factorizado emergen como potencias inversas de la escala *hard* que caracteriza la sección eficaz inclusiva de producción de un hadrón, como es el caso de la virtualidad  $Q^2$  del fotón intercambiado en aniquilaciones  $e^+e^-$ , o el momento transversal  $p_T$  del hadrón producido en colisiones protón-protón. Siempre y cuando  $Q^2$  o  $p_T$  sean grandes comparados con  $\Lambda_{QCD}$ , estas contribuciones *higher twist* pueden despreciarse sin mayores consecuencias en aplicaciones fenomenológicas. La función  $D_i^h$  codifica la probabilidad de que el partón  $i$  se fragmente en el hadrón  $h$  que lleva una fracción  $z$  del momento del partón. Más allá de LO en pQCD estas funciones dependen del esquema de factorización, y para elecciones *razonables* de esquemas, entre las cuales  $\overline{\text{MS}}$ , retienen algunas restricciones del modelo de quarks-partones como por ejemplo la regla de suma de momentos:

$$\sum_h \int_0^1 dz z D_i^h(z, \mu^2) = 1. \quad (3.19)$$

Mediciones de fragmentación en dispersiones hadrón-leptón y hadrón-hadrón complementan los resultados de aniquilación electrón-positrón. Estas últimas proveen un medio limpio (ya que no hay remanentes del estado inicial) y fuertes restricciones

a las combinaciones  $D_{q_i}^h + D_{\bar{q}_i}^h$ . Sin embargo la aniquilación  $e^+e^-$  es menos sensible a  $D_g^h$  y totalmente insensible a las asimetrías de carga  $D_{q_i}^h - D_{\bar{q}_i}^h$ . Estas cantidades se pueden determinar mejor en colisiones protón-(anti)protón y electrón-protón, respectivamente. En particular ésta provee un medio más complejo con el cual es posible estudiar la influencia de la radiación de QCD de estado inicial, la estructura partónica y de spin del hadrón blanco y el sistema remanente del blanco sobre el proceso de fragmentación. Por otra parte, a diferencia de la aniquilación  $e^+e^-$  donde  $q^2 = s$  está fijo por la energía del colisionador, la dispersión leptón-hadrón tiene dos escalas independientes:  $Q^2 = -q^2$  y la masa invariante  $W^2$  del estado hadrónico final, las cuales pueden variar órdenes de magnitud para una energía de centro de masa dada, permitiendo así el estudio de la fragmentación en diferentes regiones cinemáticas con un mismo experimento.

El enfoque más simple del modelo de partones predeciría distribuciones en  $z$  independientes de la escala de factorización (*escaleo*) tanto para la función de fragmentación  $F^h$  como para  $D_i^h$ . Como hemos visto en el caso de las PDFs, correcciones perturbativas de QCD llevan, luego de la factorización de las singularidades colineales de estado final para partones livianos, a violaciones logarítmicas del escaleo a través de las ecuaciones de evolución

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} D_i(x, Q^2) = \sum_j \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{ji}(z, \alpha_s(Q^2)) D_j\left(\frac{x}{z}, Q^2\right). \quad (3.20)$$

Lo mismo que para las PDFs, este sistema de ecuaciones se suele descomponer en un sector singlete de sabor de  $2 \times 2$  (que comprende el gluón y la suma de las funciones de fragmentación de quarks y anti-quarks), y ecuaciones escalares (no-singlete) para diferencias de sabores de quark-antiquark. Nótese que ahora los elementos de matriz del singlete son  $P_{ji}$  en vez de  $P_{ij}$  como ocurre para las distribuciones partónicas de estado inicial, dado que  $D_j$  representa la fragmentación del partón final. Las funciones LO  $P^{(0)}(z)$  son las mismas que para las PDFs, mientras las correcciones a NLO  $P^{(1)}(z)$  han sido calculadas [65–70] y son diferentes de las correspondientes a las de PDFs, pero pueden obtenerse a partir de éstas mediante una prolongación analítica apropiada [71]; por completitud las presentamos en el Apéndice B. Recientemente los núcleos de Altarelli-Parisi diagonales  $P_{qq}$  y  $P_{gg}$  fueron calculados a NNLO [72].

Tal como ocurre con las PDFs, las funciones de fragmentación son soluciones a sus ecuaciones de evolución, pero necesitan ser parametrizadas a una escala inicial  $Q_0^2$  (generalmente en torno a 1 GeV<sup>2</sup> para quarks livianos y gluones, y  $m_{c,b}^2$  para quarks pesados). Una parametrización usual para hadrones livianos es

$$D_i^h(z, Q_0^2) = N x^\alpha (1-x)^\beta, \quad (3.21)$$

donde los parámetros  $N$ ,  $\alpha$  y  $\beta$  en general dependen de la escala de energía  $Q_0^2$ , y también del tipo de partón  $i$  y del hadrón  $h$ . Los parámetros se determinan mediante

el procedimiento de ajuste global a datos de producción de hadrones en distinto tipo de colisiones.

Como ya hemos dicho, los datos de aniquilación  $e^+e^-$  son la fuente más limpia para la medición de las funciones de fragmentación, pero no pueden contribuir a desentrañar distribuciones de quarks y de anti-quarks. Dado que la mayor parte de estos datos se obtiene a la masa del bosón  $Z$ , donde los acoplamientos electrodébiles son aproximadamente los mismos para los diferentes partones, provee la determinación más precisa de la fragmentación del singlete de quark. La fuente más relevante de separación para quarks-antiquarks (y también sabor) son los datos de DIS semi-inclusivo (SIDIS) donde mediciones suelen hacerse a escalas mucho menores que la aniquilación  $e^+e^-$ . La inclusión de datos de SIDIS en ajustes globales permite una cobertura más extensa en la evolución de las funciones de fragmentación, resultando al mismo tiempo en una prueba más rigurosa de la universalidad de estas distribuciones. Datos de producción de hadrones cargados en colisiones hadrónicas también presentan sensibilidad a las funciones de fragmentación de (anti-)quarks. En cuanto a la función de fragmentación del gluón  $D_g(z)$  puede extenderse, en principio, de la función de fragmentación longitudinal  $F_L$  que ya mencionamos, puesto que los coeficientes  $C_{L,i}$  para quarks y gluones son comparables a orden  $\alpha_s$ . Sin embargo a NLO la fragmentación de quarks domina en  $F_L$  sobre una gran parte del rango cinemático, reduciendo de esta manera la sensibilidad a  $D_g$ . Esta distribución podría determinarse también analizando la evolución de las funciones de fragmentación. Tal posibilidad está limitada por la falta de datos lo suficientemente precisos a escalas de energía lejos de la resonancia de  $Z$  y por el predominio de las contribuciones de quarks a valores medios y grandes de  $z$ .  $D_g$  también puede deducirse de los eventos de fragmentación a tres jets en los cuales el jet de gluón se identifica, por ejemplo, etiquetando los otros dos jets como decaimientos de quarks pesados. A LO las distribuciones medidas de  $z = E_{had}/E_{jet}$  para partículas en jets de gluones puede identificarse directamente con la función de fragmentación del gluón. A órdenes superiores la interpretación teórica de este observable es ambigua.

Una restricción directa sobre  $D_g$  está dada por datos de  $pp, p\bar{p} \rightarrow hX$ . A diferencia de lo que sucede con la aniquilación  $e^+e^-$  y SIDIS, para este proceso la fragmentación del gluón comienza a contribuir al orden más bajo en la constante de acoplamiento, introduciendo entonces una fuerte sensibilidad. A valores grandes de  $z$ , donde la información de  $e^+e^-$  es escasa, los datos de colisiones hadrónicas facilitan extracciones significativamente mejores de  $D_g$  [73–75]. En lo que respecta a las colisiones hadrónicas se toma como escala el momento transversal  $p_T$  del hadrón saliente debido a la falta de información sobre el momento longitudinal del suceso *hard*.

A continuación pasaremos a ver las características principales del conjunto de funciones de fragmentación empleadas en el presente trabajo: DSS [73].

### 3.2.1. DSS

El análisis llevado a cabo por DSS es global en el sentido que usa tanto datos de aniquilación semi inclusiva ( $e^+e^- \rightarrow h + X$ ) como SIDIS y hadroproducción en colisiones pp. Para acomodar la información experimental de estos dos últimos DSS empleó una parametrización más flexible que la presentada en la Ec. (3.21), a saber

$$D_i^H(z, Q_0) = \frac{N_i z^{\alpha_i} (1-z)^{\beta_i} [1 + \gamma_i (1-z)^{\delta_i}]}{B(2 + \alpha_i, \beta_i + 1) + \gamma_i B(2 + \alpha_i, \beta_i + \delta_i + 1)}, \quad (3.22)$$

donde  $B(a, b)$  representa la función Beta de Euler y  $N_i$  está normalizado de forma tal de representar la contribución de  $D_i^H$  a la regla de suma. El término con  $\delta_i$ , ausente en la parametrización estándar, mejora significativamente la calidad del ajuste; por otro lado, términos adicionales en  $z$  tienen escaso impacto, lo cual muestra que los datos son sensibles a valores medios y altos de  $z$ . La escala inicial elegida fue  $Q_0 = 1$  GeV. Sin embargo esta parametrización comprende más parámetros libres de los que pueden determinarse con los datos, por lo que se impusieron relaciones entre algunos de ellos. Una vez realizado el ajuste se liberaron éstas, comprobándose que no tenían impacto significativo en el mismo. Por ejemplo, en el caso de  $\{u, \bar{u}, d, \bar{d}\} \rightarrow \pi^+$  se impuso simetría de isospin para las fragmentaciones de mar, es decir

$$D_{\bar{u}}^{\pi^+} = D_{\bar{d}}^{\pi^+}, \quad (3.23)$$

pero se permitió una normalización diferente para la suma de quarks

$$D_{d+\bar{d}}^{\pi^+} = D_{u+\bar{u}}^{\pi^+}, \quad (3.24)$$

y para los quarks extraños se supuso que

$$D_s^{\pi^+} = D_{\bar{s}}^{\pi^+} = N' D_{\bar{u}}^{\pi^+} \quad (3.25)$$

con  $N'$  independiente de  $z$ .

En el caso de kaones en estado final, la menor cantidad de datos disponibles y su inferior precisión impiden distinguir en detalle las distribuciones desfavorecidas por lo que se tomó

$$D_{\bar{u}}^{K^+} = D_s^{K^+} = D_{\bar{d}}^{K^+} = D_d^{K^+}. \quad (3.26)$$

Las fragmentaciones en hadrones de carga negativa se obtuvieron, como es usual, mediante conjugación de carga, y para piones neutros tomando  $D_i^{\pi^0} = \frac{D_i^{\pi^+} + D_i^{\pi^-}}{2}$ .

En lo que se refiere al tratamiento de los quarks pesados, se empleó para ellos una forma funcional como la de la Ec. (3.21) y se los incluyó en la evolución en forma

discontinua como partones no masivos por encima de sus umbrales de producción en  $\overline{\text{MS}}$ :  $Q = m_{c,b}$  (se eligieron  $m_c = 1,43$  GeV y  $m_b = 4,3$  GeV). Por lo tanto el número de sabores activos  $n_f$  pasa de 3 a 4 en  $Q^2 = m_c^2$ , y de 4 a 5 en  $Q^2 = m_b^2$ . Esto difiere mucho de lo que se hace en el caso de PDFs, tal como vimos en la sección anterior; sin embargo esta elección se justifica en el hecho de la mayor parte de los datos disponibles para este ajuste no son sensibles a las fragmentaciones de quarks pesados. De momento, la aproximación no masiva parece ser suficiente.

El ajuste se hizo a LO y NLO en el espacio de Mellin<sup>3</sup> determinando 23 (24) parámetros en el ajuste global que describe la hadronización de quarks y gluones en piones (kaones), mediante la minimización de una función  $\chi^2$ , definida como:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(T_i - E_i)^2}{\delta E_i^2}. \quad (3.27)$$

En esta función así construida  $E_i$  es el valor medido de un dado observable,  $\delta E_i$  el error asociado con esta medición, y  $T_i$  es la estimación teórica correspondiente para un dado conjunto de parámetros. En rigor los errores deberían tener en cuenta las correlaciones; en vista de que las matrices de correlación no estaban disponibles para la mayor parte de los datos empleados en el ajuste, DSS optó, como es usual, por sumar en cuadratura los errores sistemáticos y estadísticos en  $\delta E_i$ . El resultado global para piones (kaones) es  $\chi^2 = 843,7$  ( $\chi^2 = 394,1$ ) con 392 (232) puntos.

A pesar de lo dicho anteriormente, las colisiones de tipo electrón-positrón no constituyen por si solas un buen método para determinar las fragmentaciones, porque dan una información global sobre, por ejemplo,  $D_{q+\bar{q}}^{\pi^+\pi^-}$ . Esto conlleva que para distinguir fragmentaciones *favorecidas* (valencia) y *desfavorecidas* (mar) se requiera hacer algún tipo de consideración previa. Datos recientes de procesos SIDIS y de colisiones protón-protón permitieron obtener además las funciones de fragmentación de quarks, antiquarks y gluones en forma individual, para protones, antiprotones y otras partículas residuales de la hadronización, a primer y segundo orden del desarrollo perturbativo [74]. En la Figura 3.4 se observan las funciones de fragmentación de  $u + \bar{u}$ ,  $\bar{u}$ ,  $s + \bar{s}$ ,  $c + \bar{c}$  y gluones a  $\pi^+$  extraídas en [73].

Como puede verse, la suma de  $u + \bar{u}$  domina sobre las distribuciones *desfavorecidas*  $\bar{u}$  y  $s$ . A  $z$  pequeño la contribución principal es la de mar, mientras que a  $z \rightarrow 1$  el mayor peso recae sobre la de valencia. La determinación de las funciones de fragmentación está supeditada a la jerarquía inherente a la hadronización; es decir, a la mayor disponibilidad de datos sobre piones (en primer lugar) y kaones. En consecuencia, aún utilizando los últimos datos experimentales sobre las fragmentaciones de protones, antiprotones y hadrones residuales son muy imprecisas al orden dominante y las mismas sólo permiten hacer una estimación pobre de  $D_i^p$  y  $D_i^{\bar{p}}$  [74].

---

<sup>3</sup>Véase Apéndice A.



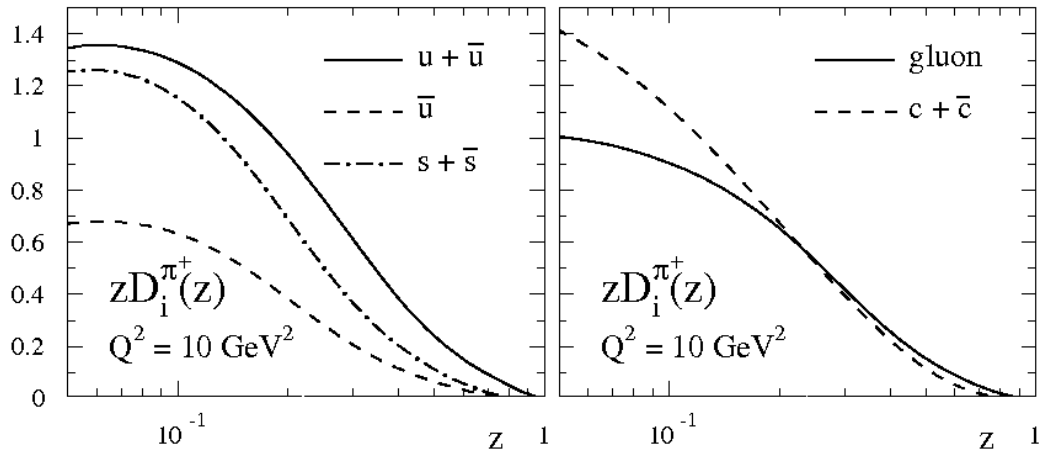


Figura 3.4: Funciones de fragmentación DSS de piones con carga positiva  $zD_i^{\pi^+}(z, Q^2)$  a  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ , con  $i = u + \bar{u}, \bar{u}, s + \bar{s}$ , gluones y  $c + \bar{c}$ .

Actualmente se encuentra en marcha un nuevo análisis de DSS, empleando una parametrización más flexible que permita incluir nuevos resultados experimentales y en el cual se estudiarán las incertezas de las FFs extraídas [76].

# Capítulo 4

## Distribuciones partónicas en medios nucleares

Como mencionamos en el Capítulo 1, en experimentos de dispersión inelástica profunda en SLAC se descubrió el escaleo de las funciones de estructura de los nucleones, fenómeno interpretado como evidencia de que estos están conformados por constituyentes puntuales prácticamente no interactuantes (identificados posteriormente con los quarks). Cerca de diez años más tarde, se midieron violaciones en el escaleo lo cual mostró que los quarks interactúan entre sí, tal como lo predice pQCD. En ese entonces se pensaba que los efectos debidos a la ligadura nuclear en eventos DIS<sup>1</sup> eran despreciables, esencialmente porque las energías típicas en DIS son mucho mayores que las características de la estructura nuclear. En suma, el núcleo era considerado como un grupo de nucleones *casi* libres y se creía que los quarks no se verían afectados por el medio nuclear. Sin embargo, esta imagen cambió en forma abrupta cuando en 1982 la EMC (European Muon Collaboration) en el CERN presentó resultados del cociente de la función de estructura de hierro respecto de deuterio  $F_2^{Fe}/F_2^D$  [77]. En la siguiente sección describimos los efectos de origen nuclear observados y presentamos algunos de los modelos que fueron propuestos para explicarlos [78].

### 4.1. Antecedentes

Los efectos nucleares en DIS se estudian típicamente comparando las funciones de estructura de nucleones ligados ( $F_2^A$  con  $A$  el número másico del núcleo) y de deuterio ( $F_2^D$ ), esta última considerada la mejor aproximación a la de un nucleón isoscalar libre<sup>2</sup>. Experimentalmente se encontró que  $F_2^A$  es distinta de  $F_2^D$ ; esto implica que de alguna forma los quarks *saben* si el nucleón al que pertenecen es libre o si, por

---

<sup>1</sup>Cuando se emplean como blanco núcleos en lugar de deuterio o nucleones.

<sup>2</sup>Hay, sin embargo, evidencia experimental de que los efectos nucleares en el deuterio no son despreciables [79].

el contrario, forma parte de un núcleo. Dependiendo de la región de  $x$  los efectos tienen distinta importancia y en consecuencia son nombrados de distintas formas. En la Figura 4.1 se esquematiza el cociente  $F_2^A/F_2^D$  en función de  $x$ .

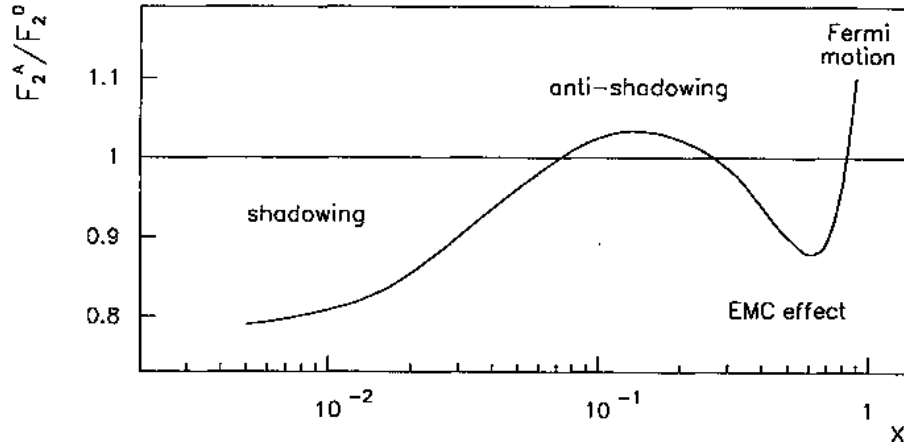


Figura 4.1: Representación esquemática del cociente de las funciones de estructura ( $F_2^A/F_2^D$ ).

Los efectos dependen de  $x$  y se pueden distinguir cuatro rangos de  $x$  bien definidos. La descripción se hace en términos de la comparación del cociente  $F_2^A/F_2^D$  con 1:

- *apantallamiento*: para  $x < 0,05 - 0,07$ ,  $F_2^A < F_2^D$ .
- *anti-apantallamiento*:  $x \approx 0,07 - 0,3$ ,  $F_2^A > F_2^D$ .
- *efecto EMC*: para  $x \approx 0,3 - 0,8$   $F_2^A/F_2^D$  decrece, alcanza un mínimo en torno a  $x = 0,6$  y luego crece.
- *Fermi motion*:  $F_2^A/F_2^D > 1$  en la región  $x > 0,8$ . Dado que los nucleones no están en reposo en el núcleo sino que se mueven con momento promedio  $k_F$ , la función de estructura medida sobre un blanco nuclear es la convolución de la  $F_2$  del nucleón libre con la función de distribución de momento del nucleón en el núcleo.

Antes del descubrimiento de EMC sólo se conocían los efectos de apantallamiento (*shadowing*) y *Fermi motion*. A partir de los resultados de EMC, se publicaron una gran cantidad de trabajos que buscaban explicar este fenómeno, y posteriormente el interés se desplazó a la región de  $x$  intermedios donde hay anti-apantallamiento (*anti-shadowing*), debido a nuevos resultados experimentales. En lo que sigue nos explicaremos sobre estos cuatro efectos [78].

### 4.1.1. *Shadowing y anti-shadowing*

En la región de *shadowing* el descenso en el cociente de las funciones de estructura se explica por dos tipos de modelos: los que involucran mesones vectoriales, y los modelos partónicos.

Los primeros *ven* al fotón físico fluctuando entre un estado de fotón desnudo, un conjunto de estados electromagnéticos y una superposición de estados hadrónicos con los mismos números cuánticos que el fotón. Por lo tanto, la sección eficaz de dispersión fotón-núcleo debe presentar algunas de las características de la interacción hadrón-núcleo, entre las que se cuenta el apantallamiento de los nucleones internos por los de superficie (que no están expuestos a la intensidad total del haz de hadrones); esto da cuenta de que  $\sigma_{hA} < A\sigma_{hN}$  donde  $h$  representa al hadrón y  $N$  al nucleón.

Por otro lado, los modelos partónicos describen el *shadowing* a través de un decremento de partones en la región de  $x$  pequeño. En el sistema de referencia de Breit (en el cual la energía del fotón virtual es nula y el momento del partón dispersado se invierte exactamente en la colisión) los partones con  $x$  pequeño se dispersan en una larga distancia debido al principio de incertidumbre. Luego, partones con momento pequeño pertenecientes a distintos nucleones pueden interactuar y fusionarse, disminuyendo la densidad de partones en este régimen y aumentando la de más alto  $x$ .

Como dijimos, si nos movemos hacia valores mayores de  $x$  encontramos una región en la cual en lugar de haber una supresión en el cociente la función de estructura de DIS leptón-núcleo supera a la de leptón-protón. Por comparación con lo que ocurre a valores más pequeños de  $x$ , el efecto aquí se denomina *antishadowing*. Dado que la región cinemática de mayor interés es aquella donde se observa *shadowing*, se ha dedicado mucho esfuerzo a comprender su origen. En contraste con esto el conocimiento sobre los mecanismos que generan *anti-shadowing* es pobre: en algunos modelos surge como una consecuencia natural del mecanismo dinámico que produce *shadowing* (véase por ejemplo [80]) mientras que para otros autores es tan sólo el resultado de la conservación del momento [81]. En todo caso no parece haber consenso en atribuirlo a un mecanismo específico.

### 4.1.2. Efecto EMC

El efecto EMC sugiere que en la región  $0,3 < x < 0,8$  la distribución de valencia (dominante en DIS) de los quarks en núcleos ligados es menor que para un nucleón libre. Los mecanismos que se propusieron para describir este comportamiento se pueden dividir en dos clases. Por un lado los modelos de física nuclear *convencional*,

y por el otro aquellos que requieren un incremento del tamaño de la región de confinamiento de los quarks en el medio nuclear. Todos estos dan una buena descripción de los datos experimentales.

Los modelos basados en física nuclear *convencional* proponen la presencia de un exceso de piones virtuales en el núcleo, asociado a la fuerza nuclear; dichos piones pueden llevar una fracción del momento nuclear menor o igual a  $x = M_\pi/M$ . Por lo tanto, el fotón virtual puede colisionar con un quark (o antiquark) de un nucleón o de un pión; el incremento de la densidad de quarks y antiquarks debido a los constituyentes del pión se refleja en un aumento de la sección eficaz de dispersión en la región  $x < M_\pi/M$ . El momento que llevan los piones es perdido por los nucleones y en consecuencia por sus quarks que son entonces en promedio más lentos que si no hubiese piones. El cómputo de la fracción de momento transferida a los piones se realizó expresando el efecto del medio nuclear en términos de un potencial atractivo en el cual se mueven los gluones. En un núcleo la energía total de un nucleón está reducida respecto del caso de la partícula libre debido a la contribución negativa del potencial. Esto puede verse como una reducción de la masa efectiva del nucleón, lo que a su vez implica un cambio en  $x$  (reescaleo) hacia valores mayores. Así, un fotón virtual dado prueba la distribución de quarks en un nucleón ligado a un  $x$  mayor que en uno libre.

Alternativamente, la distribución de valencia puede hacerse menor suponiendo que el tamaño de la región de confinamiento aumenta. Debido al principio de incertidumbre, esto determina una reducción del momento promedio ( $k_F$ ) del quark por lo que el ancho de su distribución de momento (proporcional a  $k_F$ ) también disminuye. Ésta presenta un pico en torno a  $x = 1/3$ ; su angostamiento conlleva una reducción de la distribución de valencia para  $x > 1/3$ , lo cual se observa en los datos. En términos de QCD un cambio en el tamaño de confinamiento significa una variación de  $Q^2$  (reescaleo): el valor efectivo de  $Q^2$  para un nucleón ligado es menor que para uno libre.

En algunos modelos, cuando  $Q^2$  es grande se considera a los quarks y gluones ya no confinados a un nucleón específico sino esparcidos por todo el volumen nuclear, el cual se convierte en una especie de *conductor de color*.

### 4.1.3. Fermi motion

Los nucleones no son estacionarios en el núcleo, sino que se mueven con momento promedio  $k_F$ . La función de estructura  $F_2$  es proporcional a la distribución de momento de los quarks dentro del núcleo, pesada por el cuadrado de las cargas eléctricas. Esto es, empero, cierto sólo cuando se trata de un nucleón libre, es decir, para el blanco de hidrógeno. Para un blanco nuclear la variable  $x$  es determinada experimentalmente mediante la aproximación de que el núcleo es estacionario. Dado

que este no es el caso, la función de estructura que se mide en un núcleo es de hecho la convolución de la función de estructura del nucleón *desnudo* con la función de distribución de momento del nucleón en el núcleo.

En la práctica, no hay suficientes datos disponibles en la región de Fermi motion para determinar las nPDFs a valores muy altos de  $x$ . Por lo tanto en las extracciones se impone *ad hoc* que  $f_i^A \rightarrow 0$  para  $x \rightarrow 1$  y que el cociente respecto de las PDFs de protón  $f_i^A/f_i \rightarrow L$ , donde  $L \gg 1$

## 4.2. nPDFs

La necesidad de obtener predicciones cada vez más precisas motivó que en los últimos años se alcanzara un alto grado de sofisticación en la determinación de las PDFs, tal como hemos visto en la Sec. 3.1. Sin embargo, debido a la menor cantidad de información disponible, la extracción de PDFs nucleares (nPDFs) aún se encuentra en las etapas iniciales de su desarrollo. Su conocimiento es un requisito de importancia para profundizar la comprensión de los mecanismos asociados a la cohesión nuclear en el marco de pQCD y para el análisis de experimentos (actuales y futuros) en altas energías como la colisión de iones pesados en RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, Brookhaven, EE.UU.), las dispersiones protón-núcleo en el LHeC y leptón-núcleo en el proyectado EIC, y los experimentos con neutrinos que emplean blancos nucleares. Análogamente a las PDFs, se espera que las nPDFs sean universales y que el esquema de factorización sea válido en un amplio rango cinemático.

Los procesos DIS con blancos nucleares,

$$l + A \rightarrow l' + X, \quad (4.1)$$

suelen describirse en términos de la virtualidad del fotón y una variable de escaleo  $x_A$  análoga a la variable de Björken,

$$x_A = \frac{Q^2}{2p_A \cdot q}. \quad (4.2)$$

Aquí  $p_A$  es el momento del núcleo blanco, lo cual implica que  $x_A$  está cinemáticamente restringido al mismo rango que  $x_B$ . También puede definirse otra variable de escaleo  $x_N = Ax_A$ ; suponiendo que  $p_A$  está distribuido de manera uniforme entre los nucleones, es decir,  $p_N = p_A/A$ ;  $x_N$  es análoga a  $x_B$ , aunque ahora  $0 < x_A < A$ . Esto contempla el hecho de que, en principio, un partón puede tener un impulso mayor que el momento promedio del nucleón. Hasta hace unos años, la forma de hallar las nPDFs no difería del mecanismo descrito en el Capítulo 3 para el caso

de nucleones libres. Es decir, se las determinaba a partir de ajustes globales a los datos experimentales, siendo funciones no perturbativas cuya relación con los observables medidos y su dependencia con la escala se determinaban orden a orden en el desarrollo perturbativo. Para ello se definían las nPDFs ( $q_i^A$ ) a una escala inicial de energía  $Q_0$  en términos de las PDFs de protón ( $q_i$ ), agregándoles a éstas un factor multiplicativo (dependiente de la escala) que diese cuenta de los efectos nucleares:

$$q_i^A = r_i(x_N, Q_0^2, A, Z)q_i(x_N, Q_0^2). \quad (4.3)$$

El factor de corrección nuclear,  $r_i$  es específico para cada núcleo, partón y escala inicial de energía. Esta descripción es adecuada en tanto y en cuanto se pueda relacionar con los observables experimentales de los procesos DIS: cocientes entre las funciones de estructura nucleares respecto de las correspondientes al deuterio. Por otra parte, la parametrización que se obtiene con esta prescripción conlleva algunos problemas. En primer lugar, dado que las PDFs están definidas en el rango  $0 < x_N < 1$ , las nPDFs definidas por la Ec. (4.3) se encuentran restringidas al mismo intervalo. Más aún, la evolución de las mismas también se ve afectada por esta restricción, lo cual torna imposible el estudio en un amplio sector del espacio cinemático. Además, la cantidad de parámetros requeridos para llevar a cabo la determinación de  $r_i$  es muy grande y su dependencia en términos de  $x_N$  involucra expresiones cuyas transformadas de Mellin (método muy útil en QCD cuando se realizan cálculos más allá de LO) no pueden escribirse en forma analítica<sup>3</sup>.

Nuevos resultados experimentales han despertado el interés de diversos grupos que se han abocado a la tarea de extraer nPDFs. A continuación describimos las estrategias de dos de estos y sus resultados, observando el impacto de los datos más recientes de DIS con neutrinos.

### 4.2.1. nDS

Una alternativa que subsana algunas de las dificultades mencionadas fue presentada en [1]. La propuesta consiste en expresar las nPDFs mediante la convolución de las PDFs de protón con funciones de peso  $W_i(y, A, Z)$ ,

$$q_i^A(x_N, Q_0^2) = \int_{x_N}^A \frac{dy}{y} W_i(y, A, Z) q_i\left(\frac{x_N}{y}, Q_0^2\right). \quad (4.4)$$

El efectuar la convolución permite el estudio del rango cinemático completo, así como realizar la evolución en el espacio de Mellin, lo cual es más conveniente a nivel de los cálculos numérico y analítico, y resulta prácticamente imprescindible cuando se desea trabajar más allá del orden dominante. Definiendo  $y_a = \frac{y}{A}$ , se tiene

---

<sup>3</sup>Para mayor información sobre la transformada de Mellin, véase el Apéndice A.

$$q_i^A(Ax_A, Q_0^2) = \int_{x_N}^1 \frac{dy_A}{y_A} W_i(Ay_A, A, Z) q_i\left(\frac{x_A}{y_A}, Q_0^2\right). \quad (4.5)$$

Transformando al espacio de Mellin, resulta

$$\hat{q}_i^A(N, Q_0^2) = \hat{W}_i(N, A, Z) \hat{q}_i(N, Q_0^2), \quad (4.6)$$

siendo

$$\hat{q}_i^A(N, Q_0^2) = \int_0^1 dx x^{N-1} q_i^A(Ax, Q_0^2), \quad (4.7)$$

$$\hat{W}_i^A(N, A, Z) = \int_0^1 dx x^{N-1} W_i(Ax, A, Z).$$

Otra ventaja radica en la posibilidad de dar sentido físico a las funciones de peso. En efecto, éstas pueden interpretarse como la densidad efectiva de nucleones dentro del núcleo que tienen fracción  $y/A$  de su momento.

Las funciones de estructura nucleares se definen como el promedio de la combinación adecuada de las funciones de estructura de protones y neutrones, es decir

$$F_2^A(x, Q^2) = \frac{ZF_2^{p/A}(x, Q^2) + (A-Z)F_2^{n/A}(x, Q^2)}{A}. \quad (4.8)$$

En el espacio de Mellin y para el protón se tiene

$$F_2^{p/A}(N-1, Q^2) = \sum_i \left\{ e_i^2 \hat{q}_i^A(N, Q^2) + \frac{\alpha_s}{2\pi} [C_q^{(1)}(N) \hat{q}_i^A(N, Q^2) + C_g^{(1)}(N) \hat{q}_g^A(N, Q^2)] \right\}, \quad (4.9)$$

donde el primer término corresponde al orden dominante y el último al segundo orden del desarrollo, siendo  $\alpha_s$  la constante de acoplamiento de QCD y  $C_q^{(1)}$  y  $C_g^{(1)}$  las transformadas de Mellin de los coeficientes al orden siguiente al dominante de quarks y gluones, respectivamente. La función de estructura correspondiente al neutrón se obtiene aplicando simetría de isospín. Los autores consideraron únicamente los tres sabores más livianos ( $u$ ,  $s$  y  $d$ ) y los gluones (sólo relevantes al cálculo en el orden siguiente al dominante). Suponiendo que los efectos nucleares son invariantes de isospín, introdujeron tres funciones de peso: una para los quarks de valencia ( $W_v$ ),



otra para los de mar ( $W_s$ ) y una tercera para los gluones ( $W_g$ ). Con esto, se tiene para los protones

$$f_i^A(N, Q_0^2) = \hat{W}_i(N, A, Z) f_i(N, Q_0^2), \quad (4.10)$$

donde  $i = u_v, d_v, \bar{u}, \bar{d}, s, \bar{s}, g$ , y  $\hat{W}$  adopta una forma funcional diferente según sea valencia, mar o gluón.

Se encontraron las funciones de peso que mejor ajustaban los datos experimentales minimizando la cantidad

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\sigma_i^{ex} - \sigma_i^{th})^2}{\Delta_i^2}, \quad (4.11)$$

donde  $\sigma_i^{ex}$  es el observable medido,  $\sigma_i^{th}$  la estimación teórica correspondiente (al orden que se desee) y  $\Delta_i$  son los errores estadísticos y sistemáticos sumados en cuadratura. La suma se realiza sobre todos los datos. La función de peso de valencia que se propuso fue

$$W_v(y, A, Z) = A [a_v \delta(1 - \epsilon_v - y) + (1 - a_v) \delta(1 - \epsilon_{v'} - y)] + n_v \left(\frac{y}{A}\right)^{\alpha_v} \left(1 - \frac{y}{A}\right)^{\beta_v} + n_s \left(\frac{y}{A}\right)^{\alpha_s} \left(1 - \frac{y}{A}\right)^{\beta_s}. \quad (4.12)$$

Los dos primeros términos reducen la fracción de momento del nucleón padre. La idea de que el medio nuclear se *lleva* una parte del momento del nucleón (siendo entonces su momento efectivo menor al esperado en una colisión nucleón-leptón) había sido propuesta con anterioridad en [82] para reproducir (con éxito) resultados experimentales del exceso de piones producidos en procesos DIS y Drell-Yan. El tercer término da cuenta del *antishadowing* mientras que el último término se incluyó para imponer conservación de la carga, lo cual fuerza  $n_s < 0$ . En consecuencia  $W_v$  no puede interpretarse como una densidad de probabilidad, pero sí como el resultado de un mecanismo que compensa el reescalo y los efectos de recombinación.

Para los quarks de mar y los gluones se propuso un peso semejante

$$W_j(y, A, Z) = A \delta(1 - y) + \frac{a_j}{N_j} \left(\frac{y}{A}\right)^{\alpha_j} \left(1 - \frac{y}{A}\right)^{\beta_j}, \quad (4.13)$$

donde  $j$  indica *mar* ( $s$ ) o *gluones* ( $g$ ) según corresponda, y  $N_j$  es la normalización de la función euleriana  $N_j = B(\alpha_j + 2, \beta_j + 1)$ . En la Figura 4.2 se observa el cociente de la función de estructura nuclear  $F_2^A$  respecto de la correspondiente al deuterio ( $F_2^D$ ) en función de  $x_N$  a NLO; los símbolos representan los datos experimentales,

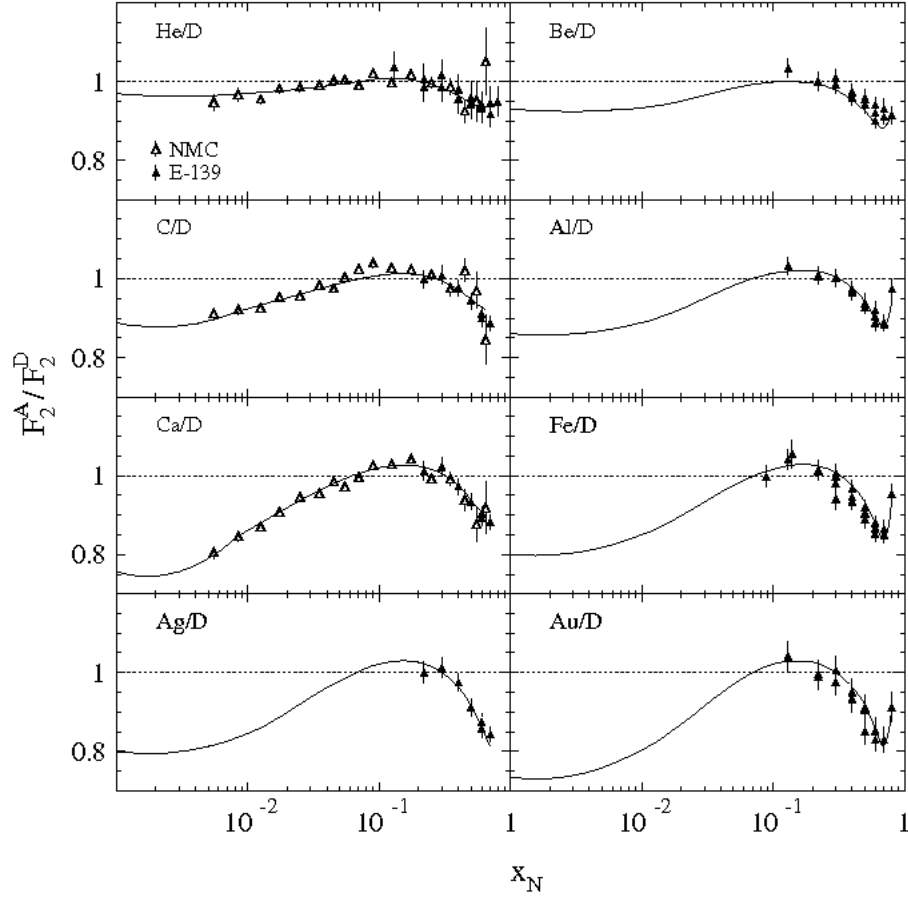


Figura 4.2: Datos del cociente  $F_2^A/F_2^D$  medido y ajuste a NLO (línea continua) para distintos núcleos.

mientras la línea continua es el ajuste teórico. Es notoria la excelente concordancia entre los valores medidos y el modelo propuesto.

El cálculo fue realizado a LO y NLO. Se encontró que, al orden dominante, este enfoque de convolución arroja resultados más satisfactorios que las parametrizaciones multiplicativas implementadas con anterioridad al mismo ( $\chi^2 \approx 300$  contra  $\chi^2 \approx 600$  [2] o mayores [3], para el mismo conjunto de datos experimentales). A partir de las nPDFs extraídas por este procedimiento, se calculan los cocientes de las PDFs nucleares respecto de las correspondientes protónicas ( $r_i^A$ , distintos de los definidos en la Ec. (4.3)). Empleando los cocientes obtenidos en este trabajo se pueden calcular las nPDFs, simplemente multiplicando los mismos por las PDFs protónicas correspondientes. Para esto es factible el uso de cualquier conjunto de PDFs actual, siempre y cuando ambos (el cociente nuclear y las PDFs) correspondan al mismo orden en QCD, puesto que los  $r_i^A$  a primer y segundo orden difieren en forma no despreciable, particularmente a  $Q^2$  pequeño.

## 4.2.2. EPS09

Una extracción más reciente de nPDFs fue realizada por EPS [83] a NLO, incluyendo el cálculo de incertezas (no hecho por nDS) mediante el método Hessiano. A diferencia de nDS, EPS definió en forma tradicional las PDFs en un núcleo  $A$ :

$$f_i^A(x, Q^2) = R_i^A(x, Q^2) f_i(x, Q^2), \quad (4.14)$$

donde  $R_i^A$  es la modificación nuclear respecto de  $f_i$ , las PDFs de protón del conjunto CTEQ6.1M [84] en el esquema  $\overline{\text{MS}}$ . Éste es el último conjunto de distribuciones partónicas extraído por CTEQ en el esquema ZM-VFNS. Por consistencia EPS empleó el mismo esquema con  $m_c = 1,3$  GeV y  $m_b = 4,5$  GeV. Se supuso válida la simetría de isospin, y las PDFs en un núcleo con  $A > 2$  nucleones y  $Z$  protones se definieron, en forma estándar, como el promedio pesado de las  $f_i^A$

$$\begin{aligned} u_A(x, Q^2) &= \frac{Z}{A} f_u^A(x, Q^2) + \frac{A-Z}{A} f_d^A(x, Q^2) \\ d_A(x, Q^2) &= \frac{Z}{A} f_d^A(x, Q^2) + \frac{A-Z}{A} f_u^A(x, Q^2). \end{aligned} \quad (4.15)$$

La escala inicial elegida fue  $Q_0^2 = 1,69$  GeV<sup>2</sup> y se impusieron las reglas de suma y de conservación de momento. La evolución en  $Q^2$  se hizo usando las ecuaciones de DGLAP pero empleando un método distinto al usual: aproximaron las PDFs con polinomios de tercer grado en intervalos de  $x$  lo suficientemente pequeños para calcular las convoluciones de manera analítica, y la evolución fue hecha desarrollando en serie de Taylor hasta el noveno orden. En lo que se refiere a la parametrización de las correcciones nucleares, éstas siguen comportamientos diferentes para distintos valores de  $x$ :

$$R_i^A(x) = \begin{cases} a_0 + (a_1 + a_2 x)[e^{-x} - e^{-x_a}] & x \leq x_a, \\ b_0 + b_1 x + b_2 x^2 + b_3 x^3 & x_a \leq x \leq x_e, \\ c_0 + (c_1 - c_2 x)(1-x)^\beta & x_e \leq x \leq 1, \end{cases} \quad (4.16)$$

con  $i = V$  (valencia),  $S$  (mar) o  $G$  (gluones). Los parámetros  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $c_i$ ,  $\beta$ ,  $x_a$  y  $x_e$  dependen de  $A$  según:

$$d_i^A = d_i^{A_{ref}} \left( \frac{A}{A_{ref}} \right)^{p_{d_i}}, \quad (4.17)$$

donde  $A^{ref}$  es  ${}^{12}_6C$ .

Para acomodar todos los datos experimentales se empleó una definición de  $\chi^2$  más general que la de nDS,

$$\begin{aligned}\chi^2(\{a\}) &= \sum_N w_N \chi_N^2(\{a\}), \\ \chi_N^2(\{a\}) &= \left(\frac{1 - f_N}{\sigma_N^{norm}}\right)^2 + \sum_{i \in N} \left[\frac{f_N D_i - T_i(\{a\})}{\sigma_i}\right]^2,\end{aligned}\tag{4.18}$$

donde  $N$  son los conjuntos de datos,  $D_i$  el valor de cada dato individual con incerteza  $\sigma_i$  (donde los errores sistemáticos y estadísticos se sumaron en cuadratura),  $T_i$  es la predicción teórica correspondiente con un conjunto de parámetros  $\{a\}$ , y  $f_N$  es un factor de normalización para la incerteza. Se incluyeron además factores de peso  $w_N$  para variar el impacto de distintos conjuntos de datos sobre el  $\chi^2$ . Un ejemplo de esto, y una de las diferencias clave respecto de trabajos anteriores, es la inclusión, por primera vez, de datos de producción de  $\pi^0$  (véase la Figura 4.3) en colisiones deuterio-oro medidos en RHIC [6], con las funciones de fragmentación de KKP [85]. Estos datos son muy sensibles a la distribución de gluones, y al asignarle un peso  $w = 20$ , hizo que la misma difiriera notablemente de las extraídas por otras colaboraciones<sup>4</sup>.

En la Figura 4.4 se comparan los resultados de EPS (y sus incertezas) con los de nDS y HK07 [87] para Pb a  $Q^2 = 1,69 \text{ GeV}^2$  y a  $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$ . Evidentemente las mayores diferencias radican en las distribuciones de gluón, en especial a  $x$  pequeño y bajo  $Q^2$ . A valores intermedios de  $x$  se vuelven similares, mientras que en la región de alto  $x$  las diferencias son notorias y se deben a la falta de restricciones sobre la distribución de gluones de datos de DIS y DY. La mayor parte de las discrepancias se origina en las parametrizaciones y en las relaciones que se impusieron a los parámetros en aquellas regiones donde no están bien determinados por los datos de DY y DIS. En particular ni nDS ni HKN07 incluyen datos de RHIC, en los cuales el canal gluónico es dominante a los valores de  $p_T$  medidos. Por lo tanto el comportamiento contradictorio entre HKN07 y EPS09 está inevitablemente relacionado con la producción inclusiva de  $\pi^0$ . Para finalizar la comparación, en la Tabla 4.1 resumimos las diferencias entre EPS09 y nDS.

Ninguno de los resultados que presentamos incluye en sus análisis datos de DIS con neutrinos, los cuales permiten determinar con mayor precisión las distribuciones de mar. Veamos ahora a qué conclusiones se puede llegar cuando se toman en cuenta solamente datos de mediciones DIS con neutrinos.

---

<sup>4</sup>Si bien EPS obtiene una buena descripción de los datos de RHIC, existe evidencia experimental de que el medio nuclear modifica asimismo el proceso de fragmentación. Discutiremos esto en detalle en el Cap. 6.

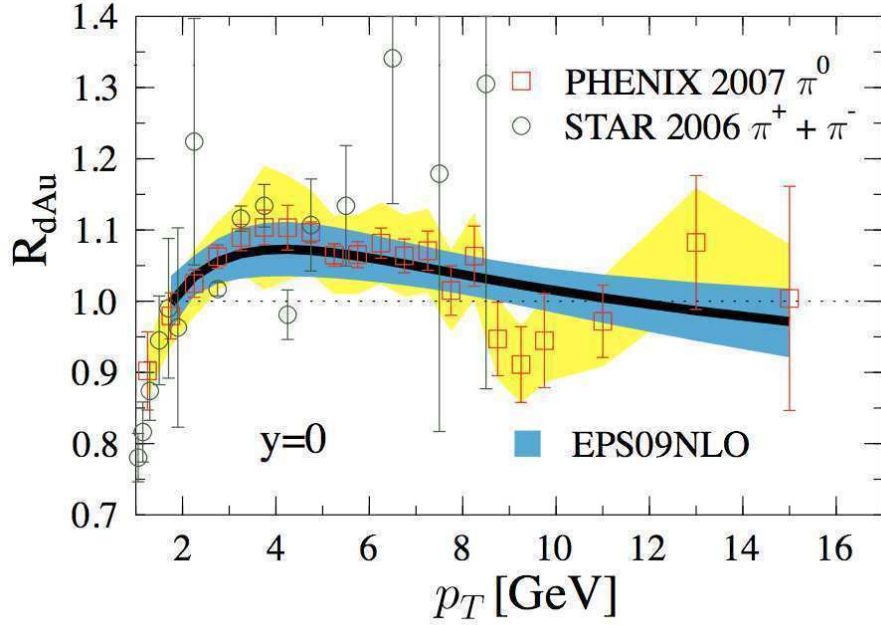


Figura 4.3: El valor calculado de  $R_{dAu}$  (línea negra) y su banda de error (en azul) a  $y = 0$  para producción inclusiva de piones neutros, comparado con los datos de PHENIX [6] (cuadrados). Las bandas de error son las incertezas estadísticas y la banda amarilla indica los errores sistemáticos punto a punto. No se muestra en el gráfico la incerteza de normalización (10 %). Los datos fueron multiplicados por un factor de normalización optimizado  $f_N = 1,03$ . Se incluyen también, para comparar, los datos de STAR [86] (círculos) con  $f_N = 0,9$ . La Figura fue tomada de [83].

### 4.2.3. Schienbein et al.

En esta sección discutiremos el trabajo de [88], en el cual se analizó el comportamiento de los efectos nucleares de observables en colisiones neutrino-Fe. Los datos de DIS con neutrinos poseen una gran estadística y se espera sean útiles en la extracción de nPDFs dado que son sensibles a combinaciones de sabores distintas de los procesos con leptones cargados. Por otro lado el uso de blancos nucleares es inevitable debido a lo débil de la interacción de neutrinos.

Los autores tomaron datos DIS de  $(\bar{\nu}) \nu$  sobre un blanco de Fe ( $A = 56$ ) medidos por NuTeV [89] y, proponiendo una parametrización de las nPDFs independiente de la de distribuciones de protón libre, obtuvieron un conjunto de nPDFs exclusivas de Fe (no hay dependencia en  $A$  dado que hay un único núcleo). Como referencia de PDFs de protón emplearon el conjunto CTEQ6.1M, y usaron dos esquemas distintos para el tratamiento de quarks pesados (uno que incluye los efectos de masa y otro que no lo hace), encontrando que los datos no eran especialmente sensibles a los

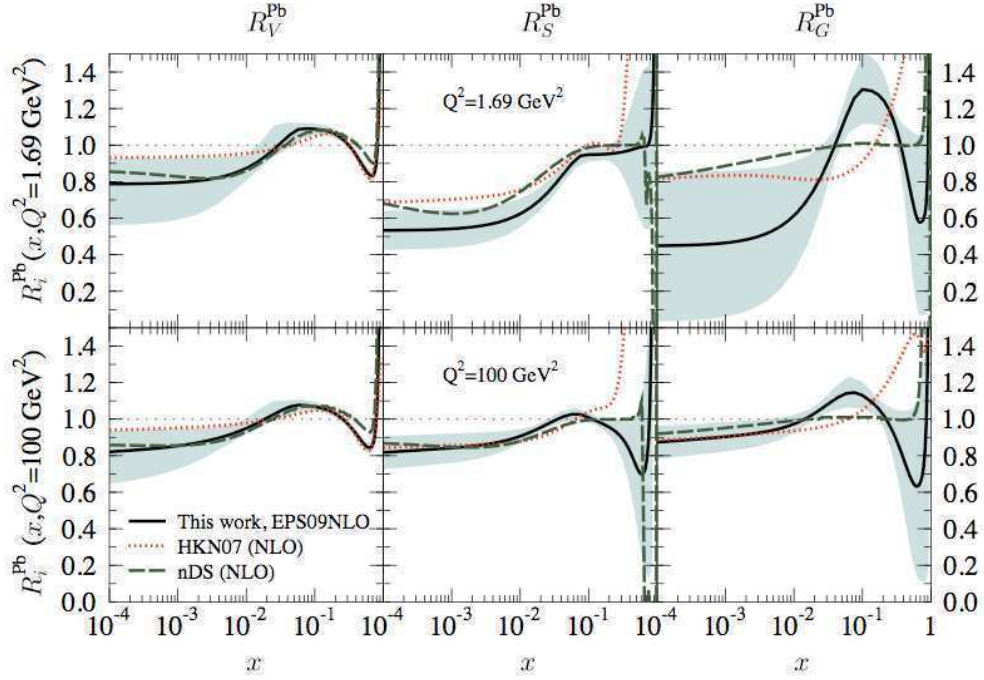


Figura 4.4: Comparación de las modificaciones de valencia, mar y gluón a  $Q^2 = 1,69 \text{ GeV}^2$  y  $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$  para un núcleo de Pb a NLO para nDS, HKN07 y EPS09. Es notoria la escasa sensibilidad de los datos a los gluones, la cual se plasma en comportamientos muy diferentes para cada conjuntos de nPDFs.

	nDS	EPS09
Orden	LO, NLO	LO, NLO
Escala inicial $Q_0^2$ ( $\text{GeV}^2$ )	0,4	1,69
PDFs de protón	GRV98	CTEQ6.1M
# parámetros libres	21	17
# datos (a LO)	420	929
# datos (a NLO)	420	929
$\chi^2$ (a LO)	316,35	738,6
$\chi^2$ (a NLO)	300,15	731,3

Tabla 4.1: Comparación entre las nPDFs de nDS y EPS09. Se debe tener en cuenta que el ajuste de EPS09 difiere del de nDS en la cantidad de datos incluidos, en el peso de los datos en el ajuste y en la normalización libre (determinada por el ajuste) de los resultados experimentales.

mismos. La parametrización usada, con escala inicial  $Q_0 = 1,3$  GeV es:

$$xf_i(x, Q_0) = \begin{cases} A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} e^{A_3 x} (1+e^{A_4 x})^{A_5} & i = u_v, d_v, g, \bar{u} + \bar{d}, s, \bar{s}, \\ A_0 x^{A_1} (1-x)^{A_2} + (1+A_3 x)(1-x)^{A_4} & i = \bar{u}, \bar{d}, \end{cases} \quad (4.19)$$

y se desprecia cualquier contribución de las PDFs en el rango  $1 < x < 56$ .

Debido a que los datos no son suficientes para determinar con precisión los parámetros, impusieron una serie de restricciones sobre los mismos, basadas en resultados previos. Por ejemplo, dado que los gluones de nDS no parecen tener una dependencia fuerte con  $A$ , fijaron  $g^{Fe} = g$  y en la misma línea se tomó  $\bar{d}^{Fe}/\bar{u}^{Fe} = \bar{d}/\bar{u}$ . La cantidad de datos empleados en el ajuste varía (según cortes impuestos y el esquema elegido) entre 2310 y 2691, con un valor de  $\chi^2/\#pts$  que va de 1,33 a 1,39.

Una vez ajustados los datos se obtuvo un conjunto de nPDFs y se las comparó con resultados anteriores, entre ellos nDS (EPS09 es posterior). Esto se muestra en la Figura 4.5. Como podemos apreciar, salvo pequeñas diferencias las distribuciones de valencia son similares; esto se debe a que los observables de DIS, ya sean las funciones de estructura o, como en este caso, las secciones eficaces, se miden en un sector del espacio cinemático en que dominan  $u_v$  y  $d_v$ . Por otro lado hay marcadas diferencias en el mar, y se pueden notar dos regiones. En la región en que no se tienen datos (a la izquierda de la línea azul) las curvas son extrapolaciones de las distintas parametrizaciones y sus discrepancias no tienen sentido físico. En la región donde hay datos, por el contrario, las diferencias provienen de los distintos ajustes; por lo tanto el mayor contraste lo encontramos en la distribución de extrañeza. El origen de esto se encuentra en los datos mismos, ya que fueron incluidas mediciones de producción de di-muones [90], la cual es muy sensible a  $s$ , y el ajuste se realizó buscando reproducirlos lo mejor posible (aún las PDFs de CTEQ6.1M fueron ligeramente modificadas para que la distribución de  $s$  fuera la requerida por estos).

Una vez hecho el ajuste, se emplearon las nPDFs para predecir el cociente  $F_2^{Fe}/F_2^D$  de DIS con leptones cargados, el cuál se muestra en la Figura 4.6. Las curvas roja y azul corresponden a dos ajustes diferentes, mientras que la curva negra proviene de un ajuste independiente a datos experimentales de  $F_2^{Fe}/F_2^D$ . Se ve aquí que la magnitud de las correcciones nucleares extraídas de datos de corrientes cargadas en Fe difiere de los datos de leptones cargados. En particular, no se aprecia para los primeros el *anti-shadowing* en la región  $0,06 < x < 0,3$ , ni el efecto EMC es tan marcado como para los últimos.

Luego de este trabajo la colaboración presentó resultados de PDFs nucleares extraídas en un análisis global [91], en el cual siguen observando tensiones entre los datos experimentales de DIS con leptones cargados y neutrinos. De ser este resultado un efecto físico, sería una evidencia de no universalidad de los efectos nucleares.

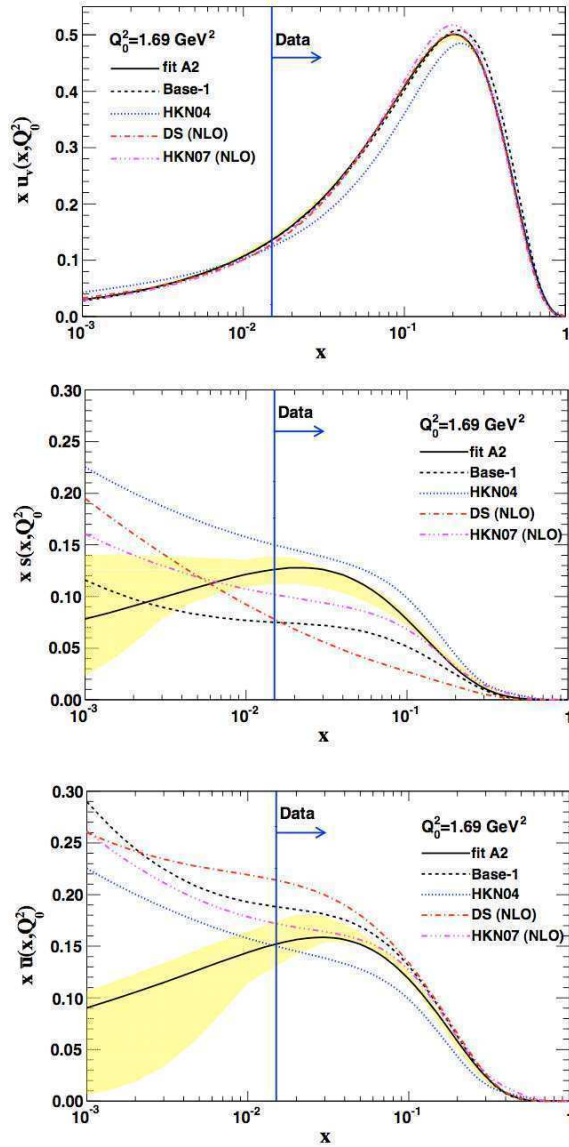


Figura 4.5: Distribuciones de partones para Fe a la escala inicial  $Q_0^2 = 1,69 \text{ GeV}^2$  para valencia (panel superior), mar no extraño (panel central) y mar extraño (panel inferior). Se muestran aquí los resultados del ajuste A2 (uno de los posibles) y de otros grupos que hicieron análisis globales de nPDFs. Vemos que la distribución de valencia es muy similar para todas las colaboraciones, mientras que las distribuciones de mar difieren en forma significativa. Esto se debe a que el *ajuste fino* está dado por las elecciones particulares de cada ajuste. La Figura fue tomada de [88].

Sin embargo EPS estudió los datos de DIS con neutrinos empleando el conjunto EPS09 [92] y no encontró inconsistencia alguna, refutando entonces la propuesta en [91].



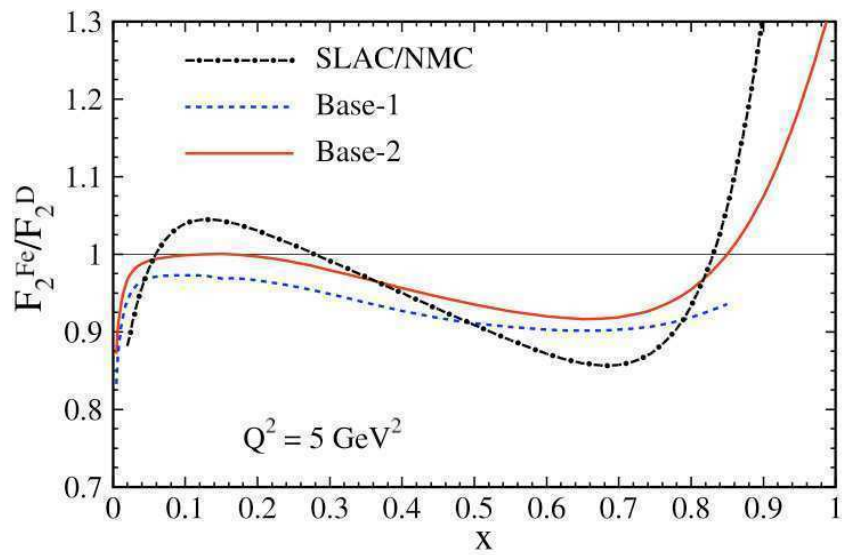


Figura 4.6: Predicciones (curvas roja y azul) para  $F_2^{Fe}/F_2^D$  usando las PDFs extraídas del ajuste a datos de dispersión de neutrinos y anti-neutrinos [88]. La curva negra es una parametrización que describe perfectamente resultados experimentales.

# Capítulo 5

## DSSZ

Tras haber discutido las características generales de las nPDFs, en el presente capítulo presentamos nuestro trabajo: un nuevo análisis global en QCD de las funciones de distribución partónicas nucleares y sus incertezas. Además de los conjuntos de datos analizados con mayor frecuencia (dispersión inelástica profunda de leptones cargados contra núcleos y producción de di-leptones en procesos de Drell-Yan), incluimos mediciones de dispersión neutrino-núcleo y producción inclusiva de piones en colisiones deuterio-oro. Llevamos a cabo el análisis a NLO en pQCD, usando un esquema general de masas con número variable de sabores (GM-VFNS), y adoptando como referencia un conjunto actual de distribuciones partónicas de protón (libres), definidas consecuentemente [15]. El resultado final nos da una imagen consistente, donde factores universales de modificación nuclear para cada partón reproducen las características principales de todos los datos experimentales sin ninguna tensión significativa entre los diferentes conjuntos de datos. Para estimar las incertezas de los factores de modificación nuclear obtenidos usamos el método Hessiano y examinamos de manera crítica su rango de validez en vista de la limitada extensión del espacio cinemático que cubren los datos disponibles en la actualidad. En el Capítulo 8 mostraremos algunas aplicaciones de nuestras densidades partónicas nucleares en reacciones *hard* en BNL-RHIC, CERN-LHC, y en un futuro colisionador de electrones-iones. Los resultados que presentamos en este Capítulo se encuentran publicados en [93].

### 5.1. Introducción

A pesar del sorprendente éxito fenomenológico de QCD como la teoría de las interacciones fuertes, la comprensión detallada del papel que juegan los grados de libertad de quarks y gluones en la materia nuclear no es satisfactoria. En este contexto, el inesperado descubrimiento, hace casi tres décadas, de que los quarks y gluones en nucleones ligados exhiben distribuciones de momento no triviales, notablemente diferentes de aquellas medidas en nucleones libres o débilmente ligados [77], desató la

búsqueda de extracciones cada vez más precisas de nPDFs. Estos esfuerzos han llevado a mediciones cada vez más exactas y comprensivas de secciones eficaces de dispersión que involucran diferentes procesos de dispersión *hard* y blancos nucleares [78], un mejor discernimiento de la física subyacente, y el desarrollo e implementación de un marco teórico más refinado para los análisis de las nPDFs [1, 83, 87].

Por una lado, se requiere una extracción confiable de nPDFs a partir de los datos experimentales para profundizar el conocimiento acerca de los mecanismos asociados con la cohesión nuclear desde la perspectiva de un modelo de partones, incluyendo una verificación de varias modificaciones nucleares propuestas cuyos detalles fenomenológicos varían de modelo en modelo [65, 94–96], dando lugar a un gran abanico de predicciones. Por otro lado, las nPDFs son un *input* vital para la interpretación teórica y el análisis de una gran variedad de experimentos de física nuclear de altas energías actuales y futuros, como, por ejemplo, colisiones de iones pesados en BNL-RHIC y en CERN-LHC [97, 98], o interacciones inelásticas profundas de neutrino-núcleo en experimentos de *long baseline* [99]. Otro objetivo físico importante relacionado con las nPDFs es la exploración y la cuantificación de los efectos de re-dispersión múltiple y recombinaciones de gluones con pequeñas fracciones de momento, que conducen a desviaciones [100–106] de la escala de evolución lineal que se suele suponer para las nPDFs. La transición al régimen de saturación está caracterizada frecuentemente por la escala de saturación  $Q_s$ , la cual depende de la fracción de momento  $x$  relevante y del número atómico  $A$ . Se podrán llevar a cabo importantes pruebas cuantitativas del fenómeno de saturación en un futuro colisionador de electrones-iones pesados [107, 108]. Como resultado de esto, el rango cinemático y la precisión con que se conocen las nPDFs continuará siendo un tema importante en muchas áreas de la física nuclear de altas energías.

En los últimos años, se han hecho progresos significativos en la obtención de las nPDFs a partir de los datos. Aparte de las mejoras teóricas utilizadas actualmente en forma rutinaria en extracciones de PDFs de protones libres, como la implementación consistente de correcciones de QCD más allá del orden dominante [1] y la estimación de incertezas, [83, 87], las determinaciones más recientes de nPDFs han también extendido el tipo de conjunto de datos considerados, volcándose a análisis globales en QCD de los efectos nucleares [83, 88, 91, 109, 110]. El agregado de nuevas pruebas *hard* a estos ajustes no sólo lleva a una mejor determinación de las nPDFs y permite estudiar de manera individual la modificación nuclear de las diferentes especies partónicas, sino que además pone a prueba la supuesta independencia de los efectos nucleares respecto de los diversos procesos. La verificación del rango de aplicabilidad de los teoremas estándares de factorización y la universalidad de las nPDFs para pruebas *hard* en colisiones nucleares es de la mayor relevancia, dado que contribuciones de *higher twist* (suprimidas formalmente por potencias de  $1/Q^2$ ) pueden aparecer realzadas debido a la mayor densidad de gluones en núcleos pesados.

La dispersión inelástica profunda (DIS) de leptones cargados contra blancos nu-

cleares no sólo inició el estudio de las nPDFs sino que sigue proveyendo las mejores restricciones a las distribuciones nucleares de quarks. Los datos actuales comprenden una amplia selección de núcleos desde helio (He) hasta plomo (Pb), cubren aproximadamente el rango de fracciones de momento  $0,01 \lesssim x \lesssim 1$ , y se presentan como cocientes de funciones de estructura entre dos núcleos distintos. Aunque no es posible realizar una distinción entre quarks y antiquarks basada sólo en estos datos, para valores medios a grandes de  $x$  DIS estudia sobre todo los quarks de valencia, mientras que datos a valores menores de la fracción de momento  $x \lesssim 0,01$  son sensibles a las modificaciones nucleares de los quarks de mar. Mediante la combinación con datos de producción de di-leptones en procesos de Drell-Yan sobre blancos nucleares, se puede alcanzar una mejor discriminación entre quarks de valencia y de mar, mayormente obstaculizada, empero, por las grandes incertezas experimentales y la limitada cobertura del rango cinemático.

Los datos de DIS y DY restringen sólo débilmente las modificaciones nucleares de la densidad de gluones, debido a que cubren un rango muy limitado en la escala de energía *hard*  $Q$ . Esto redundará en efectos de la evolución pequeños y, en el mejor de los casos, comparables con la precisión experimental actual. A fin de remediar esta situación y para restringir mejor la densidad nuclear de gluones, se incluyeron en el análisis de nPDFs realizado en [83] datos de BNL-RHIC de producción inclusiva de piones en colisiones deuterio-oro ( $dAu$ ). Se sabe que los procesos iniciados por gluones son dominantes en la producción de hadrones o jets en RHIC a valores del momento transversal  $p_T$  no muy elevados [111–113], y resultados análogos de colisiones polarizadas protón-protón efectivamente proveen la mejor restricción a la densidad de gluones polarizada [114, 115]. No es sorprendente que, tal como mencionamos en la Subsec. 4.2.2, los datos de colisiones  $dAu$  a *rapidity* media usados en el ajuste de [83] hayan tenido un impacto tan significativo en su determinación de la distribución de gluones en un núcleo de oro. La modificación nuclear correspondiente para los gluones a  $x$  medio a grande resultó ser mucho más pronunciada que en estimaciones previas [1, 87] y también mucho mayores que aquellas encontradas para todas las restantes especies partónicas (véase la Fig. 4.4).

Otro camino prometedor para mejorar en forma significativa las extracciones de las nPDFs son los datos de DIS de neutrinos sobre blancos de hierro y plomo, disponibles de las colaboraciones NuTeV [89], CDHSW [116], y CHORUS [117]. La importancia de estos datos radica en su poder para discriminar entre quarks y antiquarks, y han sido incluidos en una serie de análisis en [88, 91, 110]. Los factores de corrección obtenidos de datos de dispersión de neutrinos difieren, inesperadamente, tanto en forma como en magnitud de aquellos extraídos con proyectiles (leptones) cargados [88, 91, 110]. En contraposición con estos resultados, en [109] se confrontan las secciones eficaces de DIS de neutrinos con las nPDFs obtenidas en [83] sin ninguna adaptación y no se encuentra inconsistencia entre los efectos nucleares obtenidos con diferentes pruebas *hard*.

El análisis global de QCD de las nPDFs que presentamos aquí incorpora en forma comprehensiva todas las mejoras mencionadas. El conjunto de nPDFs a NLO resultante reemplaza al de [1]. Nuestro ajuste fue realizado eficientemente en el espacio de momentos de Mellin, basado en técnicas presentadas y usadas en [114, 114, 115, 115, 118]. Adoptamos un conjunto contemporáneo de PDFs de nucleón libre [15] definido en factorización colineal *leading-twist* en el esquema  $\overline{\text{MS}}$  como distribución de referencia para cuantificar las modificaciones de las PDFs en núcleos. El mismo esquema general de masa con número variable de sabores (GM-VFNS) de [15] es usado en nuestro análisis para definir las contribuciones de los quarks charm y bottom.

Empleamos el método Hessiano [119, 120] para estimar las incertezas de los factores de modificación nuclear para quarks y gluones que se originan en los errores experimentales de los datos ajustados, y examinamos con ojo crítico su rango de validez en vista de la limitada cobertura del espacio cinemático en los datos disponibles actualmente. Los conjuntos de autovectores de las nPDFs resultantes permiten propagar las incertezas a cualquier observable deseado. También destacamos complicaciones interesantes debidas a la posibilidad de tener densidades partónicas negativas más allá de la aproximación al orden dominante, a pequeños valores de  $x$ , en la vecindad de escalas iniciales típicas de 1 GeV para la evolución de las PDFs lo cual, por otro lado, no arruina el signo positivo de los observables físicos medidos. Tal escenario ocurre en el caso de nuestra densidad de gluones de referencia a NLO (y NNLO) en un nucleón libre [15] y se propaga también a la distribución de gluones en núcleos que obtuvimos en este análisis.

Además de los datos de producción de piones neutros de PHENIX [6] usados en [83], incluimos también en nuestro ajuste los datos de piones cargados [7, 8] y neutros [9] del experimento STAR. En lugar de emplear sólo funciones de fragmentación de partón a pión en vacío (FFs), tales como las dadas en [73], en nuestros cálculos tenemos en cuenta las posibles modificaciones del medio sobre la formación de piones, utilizando para ello un conjunto de FFs nucleares (nFFs) que obtuvimos previamente [121], el cual reproduce la gran atenuación hadrónica observada en multiplicidades de DIS por la colaboración HERMES [4, 5]<sup>1</sup>. Cuando es posible hacerlo, comparamos secciones eficaces con sesgo mínimo (*minimum bias*) en colisiones  $dAu$  con nuestros cálculos a NLO, en vez de emplear los factores de modificación nuclear  $R_{dAu}^\pi$  presentados por las colaboraciones, cuya relación con las secciones eficaces de dispersión introduce una dependencia adicional con un modelo<sup>2</sup>. Respecto al uso de

---

<sup>1</sup>En el Capítulo 6 hablaremos de modificaciones inducidas por el medio sobre las FFs y presentaremos nuestra determinación del primer (y *único*) conjunto de nFFs.

<sup>2</sup>El modelo que suelen emplear las colaboraciones experimentales para tratar las colisiones de iones pesados es el modelo de Glauber. El mismo supone que las colisiones núcleo-núcleo se pueden ver como secuencias de colisiones nucleón-nucleón y que los nucleones individuales tienen trayectorias rectas. Está basado puramente en consideraciones de la geometría de los núcleos y se emplea para estimar cantidades no observables en forma experimental, como por ejemplo la cantidad media de

datos de neutrinos, incluimos en nuestro análisis las funciones de estructura de corrientes cargadas de DIS  $F_2^{\nu A}$  y  $F_3^{\nu A}$  de NuTeV, CDHSW, y CHORUS para blancos de hierro y plomo [89, 116, 117]. Los efectos de masa debidos a los quarks pesados los tenemos en cuenta de manera consistente usando las expresiones recientemente publicadas para los coeficientes a NLO [123, 124] en el espacio de momentos de Mellin [125]. Estos son de particular relevancia para un tratamiento apropiado de la contribución de la extrañeza a las corrientes cargadas de DIS que produce un quark charm masivo en el estado final.

Vale la pena en este punto enfatizar las características más destacadas de nuestra parametrización de las nPDFs. Todos los datos disponibles actualmente pudieron ser descritos dentro de la factorización colineal convencional de *leading-twist* con precisión NLO mediante un conjunto universal de nPDFs. No hay aún indicios de la aparición de efectos no lineales en la evolución con la escala de las nPDFs o de una ruptura de la factorización para pruebas *hard* que involucren un núcleo pesado. Esto no es sorprendente dada la limitada cobertura cinemática de los datos, en particular en lo que respecta a la fracción de momento  $x$ . Comparando con resultados anteriores no encontramos ni una modificación nuclear inusualmente grande de la distribución de gluones para  $x$  medio a alto de [83], ni tensión o discrepancia entre los resultados de las corrientes cargadas y neutras de DIS como la reportada en [88, 91, 110]. Tal vez estas diferencias con análisis previos son una buena medida de incertezas que suelen ser dejadas de lado y que son inherentes a los ajustes globales de QCD, como por ejemplo el criterio aplicado a la selección de los datos, la diferente flexibilidad de las parametrizaciones de las modificaciones nucleares, la forma en que se propagan las incertezas experimentales, o el no considerar ciertas ambigüedades teóricas. Todas estas cuestiones deben ser inspeccionadas con mayor cuidado en el futuro, pero es probable que se requieran datos más precisos y más avances desde el punto de vista teórico para resolverlas.

El resto del capítulo está organizado en la siguiente forma: en la próxima sección establecemos las convenciones que empleamos y describimos nuestra estrategia de parametrización de las modificaciones de PDFs en núcleos. Luego procedemos a una discusión detallada de los resultados de nuestro análisis. A continuación, en la Sección 5.4 analizamos las incertezas de nuestras nPDFs. Por último cerramos el capítulo resumiendo en la Sección 5.5 los resultados principales de nuestro análisis.

## 5.2. Marco teórico

Tal como discutimos en el Capítulo 2 a lo largo de este análisis hacemos la suposición usual [1, 83, 87] de que las expresiones teóricas de las secciones eficaces de

---

colisiones binarias nucleón-nucleón ( $N_{coll}$ ). Para una descripción completa del modelo y sus varias formas de aplicación, véase [122].

dispersión medidas  $d\sigma^A$  que involucran un núcleo  $A$  se factorizan en secciones eficaces de dispersión partónica *hard*  $d\hat{\sigma}$ , idénticas a aquellas empleadas para procesos que involucran nucleones libres, y combinaciones apropiadas de densidades partónicas y funciones de fragmentación colineales no perturbativas. Cuando corresponde, estas últimas cantidades están sujetas a modificaciones nucleares y serán denotadas como  $f_i^A$  y  $D_i^{A,h}$ , respectivamente. Aquí, los índices  $i$  indican el sabor partónico, y  $h$  representa la especie hadrónica producida en el proceso de fragmentación. La dependencia con la escala de  $f_i^A$  y  $D_i^{A,h}$  está dictada por la apropiada factorización de singularidades colineales de masa y, por ende, estarán gobernadas por las mismas ecuaciones de evolución y los mismos núcleos de Altarelli-Parisi que en el caso de nucleones libres o fragmentación en el vacío. Como resultado de esto, la totalidad de la modificación nuclear reside en las condiciones iniciales para  $f_i^A$  y  $D_i^{A,h}$  a una escala inicial  $Q_0 \simeq 1$  GeV, y debe ser determinada a partir de los datos.

Aplicando la factorización, las secciones eficaces para DIS, DY y producción de piones sobre blancos nucleares, relevantes para nuestro análisis global se pueden escribir en forma esquemática como

$$d\sigma_{\text{DIS}}^A = \sum_i f_i^A \otimes d\hat{\sigma}_{i\gamma^* \rightarrow X}, \quad (5.1)$$

$$d\sigma_{\text{DY}}^A = \sum_{ij} f_i^p \otimes f_j^A \otimes d\hat{\sigma}_{ij \rightarrow l\bar{l}X}, \quad (5.2)$$

$$d\sigma_{dA \rightarrow \pi X}^A = \sum_{ijk} f_i^d \otimes f_j^A \otimes d\hat{\sigma}_{ij \rightarrow kX} \otimes D_k^{A,\pi}, \quad (5.3)$$

respectivamente, donde, para ser breves, hemos suprimido toda dependencia en las variables cinemáticas, la constante de acoplamiento fuerte  $\alpha_s$ , y las escalas de renormalización y factorización (que consideramos iguales)<sup>3</sup>. Notamos que la sección eficaz de dispersión DIS  $d\sigma_{\text{DIS}}^A$  en la Ec. (5.1) está expresada de manera usual en términos de las funciones de estructura  $F_{2,3,L}^{lA}$ , donde  $l$  denota ya sea un leptón cargado o un neutrino, dependiendo del setup experimental. Para las secciones eficaces de dispersión partónica *hard*  $d\hat{\sigma}$  en las Ecs. (5.1)-(5.3), la evolución con la escala de las densidades partónicas y de las funciones de fragmentación, y la dependencia con la escala de  $\alpha_s$ , usamos en nuestro análisis, de manera consistente, las expresiones disponibles con precisión a NLO en el esquema  $\overline{\text{MS}}$ . Evitamos realizar una extracción de las nPDFs a LO dado que esto lleva a una descripción de los datos de secciones eficaces de procesos DY y de producción de piones mucho más pobre que en un marco teórico a NLO, aumentando su contribución al  $\chi^2$  total alrededor del 40%.

---

<sup>3</sup>Recuérdese que elegimos  $\mu = Q$  en DIS,  $\mu = M$  en DY y  $\mu = p_T$  en colisiones hadrónicas.

La factorización de todos los efectos relacionados con el medio en las condiciones iniciales para la evolución con la escala de las nPDFs (y, si se requiere, de las nFFs) es a las claras un supuesto, y más allá de su éxito fenomenológico en la descripción de resultados experimentales actuales, no está demostrada ni se espera que sea válida en general. Sin embargo nos provee de un marco teórico riguroso, de gran poder predictivo, orden a orden en teoría de perturbaciones. Análisis globales de nPDFs pueden ayudar a develar sus limitaciones buscando posibles tensiones con los datos. Varios mecanismos pueden finalmente conducir a la ruptura de la factorización *leading-twist*, una vez que se alcanza un régimen denso, saturado de gluones [100–106]. Como consecuencia, las nPDFs suelen aplicarse sólo a una gran clase de pruebas *hard* donde un núcleo colisiona con un leptón, un nucleón, o un núcleo muy liviano como el deuterio, en vez de a aquellas interacciones de dos núcleos pesados que crean altas densidades de gluones. Otro motivo por el cual no se consideran colisiones de iones pesados en análisis de nPDFs es la falta total de control sobre el parámetro de impacto (relevante desde el punto de vista experimental), o dependencia con la *centrality* de las pruebas en un marco teórico basado en las nPDFs.

El símbolo  $\otimes$  en las Ecs. (5.1)-(5.3) denota una integral de convolución con respecto a la fracción relevante de momento. Para evitar estar integraciones que demandan mucho tiempo computacional en un ajuste a una gran cantidad de datos, usamos la técnica de Mellin tal como se describe en las Refs. [114, 114, 115, 115, 118]<sup>4</sup>, la cual nos permite tratar largas expresiones a NLO en forma numéricamente eficiente y sin recurrir a ninguna aproximación. La idea es escribir todas las cantidades no perturbativas en las Ecs. (5.1)-(5.3) con sus representaciones como inversos de Mellin, por ejemplo,

$$f_i^A(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\mathcal{C}_N} x^{-N} f_i^A(N) dN, \quad (5.4)$$

donde  $\mathcal{C}_N$  es un contorno adecuado en el plano complejo  $N$ , con una parte imaginaria que se mueve en el rango de  $-\infty$  a  $+\infty$ , y que intersecta el eje real a la derecha del polo de  $f_i^A(N)$  que se encuentra más a la derecha. Luego, tras reordenar las integraciones en (5.1)-(5.3), uno puede calcular todas las cantidades, exceptuando las  $f_i^A(N)$  deseadas pero incluyendo las  $d\hat{\sigma}$  que consumen mucho tiempo, antes del ajuste en sí y guardarlas en tablas multidimensionales en el espacio de Mellin que luego serán leídas directamente por el código [114, 114, 115, 115, 118]. Esta técnica ha sido explotada con éxito en otros varios ajustes globales de densidades partónicas y funciones de fragmentación [73, 74, 114, 115, 121].

A diferencia del análisis realizado en [1], donde las nPDFs iniciales a la escala  $Q_0$  estaban relacionadas con un conjunto de distribuciones de protón a través de una

---

<sup>4</sup>Véase el Apéndice A.



convolución (Ec. (4.5)), trabajamos en este caso dentro del enfoque más convencional [83,87] que, recordemos, define las nPDFs para un protón ligado en un núcleo  $A$ ,  $f_i^A$ , con respecto a aquellas para un protón libre,  $f_i^p$ , a través de un factor de modificación nuclear multiplicativo  $R_i^A(x_N, Q_0)$  como

$$f_i^A(x_N, Q_0) = R_i^A(x_N, Q_0) f_i^p(x_N, Q_0). \quad (5.5)$$

El enfoque convolucional en primera aproximación da una descripción de los datos, requiere pocos parámetros que se pueden asociar a mecanismos específicos. Sin embargo cuando se tienen muchos datos es necesario dar mayor flexibilidad a las parametrizaciones y esto incrementa el número de variables a determinar, a tal punto que se diluyen las ventajas de este enfoque. En este trabajo intentamos realizar el ajuste en una primera instancia empleando el enfoque factorizado, pero las funciones de peso se volvieron muy complicadas y la cantidad de parámetros se tornó difícil de manejar. Es por este motivo que utilizamos el enfoque más convencional de la Ec. 5.5.

Como vimos en el Capítulo 4,  $x_N$  se asemeja a la variable de escaleo usual en DIS para nucleones libres, suponiendo que el momento del núcleo  $p_A$  está distribuido de manera uniforme entre sus nucleones, es decir,  $p_N = p_A/A$ , y que toma, en principio, valores en el intervalo  $0 < x_N < A$ . Esto refleja el hecho de que un partón en un núcleo puede llevar más momento que el momento promedio del nucleón  $p_N$ . Dado que las  $f_i^p$  están restringidas al rango  $0 < x_N < 1$ , las nPDFs definidas a través de la Ec. (5.5) también están restringidas a  $x_N < 1$ . El enfoque convolucional en la Ec. (4.5), aparte de ser adecuado para el empleo del espacio de momentos de Mellin, posee la ventaja de permitir la definición de las nPDFs más allá de  $x_N = 1$ , véase [1]. Sin embargo, a fin de facilitar comparaciones con otros análisis [83, 87] y para enfatizar que los resultados de nuestro ajuste no son una consecuencia de adoptar un enfoque diferente, elegimos definir nuestras distribuciones iniciales con la Ec.(5.5), lo cual tiene la ventaja adicional de hacer que los efectos de las modificaciones nucleares sean más transparentes que en una convolución con una función de peso  $W_i^A$ .

Como PDFs de referencia para el protón libre,  $f_i^p$ , elegimos el último conjunto a NLO del análisis global en QCD realizado por MSTW [15], el cual está definido en un esquema general de masa con número de sabores variable para tratar los efectos de masa de los quarks pesados y cuyas características principales resumimos en la Sec. 3.1.1<sup>5</sup>. Las nPDFs se obtienen entonces mediante la Ec. (5.5) a una escala inicial de  $Q_0 = 1 \text{ GeV}$  y determinando los factores de modificación nuclear  $R_i^A$  a partir de los datos. Su evolución a escalas  $Q > Q_0$  sigue las prescripciones del GM-VFNS tal

---

<sup>5</sup>Como trabajamos en el espacio de Mellin necesitamos las PDFs y la evolución escritas en el mismo. Esta parte del trabajo fue realizada por el Lic. D. Barmak, quien comparó los resultados de la inversión de Mellin con el código provisto por MSTW, observando acuerdo en toda la región relevante, donde las PDFs están determinadas por los datos.

como está especificado en [15]. Esto incluye las mismas elecciones para el valor inicial y el running de la constante de acoplamiento fuerte, y las masas y los umbrales de producción para los quarks *charm* y *bottom*. Nótese que las distribuciones de quarks pesados modificadas por el medio están generadas perturbativamente a partir de los gluones y de los quarks de sabores livianos, por lo que no se requiere la introducción de parámetros adicionales para estos.

Si bien nuestras distribuciones de quarks pesados se definen a partir de las de MSTW y su evolución está hecha de la misma forma, los efectos de masa en los coeficientes de las funciones de estructura no son exactamente iguales. Esto se debe a que, en forma posterior a [15], se publicaron las expresiones de los coeficientes masivos que incorporamos en nuestro trabajo. Para  $F_2$  electromagnética empleamos los coeficientes a NLO de [126]; que permite obtener  $C_{c,b}^{(1)}(N, m_{c,b}^2)$ , y el contorno para la inversión que utilizaron es el mismo que el elegido por nosotros. Para las funciones de estructura de corrientes cargadas empleamos los coeficientes a NLO de [125].

Nuestra estrategia para parametrizar los  $R_i^A(x_N, Q_0)$  en la Ec. (5.5) es la siguiente: como en análisis previos [1, 83, 87], suponemos invariancia de isospin y despreciamos cualquier efecto nuclear en el deuterio. Ambas distribuciones de valencia tienen asignado el mismo factor de modificación nuclear  $R_v^A(x_N, Q_0^2)$ , el cual parametrizamos como

$$R_v^A(x, Q_0^2) = \epsilon_1 x^{\alpha_v} (1-x)^{\beta_1} \times (1 + \epsilon_2 (1-x)^{\beta_2}) (1 + a_v (1-x)^{\beta_3}), \quad (5.6)$$

y donde por simplicidad hemos suprimido el subíndice  $N$  en la variable de fracción de momento del partón (aquí  $x = x_N$ ). La forma funcional flexible de la Ec. (5.6) puede dar cuenta del comportamiento en  $x$  que se encuentra típicamente en cocientes de funciones de estructura DIS para diferentes núcleos como son los efectos de *shadowing*, *anti-shadowing*, *efecto EMC*, y *Fermi motion* (véase el Cap. 4).

También suponemos que los quarks livianos de mar y los antiquarks comparten el mismo factor de corrección  $R_s^A(x, Q_0^2)$ . El relajar este supuesto y asignar diferentes factores de corrección para cada sabor de quark no resulta en ningún beneficio significativo en la calidad del ajuste a los datos. Esto no es de sorprender dadas la limitada extensión del espacio cinemático cubierto y la precisión de los resultados experimentales. Elegimos otro factor  $R_g^A(x, Q_0^2)$  para parametrizar los efectos del medio sobre los gluones. En realidad, resulta ser que todos los datos disponibles se pueden reproducir bien empleando factores de modificación nuclear que no sean completamente independientes. Se obtiene una excelente descripción de los datos relacionando tanto  $R_s^A$  como  $R_g^A$  con el  $R_v^A$  especificado en la Ec. (5.6), y permitiendo

sólo una normalización diferente y modificaciones en el comportamiento a bajo  $x$ . Por lo tanto elegimos, sin perder calidad en el ajuste,

$$R_s^A(x, Q_0^2) = R_v^A(x, Q_0^2) \frac{\epsilon_s}{\epsilon_1} \frac{1 + a_s x^{\alpha_s}}{a_s + 1}, \quad (5.7)$$

$$R_g^A(x, Q_0^2) = R_v^A(x, Q_0^2) \frac{\epsilon_g}{\epsilon_1} \frac{1 + a_g x^{\alpha_g}}{a_g + 1}. \quad (5.8)$$

A valores grandes de  $x$ , donde las densidades de quarks de mar y de gluones se vuelven muy pequeñas comparadas con las distribuciones dominantes de valencia, el ajuste no puede determinar parámetros extra en sus modificaciones nucleares de manera individual. En una primera aproximación, parece sensato suponer un comportamiento común a  $x$  alto para todas las nPDFs. Debe, empero, tenerse en cuenta que tanto el efecto EMC como el Fermi motion resultantes para los quarks de mar y los gluones a alto  $x$  no son el resultado de una restricción experimental sino meros supuestos que no tienen impacto en la calidad del ajuste. Para el uso de la técnica de Mellin descrita antes, es importante recordar que los  $N$  momentos de los  $R_i^A$  definidos en las Ecs. (5.6)-(5.8) pueden calcularse analíticamente, llevando a combinaciones apropiadas de funciones Beta de Euler.

A fin de determinar el número total de parámetros en el ajuste, notamos que los coeficientes  $\epsilon_1$  y  $\epsilon_2$  en la Ec. (5.6) están fijos por conservación de la carga eléctrica, es decir,

$$\int_0^1 dx f_{u_v}^A(x, Q^2) = 2 \quad \text{y} \quad \int_0^1 dx f_{d_v}^A(x, Q^2) = 1, \quad (5.9)$$

y podemos despejar  $\epsilon_s$  empleando la conservación del momento,

$$\int_0^1 dx \sum_i x f_i^A(x, Q^2) = 1. \quad (5.10)$$

Esto nos deja con nueve parámetros libres por núcleo para reproducir todas las características de los datos de DIS, DY y  $dAu$  incluidos en el ajuste, si además aumentamos las restricciones imponiendo  $\epsilon_s = \epsilon_g$  lo cual no tiene impacto sobre la calidad del ajuste. La dependencia en  $A$  de los parámetros libres restantes  $\xi \in \{\alpha_v, \alpha_s, \alpha_g, \beta_1, \beta_2, \beta_3, a_v, a_s, a_g\}$  se escribe de forma usual [1] como

$$\xi = \gamma_\xi + \lambda_\xi A^{\delta_\xi}. \quad (5.11)$$

Sin embargo, la débil dependencia en  $A$  que se encuentra para algunos de los  $\xi$ 's nos permite reducir aún más el número de parámetros adicionales en la Ec. (5.11),

fijando  $\delta_{a_g} = \delta_{a_s}$  y  $\delta_{\alpha_g} = \delta_{\alpha_s}$ , y quedándonos así un total de 25 parámetros libres en el ajuste.

Los valores óptimos de estos parámetros se extraen de los datos experimentales mediante el procedimiento de realizar la minimización de una función  $\chi^2$  efectiva, la cual cuantifica la bondad del ajuste a los datos para un dado conjunto de parámetros. Para ajustarlos utilizamos el programa MINUIT [127] de la librería CERNLIB implementado en lenguaje de programación FORTRAN que minimiza nuestro  $\chi^2$  en forma iterativa. Dadas las aún importante incertezas de los datos sensibles a las nPDFs, elegimos la función  $\chi^2$  más simple,

$$\chi^2 \equiv \sum_i \omega_i \frac{(d\sigma_i^{\text{exp}} - d\sigma_i^{\text{th}})^2}{\Delta_i^2} \quad (5.12)$$

donde cada resultado experimental  $d\sigma_i^{\text{exp}}$  se compara con su correspondiente estimación teórica  $d\sigma_i^{\text{th}}$ , pesado por las incertezas  $\Delta_i$  para cada punto. Esta última es estimada sumando los errores sistemáticos y estadísticos en cuadratura, dado que en la mayor parte de los casos carecemos de las matrices de correlación. La suma en la Ec. (5.12) corre sobre todos los datos  $i$  incluidos en el ajuste, y  $\omega_i$  permite darle pesos artificiales a diferentes conjuntos de datos. Evitamos hacer uso de esta posibilidad, y fijamos  $\omega_i = 1$ . Más aún, en nuestro ajuste no parece haber necesidad de introducir normalizaciones relativas entre los diferentes conjuntos de datos. Posponemos una discusión detallada de cómo estimamos las incertezas de nuestras nPDFs hasta la Sec. 5.4.

## 5.3. Discusión de los resultados

En esta sección discutimos en detalle los resultados obtenidos en nuestro ajuste global en QCD a NLO a los datos de dispersión nuclear. Comenzaremos por presentar los parámetros del mejor ajuste y los valores de  $\chi^2$  resultantes para cada conjunto de datos. En las subsecciones siguientes discutiremos individualmente los procesos incluidos en el ajuste: DIS, DY, DIS de neutrinos, y colisiones  $dAu$ , y mostraremos la comparación entre los resultados experimentales y la teoría. Cerraremos presentando los factores de modificación nuclear obtenidos  $R_i^A$  y estudiando sus incertezas en la Sección 5.4.

### 5.3.1. Determinación del ajuste óptimo

Los datos analizados comprenden los resultados clásicos de EMC [128], NMC [129–132], y SLAC E139 [133] para cocientes de la función de estructura  $F_2^A(x, Q^2)$  para varios núcleos pesados respecto de la misma en deuterio, litio o carbono (véanse

las Tablas 5.1 y 5.2). Impusimos un corte  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  sobre los datos para asegurar la aplicabilidad de QCD perturbativa y que nos encontremos en el régimen de dispersión inelástica profunda. Incluimos también los datos de producción de di-leptones en procesos de DY tomados en colisiones protón-núcleo por las colaboraciones E772 [134] y E866 [135], presentados como cocientes de secciones eficaces para varios núcleos pesados con respecto al deuterio y al berilio, respectivamente. Los datos para producción inclusiva de un solo hadrón en colisiones deuterio-oro de los experimentos PHENIX [6] y STAR [7–9] son considerados para piones a *rapidity* media ( $y = 0$ ) y  $p_T > 2 \text{ GeV}$  donde QCD a NLO provee una buena descripción de los datos de  $pp$  [73] correspondientes. Finalmente, se incluyen los resultados de DIS de neutrino contra hierro y plomo de las colaboraciones NuTeV [89], CDHSW [116], y CHORUS [117], tras haber impuesto un corte  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ . El número total de puntos experimentales considerado en nuestro análisis es 1579, casi el cuádruple del empleado en ajustes anteriores [1], lo cual demuestra cuán apropiado es este re-análisis.

A fin de obtener funciones de estructura DIS o densidades partónicas para el deuterio necesarias, por ejemplo, para calcular cocientes de piones en colisiones  $dAu$ , despreciamos todo efecto nuclear, suponemos válida la simetría de isospin ( $u^p = d^n$  y  $d^p = u^n$ ), y usamos las PDFs de protón libre de MSTW [15]. Los efectos nucleares en deuterio fueron estudiados en [87] mediante el análisis de datos de  $F_2^d/F_2^p$  [136–139] y se encontró que son pequeños,  $\mathcal{O}(1 - 2\%)$ , en particular comparados con las incertezas típicas de los datos de DIS o DY nucleares, lo cual justifica nuestra decisión de ignorarlos. Las densidades partónicas en núcleos con  $A > 2$  son construidas a partir de las densidades de protones ligados en un núcleo  $A$  como se definió en la Ec. (5.5), suponiendo que la simetría de isospin también es válida para sistemas ligados. Por ejemplo, la densidad de quarks  $u$  en un núcleo  $A$  con  $Z$  protones y  $A - Z$  neutrones a la escala  $Q$  está dada por

$$u^A(x_N, Q) = \frac{Z}{A} f_u^A(x_N, Q) + \frac{A - Z}{A} f_d^A(x_N, Q), \quad (5.13)$$

y similarmente para  $d^A$ ,  $\bar{u}^A$  y  $\bar{d}^A$ . Dado que la mayor parte de los datos están dados en términos de cocientes de funciones de estructura o de secciones eficaces, se espera que las incertezas en las PDFs de protón libre en la Ec. (5.5), que todavía pueden ser substanciales para sabores de quarks peor determinados o gluones a pequeño  $x$  y bajas escalas  $Q$  [15], se cancelen en una gran proporción. DIS inducido de neutrinos sobre blancos nucleares [89, 116, 117] es una excepción notable puesto que los resultados son presentados como funciones de estructura absolutas  $F_{2,3}^{\nu A}$  en vez de cocientes<sup>6</sup>. Para poder dar cuenta de las incertezas de las PDFs libres de protón, utilizamos los conjuntos Hessianos de autovectores de las PDFs de [15] a fin de

---

<sup>6</sup>Nosotros usamos en el ajuste el promedio de  $F^{\nu A}$  y  $F^{\bar{\nu} A}$ .

Medición	Colaboración	Ref.	# Puntos	$\chi^2$
$F_2^{He}/F_2^D$	NMC	[129, 130]	17	18.18
	E139	[133]	18	2.71
$F_2^{Li}/F_2^D$	NMC	[129, 130]	17	17.35
$F_2^{Li}/F_2^D$ $Q^2$ dep.	NMC	[129, 130]	179	197.36
	E139	[133]	17	44.17
$F_2^{Be}/F_2^D$	NMC	[129, 130]	17	27.85
$F_2^C/F_2^D$	E139	[133]	7	9.66
	EMC	[128]	9	6.41
	NMC	[129, 130]	191	201.63
$F_2^C/F_2^D$ $Q^2$ dep.	E139	[133]	17	13.22
$F_2^{Al}/F_2^D$	NMC	[129, 130]	16	18.60
$F_2^{Ca}/F_2^D$	E139	[133]	7	12.13
	EMC	[128]	19	18.62
$F_2^{Cu}/F_2^D$	E139	[133]	23	34.95
$F_2^{Fe}/F_2^D$	E139	[133]	7	9.71
$F_2^{Ag}/F_2^D$	EMC	[128]	8	16.59
$F_2^{Sn}/F_2^D$	E139	[133]	18	10.46
$F_2^{Au}/F_2^D$	NMC	[129, 130]	24	33.17
$F_2^C/F_2^{Li}$	NMC	[129, 130]	24	25.31
$F_2^{Ca}/F_2^{Li}$	NMC	[131]	15	11.76
$F_2^{Be}/F_2^C$	NMC	[131]	15	6.93
$F_2^{Al}/F_2^C$	NMC	[131]	15	7.71
$F_2^{Ca}/F_2^C$	NMC	[131]	24	26.09
$F_2^{Ca}/F_2^C$	NMC	[131]	15	10.38
$F_2^{Fe}/F_2^C$	NMC	[131]	15	4.69
$F_2^{Sn}/F_2^C$	NMC	[131]	15	4.69
$F_2^{Sn}/F_2^C$ $Q^2$ dep.	NMC	[132]	145	102.31
$F_2^{Pb}/F_2^C$	NMC	[131]	15	9.57
$F_2^{\nu Fe}$	NuTeV	[89]	78	109.65
$F_3^{\nu Fe}$	NuTeV	[89]	75	79.78
$F_2^{\nu Fe}$	CDHSW	[116]	120	108.20
$F_3^{\nu Fe}$	CDHSW	[116]	133	90.57
$F_2^{\nu Pb}$	CHORUS	[117]	63	20.42
$F_3^{\nu Pb}$	CHORUS	[117]	63	79.58
Total			1426	1385.72

Tabla 5.1: Valores totales e individuales de  $\chi^2$  para los conjuntos de datos de DIS con corrientes neutras y cargadas incluidos en el ajuste.

estimar el impacto esperado a causa de las variaciones de estas PDFs sobre los resultados de nuestro ajuste a las  $F_{2,3}^{\nu A}$ . Agregamos estas incertezas teóricas adicionales en cuadratura a los errores estadísticos y sistemáticos para  $F_{2,3}^{\nu A}$ .

Medición	Colaboración	Ref.	# Puntos	$\chi^2$
$d\sigma_{DY}^C/d\sigma_{DY}^D$	E772	[134]	9	9.87
$d\sigma_{DY}^{Ca}/d\sigma_{DY}^D$	E772	[134]	9	5.38
$d\sigma_{DY}^{Fe}/d\sigma_{DY}^D$	E772	[134]	9	9.77
$d\sigma_{DY}^W/d\sigma_{DY}^D$	E772	[134]	9	19.29
$d\sigma_{DY}^{Fe}/d\sigma_{DY}^{Be}$	E866	[135]	28	20.34
$d\sigma_{DY}^W/d\sigma_{DY}^{Be}$	E866	[135]	28	26.07
$d\sigma_{\pi_0}^{dAu}/d\sigma_{\pi_0}^{pp}$	PHENIX	[6]	20	27.71
$d\sigma_{\pi_0}^{dAu}/d\sigma_{\pi_0}^{pp}$	STAR	[9]	11	3.92
$d\sigma_{\pi^\pm}^{dAu}/d\sigma_{\pi^\pm}^{pp}$	STAR	[7,8]	30	36.63
Total			153	158.98

Tabla 5.2: Valores totales e individuales de  $\chi^2$  para los conjuntos de datos de procesos DY y colisiones d-Au incluidos en el ajuste.

El  $\chi^2$  total para el ajuste óptimo resultó ser de 1544.7 para 1579 puntos y 25 parámetros libres que describen nuestras nPDFs para quarks y gluones, es decir, tenemos un  $\chi^2$  por grado de libertad muy cercano a la unidad ( $\chi^2/d.o.f. = 0,994$ ). En general, todos los conjuntos de datos correspondientes a los diferentes tipos de observables son reproducidos de manera adecuada, dentro del rango estadístico nominal  $\chi^2 = n \pm \sqrt{2n}$  con  $n$  el número de datos, cf. Tablas 5.1 y 5.2. Más específicamente, la contribución parcial al  $\chi^2$  de todos los datos de DIS con leptones cargados da un total de 897.52 unidades para 894 puntos, para DIS de neutrinos encontramos 488.20 unidades comparado con 532 puntos, los observables de DY dan un total de 90.72 unidades para 92 puntos, y la producción de piones en colisiones  $dAu$  contribuye con otras 68.26 unidades al  $\chi^2$  para 61 puntos. Insistimos en que no hay necesidad de incrementar el peso  $\omega_i$  de ningún conjunto en particular en la Ec. (5.12) para reproducirlos en nuestro análisis global.

El resultado del ajuste sugiere que los diferentes conjuntos de datos son complementarios en la determinación de las modificaciones nucleares de las PDFs para protones ligados y que la parametrización escogida en las Ecs. (5.6)-(5.8) y (5.11) es lo suficientemente flexible para acomodar todos los rasgos de los datos. No observamos ninguna tensión notable entre los diferentes conjuntos de datos en el ajuste. Los parámetros que describen nuestro conjunto óptimo de nPDFs se listan en la Tabla 5.3 y su dependencia con  $A$  se ilustra en la Fig. 5.1. Notamos que los valores pequeños de  $\lambda_\xi$  para algunos de los parámetros de la Tabla 5.3 se vuelven relevantes para  $A$  grande y, en consecuencia, no pueden fijarse a cero. En la Tabla 5.4 presentamos por completitud los valores de  $\epsilon_{1,2,s,g}$  fijados por la conservación de carga y momento, Ecs. (5.9) y (5.10), y suponiendo  $\epsilon_s = \epsilon_g$ .

Parámetro	$\gamma$	$\lambda$	$\delta$
$\alpha_v$	-0.256	0.252	-0.017
$\alpha_s$	0.001	$-6,89 \times 10^{-4}$	0.286
$\alpha_g$	1.994	-0.401	0.286
$\beta_1$	-5.564	5.36	0.0042
$\beta_2$	-59.62	69.01	0.0407
$\beta_3$	2.099	-1.878	-0.436
$a_v$	-0.622	1.302	-0.062
$a_s$	-0.980	$2,33 \times 10^{-6}$	1.505
$a_g$	0.0018	$2,35 \times 10^{-4}$	1.505

Tabla 5.3: Parámetros que describen nuestro ajuste óptimo a NLO  $\overline{\text{MS}}$  de las nPDFs en las Ecs. (5.6)-(5.8) y (5.11) a la escala inicial  $Q_0 = 1 \text{ GeV}$ .

A	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$	$\epsilon_s = \epsilon_g$
4	0.6612	-0.1033	0.6448
12	0.7149	-0.1851	0.7147
27	0.7458	-0.2287	0.7655
40	0.7596	-0.2487	0.7947
56	0.7714	-0.2668	0.8239
197	0.8245	-0.3811	0.9020
208	0.8280	-0.3912	0.8952

Tabla 5.4: Valores de  $\epsilon_{1,2,s,g}$  para nuestro ajuste óptimo en la Tabla 5.3 para núcleos seleccionados A, que se obtienen a partir de la conservación de la carga y del momento, Ecs. (5.9) y (5.10), imponiendo  $\epsilon_s = \epsilon_g$ .

### 5.3.2. Datos de DIS de leptones cargados y DY

Continuamos la discusión de los resultados de nuestro ajuste con una comparación detallada de los datos disponibles de DIS de leptones cargados y DY, que son la parte central de todas las extracciones de nPDFs [1, 83, 87, 88, 91, 110].

Las Figuras 5.2 y 5.3 muestran los cocientes  $F_2^A/F_2^D$  de las funciones de estructura DIS para diversos núcleos A con respecto al deuterio de EMC y NMC [128–130], y de la colaboración E-139 [133], respectivamente. Las líneas sólidas corresponden al resultado del ajuste a la escala  $Q^2$  de cada punto, donde  $F_2^A$  está calculada con nuestro conjunto de nPDFs a NLO y  $F_2^D$  se obtuvo con las PDFs de protón libre de [15]. De forma similar, las Figs. 5.4 y 5.5 muestran comparaciones con cocientes de funciones de estructura usando carbono y litio como referencia [129–131]. Los datos muestran con claridad las bien conocidas regiones de shadowing, anti-shadowing, y efecto EMC para  $x_N \lesssim 0,05$ ,  $x_N \approx 0,1$ , y  $x_N \gtrsim 0,3$ , respectivamente, y son, en



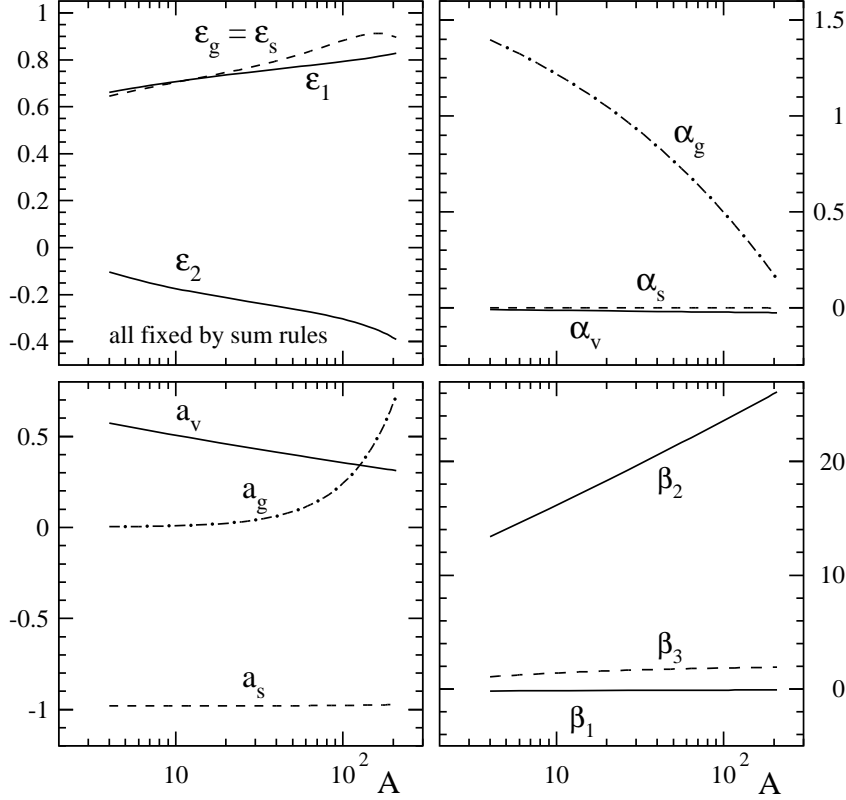


Figura 5.1: Dependencia con  $A$  de los parámetros del ajuste de acuerdo con la Tabla 5.3 y Ec. (5.11). Nótese que los  $\epsilon_{1,2,g,s}$  están fijados por las reglas de suma (Ecs. (5.9) y (5.10) y que imponemos  $\epsilon_g = \epsilon_s$ .

general, bien reproducidos por el ajuste a precisión NLO, cf. Tablas 5.1 y 5.2 para valores individuales de  $\chi^2$ . La única excepción es el comportamiento a  $0,03 < x_N < 0,05$  de  $F_2^{Sn}/F_2^D$  en la Fig. 5.2, sin embargo, el ajuste reproduce muy bien tanto el cociente  $F_2^{Sn}/F_2^C$  de la Fig. 5.3 como  $F_2^C/F_2^D$  de la Fig. 5.2. Notamos que el fuerte crecimiento de los cocientes a valores grandes de la unidad cuando  $x_N \rightarrow 1$  debido al Fermi motion no se ve en los datos de DIS analizados, pero aparece prominentemente en experimentos de bajo  $Q^2$ , véase, por ejemplo [140], donde las correcciones por las masas de los blancos son relevantes.

Para el corte impuesto,  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ , los datos analizados de DIS de leptones cargados cubren el rango  $x_N \gtrsim 0,01$  y alrededor de una decena en  $Q^2$  para cualquier bin dado de  $x_N$ , como se ilustra en la Fig. 5.6 para el cociente  $F_2^{Sn}/F_2^C$  [132]. La dependencia en  $Q^2$  observada es bastante moderada y más claramente visible para los valores más pequeños de  $x_N$ . Ésta provee alguna restricción sobre las modificaciones nucleares de la densidad de gluones a través de las violaciones al escaleo de DIS. Nuestro ajuste se compara bien con datos similares de la dependencia en  $Q^2$  de

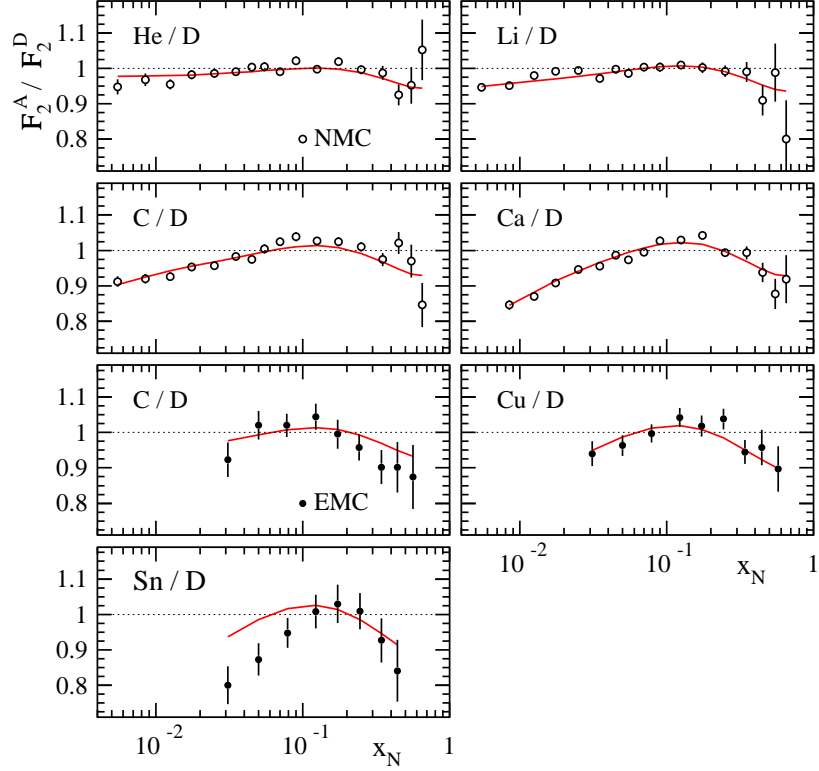


Figura 5.2: Datos del cociente de las funciones de estructura DIS  $F_2^A/F_2^D$  de EMC [128] y NMC [129,130] en función de la fracción de momento  $x_N$ , comparados con los resultados de nuestro ajuste global.

los cocientes para  $F_2^{Li}/F_2^D$  y  $F_2^C/F_2^D$  [129,130], véanse las Tablas 5.1 y 5.2. No es de sorprender que no encontremos diferencias sustanciales respecto de los análisis previos de nPDFs a NLO, como [1] o [83], en lo que respecta a la calidad de la descripción de los datos de DIS de leptones cargados.

Aunque la distinción de las modificaciones nucleares para quarks y antiquarks no es posible basándose únicamente en los datos de DIS de leptones cargados, proveen de una valiosa restricción a las nPDFs, probando sobre todo  $R_v$  a valores medios a grandes de  $x_N$  y  $R_s$  a las fracciones de momento más pequeñas disponibles  $x_N \simeq 0,01$ . A pesar de no ser muy precisos, los datos de producción de di-muones en DY [134,135] obtenidos en colisiones  $pA$  ayudan a mejorar la discriminación entre quarks de valencia y de mar. De nuevo, los resultados experimentales se presentan como cocientes de las secciones eficaces de  $pA$ , véase la Ec. (5.2), para núcleos más pesados y blancos ya sea de deuterio [134] o de berilio [135], y se muestran en las Figs. 5.7 y 5.8, respectivamente.

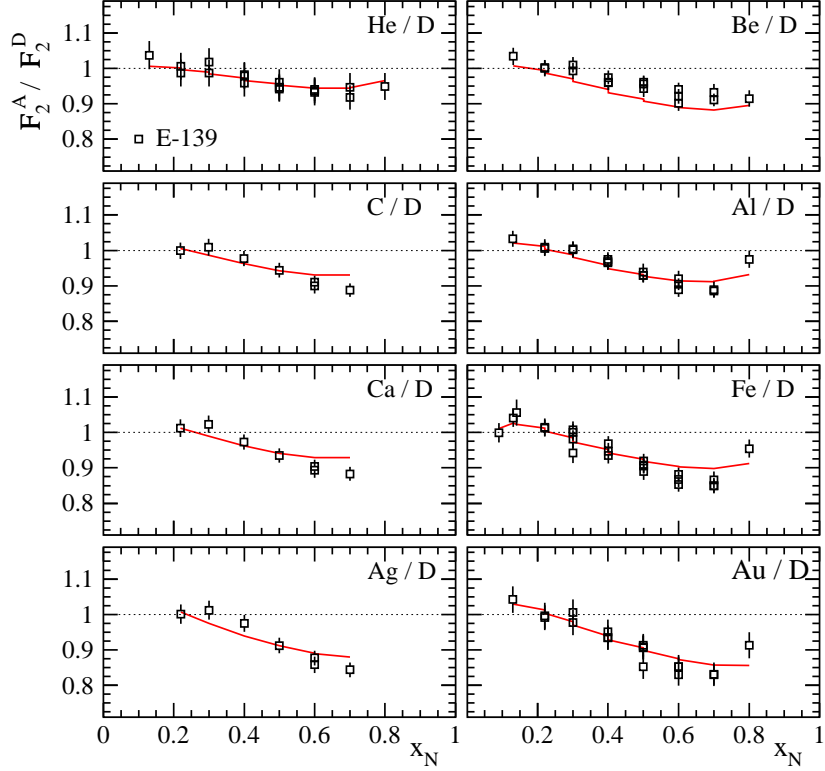


Figura 5.3: ídem Fig. 5.2 pero en este caso para los datos de SLAC E-139 [133]. Nótese que cada punto para un dado valor de  $x_N$  tiene diferente valor de  $Q^2$  en el rango  $2 - 10 \text{ GeV}^2$ .

Los datos de DY E772 y E866, obtenidos con un haz de protones de  $800 \text{ GeV}$  incidiendo sobre un blanco fijo y para masas invariantes  $M > 4 \text{ GeV}$  del par de di-muones, testean el rango  $0,01 \lesssim x_2 \lesssim 0,2$  para las fracciones de momento de los núcleos pesados  $x_2$ . Cocientes menores que la unidad se pueden considerar como evidencia de shadowing para densidades de quarks de mar en los núcleos, es decir,  $R_s < 1$  a valores pequeños de  $x_N$ . La escala relativamente grande de los datos, determinada por la masa invariante  $M$  del par de di-muones, provee cierto manejo sobre los efectos de la evolución en el ajuste global.

### 5.3.3. DIS inducido por neutrinos sobre blancos nucleares

Los datos de corrientes cargadas (CC) de DIS de neutrinos [89, 116, 117] son una de las mayores mejoras al análisis de [1] y son tema de discusión actual [88, 91, 109, 110] respecto de su compatibilidad, o falta de ella, con los datos de corrientes neutras (NC) de DIS discutidos en la Subsección 5.3.2. Una buena comprensión de

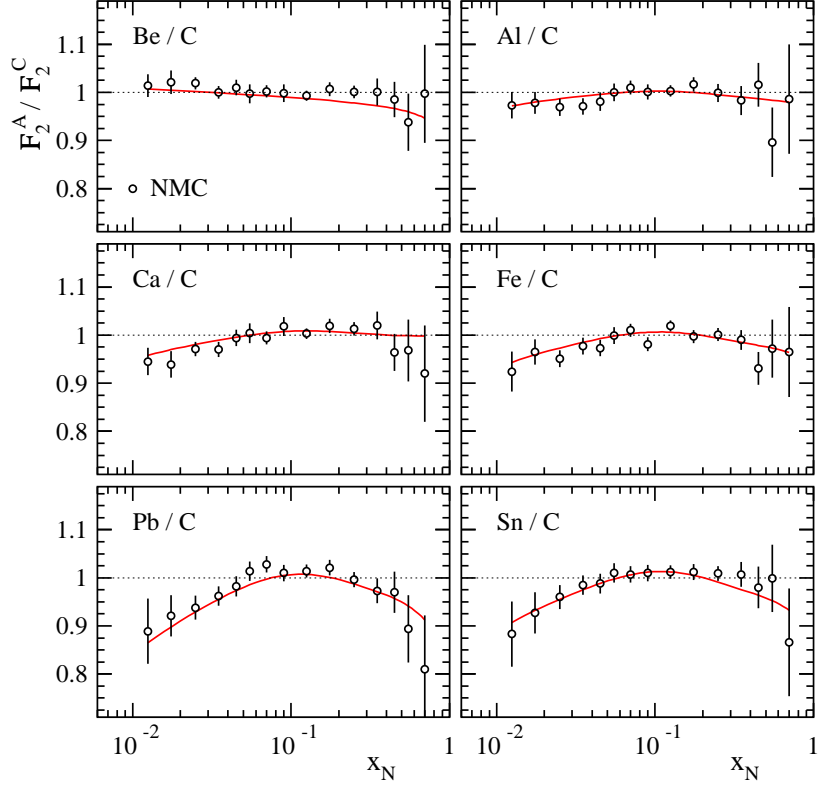


Figura 5.4: ídem Fig. 5.2 para  $F_2^A/F_2^C$  de NMC [131].

los posibles problemas con datos de DIS de neutrinos es asimismo relevante para análisis convencionales de PDFs de protones libres, donde proveen una restricción vital a la distribución de extrañeza.

Despreciando complicaciones debido a la mezcla de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, para simplificar nuestra argumentación, los datos DIS de CC deben su relevancia en los ajustes globales a las diferentes combinaciones de sabores de quarks tipo *up* y tipo *down* a las que son sensibles. Con haces de neutrinos y antineutrinos uno puede probar cuatro funciones de estructura en CC DIS sobre un núcleo  $A$ , dadas en la aproximación LO<sup>7</sup>, por

<sup>7</sup>En este caso la predicción a LO es insuficiente para describir los datos, al menos para  $F_2$  donde los gluones juegan un papel importante. Esto no ocurre para  $F_3$  pues la combinación de datos que usamos en el ajuste es tal que la contribución de los gluones a esta última se cancela.

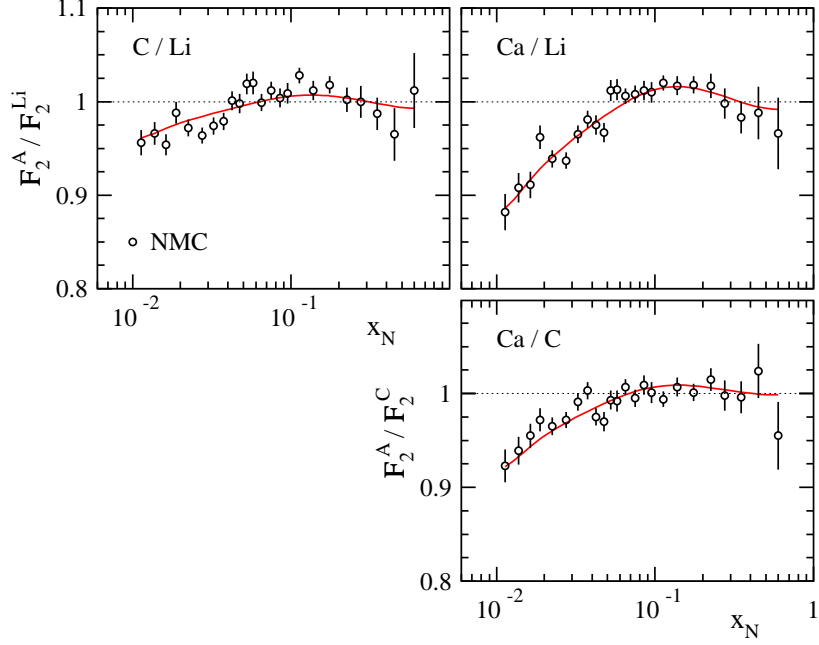


Figura 5.5: ídem Fig. 5.2 pero ahora para  $F_2^A/F_2^{Li}$  [129,130] y  $F_2^A/F_2^C$  [131] de NMC.

$$\begin{aligned}
F_2^{\nu A}(x_N) &\simeq 2x_N[\bar{u}^A + \bar{c}^A + d^A + s^A](x_N), \\
F_2^{\bar{\nu} A}(x_N) &\simeq 2x_N[u^A + c^A + \bar{d}^A + \bar{s}^A](x_N), \\
F_3^{\nu A}(x_N) &\simeq 2[-(\bar{u}^A + \bar{c}^A) + d^A + s^A](x_N), \\
F_3^{\bar{\nu} A}(x_N) &\simeq 2[u^A + c^A - (\bar{d}^A + \bar{s}^A)](x_N),
\end{aligned} \tag{5.14}$$

donde hemos suprimido la dependencia con la escala. Suponiendo, como es usual, que sigue valiendo la simetría de isospin como buena aproximación para protones y neutrones ligados, la densidad  $u^A$  en un núcleo  $A$  en la Ec. (5.14) está dada por la Ec. (5.13) y similarmente para  $d^A$ ,  $\bar{u}^A$ , y  $\bar{d}^A$ . Los experimentos extraen, bajo ciertos supuestos, las funciones de estructura  $F_{2,3} \equiv (F_{2,3}^{\nu A} + F_{2,3}^{\bar{\nu} A})/2$  de combinaciones lineales apropiadas de secciones eficaces diferenciales de DIS CC de neutrinos y antineutrinos [89, 116, 117], corregidas por emisiones radiativas de QED. Como es sencillo inferir de la Ec. (5.14),  $F_2$  es proporcional a la combinación total singlete de quarks y antiquarks y por lo tanto es sensible tanto a quarks de valencia como de mar, dependiendo del valor de  $x_N$ . Dado que las coberturas cinemáticas de los datos de  $F_2$  CC y  $em$  se superponen en cierto grado, cualquier tensión significativa entre estas dos mediciones debería destacarse en un análisis global de QCD. Una

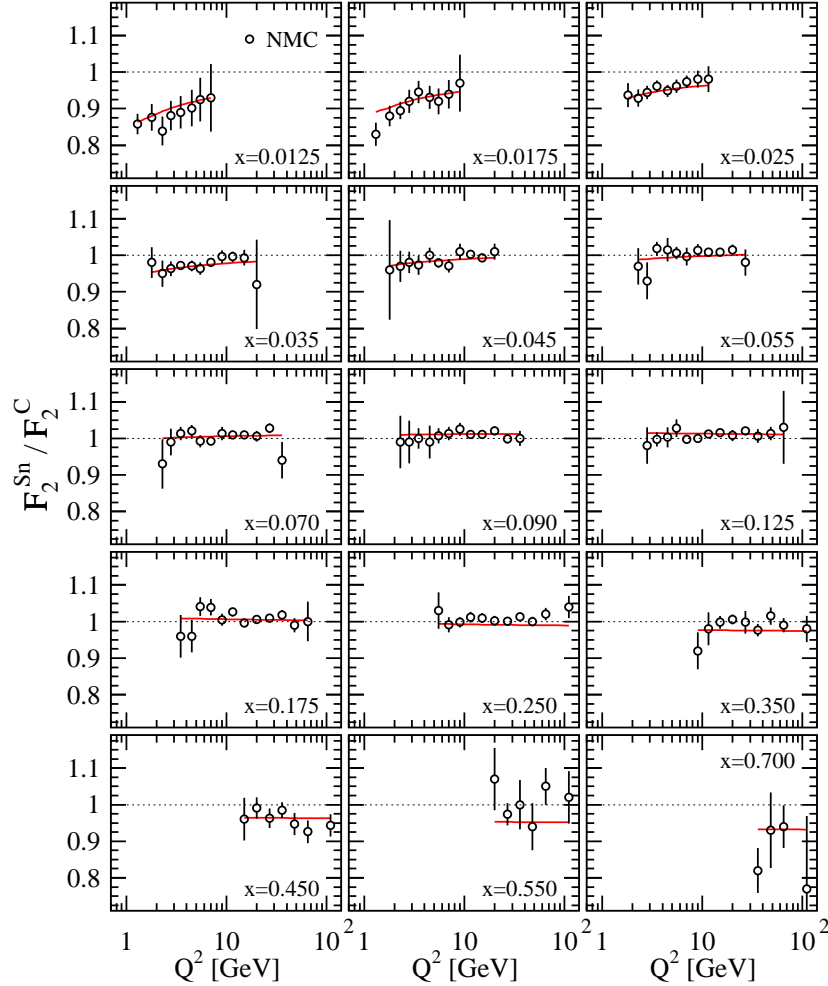


Figura 5.6: Datos de la dependencia en  $Q^2$  del cociente  $F_2^{Sn}/F_2^C$  para bins fijos de  $x_N$  para NMC [132] comparados con el resultado de nuestro ajuste global.

diferencia en la naturaleza de las interacciones de fotones y bosones débiles cargados con la materia nuclear redundará en conjuntos diferentes de nPDFs no universales. Del mismo modo, la función de estructura CC promediada  $F_3$  testea mayormente la combinación de valencia  $u_v^A + d_v^A$ , la cual está ya bien restringida a  $x_N$  grande por los datos de NC discutidos en la Subsec. 5.3.2. Combinando los datos de CC  $F_3$  y NC  $F_2$  uno puede alcanzar una separación mucho mejor de quarks de valencia y de mar en la región de  $x_N$  donde los datos se superponen.

Resulta ser que los datos de CC para la función de estructura promediada  $F_2$  se reproducen sorprendentemente bien con nuestro ajuste, dentro de las incertezas experimentales, en forma y en magnitud, como ilustramos en la Fig. 5.9. La única

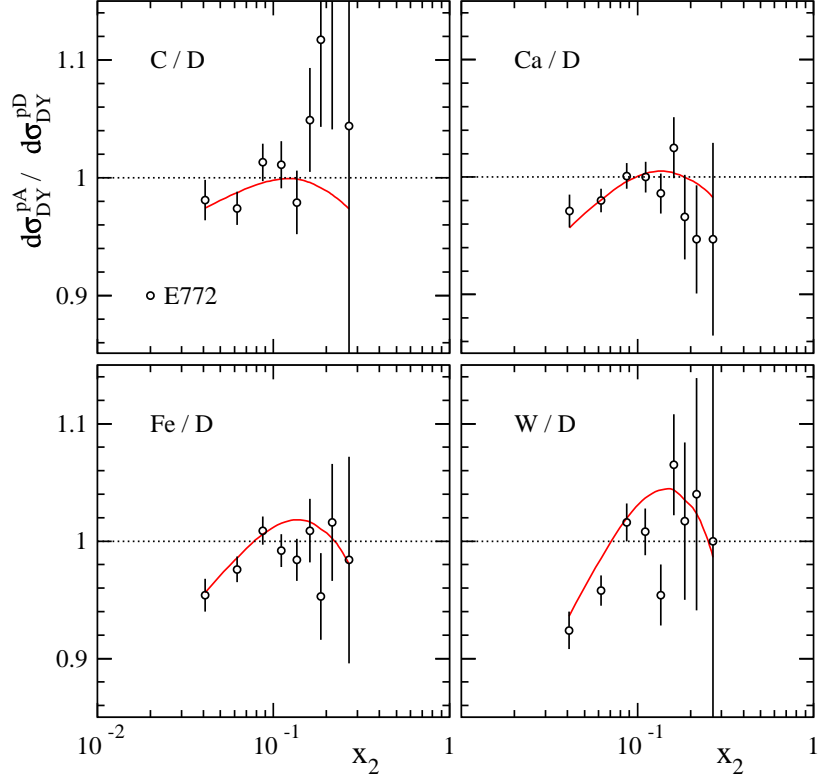


Figura 5.7: Cocientes de resultados de di-muones en DY nuclear con masa invariante  $M \geq 4$  GeV de E772 [134] en función de la fracción de momento partónica del núcleo,  $x_2$ . Las líneas sólidas son el resultado de nuestro ajuste.

excepción notable son los datos de CDHSW [116] a valores de  $Q^2$  por debajo de  $10 \text{ GeV}^2$  donde exhiben un comportamiento muy distinto del de los restantes experimentos. De hecho, en esta región de  $Q^2$  pareciera ser imposible ajustar con igual grado de bondad todos los conjuntos de datos en forma simultánea, lo cual sugiere alguna discrepancia sistemática entre los diferentes datos de neutrinos que requiere ser investigada. Los datos de la función de estructura promediada  $x_N F_3$  también son bien descritos por nuestro ajuste como se puede verse en la Fig. 5.10, exceptuando tal vez los valores más bajos de  $Q^2$  en algunos bins a  $x_N$  intermedio, donde las pendientes no concuerdan. Ambos conjuntos de datos,  $F_2$  y  $x_N F_3$ , presentan el comportamiento típico de violaciones al escaleo, es decir, aumentan con  $Q^2$  para  $x_N \lesssim 0,2$  y  $x_N \gtrsim 0,2$ , respectivamente. Como fue mencionado con anterioridad, las barras de error en las Figs. 5.9 y 5.10 comprenden las incertezas estadísticas y sistemáticas de los datos sumadas en cuadratura y estimaciones de ambigüedades teóricas provenientes de las variaciones a  $1 \sigma$  de las PDFs de nucleones libres que son relevantes a pequeños valores de  $x_N$  y bajo  $Q^2$  [15]. Estas últimas fueron incluidas

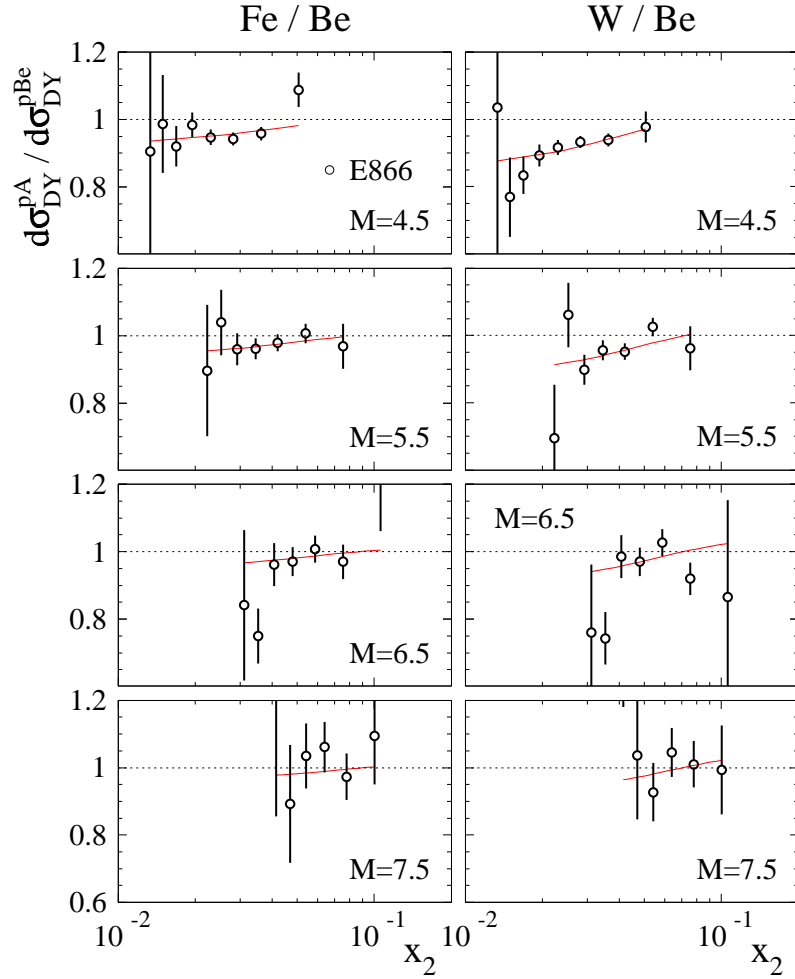


Figura 5.8: Similar a la Fig. 5.7 pero ahora para los datos de E866 [135] en varios bins de la masa invariante del par de di-muones  $M$ .

debido a que los datos de DIS inducidos por neutrinos se presentan como mediciones absolutas de secciones eficaces o de funciones de estructura en lugar de cocientes en ausencia de resultados patrones de  $\nu p$  o  $\nu D$ . La extracción de los factores de modificación nuclear  $R_i^A$  en la Ec. (5.5) a partir de los datos de CC son entonces más sensibles a las suposiciones sobre las PDFs de nucleones libres y sus incertezas.

En oposición con nuestros resultados, una tensión significativa entre datos actuales de DIS nuclear CC y NC fue reportada en [88, 91, 110], basada en un ajuste de los varios de miles de datos de secciones eficaces diferenciales de  $\nu A$  y  $\bar{\nu} A$  en vez de las funciones de estructura CC promediadas  $F_{2,3}$  usadas en nuestro análisis. Su resultado, si fuese correcto, arrojaría serias dudas sobre la validez de la factorización de pQCD para procesos que involucran nucleones ligados, al sugerir un comportamien-



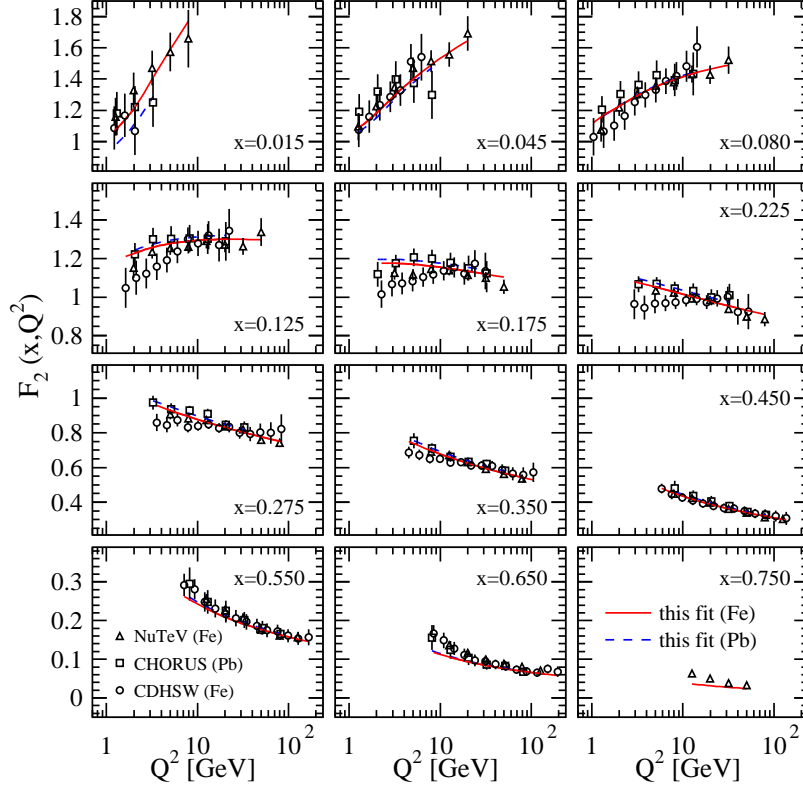


Figura 5.9: La función de estructura CC de DIS  $F_2$  promediada, como función de  $Q^2$  en varios bins de  $x_N$  para blancos de hierro [89,116] y plomo [117], comparados con el resultado de nuestro ajuste a NLO, mostrado con líneas sólidas y discontinuas, respectivamente.

to diferente y no universal de las correcciones nucleares  $R_i^A$  en DIS de CC inducida por neutrinos y NC por leptones cargados. Esto se ilustra, por ejemplo, en la Fig. 1 de [110] donde los autores calculan el cociente  $F_2^{\nu Fe}/F_2^{\nu D}$  de los datos de NuTeV con un blanco de hierro y una hipotética estimación de la función de estructura  $F_2^{\nu D}$  para DIS de neutrino en deuterio, la cual difiere significativamente del resultado de  $F_2^{lFe}/F_2^{lD}$  medido, obtenido de datos de DIS con leptones cargados.

Sin embargo, nuestro análisis global en QCD de las nPDFs y, en particular, los resultados presentados en las Figs. 5.9 y 5.10 y en las Tablas 5.1 y 5.2, no favorecen tal conclusión, la cual tendría implicaciones mayores no sólo para la extracción de nPDFs sino también para PDFs de protón libre dado que resultados de DIS de  $\nu A$  con núcleos isoscalares se usan con frecuencia para restringir las densidades de  $s$  y  $\bar{s}$ . Notamos también que en [109] no se ha encontrado falta de acuerdo entre los factores de modificación nuclear  $R_i^A$  para datos de DIS CC y NC, basado en una comparación de un ajuste existente [83], que no incluye datos de CC, con los mismos

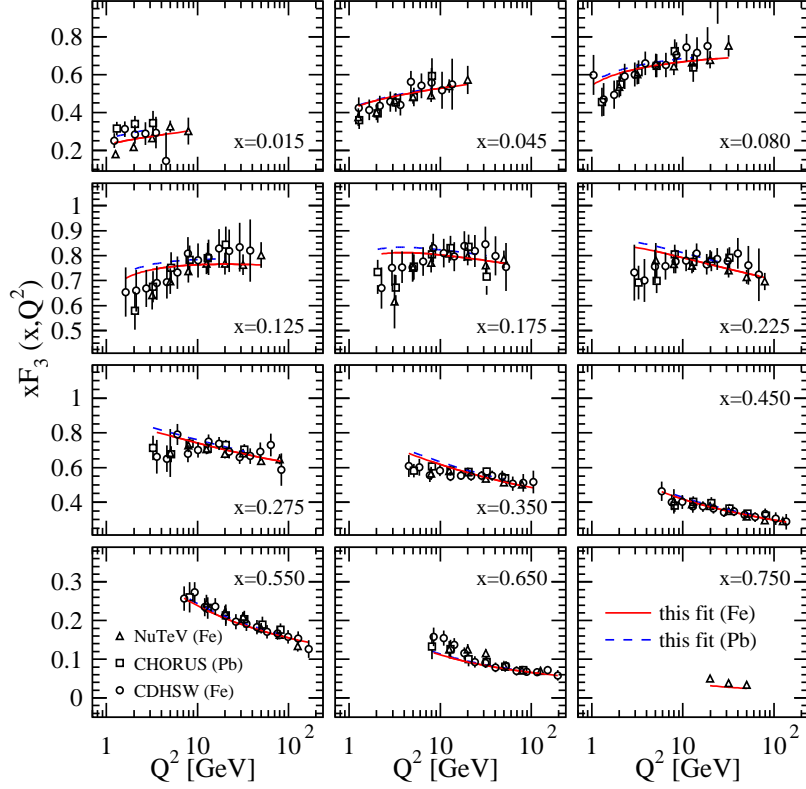


Figura 5.10: ídem Fig. 5.9 pero ahora para la función de estructura CC promediada  $x_N F_3$ .

conjuntos de datos de secciones eficaces de  $\nu A$  y  $\bar{\nu} A$  usados en [88, 91, 110].

Para ilustrar mejor la imagen de consistencia de las modificaciones nucleares que surge de nuestro ajuste, estimamos también el cociente  $F_2^{\nu Fe}/F_2^{\nu D}$  en el lado izquierdo de la Fig. 5.11. Los resultados experimentales son los datos de NuTeV más cercanos a los valores de  $Q^2$  seleccionados en el gráfico, reescalados por un cálculo a NLO de  $F_2^{\nu D}$  adoptando nuestro conjunto de PDFs de protón libre de referencia de MSTW [15], incluyendo efectos de masa de los quarks pesados, y suponiendo que los efectos nucleares son despreciables para el deuterio. Estos cocientes basados en datos exhiben un patrón de modificaciones nucleares que no es del todo como el comportamiento típico pero sin embargo presenta todas las características esperadas en el sentido de que tiene shadowing, anti-shadowing, efecto EMC y Fermi motion, de magnitud similar a valores pequeños, intermedios y grandes de  $x_N$ , respectivamente. Las líneas sólidas se calculan en forma similar pero ahora usando el resultado de nuestro ajuste a los datos de NuTeV. Estos cocientes provenientes del ajuste son consistentes con los  $F_2^{\nu Fe}/F_2^{\nu D}$  provenientes de los datos, dentro de las grandes incertezas actuales, excepto para los valores más grandes de  $x_N$ ,  $x_N = 0,65$

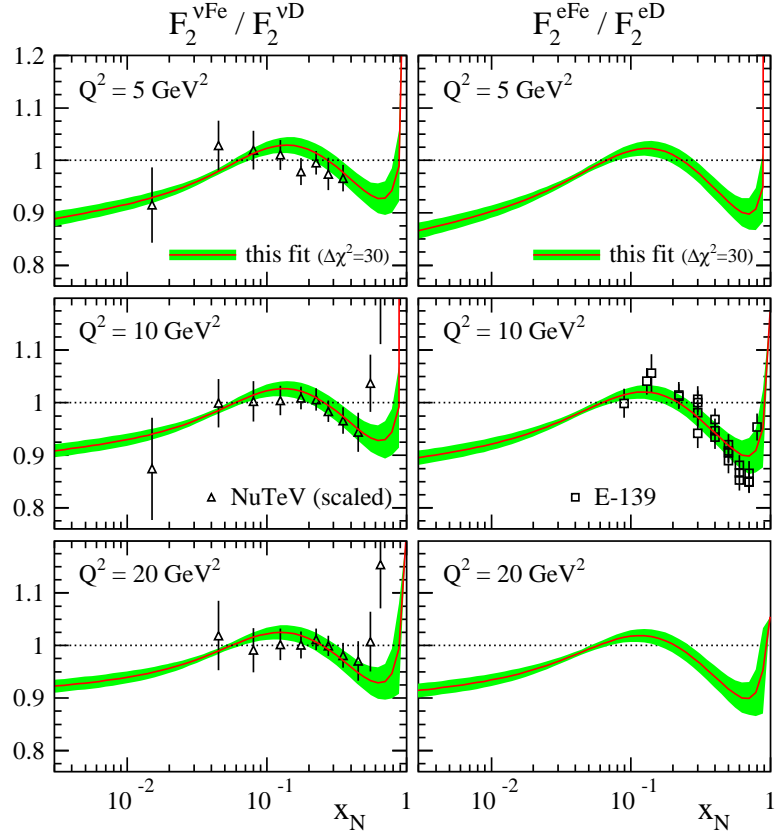


Figura 5.11: **Izquierda:** datos y estimaciones teóricas del cociente  $F_2^{\nu Fe}/F_2^{\nu D}$ , para detalles véase el texto. **Derecha:** modificaciones nucleares para DIS de leptones cargados,  $F_2^{eFe}/F_2^{eD}$ , tal como se obtuvieron a partir del ajuste a los datos de SLAC E-139.

y 0,75, donde es probable que la estimación teórica de  $F_2^{\nu D}$  no sea lo suficientemente fidedigna y donde las correcciones por la masa del blanco pueden volverse relevantes [109]. Creemos que la forma en que se estima  $F_2^{\nu D}$  constituye la mayor diferencia con respecto a lo que se muestra en [88, 91, 110]. En el lado derecho de la Fig. 5.11 presentamos para comparar los resultados correspondientes para las modificaciones nucleares  $F_2^{eFe}/F_2^{eD}$  obtenidas a partir de DIS de leptones cargados sobre un blanco de hierro. Con la excepción de la caída (en el panel de la derecha) un poco más pronunciada en el efecto EMC a valores grandes de  $x_N$ , los cocientes de DIS de CC y NC son muy similares y, a diferencia de la Fig. 1 de [110], no se observa una tensión significativa. Una diferencia moderada entre los dos cocientes es de esperar dado que prueban distintas combinaciones de densidades de quarks. Sin embargo, una parametrización lo bastante flexible de los efectos nucleares  $R_i^A$  puede acomodar igualmente bien todos los conjuntos de datos.

Cerramos la discusión de DIS CC notando que el tratamiento adecuando de los efectos de masa de los quarks pesados es un tema importante en nuestro análisis global. Como mencionamos en la Sec. 5.2, la dependencia de masa está tomada en cuenta por completo mediante el empleo de las expresiones de los coeficientes a NLO [123, 124] obtenidas recientemente en el espacio de momentos de Mellin [125]. Estas correcciones se sabe son de particular relevancia para la contribución del quark  $s$  a DIS CC, el cual produce un quark *charm* masivo en el estado final, y tienen un impacto positivo en la calidad del ajuste en términos del  $\chi^2$  para los datos de  $F_2$ . El uso de la aproximación no masiva incrementa la contribución de los datos de CC en DIS al  $\chi^2$  parcial en un 26 %.

### 5.3.4. Producción de piones en colisiones $dAu$

Los datos de la producción inclusiva de un pión a rapidity media y alto momento transversal  $p_T$  en colisiones  $dAu$  en RHIC son la otra mejora al análisis de [1]. La Figura 5.12 muestra la sección de producción (por nucleón) de piones neutros y cargados con sesgo mínimo para colisiones de  $dAu$  medida por PHENIX [6] y STAR [7–9], normalizadas respecto de los correspondientes resultados en  $pp$ . Los cocientes se obtienen para piones a *rapidity* media y se presentan como función de su impulso transversal  $p_T$ , el cual además fija la escala *hard* para cálculos perturbativos usando la Ec. (5.3). Las distintas curvas teóricas mostradas en la Fig. 5.12 se explican y discuten más abajo.

Estamos limitados al uso de datos con sesgo mínimo puesto que las nPDFs colineales no exhiben ninguna información sobre la distribución de partones en el plano transversal, necesaria para el cálculo del parámetro de impacto o dependencia con la *centrality* de las secciones eficaces de iones pesados. Comparando cocientes de secciones eficaces de  $dAu$  y  $pp$  con sesgo mínimo evitamos estimaciones dependientes de modelos sobre el número medio de colisiones binarias nucleón-nucleón  $\langle N_{coll} \rangle$  en una dada clase de *centrality*; para detalles experimentales, véase, por ejemplo, [9]. Nótese que aún en ausencia de efectos nucleares, no se espera que estos cocientes sean la unidad, dado que pueden sufrir efectos de isospin como, por ejemplo, la menor densidad de quarks  $u$  en un núcleo que en el protón libre debida a la dilución por los neutrones. Sin embargo, efectos numéricos notables se esperan sólo para pruebas electromagnéticas como fotones directos (*prompt*) [141] que se acoplan directamente a las cargas eléctricas de los quarks, véase la Sec. 8.1.

En general los resultados de colisiones  $dAu$  son más difíciles de interpretar en términos de factores de modificación nuclear  $R_i^A$  que los datos de DIS. Cada valor de  $p_T$  prueba diferentes fracciones de los procesos partónicos *hard* contribuyentes, integradas sobre un gran rango de fracciones de momento  $x_N$ , y convolucionadas con información sobre las PDFs del deuterio. Más aún, dado que  $p_T$  fija la magnitud de la escala de factorización en la Ec. (5.3), los cocientes de la Figura 5.12

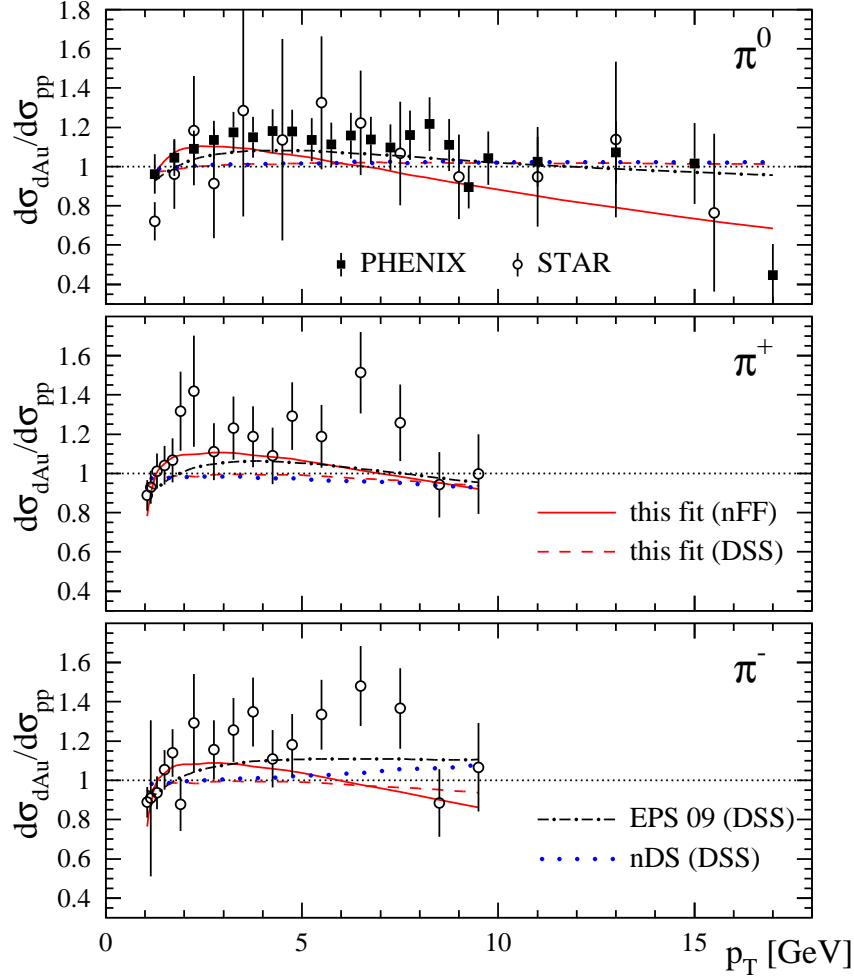


Figura 5.12: Cocientes de las secciones eficaces de producción de piones por nucleón de  $dAu$  y  $pp$  a  $rapidity$  media medidos por las colaboraciones PHENIX [6] y STAR [7–9], comparados con el resultado de nuestro ajuste usando FFs modificadas [121] (líneas sólidas) o de vacío [73] (líneas discontinuas). Presentamos también la estimación de los mismos observables usando los conjuntos de nPDFs de [1] y [83], líneas de puntos y de rayas-puntos, respectivamente.

no sólo reflejan el tamaño de las modificaciones nucleares sino también sus dependencias con la escala de energía. La presencia de pruebas hadrónicas como piones, mesones *charmed* o jets en el estado final (todas originándose en quarks o gluones que interactúan fuertemente) lleva a complicaciones adicionales. Aparte de los efectos nucleares en las densidades partónicas, de las cuales dan cuenta las nPDFs, las secciones eficaces son también sensibles en principio a modificaciones inducidas por el medio sobre el proceso de hadronización. En el caso de producción inclusiva de

hadrones y suponiendo que vale la factorización de tales efectos del medio, deberían ser absorbidos en funciones de fragmentación nucleares de partón-a-hadrón efectivas (nFFs), denotadas como  $D_k^{A,\pi}$  en la Ec. (5.3). Se ha encontrado que las modificaciones de resultados hadrónicos son bastante significativas, con efectos de atenuación de hasta el 50% para núcleos pesados, para multiplicidades hadrónicas en DIS nuclear medidas por la colaboración HERMES [4, 5]. Han sido parametrizadas en términos de nFFs en un análisis a NLO [121], suponiendo que la factorización es válida y empleando los datos de DIS de HERMES [4, 5] y de producción de piones en  $dAu$  en RHIC [6–9]. De estas nFFs hablaremos en el Capítulo 6.

Las líneas sólidas en la Fig. 5.12 representan el resultado de nuestro mejor ajuste de las nPDFs usando las nFFs [121] en el cálculo de la sección eficaz de  $dAu$  en la Ec. (5.3), y las FFs estándares de vacío del análisis global de DSS [73] para estimar los resultados de  $pp$ . El ajuste sigue bien el crecimiento y el decrecimiento del cociente a bajo y alto  $p_T$ , respectivamente, pero se queda un tanto corto al reproducir el crecimiento encontrado a  $p_T$  medio. A pesar de las grandes incertezas experimentales, el  $\chi^2$  para este subconjunto de datos es bastante bueno,  $\chi_{dAu}^2/\#\text{data} = 1,12$  y un poco mejor que el resultado de un ajuste similar usando FFs de vacío (las tres líneas de trazos) donde  $\chi_{dAu}^2/\#\text{data} = 1,37$  y  $\chi_{\text{tot}}^2 = 1560,5$ . Resulta ser que el uso sea de las nFFs o de las FFs de vacío en el ajuste tiene un cierto impacto en la forma de las diferentes estimaciones para los cocientes de la Fig. 5.12. En todo caso, las nPDFs obtenidas tiene una dependencia con la precisión del conjunto de FFs usado en el análisis y con la validez de la factorización para la producción de piones en colisiones  $dAu$ , haciendo de los di-leptones de DY o los fotones directos una prueba mucho más limpia para las nPDFs pero más demandante desde el punto de vista experimental.

Como discutimos en el Cap. 4, los datos de piones neutros en colisiones  $dAu$  fueron incorporados por primera vez a un análisis global por EPS [83] y se encontró que proveen una nueva restricción clave sobre  $R_g^{Au}$ . A diferencia de nuestro enfoque, los autores de [83] no tienen en cuenta ninguna modificación sobre la hadronización debida al medio y, lo que es más importante aún, ponen un gran peso  $\omega_{dAu} = 20$  en este subconjunto de datos en la minimización de la función  $\chi^2$  (Ec. (5.12)) para aumentar su relevancia. Obtienen una buena descripción de los datos, como puede verse de las líneas de punto y trazo en la Fig. 5.12. No es sorprendente que los datos de  $dAu$  deriven en modificaciones pronunciadas de la nPDF de gluones en su ajuste (véase la Fig. 3 en [83]) que no encontramos en nuestro análisis, el cual emplea  $\omega_{dAu} = 1$ .

A fin de comprender mejor la correlación entre los datos de  $dAu$  y una modificación de la densidad de gluones potencialmente relevante, es instructivo estimar primero la fracción de momento media  $\langle x_N \rangle$  testeada a un dado  $p_T$ . La forma estándar de obtener  $\langle x_N \rangle$  es evaluar las convoluciones en la Ec. (5.3) con un factor adicional en  $x_N$  en el integrando y luego dividir por la sección eficaz; véase, por ejemplo, la Ec.

(4) en [142]. Típicamente, el  $\langle x_N \rangle$  para la producción de piones a *rapidity* media en RHIC crece desde 0,05 a  $p_T \simeq 1$  GeV hasta alrededor de 0,3 a  $p_T \simeq 15$  GeV. Por lo tanto, para  $p_T \gtrsim 1$  GeV la sección eficaz es sensible sobre todo a nPDFs en la región de anti-shadowing y a la supresión debida al efecto EMC para valores mayores de  $p_T$ .

Una mejor descripción de los datos a  $p_T$  intermedio en [83], donde nosotros nos quedamos un tanto cortos, se alcanzó mediante un aumento extraordinariamente grande (anti-shadowing) de los gluones a  $x_N \simeq 0,1$ , donde los quarks están bien restringidos por los datos de DIS y DY. Esto está inducido por el gran peso  $\omega_{dAu} = 20$ . En nuestro ajuste, una parte de este aumento en esta región de  $p_T$  está dado por una FFs de gluón a pión en un medio nuclear ligeramente mayor que en vacío, es decir,  $D_g^{A,\pi}/D_g^\pi > 1$  [121]. A mayores valores de  $p_T$ , la región del efecto EMC entra en juego, donde de nuevo los quarks ya están bien restringidos, y la caída de los datos es reproducida por un  $R_g^{Au}$  mucho menor que la unidad a  $x_N \simeq 0,6$ . La FF de quark a pion en un medio nuclear menor que en el vacío,  $D_q^{A,\pi}/D_q^\pi < 1$  [121], de acuerdo con la gran atenuación hadrónica hallada por HERMES [4, 5], contribuye al comportamiento del cociente encontrado en nuestro ajuste. En ambas regiones de  $x_N$ , las modificaciones obtenidas para la nPDF de gluón en el ajuste de EPS son mucho más pronunciadas que las correspondientes para quarks de valencia o de mar y no son respaldadas por nuestro análisis (véase la Fig. 5.14 más abajo) basado en  $\omega_{dAu} = 1$ .

Finalmente, evitamos usar datos de  $dAu$  obtenidos a *forward rapidity* ( $0 < y$ ) por BRAHMS [143] y STAR [8], los cuales muestran una rápida supresión creciente de los cocientes de las secciones eficaces para  $p_T < 2$  GeV. Aunque estos datos pueden ser útiles para restringir mejor la nPDF de gluón a menores valores de  $x_N$ , las incertezas teóricas de escala son muy grandes, y la aplicación de pQCD es cuestionable. Además, poco se sabe sobre las FFs y una posible modificación debida al medio en esta región cinemática.

## 5.4. nPDFs y sus incertezas

La estimación de las incertezas de las PDFs y FFs obtenidas de optimizaciones globales de  $\chi^2$  se ha vuelto un elemento crucial. El enfoque más cómodo y practicable, “el método Hessiano”, explora las incertezas asociadas con el ajuste a través de una expansión de Taylor del  $\chi^2(\{\xi\})$  entorno al mínimo global  $\chi_0^2(\{\xi_0\})$ , donde  $\{\xi\}$  denota al conjunto de parámetros libres de la forma funcional elegida a la escala inicial  $Q_0$  y  $\{\xi_0\}$  sus valores para el ajuste óptimo. Si nos quedamos solamente con los términos cuadráticos dominantes, el incremento  $\Delta\chi^2$  puede escribirse en términos de la matriz Hessiana

$$H_{ij} \equiv \left. \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial y_i \partial y_j} \right|_0, \quad (5.15)$$

como

$$\Delta\chi^2 = \chi^2(\{\xi\}) - \chi_0^2(\{\xi_0\}) = \sum_{ij}^{N_{\text{par}}} H_{ij} y_i y_j, \quad (5.16)$$

donde  $\{y\}$  son las desviaciones de los parámetros  $\{\xi\}$  de los valores que tienen en el ajuste óptimo y sus derivadas en la Ec. (5.15) se toman en el mínimo. Un algoritmo iterativo mejorado ha sido creado en [119, 120] para evaluar las derivadas en la Ec. (5.15) de manera confiable en caso de incertezas muy dispares en diferentes direcciones del espacio multidimensional, con  $N_{\text{par}}$  parámetros describiendo PDFs o FFs en análisis globales de QCD. Adoptamos también este método Hessiano mejorado en nuestros estudios.

Es conveniente expresar el Hessiano  $H_{ij}$  en términos de sus  $N_{\text{par}}$  autovectores y reemplazar los desplazamientos  $\{y\}$  en las Ecs. (5.15) y (5.16) por un nuevo conjunto de parámetros  $\{z\}$ , relacionados con las direcciones de los autovectores. Si se escalan apropiadamente por los correspondientes autovalores, las superficies de  $\chi^2$  constante se convierten en hiper-esferas en el espacio de  $\{z\}$ , y la distancia al mínimo está dada por

$$\Delta\chi^2 = \sum_i^{N_{\text{par}}} z_i^2. \quad (5.17)$$

Dentro de esta representación de autovectores  $\{z\}$ , uno puede de manera directa construir  $2N_{\text{par}}$  conjuntos de bases de autovectores de nPDFs que facilitan mucho la propagación de las incertezas de las nPDFs a observables arbitrarios  $\mathcal{O}$  [119, 120]. Estos conjuntos de bases  $\{S^\pm\}$  corresponden a desplazamientos positivos y negativos a lo largo de cada dirección de los autovectores en una cantidad  $T$  (*tolerancia*) definida como  $T = \sqrt{\Delta\chi^2}$ , que se considera aún admisible para un ajuste global aceptable. Para estimar el error  $\Delta\mathcal{O}$  de una cantidad  $\mathcal{O}$  alejada de su estimación por el mejor ajuste  $\mathcal{O}(\{\xi_0\})$  sólo es necesario evaluar  $\mathcal{O}$  para cada uno de los  $2N_{\text{par}}$  conjuntos  $\{S^\pm\}$  [119, 120], es decir,

$$\Delta\mathcal{O} = \frac{1}{2} \left[ \sum_{i=1}^{N_{\text{par}}} [\mathcal{O}(S_i^+) - \mathcal{O}(S_i^-)]^2 \right]^{1/2}. \quad (5.18)$$

A lo largo de nuestro análisis empleamos esta expresión para estimar las incertezas.



La simplicidad de este procedimiento es la mayor ventaja del enfoque Hessiano cuando se lo compara con el método basado en multiplicadores de Lagrange [144], más robusto pero más complicado computacionalmente y menos amigable al usuario. Uno debe tener en mente, sin embargo que la propagación de las incertezas de las PDFs en el método Hessiano ha sido derivada bajo el *supuesto* de que un aproximación lineal, de primer orden, es adecuada. Por supuesto, debido a la naturaleza complicada de un ajuste global, son inevitables las desviaciones, aún del simple comportamiento cuadrático en la Ec. (5.16), y las estimaciones de errores basadas en el método Hessiano no son necesariamente siempre precisas.

Para iniciar la discusión de los factores de modificación nuclear  $R_i^A$  y sus incertezas obtenidas a partir del ajuste global, mostramos en la Fig. 5.13 nuestros resultados para oro a la escala inicial de  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ , donde suponemos un  $R_u^A = R_d^A = R_s^A$  común a todos los sabores de quarks de mar y  $R_{u_v}^A = R_{d_v}^A$ ; véanse las Ecs. (5.6) - (5.8), (5.11), y la Tabla 5.3. Los resultados correspondientes evolucionados a una escala

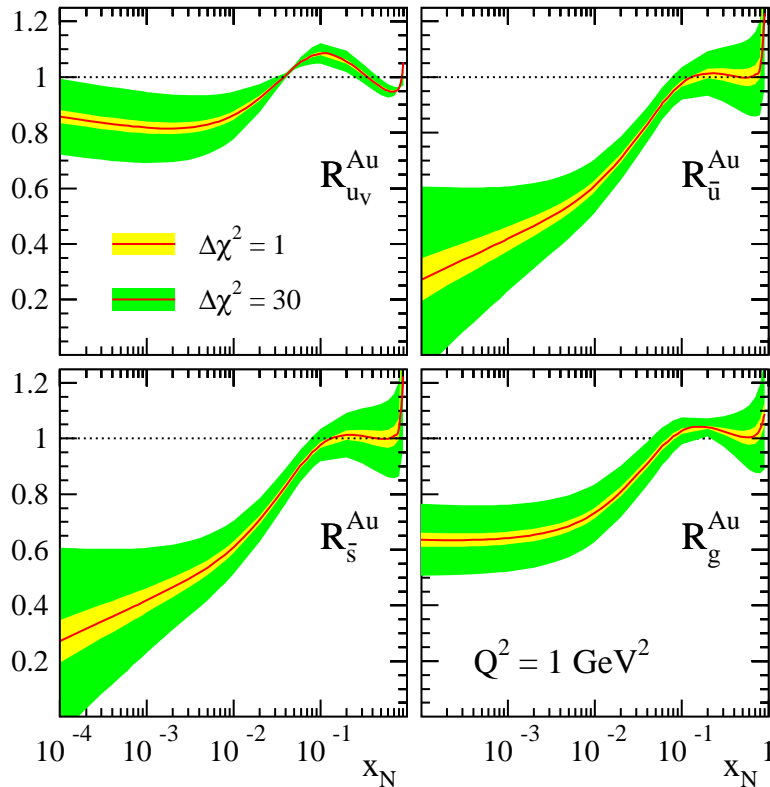


Figura 5.13: Los factores de modificación nuclear a NLO obtenidos  $R_i^{Au}(x_N)$ , definidos en las Ecs. (5.6) - (5.8), para oro a nuestra escala inicial de  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ . Las bandas sombreadas internas y externas corresponden a las estimaciones de las incertezas basadas en la Ec. (5.18) para  $\Delta\chi^2 = 1$  y 30, respectivamente.

más alta de  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  se muestran en la Fig. 5.14, donde además comparamos con nDS [1] y el reciente análisis de EPS [83]. A fin de ilustrar la dependencia en  $A$ , presentamos en la Fig. 5.14 los factores de modificación nuclear para oro ( $A = 197$ ), berilio ( $A = 9$ ), hierro ( $A = 56$ ) y plomo ( $A = 208$ ).

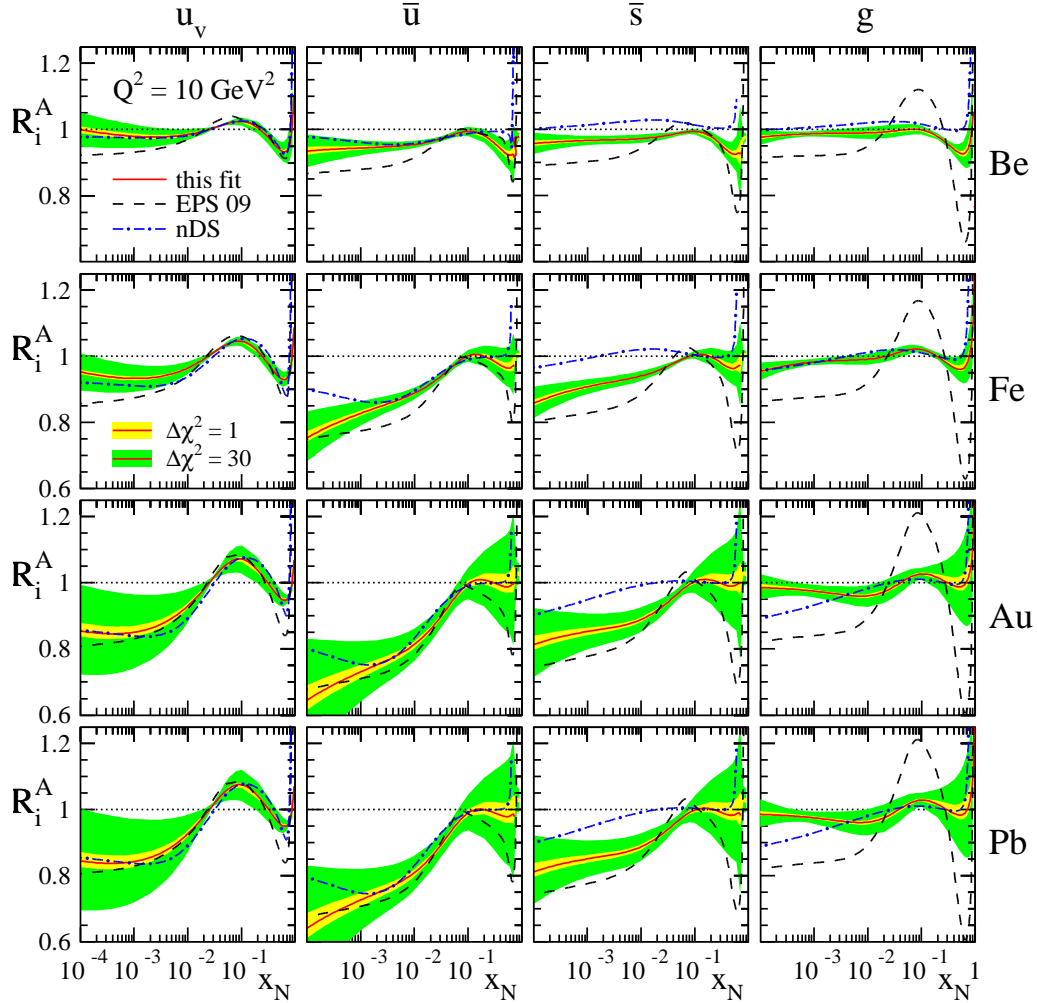


Figura 5.14: ídem Fig. 5.13 pero ahora a  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  y para cuatro núcleos distintos. Se muestran también los resultados de nDS [1] (líneas de puntos y trazos) y de EPS [83] (líneas de trazos).

Las incertezas experimentales se propagan al  $R_i^A$  obtenido usando el método Hessiano descrito más arriba. Toleramos desplazamientos en las direcciones individuales de los autovectores resultantes en un  $\Delta\chi^2$  de 1 y de 30 unidades, y los presentamos como las bandas sombreadas internas y externas, respectivamente, en las Figs. 5.13 y 5.14. En general,  $\Delta\chi^2 = 1$  subestimarán en mucho las incertezas

de las PDFs y FFs, y, por ende, un  $\Delta\chi^2$  suele ser tolerado para un ajuste aceptable [15, 73, 114, 115, 145]. Criterios dinámicos sofisticados, véase por ejemplo [15], han sido desarrollados dentro del método Hessiano para estimar un  $\Delta\chi^2$  adecuado correspondiente a, digamos, el nivel de confianza de 68 % (un  $\sigma$ ) para un dado ajuste, pero los detalles varían. Las razones para desviarse de  $\Delta\chi^2 = 1$  (valor tomado por defecto) son complejas y pueden relacionarse sobre todo con incertezas inherentes al marco teórico usado para describir los datos, las cuales son notoriamente difíciles de cuantificar. Algunos ejemplos son la elección de la escala de factorización, la forma funcional elegida para parametrizar las PDFs, o las inevitables aproximaciones que restringen el espacio de parámetros. Dado las aún limitadas cantidades de datos y la cobertura del espacio cinemático de los datos tomados sobre blancos nucleares y sus incertezas (grandes en comparación con los datos que determinan las PDFs de protón libre), tomamos  $\Delta\chi^2 = 30$ , correspondiente a un incremento en  $\chi^2$  de alrededor del 2 %, para estimar las incertezas de las nPDFs. En todo caso, deberá tenerse en cuenta que las bandas de incertezas sólo tienen sentido para combinaciones de nPDFs y en regiones cinemáticas donde están determinadas por los datos. Por lo tanto, para las nPDFs las estimaciones de sus incertezas por debajo de  $x_N \simeq 0,01$  deberán ser tomadas con precaución, y reflejan tan sólo la extrapolación de la forma funcional elegida. En nuestro ajuste esto es muy claro para  $R_g^A$  a pequeño  $x_N$ , donde las bandas mostradas en la Fig. 5.13 sugieren incertezas más bien pequeñas, pero sólo la conservación de carga y momento en las Ecs. (5.9) y (5.10) proveen una guía limitada del comportamiento a  $x_N$  pequeño.

Vale la pena notar que la forma y la magnitud de las modificaciones nucleares  $R_i^A$  para un dado sabor a una escala arbitraria  $Q > Q_0$  dependen tanto de las distribuciones iniciales mostradas en la Fig. 5.13 como del conjunto de PDFs de protón libre tomadas como referencia. La evolución con la escala imprime diferentes efectos nucleares en sabores individuales de quarks aún cuando, como en nuestro caso, se comienza con  $R_{\bar{u}}^A = R_{\bar{d}}^A = R_{\bar{s}}^A$  y  $R_{u_v}^A = R_{d_v}^A$  a la escala inicial  $Q_0$ . Estas diferencias pueden ser bastante grandes para el quark  $s$  y los quarks de mar no extraño, como se infiere de la comparación de  $R_{\bar{u}}^A$  y  $R_{\bar{s}}^A$  en las Figs. 5.13 y 5.14. Aún para las distribuciones de valencia de las nPDFs, las cuales evolucionan independientemente del singlete de quarks y del gluón, pequeñas diferencias pueden notarse a  $Q > Q_0$  debidas a la las diferentes formas en  $x$  de  $f_{u_v}^p$  and  $f_{d_v}^p$ , resultando en  $R_{u_v}^A \neq R_{d_v}^A$ .

Los  $R_{u_v}^A$  en las Figs. 5.13 y 5.14 exhiben el comportamiento esperado de shadowing, anti-shadowing, efecto EMC y Fermi motion. En la región restringida por los datos de DIS,  $x_N \gtrsim 0,01$ , las incertezas son pequeñas, aún para el criterio de tolerancia conservativo de  $\Delta\chi^2 = 30$ . Notamos que el ligero crecimiento de  $R_{u_v}^A$  hacia valores pequeños de  $x$ , donde la contribución de valencia a las funciones de estructura es numéricamente insignificante, es en esencia un efecto de la parametrización. Nuestros resultados están también de acuerdo con determinaciones anteriores de  $R_{u_v}^A$  en [1, 83]. Dentro de los errores, no hay ninguna evidencia significativa de anti-shadowing a  $x_n \simeq 0,1$  tampoco para quarks de mar. De nuevo, el acuerdo con otros

ajustes [1, 83] es bueno, en particular para  $R_u^A$ . Las desviaciones encontradas en las modificaciones nucleares para el  $s$  y los quarks livianos de mar a  $Q > Q_0$  están fuertemente influenciadas por las formas de las correspondientes distribuciones en un protón libre adoptadas en cada uno de nuestro ajustes, las cuales difieren en forma significativa, en particular, para la distribución (determinada con menor precisión) de  $f_s^p$  [15, 145]. Hasta un cierto punto las diferencias con ajustes anteriores [1, 83] pueden también atribuirse a la forma funcional más flexible de la Ec. (5.8) para acomodar los datos de DIS de neutrinos, así como a su impacto sobre el ajuste. Otro factor que influye es la fuerte correlación con  $R_g^A$  para valores de  $x_N$  intermedio a grande. Dado que los quarks de mar están limitados en especial por datos de DIS al menor valor disponible de  $x_N$  y por la producción de di-leptones en DY, las bandas de error son mínimas para  $0,01 \lesssim x_N \lesssim 0,1$ , y los resultados para  $x_N \lesssim 0,01$  son meras extrapolaciones.

Como mencionamos en la Sec. 5.3.4 cuando discutimos los datos de  $dAu$ , esperamos que nuestras modificaciones nucleares extraídas para la densidad de gluones  $R_g^A$  difieran de manera significativa de aquellas determinadas por EPS [83]. En efecto, como puede verse en la Fig. 5.14, encontramos una región de anti-shadowing menos pronunciada alrededor de  $x_N \simeq 0,1$  y del efecto EMC a  $x_N$  grande que en el análisis de EPS, sobre todo determinada por la forma en que los datos de  $dAu$  fueron analizados; véanse las discusiones en la Sec. 5.3.4. Las diferencias con el ajuste de [1] son sin embargo pequeñas, a pesar de no haber incorporado éste ningún dato de  $dAu$  y de haber definido  $R_g^A$  a través de una convolución con PDFs de protón libre, véase la Ec. (4.5). Comparado con EPS, nuestro mejor ajuste tiene un *shadowing* significativamente menor a  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  en una región no medida de  $x_N$  pequeño, pero es claro que nuestra banda de incerteza subestima las verdaderas incertezas en este régimen y está sesgada por la forma funcional escogida, la cual está optimizada para proveer una buena descripción de los datos.

Es importante notar que, a pesar de encontrar una modificación nuclear comparativamente moderada de la densidad de gluones a  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  en la Fig. 5.14, el efecto de shadowing es mucho más significativo para  $x_N \lesssim 0,05$  a escalas más bajas, véase por ejemplo, la Fig. 5.13. Comparado con  $R_{uv}^A$ ,  $R_g^A$ , y también  $R_u^A$ , exhibe una evolución con la escala mucho más rápida a escalas pequeñas, como se ilustra en la Fig. 5.15. La gran supresión de los resultados de hadrones en colisiones  $dAu$  a *rapidities forward* encontrada por BRAHMS y STAR [8, 143] es sensible en esencia a  $R_g^A$  a escalas entorno a  $1 - 2 \text{ GeV}^2$  y  $x_N \simeq 0,001$ , y  $R_g^A$  puede ser forzado a describir estos datos sin arruinar el acuerdo del ajuste con los restantes; véase también la discusión en [83]. Como ya fue mencionado, evitamos hacer esto dado que la aplicabilidad de pQCD no está garantizada en esta región cinemática y el escaso conocimiento de las FFs y posibles modificaciones debidas al medio constituyen otros obstáculos. Resulta también aparente de la comparación de las Figs. 5.13 y 5.14, que las incertezas de  $R_g^A$  a  $x_N$  pequeño también disminuyen con rapidez bajo la evolución con  $Q^2$ , presumiblemente debido a la radiación de gluones a partir de los quarks

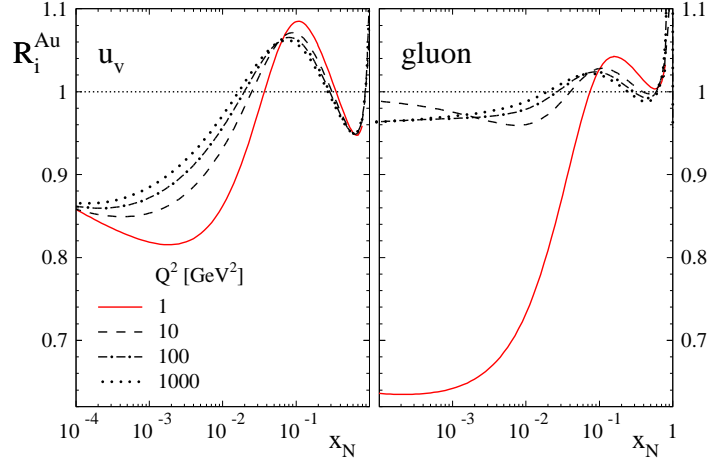


Figura 5.15: Dependencia con la escala de los factores de modificación nuclear en función de  $x_N$  para los quarks de valencia (izquierda) y el gluón (derecha) en un núcleo de oro.

a valores altos de  $x_N$ , donde están bien restringidos. Esto fue asimismo observado en el análisis de EPS, véase la Fig. 3 en [83], el cual usa un nivel de tolerancia de  $\Delta\chi^2 = 50$  para 929 datos, comparado con nuestro  $\Delta\chi^2 = 30$  para 1579 datos.

Para ilustrar la modificación nuclear efectiva para los quarks de sabores pesados, mostramos en la Fig. 5.16 los cocientes de las nPDFs generadas perturbativamente para *charm* y *bottom*, en un núcleo de calcio y sus contrapartes para un protón libre de MSTW [15]. Comparando con las modificaciones nucleares de los quarks livianos de mar y los gluones, que incluimos en la Fig. 5.16, se encuentra que  $R_c^{Ca}$  y  $R_b^{Ca}$  siguen de cerca la forma en  $x_N$  de  $R_g^{Ca}$ . Tal comportamiento es esperado, dado que los quarks pesados son generados por *splitting* de gluones sin requerir ningún otro *input* no perturbativo. Los  $R_c^{Ca}$  y  $R_b^{Ca}$  resultantes son entonces bastante cercanos a la unidad. Modificaciones más pronunciadas ( $R_g^A$ ) de los gluones como, por ejemplo, las obtenidas en el análisis de EPS [83], imprimirían efectos más grandes también a  $R_c^A$  y  $R_b^A$ . Hay también una jerarquía interesante en la magnitud de la supresión a bajo  $x_N$ , la cuál es más fuerte cuanto más liviano es el quark.

A continuación, discutimos una peculiaridad importante de nuestra nPDF de gluón, no encontrada en ninguno de los análisis previos [1, 83, 87, 88, 91]. Mientras que a las PDFs a LO se les puede asignar una interpretación física como probabilidades, a NLO y órdenes superiores se vuelven cantidades no físicas, dependientes del esquema de factorización. En algunos ajuste recientes de PDFs de protón libre, incluyendo [15], la posibilidad de gluones *negativos* a fracciones de momento y escalas pequeñas ha sido tratada y en realidad es preferida en el mejor ajuste de MSTW. Los núcleos de evolución de  $\overline{\text{MS}}$  exhiben orden a orden grandes correcciones

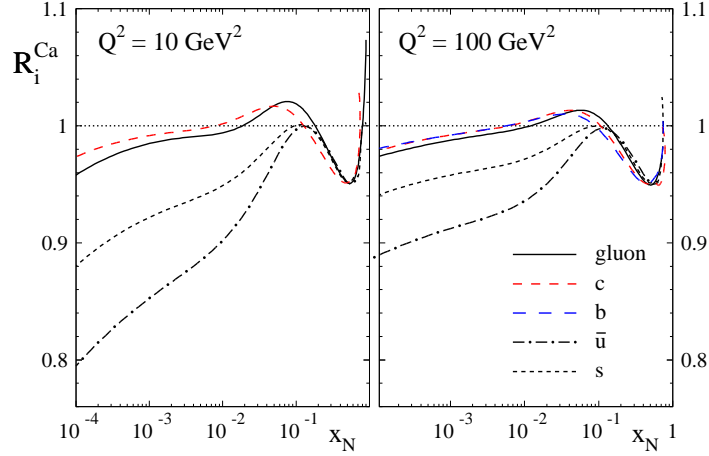


Figura 5.16: Modificaciones nucleares típicas obtenidas para las densidades partónicas de los quarks pesados generadas perturbativamente, comparadas con aquellas del gluón y de los quarks de mar para dos valores de  $Q^2$ . Nótese que en el panel izquierdo  $b = 0$  puesto que  $Q < m_b$  y lo mismo ocurre para  $b^A$ , por lo que  $R_b$  debe ser definido de alguna otra forma. Nosotros elegimos fijar  $R_b = 0$ .

a pequeño  $x$  [146], resultando en distribuciones de gluones más bien inestables y con grandes correcciones; véase la Fig. 57 y la discusión detallada en la Sec. 13 de [15]. Dado que los quarks tienden a crecer más rápido debido a potencias crecientes de  $\ln x$  en la función de *splitting*  $P_{qg}$  a órdenes superiores [146], los gluones compensan esto mediante la disminución a  $x$  y  $Q^2$  pequeños.

Como resultado de esto, la distribución de gluones a NLO en el análisis de MSTW se vuelve tipo valencia a  $Q^2 \simeq 2 \text{ GeV}^2$  y negativa a bajo  $x$  para las escalas menores, como puede inferirse a partir de la Fig. 5.17. A escalas  $Q^2 \gtrsim 2 \text{ GeV}^2$ , la distribución del gluón comienza a exhibir el bien conocido crecimiento rápido a  $x$  pequeño. Gluones negativos como estos no son un problema mientras cualquier sección eficaz física se mantenga positiva. Presumiblemente, la función de estructura DIS  $F_L$  sea la cantidad más sensible a su contribución gluónica. El coeficiente gluónico correspondiente recibe también orden a orden correcciones grandes a  $x$  pequeño, las cuales compensan el decrecimiento de los gluones y estabilizan  $F_L$  más allá de la aproximación a NLO [147, 148]. A pesar de tener gluones negativos a  $x$  pequeño y  $Q^2$  bajo,  $F_L$  se comporta bien para  $Q^2 \gtrsim 2 \text{ GeV}^2$  a NLO y hasta para valores menores de  $Q^2$  a NNLO; véase la Fig. 58 en [15].

Dado que nuestras nPDFs están ligadas a las PDFs de protón libre de MSTW a través de las Ecs. (5.6)-(5.8), nuestra densidad nuclear de gluón a NLO también resulta inevitablemente negativa a  $x_N \lesssim 0,008$  y  $Q^2 \lesssim 2 \text{ GeV}^2$ , como puede verse en el panel inferior de la Fig. 5.17. Puesto que  $R_g^A < 1$  para  $x_N$  pequeño a la escala  $Q_0$ ,

las nPDFs son a penas menos negativas, y hemos comprobado que  $F_L$  es positiva para  $Q^2 \gtrsim 2 \text{ GeV}^2$ . En todo caso, deberá tenerse en cuenta que la región  $x_N \lesssim 0,01$  no está limitada por ningún resultado experimental para las nPDFs. Asimismo, como  $g^p$  y  $g^A$  evolucionan de manera diferente con la escala, el cociente  $R_g$  no está bien definido a menos que ambas densidades gluónicas sean positivas. Para  $Q^2 \lesssim 2 \text{ GeV}^2$  y valores pequeños de  $x_N$ , el cociente  $R_g$  puede presentar divergencias en nuestro ajuste<sup>8</sup>. Debido a estas características el cociente de gluón  $R_g$  puede presentar un ligero crecimiento hacia valores pequeños de  $x$  a  $Q^2$  bajo, el cual desaparece a escalas más altas, como podemos ver en la Fig. 5.15.

En la Fig. 5.17 ilustramos también las incertezas típicas para la PDF de gluón en un protón libre en la región de  $Q^2$  bajo, tal como la estimaron MSTW (banda sombreada). Éstas resultan ser bastante grandes a valores de  $x$  por debajo de algunos  $10^{-4}$ . Para la distribución de gluones en un núcleo éstas son aún mayores debido a las incertezas extra introducidas por  $R_i^A$ . Dado que parametrizamos los factores

---

<sup>8</sup>Es por eso que en la versión pública de nuestro código damos las nPDFs en lugar de los cocientes.

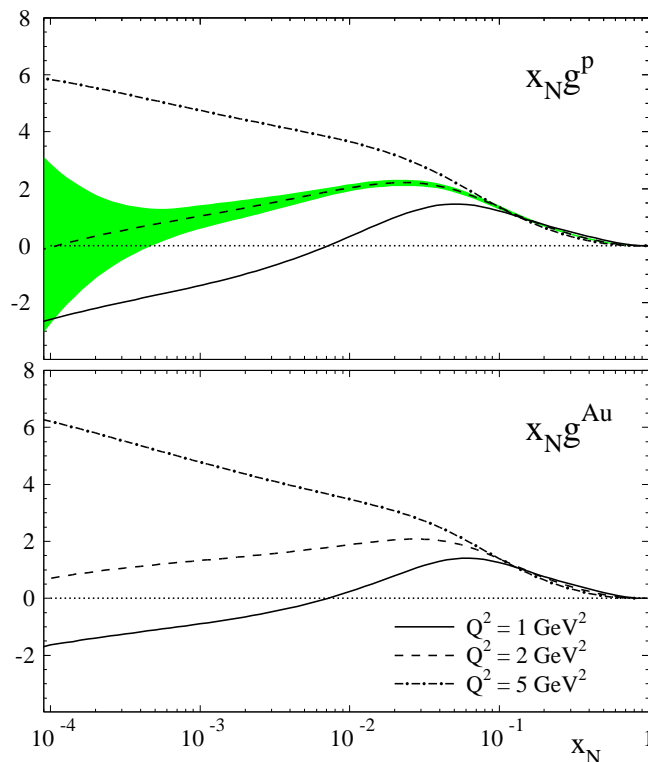


Figura 5.17: Distribución de gluones en un protón libre (MSTW [15]) y ligado (núcleo de oro) a valores pequeños de  $Q^2$ . La banda sombreada ilustra las incertezas al nivel de confianza del 68 % para  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$ , tal como fueron estimadas por MSTW.

de modificación nuclear y estimamos sus incertezas con respecto al mejor ajuste de MSTW, una propagación autoconsistente de las incertezas a las nPDFs no es estrictamente posible; véanse las discusiones en la Sec. 4 de [83]. Para satisfacer las restricciones de conservación de momento y de carga, sería necesario hacer un ajuste simultáneo de PDFs de protón libre y ligado, lo cual no parece realizable en este momento debido a la limitada información experimental con blancos nucleares.

Finalmente, por completitud, miramos más de cerca el comportamiento de la función  $\chi^2$  (Ec. (5.12)) cerca de su mínimo. Como se describió más arriba, es ventajoso trabajar con las direcciones de autovectores de la matriz Hessiana, donde superficies de  $\chi^2$  constante se convierten en hiper-esferas. Los contornos en la Fig. 5.18 ilustran la superposición de cada uno de los  $N_{\text{par}} = 25$  parámetros de ajuste originales  $\{\xi\}$  listados en la Tabla 5.3 con el conjunto de autovectores  $\{z\}$ . El autovector 1 corresponde al autovalor más grande de la matriz Hessiana, esto es, la dirección donde  $\chi^2$  cambia con mayor rapidez, y el 25 se relaciona con el menor autovalor. Se puede ver que varios autovectores tienen correlaciones bastante fuertes con sólo uno o un pequeño grupo de parámetros del ajuste, mientras otros, en particular aquellos que corresponden a autovalores menores, se superponen con más parámetros del ajuste. En conjunto, el resultado no es del todo el caso ideal, con correspondencia uno a uno entre  $\{\xi\}$  y  $\{z\}$ , haciendo así difícil sacar conclusiones. Básicamente refleja la naturaleza complicada de un análisis global con minimizaciones en un espacio multidimensional de parámetros altamente correlacionados, y la cantidad de información experimental todavía insuficiente para determinar diferencias entre quarks de valencia y de mar por un lado y entre quarks de mar y gluones por el otro. La necesidad de parametrizar no sólo la forma de las nPDFs en  $x_N$  sino también su dependencia en  $A$  complica aún más la tarea.

En la Fig. 5.19 investigamos los perfiles de  $\chi^2$  para cada dirección de autovector. Variamos uno de los parámetros  $\{z\}$  por vez, dejando fijos los restantes. Por supuesto dado que, en principio, cada autovector se superpone con todos los parámetros del ajuste (como se ilustra en la Fig. 5.18), a estos últimos se les permite cambiar en este procedimiento. La variación está hecha de tal forma que se produce un dado incremento  $\Delta\chi^2 = T^2$ , y comparamos el comportamiento real (líneas sólidas) para cada dirección de autovector con el comportamiento parabólico (líneas de puntos) *supuesto* en el enfoque Hessiano. Se puede ver a partir de la Fig. 5.18 que la aproximación cuadrática funciona bastante bien para la mayor parte de los autovectores, con unas pocas excepciones, más notablemente el perfil para la dirección correspondiente al segundo autovalor más grande. Aquí  $T > 0$  lleva a cambios más bien pequeños en  $\chi^2$ . De la Fig. 5.18 uno puede inferir que este autovector está sobre todo correlacionado con los parámetros  $\alpha_v$ ,  $a_v$ , y  $\alpha_g$ . La falta de datos a  $x_N$  pequeño puede explicar hasta un cierto punto el perfil distorsionado de  $\chi^2$ . En total, concluimos de este ejercicio que nuestros conjuntos de autovectores  $\{S^\pm\}$  para  $\Delta\chi^2 = 30$  producen estimaciones razonables de las incertezas en la región cinemática restringida por los



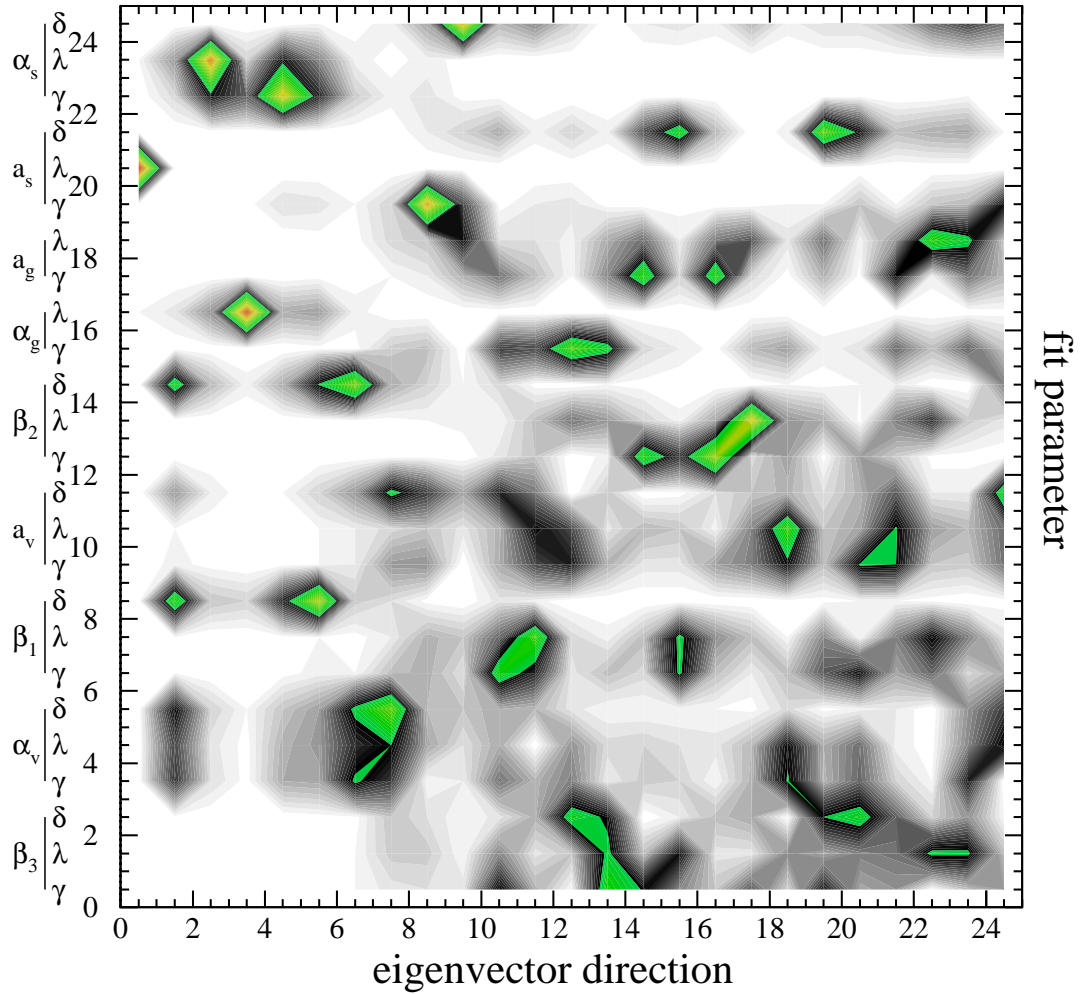


Figura 5.18: Correlaciones entre los parámetros del ajuste listados en la Tabla 5.3 y las direcciones de los autovectores de la matriz Hessiana (véase el texto).

datos, es decir, en  $x_N > 0,01$ , con ciertas advertencias concernientes a la separación de las modificaciones nucleares de sabores y de quarks contra gluones.

## 5.5. Resumen

Hemos llevado a cabo una determinación actualizada de las densidades partónicas en núcleos [149] usando un conjunto extendido de datos para diferentes observables que involucran blancos nucleares y tomando como referencia un conjunto moderno de distribuciones partónicas para protones libres. Las nPDFs resultantes están definidas con precisión NLO en QCD y en un esquema general de masa con número variable de sabores. La determinación de las nPDFs incluye estimaciones de los errores obtenidos

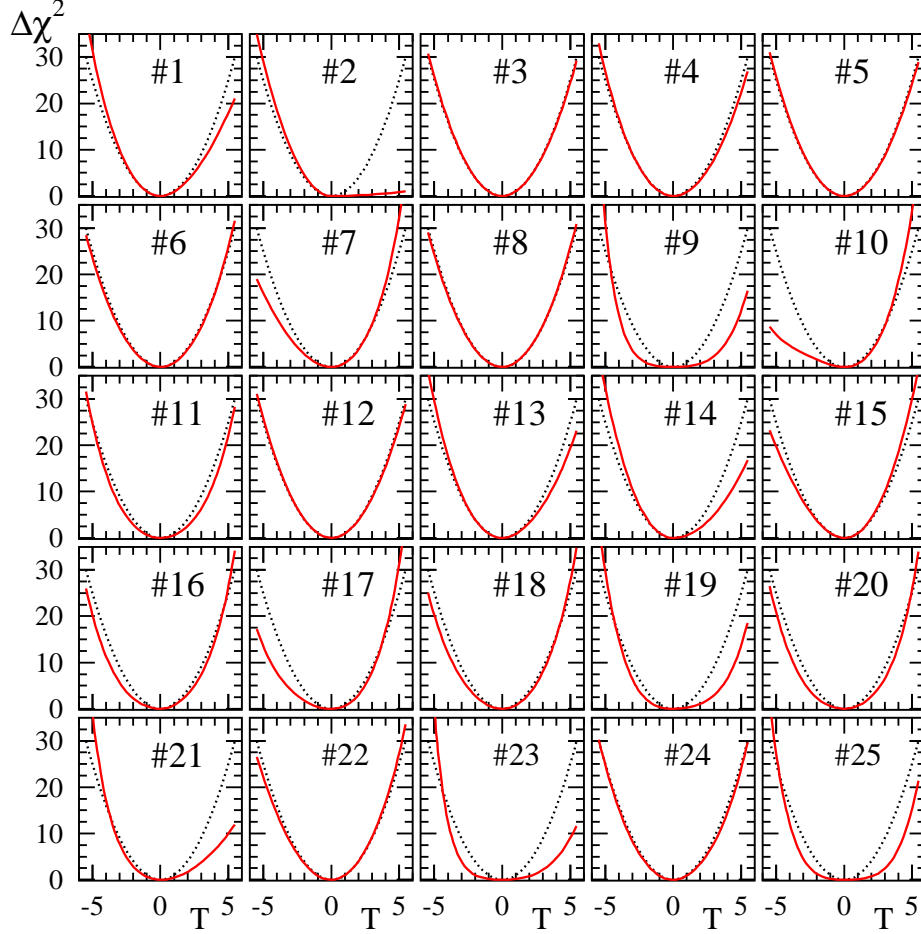


Figura 5.19: Desviaciones (líneas sólidas) del comportamiento parabólico esperado (líneas punteadas) de  $\Delta\chi^2 = T^2$  para cada una de las  $N_{\text{par}} = 25$  direcciones de autovectores  $\{z\}$  de la matriz Hessiana.

dentro del método Hessiano mejorado para  $\Delta\chi^2 = 30$  y una colección alternativa de conjuntos de autovectores de nPDFs que permite propagar estas incertezas, en principio, a cualquier observable deseado que dependa de estas distribuciones.

Nuestros resultados son totalmente consistentes, dentro de las incertezas, con una determinación previa de nPDFs en [1] basada en un conjunto de datos más restringido, exceptuando las modificaciones nucleares de la distribución del quark *strange*, debido sobre todo a los cambios significativos en la densidad de referencia en el protón libre. Las modificaciones nucleares para gluones son más bien moderadas en el rango completo de fracciones de momento, a pesar de incluir nuevos resultados experimentales de colisiones *dAu*. Desviaciones notorias a [1] se encuentran sólo ha-

cia valores pequeños de  $x$  y se deben a extrapolaciones fuera de la región cinemática restringida por los datos. Presentamos también densidades nucleares partónicas para los quarks *charm* y *bottom*, que fueron ignoradas en el análisis de nDS. Están generadas radiativamente, es decir, sin ningún parámetro libre adicional, a partir de las distribuciones de gluones y quarks livianos en un esquema general de masa con número variable de sabores.

En contraste con [88, 91, 110], no encontramos rasgos conflictivos de modificaciones nucleares para datos de corrientes de dispersión inelástica profunda cargadas y neutras. Notamos, sin embargo, que el último conjunto de datos tiene un impacto importante en la forma de las densidades nucleares de mar extraídas, cuyos factores de modificación nuclear aparentan ser significativamente diferentes de aquellos encontrados para los quarks de valencia.

Por contraposición con el ajuste en [83], el cual incluye también algunos de los datos disponibles de producción inclusiva de hadrones en colisiones  $dAu$  en RHIC, tenemos en cuenta además posibles efectos nucleares en el proceso de hadronización, los cuales se sabe son grandes en cocientes de multiplicidades de SIDIS, y evitamos asignar un peso ficticio  $\omega_{dAu}$  en el ajuste a este subconjunto de datos. La densidad nuclear gluónica resultante en la región de  $x$  relevante limitada por los datos de  $dAu$  difiere bastante de aquella obtenida en el análisis de EPS [83]. Comparado con este ajuste caracterizado por un anti-shadowing y un efecto EMC considerablemente mayores que aquellos para quarks, nuestra densidad de gluones exhibe sólo correcciones nucleares moderadas. El uso de funciones de fragmentación de vacío estándares en vez de modificadas por el medio en nuestro análisis global lleva al desmedro marginal de la calidad del ajuste, bien dentro del incremento tolerado en  $\chi^2$ .

Se encuentra que las incertezas en la extracción de las nPDFs son aún grandes, a pesar de la inclusión de conjuntos adicionales de datos, en particular, si lo comparamos con el conocimiento actual de las PDFs para protones libres. Como siempre, las bandas de las incertezas estimadas dependen del criterio de tolerancia elegido, para el cual usamos  $\Delta\chi^2 = 30$ , y sólo son dignas de confianza en la región de fracciones de momento restringida por los datos. Extrapolaciones por debajo de  $x_N \simeq 0,01$  dependen sobre todo de la forma funcional usada en el ajuste y no reflejan las incertezas verdaderas.

# Capítulo 6

## Funciones de fragmentación en medios nucleares: nFFs

En este Capítulo discutimos la estimación de la modificación de estado inicial que usamos en el Capítulo precedente. Como ya hemos dicho, uno de los grandes desafíos de QCD es obtener una comprensión cuantitativa detallada del proceso de hadronización, mecanismo por el cual un quark o un gluón de estado final (excitado en una interacción partónica) se convierte en el hadrón detectado. Como tal, es sensible a la física que tiene lugar a distancias largas y a escalas grandes de tiempo, y las herramientas perturbativas que le han valido a QCD su fama actual, simplemente son insuficientes. Por otro lado, el estudio del proceso de hadronización es un camino a la comprensión del fenómeno de confinamiento y abre una ventana al dominio no perturbativo de QCD.

Los últimos años han visto una mejora significativa en la descripción perturbativa de QCD de los procesos de dispersión con producción de hadrones identificados. Más específicamente, se han realizado determinaciones precisas de las funciones de fragmentación para diferentes especies hadrónicas [74,75,150]. Las FFs parametrizan los detalles no perturbativos del proceso de hadronización y, en virtud del teorema de factorización, se consideran universales, es decir, independientes del proceso en cuestión [151]. Uno de los resultados más interesantes de estos estudios es que el marco teórico estándar de pQCD no sólo reproduce los datos de aniquilación electrón-positrón en hadrones con sorprendente precisión, sino también y con el mismo nivel de precisión otros procesos, como son los casos de dispersión inelástica profunda semi-inclusiva (SIDIS) y la producción de hadrones en colisiones protón-protón [74]. Empleando la enorme cantidad de datos con hadrones identificados en análisis globales de QCD se incrementa la precisión y el rango cinemático que pueden describir las funciones de fragmentación, pero más importante aún, se sustentan los conceptos de factorización y universalidad en el rango cinemático al que pueden acceder los experimentos. Dichos conceptos constituyen los pilares de la exitosa descripción que se obtiene en pQCD para los procesos de dispersión *hard*.

Como también mencionamos en el Capítulo 4, desde hace más de treinta años se sabe que los resultados de procesos de producción hadrónica que tienen lugar en un medio nuclear difieren de manera significativa de los resultados de experimentos similares que involucran sólo blancos de núcleos livianos o de protones [152–154]. Recientemente el experimento HERMES [5] publicó distribuciones cinemáticas detalladas, en bins de  $\nu$ ,  $z$  y  $Q^2$ , para los cocientes de producción de hadrones identificados ( $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  y  $\bar{p}$ ) en procesos SIDIS sobre distintos núcleos. El origen de las diferencias inducidas por el medio nuclear que se pueden apreciar ha sido atribuido a una gran variedad de mecanismos, además de las bien conocidas modificaciones nucleares de las densidades partónicas. Las propuestas varían desde posibles interacciones entre el medio nuclear y los pre-partones antes de que la hadronización tenga lugar, tal como se implementa a través de modelos inspirados en pQCD, hasta interacciones entre el medio y los hadrones de estado final, las cuales suelen ser formuladas en el lenguaje de la física nuclear y hadrónica; para un compendio actualizado véase [155, 156]. La mayor parte de estos modelos reproduce algunas características de los datos con diverso grado de éxito, a pesar de los enfoques e ingredientes tan distintos, a veces casi ortogonales.

Hemos visto en los Capítulos 4 y 5 que la influencia del medio nuclear sobre las distribuciones partónicas iniciales puede factorizarse en forma efectiva en un conjunto de funciones de nPDFs cuya evolución con la escala de energía sigue las ecuaciones estándares, y las secciones eficaces de dispersión *hard* pueden emplearse en los cálculos. Dentro de la precisión de los datos disponibles este enfoque constituye una excelente aproximación en pQCD a NLO y permite continuar estudiando los rasgos claves de la factorización y de la universalidad en medios nucleares [1, 83, 87]. Desde el punto de vista de QCD, las nPDFs llevan toda la información no perturbativa relacionada con el núcleo testeado, de la misma forma en que las densidades estándares de partones parametrizan nuestro conocimiento del nucleón.

Resulta por lo tanto natural preguntarnos si el concepto de factorización puede extenderse a efectos nucleares de estado final, y explorar cuán bien una aproximación tal funcionaría en la práctica o, alternativamente, determinar dónde y por qué se rompe. Sin embargo, desde un punto de vista teórico, la respuesta a si hablar de funciones de fragmentación modificadas por el medio (nFFs) es un concepto viable, no resulta obvia. Por un lado, las interacciones con el medio nuclear podrían arruinar los requisitos de los teoremas de factorización y, por ejemplo, inducir efectos dependientes de la escala, distintos de los esperados en el marco teórico estándar de DGLAP, como se discute en distintas propuestas [157–160]. Por otro lado, las estimaciones actuales disponibles de efectos de ruptura de factorización [157–160] presentan una fuerte dependencia con cada modelo y están basadas en cálculos a LO.

Suponiendo que la factorización sigue siendo válida, las funciones de fragmentación modificadas por el medio deberían contener (factorizar) todos los detalles no

perturbativos relevantes al cálculo de procesos *hard* con hadrones identificados y serían intercambiables de un proceso al otro, es decir, universales. Aparte de esto, tal marco teórico está bien definido, tiene poder predictivo, y puede extenderse de manera sistemática más allá de la aproximación LO. Ha sido demostrado que la inclusión de correcciones de QCD de órdenes superiores y la posibilidad de emplear diferentes observables en forma simultánea en un análisis global son cruciales para una extracción exitosa de funciones de fragmentación de vacío (FFs) [73]. Todos estos aspectos también pueden ser puestos a prueba explícitamente en un medio nuclear, usando una cantidad creciente de datos provenientes de experimentos que han realizado mediciones muy precisas de producción inclusiva de hadrones con blancos nucleares. Estos comprenden mediciones semi-inclusivas de multiplicidades de hadrones hechas por HERMES [5], así como experimentos en colisiones deuterio-oro  $dAu$  en BNL-RHIC [6–8, 161]. Ambos procesos muestran claras señales de una dependencia nuclear no trivial en el mecanismo de hadronización. En el presente Capítulo presentamos la primera y *única* extracción de funciones de fragmentación modificadas por el medio. Los resultados que obtuvimos se encuentran publicados en [121].

## 6.1. Marco teórico

Suponiendo que la factorización colineal *hard* para procesos inclusivos en los que se produce una partícula es válida también en el caso de colisiones que involucran núcleos, se pueden definir funciones de fragmentación  $D_{i/A}^H(z)$  específicas para medios nucleares, caracterizados por su número atómico  $A$ . De la misma forma que para las FFs estándares, las  $D_{i/A}^H(z)$  modificadas por el medio describen la hadronización de un partón  $i$  en un hadrón  $H$ , pero ahora en el entorno de un núcleo  $A$ . Debido a intercambios *soft* inducidos por el medio en el estado final, los cuales ocurren luego del proceso de dispersión partónica *hard*, el contenido no perturbativo de  $D_{i/A}^H(z)$  puede diferir significativamente del conocido para las funciones de fragmentación en el vacío,  $D_i^H(z)$ . Como hemos visto en el Capítulo 4 un razonamiento similar se sigue con gran éxito fenomenológico en análisis de nPDFs que dan cuenta de efectos inducidos por el medio sobre el estado inicial [1, 83, 87]. Para evitar problemas a  $z$  pequeño, seguiremos [73] y nos limitaremos a imponer el corte  $z > z_{\min} = 0,05$  (0,1) sobre todos los datos con piones (kaones) identificados que empleamos en nuestro análisis de las funciones de fragmentación dependientes del medio.

Siempre que las FFs y las nFFs posean las mismas propiedades de factorización y ecuaciones de evolución con la escala, supuestos cruciales que adoptamos y esudriñamos en este trabajo, podemos emplear exactamente las mismas expresiones teóricas en cálculos de resultados de hadrones detectados para procesos que involucran nucleones libres o ligados a un núcleo, mediante el procedimiento de reemplazar

sólo las PDFs y las FFs por las correspondientes nPDFs y nFFs en el último caso. Para un análisis global de las nFFs, es decir, la determinación precisa de las modificaciones inducidas por el medio sobre las FFs basada en los datos experimentales disponibles en la actualidad, procedemos de forma análoga a lo que se hace en el caso de las FFs (véase el Capítulo 3). El marco riguroso de pQCD y factorización no requiere que se haga ninguna hipótesis específica sobre la magnitud ni el signo de las modificaciones nucleares de manera previa al ajuste, y los resultados quedan por entero determinados por los datos. Efectos nucleares sobre las densidades partónicas ya conocidos como por ejemplo los que se observan en DIS sobre núcleos [129–132], se encuentran descritos en una buena aproximación por diversos conjuntos recientes de nPDFs. Los mismos nos permitirán poner a prueba cuán buena es la aproximación de que la factorización es válida a los efectos prácticos, y pueden ser comparados con las diferentes ideas y mecanismos propuestos en la literatura para describir modificaciones nucleares sobre las FFs de quarks y gluones [155, 156]. Para ver las expresiones detalladas de las secciones eficaces relevantes y una descripción del procedimiento de ajuste numérico, véanse los Capítulos 2 y 3, respectivamente.

En lugar de ajustar desde el comienzo las nFFs, lo cual requeriría tantos parámetros como las FFs estándares (también llamadas de *vacío*) y algunos más para representar la dependencia nuclear con  $A$ , elegimos relacionar las  $D_{i/A}^H$  a las  $D_i^H$  estándares a una escala inicial dada  $Q_0 = 1 \text{ GeV}$  mediante un enfoque convolucional<sup>1</sup>:

$$D_{i/A}^H(z, Q_0^2) = \int_z^1 \frac{dy}{y} W_i^H(y, A, Q_0^2) D_i^H\left(\frac{z}{y}, Q_0^2\right). \quad (6.1)$$

La función de peso  $W_i^H(y, A, Q_0^2)$  parametriza todas las modificaciones nucleares y, al mismo tiempo, retiene la información ya conocida sobre las FFs de vacío para  $A = 1$ . Aquí empleamos como referencia el conjunto NLO de DSS [73], que provee una descripción global de los resultados hadrónicos en procesos  $e^+e^-$ ,  $ep$ , y  $pp$ . Evitamos realizar nuestro análisis a LO dado que, en el mejor de los casos, no podemos dar más que una burda descripción cualitativa. Las FFs a LO en [73] resultan en una descripción poco favorable de los datos. Siempre y cuando la forma funcional de  $W_i^H(y, A, Q_0^2)$  sea lo suficientemente flexible, uno puede acomodar los detalles efectivos de cada medición individual, y las nFFs pueden ser extraídas en la forma más precisa posible a partir de los datos experimentales. Nótese que  $W_i^H$  depende de  $Q_0$  sólo en forma implícita, a través de los valores obtenidos para los parámetros ajustados que describen la forma de las funciones. La dependencia con la escala de las nFFs en la Ec. (6.1) está dictada por la factorización y determinada por las mismas ecuaciones de evolución estándares para las FFs de vacío discutidas en el Capítulo 3. Aunque en principio las funciones de peso heredan las restricciones de

---

<sup>1</sup>En vistas del éxito alcanzado por nDS al implementar este método para las nPDFs.

las reglas de suma que deben obedecer las funciones de fragmentación, la necesidad de imponer el corte  $z > z_{\text{mín}}$  les impiden ser restricciones viables en análisis globales.

El impacto de la función de peso  $W_i^H(y, A, Q_0^2)$  en Ec. (6.1) sobre las nFFs resultantes puede entenderse fácilmente. Una simple función delta de Dirac  $\delta(1-y)$  como peso implicaría la ausencia de efectos inducidos por el medio sobre el proceso de hadronización, mientras que una variación en su argumento, por ejemplo,  $\delta(1-\epsilon-y)$ , lleva a una variación de la fracción de momento  $z$  como sugieren muchos escenarios de *energy loss* partónica [155, 156]. Una función de peso más flexible sería

$$W_i^H(y, A, Q_0^2) = n_i y^{\alpha_i} (1-y)^{\beta_i}, \quad (6.2)$$

la cual puede emplearse para parametrizar efectos no necesariamente relacionados con mecanismos partónicos, como la atenuación o la intensificación de hadrones o pre-hadrones, con una gran economía de parámetros. Como mostraremos más adelante, la dependencia en  $A$  de la función de peso  $W_i^H$  puede incluirse con facilidad en sus coeficientes, por ejemplo,  $n_i$ ,  $\alpha_i$ , y  $\beta_i$  en (6.2), tomándolos como funciones suaves de una propiedad nuclear como el volumen, el radio o la densidad media, cantidades todas dependientes de  $A$ .

Notemos que las integrales convolucionales como la de la Ec. (6.1) son el lenguaje más natural para la dinámica partónica a LO y órdenes superiores, apareciendo ubicuamente en ecuaciones de evolución, secciones eficaces, etc. Pueden manejarse de manera mucho más directa en el espacio de momentos de Mellin, el cual también es el más adecuado para un análisis global eficiente de QCD [114, 115, 118]. Se ha demostrado que el enfoque convolucional es efectivo y exitoso desde el punto de vista fenomenológico en la extracción de efectos nucleares de estado inicial para PDFs a NLO en [1]. Para ser consistentes, utilizamos este conjuntos de nPDFs en todos los cálculos de secciones eficaces relevantes para nuestro análisis global de nFFs<sup>2</sup>.

## 6.2. Datos sensibles a las nFFs

Los rasgos principales de las FFs se determinan en general a partir de datos muy precisos de aniquilación  $e^+e^-$ , medidos principalmente por los experimentos del LEP en el CERN. La falta de este tipo de información para nFFs es evidente y complica de manera significativa su análisis. Todas las pruebas disponibles requieren una deconvolución cuidadosa de las nFFs respecto de efectos del medio nuclear relacionados con las nPDFs, lo cual puede hacerse de manera consistente en un análisis global de QCD basado en factorización.

---

<sup>2</sup>En rigor la extracción de nFFs fue anterior a la determinación de las nPDFs DSSZ que describimos en el Capítulo 5. De todas formas vimos que a pesar de las diferencias entre ambos análisis nDS y DSSZ arrojan resultados semejantes.



Una de las evidencias más interesantes de los efectos inducidos por el medio en el proceso de hadronización proviene de la dispersión inelástica profunda semi-inclusiva contra blancos nucleares. Tal tipo de mediciones ha sido llevado a cabo desde fines de los años 70 por diferentes colaboraciones [152–154] y en años recientes ha alcanzado un nivel de precisión y sofisticación que permite realizar un análisis cuantitativo detallado. En particular, la colaboración HERMES ha efectuado una serie de mediciones en blancos de deuterio, helio, neón (Ne), kriptón (Kr) y xenón (Xe), identificando en el estado final piones cargados y neutros, kaones, protones y anti-protones [5]. Los datos fueron presentados como distribuciones en las variables cinemáticas relevantes, tal como la fracción de momento del hadrón  $z$  y la virtualidad de fotón, las cuales se emplean para caracterizar las funciones de fragmentación así como la energía del fotón virtual  $\nu$ , que puede ser relacionada con la fracción de momento del nucleón  $x$  que lleva el partón de estado inicial (véase la Ec. (2.3)). Además, recientemente se han presentado estudios experimentales muy precisos en términos de  $p_T^2$ , el cuadrado del momento transversal del hadrón observado. A pesar de que se encuentra disponible el marco teórico completo a NLO para la dependencia en  $p_T$  de los resultados hadrónicos en procesos SIDIS [162–164], elegimos trabajar de momento sólo con resultados integrados en  $p_T$ . La dependencia de los datos con esta variable es bastante pequeña, y los valores de  $p_T$  accesibles por el momento se encuentran en el límite del tratamiento perturbativo. La dependencia cinemática detallada de los datos de HERMES [5], combinada con la información para diferentes hadrones de estado inicial y distintos núcleos blanco, impone fuertes restricciones sobre las funciones de fragmentación efectivas (modificadas por el medio) que queremos determinar.

Con el objeto de minimizar los efectos inducidos por el medio sobre el estado inicial, los cuales en el enfoque factorizado deberían estar contenidos en las nPDFs, las colaboraciones experimentales presentan los datos como cocientes entre las multiplicidades hadrónicas para núcleos pesados  $A$  y deuterio  $d$ ,

$$R_A^H(\nu, Q^2, z, p_T^2) = \frac{\left(\frac{N^H(\nu, Q^2, z, p_T^2)}{N^e(\nu, Q^2)}\right)_A}{\left(\frac{N^H(\nu, Q^2, z, p_T^2)}{N^e(\nu, Q^2)}\right)_d}, \quad (6.3)$$

donde  $N^H(\nu, Q^2, z, p_T^2)$  denota el número de hadrones de tipo  $H$  producidos en SIDIS, y  $N^e(\nu, Q^2)$  es el número de leptones inclusivos en DIS. La cancelación de efectos nucleares de estado inicial sería exacta en el marco teórico a LO que empleamos, si las modificaciones inducidas por el medio a las PDFs pudieran ser representadas por un único factor multiplicativo indistinto del sabor partónico. Aunque se sabe que las diferentes especies partónicas requieren modificaciones distintas no triviales [1], estas diferencias se diluyen a NLO. Como mostraremos más adelante, se cancelan casi exactamente cuando tomamos el cociente de la Ec. (6.3).

La segunda evidencia crucial sobre efectos inducidos por el medio en el proceso de hadronización proviene de resultados de producción inclusiva de un hadrón (identificado), obtenidos en colisiones  $dAu$  a *rapidity* media por los experimentos de RHIC en BNL [6–8, 161]. Estas mediciones son consideradas generalmente como *experimentos de control*, asociados al programa de colisiones de haces de iones pesados en RHIC con el objetivo de explorar las propiedades de la materia nuclear bajo condiciones extremas. Sin embargo, en vista de la clara evidencia de fuertes efectos inducidos por el medio en el proceso de fragmentación que se deduce de los datos de SIDIS [5], los datos de  $dAu$  [6–8, 161] adquieren asimismo relevancia particular en nuestro análisis.

Los efectos nucleares en la producción de hadrones en colisiones nucleares suelen ser cuantificados a través de la comparación con el correspondiente espectro  $pp$ , escaleado por la superposición nuclear promedio o función de geometría  $N_{coll}$ . El así definido factor de modificación nuclear [6–8, 161]

$$R_{dAu}^H \equiv \frac{1}{N_{coll}} \frac{E d^3\sigma^H/dp^3|_{dAu}}{E d^3\sigma^H/dp^3|_{pp}}, \quad (6.4)$$

refleja no sólo los efectos inducidos por el medio sobre el proceso de fragmentación, sino también aquél sobre las PDFs e incluye posibles desviaciones debidas a consideraciones de isospin.  $N_{coll}$  cuenta el número de colisiones inelásticas nucleón-nucleón (binarias) subyacente, y depende de cálculos basados en el modelo de Glauber [6–8, 161]. Los resultados experimentales para los factores de modificación nuclear y secciones eficaces invariantes se dividen en distintas clases de *centrality* (relacionada con el parámetro de impacto) o se presentan combinadas en la muestra de sesgo mínimo.

Sorprendentemente, en lugar de verse una atenuación pronunciada de los hadrones como se observa en los datos nucleares de SIDIS [5], esto es,  $R_A^H < 1$ , los factores de modificación nuclear en colisiones  $dAu$  muestran un curioso patrón de intensificación y supresión, dependiente de  $p_T$  [6–8, 161]. La interpretación de estos resultados es complicada, debido a la gran cantidad de subprocesos partónicos que contribuyen con la fragmentación de un quark o un gluón en el hadrón  $H$  observado. Su contribución individual al resultado hadrónico presenta una fuerte correlación con  $p_T$ , como mostraremos más adelante.

En lugar de usar las secciones eficaces invariantes, cuyas estimaciones teóricas adolecen de una fuerte dependencia en la elección de la escala de factorización  $\mu_f$  [112, 113, 165], llevamos a cabo el ajuste global en términos del cociente entre la sección eficaz de sesgo mínimo en  $dAu$  respecto del resultado hadrónico invariante correspondiente en colisiones  $pp$ ,

$$R_{\sigma}^H(A, p_T) \equiv \frac{1}{2A} \frac{E d^3\sigma^H/dp^3|_{dAu}}{E d^3\sigma^H/dp^3|_{pp}}, \quad (6.5)$$

normalizado por el número de nucleones participantes. La ventaja de  $R_{\sigma}^H$  es que tanto el numerador como el denominador pueden calcularse de manera consistente en pQCD con precisión NLO usando conjuntos actuales de PDFs [41], nPDFs [1], y FFs [73]. Además, la dependencia con  $\mu_f$  y los errores de normalización asociados con la falta de precisión de las determinaciones de las PDFs y FFs, tienden a cancelarse en el cociente de la Ec. (6.5). Por otro lado, al compararlo con el factor de modificación nuclear  $R_{dAu}^H$ , el cociente  $R_{\sigma}^H$  es menos sensible a estimaciones basadas en cálculos dependientes de modelos. Vale la pena notar que el conjunto de FFs de DSS [73] fue obtenido de un ajuste global que incluyó los mismos datos de colisiones  $pp$  que utilizamos para definir los cocientes en la Ec. (6.5).

La manera convolucionada en la cual se codifica la información sobre la fragmentación de quarks y gluones en datos de producción de hadrones en  $dAu$  no constituye un obstáculo al enfoque factorizado, dado que podemos calcular en forma explícita las secciones eficaces relevantes en términos de nPDFs y nFFs, tal como hacemos para SIDIS. En nuestro análisis global, ambos conjuntos de datos son tratados simultáneamente con precisión NLO, y extraeremos el conjunto óptimo de nFFs de quarks y gluones. De esta manera podremos testear si la atenuación hadrónica que se encontró en SIDIS con blancos nucleares puede reconciliarse con el complejo patrón de intensificación y supresión observado en colisiones  $dAu$ .

El hecho de que SIDIS está dominado por la fragmentación de quarks sugiere que las nFFs de quarks presentarán supresión. De la misma forma, a partir de la conocida predominancia de los gluones en colisiones  $pp$  en RHIC en la región relevante de  $p_T$  bajo a medio [112, 113, 165], uno espera que el efecto principal inducido sobre los mismos por el medio sea una intensificación.

Las nFFs que obtuvimos se aplican a la producción de hadrones en procesos donde un núcleo colisiona con un leptón, un nucleón, o un núcleo muy liviano como deuterio. Para colisiones entre dos núcleos pesados las propiedades distintivas de la materia creada (caliente y densa) pueden presumiblemente enfatizar efectos muy distintos en la hadronización, los cuales tal vez hasta rompan la factorización. Esto se encuentra más allá del alcance de este primer análisis de nFFs y requiere estudios más detallados.

Además de nuestro objetivo principal, el cual es poner a prueba las propiedades de factorización de la nFFs en un marco teórico consistente, también queremos restringirlas con la mayor precisión posible, a partir de los diferentes conjuntos de datos disponibles en la actualidad. Esto permitirá comparar nuestros resultados para las nFFs con las diferentes estimaciones basadas en modelos y mecanismos

propuestos para modelar la hadronización en un medio nuclear [155,156]. El presente trabajo sirve, junto con el análisis de las FFs de vacío [73], como una base para los estudios de procesos con detección de hadrones en colisiones de iones pesados que se llevan a cabo en BNL-RHIC y que empezaron a realizarse recientemente en CERN-LHC. Estos proyectos tienen como objetivo estudiar las propiedades de la materia QCD caliente y densa, y requieren el conocimiento preciso de la hadronización tanto bajo condiciones normales como bajo condiciones extremas [166].

En la siguiente Sección describimos los detalles de nuestro análisis global de las nFFs, presentamos la dependencia en  $z$  y  $A$  que obtuvimos para las nFFs de quark y gluones en piones y kaones, y mostramos que las simples expectativas mencionadas más arriba son cualitativamente correctas.

### 6.3. Determinación de las funciones de peso

A fin de dar una primera idea de los rasgos principales de los efectos inducidos por el medio en el proceso de hadronización sugeridos por los datos de SIDIS [5] y  $dAu$  [6–8,161], comenzamos con una propuesta extremadamente simple para la forma funcional de las funciones de peso  $W_i^H(y, A, Q_0^2)$  en la Ec. (6.1). Esto servirá además para ilustrar el uso y la conveniencia del enfoque convolucional esbozado en la Sec. 6.1.

Como hemos mencionado en la Sec. 6.2, los datos de SIDIS de HERMES muestran una atenuación de los hadrones dependiente de  $z$   $R_A^H < 1$ , que se hace más pronunciada a medida que aumenta  $A$  [5]. Dado que  $R_A^H$  no depende de manera significativa de las cargas de los distintos piones,  $H = \{\pi^-, \pi^0, \pi^+\}$ , es natural suponer el mismo efecto del medio en la probabilidad de fragmentación tanto de quarks como de antiquarks. La reducción observada puede ser implementada en forma económica por una función de peso

$$W_q^\pi(y, A, Q_0^2) = n_q \delta(1 - y) + \epsilon_q \delta(1 - \epsilon_q - y), \quad (6.6)$$

que depende sólo de dos parámetros libres  $n_q$  y  $\epsilon_q$ . Los cambios inducidos en las funciones de fragmentación de los quarks por un peso tal son directamente interpretados como la superposición de dos mecanismos. El primer término en la Ec. (6.6) conduce a una reducción general independiente de  $z$  de las nFFs respecto de las FFs de vacío, con  $n_q$  empezando en 1 y decreciendo a partir de allí con el tamaño nuclear  $A$ . El segundo término en la Ec. (6.6) se encarga de cualquier dependencia no trivial de  $R^H$  en  $z$  de la manera más sencilla, mediante el corrimiento del valor efectivo de  $z$  testado en el medio nuclear, en una cantidad pequeña  $\epsilon_q$ , que arranca de 0 y crece con  $A$ . Tal corrimiento está también sugerido por modelos basados en pérdida de energía (*energy loss*) de los partones al atravesar el medio nuclear.

Uno podría probar con una función de peso similar para los gluones; sin embargo, resultados de piones a  $p_T$  bajo en colisiones  $dAu$  [6–8, 161], donde se sabe que los gluones dominan en procesos  $pp$  [112, 113, 165], sugieren que el efecto principal debería ser una intensificación efectiva de la probabilidad de fragmentación en vez de una reducción. Por lo tanto, es muy probable que  $n_g$  sea distinto de  $n_q$ . A diferencia de SIDIS, los datos de  $dAu$  proveen información sobre la dependencia en  $z$  sólo a través de la convolución, esto es, integrando sobre un cierto rango de  $z$ . Debido a esto, y como una primera aproximación, tomamos  $\epsilon_g = \epsilon_q$ . Al levantar esta restricción no encontramos ni una mejora relevante en la calidad del ajuste ni cambios significativos en la forma de la nFF de gluón obtenida.

La dependencia nuclear con  $A$  de los coeficientes  $n_{q,g}$  y  $\epsilon_{q,g}$  que parametrizan las funciones de peso simplificadas  $W_{q,g}^\pi$  en la Ec. (6.6) puede ser implementada fácilmente a través de un simple ansatz:

$$\begin{aligned} n_q &= 1 + \gamma_{n_q} A^{2/3}, \\ n_g &= 1 + \gamma_{n_g} A^{2/3}, \\ \epsilon_q &= \epsilon_g = \gamma_\epsilon A^{2/3}. \end{aligned} \tag{6.7}$$

Una dependencia tal en  $A$  podría estar motivada por la forma en que el volumen de un disco con radio nuclear  $r_A \simeq r_0 A^{1/3}$ , escala con  $A$ . Esto resulta en sólo tres parámetros libres en total,  $\{\gamma_{n_q}, \gamma_{n_g}, \gamma_\epsilon\}$ , a ser determinados por el ajuste global.

Como demostraremos en detalle más adelante, esta parametrización tan sencilla (llamada en lo que sigue  $nFF^*$ ) reproduce en una buena aproximación la normalización y el comportamiento general de los resultados de piones en SIDIS con núcleos y en colisiones  $dAu$ . Por completitud, presentamos en la Tabla 6.1 los coeficientes que obtuvimos al parametrizar las funciones de peso simplificadas.

A	$n_q$	$\epsilon_q = \epsilon_g$	$n_g$
He	0.966	0.001	1.015
Ne	0.902	0.002	1.044
Kr	0.745	0.006	1.115
Xe	0.657	0.008	1.155
Au	0.550	0.010	1.203
$\gamma_{n_q} = -0,0133 \quad \gamma_\epsilon = 0,003 \quad \gamma_{n_g} = 0,006$			

Tabla 6.1: Coeficientes de la parametrización de las funciones de peso simplificadas  $W_{q,g}^\pi$  en la Ec. (6.6) a la escala inicial  $Q_0 = 1$  GeV para distintos núcleos  $A$ . Los tres parámetros ajustados en la Ec. (6.7) se muestran en la última línea.

Sin embargo, la propuesta de las Ecs. (6.6) y (6.7) no es lo suficientemente flexible para describir de manera satisfactoria rasgos más detallados de los datos, como por ejemplo la dependencia en  $x$  de  $R_A^\pi$  en SIDIS o la dependencia en  $p_T$  de los datos de  $dAu$  sobre todo el rango medido. Esto también se ve reflejado en el  $\chi^2$  total (el cual definiremos más abajo) por grado de libertad (*degree of freedom* o d.o.f.) para tal ajuste, el cual es cercano a 2.

Estas falencias sugieren que debemos implementar funciones de peso mucho más flexibles para explotar en su totalidad el poder restrictivo de los datos. En principio, estas funciones de peso  $W_i^H$  podrían representar mecanismos subyacentes cuyas consecuencias van más allá de cambios globales en la normalización y corrimientos en la fracción de momento  $z$ , pero todavía preservan la factorización. En particular, adoptamos para nuestro análisis global de piones y kaones los siguientes pesos en la Ec. (6.1),

$$\begin{aligned} W_q^H(y, A, Q_0^2) &= n_q y^{\alpha_q} (1-y)^{\beta_q} + n'_q \delta(1 - \epsilon_q - y), \\ W_g^H(y, A, Q_0^2) &= n_g y^{\alpha_g} (1-y)^{\beta_g} + n'_g \delta(1 - \epsilon_g - y), \end{aligned} \tag{6.8}$$

discriminando entre quarks y gluones. Con los datos disponibles en la actualidad, no se encuentra ningún cambio significativo si se introduce una función de peso adicional para antiquarks distinta de la empleada para quarks. Además, la sensibilidad de los datos con la dependencia precisa en  $z$  de la fragmentación de gluón modificada por el medio no es suficiente como para permitir corrimientos independientes  $\epsilon_q$  y  $\epsilon_g$  para quarks y gluones respectivamente. Como en nuestra propuesta simplificada de la Ec. (6.6), fijamos  $\epsilon_q = \epsilon_g$  sin perturbar la calidad o los resultados del ajuste, pero permitimos que  $n'_q \neq n'_g$ . Las parametrizaciones de las funciones de peso en la Ec. (6.8) pueden verse como una extensión natural de la Ec. (6.6), donde el primer término puede ahora tener una dependencia flexible en  $z$ , y los coeficientes libres  $n'_i$  agregan flexibilidad extra al segundo término, el de pérdida de energía.

De nuevo, la dependencia nuclear de los coeficientes en (6.8) puede implementarse como una función suave en  $A$ ,

$$\xi = \lambda_\xi + \gamma_\xi A^{\delta_\xi}, \tag{6.9}$$

donde  $\xi = \{n_{q,g}, \alpha_{q,g}, \beta_{q,g}, n'_{q,g}, \epsilon_{q,g}\}$ , y las  $\lambda_\xi$ ,  $\gamma_\xi$ , y  $\delta_\xi$  deben ser determinadas por el ajuste. Permitir una dependencia en  $A$  carente de restricciones para (6.9) requeriría demasiados parámetros, los cuales a su vez estarían pobremente determinados por los datos. Imponemos algo más de restricción al requerir que los efectos nucleares se anulen a medida que  $A \rightarrow 1$ , y que las nFFs pasen a ser las bien conocidas

FFs de vacío. Dado que no está aún claro que tal transición sea suave para  $A \lesssim 4$ , no imponemos la restricción adicional de que  $W_{q,g}^H$  se aproxime a una función delta  $\delta(1 - y)$  cuando  $A \rightarrow 1$ . A pesar de esto, en la mayor parte de los casos  $\lambda_\xi$  puede ser elegida como 0 o 1 sin arruinar la calidad del ajuste global, y los valores correspondientes de  $\gamma_\xi$  permanecen muy cerca de 0, como exige un límite suave si  $A \rightarrow 1$ . Además algunos coeficientes muestran una clara preferencia por depender del tamaño nuclear de forma cercana a  $A^{2/3}$ . La suposición de este simple comportamiento geométrico con un exponente común  $\delta_\xi$  para todos los coeficientes en la Ec. (6.9) no cambia la calidad del ajuste. Esto nos deja con un total de 14 parámetros libres a determinar.

## 6.4. Análisis de las nFFs a piones a NLO

Los parámetros libres en las Ecs. (6.8) y (6.9), así como aquellos del ajuste simplificado presentado en la sección previa, fueron determinados por una minimización estándar de  $\chi^2$  para  $N$  datos experimentales, donde

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(T_i - E_i)^2}{\delta E_i^2}. \quad (6.10)$$

Tal y como hicimos en el caso de la extracción de nPDFs incluimos en la definición de  $\chi^2$  el valor medido de un dado observable  $E_i$ , su error asociado  $\delta E_i$ , y la correspondiente estimación teórica para un dado conjunto de parámetros  $T_i$ . De la misma manera que para nuestras nPDFs (véase el Capítulo 5), no incluimos factores de peso que discriminen los conjuntos de datos. Para determinar los parámetros correspondientes al ajuste óptimo utilizamos el programa MINUIT [127] y minimizamos nuestro  $\chi^2$  en forma iterativa. Como es usual, sumamos los errores estadísticos y sistemáticos en cuadratura en  $\delta E_i$ . Dado que este es el primer intento de extracción de las nFFs a partir de un análisis global en QCD, evitamos realizar un tratamiento más sofisticado de las incertezas experimentales. En todo caso, la información completa sobre matrices de correlación no se encuentra disponible para la mayor parte de los conjuntos de datos que analizaremos aquí. Los resultados de un ajuste basado en el ansatz para las funciones de peso  $W_{q,g}^\pi$  presentadas en las Ecs. (6.8) y (6.9) se encuentran resumidos en las Tablas 6.2 y 6.3.

En la Tabla 6.2 volcamos los valores de los coeficientes que parametrizan las funciones de peso  $W_{q,g}^\pi$  de la Ec. (6.8) para distintos núcleos y los parámetros ajustados  $\lambda_\xi$ ,  $\gamma_\xi$ , y  $\delta_\xi$  de la Ec. (6.9). La Tabla 6.3 muestra las contribuciones parciales al  $\chi^2$  para cada conjunto de datos incluido en el ajuste.

Obtuvimos un total de  $\chi^2 = 396,0$  para 381 puntos experimentales incluidos en el análisis con 14 parámetros libres, resultando en un excelente  $\chi^2/d.o.f = 1,08$ . Re-

A	$n'_q$	$\epsilon_q = \epsilon_g$	$n_q$	$\alpha_q$	$\beta_q$	$n'_g$	$n_g$	$\alpha_g$	$\beta_g$
He	0.949	0.002	0.024	24.18	26.80	1.042	-0.131	19.50	46.24
Ne	0.863	0.006	0.065	23.54	26.13	1.114	-0.351	19.21	41.78
Kr	0.668	0.015	0.157	22.10	24.62	1.276	-0.849	18.56	31.72
Xe	0.564	0.020	0.206	21.33	23.81	1.362	-1.115	18.21	26.33
Au	0.439	0.026	0.265	20.41	22.85	1.466	-1.433	17.79	19.90
$\lambda_\xi$	1	0	0	24.56	27.20	1	0	19.67	48.88
$\gamma_\xi$	-0.022	0.001	0.010	-0.161	-0.169	0.018	-0.056	-0.073	-1.126
$\delta_\xi$	0.615	0.615	0.615	0.615	0.615	0.615	0.615	0.615	0.615

Tabla 6.2: Los coeficientes que parametrizan las funciones de peso  $W_{q,g}^\pi$  en la Ec. (6.8) a la escala inicial  $Q_0 = 1$  GeV para distintos núcleos  $A$ . Los 14 parámetros ajustados  $\lambda_\xi$ ,  $\gamma_\xi$ , and  $\delta_\xi$  en la Ec. (6.9) están en la mitad inferior de la Tabla

cuérdese que los tres parámetros del ajuste simplificado nFF\* basado en las Ecs. (6.6) y (6.7), que dan un  $\chi^2/d.o.f. \simeq 2$ , ya fueron presentados en la Tabla 6.1.

La dependencia suave en  $A$  que obtuvimos para los coeficientes que parametrizan las funciones de peso  $W_{q,g}^\pi$  en la Ec. (6.8) está ilustrada en la Fig. 6.1. Aunque no queda destacado de forma explícita en la Ec. (6.9),  $n'_{q,g}$  se aproxima a la unidad y ambos  $n_{q,g}$  y  $\epsilon'_{q,g}$  tienden a cero a medida que  $A \rightarrow 1$ , como es necesario que ocurra para que se cancelen los efectos nucleares en ese límite. Como se esperaba a partir de la discusión cualitativa sobre los datos que hicimos en la Sec. 6.2, el patrón de modificaciones inducidas por el medio es bastante distinto para quarks y para gluones. Más importante aún, las normalizaciones  $n'_q$  y  $n'_g$  de los términos de la delta de Dirac en los pesos convolucionales de la Ec. (6.8) tienen signos opuestos, llevando a supresión para los quarks e intensificación para la nFF de gluón, con respecto a las FFs de vacío. El primer término en el lado derecho de la Ec. (6.8) muestra también una tendencia opuesta para quarks y gluones pero influencia mayormente el comportamiento a pequeño  $z$  de las  $D_{q/A}^\pi$  y  $D_{g/A}^\pi$  resultantes, como será presentado al final de esta Sección.

En la Fig. 6.2 presentamos los cocientes de multiplicidad  $R_A^\pi$  para piones neutros y cargados [5] como función de  $z$ ,  $x$ , y  $Q^2$  para distintos núcleos blanco  $A$ . Para demostrar la significancia de las modificaciones originadas por el medio en el proceso de hadronización, las líneas de trazos corresponden a los cálculos de  $R_A^\pi$  a NLO usando nPDFs de nDS [1] pero funciones de fragmentación estándares de DSS [73]. Todos los cálculos de multiplicidades con blanco de deuterio en el denominador de la Ec. (6.3) fueron hechos con PDFs de MRST [41] y FFs de DSS [73]. Como anticipamos en la Sec. 6.2, los efectos nucleares de estado inicial se cancelan aproximadamente en  $R_A^\pi$ , y los resultados calculados en esta forma son muy cercanos a la unidad para todas las distribuciones cinemáticas, en fuerte contraste con los datos. Obtuvimos resultados muy similares empleando otros conjuntos actuales de nPDFs [83, 87].



Experimento	A	H	Dependencia de los datos	# de datos	$\chi^2$
HERMES [5]	He,Ne,Kr,Xe	$\pi^+$	$z$	36	39.3
		$\pi^-$	$z$	36	23.0
		$\pi^0$	$z$	36	27.4
		$\pi^+$	$x$	36	69.4
		$\pi^-$	$x$	36	55.4
		$\pi^0$	$x$	36	49.7
		$\pi^+$	$Q^2$	32	21.0
		$\pi^-$	$Q^2$	32	27.1
		$\pi^0$	$Q^2$	32	34.7
		PHENIX [6]	Au	$\pi^0$	$p_T$
STAR (prel.) [161]	Au	$\pi^0$	$p_T$	13	12.8
STAR [7, 8]	Au	$\pi^\pm$	$p_T$	34	22.5
Total				381	396.0

Tabla 6.3: Conjuntos de datos incluidos en el análisis global a NLO de nFFs de piones, los valores individuales de  $\chi^2$  para cada conjunto, y el  $\chi^2$  total del ajuste.

Nótese que a pesar de las cancelaciones de los efectos de estado inicial asociados a las nPDFs, las modificaciones inducidas por el medio sobre las multiplicidades de piones puede ser un efecto de hasta el 50 % para los núcleos más pesados. Estos muestran una dependencia no trivial en  $x$  y  $z$ , aumentan con el número másico nuclear  $A$ , y son más visibles para mayores fracciones de energía del hadrón  $z$  y mayor  $x$ , es decir, menor  $\nu$ . La dependencia en  $Q^2$ , la cual presentamos en el panel inferior de la Fig. 6.2, es comparativamente menor, pero perceptible. Varios modelos propuestos para estimar los efectos inducidos por el medio en el proceso de hadronización reproducen algunas características de los datos. Sin embargo, todavía es un desafío obtener la dependencia de  $R_A^H(\nu, Q^2, z, p_T^2)$  en todo el rango cinemático, véanse [155, 156] y sus referencias.

Mostramos los resultados del análisis global de las nFFs basado en el enfoque convolucional para el ansatz simplificado de tres parámetros (líneas de puntos) y para el modelo refinado con las funciones de peso  $W_{q,g}^\pi$  (líneas continuas), según los introdujimos en la Sec. 6.3. Ambos ajustes dan una descripción muy superior de la dependencia cinemática completa de los datos de HERMES que un enfoque en el cual se ignoran efectos nucleares de estado final. Aún el modelo simplificado reproduce sorprendentemente bien la tendencia general de los datos, con algunas tensiones en los resultados diferenciales en  $x$  y  $z$  para los núcleos más grandes. Estas últimas son menos significativas para nuestra parametrización más flexible. La tendencia de los datos para  $x$  pequeño, esto es,  $\nu$  grande, es de particular interés dado que uno puede esperar que  $R_A^H \rightarrow 1$  cuando  $\nu \rightarrow \infty$ , véase por ejemplo [156]. Con los datos

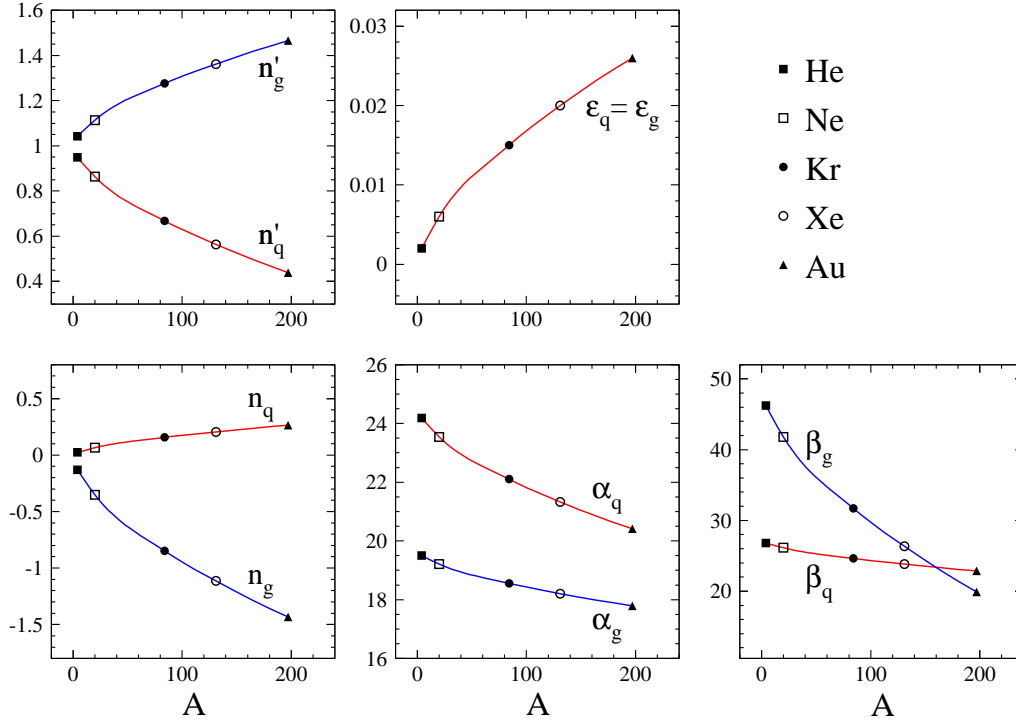


Figura 6.1: Dependencia en  $A$  de los coeficientes que parametrizan las funciones de peso  $W_{q,g}^\pi$  en las Ecs. (6.8) y (6.9).

disponibles en la actualidad no es posible, empero, concluir si la falta de acuerdo entre el ajuste y los datos para  $x \simeq 0,05$  ( $\nu \approx 20$ ) en los núcleos más grandes da una primera pista de posibles efectos de ruptura de factorización. El hecho de que tenga lugar una discrepancia en un extremo de la región cinemática explorada por un ajuste apunta, en la mayor parte de los casos, a una falta de flexibilidad en la forma funcional propuesta. Son necesarios datos más precisos y con una cobertura extendida a valores mayores de  $\nu$  para estudios más profundos. Es interesante notar que no parece haber ningún conflicto visible entre la dependencia estándar en  $Q^2$  que supusimos válida para las nFFs en nuestro ajuste y los datos. Respecto a esto, han habido muchas sugerencias interesantes y cálculos a nivel LO dependientes de distintos modelos, motivando el uso de ecuaciones de evolución modificadas por el medio, véase [157–160] y referencias allí mencionadas. Sin embargo, en el rango de  $Q^2$  cubierto por los datos actuales de SIDIS, no hay evidencia alguna de una diferencia significativa respecto de las ecuaciones de evolución estándares y los núcleos tipo temporal en las Ecs. (3.7), (3.8) y (3.20), respectivamente.

En las Figs. 6.3, 6.4, y 6.5 mostramos las secciones eficaces invariantes en colisiones  $dAu$  para la producción de piones neutros y cargados en RHIC, en función de  $p_T$ , y, en los paneles inferiores, los cocientes  $R_\sigma^h$  respecto de los resultados en

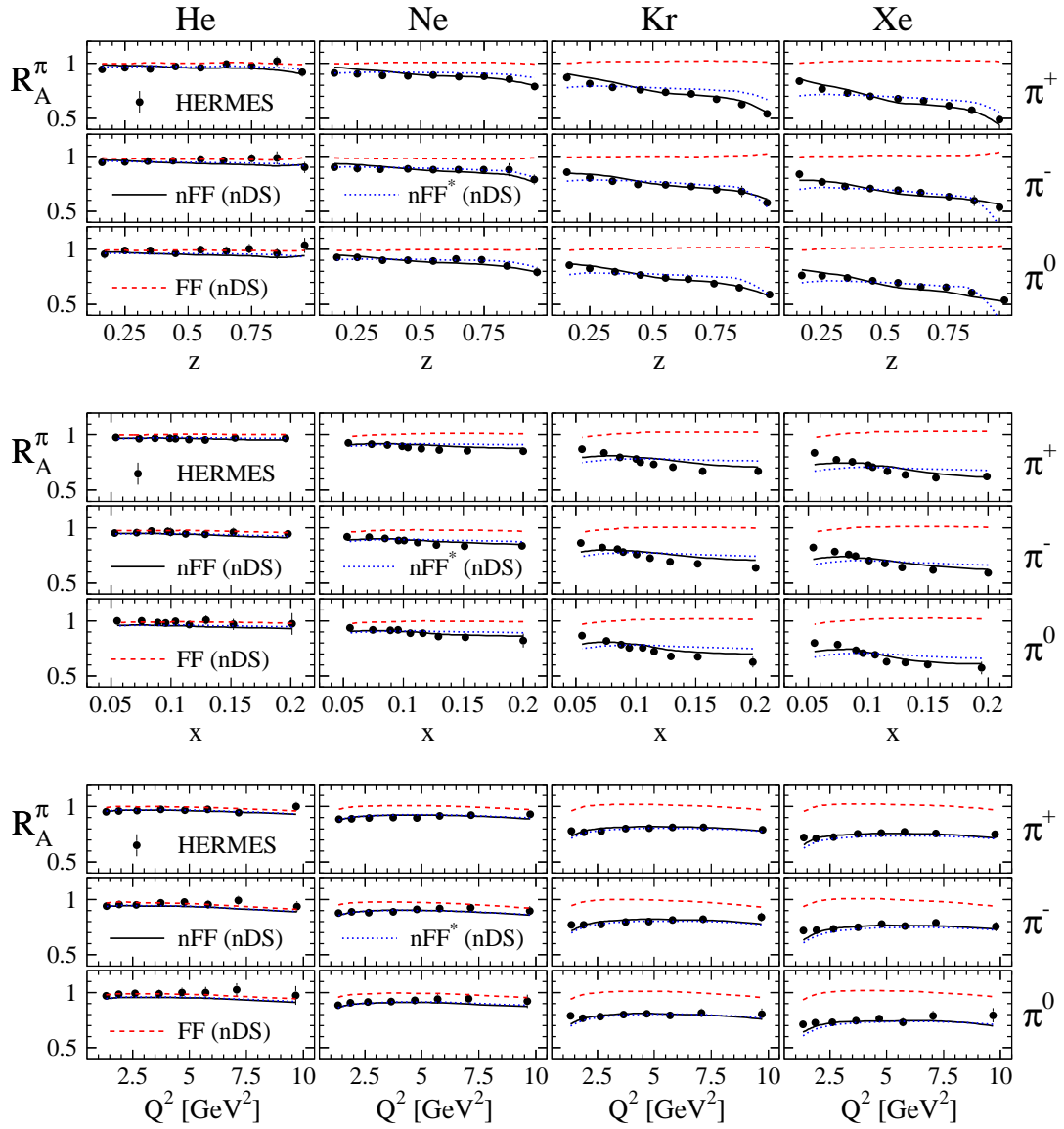


Figura 6.2:  $R_A^\pi$  en SIDIS para diferentes núcleos, en bins de  $z$  (panel superior),  $x$  (panel del medio), y  $Q^2$  (panel inferior), medidos por HERMES [5]. Las líneas continuas corresponden a los resultados de nuestro ajuste óptimo para las nFFs usando las densidades de partones modificadas por el medio nDS [1]. El ajuste correspondiente basado en el ansatz simplificado nFF\* de la Ec. (6.6) se muestra con líneas de puntos. Las líneas de trazos son las estimaciones suponiendo que todo el efecto nuclear se encuentra codificado en las nDS y empleando las FFs estándares de vacío de DSS [73].

colisiones  $pp$ , como definimos en la Ec. (6.5). Debido a la vertiginosa caída de las secciones eficaces con  $p_T$  en varios órdenes de magnitud en el rango mostrado en las

Figs. 6.3-6.5, es difícil percibir cualquier diferencia entre los datos y los cálculos a NLO basados en FFs estándares o modificadas por el medio. Se vuelven claramente visibles, empero, en términos de los cocientes  $R_{\sigma}^h$ , y pueden llegar a ser hasta del orden del 20 %.

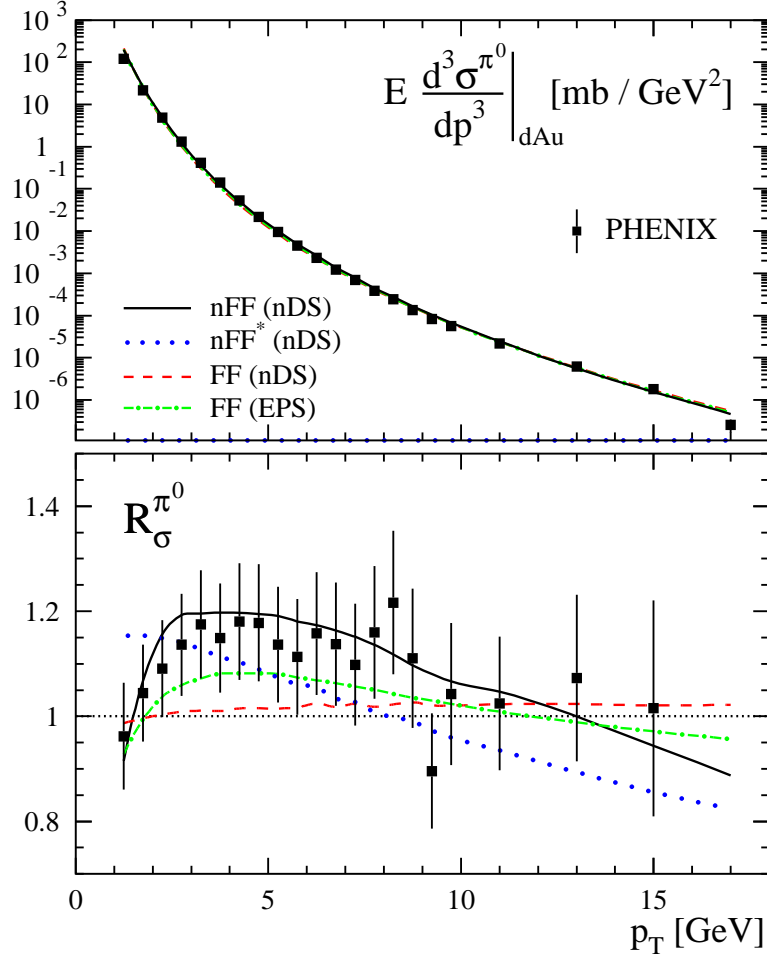


Figura 6.3: Panel superior: comparación de los datos de PHENIX para la producción de piones neutros en colisiones  $dAu$  a *rapidity* media [6] con estimaciones a NLO obtenidas con varias combinaciones de nPDFs, FFs, y nFFs. Las líneas continua y de puntos corresponden a los resultados de nuestros ajustes para las nFFs óptimo y simplificado a tres parámetros, respectivamente, usando nDS [1]. Resultados basados en FFs estándares DSS [73] se muestran con líneas de trazos (nDS [1]) y líneas de punto-trazos para EPS [83]. Panel inferior: ídem panel superior, pero para el cociente  $R_{\sigma}^{\pi}$  definido en la Ec. (6.5).

A diferencia de los  $R_A^{\pi}$  en SIDIS, donde efectos del medio sobre el estado inicial y por consiguiente las diferencias asociadas a la elección de las nPDFs se cancelan

en gran medida, los efectos nucleares de estado inicial pueden ser importantes para datos de  $dAu$ . Luego, estimaciones de las modificaciones inducidas por el medio para las funciones de fragmentación podrían en principio depender de la elección de las nPDFs. Para estimar su impacto sobre las secciones eficaces  $dAu$  y los cocientes  $R_\sigma^h$ ,

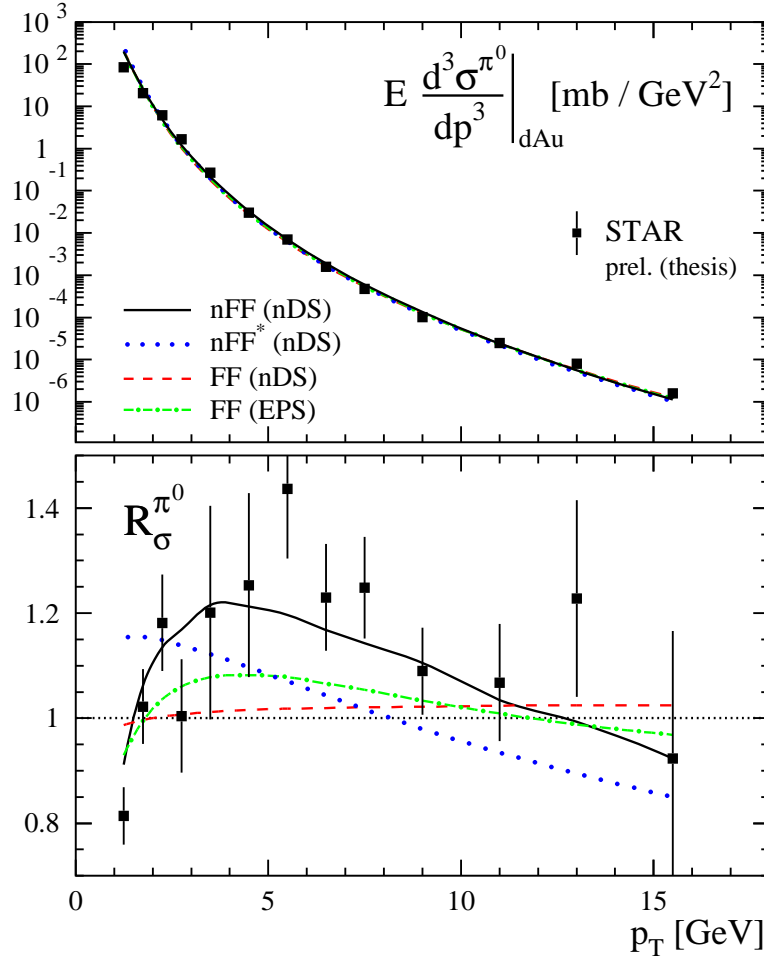


Figura 6.4: Ídem Fig. 6.3 pero ahora para datos de piones neutros obtenidos por STAR [161].

usamos dos conjuntos diferentes de nPDFs, nDS [1] y EPS09 [83], junto con las bien conocidas FFs de vacío de DSS para nuestros cálculos presentados en las Figs. 6.3-6.5. Como puede apreciarse, ambos resultados difieren poco y no son suficientes para describir de manera satisfactoria los datos, dejando lugar a una mejora debida a efectos inducidos por el medio en el proceso de hadronización. El conjunto de EPS reproduce la tendencia de los datos mejor que nDS, en particular para los piones neutros, mostrados en las Figs. 6.3 y 6.4, que se extienden a valores de  $p_T$  ligeramente mayores que los datos de piones cargados de la Fig. 6.5. Nótese sin embargo que,

como ya mencionados en la Sec. 4.2.2, los datos de  $dAu$  fueron incluidos en el análisis de EPS, el cual supone que los efectos nucleares en el proceso de hadronización son despreciables [83]. Aunque la modificación introducida en las nPDFs de EPS permite una descripción mejor de los datos de  $dAu$  [83], resulta claro que no es aconsejable despreciar efectos nucleares de estado final, en vista del impacto significativo de  $R_A^\pi$  en SIDIS que mostramos en la Fig. 6.2.

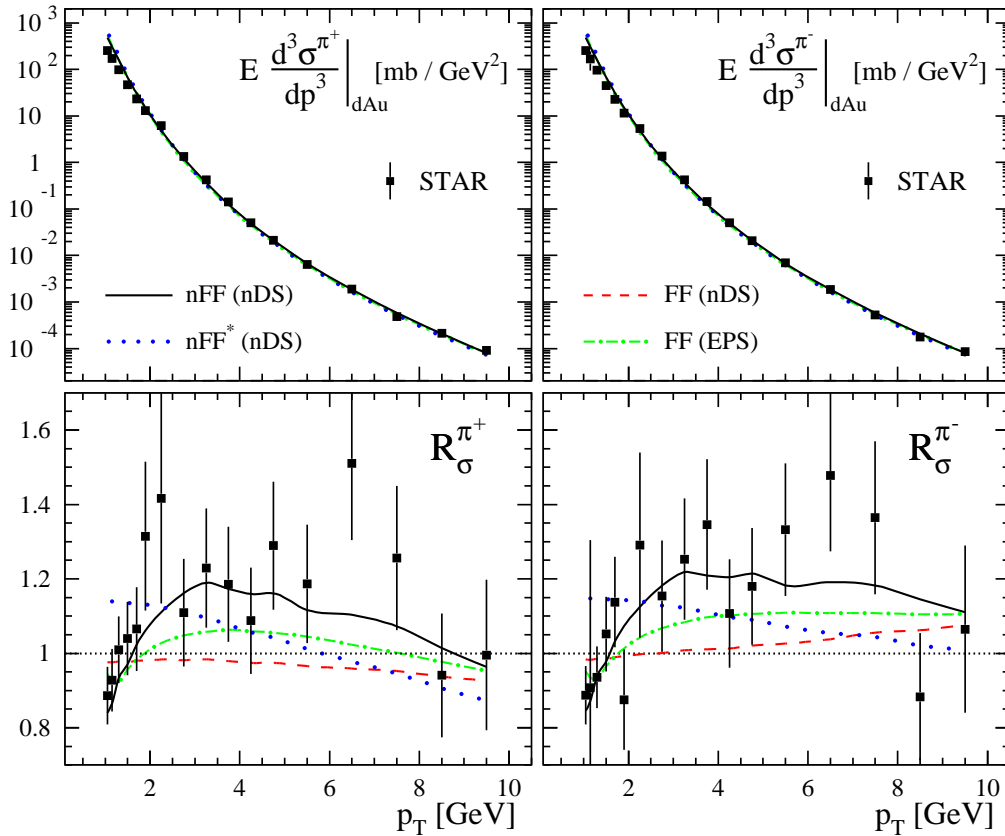


Figura 6.5: Ídem Figs. 6.3 y 6.4, para los datos de piones cargados de STAR [7, 8].

Los resultados de nuestro ajuste global de las nFFs se muestran en las Figs. 6.3-6.5 como líneas continuas y de puntos correspondiendo a nuestros ansatz óptimo y simplificado, respectivamente, para las funciones de peso  $W_{q,g}^\pi$  introducidas en la Sec. 6.3. Aquí, el modelo simplificado con tres parámetros para  $W_{q,g}^\pi$  no alcanza a reproducir la dependencia en  $p_T$  de los datos de  $dAu$ , y la mayor flexibilidad de las Ecs. (6.8) y (6.9) es a todas luces necesaria, y lleva a una mejora significativa del ajuste. La descripción simultánea de los datos de SIDIS y  $dAu$  requiere tener el balance correcto entre las contribuciones de quarks y gluones en el proceso de fragmentación, el cual presenta una fuerte dependencia con  $p_T$  y, por lo tanto, con  $z$ .

Una diferencia importante entre los datos de SIDIS y  $dAu$  es que en el último caso las secciones eficaces prueban contribuciones en un rango amplio de  $z$ . Consecuentemente, la deconvolución de efectos inducidos por el medio es menos transparente. A fin de proveer una comprensión más completa de la sensibilidad de las mediciones de RHIC con respecto al proceso de fragmentación, mostramos en la Fig. 6.6 (a) el valor medio del momento fraccional  $z$  del hadrón testeado en colisiones  $pp$  y  $dAu$  como función de  $p_T$ .

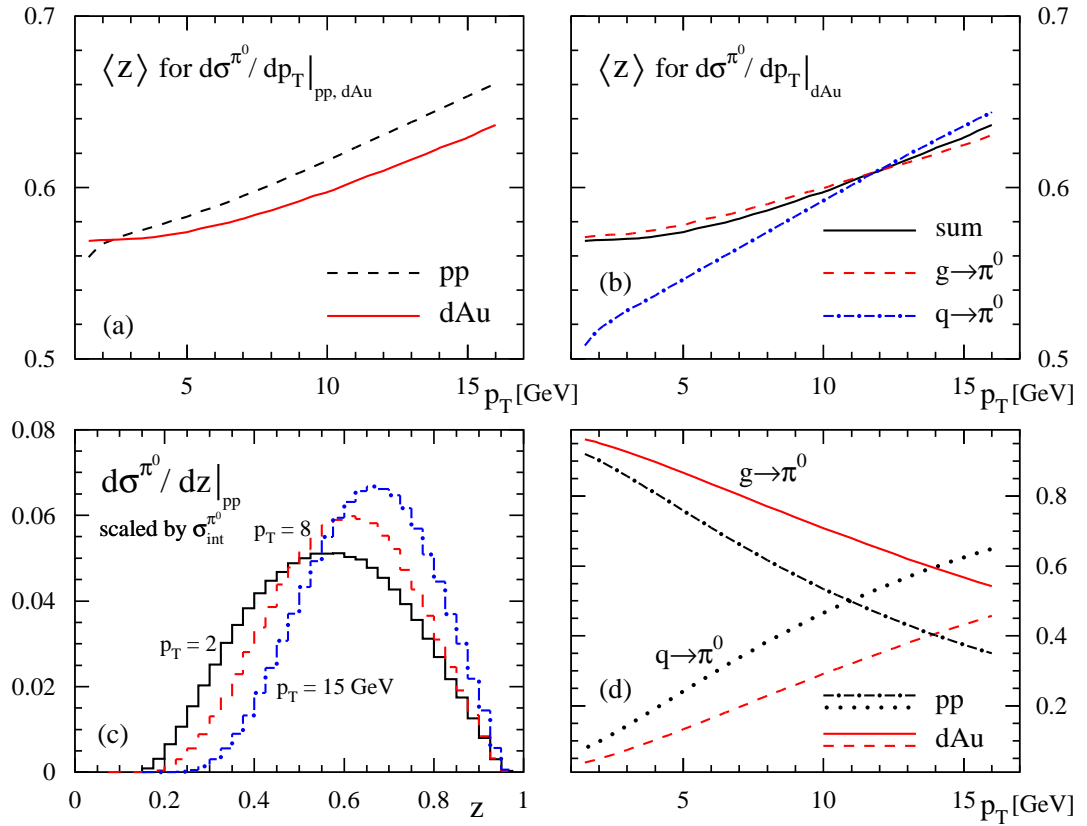


Figura 6.6: (a) Valor medio de  $z$  testeado en colisiones  $pp$  y  $dAu$  en función de  $p_T$ . (b) Valor medio de  $z$  en colisiones  $dAu$  para las contribuciones de quarks y gluones. (c) Histogramas de la distribución de  $z$  para tres valores representativos de  $p_T$ . (d) Contribuciones relativas de los procesos de fragmentación de quark y gluón a la sección eficaz de producción de  $\pi^0$  en colisiones  $pp$  y  $dAu$ .

Hay varias maneras de estimar un valor promedio de  $z$  ( $\langle z \rangle$ ). Elegimos definirlo de la forma estándar, evaluando las convoluciones en la expresión factorizada para la sección eficaz dependiente de  $p_T$  [112, 113, 165] con un factor extra de  $z$  en el integrando, dividida por la misma sección eficaz [167], esto es, esquemáticamente

$$\langle z \rangle \equiv \frac{\int dz z \frac{d\sigma^H}{dz dp_T}}{\int dz \frac{d\sigma^H}{dz dp_T}}. \quad (6.11)$$

Aquí,  $d\sigma^H/dz dp_T$  contiene las convoluciones apropiadas de las densidades partónicas y funciones de fragmentación con las secciones eficaces de dispersión partónicas *hard*.

El panel (b) de la Fig. 6.6 muestra el  $\langle z \rangle$  individual para los procesos de fragmentación de quark y gluón, simplemente presentando las contribuciones en la sección eficaz  $dAu$  proporcionales tanto a  $D_{q/Au}^\pi$  como a  $D_{g/Au}^\pi$ . Más allá del orden dominante, esta separación involucra alguna arbitrariedad y depende de la elección del esquema de factorización. Además, partones primarios creados en la dispersión *hard* pueden radiar partones secundarios de una especie diferente, los cuales a su vez fragmentan en el hadrón observado. En el panel (c) de la Figura 6.6 mostramos histogramas de la distribución de  $z$  para tres valores representativos de  $p_T$ . Presentamos en el panel (d) las contribuciones relativas de procesos de fragmentación de quarks y gluones a la sección eficaz de producción de  $\pi^0$  en colisiones  $pp$  y  $dAu$ .

Como se puede apreciar en la Fig. 6.6, los datos de RHIC de  $pp$  y  $dAu$  son sensibles sobre todo a valores grandes de la fracción de momento llevada por el hadrón  $H$  con  $\langle z \rangle$  aumentando ligeramente con  $p_T$ . Sin embargo como muestra el panel (c), la sección eficaz prueba contribuciones en un amplio rango de  $z$ , empezando alrededor de  $z \simeq 0, 2$ . Nótese que por debajo de  $p_T \approx 1,5$  GeV, la cola de la distribución en  $z$  se vuelve sensible a valores de  $z \lesssim 0,1$ , donde el concepto de funciones de fragmentación se rompe debido a efectos de masas hadrónicas finitas y al comportamiento singular de los núcleos de evolución de tipo temporal. También vale la pena mencionar que los valores de  $z$  a los cuales las secciones eficaces son más sensibles, esto es,  $\langle z \rangle$ , dependen, por supuesto, de las formas propuestas en el análisis global de datos de colisiones  $pp$  y  $dAu$  para las FFs y las nFFs. Tal como que anticipamos, se observan diferencias importantes entre éstas. Los cocientes  $R_\sigma^H$  definidos en la Ec. (6.5) en realidad no prueban las funciones de fragmentación nucleares y de vacío al mismo valor de  $z$ ; como puede apreciarse en el panel (a) de la Fig. 6.6. Esto puede tener un efecto bastante importante en los cocientes  $R_\sigma^H$  en regiones donde las variaciones de las funciones de fragmentación con  $z$  son muy rápidas.

El panel (d) de la Fig. 6.6 demuestra que para colisiones  $pp$  la fragmentación de gluón es a las claras el mecanismo de producción dominante a valores bajos de  $p_T$ . La contribución de la fragmentación de quarks aumenta con  $p_T$ , y cruza el nivel del 50% a  $p_T \simeq 10$  GeV. Otra vez, el balance relativo entre las contribuciones de quarks y gluones en colisiones  $dAu$  dependerá de las formas funcionales específicas de las FFs y nFFs. En nuestro análisis, la producción de piones es manejada predominantemente por la fragmentación de gluón hasta para los valores más altos de  $p_T$  actualmente accesibles al experimento, los cuales llegan a estar alrededor de 15 GeV.



Como veremos más abajo, esto se debe por un lado a la supresión nuclear de  $D_{q/A}^H$ , y por el otro a la intensificación de  $D_{g/A}^H$ .

Las funciones de fragmentación modificadas resultantes y los correspondientes cocientes a las FFs estándares DSS,

$$R_q^H \equiv \frac{D_{q/A}^H(z, Q^2)}{D_q^H(z, Q^2)} \quad R_g^H \equiv \frac{D_{g/A}^H(z, Q^2)}{D_g^H(z, Q^2)}, \quad (6.12)$$

pueden encontrarse en la Fig. 6.7 a  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  para varios núcleos. Como esperábamos de la discusión cualitativa de los datos en la Sec. 6.2, el patrón de modificaciones inducidas por el medio es bastante distinto para quarks y para gluones. El papel dominante de la fragmentación de quarks en SIDIS lleva a una supresión, es decir,  $R_q^\pi < 1$ , que aumenta con el tamaño nuclear  $A$  como dicta el patrón de atenuación de hadrones encontrado de manera experimental, véase la Fig. 6.2. La intensificación de los hadrones observado en colisiones  $dAu$  para  $p_T \lesssim 10 \text{ GeV}$ , véanse las Figs. 6.3-6.5, junto con el rol dominante de la fragmentación de gluones a valores bajos de  $p_T$ , explican que  $R_g^\pi > 1$  para  $z \gtrsim 0, 2$ . Por debajo de  $z \simeq 0, 2$ , donde todos los datos que analizamos tienen poco poder restrictivo (o carecen de él), las nFFs de quarks y gluones caen con rapidez. Por el momento, el comportamiento en esta región puede fácilmente ser un artefacto de la forma funcional que propusimos en este trabajo para los pesos  $W_{q,g}^H$  (Ec. (6.8)).

Notamos que para  $z \gtrsim 0, 4$  la mayor parte de los efectos inducidos por el medio tanto para quarks como para gluones pueden ser acomodados por el segundo término en  $W_{q,g}^H$  proporcional a una función delta de Dirac, cuyos coeficientes de normalización  $n'_q$  y  $n'_g$  tienen que tener signos opuestos, reflejando supresión e intensificación, respectivamente. El otro término en  $W_{q,g}^H$  sólo introduce una pequeña corrección en esta región, pero se vuelve dominante si  $z \lesssim 0, 4$ , en especial para  $D_{g/A}^H$ .

Queremos dejar en claro que, aún con la cantidad limitada de datos disponibles en la actualidad, el análisis global de las nFFs llevado a cabo de manera exitosa provee una primera indicación no trivial de que la factorización que supusimos para la física de largas y cortas distancias funciona sorprendentemente bien también para SIDIS con núcleos y colisiones  $dAu$  en RHIC. La supresión hallada,  $R_q^\pi < 1$ , e impuesta por los datos de SIDIS es compatible con el complicado patrón de atenuación e intensificación de resultados hadrónicos en colisiones  $dAu$  en RHIC. El rol no despreciable de la fragmentación de quarks en colisiones  $dAu$  a valores moderados y grandes de  $p_T$ , junto con los efectos nucleares mayores para  $D_{q/A}^H$  que para  $D_{g/A}^H$  a valores grandes de  $z$ , explica que  $R_\sigma^\pi < 1$  para  $p_T \gtrsim 10 \text{ GeV}$ . Además, aunque los datos de SIDIS son en especial sensibles a las fragmentaciones de quarks, la dependencia no trivial observada en  $Q^2$  y  $x$  de los cocientes de multiplicidad de SIDIS que mostramos en la Fig. 6.2, está relacionada en forma íntima con las modificaciones inducidas por

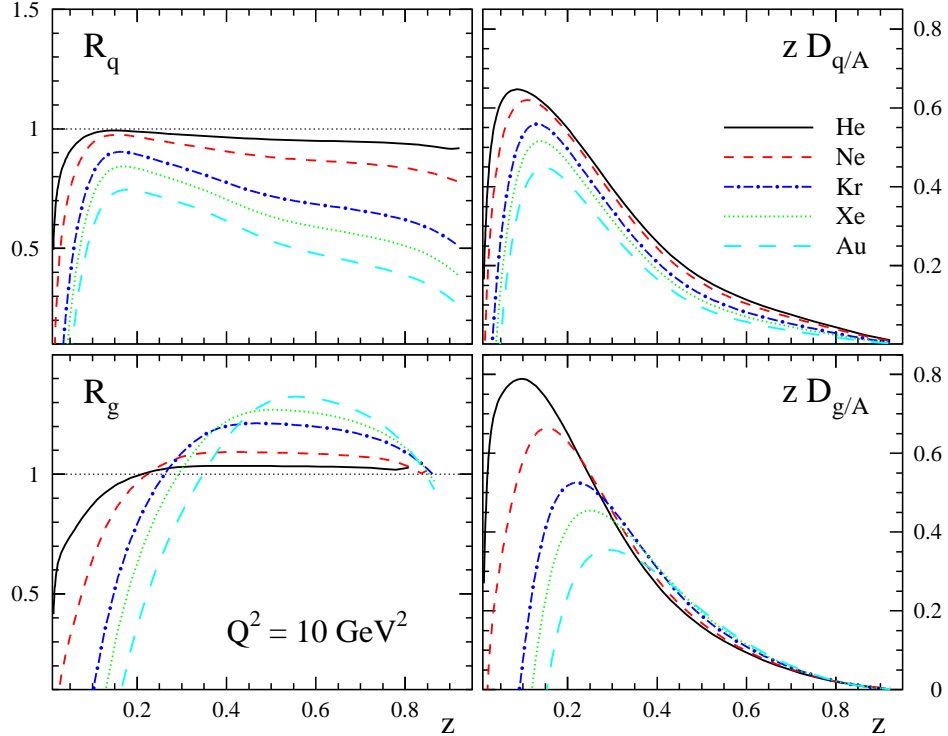


Figura 6.7: Funciones de fragmentación de quarks y gluones (modificadas por el medio) a piones neutros a NLO y a la escala  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  para distintos núcleos (paneles de la derecha). Los paneles de la izquierda muestran los correspondientes cocientes a las FFs estándares de DSS,  $R_{q,g}^\pi$ , tal como los definimos en la Ec. (6.12).

el medio sobre la función de fragmentación del gluón, que a su vez está restringida mayor pero no exclusivamente por los datos de  $dAu$ . Al nivel de precisión de nuestro ajuste, la nFF de gluón contribuye de manera perceptible a SIDIS a través de ambas, las correcciones NLO al proceso de dispersión *hard* y la evolución con la escala. Por ejemplo, si usáramos la FF de gluón estándar de vacío de DSS junto con nuestras nFFs de quarks para calcular  $R_A^\pi$  en la Fig. 6.2, los resultados diferirían hasta un 10 % respecto de nuestro mejor ajuste. La importancia de la nFF de gluón en la descripción de los resultados de SIDIS también ayuda a fijar su dependencia en  $A$ . La correlación entre la dependencia en  $x$  de los cocientes de multiplicidad de SIDIS y la dependencia en  $z$  de las funciones de fragmentación está inducida por las funciones de coeficientes *hard* a NLO que dependen de manera no trivial de ambas  $x$  y  $z$ ; véanse por ejemplo el Capítulo 2 y [21].

## 6.5. Dependencia con las distintas clases de *centrality*

Todos los datos sobre resultados hadrónicos en colisiones  $dAu$  que discutimos y analizamos hasta el momento corresponden a eventos de sesgo mínimo. Las colaboraciones experimentales también presentan sus resultados separados en diferentes clases de *centrality* las cuales dependen de cuán central o cuán periférica es la colisión en el parámetro espacial de impacto. Al respecto, las nFFs obtenidas en nuestro análisis global corresponden, de alguna manera, al promedio de los efectos inducidos por el medio vistos por los distintos grados de superposición geométrica entre el deuterio y los núcleos de oro. Podría esperarse que este promedio subestime los efectos inducidos por el medio cuando las colisiones son más centrales y que lo sobreestime para las más periféricas.

Para estimar el posible impacto de las diferentes clases de *centrality* en la extracción de las nFFs, escaleamos nuestros resultados obtenidos para las secciones eficaces con sesgo mínimo mostradas en las Figs. 6.3-6.5, por el promedio del cociente entre la sección eficaz medida para una dada *clase de centrality* (c.c.) y la muestra de sesgo mínimo (m.b.), es decir,

$$\mathcal{C} \equiv \left\langle \frac{E d^3 \sigma^{\pi^0} / dp^3 \Big|_{dAu}^{c.c.}}{E d^3 \sigma^{\pi^0} / dp^3 \Big|_{dAu}^{m.b.}} \right\rangle_{c.c.} . \quad (6.13)$$

Por lo tanto  $\mathcal{C}$  está totalmnete determinado por los datos y para cada c.c tenemos un valor distinto como podemos ver en la Tabla 6.4. El cociente de la Ec. (6.13) es una estimación simple de la fracción de eventos seleccionada por un dado corte de *centrality*.

<i>Clase de centrality</i>	$\mathcal{C}$
0-20 %	1.557500
20-40 %	1.132366
40-60 %	0.817879
60-88 %	0.374380

Tabla 6.4: Valores del coeficiente  $\mathcal{C}$  para las distintas c.c. en colisiones  $dAu$ .

Como ejemplo representativo, mostramos en la Fig. 6.8 la comparación entre los datos de PHENIX para cuatro c.c [6] y la sección eficaz de sesgo mínimo correspondiente, calculada con nuestras nFFs y reescalada por  $\mathcal{C}$ . Como esperábamos, nuestras nFFs sobreestiman ligeramente los datos para los eventos más periféricos denotados por 40 – 60 % y 60 – 88 %. El acuerdo con los eventos más centrales es,

empero, muy bueno, y no hallamos la subestimación de los efectos nucleares que anticipábamos. En cuanto a las secciones eficaces de sesgo mínimo que presentamos en las Figs. 6.3-6.5, las estimaciones que obtuvimos empleando las FFs estándares de vacío no reproducen bien la tendencia de los datos, excepto para los eventos más periféricos. Esto se entiende si pensamos que en los eventos periféricos los partones que se fragmentan necesitan atravesar un medio menos denso y, por lo tanto, el efecto del mismo sobre la hadronización es mucho menor que en el caso de eventos centrales. Los resultados para piones en diferentes c.c obtenidos por STAR son muy similares a aquellos que mostramos en la Fig. 6.8. Por completitud, en la Fig. 6.9

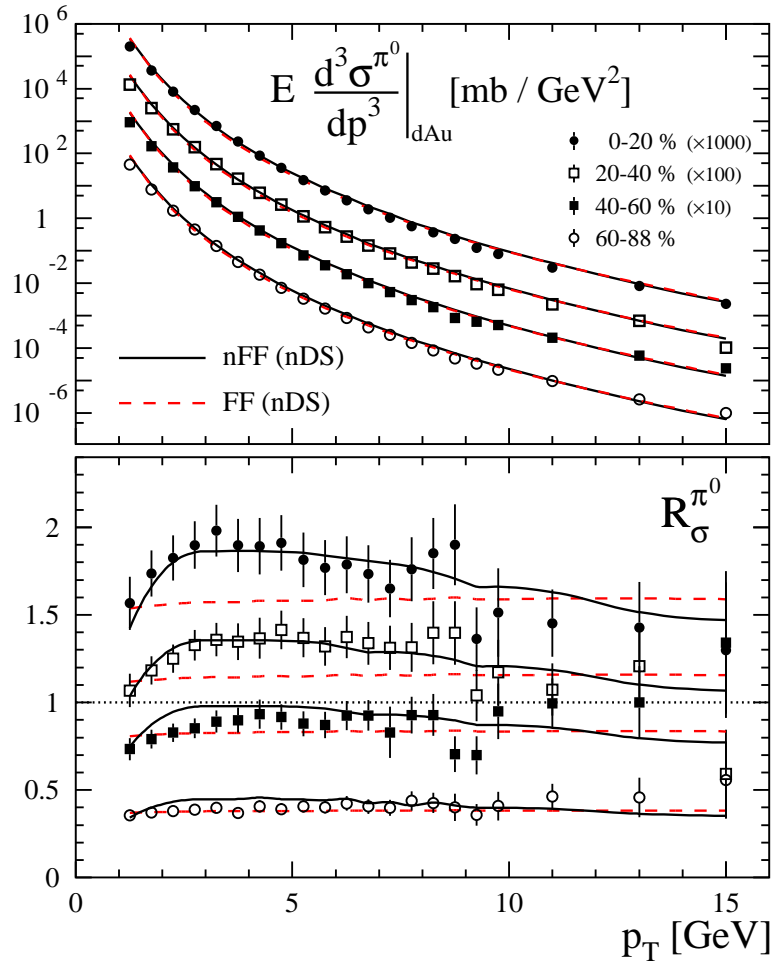


Figura 6.8: Ídem Fig. 6.3, pero ahora separados en diferentes c.c. de la más central (0–20%) a la más periférica (60–88%). Las estimaciones teóricas obtenidas para los eventos de sesgo mínimo están escaleadas por el cociente  $\mathcal{C}$  definido en la Ec. (6.13) para dar cuenta de las diferentes clases de *centrality*.

repetimos la comparación que se observa en el panel inferior de la Fig. 6.8, pero

ahora en términos de los factores de modificación nuclear, tal como son definidos por las colaboraciones de RHIC<sup>3</sup>.

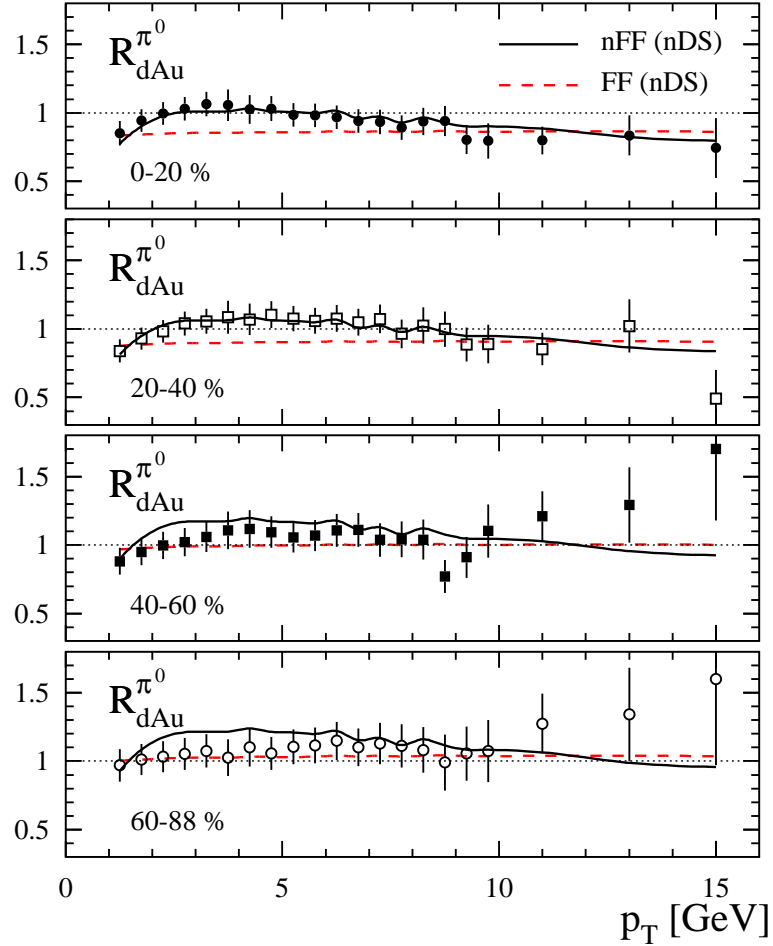


Figura 6.9: Ídem panel inferior de la Fig. 6.8, pero en términos de los factores de modificación nuclear determinados por los experimentos  $R_{dAu}^{\pi^0}$  [6].

## 6.6. Análisis de las nFFs a kaones a NLO

A pesar de que la cantidad de datos disponibles sobre la producción de kaones en un medio nuclear es mucho menor que en el caso de piones, es interesante estudiar hasta que punto el patrón de modificaciones nucleares encontrado para piones es similar a aquél para kaones. Debe notarse que las FFs estándares a kaones que nos

<sup>3</sup>Es decir, los cocientes que incluyen una dependencia con el modelo de Glauber.

proveerán de la base para analizar efectos inducidos por el medio, aún presentan incertezas importantes [73].

En un escenario donde las modificaciones inducidas por el medio al proceso de hadronización están dominadas por mecanismos partónicos, y en primera aproximación en un enfoque convolucional, uno espera un patrón muy similar para las modificaciones que el medio genera para piones y para kaones. Por otra parte, si lo que importa son las interacciones del hadrón producido o de los pre-hadrones intermedios con el medio nuclear, los efectos inducidos por el mismo en la producción de piones y kaones pueden ser significativamente distintos.

Debido a la relativa escasez de datos con hadrones identificados, en especial en el caso de colisiones  $dAu$ , donde la mayor parte de los datos fueron tomados a valores de  $p_T$  por debajo del alcance de los métodos perturbativos de QCD, no podemos proceder con nuestro análisis global como hicimos con los piones. Los coeficientes de una parametrización flexible para los pesos  $W_{q,g}^K$  como en la Ec. (6.8) no quedarían bien restringidos por los datos. En consecuencia, nuestra estrategia fue la siguiente: comenzamos por imponer un ansatz más restringido para los pesos  $W_{q,g}^K$ , donde forzamos algunas de las características de los efectos inducidos por el medio que encontramos para las nFFs a piones. Más específicamente, mantuvimos la misma forma funcional para los pesos que en la Ec. (6.8), con la misma dependencia nuclear  $A$  que en la Ec. (6.9). Elegimos también mantener la relación  $\epsilon_q = \epsilon_g$ , cuyo impacto ya discutimos para las nFFs a piones en las Secs. 6.3 y 6.4, tras haber constatado que opciones más flexibles no conducían a una mejora significativa de la calidad del ajuste. Además, intentamos fijar los exponentes  $\delta_\xi$  que gobiernan la dependencia en  $A$  en la Ec. (6.9), a los valores preferidos por los datos de piones.

Luego de hacer esto, podemos evaluar cuánto es necesario variar los otros parámetros respecto de los resultados para las nFFs a piones de la Tabla 6.2 para reproducir los rasgos principales de los datos de kaones. Encontramos que si permitimos una variación de hasta el 20 %, esto redundaba en un acuerdo más que razonable con todos los conjuntos de datos disponibles, resultando además que casi todos los parámetros permanecen dentro de una variación del 10 % de sus contrapartes para la descripción de nFFs a piones. En la Tabla 6.5 damos los valores de los coeficientes que parametrizan las funciones de peso  $W_{q,g}^K$  en la Ec. (6.8) para distintos núcleos, y los 13 parámetros ajustados  $\lambda_\xi$  y  $\gamma_\xi$  en la Ec. (6.9); los  $\delta_\xi$  están fijos a los valores dados en la Tabla 6.2.

La calidad general del ajuste se resume en la Tabla 6.6. El  $\chi^2$  total del ajuste es 447.1 para los 218 datos incluidos en el análisis global, resultando un  $\chi^2/d.o.f. = 2, 2$ . También damos las contribuciones individuales de cada conjunto de datos incluido en el ajuste  $\chi^2$ .

A pesar de que la calidad del ajuste no es tan buena como en el caso de piones, reproduce los datos dentro de sus rangos de incertezas y sugiere una similitud cercana entre las modificaciones inducidas por el medio para funciones de fragmentación

A	$n'_q$	$\epsilon$	$n_q$	$\alpha_q$	$\beta_q$	$n'_g$	$n_g$	$\alpha_g$	$\beta_g$
He	0.957	0.003	0.024	27.95	30.16	1.038	-0.107	17.75	39.37
Ne	0.884	0.007	0.065	27.37	29.55	1.103	-0.288	17.40	35.33
Kr	0.719	0.017	0.156	26.08	28.17	1.248	-0.695	16.60	26.22
Ze	0.630	0.022	0.205	25.38	27.43	1.326	-0.913	16.17	21.34
Au	0.525	0.028	0.264	24.55	26.55	1.419	-1.174	15.67	15.52
$\lambda_\xi$	1	0	0	28.29	30.52	1	0	17.96	41.76
$\gamma_\xi$	-0.0185	0.0011	0.0102	-0.1451	-0.1543	0.0163	-0.0456	-0.089	-1.020

Tabla 6.5: Coeficientes que parametrizan las funciones de peso  $W_{q,g}^K$  en la Ec. (6.8) a la escala inicial  $Q_0 = 1 \text{ GeV}$  para distintos núcleos  $A$ . Los 13 parámetros ajustados  $\lambda_\xi$  and  $\gamma_\xi$  están dados en la mitad inferior de la Tabla. Nótese que los  $\epsilon_\xi$  fueron elegidos como en la Tabla 6.2.

Experimento	A	H	Dependencia	# puntos	$\chi^2$
HERMES [5]	He,Ne,Kr,Xe	$K^+$	$z$	36	61.3
		$K^-$	$z$	36	91.7
		$K^+$	$x$	36	67.2
		$K^-$	$x$	36	128.5
		$K^+$	$Q^2$	32	38.4
		$K^-$	$Q^2$	32	50.0
STAR [7, 8]	Au	$K^+$	$p_T$	5	5.4
	Au	$K^-$	$p_T$	5	4.6
Total				218	447.1

Tabla 6.6: Conjuntos de datos incluidos en el análisis global a NLO de nFFs a kaones, los valores individuales de  $\chi^2$  para cada conjunto, y el  $\chi^2$  total del ajuste.

a piones y a kaones. Como cabía esperar, las variaciones más significativas se encuentran en los parámetros relacionados con la fragmentación de gluón  $D_{g/A}^K$ , la cual está pobremente determinada debido a la escasez de datos de colisiones  $dAu$ . Nótese que la mayor contribución individual al  $\chi^2$  proviene de los datos de SIDIS con  $K^-$  identificados, donde ya las FFs de vacío muestran cierta tensión con los resultados experimentales [73].

En la Fig. 6.10 comparamos el resultado de nuestro ajuste con los cocientes de multiplicidad de SIDIS medidos  $R_A^K$  para kaones cargados en función de  $z$ ,  $x$ , y  $Q^2$ , para distintos núcleos blanco  $A$ . Como puede apreciarse, el acuerdo con los datos de  $K^+$  es razonable, con algunos problemas para reproducir las distribuciones en  $x$  para los núcleos más pesados. Como ya mencionamos, las discrepancias son algo mayores para los datos de  $K^-$ . Para comparar, mostramos como hicimos en el caso de piones, los resultados de un cálculo teórico basado en FFs estándares

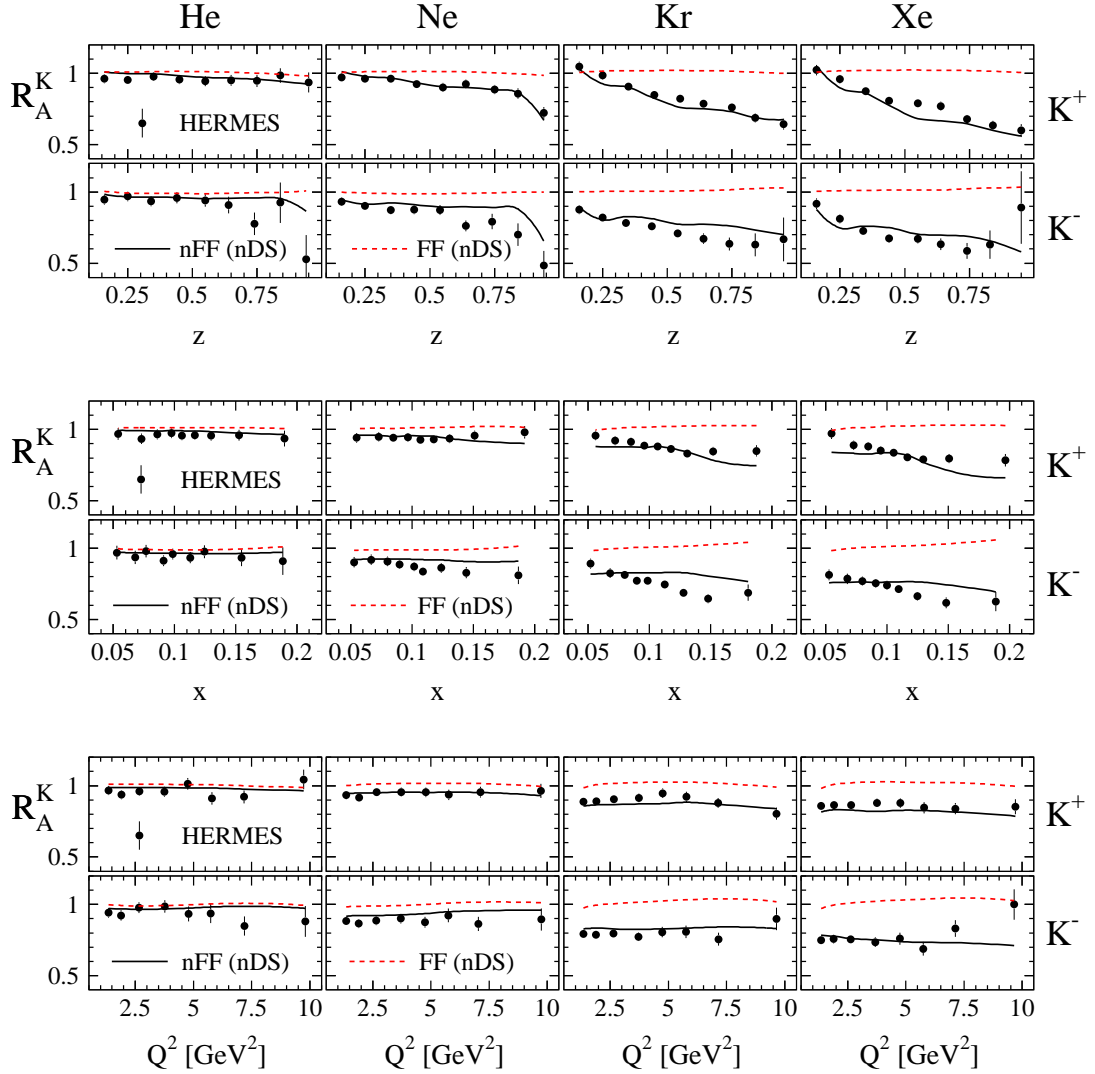


Figura 6.10: Ídem Fig. 6.2 para  $K^\pm$  identificados.

de vacío (líneas de trazos). Tal como ocurre con los cocientes de multiplicidad de piones presentados en la Fig. 6.2, el ignorar las modificaciones sobre el proceso de hadronización inducidas por el medio no permite reproducir siquiera la tendencia de los datos. Por último, la Fig. 6.11 muestra la sección invariante para la producción de kaones cargados en colisiones  $dAu$  en función de  $p_T$  y, en los paneles inferiores, los cocientes  $R_\sigma^K$  respecto de los correspondientes resultados en  $pp$ . Debemos destacar el rango limitado de  $p_T$  que cubren los datos disponibles en la actualidad, el cual se encuentra en el límite de aplicabilidad de pQCD. Sin embargo nuestro ajuste describe los datos en forma adecuada, excepto para los bins de  $p_T$  más bajo. La disponibilidad futura de datos más precisos de kaones y conjuntos más precisos de



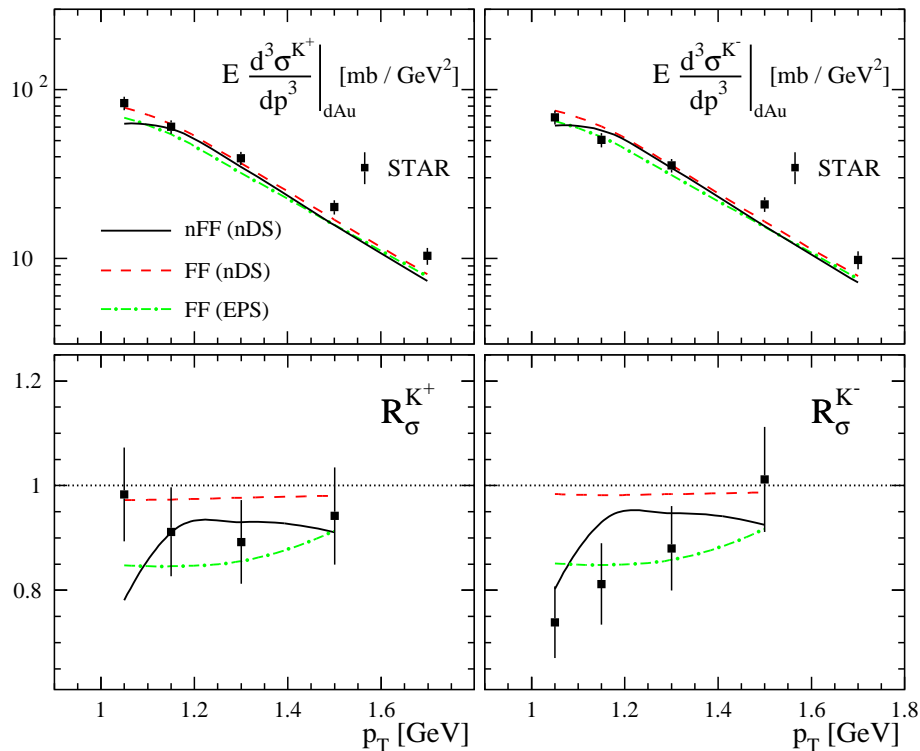


Figura 6.11: Ídem Fig. 6.5 para la producción de kaones cargados.

FFs de vacío contribuirán a avanzar con la investigación de la estrecha relación entre las modificaciones nucleares para las funciones de fragmentación a piones y kaones encontrada en nuestro análisis.

## 6.7. Resumen

Hemos investigado la posibilidad de usar un enfoque completamente factorizado a NLO en pQCD, similar a aquellos establecidos para analizar las FFs y PDFs estándares, para describir efectos inducidos por el medio en el proceso de hadronización. Con este objeto exploramos el concepto de funciones de fragmentación modificadas por el medio, el cual da cuenta en forma efectiva de todas las distorsiones causadas por el medio nuclear en la producción de hadrones. Estas novedosas distribuciones, que llamamos nFFs, son completamente análogas a las PDFs nucleares y, combinadas con éstas, nos permiten realizar el tratamiento de una gran clase de reacciones *hard* en las que un núcleo colisiona con un leptón, un nucleón o un núcleo muy liviano (como deuterio) empleando un marco consistente de pQCD.

Realizamos ajustes combinados a NLO con todos los datos disponibles de producción de piones y kaones en SIDIS y en colisiones  $dAu$  para revelar los rasgos no

perturbativos de las nFFs, y explotamos la capacidad bien establecida de pQCD para describir procesos de dispersión *hard* y la riqueza de la información recopilada en las PDFs y nPDFs durante los últimos años. Elegimos establecer una relación entre las nFFs y las bien conocidas estándares de vacío FFs empleando un enfoque convolucional con gran economía de parámetros libres en el ajuste, incluyendo una dependencia suave en el tamaño nuclear  $A$ .

Las parametrizaciones obtenidas de las nFFs a piones y kaones [168] reproducen con bastante precisión los datos y su dependencia nuclear. Nuestros resultados proveen un respaldo a la idea de que la factorización convencional de los efectos de física de cortas y largas distancias funciona en una buena aproximación también en los medios nucleares que estudiamos. El patrón que encontramos para las modificaciones inducidas por el medio es bastante diferente para la fragmentación de quarks y gluones, donde encontramos supresión e intensificación, respectivamente, comparado con las funciones de fragmentación en el vacío. Dado que nuestras nFFs parametrizan los datos disponibles sin recurrir a un modelo en particular ni a un dado mecanismo subyacente para las modificaciones debidas al medio observadas, pueden ser útiles para avanzar en nuestra comprensión de la hadronización en un medio nuclear. Predicciones basadas en los patrones observados en las nFFs de quarks y de gluones pueden ser testeadas por los próximos datos provenientes de JLab, BNL-RHIC, y CERN-LHC, y tal vez de un colisionador electrón-ión como el proyecto EIC, en el futuro<sup>4</sup>. Esto ayudará a entender los límites del enfoque factorizado, el cual se espera sea sólo una aproximación y puede recibir correcciones más allá del nivel *leading twist* o de un enfoque de pQCD.

---

<sup>4</sup>En el Capítulo 8 presentaremos algunas predicciones de observables en estos experimentos.

# Capítulo 7

## Hadroproducción en el LHC

Dado que el LHC establece una nueva frontera de energía en la producción hadrónica, es crucial convencerse de que el rango cinemático accesible sigue siendo compatible con la aplicabilidad del concepto de FFs [64] dentro del marco teórico de la factorización. A diferencia de las PDFs, donde el régimen de  $x_{a,b}$  pequeño ha sido profundamente explorado hasta fracciones de momento de  $\mathcal{O}(10^{-4})$  [15, 63, 169] y ha sido sujeto de un detallado escrutinio teórico, el acceso fenomenológico a las FFs se encuentra mucho más restringido. Efectos por no considerar las masas de los quarks, posibles correcciones de *higher twist* e inestabilidades en la evolución tipo temporal con la escala limitan el uso de las FFs a valores de  $z \gtrsim 0,05$ ; véase por ejemplo [73]. Teniendo en cuenta este problema, mostraremos que para todas las aplicaciones prácticas en el LHC la condición  $z \gtrsim 0,05$  se cumple, puesto que el grueso de la sección eficaz para producción hadrónica inclusiva prueba en promedio fracciones grandes de momento,  $\langle z \rangle \simeq 0,5$ , bien por sobre el límite cinemático inferior  $z \approx 2p_T/\sqrt{S}$ . Los resultados que presentamos aquí se pueden encontrar en [142].

### 7.1. Marco teórico de producción hadrónica en el LHC

El objeto del presente capítulo es estudiar la sección eficaz invariante para la producción inclusiva de un único hadrón  $H$  con energía  $E$  y momento  $\vec{p}$  en colisiones hadrón-hadrón y hadrón-núcleo. Nos interesa no sólo su magnitud sino también las posibles fuentes de error a su determinación en pQCD. Suponiendo válida la factorización de pQCD, la expresión teórica relevante para colisiones  $pp$  en el LHC tiene la siguiente forma esquemática

$$E \frac{d^3\sigma^H}{d\vec{p}} = \sum_{a,b,c} f_a(x_a, \mu_f) \otimes f_b(x_b, \mu_f) \otimes D_c^H(z_c, \mu_{f'}) \otimes d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cX}(S, \alpha_s, x_a, x_b, z_c, \mu_f, \mu_r, \mu_{f'}), \quad (7.1)$$

donde la suma es sobre todos los partones que contribuyen a los subprocesos  $ab \rightarrow cX$  calculables en forma perturbativa que conforman la sección eficaz de dispersión  $d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cX}$ .

Las escalas  $\mu_f$  and  $\mu_{f'}$  tienen como función factorizar singularidades colineales de estado inicial y final en las PDFs y FFs dependientes de la escala:  $f_{a,b}(x_{a,b}, \mu_f)$  y  $D_c^H(z_c, \mu_{f'})$ , y  $\mu_r$  es la escala de energía a la cual se renormaliza  $\alpha_s$ . La dependencia residual de la Ec. (7.1) con las escalas arbitrarias  $\mu_{f,f',r}$  puede tomarse como una estimación de la ambigüedad teórica debida al truncamiento de la serie perturbativa a un dado orden fijo en  $\alpha_s$ . Decidimos tomarlas con el mismo valor e igualarlas al momento transversal del hadrón saliente,  $p_T$ . Para estimar la importancia de esta elección seguimos el procedimiento usual de variar las escalas en un factor 2 alrededor del valor de referencia. Como veremos, las variaciones de escala constituyen la fuente dominante de incertezas teóricas en la producción de hadrones en el LHC.

Las variables  $x_{a,b}$  son las fracciones de momento longitudinal de los hadrones colisionante que llevan los partones interactuantes  $a$  y  $b$ . De la misma manera,  $z \equiv z_c$  es la fracción de momento colineal del partón que se fragmenta, llevada por el hadrón producido  $H$ . Ni  $x_{a,b}$  ni  $z$  son cantidades factibles de ser medidas, y cada dato experimental caracterizado por el  $p_T$  del hadrón  $H$  y la energía del centro de masa  $\sqrt{S}$ , testea tanto las PDFs como las FFs a diferentes rangos de fracciones de momento y diferentes escalas de  $\mathcal{O}(p_T)$ . De la misma manera, distintas especies hadrónicas  $H = \pi^0, \pi^\pm, K^\pm, \dots$  determinan aspectos complementarios del proceso de hadronización, es decir, diferentes FFs  $D_c^H$ . La relevancia de cada sabor partónico  $c$  depende del contenido de quarks de  $H$ , de  $p_T$  y de  $\sqrt{S}$ , que controlan las contribuciones de los varios canales partónicos  $ab \rightarrow cX$  a la suma en la Ec. (7.1). Uno de los aspectos que estudiamos a continuación es cómo se espera que contribuyan los diferentes subprocesos partónicos a los observables de producción hadrónica a las energías del LHC.

Una propiedad notable de la sección eficaz invariante en la Ec. (7.1) es su comportamiento aproximado a una potencia de  $p_T$  [170–173]

$$\sigma_{\text{inv}} \equiv E \frac{d^3\sigma^H}{d\vec{p}} = F(x_T)/p_T^{n(x_T, \sqrt{S})}, \quad (7.2)$$

para  $x_T \equiv 2p_T/\sqrt{S}$  fijo. En el modelo de partones simplificado se espera que el escaleo sea exacto, con  $n = 4$ . El *running* de  $\alpha_s$  (su dependencia con la escala de renormalización) y las violaciones al escaleo de las PDFs y FFs predichas por pQCD llevan a desviaciones del escaleo exacto en las Ecs. (7.1) y (7.2), esto es,  $n = n(x_T, \sqrt{S})$ , lo cual puede ser explorado comparando, por ejemplo, espectros hadrónicos en  $x_T$  a diferentes  $\sqrt{S}$ . Trataremos brevemente el escaleo en  $x_T$  a las energías que puede alcanzar el LHC, y estimaremos incertezas teóricas de escala a la predicción de  $n = n(x_T, \sqrt{S})$ .

Los próximos resultados experimentales de producción inclusiva de un hadrón en el LHC pueden incorporarse de manera directa [114, 115, 118] en los análisis globales ya existentes de FFs en el contexto de QCD [73, 74], los cuales son el método más eficiente y consistente para deconvolucionar información sobre estas funciones no perturbativas a partir del empleo de varios observables medidos a diferentes escalas de energía. El amplio rango de momento transversal  $p_T$  accesible en el LHC permitirá estudiar en forma sin precedente los efectos de evolución para las FFs. Nótese que tanto para la evolución tipo temporal de las FFs [65–67, 71, 72] como para las secciones eficaces de dispersión partónica *hard*  $d\hat{\sigma}_{ab\rightarrow cX}$  [112, 113, 165] en la Ec. (7.1), los cálculos de pQCD a NLO son *estado del arte* y son empleadas en el presente trabajo. En todo caso, son imprescindibles para comparar apropiadamente la teoría con los datos experimentales debido a que, en general, las correcciones de QCD a NLO son importante y, en particular, para permitir hacer estimaciones de las incertezas de escala.

Como ya mencionamos, además de establecer un conjunto de parámetros que determinan el *mejor ajuste* en una minimización de  $\chi^2$  dependiente del modelo propuesto para la forma funcional de las FFs para distintos sabores y hadrones, conocer sus incertezas y propagarlas a observables físicos resulta un de igual importancia. La técnica más robusta para llevar a cabo esto está basada en los multiplicadores de Lagrange [73, 74, 144], y no hace ninguna suposición previa sobre el comportamiento del perfil de  $\chi^2$  cerca del mínimo. Ilustraremos la utilidad de este método, estimando las incertezas de las FFs en el caso de producción de hadrones cargados en el LHC y en el Tevatron, el colisionador de  $p\bar{p}$  de Fermilab. Para este último, datos experimentales de la colaboración CDF [174] han ocasionado algo de agitación en la comunidad, dado que la sección eficaz medida para  $p_T \gtrsim 20$  GeV excede los valores esperados por la teoría en varios órdenes de magnitud [175–177]. Puesto que los datos también presentan un exceso en las mediciones de secciones eficaces inclusivas de jets, tal vez la explicación más plausible sea algún problema experimental [175–177]. De todas formas evaluaremos las ambigüedades teóricas causadas por las FFs en este caso, dado que las mismas suelen ser seriamente subestimadas al emplear el procedimiento usual de comparar dos conjuntos diferentes de FFs.

## 7.2. Comparación con los primeros datos del LHC

Antes de comenzar con la discusión detallada de los resultados que se esperan a partir de los cálculos teóricos de producción hadrónica inclusiva a energías del LHC en la Sección 7.3, estudiamos brevemente las primeras mediciones del LHC de ATLAS [178], CMS [179, 180], y ALICE [181] para resultados de hadrones cargados, diferenciales en  $p_T$ .

La multiplicidad de hadrones cargados (sin identificar) son los primeros resultados medidos en el LHC, y los datos fueron publicados poco después de la puesta en

marcha del acelerador, por los experimentos ALICE [181–184], ATLAS [178], y CMS [179,180], exhibiendo la excelente respuesta de sus detectores. Las tres colaboraciones proveen mediciones del número de hadrones cargados  $N_{ch}$  con respecto a su momento transversal  $p_T$  y *pseudorapidity*  $\eta^1$ . El resultado principal hasta el momento es el incremento de la densidad de *pseudorapidity*  $dN_{ch}/d\eta$  a *rapidities* centrales con la energía del centro de momentos, en colisiones  $pp$  en el rango  $\sqrt{S} = 0,9 - 7$  TeV [179,180,182–184].

La densidad en  $\eta$   $dN_{ch}/d\eta$  no es un observable que se pueda tratar en cálculos de pQCD basados en la factorización (Ec. (7.1)) dado que la mayor parte de los hadrones producidos poseen un  $p_T$  muy bajo (por debajo de 1 GeV), y no se dispone de una escala *hard*. Sin embargo ATLAS [178], CMS [179,180] y ALICE [181], presentaron datos de  $dN_{ch}/dp_T$  en el rango de *pseudorapidity*  $|\eta| \leq 2,5$ ,  $|\eta| \leq 2,4$  y  $|\eta| \leq 0,8$  respectivamente, a  $p_T$  lo bastante alto como para emplear el desarrollo perturbativo (y para identificar  $y = \eta$ ). En todos los casos las multiplicidades de partículas cargadas están normalizadas al número de interacciones inelásticas *non-single-diffractive* (NSD), pero basados en selecciones de eventos algo diferentes.

Para poder comparar los resultados invariantes obtenidos por los experimentos para  $1/(2\pi p_T) d^2N_{ch}/d\eta dp_T$  con predicciones de pQCD para  $Ed^3\sigma^H/d\vec{p}$  en la Ec. (7.1), es necesario normalizar los datos con la sección eficaz NSD total  $\sigma_{NSD}$ , la cual por desgracia no se encuentra especificada en [178–181]. Sin embargo es posible estimar  $\sigma_{NSD}$  para cada conjunto de datos disponible, mediante el procedimiento de multiplicar los resultados de un hadrón inclusivo teóricos a NLO por el factor  $1/\sigma_{NSD}$  ajustando un valor de  $\sigma_{NSD}$  independiente de  $p_T$  para cada experimento<sup>2</sup>. Usamos los conjuntos de PDFs CTEQ6.6 [63] y FFs de DSS para la fragmentación de partones a hadrones cargados sin identificar [74] en la Ec. (7.1), y elegimos  $\mu_f = \mu_{f'} = \mu_r = \mu = p_T$ . Los resultados de los cálculos a NLO se muestran con líneas continuas en las Figs. 7.1-7.3 y se comparan con los datos de ATLAS [178], CMS [179,180], y ALICE [181], respectivamente. Nótese que sólo presentamos datos con  $p_T \geq 1$  GeV. No damos predicciones teóricas basadas en la Ec. (7.1) para  $p_T \lesssim 1,5$  GeV donde correcciones al marco teórico de pQCD factorizable suprimidas por potencias y otras contribuciones *soft* no perturbativas son relevantes. De todas formas los conjuntos de PDFs [63] y FFs [74] no son aplicables a escalas pequeñas  $\mu \simeq p_T$ .

Las bandas sombreadas en las Figs. 7.1-7.3 dan una idea de las incertezas teóricas debidas al truncamiento de la serie perturbativa en la Ec. (7.1) a NLO. Como es usual, las obtuvimos variando simultáneamente todas las escalas en la Ec. (7.1) en un factor dos alrededor de la elección  $\mu = p_T$ . Dado que la normalización de los resultados teóricos ha debido ser determinada a partir de un ajuste, no estudiamos

<sup>1</sup>Como mencionamos en el Capítulo 2 cuando  $E \gg m$ , como en este caso,  $\eta \approx y$ .

<sup>2</sup>Comparando el valor correspondiente a los datos de ATLAS con la estimación de  $\sigma_{NSD}$  presentada por la colaboración en [178], obtuvimos un acuerdo razonable.

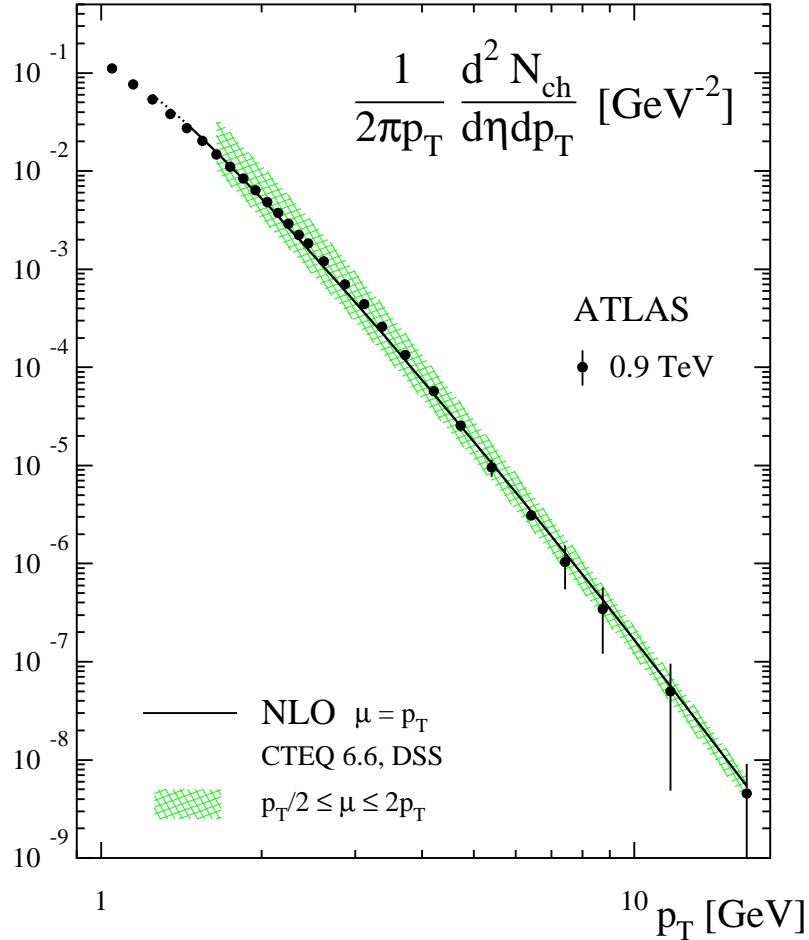


Figura 7.1: Comparación de la producción de inclusiva de hadrones cargados por evento NSD en el rango de *pseudorapidity*  $|\eta| \leq 2,5$  en colisiones  $pp$  a  $\sqrt{S} = 900$  GeV medida por ATLAS [178] con el cálculo de pQCD a NLO usando las FFs de DSS [74] y las PDFs de CTEQ6.6 [63] (línea continua). Las bandas sombreadas indican la incerteza teórica que surge de variar las escalas de la Ec. (7.1) en un factor 2 alrededor de la elección usual  $\mu_f = \mu_{f'} = \mu_r = p_T$ . Nótese que la normalización de la curva proviene de un ajuste, como se explica en el texto.

a este nivel otras fuentes de incertezas como podrían ser variaciones del conjunto de PDFs elegido.

El acuerdo entre la dependencia en  $p_T$  predicha por cálculos de pQCD a NLO y los datos es excelente, y la caída de la sección eficaz en varios órdenes de magnitud a medida que aumenta  $p_T$  se reproduce con fidelidad. Como ya ha sido observado en colisiones  $pp$  en BNL-RHIC a menores energías de centro de masa, los cálculos de pQCD a NLO a nivel *leading twist* tienden a describir apropiadamente resultados

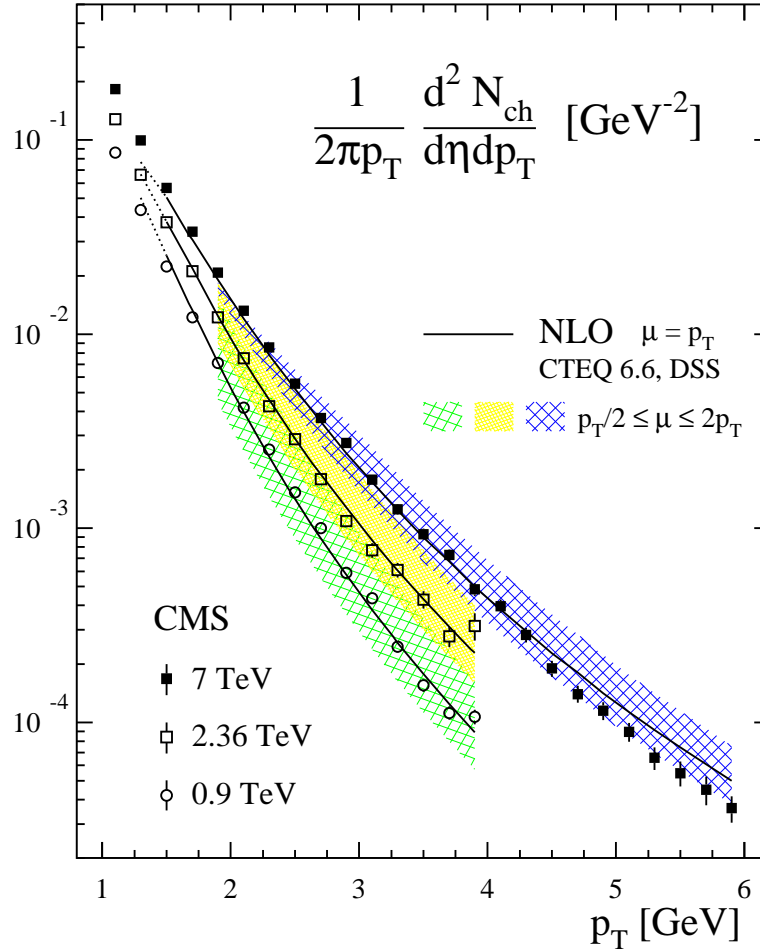


Figura 7.2: Ídem Fig. 7.1 pero ahora en el rango de *pseudorapidity*  $|\eta| \leq 2,4$  y para tres energías diferentes de centro de masa:  $\sqrt{S} = 0,9, 2.36,$  y  $7$  TeV medido por el experimento CMS [179, 180].

de producción inclusiva de un solo hadrón hasta valores de  $p_T$  bastante pequeños ( $p_T \simeq 1,5$  GeV). Se aprecia una ligera tensión entre los datos de CMS [179, 180] en la Fig. 7.2 para  $\sqrt{S} = 7$  TeV y  $p_T \gtrsim 4,5$  GeV, los cuales se encuentran en el límite inferior de la banda de incerteza. Nótese que de todos los datos de producción de hadrones, aquellos medidos a  $\sqrt{S} = 7$  TeV testean en las PDFs los menores valores de  $x_{a,b}$ , hasta el límite cinemático en torno a  $x_T \simeq 5 \cdot 10^{-4}$ .

En los meses siguientes a la publicación de los resultados que mostramos aquí, CMS presentó mediciones en un rango mayor de  $p_T$  [185]. Para describir los datos utilizamos el mismo procedimiento de normalización descripto, y el valor obtenido (para cada energía) es compatible con el que empleamos para los primeros datos de CMS. Por completitud mostramos la comparación entre estos datos y nuestro



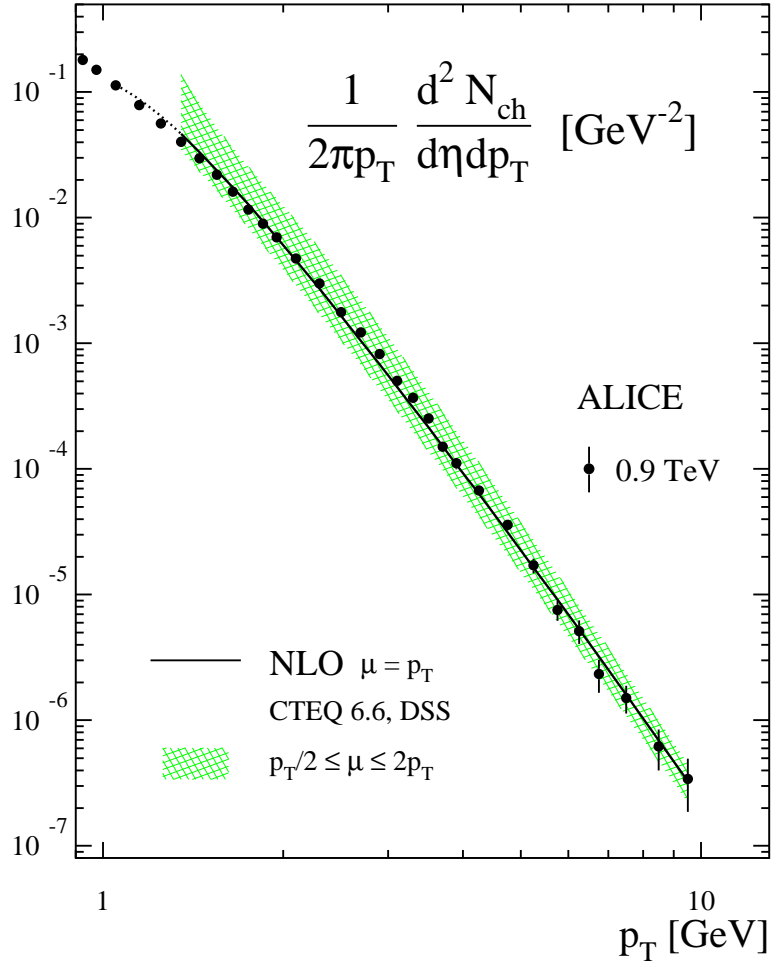


Figura 7.3: Ídem Fig. 7.1, en el rango  $|\eta| \leq 0,8$  medido por la colaboración ALICE [181].

cálculo teórico en la Figura 7.4. Como podemos apreciar, el acuerdo entre los datos y la predicción teórica es excelente para todo el rango de  $p_T$  medido (20 veces mayor que el que se estudió en la Fig. 7.2).

Los resultados de precisión que se medirán próximamente en el LHC estudiarán de manera decisiva todos los aspectos de la producción de inclusiva hadrones en un rango de energías nunca antes explorado, desde las PDFs y FFs no perturbativas hasta la validez de la aproximación *leading-twist* en la Ec. (7.1). Aparte de los resultados sobre hadrones cargados no identificados publicados hasta el momento, ALICE está destinado a identificar diferentes especies hadrónicas como piones, kaones y protones a *rapidities* centrales. Estos resultados proveerán información relevante en futuros análisis globales de FFs. En la siguiente Sección discutimos en detalle predicciones teóricas para la producción inclusiva de un hadrón en el LHC,

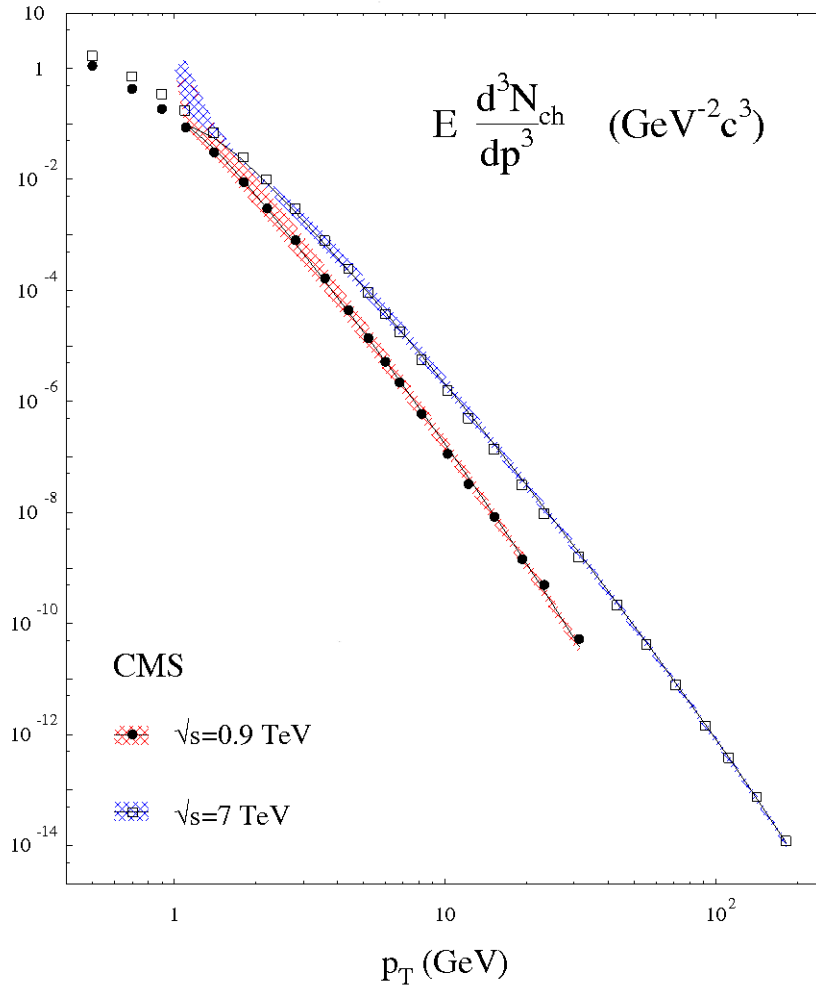


Figura 7.4: Ídem Fig. 7.2 para dos energías diferentes de centro de masa:  $\sqrt{S} = 0,9$  y 7 TeV medido por el experimento CMS [185]. Nótese la amplitud del rango de  $p_T$  medido.

y presentamos estimaciones de sus incertezas.

### 7.3. Predicciones para la producción inclusiva de un hadrón a alto $p_T$ en colisiones $pp$ a energías $\mathcal{O}(\text{TeV})$

Tras obtener una descripción exitosa de los primeros datos del LHC empleando las FFs de DSS [73,74], pasamos a discutir de manera detallada las secciones eficaces de producción de hadrones tanto identificados como no identificados, que serán objeto

de estudio del LHC en el futuro cercano. Mientras que ATLAS, CMS y ALICE pueden medir hadrones no identificados, sólo ALICE tiene la capacidad de diferenciar especies hadrónicas en *rapidities* centrales, lo cual es crucial para un testeo detallado del conocimiento actual sobre FFs y el subyacente marco teórico de pQCD.

Los resultados que presentamos a continuación incluyen estimaciones de incertezas de escala, PDFs y FFs. Para dilucidar el impacto de próximos datos del LHC en la comprensión de la factorización en pQCD y en particular de la hadronización, discutimos la contribución de los diferentes subprocessos partónicos  $d\sigma_{ab \rightarrow cX}$  a la Ec. (7.1), el papel de las fragmentaciones de quarks y gluones, y los rangos de fracciones de momento que se estudiarán predominantemente.

En lo que sigue, salvo aclaración explícita, usaremos el conjunto de PDFs CTEQ6.6 y los conjuntos asociados de estimación de incertezas por el método Hessiano [63]. Las FFs de partón a hadrón son las de DSS [73, 74], y las incertezas asociadas son estimadas empleando el método de los multiplicadores de Lagrange [73, 74, 144]. Todos los cálculos se realizaron a NLO con las secciones eficaces *hard*, PDFs y FFs en la Ec. (7.1) evaluadas en el esquema  $\overline{\text{MS}}$ . Elegimos además el momento transversal del hadrón producido ( $p_T$ ) como las escalas de renormalización y factorización  $\mu_{f,f'}$  y  $\mu_r$ , respectivamente, en la Ec. (7.1). Para estimar ambigüedades teóricas debidas al truncamiento de la serie perturbativa a NLO, variamos las escalas un factor 2 en torno del valor central  $p_T$ .

### 7.3.1. Producción de piones, kaones y protones en el LHC

La sección eficaz diferencial en  $p_T$  para la producción de piones cargados integrada en el rango de  $|\eta| \leq 1,5$  y su dependencia con la energía se muestra en el panel superior de la Fig. 7.5 para  $\sqrt{S} = 0,9, 2,36, 7, \text{ y } 14$  TeV. Las bandas sombreadas dan una estimación de las ambigüedades teóricas debidas a las variaciones de  $\mu_{f,f',r}$  como mencionamos previamente. La incerteza de escala típica para  $\sqrt{S} = 14$  TeV llega a ser del 25 % a  $p_T \approx 20$  GeV y 14 % a  $p_T \approx 100$  GeV. A iguales valores de  $p_T$  pero menor energía de centro de masa ( $\sqrt{S} = 0,9$  TeV) las incertezas correspondientes llegan a ser hasta del 30 %.

El panel inferior muestra la diferencia esperada entre  $\pi^+$  y  $\pi^-$  según la predicción de las FFs de DSS [73]. Recuérdese que la separación de cargas de las FFs está determinada en su mayor parte por datos de SIDIS a una escala relativamente baja  $Q^2 \simeq 2,5$  GeV y, en menor medida, por datos de RHIC [73]. Como consecuencia de esto las incertezas son aún grandes en conjuntos actuales de FFs. Podemos ver en la Fig. 7.5 que el cociente  $d\sigma^{\pi^-}/d\sigma^{\pi^+}$  cae con lentitud a medida que aumenta  $p_T$ , tanto para  $\sqrt{S} = 14$  TeV como para 7 TeV. Esto se debe a la predominancia de dispersiones *hard* y procesos de hadronización iniciados por gluones, situación que

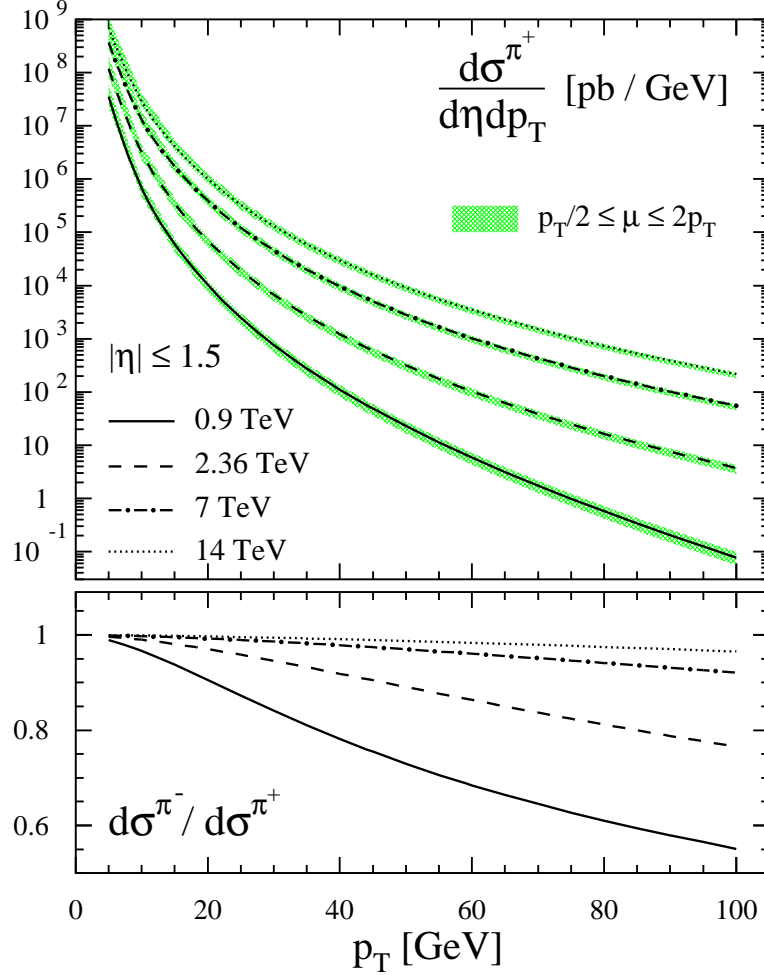


Figura 7.5: Panel superior: predicci3n de la secci3n eficaz a NLO para la producci3n de  $\pi^+$  a cuatro energías de centro de momentos, integrada en el rango de *pseudorapidity*  $|\eta| \leq 1, 5$ . Las bandas sombreadas indican la incerteza asociada a la variaci3n de las escalas en el rango  $p_T/2 \leq \mu_{f,f',r} \leq 2p_T$ . Panel inferior: cociente de los resultados para  $\pi^-$  y  $\pi^+$ .

prevalece a valores altos de  $p_T$ ; véanse los paneles (a) y (c) de la Fig. 7.8, y la discusi3n subsiguiente. Resulta claro entonces que una medici3n precisa de  $d\sigma^{\pi^-}/d\sigma^{\pi^+}$  reviste gran importancia fenomenol3gica pero que, al mismo tiempo, es un arduo desafío a la energía nominal del LHC, dado que se requiere una gran luminosidad integrada para resolver efectos de unos pocos % a  $p_T$  alto. Energías menores en el centro de momentos,  $\sqrt{S} = 2, 36$  TeV y 0,9 TeV son más favorables, puesto que a un mismo rango de  $p_T$  examinan fracciones de momento del nucle3n  $x_{a,b}$  mayores, es decir, mayor  $x_T \equiv 2p_T/\sqrt{S}$ , donde dominan los procesos de dispersi3n iniciados por quarks.

El resultado esperado de  $d\sigma^{\pi^+} > d\sigma^{\pi^-}$ , puede entenderse inspeccionando el papel de los diferentes subprocesos partónicos en colisiones  $pp$ ; véase la Fig. 7.8 (a). La dispersión quark-gluón es el segundo canal en importancia para la producción de hadrones. La abundancia de quarks  $u$  en el protón y la estructura de sabor de valencia  $u\bar{d}$  de  $\pi^+$ , esto es,  $D_u^{\pi^+} > D_u^{\pi^-}$ , explica la jerarquía que observamos en la Fig. 7.5 para la producción de  $\pi^\pm$ .

En la Figura 7.6 comparamos las secciones eficaces de producción de  $\pi^+$ ,  $K^+$ , y protones en función de  $p_T$  para  $\sqrt{S} = 7\text{ TeV}$  y  $\eta = 0$ . A  $p_T \approx 20\text{ GeV}$  los piones triplican a los  $K^+$ , y la producción de protones se encuentra aún más suprimida. En conjunto, piones kaones y protones comprenden (casi) la totalidad del resultado para hadrones cargados; véase la Fig. 7.10. La composición relativa de las especies hadrónicas es prácticamente independiente de  $p_T$ , con la fracción de piones decreciendo un poco a medida que aumenta  $p_T$ . Esto se debe a que el valor medio de  $z$  varía con mucha lentitud con  $p_T$ , véase la Fig. 7.8 (e). A valores mayores de  $z$ , la fragmentación a hadrones más masivos como kaones y protones se ve un tanto favorecida con respecto a la de piones [73, 74].

En el panel inferior de la Fig. 7.6 ilustramos la incerteza típica de las PDFs para la producción de hadrones en el LHC. Resulta ser hasta del 5 % para  $p_T = 20\text{ GeV}$ , y 10 % a  $p_T = 5\text{ GeV}$ . Para su cálculo empleamos el conjunto de 44 autovectores Hessianos provistos por CTEQ [63]. Además la comparamos con las variaciones de la sección eficaz debida a la elección de escalas  $\mu_{f,f',r}$  en la Ec. (7.1). Como consecuencia de la predominancia de procesos de dispersión iniciados por gluones, véase la Fig. 7.8 (a), las incertezas de las PDFs reflejan en gran medida la ambigüedad actual en las PDFs de gluones a la escala  $\mu \simeq p_T$  y rango de fracción de momento  $x$  relevantes. En particular, a menores valores de  $p_T$  la ambigüedad teórica debida al truncamiento de la serie a NLO resulta ser por mucho la más importante. Para comparar con los números que dimos, la incerteza de escala es 15 % para  $p_T = 20\text{ GeV}$  y 50 % a  $p_T = 5\text{ GeV}$ .

La dependencia de la sección eficaz de producción de piones neutros con la *pseudorapidity* a  $\sqrt{S} = 7\text{ TeV}$  se muestra en la Figura 7.7, para distintos valores de  $p_T$ . Nuevamente, la incerteza de escala típica se indica con bandas sombreadas para  $p_T = 10$  y  $50\text{ GeV}$ . Mediciones de la dependencia en  $\eta$  a  $p_T$  fijo en un amplio rango es de gran interés fenomenológico, puesto que enfatiza distintos subprocesos partónicos y fracciones de momento  $x_{a,b}$  y  $z$ , respecto de lo que ocurre con los resultados diferenciales en  $p_T$  mostrados en las Figs. 7.5 y 7.6.

Estos aspectos se explican con cierto detalle en la Fig. 7.8. Los paneles muestran la relevancia a NLO de los diferentes subprocesos partónicos  $d\sigma_{ab}$  (fila superior), las fracciones relativas de fragmentación de quarks y gluones (fila media), y los valores medios de las fracciones de momento  $x_{a,b}$  y  $z$  (fila inferior) testeados en la producción de  $\pi^0$  a  $\sqrt{S} = 7\text{ TeV}$ . Los resultados en los paneles de la izquierda están dados en

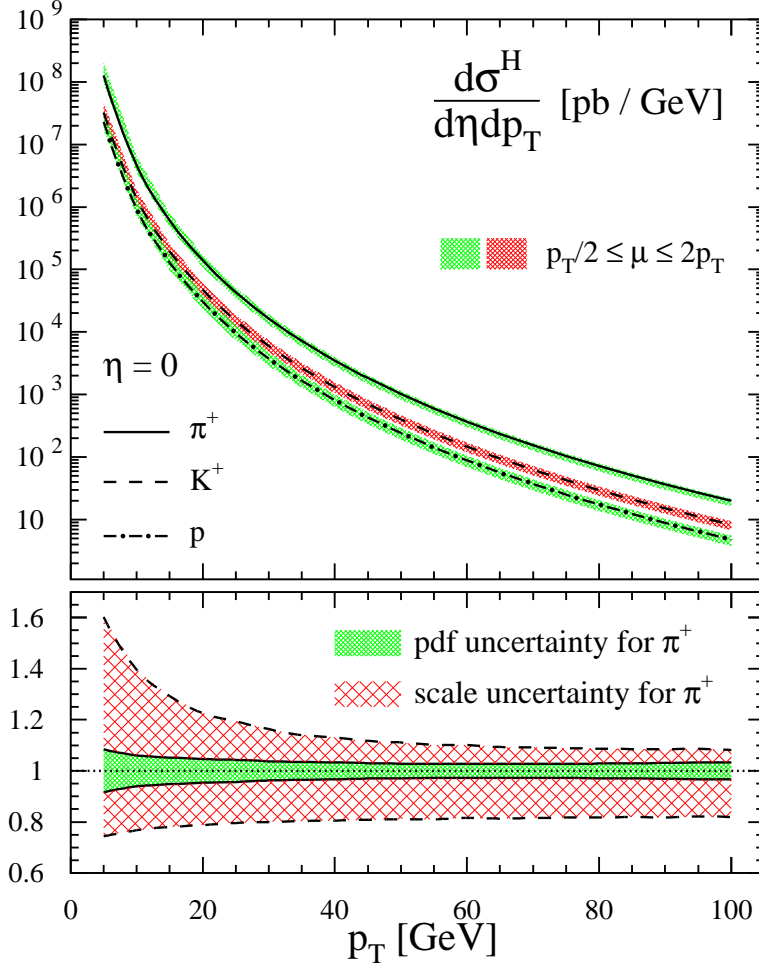


Figura 7.6: Panel superior: comparación de las predicciones para  $\pi^+$ ,  $K^+$ , y  $p$  a NLO para  $\eta = 0$  y  $\sqrt{S} = 7$  TeV. Como en las figuras previas, las bandas sombreadas dan una estimación de la ambigüedad de la escala teórica. Panel inferior: incertezas provenientes de las PDFs para la producción de  $\pi^+$  con respecto a la línea continua del panel superior, estimadas con el conjunto de autovectores Hessianos de CTEQ6.6 [63] (banda sólida) y comparada con la ambigüedad por la variación de la escala (banda discontinua).

función de  $p_T$  para  $\eta = 0$ , y los paneles de la derecha son diferenciales en  $\eta$  para un valor fijo de  $p_T = 25$  GeV. Para distintas energías de centro de momento, los gráficos presentan a grandes rasgos un escaleo con  $x_T = 2p_T/\sqrt{S}$ , esto es, fracciones de subprocessos son similares a igual valor de  $x_T$ .

A partir de los paneles (a) y (b), podemos inferir que el canal más importante a  $p_T$  pequeño y *pseudorapidities* centrales es el de dispersión gluón-gluón. Para  $p_T \gtrsim 40$  GeV a  $\eta \simeq 0$  o a  $\eta$  forward ( $\eta > 0$ ), la dispersión quark-gluón pasa a ser el

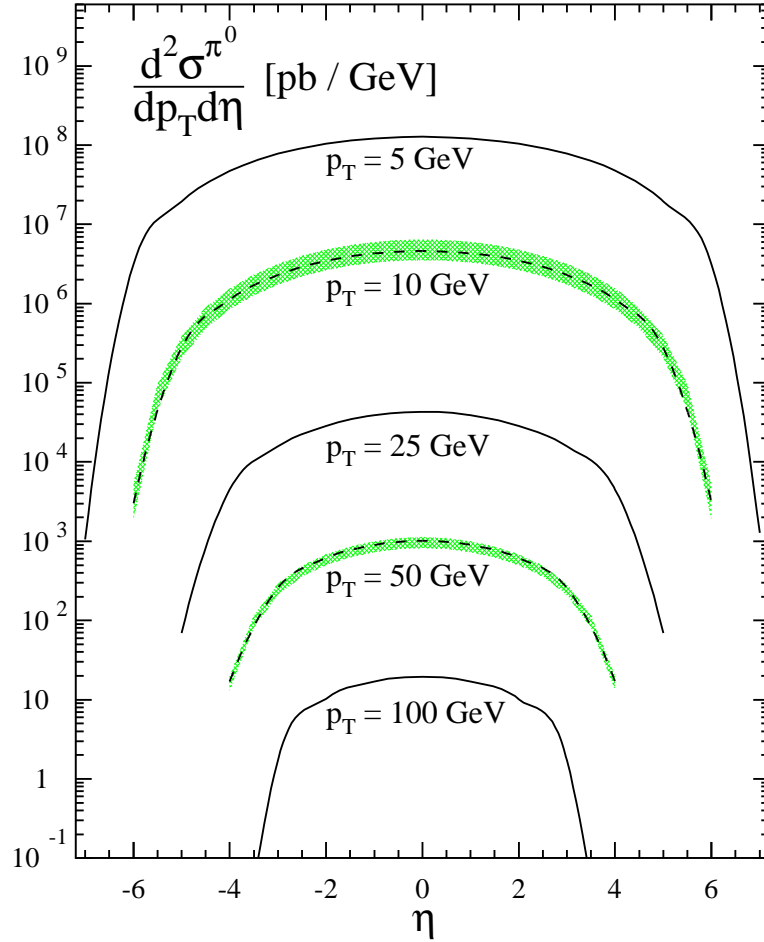


Figura 7.7: Dependencia de la sección eficaz de producción de piones neutros con  $\eta$  a  $\sqrt{S} = 7 \text{ TeV}$ , para varios valores fijos de  $p_T$ . La incerteza teórica de escala está indicada por las bandas sombreadas para  $p_T = 10$  y  $50 \text{ GeV}$ . Nótese que la distribución es simétrica ya que no hay un sentido privilegiado.

subproceso dominante. Por ejemplo, a grandes *pseudorapidades forward*,  $\eta \gg 0$ , hay una mayor sensibilidad a la dispersión de un quark de valencia que lleva una fracción grande de momento  $x_a$ , con un gluón con  $x_b \ll 1$ , para los cuales ambas PDFs son importantes; compárese también con el panel (f). En el rango cinemático expuesto, los procesos iniciados únicamente por quarks contribuyen poco, alcanzando a ser el 15% del total y esto sólo para  $p_T$  grande y/o grandes valores de  $\eta$ .

Los gráficos (c) y (d) de la Figura 7.8 dan las contribuciones relativas de fragmentación de quarks y gluones a la sección eficaz diferencial en  $p_T$  y  $\eta$ , respectivamente. A *rapidity* media ( $y = \eta = 0$ ), la fragmentación de gluones en piones domina en todo el rango de  $p_T$  presentado. Para  $|\eta| \gg 0$  y  $p_T = 25 \text{ GeV}$ , la fragmentación de

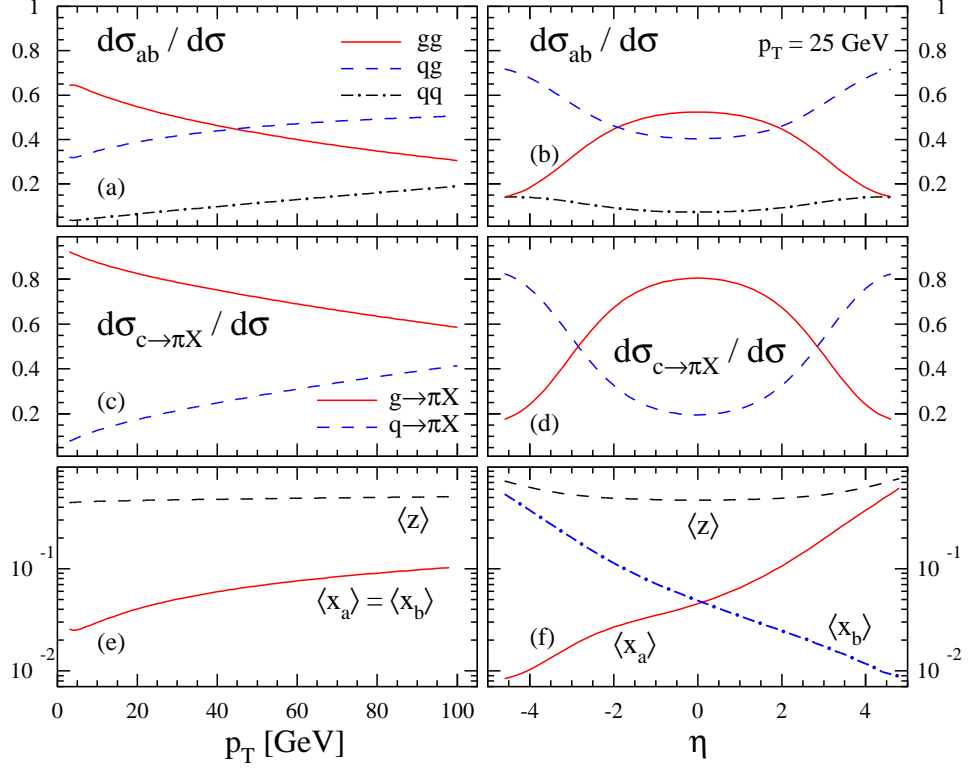


Figura 7.8: (a) y (b): contribuci3n relativa de los subprocessos part3nicos a NLO  $d\sigma_{ab}$  iniciados por dispersi3n glu3n-glu3n, quark-glu3n y quark-quark a la secci3n eficaz de producci3n de  $\pi^0$  a  $\sqrt{S} = 7 \text{ TeV}$ , en funci3n de  $p_T$  y  $\eta$ , respectivamente. (c) y (d): 3dem (a) y (b), pero ahora para las fracciones relativas de quarks y gluones fragmentando en el pi3n observado. (e) y (f): valores medios de las fracciones de momento  $x_{a,b}$  y  $z$  testeadas en la producci3n de  $\pi^0$ .

quarks llega a ser el 80 % del total.

En los paneles inferiores de la Fig. 7.8 presentamos estimaciones de los valores medios de las fracciones de momento  $\langle x_{a,b} \rangle$  y  $\langle z \rangle$  estudiadas que predominan en la producci3n inclusiva de un hadr3n en el LHC. Como vimos en el Cap3tulo 6 cuando estudiamos el  $\langle z \rangle$  en colisiones  $dAu$ , existen varias formas de estimar valores medios. Nosotros elegimos utilizar la definici3n de la Ec. 6.11 que recordamos aqu3:

$$\langle z \rangle \equiv \frac{\int dz z \frac{d\sigma^H}{dz dp_T}}{\int dz \frac{d\sigma^H}{dz dp_T}}, \quad (7.3)$$

y la utilizamos tambi3n para obtener  $\langle x_{a,b} \rangle$ . Lo m3s destacable es que a pesar de las grandes energ3as de centro de momentos accesibles en el LHC, la mayor parte



de los hadrones se produce con  $\langle z \rangle \geq 0,4$  ( $\eta = 0$ ) y  $\langle z \rangle \geq 0,6$  ( $\eta \gg 0$ ), lo cual es comparable con lo que se encuentra a energías menores, por ejemplo en RHIC. Este hallazgo asegura la aplicabilidad del concepto de FFs el cual, tal como mencionamos con anterioridad, exige  $z \gtrsim 0,05$ . Otro resultado interesante es que a mid rapidity el valor medio de  $x_{a,b}$  es significativamente mayor que el que se puede esperar del límite cinemático inferior  $x_{a,b} \simeq x_T = 2p_T/\sqrt{S}$ , el cual es de orden  $10^{-3}$  para  $p_T \lesssim 20$  GeV.

Las Figuras 7.5-7.8 muestran con claridad el posible impacto de mediciones inclusivas de hadrones en un amplio rango cinemático en  $p_T$  y  $\eta$  sobre futuros análisis globales de FFs. Los datos impondrán fuertes restricciones sobre las FFs para distintas especies hadrónicas a valores altos de  $z$  y a escalas  $\mu_{f'} \simeq p_T$  sin precedentes. Las incertezas de escala y, en menor medida, de PDFs son considerablemente más pequeñas que para las mediciones correspondientes en RHIC, llevadas a cabo a valores mucho menores de  $p_T$  y  $\sqrt{S}$ , las cuales se emplean en la actualidad en ajustes globales [73, 74].

Para finalizar esta Sección, en lo que sigue discutimos la propiedad de escaleo en  $x_T$  a energías del LHC. En pQCD se esperan desviaciones del escaleo que presenta la sección eficaz invariante  $\sigma_{\text{inv}}$  en la Ec. (7.2) en el modelo simplificado, siendo entonces  $n = n(x_T, \sqrt{S})$  [170–173]. Los gráficos (a) y (b) de la Figura 7.9 muestran los cocientes de  $\sigma_{\text{inv}}$  escaleados por  $p_T^n$  para 7 TeV, 2,36 TeV, y 0,9 TeV respecto del resultado obtenido para  $\sqrt{S} = 14$  TeV con  $n = 4$  y  $n = 5$  en la Ec. (7.2), respectivamente. Como podemos apreciar, las violaciones al escaleo son importantes para  $n = 4$ , tal como se espera a partir del *running* de  $\alpha_s$  y de la evolución con la escala de las PDFs y FFs. Nótese que el cociente para 0,9 TeV es demasiado grande para ser presentado en la Fig. 7.9 (a). La elección  $n = 5$  en la Ec. (7.2) lleva a cocientes muy parecidos para las tres energías en el rango de  $x_T$  estudiado, en particular para  $\sqrt{S} = 2,36$  TeV y 0,9 TeV.

El escaleo de  $\sigma_{\text{inv}}$  con un exponente universal  $n$  no puede sin embargo ser más que una aproximación burda, porque  $n$  debe depender tanto de  $p_T$  como de  $\sqrt{S}$ . Esta dependencia cinemática de  $n$  se ilustra en la Fig. 7.9 (c) para dos valores distintos de  $p_T$ . Como en [173], estimamos el exponente de escaleo  $n$  en la Ec. (7.2) mediante la comparación del espectro en  $x_T$  a diferentes energías de centro de momentos  $\sqrt{S}$  y  $\sqrt{S'}$ , para  $p_T$  fijo, es decir,

$$n(x_T) = -\frac{\ln [\sigma_{\text{inv}}(S, x_T)/\sigma_{\text{inv}}(S', x_T)]}{\ln(\sqrt{S}/\sqrt{S'})}. \quad (7.4)$$

La dependencia tanto en  $x_T$  como en  $p_T$  es claramente visible y debe ser tenida en cuenta al realizar la comparación de los resultados teóricos del escaleo en  $x_T$  con el espectro experimental. En consecuencia, también hay una cierta ambigüedad al estimar  $n(x_T)$ , puesto que el resultado basado en la Ec. (7.4) depende además de la elección de  $S$  y  $S'$ . A esto se suma el hecho de que los estudios del comportamiento del

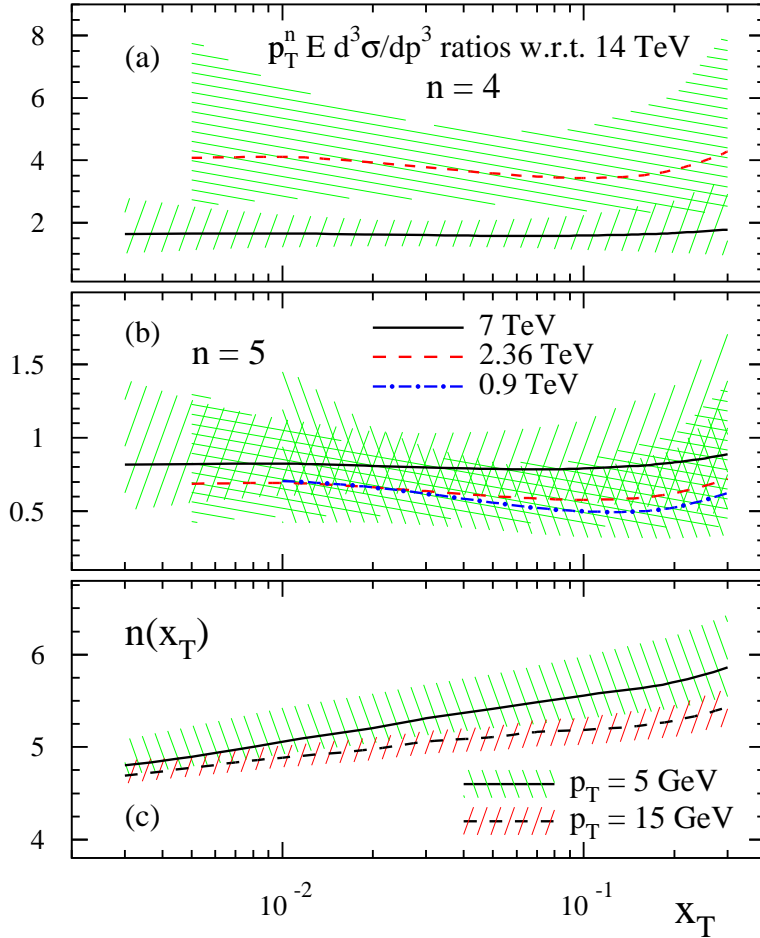


Figura 7.9: Gráfico del escaleo en  $x_T$  para la producción de  $\pi^+$  a  $\eta = 0$  y energías del LHC. (a) y (b): cocientes de la sección eficaz invariante de la Ec. (7.2), escaleada por  $p_T^n$  para 7 TeV (línea continua), 2,36 TeV (línea de trazos), y 0,9 TeV (línea de puntos-trazos) respecto del resultado obtenido a  $\sqrt{S} = 14$  TeV para  $n = 4$  y  $n = 5$ , respectivamente. Las bandas indican la incerteza teórica por variar las escalas  $\mu_{f,f',r}$  en forma independiente en el numerador y denominador de los cocientes. (c): dependencia en  $x_T$  del exponente de escaleo  $n$  e incerteza de escala (bandas sombreadas) estimada en base a la Ec. (7.4).

escaleo sufren también de ambigüedades teóricas debidas a las escalas. Las bandas sombreadas en los gráficos (a) y (b) de la Fig. 7.9 indican las incertezas por variar las escalas  $\mu_{f,f',r}$  en un factor 2 alrededor de la elección usual  $p_T$ . Comparando con [173], encontramos una variación mucho mayor porque, haciendo un elección más conservativa, en el presente trabajo permitimos escalas *distintas* en el numerador y denominador para los cocientes de las secciones eficaces invariantes que mostramos

en los paneles (a) y (b).

La posibilidad de tener diferentes escalas de factorización para observables calculados a distintas energías de centro de momentos es natural, por ejemplo en ciertos procedimientos propuestos de *scale fixing* [186], dado que la *escala óptima* depende de la cinemática del proceso. También resulta interesante recordar mediciones recientes de producción inclusiva de piones neutros en RHIC a tres energías de centro de momentos distintas [187–189]. Aunque las secciones eficaces están bien descritas por pQCD dentro de las incertezas de escala, se puede argumentar que una elección *optimizada* de escalas en un cálculo NLO [112, 113, 165] sugeriría el uso de escalas próximas a  $p_T/2$ ,  $p_T$ , y  $2p_T$  para  $\sqrt{S} = 62, 4, 200, \text{ y } 500 \text{ GeV}$ , respectivamente. La escala de factorización menor a energías menores del centro de momentos permite que haya una mayor cantidad de radiación QCD en los elementos de la matriz de dispersión *hard*, lo cual incrementa la sección eficaz y lleva a una descripción más adecuada de los datos. Hasta un cierto punto, esto se asemeja a la resumación a todo orden de contribuciones logarítmicas en las secciones eficaces de los subprocessos partónicos que se encuentran realizados cerca de los umbrales, y son por lo tanto más relevantes a menores energías del centro de momentos a un dado valor de  $p_T$  [190].

### 7.3.2. Espectro de hadrones cargados sin identificar

En lo que sigue realizamos una descripción detallada de cómo las limitaciones actuales del conocimiento sobre FFs se propagan a las incertezas en las estimaciones de las secciones eficaces. Centraremos la discusión en el espectro de hadrones cargados no identificados que, aparte de ser accesible a todos los detectores del LHC y del Tevatron, permite comparar las contribuciones relativas de las diferentes especies hadrónicas y sus respectivas incertezas.

Es claro que los piones dominan el espectro de hadrones cargados, con incertezas típicas para las FFs relevantes  $D_c^{\pi^\pm}$  estimadas en unos pocos % [73]. Sin embargo, kaones cargados, protones y antiprotones representan contribuciones no despreciables y, potenciados por mayores incertezas inherentes a sus FFs [73, 74], pueden redundar en una contribución significativa al error teórico en estimaciones de espectros de partículas cargadas, tal vez comparables en importancia con las de piones. Se sabe que las contribuciones provenientes de hadrones cargados *residuales* (hadrones que no son piones, kaones ni protones) son marginales a escalas bajas de energía, pero aumentan con la misma. Dado que las FFs correspondientes no están determinadas con precisión [74], pueden producir incertezas relevantes, comparables o incluso mayores a aquellas provenientes de especies hadrónicas producidas más copiosamente. En conjunto, los errores teóricos de FFs pueden tornarse del orden de las incertezas de escala en determinados rangos cinemáticos, en especial a alto  $p_T$ .

En una primera aproximación, las incertezas provenientes de las FFs se suelen estimar simplemente mediante la comparación de los resultados obtenidos con dos

conjuntos de FFs, determinados a través de ajustes óptimos. Sin embargo tal procedimiento puede dar a lo sumo un límite inferior del error verdadero. A fin de llegar a una estimación fiel de las incertezas derivadas de aquellas inherentes a las funciones de fragmentación, empleamos la técnica de *multiplicadores de Lagrange* [144], la cual explora para cualquier observable deseado, dependiente de las FFs en este caso, el rango completo de variaciones dentro de un  $\Delta\chi^2$  tolerado en el ajuste. A pesar de que en sí la estimación de los errores es más complicada que en el método *Hessiano* estándar [119, 120], el método de multiplicadores de Lagrange posee la ventaja de no requerir ninguna hipótesis sobre el perfil de  $\chi^2$  cerca del mínimo del ajuste, ni respecto a cómo los errores de los parámetros del ajuste (que en este caso describen las FFs) se propagan a un dado observable.

Como ejemplo, en los paneles superiores de las Figs. 7.10 y 7.11 mostramos los resultados de propagar las incertezas de las FFs para distintas especies hadrónicas, con el método de multiplicadores de Lagrange, a la sección eficaz invariante de hadrones cargados (dadas en los paneles de la izquierda) tanto para el LHC como para Tevatron a energías de centro de momentos de 7 TeV y 1,96 TeV, respectivamente. Tal como se realizó en los análisis de DSS [73, 74], permitimos una tolerancia de  $\Delta\chi^2/\chi^2 = 2\%$  en cada análisis de errores. Las incertezas resultantes de las FFs se comparan con la ambigüedad teórica de las variaciones de las escalas dentro del rango típico  $p_T/2 \leq \mu_{f,f',r} \leq 2p_T$ . Aunque las incertezas de escala son dominantes, los errores propagados de las FFs a las secciones eficaces invariantes de hadrones cargados son bastante importantes, y su papel se torna más significativo a medida que aumenta  $p_T$ . Esto es similar a lo que encontramos en la Fig. 7.6 en el caso de las incertezas de PDFs.

En los paneles inferiores de la derecha en las Figs. 7.10 y 7.11 presentamos las contribuciones relativas de las diferentes especies hadrónicas al espectro inclusivo de hadrones cargados, en función de  $p_T$ . Vale la pena notar que la mezcla de hadrones es prácticamente independiente de  $p_T$ , lo cual está relacionado con el hecho observado en la Fig. 7.8 (e) de que el valor medio de la fracción de momento  $\langle z \rangle$  permanece casi constante. Sin embargo, la contribución de hadrones cargados residuales crece en importancia a valores mayores de  $p_T$ , aunque siempre resulta pequeña en comparación con piones, kaones y protones.

En la Fig. 7.11 comparamos las estimaciones a NLO de secciones eficaces invariantes con datos recientes de CDF [174]. En el panel inferior izquierdo mostramos además el cociente entre los datos y la teoría. Como se aprecia, los resultados teóricos no alcanzan a describir los datos para  $p_T \gtrsim 25$  GeV, lo cual causó bastante agitación [175–177]. Dado que los datos también presentan excesos en las correspondientes mediciones de jets, tal vez la explicación más plausible para esta discrepancia sea un problema experimental. Sin embargo, es interesante saber que las incertezas de las FFs estimadas son demasiado pequeñas para dar cuenta de los resultados hadrónicos observados por CDF.

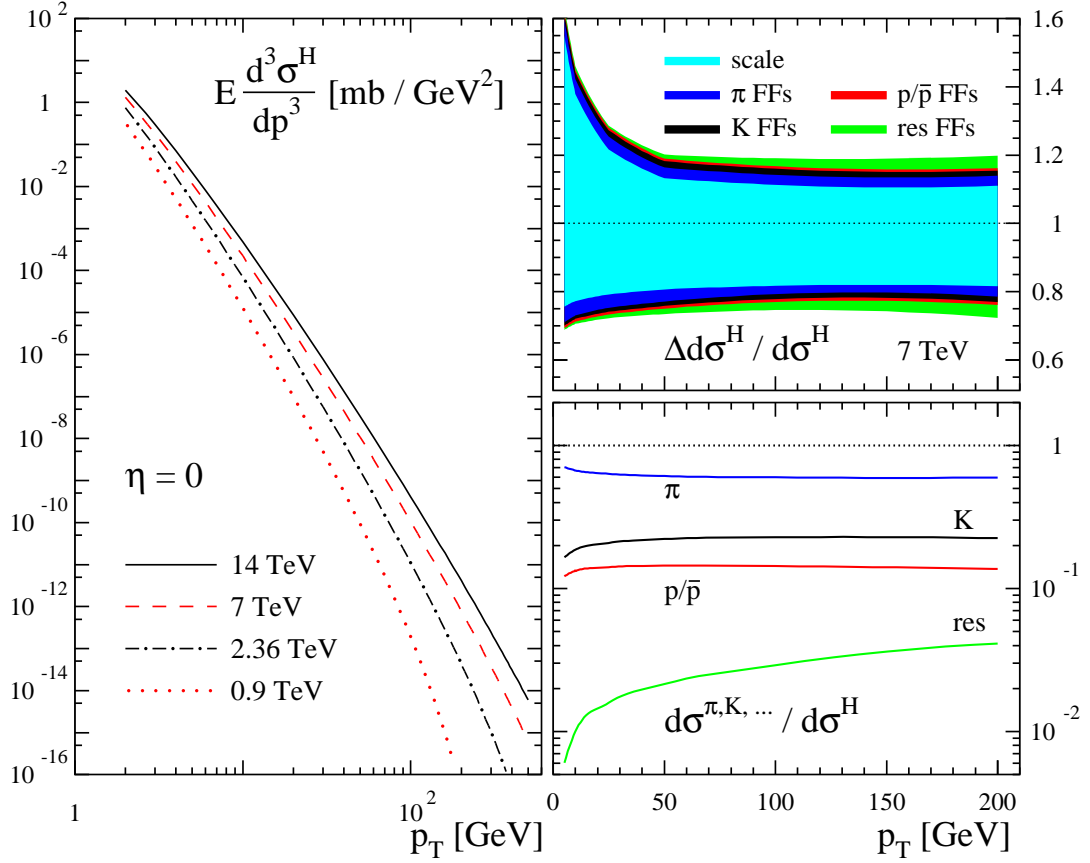


Figura 7.10: Panel izquierdo: sección eficaz invariante para la producción de hadrones cargados a NLO para  $\eta = 0$ , a cuatro energías de centro de momentos diferentes. Panel superior derecho: ambigüedad teórica relativa del resultado de hadrones cargados a  $\sqrt{S} = 7$  TeV inducida por variaciones de las escalas  $\mu_{f,f',r}$  y por las incertezas de las FFs para cada especie hadrónica individual. Panel inferior derecho: contribución parcial de las distintas especies hadrónicas a la sección eficaz invariante de hadrones cargados a  $\sqrt{S} = 7$  TeV.

Vale la pena mencionar que al pasar de la cinemática del Tevatron a la del LHC hay una reducción relevante de la importancia relativa de la dependencia residual en las escalas de factorización y normalización, comparadas con las incertezas de las FFs. Nuevamente, esto ilustra el impacto que tendrán los próximos resultados del LHC en futuros análisis globales.

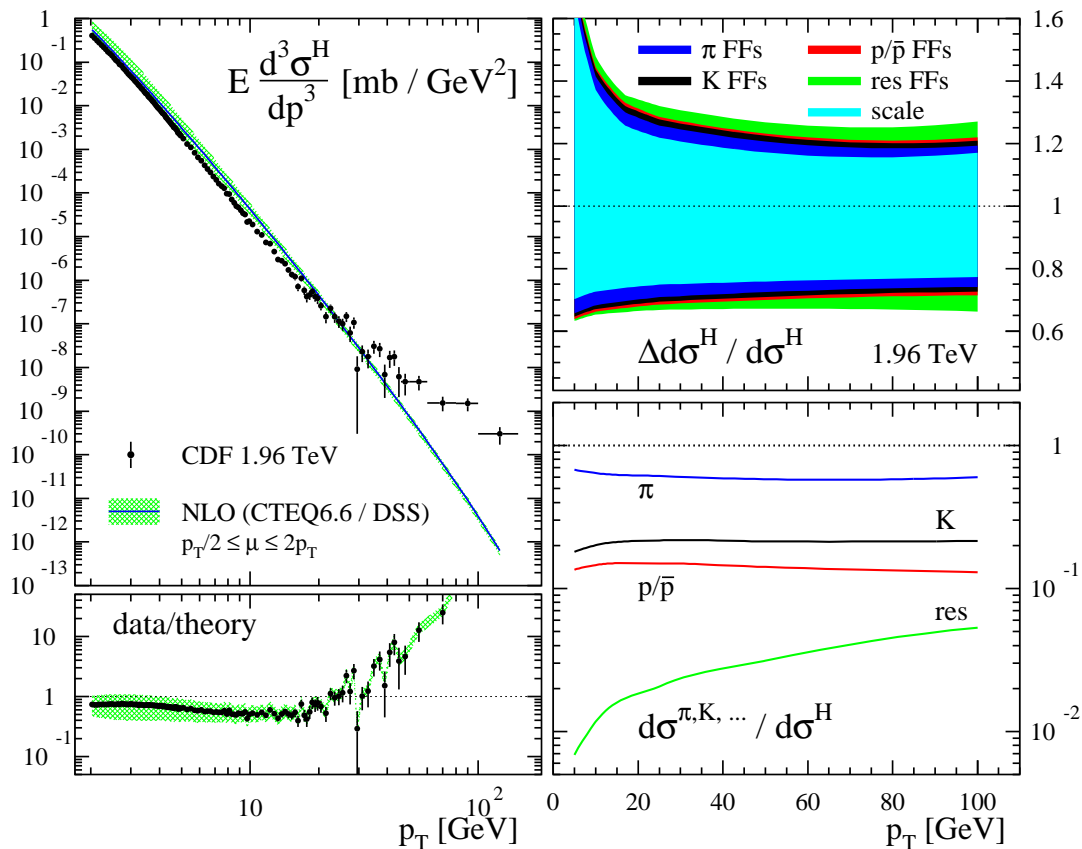


Figura 7.11: Ídem Fig. 7.10 para colisiones  $pp$  a 1,96 TeV. Los paneles de la izquierda muestran asimismo datos recientes de CDF [174], y el cociente entre los datos y el cálculo a NLO.

## 7.4. Resumen

Hemos realizado un análisis comprehensivo de la producción inclusiva de un único hadrón en colisiones  $pp$  (para la cinemática del LHC), basado en la factorización de QCD.

Mostramos que los primeros resultados experimentales del LHC para espectros de hadrones cargados presentan un buen acuerdo con los valores esperados en base a cálculos perturbativos en QCD, realizados a NLO y empleando los conjuntos más recientes de funciones de distribución partónicas y de fragmentación.

Apoyándonos en este éxito, presentamos predicciones detalladas para varias distribuciones cinemáticas de hadrones identificados y no identificados en colisiones  $pp$ . Discutimos las distintas fuentes de incertezas teóricas y realizamos una estimación de las mismas. De nuestros cálculos resulta que la dependencia de las secciones

eficaces a NLO con las escalas de factorización y renormalización constituye la incerteza dominante, en particular a valores pequeños de momento transversal del hadrón producido. Las incertezas provenientes de las funciones de fragmentación en diferentes especies hadrónicas fueron propagadas a los resultados empleando el método de multiplicadores de Lagrange, encontrando a las mismas mucho menores que las asociadas a la elección de las escalas.

Con el objeto de comprender mejor el posible impacto de los datos de producción de hadrones que se obtendrán a futuro en el LHC sobre próximos análisis globales de funciones de fragmentación, estudiamos en detalle las contribuciones relativas de diferentes subprocesos partónicos y las fracciones de fragmentación de quarks y gluones en los hadrones observados, en función del momento transversal y de la *pseudorapidity*. Además, estimamos los valores medios de fracciones de momento relevantes a energías del LHC, tanto para las funciones de densidad partónica como para los procesos de fragmentación. De este análisis encontramos que, tal como ocurre en otros colisionadores hadrónicos de menor energía, la mayor parte de los hadrones producidos llevan una fracción grande del momento del partón padre, lo cual nos asegura la aplicabilidad del concepto de funciones de fragmentación factorizadas, también a energías del LHC.

# Capítulo 8

## Predicciones para procesos en medios nucleares

En el presente Capítulo presentamos predicciones para distintos procesos en medios nucleares. Para ello empleamos los conjuntos de nPDFs y nFFs cuya extracción describimos en los Capítulos 5 y 6. Comenzamos mostrando predicciones de producción de fotones directos y di-leptones en colisiones  $dAu$  (RHIC) y  $pPb$  (LHC) en la Sección 8.1. Estos observables no son sensibles a efectos nucleares de estado final, por lo que sólo ponen a prueba nuestras DSSZ. En la Sección 8.2 nos abocamos al estudio de producción inclusiva de un hadrón en colisiones protón-plomo en el LHC, ejemplificando con  $\pi^0$ . De este modo ponemos en juego nuestras nFFs, y analizamos cómo afectan el espacio cinemático de interés. Por último en la Sección 8.3 implementamos de manera conjunta los resultados de los Capítulos 5 y 6 para presentar estimaciones de SIDIS en el EIC y LHeC. Todas las predicciones que presentamos en este Capítulo pueden hallarse en [93] y [142]

### 8.1. Producción de fotones directos y di-leptones

Como discutimos en los Capítulos 4 y 5, se necesitan más datos para ampliar nuestro conocimiento de las nPDFs al punto donde se puedan estudiar cuestiones sobre posibles desviaciones de la evolución lineal con la escala o ruptura de la factorización. El mayor obstáculo para todos los análisis globales de nPDFs es la falta de datos de colisiones DIS entre iones pesados. Mediciones de las funciones de estructura  $F_2$  y, en particular,  $F_L$  (para un estudio reciente, véase [191]) así como sus violaciones al escaleo para varios núcleos  $A$  restringiría las condiciones iniciales para las nPDFs en un rango de vasta extensión en  $x_N$ , similar al que la estructura partónica de protones libres testea al presente. Esto determinaría de manera decisiva también la dependencia con  $A$  de las nPDFs y, más importante aún, desafiaría el marco teórico usado actualmente en un rango cinemático donde se esperan grandes desviaciones [100–106]. Hoy día se encuentran en marcha diversos esfuerzos hacia



la realización de un colisionador electrón-ión, (véanse las Refs. [107, 108] para un status de los proyectos de EIC y LHeC), pero aún en el escenario más optimista se requerirá al menos una década más antes de que aparezcan los primeros datos.

Mientras tanto, pruebas alternativas interesantes son la dependencia en *rapidity* de producción de fotones directos y de pares de leptones en DY en colisiones de  $dAu$  en RHIC y  $pPb$  en el LHC. En particular, resultados a *rapidities forward*, donde un quark de valencia del deuterio (protón) con alto  $x$  interactúa con un partón de  $x_N$  muy pequeño en el núcleo, puede revelar aspectos nuevos de las nPDFs. A pesar de tener secciones eficaces menores y de ser experimentalmente más desafiantes, estas pruebas electromagnéticas tienen la ventaja de no exhibir ninguna sensibilidad a las modificaciones nucleares de estado final. Como hemos discutido en la Sec. 5.3.4, la forma en la que el proceso de hadronización y posibles modificaciones debidas al medio se modelan puede tener impacto en la distribución de gluones obtenida. Por lo tanto la producción de fotones directos y de di-leptones en DY arrojará luz sobre la consistencia de los efectos nucleares determinados al presente.

Como se verá en nuestros resultados, la única complicación teórica en el análisis de pruebas electromagnéticas es la presencia de efectos de isospin potencialmente significativos debido al acople directo de los fotones con la carga eléctrica de los quarks. Esto los hace sensibles, por ejemplo, a la menor densidad de quarks  $u$  en un núcleo que en un protón libre debido a la dilución por los neutrones, la cual fue discutida con cierto detalle en el caso de producción de fotones directos en [141]. Tales efectos deben ser tenidos en cuenta cuando se cuantifican modificaciones nucleares genuinas para protones ligados.

Se ha argumentado ya en [141, 192, 193] que la producción de fotones directos constituye una prueba de la densidad gluónica a  $x_N$  pequeño. La Figura 8.1 muestra los valores esperados para resultados de fotones directos en colisiones  $dAu$  y  $pPb$ , para *rapidities*<sup>1</sup> de fotón central ( $\eta = 0$ ) y *forward* ( $\eta = 3$ ), usando nuestro conjunto de nPDFs (líneas sólidas) y normalizadas a la sección eficaz correspondiente en colisiones  $pp$ . Para comparar, los cocientes se calcularon también con los conjuntos de nPDFs de nDS [1] y EPS [83]. Todos los cálculos están hechos con precisión NLO [194–197]. Para extraer las modificaciones genuinamente nucleares, los cocientes que presentamos en la Fig. 8.1 no deben ser comparados con la unidad sino con las líneas de puntos, las cuales indican la relevancia del efecto de isospin. Estas últimas curvas fueron obtenidas con PDFs de protón libre, ignorando cualquier modificación nuclear para los protones ligados, y su desviación de la unidad se debe sólo a la dilución de la densidad del quark  $u$  en un núcleo rico en neutrones donde  $(A - Z) > Z$ . A fin de facilitar las discusiones, en la Fig. 8.2 damos estimaciones de las fracciones de momento medias  $\langle x_{p,d} \rangle$  y  $\langle x_{Pb,Au} \rangle$  testeadas en el protón (deuterio) y en un núcleo de plomo (oro) para los resultados mostrados en la Fig. 8.1. Los resultados para  $\langle x_{p,d} \rangle$  and  $\langle x_{Pb,Au} \rangle$  se obtuvieron de la misma forma que hemos descrito en la Sec. 5.3.4.

---

<sup>1</sup>Nótese que para un fotón real  $y = \eta$  por lo que hablar de  $y$  o  $\eta$  es equivalente.

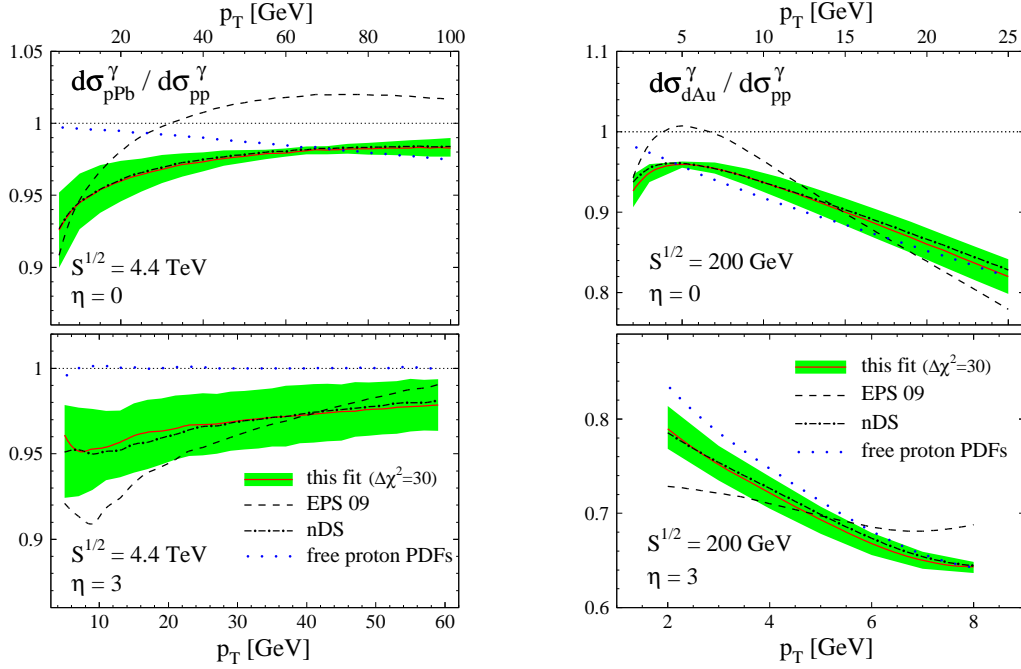


Figura 8.1: Expectativas para la producción de fotones directos en colisiones  $pPb$  (izquierda) y  $dAu$  (derecha) en el LHC y en RHIC, respectivamente, para *pseudo-rapidades centrales* (paneles superiores) y *forward* (paneles inferiores) del fotón ( $\eta$ ) usando nuestro conjunto de nPDFs (líneas sólidas). Mostramos asimismo los resultados obtenidos con los conjuntos de nPDFs de nDS [1] (líneas de puntos-trazos) y EPS [83] (líneas de trazos). Las líneas de puntos indican la relevancia del efecto de isospin (véase el texto). En cada caso los resultados están normalizados a la sección eficaz correspondiente en colisiones  $pp$ , calculada con las PDFs de MSTW.

A las energías de RHIC,  $\eta = 0$  y  $p_T \simeq 10$  GeV, se escanea básicamente la nPDF del gluón alrededor de la región de anti-shadowing  $x_N \sim 0,1$  y hasta el efecto EMC para valores mayores de  $p_T$ . A  $\eta = 3$ , tenemos sensibilidad a fracciones de momento menores pero no por debajo de  $x_N \simeq 0,01$  (ya cubierto por otros datos). Sin embargo, las pronunciadas diferencias en  $R_g^A$  entre los resultados de EPS y nuestro ajuste, que ilustramos en la Fig. 5.14, llevan a diferencias características para  $d\sigma_{dAu}^\gamma/d\sigma_{pp}^\gamma$ , y mediciones en RHIC ciertamente ayudarán a mejorar la determinación de  $R_g^A$ . En el LHC, las fracciones de momento  $x_N$  a las que podemos acceder son de  $\mathcal{O}(10^{-3})$ , con fotones directos producidos a *rapidades forward*. Para  $\eta = 0$  y  $p_T \gtrsim 20$  GeV se estudia en especial el anti-shadowing. De nuevo, cualquier diferencia entre los resultados obtenidos con EPS y nuestro conjunto de nPDFs en la Fig. 8.1 se explican de manera directa por el correspondiente comportamiento de  $R_g^A$  mostrado en la Fig. 5.14.

Como se vio de nuestro análisis de nPDFs, la producción por el mecanismo de

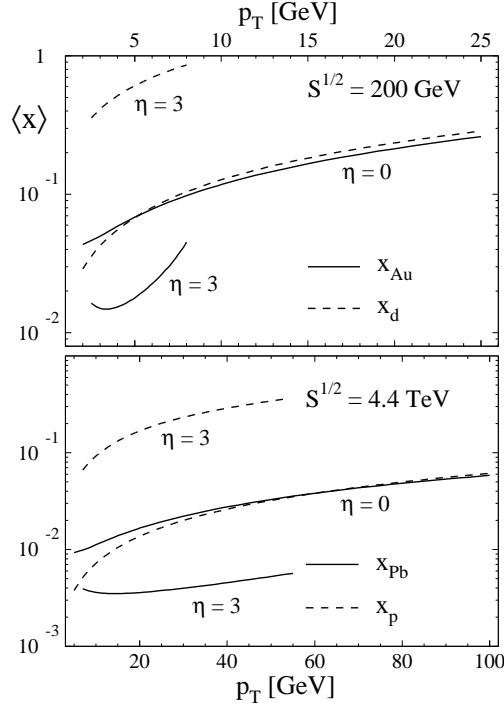


Figura 8.2: Estimaciones de las fracciones medias de momento  $\langle x_{p,d} \rangle$  y  $\langle x_{Pb,Au} \rangle$  probadas en el protón (deuterio) y en el núcleo de plomo (oro) para las secciones eficaces que mostramos en la Fig. 8.1.

Drell-Yan provee una herramienta única para desentrañar efectos nucleares de las densidades de quarks de valencia y de mar. Al orden más bajo en teoría de perturbaciones, y quedándonos por simplicidad sólo con las contribuciones dominantes de quarks  $u$  y  $d$ , la sección eficaz (nuclear) de la Ec. (5.2) está dada por la siguiente combinación:

$$d\sigma_{DY}^{pA} \propto e_u^2 [u(x_1)\bar{u}^A(x_2) + \bar{u}(x_1)u^A(x_2)] + e_d^2 [d(x_1)\bar{d}^A(x_2) + \bar{d}(x_1)d^A(x_2)] . \quad (8.1)$$

Las distribuciones de partones son testeadas a valores de  $x_{1,2}$  que dependen de la masa invariante  $M$  y de la *rapidity*  $y$  del par dileptónico (o, equivalentemente, del bosón de gauge intermediario). Como vimos en el Capítulo 2, al menor orden las fracciones de momento están dadas por

$$x_{1,2} = \frac{M}{\sqrt{S}} e^{\pm y} . \quad (8.2)$$

Se sigue que a  $y$  grande y *positivo*, donde  $x_1 \sim 1$  y  $x_2 \ll 1$ , la sección eficaz de la Ec. (8.1) estará dominada por la distribución de valencia del protón a  $x_1$  y las

distribuciones nucleares modificadas de los quarks de mar  $\bar{u}^A$  y  $\bar{d}^A$  a valores más bien pequeños de  $x_2$ . Las mediciones del cociente de las secciones eficaces  $d\sigma_{pA}^{DY}/d\sigma_{pp}^{DY}$  proveen en consecuencia acceso directo a los cocientes nucleares  $R_{\bar{u},\bar{d}}^A(x_2)$ . Por otro lado, a *rapidities* grandes y *negativas*, las distribuciones son probadas a  $x_1 \ll 1$  y  $x_2 \sim 1$ , y la Ec. (8.1) se torna sensible a los cocientes nucleares de las distribuciones de valencia.

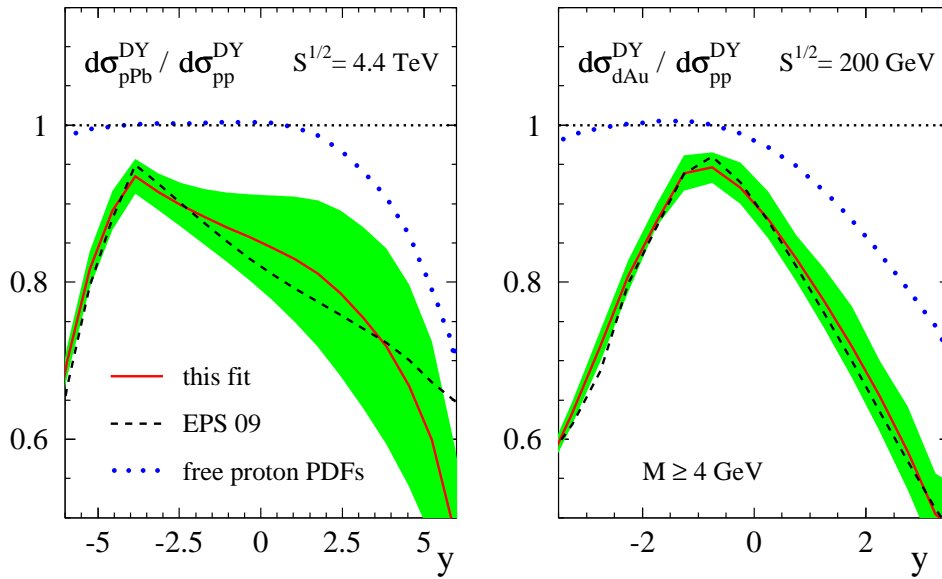


Figura 8.3: Dependencia con la *rapidity* de los cocientes de secciones eficaces de DY en colisiones  $pPb$  (izquierda) y  $dAu$  (derecha) en el LHC y RHIC, respectivamente, con masas invariantes  $M \geq 4$  GeV. Las líneas representan los valores esperados para nuestro conjunto de nPDFs (sólida), EPS [83] (trazos), y el resultado sin considerar efectos nucleares (puntos).

La Figura 8.3 muestra los resultados que esperamos para la producción de pares de di-leptones en colisiones  $pPb$  y  $dAu$  en el LHC y RHIC, respectivamente, para masas invariantes  $M \geq 4$  GeV, normalizados a las secciones eficaces  $pp$  correspondientes. Los cálculos se realizaron con precisión NLO usando el código de [198] y fijando las escalas de renormalización y factorización  $\mu_F = \mu_R = M$ . Como en el análisis de fotones directos, incluimos la predicción para el cociente usando PDFs de protón libre. Los efectos de isospin resultan ser más bien pequeños para  $y < 0$  pero comienzan a competir con la modificación nuclear genuina a  $y > 0$  (2) para energías de RHIC (LHC). Vale la pena notar que para la cinemática de RHIC es posible cubrir valores de  $x \mathcal{O}(10^{-3})$  a grandes *rapidities forward* ( $y = 3$ ). En el caso del LHC con  $\sqrt{s} = 4,4$  TeV y a la misma *rapidity* para el par di-leptónico, uno puede explorar valores de  $x \sim 5 \cdot 10^{-5}$ , donde aún nuestro actual conocimiento de las distribuciones de protón libre es incompleto y será puesto a prueba. No es entonces inesperado que

sea en esta región inexplorada donde observamos las mayores diferencias entre las predicciones obtenidas con nuestras nPDFs y aquellas de [83], las cuales en otros casos concuerdan debido a su contenido similar de modificación nuclear en el sector de quarks, como hemos observado en la Fig. 5.14. Resulta evidente que mediciones de cocientes de secciones eficaces  $DY$  a *rapidities forward* aumentarán nuestro conocimiento de las nPDFs.

## 8.2. Producción inclusiva de un hadrón en colisiones pPb

Es bien sabido que los resultados de procesos de producción de hadrones que tienen lugar en un medio nuclear pueden diferir significativamente de experimentos similares que involucran sólo núcleos livianos o protones como blanco, mostrando tanto supresión como intensificación de los cocientes, dependiendo esto de los detalles del observable. Ejemplos recientes incluyen cocientes de producción de piones y kaones en dispersión inelástica profunda semi-inclusiva contra diferentes núcleos, tal como las provistos por el experimento HERMES [4, 5], y en colisiones deuterio-oro medidas en RHIC [6–9]. El origen de las modificaciones nucleares observadas ha sido atribuido a una gran variedad de mecanismos y modelos [155, 156], más allá de las ya conocidas modificaciones en núcleos de las densidades partónicas (nPDFs) [1, 83, 87]. Modelos disponibles incorporan ideas basadas en interacciones entre el medio nuclear y, por ejemplo, el hadrón final o los pre-partones antes de que tenga lugar la hadronización, y reproducen, con diferentes grados de éxito algunos rasgos de los datos; véase [155, 156].

Las nPDFs proveen una forma efectiva y fenomenológicamente exitosa de factorizar la influencia del medio nuclear sobre los partones interactuantes en conjuntos de funciones universales que evolucionan con la energía como PDFs ordinarias y pueden obtenerse en ajustes globales de QCD a los datos disponibles [1, 83, 87]. La extensión natural de esta idea a efectos nucleares de estado final ha sido presentada con anterioridad, mediante la introducción del concepto de funciones de fragmentación modificadas por el medio (nFF) [155, 156]. Nosotros realizamos ajustes globales para piones y kaones identificados y extrajimos el primer conjunto de nFFs [121] tal como vimos en el Capítulo 6. Demostramos asimismo que dentro de la precisión de los datos disponibles, nuestras nFFs universales constituyen un concepto viable y que la factorización es válida al menos en forma aproximada [121], a pesar de ser mucho más especulativa que en colisiones  $pp$  [155–160, 199, 200], debido por ejemplo a emisión múltiple de gluones por parte de los partones atravesando el campo fuerte de color del medio denso de QCD.

Combinadas con las nPDFs, las nFFs permiten tratar una gran clase de procesos de producción hadrónica *hard* donde un núcleo colisiona con un leptón o un

nucleón (núcleo liviano), en un marco teórico consistente en pQCD y basado en la factorización. Haciendo uso del poder predictivo del enfoque factorizado, presentamos a continuación predicciones para la producción de piones en colisiones de protón-plomo ( $pPb$ ) en un gran rango de  $p_T$  y *rapidity*, las cuales se llevarán a cabo a futuro en el LHC. Colisiones  $pPb$  en el LHC son posibles hasta una energía de centro de momentos de  $\sqrt{S} \approx 8,8$  TeV por nucleón [97], a pesar de no ser parte del programa inicial del colisionador. Además discutimos cómo se espera que cambien la proporción de los diferentes subprocessos partónicos que contribuyen y el rango de fracciones de momento  $z$  testeadas en un medio nuclear a las energías del LHC. Tales mediciones serán cruciales para ampliar el conocimiento actual sobre la hadronización en medios nucleares, explorando hasta que punto los efectos de ruptura de la factorización debidos a interacciones de los partones con el medio entran en juego y limitan la utilidad y el poder predictivo de las nPDFs y las nFFs. Comparaciones de cocientes hadrónicos obtenidos en colisiones  $pp$  y  $pPb$  también ayudarán a develar y comprender las propiedades de la materia QCD caliente y densa.

Estimaciones de producción de piones neutros a LO en colisiones  $pPb$  en el LHC han sido presentadas recientemente en [201], basadas en el supuesto de que todas las modificaciones nucleares pueden ser absorbidas en su totalidad en las nPDFs. En vista de los importantes efectos inducidos por el medio en resultados de producción de hadrones en, por ejemplo, colisiones leptón-núcleo [4, 5] y de nuestros resultados precedentes (véase el Capítulo 6), tal enfoque es cuestionable e inadecuado.

Sin embargo, no se espera que la factorización convencional de efectos de corta y larga distancia sea válida en general en un medio nuclear [155–160, 199, 200]. Los quarks y los gluones producidos en la interacción *hard* podrían experimentar múltiples dispersiones en presencia del campo fuerte de color de QCD del medio nuclear denso, lo cual afectaría, al menos en principio, el proceso de fragmentación. Una consecuencia bien estudiada de la emisión inducida de gluones sería una pérdida de energía de los partones que atraviesan el medio, véanse por ejemplo [155, 156] y sus referencias. Este efecto podría ser el responsable de la fuerte supresión del espectro de hadrones incluso en colisiones centrales de dos núcleos pesados, respecto a las interacciones  $pp$  adecuadamente normalizadas, fenómeno que recibe el nombre de *jet quenching*. La sorprendente ausencia de supresiones similares en colisiones  $dAu$  [6–8], [9] es una indicación de que las interacciones de estado final son el mecanismo más relevante para explicar estas observaciones. La conversión de parte de la energía de un partón producido en forma *hard* en muchos partones *soft*, por ejemplo, por emisión múltiple de gluones, puede también alterar la evolución con la escala de QCD de las FFs, haciéndolas dependientes de las propiedades del medio y rompiendo en forma efectiva la factorización. Varios modelos a nivel árbol han sido propuestos en los últimos años [157–160, 199, 200], basados en diferentes aproximaciones y supuestos a fin de dar cuenta de las emisiones múltiples de gluones, la expansión dinámica del medio y posibles efectos geométricos y de coherencia.

Es de gran interés comprender en forma cuantitativa hasta qué punto estos efectos inducidos por el medio son *universales* y pueden ser mapeados en nFFs dependientes de  $A$  a través de la elección de una función de peso  $W_c^H$  apropiada en Ec. (6.1), y por consiguiente, hasta qué punto se preserva el poder predictivo de la factorización de QCD para procesos a alto  $p_T$ , aunque sea a un nivel aproximado. Recientemente un ajuste global de nFFs basado en el concepto de factorización en QCD [121] demostró ser exitoso desde el punto de vista fenomenológico en la descripción de datos actuales de colisiones leptón-núcleo y deuterio-núcleo, incluyendo su dependencia en  $A$  [121]. Esto apoya las ideas de PDFs y FFs modificadas por el medio y universales, al menos en forma aproximada. Colisiones  $pPb$  en el LHC explorarán los límites de las modificaciones nucleares con un enfoque de pQCD factorizada.

En consecuencia, proponemos una serie de mediciones en colisiones  $pPb$  en el LHC, como una herramienta para caracterizar y cuantificar las modificaciones nucleares en el proceso de fragmentación. Para recordar la forma y la magnitud de las modificaciones inducidas por el medio sobre quarks y gluones que se observan, mostramos en la Fig. 8.4 los cocientes de nPDFs y nFFs respecto de las PDFs y FFs a piones en vacío estándares, respectivamente<sup>2</sup>. Los cocientes están evaluados para  $Pb$  (el núcleo que nos interesa) a la escala relevante para la producción de piones de  $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$  y a  $p_T \simeq 10 \text{ GeV}$ .

El panel inferior izquierdo de la Fig. 8.4 muestra los factores de modificación nuclear  $R_i^{Pb}$  para quarks  $u$  de valencia, quarks  $\bar{u}$  de mar y gluones  $g$  para dos conjuntos de nPDFs a NLO estándares: nDS [1] (líneas continuas) y EPS09 [83] (líneas de trazos)<sup>3</sup>. Las diferencias entre los conjuntos EPS09 y nDS son más pronunciadas para la PDF de gluón, la cual juega un papel mayor en colisiones  $pPb$ . A diferencia de las PDFs, con los datos actuales disponibles el comportamiento de las nPDFs no tiene prácticamente restricciones por debajo de  $x \simeq 0,01$ , una región de  $x$  proclive a rasgos no perturbativos de la evolución con la escala.

Las modificaciones correspondientes de las FFs se presentan en el panel derecho de la Fig. 8.4 y son distintivamente diferentes para quarks y gluones, donde encontramos supresión e intensificación, respectivamente, cuando se las compara con las funciones de fragmentación en el vacío, tal como vimos en el Capítulo 6. La tendencia se explica por el papel dominante de la fragmentación de quarks en la descripción de la atenuación observada de hadrones en SIDIS contra núcleos pesados, mientras que la intensificación de hadrones en colisiones  $dAu$  se encuentra ligada en particular a la nFF de gluón [121]. En general, los efectos nucleares observados son más pronunciados para nFFs que para nPDFs.

---

<sup>2</sup>Véanse los Capítulos 4 y 6 para más detalles.

<sup>3</sup>El trabajo que presentamos en esta Sección es anterior a la extracción de nPDFs de DSSZ y por lo tanto utilizamos las correspondientes de nDS. Vimos en el Capítulo 5 que las diferencias entre ambos conjuntos no son pronunciadas por lo que no esperamos discrepancias importantes si repetimos nuestros cálculos utilizando DSSZ.

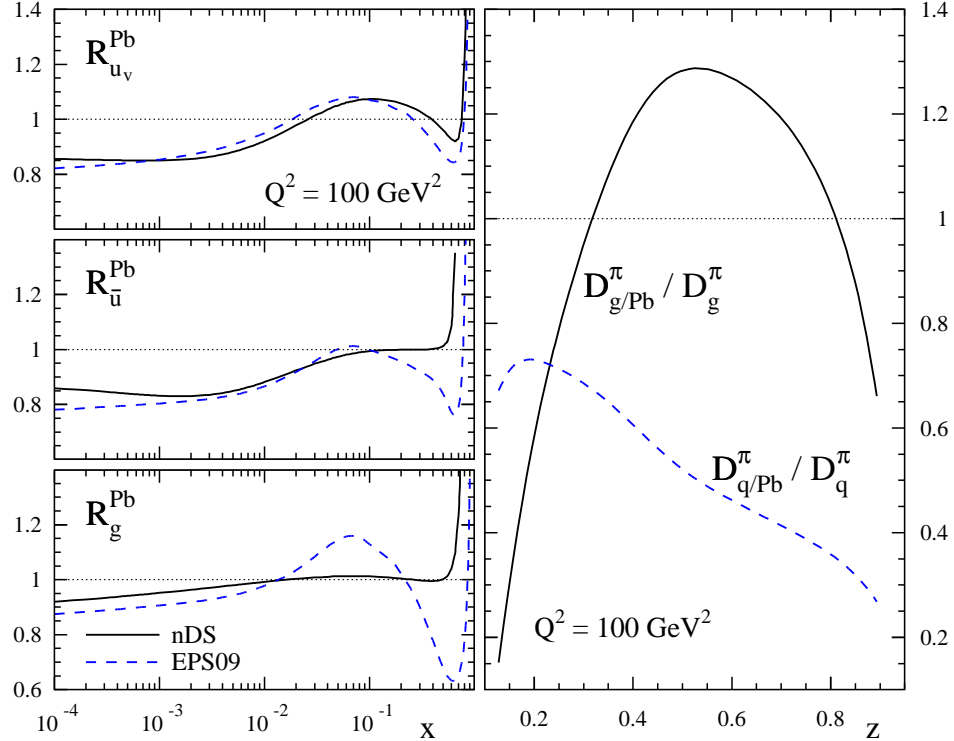


Figura 8.4: Factores de modificación nuclear en plomo para PDFs [1, 83] (izquierda) y FFs [121] (derecha) para diferentes sabores partónicos a  $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$ , como fueron determinados en recientes análisis globales de QCD a NLO.

A continuación en la Fig. 8.5 presentamos predicciones a NLO para la producción de piones neutros usando nPDFs y el conjunto de nFFs [121] en la Ec. (7.1), suponiendo que la factorización sigue siendo válida en colisiones  $pPb$  a una energía de centro de momentos de  $\sqrt{S} = 8,8 \text{ TeV}$  por nucleón<sup>4</sup>. Por construcción, la totalidad de la dependencia nuclear reside en las nPDFs y nFFs; la evolución con la escala y la sección eficaz de dispersión *hard*  $d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cX}$  son las mismas que en las colisiones  $pp$ .

El panel superior izquierdo muestra la dependencia en  $p_T$  a pseudorapidities centrales  $|\eta| \leq 0,5$  usando  $\mu_f = \mu_{f'} = \mu_r = p_T$  en la Ec. (7.1). No incluimos resultados alternativos para diferentes elecciones de  $\mu_{f,f',r}$  debido a que las ambigüedades teóricas de escala son similares a las correspondientes a colisiones  $pp$  como discutimos en la Sec. 7.3. A causa de la abrupta caída de la sección eficaz con  $p_T$  en varios órdenes de magnitud, cualquier diferencia entre los cálculos a NLO basados en diversas combinaciones de nPDFs y FFs estándares de vacío o nFFs es difícil de distinguir. Los diferentes patrones de modificación nuclear se vuelven claramente visibles cuan-

<sup>4</sup>Esto es una suposición dado que no se han alcanzado aún en un laboratorio tal energía.



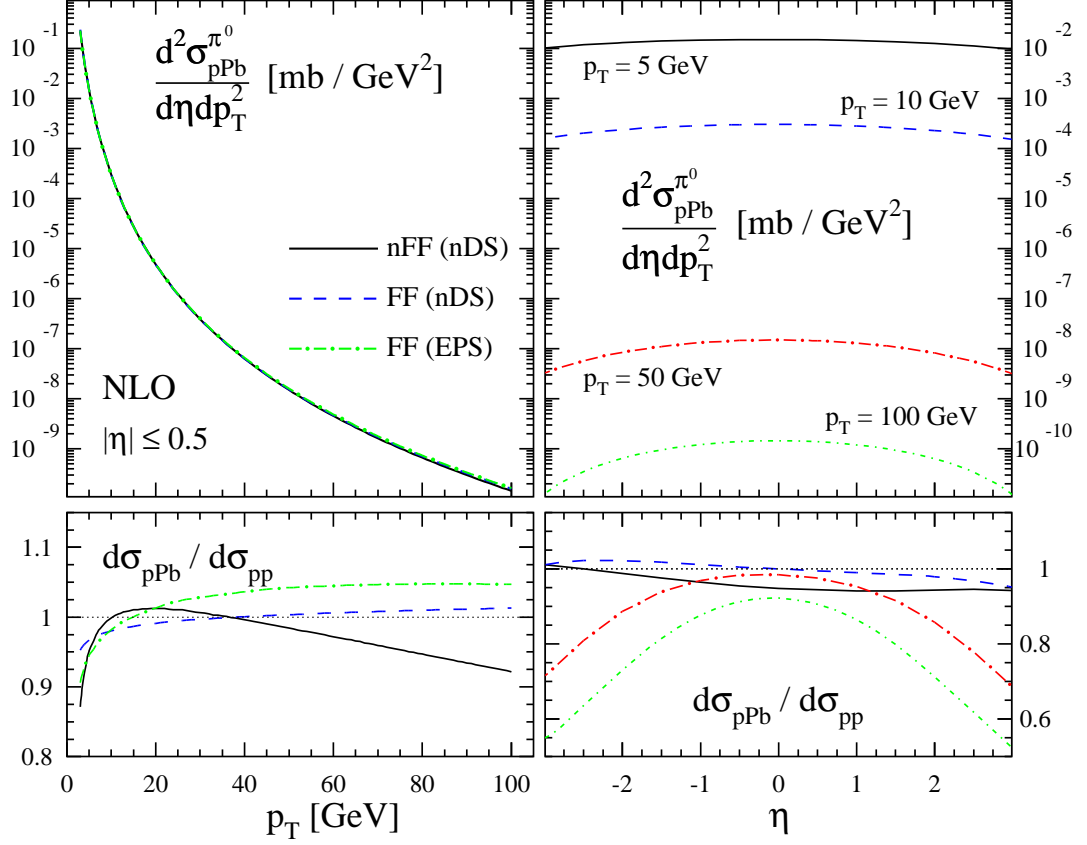


Figura 8.5: Dependencia en el momento transversal (izquierda) y en la *pseudorapidity* (derecha) de la producción de piones neutros en colisiones  $pPb$  a  $\sqrt{S} = 8,8 \text{ TeV}$ . Los paneles superiores muestran las secciones eficaces a NLO, y los paneles inferiores presentan el cociente de la sección eficaz correspondiente en colisiones  $pp$ . Los resultados dependientes de  $p_T$  fueron integrados en  $|\eta| \leq 0,5$  y calculados para diferentes combinaciones de nPDFs [1, 83], nFFs [121], y FFs de vacío [73]. Los resultados diferenciales en  $\eta$  se dan para varios valores fijos de  $p_T$  y fueron obtenidos usando el conjunto de nPDFs de nDS [1] y nFFs de [121].

do se expresan como cocientes a la sección eficaz correspondiente en colisiones  $pp$  a la misma energía de centro de momentos, los cuales podemos apreciar en el panel inferior izquierdo de la Fig. 8.5.

El impacto de los efectos inducidos por el medio sobre el proceso de hadronización es visible a alto  $p_T$ , por comparación de los resultados obtenidos con el conjunto de nDS de nPDFs [1] junto con las nFFs [121] (línea continua) y con las FFs de vacío de DSS [73] (líneas de trazos), dando atenuación e intensificación de los hadrones, respectivamente. Las incertezas en nuestro conocimiento actual de las nPDFs puede inferirse contrastando la curva de puntos-trazos, que emplea las FFs de vacío de DSS

pero el conjunto de nPDFs de EPS09 [83], con la línea discontinua. El resultado con EPS presenta una mayor intensificación que con nDS a causa de la mayor  $R_g^{Pb}$  a valores medios de  $x$ , véase la Fig. 8.4, los cuales testeamos aquí en forma predominante; esto puede apreciarse asimismo en la Fig. 8.7. Recordemos que el análisis de EPS09 [83] incluye datos de  $dAu \rightarrow \pi^0 X$  de RHIC, asignando todos los efectos nucleares a las nPDFs. Como discutimos en el Capítulo 6 esto es inadecuado, y por consiguiente empleamos nDS a NLO para describir el estado inicial de los partones en el núcleo de plomo.

Los paneles de la derecha en la Fig. 8.5 muestran la dependencia en *pseudorapidity* de los resultados de  $\pi^0$  a NLO para varios valores fijos de  $p_T$ . Todos estos fueron obtenidos con nDS y nFFs de [121]. Como antes, elegimos  $\mu_f = \mu_{f'} = \mu_r = p_T$  en la Ec. (7.1). El panel superior presenta las secciones eficaces diferenciales, y en el panel inferior graficamos los cocientes para los resultados correspondientes en colisiones  $pp$ . La dependencia en  $y$  del factor de modificación nuclear en  $pPb$  tiene mucha relevancia fenomenológica puesto que estudia diferentes rangos de fracción de momento  $x_b$  en las nPDFs, mientras que el valor medio de  $z$  en el proceso de fragmentación sólo crece lentamente a medida que aumenta  $|\eta|$ ; según pudimos apreciar en la Fig. 7.8. Además, valores mayores de  $p_T$  a  $\eta$  fijo escudriñan valores mayores tanto de  $x_{a,b}$  como de  $z$  medio. Los piones producidos en la dirección *backward* ( $\eta < 0$ ) del haz de protones requieren grandes fracciones de momento  $x_b$ , y las nPDFs son testeadas en especial en la región de anti-shadowing y EMC. En contraste, los hadrones *forward* son bastante sensibles a valores menores de  $x_b$ , donde se espera shadowing; véase la Fig. 8.4. Esto conduce en general a factores de modificación nuclear asimétricos en *rapidity* para cualquier valor dado de  $p_T$ .

En base a estas consideraciones cinemáticas, se discutió en [201] que un estudio detallado de la dependencia en  $p_T$  y  $\eta$  de los resultados hadrónicos en el LHC ayudarán a determinar las nPDFs con mayor precisión. Sin embargo, las modificaciones nucleares en las FFs antes despreciadas pueden cambiar significativamente las expectativas teóricas para el cociente  $d\sigma_{pPb}/d\sigma_{pp}$ , como podemos observar en la Fig. 8.5. En particular, a mayores valores de  $p_T$  y de *rapidity*, los resultados esperados basados en la inclusión consistente de las nFFs en la Ec. (7.1) muestran factores de modificación nucleares mayores que los efectos estimados en la Fig. 2 de [201]. La fuerte caída de las FFs de quarks a valores altos de  $z$ , como mostramos en la Fig. 8.4, se torna más relevante a grandes valores de  $\eta$  y  $p_T$ , explica este comportamiento.

Para profundizar en esto, la Fig. 8.6 da más detalles sobre (a) la relevancia de diferentes subprocesos partónicos, (b) el rol de quarks y gluones en la hadronización, y el impacto de (c) las nFFs y (d) las nPDFs con la dependencia en *rapidity* del factor de modificación nuclear  $d\sigma_{pPb}/d\sigma_{pp}$ .

En el panel (a) ilustramos que en la totalidad del rango de  $p_T$  mostrado en la Fig. 8.5 los subprocesos iniciados por gluones dominan la sección eficaz a *rapidities*

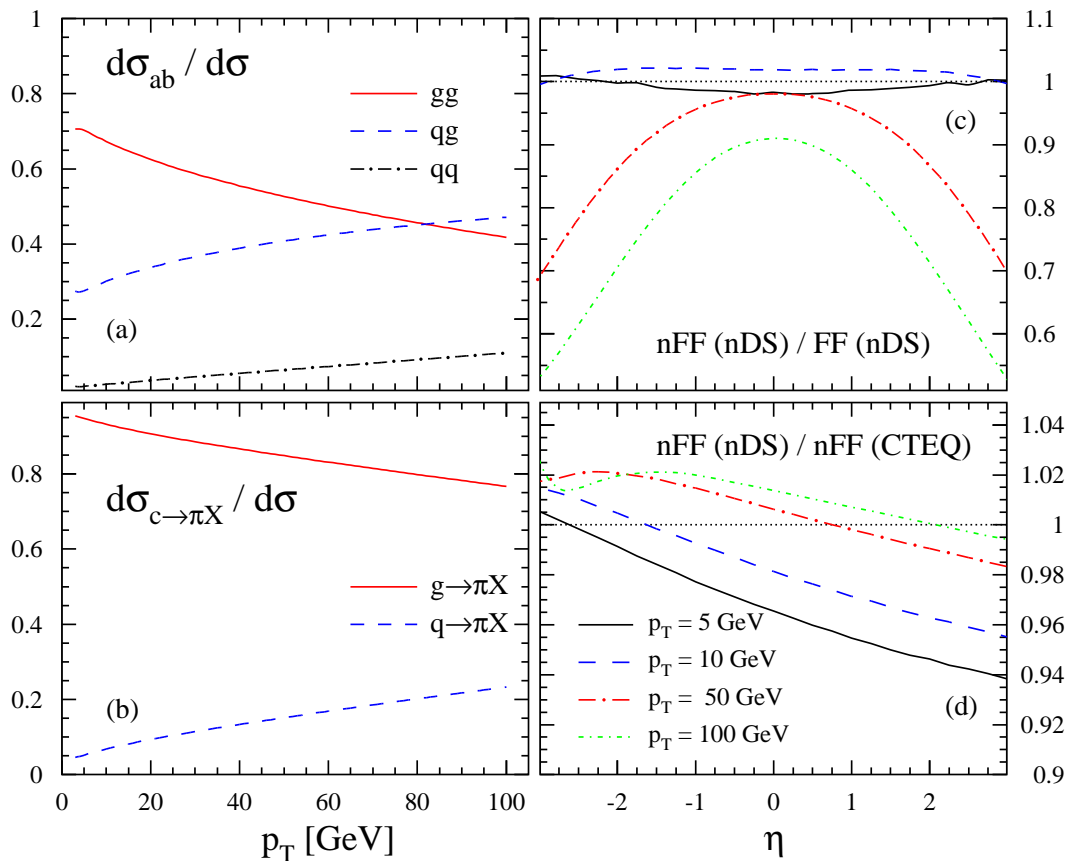


Figura 8.6: (a): contribuciones relativas a la sección eficaz  $pPb$  (Fig. 8.5) a NLO de los subprocessos partónicos  $d\sigma_{ab}$  iniciados por dispersión de gluón-gluón (línea continua), quark-gluón (línea de trazos) y quark-quark (línea de puntos-trazos). (b): ídem (a) pero para las fracciones relativas de quarks (línea de trazos) y gluones (línea continua) fragmentando en el pión detectado. (c) y (d): impacto de las nPDFs y nFFs, respectivamente, de la dependencia en  $pseudorapidity$  de los factores de modificación nuclear para distintos valores de  $p_T$  mostrados en el panel inferior derecho de la Fig. 8.5.

centrales. La mayor parte de los piones son producidos a partir de la fragmentación de gluones como se puede apreciar en la Fig. 8.6 (b). Sólo para  $p_T \gtrsim 50$  GeV las nFFs de quarks contribuyen alrededor del 20%. Para hadrones producidos a valores mayores de  $\eta$ , las fracciones en (a) y (b) se desplazan un poco en favor de la dispersión de quark-gluón y la fragmentación de quarks, respectivamente.

En los gráficos (c) y (d) se explicita que el efecto dominante del medio sobre  $d\sigma_{pPb}/d\sigma_{pp}$  tiene lugar en el estado final. El panel (c) muestra el cociente donde el denominador fue calculado con las nDS, de forma tal que la totalidad de la desviación respecto de la unidad se deba a las nFFs. De la misma forma, en (d) calculamos  $d\sigma_{pp}$

con nFFs en lugar de las FFs de vacío, lo cual sirve para cuantificar los efectos del medio debidos a las nPDFs de estado inicial. Este último efecto es mucho menor, y los resultados obtenidos concuerdan con las estimaciones a LO que se muestran en [201]. Entonces, consideramos que la producción inclusiva de un único hadrón en el LHC será una prueba decisiva para el marco teórico factorizado en colisiones  $pPb$  y para el concepto de funciones de fragmentación modificadas por el medio. En particular, el experimento ALICE es capaz de identificar diferentes especies hadrónicas en un amplio rango de *rapidity*, lo cual facilita tales estudios teóricos. Para desentrañar y caracterizar efectos nucleares en PDFs y en FFs con precisión, se requiere estudiar también otros procesos *hard* en colisiones  $pPb$  que no se vean afectados por la hadronización, como ser la producción de dileptones en procesos Drell-Yan o de fotones directos que describimos en la Sección 8.1. Tales mediciones proveerán de un *input* importante a futuros análisis globales de QCD para nPDFs.

Finalmente, la Fig. 8.7 da una idea de qué valores de  $x_{a,b}$  y  $z$  son estudiados en promedio en la sección eficaz diferencial en  $p_T$  a *pseudorapidities* centrales que mostramos en la Fig. 8.5.

En cuanto a las colisiones  $pp$ , las estimaciones se basan en la Ec. (7.3). Resulta ser que las mediciones de producción de piones hasta momento transversal de 100 GeV testean tanto las nPDFs y las PDFs usuales en el rango de fracciones de momento  $0,01 \lesssim x \lesssim 0,1$ . Para acceder a valores menores en el núcleo de plomo, donde rasgos novedosos y no lineales de la evolución con la escala en QCD pueden ser relevantes, es necesario ir a grandes *pseudorapidities forward* ( $\eta \gg 1$ ) [167]. Del panel inferior de la Fig. 8.7 inferimos que las colisiones  $pPb$  son de preferencia sensibles a valores grandes de fracciones de momento llevadas por el pión producido, con  $\langle z \rangle$  aumentando con  $p_T$ . Esto es similar a lo observado en colisiones  $dAu$  a energías de RHIC [121] y para colisiones  $pp$  en la Fig. 7.8. A pesar de la gran energía de centro de momentos de  $\sqrt{S} = 8,8$  TeV, las (n)FFs pueden emplearse con seguridad puesto que los observables calculados son prácticamente insensibles a la región de  $z$  pequeño, donde el concepto de (n)FFs está condenado a fallar a causa de efectos de masa hadrónica finita, contribuciones de *higher twist*, y el comportamiento singular de los núcleos de evolución tipo temporal. Nótese que se estudian valores de  $\langle z \rangle$  ligeramente diferentes en las FFs nucleares y de vacío, como puede verse al comparar las líneas continuas con las discontinuas.

### 8.3. Procesos SIDIS en el EIC y LHeC

Para finalizar miramos la producción de hadrones en DIS leptón-núcleo lo cual constituye un excelente patrón para diferentes aspectos de los efectos nucleares, tanto en el estado inicial como final. El proceso es crucialmente sensible a los tres ingredientes principales de un cálculo en pQCD: el contenido efectivo de partones

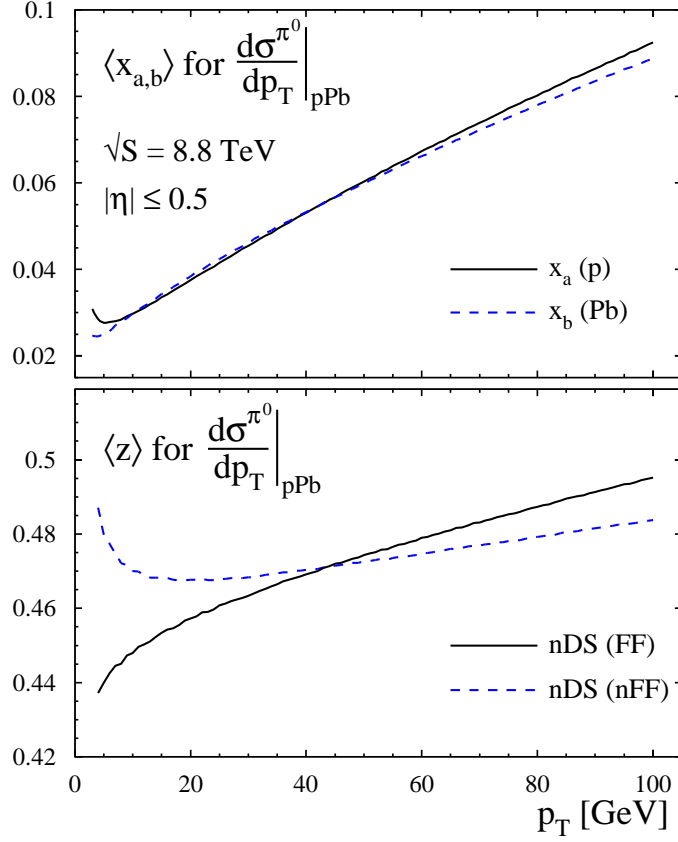


Figura 8.7: Panel superior: valores medios de  $x_a$  y  $x_b$  testeados en el protón y el núcleo de plomo, respectivamente, para la producción de piones a  $\eta = 0$  en colisiones  $pPb$  a  $\sqrt{S} = 8,8$  TeV. Panel inferior: ídem panel superior pero para el valor medio de  $z$  calculado con nDS y, DSS [73] (línea continua) y nFFs de [121] (línea discontinua).

en el núcleo, el mecanismo por el cual los partones se fragmentan en el hadrón detectado en un medio nuclear, y la radiación partónica adicional antes y después de la interacción con la prueba electromagnética. El marco teórico de QCD relevante es bien conocido hasta  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  [162, 163], y las consecuencias fenomenológicas de correcciones de QCD han sido estudiadas en detalle en [164]. Eligiendo cortes cinemáticos apropiados, se pueden destacar diferentes subprocesos partónicos los cuales, a su vez, pueden verse afectados de diversa manera en un medio nuclear.

En [202] la colaboración H1 presentó una medición de producción de piones neutros en colisiones  $e^+p$  a energías del centro de masa de alrededor de  $\sqrt{s} = 300$  GeV. Se requería que los  $\pi^0$  fueran producidos dentro de un ángulo pequeño  $\theta_\pi \in [5^\circ, 25^\circ]$  respecto del haz de protones en el sistema de laboratorio, con una fracción de energía  $z_\pi = E_\pi/E_P > 0,01$ , y  $2,5 \text{ GeV} < p_T < 15 \text{ GeV}$ . Los datos confirmaron mediciones previas las cuales sugerían que las predicciones de pQCD con precisión a LO sub-

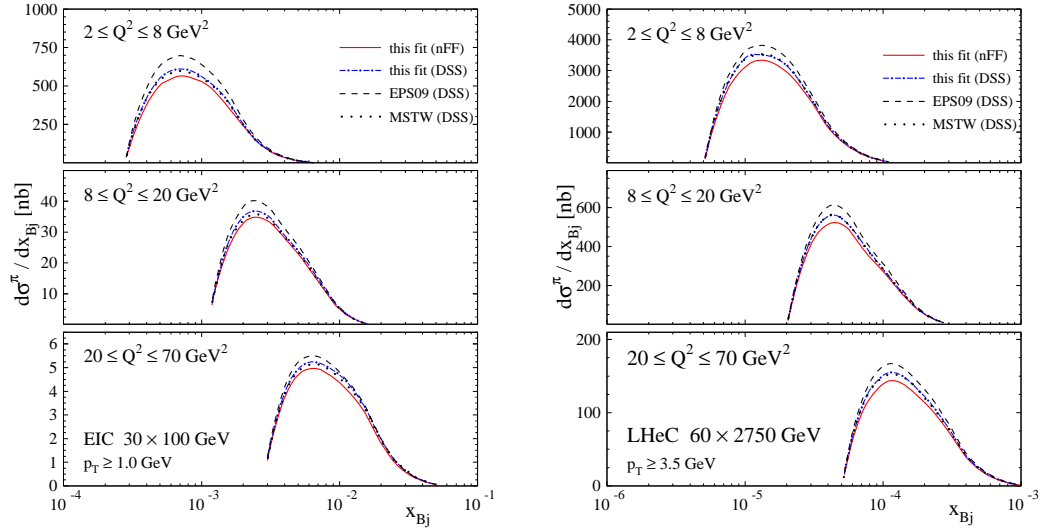


Figura 8.8: Producción de piones neutros en DIS en diferentes bins de  $Q^2$  como función de  $x_B$  para cuatro combinaciones de (n)PDFs y FFs. Las líneas sólidas representan el resultado obtenido con nuestro mejor ajuste de nPDFs y las FFs modificadas por el medio de [121]. **Izquierda:** Colisiones de electrones de 30 GeV e iones de oro de 100 GeV por nucleón en un EIC [108]. El  $p_T$  del pión está restringido a ser mayor que 1 GeV. **Derecha:** Colisiones de electrones de 60 GeV e iones de plomo de 2,75 TeV por nucleón en el LHeC [107], con  $p_T > 3,5$  GeV.

estimaban la sección eficaz a bajo  $x_B$  [203] mientras que expectativas basadas en la dinámica de [204] o en el contenido partónico de fotones virtuales [205] daban una mejor comparación. La discrepancia entre los datos de H1 y las estimaciones a LO basadas en secciones eficaces  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  convolucionadas con PDFs y FFs (a LO) pueden hasta de un orden de magnitud, dependiendo de la región cinemática particular. Dado que esto es mucho más grande que las correcciones de ordenes superiores típicas (*factor K*) para tal tipo de procesos, se sugirió que los datos indicaban el comienzo de posibles efectos no lineales en la evolución con la escala. En [164] se indicó, empero, que el conjunto particular de cortes cinemáticos implementados en el análisis de H1 suprime fuertemente las contribuciones a LO de forma tal que la mayor parte de la sección eficaz observada se debe al canal  $\gamma^* + g \rightarrow g + q + \bar{q}$ , el cual sólo contribuye a  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  (NLO), explicándose así la magnitud del factor *K*. Más específicamente, se encontró que dominaban los procesos iniciados por gluones en los cuales el pión se produce a partir de un gluón que se fragmenta.

Realizar mediciones similares en un futuro colisionador electrón-núcleo [107, 108] permitiría poner a prueba las nPDFs, las posibles modificaciones del medio en las FFs, así como la validez de la evolución estándar lineal con la escala y la factorización colineal. En la Fig. 8.8 mostramos los resultados esperados para la sección eficaz

de piones neutros en distintos bins de  $Q^2$ , obtenidas con diferentes combinaciones de (n)PDFs y (n)FFs para las cinemáticas de EIC (panel izquierdo) y LHeC (panel derecho). En el caso de un EIC [108], suponemos colisiones de un haz de electrones de 30 GeV contra un núcleo de oro de 100 GeV (por nucleón) y cortes similares a los del experimento H1, excepto que ahora el impulso transversal del pión cumple  $comp_T > 1$  GeV. Para el LHeC, nuestros resultados se refieren a colisiones de electrones de 60 GeV con iones de hierro de 2,75 TeV por nucleón. Resulta interesante que para ambos experimentos las predicciones basadas en las nPDFs de EPS [83] y FFs de vacío de DSS [73] muestran un claro aumento respecto de los resultados sin ningún efecto nuclear basados en las PDFs de MSTW, los cuales son mayormente indistinguibles de los resultados obtenidos con nuestro nuevo conjunto de nPDFs y las FFs de DSS. En contraposición, el uso de nFFs [121] conduce a una supresión respecto de los resultados de MSTW (DSS). Evitamos mostrar las incertezas de las nPDFs en la Fig. 8.8 puesto que son menores que las diferencias entre los resultados obtenidos con EPS y nuestras DSSZ usando FFs de DSS y, por lo tanto, difícilmente apreciables.

## 8.4. Resumen

Hemos presentado predicciones, basadas en el conjunto de nPDFs obtenido, para algunas pruebas *hard* prometedoras comprendiendo fotones directos y producción de di-leptones en  $DY$  a *rapidity forward* en RHIC y el LHC. Estas mediciones se espera ampliarán nuestro conocimiento de las modificaciones nucleares y testearán su universalidad. Comparadas con la producción de hadrones o de jets en RHIC o el LHC, las pruebas electromagnéticas tienen la ventaja de ser independientes de posibles modificaciones del estado final generadas por el medio. El mayor obstáculo en la determinación actual de las nPDFs es, empero, la total carencia de datos de colisionadores para DIS sobre blancos nucleares, lo cual restringiría las nPDFs hasta valores menores de fracciones de momento que los datos actuales de blanco fijo. Es este régimen cinemático de alta densidad gluónica donde se esperan efectos no lineales en la evolución con la escala y la ruptura de la factorización colineal estándar. La propuesta científica para un futuro colisionador electrón-ión como EIC o LHeC está actualmente en revisión pero los primeros datos, en el mejor de los casos, estarán disponibles la próxima década.

Por otro lado ha sido aprobado el programa de colisiones  $pPb$  a 4,4 TeV y 8,8 TeV (por nucleón) en el LHC. La producción inclusiva de un hadrón en un rango de energía sin precedente desafiará nuestro conocimiento actual de las funciones de fragmentación y nos ayudará a determinarlas con mayor precisión, en particular a fracciones grandes de momento. Los datos que se obtendrán en colisiones protón-plomo explorarán los límites de la caracterización de las modificaciones nucleares

en la producción de hadrones empleando un enfoque de QCD factorizada, y escudriñarán la aplicabilidad del concepto de funciones de fragmentación modificadas por el medio.

Finalmente, propusimos un conjunto de mediciones de producción inclusiva de hadrones en colisiones protón-plomo para tratar de esclarecer el mecanismo de hadronización en un medio nuclear, poco comprendido hasta el momento. Asimismo presentamos los valores esperados para la producción de piones a NLO, basándonos en la factorización estándar de QCD y empleando conjuntos de nPDFs y nFFs.



# Capítulo 9

## Conclusiones

Cuando comenzaron a realizarse los primeros experimentos que develaron la estructura hadrónica en aceleradores de partículas se suponía que sus constituyentes fundamentales, los partones, se comportaban prácticamente de la misma forma en un nucleón libre que en un núcleo. La experiencia demostró, hace casi cuatro décadas, que esta visión es errónea y que los partones en nucleones ligados experimentan un remanente de la fuerza que mantiene cohesionados los núcleos. Dicha interacción tiene efectos no despreciables y su descripción es en absoluto trivial. Desde ese entonces se suceden experimentos cada vez de mayor precisión cuyo objetivo es dilucidar la naturaleza de la interacción entre los componentes elementales de la materia. A estos avances experimentales se suman importantes esfuerzos teóricos, y se han desarrollado diversos modelos a fin de explicar lo que se observa en el laboratorio.

Desde una perspectiva fenomenológica se propone que las distribuciones de partones en un núcleo comparten algunas características con las correspondientes en nucleones libres (universalidad, evolución con la escala de energía) pero difieren en magnitud y, por consiguiente, deben determinarse mediante un ajuste global a todos los datos disponibles.

En esta tesis presentamos un estudio de las modificaciones que induce el medio nuclear en distribuciones partónicas y probabilidades de fragmentación. En particular, extrajimos el conjunto más moderno de funciones de distribución partónica nucleares, el cual supera todas las extracciones precedentes. Nuestras nPDFs fueron obtenidas a NLO usando pQCD e incluyendo todas las mejoras teóricas a la fecha. Incluimos en nuestro ajuste todos los datos disponibles de funciones de estructura en DIS tanto con leptones cargados como con neutrinos, estos últimos de particular relevancia en vista de los numerosos experimentos de neutrinos con blanco fijo que en la actualidad buscan determinar con precisión los parámetros que caracterizan a este elusivo sector leptónico. También consideramos datos de producción de dileptones en procesos DY y de producción de un único hadrón en estado final en colisiones deuterio-oro en el colisionador RHIC. Trabajamos en un esquema general de masa con número de sabores variable a fin de incorporar en la evolución con la escala los

efectos debidos a las masas de los quarks pesados, en particular relevantes para valores de energía cercanos al umbral de producción de los mismos. Para ello seguimos el esquema implementado por uno de los grupos de análisis más sofisticados en la determinación de PDFs de protón, las cuales utilizamos como referencia. En lo que respecta a las funciones de estructura, empleamos los coeficientes de Wilson masivos calculados en el espacio de Mellin por dos grupos distintos. Llevamos a cabo todo el cálculo en dicho espacio a fin de optimizar el tiempo computacional requerido por el ajuste.

Asimismo calculamos las incertezas teóricas de nuestras nPDFs empleando el método Hessiano mejorado para una variación del  $\chi^2$  de veinte unidades en torno al valor del mejor ajuste. De nuestro análisis observamos que los datos de DIS con neutrinos no presentan tensiones respecto de los resultados de DIS con leptones cargados, como fue sugerido en algunos trabajos. Una discrepancia entre estos constituiría una evidencia de ruptura de la universalidad. El hecho de que no hayamos encontrado un comportamiento con tal característica es un argumento a favor de la universalidad de los efectos nucleares sobre las distribuciones de partones.

Analizamos también los datos de producción de hadrones en experimentos de colisión deuterio-oro, los cuales incluimos a fin de comparar con extracciones previas donde se obtuvieron distribuciones de gluones excesivamente grandes. Las mismas se deben, por un lado, a que se da un peso arbitrario a la contribución de estos datos (y a los de DY) al ajuste, obligando al gluón a reproducir rasgos particulares. Puesto que los gluones no están bien restringidos por DIS, esto no redundaría en desmedro de la calidad del ajuste. Por otro lado los autores no tienen en cuenta efectos nucleares de estado final, de cuya existencia hay evidencia experimental. En nuestro análisis evitamos dar relevancia particular a un conjunto de datos específico y ponemos al mismo nivel todos los resultados de los que disponemos. Incluimos además efectos nucleares de estado final, lo cual se refleja en una mejora de nuestro ajuste. Los resultados de este trabajo se encuentran en un código público DSSZ.

Si bien el conocimiento que se tiene sobre las distribuciones partónicas de estado inicial ha mejorado mucho en los últimos años y se han desarrollado numerosas técnicas para su extracción precisa, sus contrapartes en el estado final, las funciones de fragmentación, no han podido determinarse con el mismo grado de éxito. Esto se debe en parte a la menor cantidad de datos disponibles. Sin embargo su conocimiento es crucial para comprender la interacción entre los quarks y gluones y, en especial, el fenómeno de confinamiento. Uno de los intereses del LHC (y de RHIC) es estudiar el plasma de quarks y gluones, un estado deconfinado de la materia en el que se cree se encontraba el universo en sus comienzos. El mismo podría replicarse en el laboratorio en colisiones de iones pesados de muy alta energía, y para ello se implementará en el LHC un programa de colisión de iones de plomo a 8,8 TeV por nucleón. Sin embargo una vez creado es necesario medir las propiedades de este plasma y estudiar los productos de su decaimiento; debido a su composición estos serán partones que

luego se fragmentarán en hadrones. Es por lo tanto crucial comprender el mecanismo por el cuál ocurre la fragmentación y, en especial, saber si la presencia de un medio nuclear afecta o no lo que se observa. Un paso previo consiste en estudiar qué ocurre en procesos de DIS semi-inclusivo y en colisiones nucleón-núcleo, por ejemplo  $dAu$  en RHIC. Resultados recientes de HERMES muestran que en SIDIS el comportamiento difiere notablemente de lo que se espera si la fragmentación no estuviera afectada por el estado final, y las nPDFs no alcanzan para reproducir los datos.

De la misma forma que se hace para las nPDFs, propusimos que el efecto observado por HERMES corresponde a la modificación de las funciones de fragmentación e introdujimos el concepto de funciones de fragmentación nucleares, nFFs. En este trabajo mostramos el primer conjunto de nFFs a piones y kaones. Como primer paso estudiamos el peso de las nPDFs en los observables de HERMES, comprobando que los efectos nucleares de estado inicial se cancelan en su mayor parte y que el comportamiento de los datos de SIDIS se debe a una influencia distinta. Luego, aplicamos un enfoque factorizado a NLO en pQCD y suponiendo que la evolución con la escala de energía no se ve modificada. Escribimos las nFFs como las FFs estándares de vacío convolucionadas con factores de peso para dar cuenta de los efectos nucleares. En nuestro análisis incluimos además datos de producción de hadrones cargados y neutros en colisiones  $dAu$  en RHIC.

Del ajuste obtuvimos dos conjuntos de nFFs (uno para piones y otro para kaones) que reproducen de forma aceptable los datos y su dependencia nuclear, dentro de la precisión de los experimentos. El patrón de modificaciones tiene tanto supresión como intensificación y es marcadamente distinto para quarks y gluones. Nuestros resultados parecen respaldar la extensión de la aplicabilidad de la factorización convencional a procesos en medios nucleares. Además no encontramos tensión entre los datos de SIDIS y de producción de hadrones, por lo que en apariencia las nFFs son universales. Se necesitarán empero más datos para poder confirmar o refutar ambas cosas de manera concluyente.

Puesto que nuestras nFFs no hacen uso de un modelo en particular ni obedecen a ningún preconcepto teórico, pueden emplearse para predecir resultados de procesos en los cuales se observe un hadrón (pión o kaón) en estado final. Esto será útil para avanzar en el conocimiento del mecanismo de hadronización y su modificación en medio nuclear.

Dado que nos interesa emplear nuestros resultados anteriores para predecir observables en experimentos futuros que se harán a energías mayores de las disponibles hasta el momento, es conveniente que primero constatemos la validez de pQCD en estos casos. Para ello trabajamos con los primeros datos de multiplicidades de hadrones cargados sin identificar en colisiones  $pp$  el LHC, publicados poco después de su puesta en marcha, para energías de centro de masa de hasta 7 TeV. Comprobamos que la factorización de los procesos en una parte *soft* y otra *hard* es válida a

estas escalas de energía sin precedentes, y obtuvimos un excelente acuerdo entre la predicción teórica a NLO y los datos. Sin embargo esto no es suficiente para asegurarnos de que siga en pie la factorización: es importante saber si las distribuciones partónicas de estado final e inicial se estudian en sectores del espacio cinemático donde éstas están determinadas por los datos o si, por el contrario, el acuerdo que obtuvimos se debe a la extrapolación particular de PDFs y FFs a los valores de  $x$  y  $z$  que se miran. En consecuencia estudiamos los valores medios de las fracciones de momento  $x$  y  $z$ , y encontramos que los mismos están dentro del rango cinemático que se conoce bien. De esto inferimos que la factorización sigue siendo válida, las PDFs y FFs siguen siendo universales, y podemos extender nuestros cálculos a otros observables.

En particular nos interesa saber cuál es el error que se comete en las predicciones al utilizar las distribuciones de partones provenientes de ajustes globales. Para estimarlas utilizamos los errores Hessianos del conjunto de PDFs de protón, y empleamos la técnica de multiplicadores de Lagrange para ver el impacto de las FFs en distintos observables. Encontramos que tanto para hadrones identificados como sin identificar a *rapidities* centrales y *forward*, para distintas energías de centro de momento, y en un amplio rango de impulso transversal, la dependencia con las escalas de renormalización y factorización constituye la incerteza dominante, en especial a  $p_T$ .

A fin de comprender el impacto que tendrán los resultados del LHC en la extracción de conjuntos actualizados de PDFs y FFs, es necesario comprender qué partones dominan los procesos en cuestión. Para el caso particular de producción de un hadrón en estado final, encontramos que dominan los procesos iniciados por dos gluones o un quark y un gluón, siendo uno más relevante que el otro en distintos sectores del espacio cinemático, mientras que los procesos iniciados por dos quarks (como  $q\bar{q}$  o  $q\bar{q}'$ ) son una fracción pequeña de la sección eficaz total. En cuanto a la fragmentación, predomina la de gluones aunque, nuevamente, esto depende de los valores de  $p_T$  y  $\eta$ . Por consiguiente, los datos del LHC serán una pieza clave para determinar con mayor precisión las PDFs y FFs de gluones, algo que los datos disponibles en la actualidad no logran hacer.

Utilizando nuestras nPDFs y nFFs y apoyándonos en los resultados de nuestras predicciones en colisiones  $pp$  presentamos una cantidad de observables en los cuales se podrán poner a prueba efectos nucleares de estado inicial y final. Para estudiar los primeros propusimos la producción de fotones directos y di-leptones en colisiones nucleón(deuterio)-núcleo. Las pruebas electromagnéticas poseen la enorme ventaja de no ser afectadas por efectos nucleares de estado final, y por ende constituyen una prueba limpia para las nPDFs. En la próxima década podrían estar disponibles datos de DIS provenientes del (proyectado) EIC, los cuales servirán para complementar los resultados actuales con blanco fijo.

Por otra parte, está aprobado y debe entrar en marcha pronto el programa de colisiones  $pPb$  en el LHC a 8,8 TeV por nucleón en el centro de masa. La producción inclusiva de un hadrón a esta energía permitirá estudiar las funciones de fragmentación en el medio nuclear con mayor precisión, en especial para fracciones grandes de momento. A fin de mejorar la comprensión del mecanismo de hadronización en un medio nuclear propusimos un conjunto de mediciones de producción inclusiva de hadrones en colisiones protón-plomo y presentamos las predicciones para la producción de piones a NLO, basándonos en la factorización estándar de QCD y empleando nuestros conjuntos de nPDFs y nFFs.

Esperamos que los resultados de la presente tesis sirvan para esclarecer las interacciones que mantienen cohesionada la materia y permitan describir los resultados de procesos en medios nucleares en los experimentos que vendrán.

# Apéndice A

En este Apéndice presentamos los coeficientes de DIS y SIDIS que conforman las funciones de estructura del Capítulo 2. Mostramos las expresiones en el espacio de Mellin, usando el esquema  $\overline{\text{MS}}$ . La transformada de Mellin de una función  $f(x)$  es

$$\hat{f}(N) = \int_0^1 dx x^{N-1} f(x), \quad (9.1)$$

con  $N$  entero; aunque se puede hacer una continuación analítica a valores complejos del argumento. Recordemos que en general nuestros observables se pueden escribir como la convolución de cantidades calculables en forma perturbativa con funciones de distribución partónica *soft*. Supongamos que tenemos la convolución de dos funciones  $A(x)$  y  $B(x)$ , es decir,

$$A \otimes B(x) = \int_x^1 \frac{du}{u} A(u) B\left(\frac{x}{u}\right), \quad (9.2)$$

y le aplicamos la transformada de Mellin.

$$\widehat{A \otimes B}(N) = \int_0^1 dx x^{N-1} \int_x^1 \frac{du}{u} A(u) B\left(\frac{x}{u}\right). \quad (9.3)$$

Cambiando el orden de integración resulta

$$\widehat{A \otimes B}(N) = \int_0^1 \frac{du}{u} A(u) \int_0^u dx x^{N-1} B\left(\frac{x}{u}\right). \quad (9.4)$$

Si ahora definimos  $z = x/u$ , nos queda

$$\widehat{A \otimes B}(N) = \int_0^1 du u^{N-1} A(u) \int_0^1 dz z^{N-1} B(z) = \hat{A}(N) \hat{B}(N). \quad (9.5)$$

En esto radica la utilidad computacional de trabajar en el espacio de Mellin: en lugar de evaluar convoluciones en forma numérica, calculamos los productos de las transformadas y luego invertimos empleando un contorno apropiado.

Pasemos ahora a ver las expresiones que nos interesan. Para los coeficientes DIS de  $F_2^{em}$ ,  $F_2^{CC}$  y  $F_3^{CC}$  tenemos a LO [206]

$$\begin{aligned} C_{2,q}^{(0)}(N) &= C_{3,q}^{(0)}(N) = 1, \\ C_{2,g}^{(0)}(N) &= 0, \end{aligned} \tag{9.6}$$

y a NLO [206]

$$\begin{aligned} C_{2,q}^{(1)}(N) &= C_F \left[ S_1(N) \left( 3 + \frac{2}{N+1} - \frac{2}{N} \right) + 4S_{1,1}(N) - \right. \\ &\quad \left. - 4S_2(N) + \frac{3}{N} + \frac{4}{N+1} + \frac{2}{N^2} - 9 \right], \\ C_{2,g}^{(1)}(N) &= n_f \left[ -2 \frac{N^2 + N + 2}{N(N+1)(N+2)} S_1(N) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{12}{(N+1)(N+2)} + \frac{2(1-N)}{N^2} \right], \\ C_{3,q}^{(1)}(N) &= C_{2,q}^{(1)} - C_F 2 \frac{2N+1}{N(N+1)}. \end{aligned} \tag{9.7}$$

No mostramos el coeficiente  $C_{3,g}^{(1)}$  debido a que en la combinación particular de  $F_3^{CC}$  que utilizamos en el ajuste la contribución de los gluones está ausente.

De estos coeficientes nos falta decir quiénes son las funciones  $S_i$ , llamadas *sumas armónicas*:

$$\begin{aligned} S_1(N) &= \sum_{i=1}^N \frac{1}{i}, \\ S_2(N) &= \sum_{i=1}^N \frac{1}{i^2}, \\ S_{1,1}(N) &= \sum_{i=1}^N \frac{1}{i} S_1(i). \end{aligned} \tag{9.8}$$

Para SIDIS los coeficientes dependen de dos variables  $x$  y  $z$ , por lo que se requiere hacer dos transformadas de Mellin, con argumentos  $N$  (para  $x$ ) y  $M$  (para  $z$ ). Para  $F_1$

$$C_{qq,1}^{(1)}(N, M) = C_F \left\{ -8 - \frac{1}{M^2} + \frac{2}{(M+1)^2} + \frac{1}{N^2} + \frac{(1+M+N)^2 + 1}{M(M+1)N(N+1)} + \right. \\ \left. + 3S_2(M) - S_2(N) + [S_1(M) + S_1(N)]^2 - \right. \\ \left. - [S_1(M) + S_1(N)] \left[ \frac{1}{M(M+1)} + \frac{1}{N(N+1)} \right] \right\}, \quad (9.9)$$

$$C_{gq,1}^{(1)}(N, M) = C_F \left\{ \frac{2 - 2M - 9M^2 + M^3 - M^4 + M^5}{M^2(M-1)^2(M+1)^2} + \right. \\ \left. + \frac{M^2(N+2) + MN - 2N}{N(N+1)M(M^2-1)} - \right. \\ \left. - [S_1(M) + S_1(N)] \frac{2 + M + M^2}{M(M+1)(M-1)} \right\}, \quad (9.10)$$

$$C_{qg,1}^{(1)}(N, M) = T_f \left\{ \frac{2 + N + N^2}{N(N+1)(N+2)} \left[ \frac{1}{(M-1)M} - \right. \right. \\ \left. \left. - S_1(M) - S_1(N) \right] + \frac{1}{N^2} \right\}. \quad (9.11)$$

Y para la función de estructura longitudinal

$$C_{qq,L}^{(1)}(N, M) = 4C_F \frac{1}{(N+1)(M+1)}, \quad (9.12)$$

$$C_{gq,L}^{(1)}(N, M) = 4C_F \frac{1}{(N+1)M(M+1)}, \quad (9.13)$$

$$C_{qg,L}^{(1)}(N, M) = T_f \frac{8}{M(N+1)(N+2)}. \quad (9.14)$$



## Apéndice B

Las funciones de *splitting* o núcleos de Altarelli-Parisi para la evolución tipo espacial (es decir, de las PDFs) son a LO

$$\begin{aligned}
 P_{qq}^{(0)}(x) &= C_F \left[ p_{qq}(x) + \frac{3}{2} \delta(1-x) \right], \\
 P_{qg}^{(0)}(x) &= \frac{1}{2} p_{qg}(x), \\
 P_{gq}^{(0)}(x) &= C_F p_{gq}(x), \\
 P_{gg}^{(0)}(x) &= 2C_{AP} p_{gg}(x) + \left[ \frac{11}{2} - \frac{2n_f}{6} \right] \delta(1-x),
 \end{aligned} \tag{9.15}$$

donde

$$\begin{aligned}
 p_{qq}(x) &= \frac{2}{(1-x)_+} - 1 - x, \\
 p_{qg}(x) &= 1 - 2x + 2x^2, \\
 p_{gq}(x) &= \frac{2}{x} - 2 + x, \\
 p_{gg}(x) &= \frac{1}{(1-x)_+} + \frac{1}{x} - 2 + x - x^2.
 \end{aligned} \tag{9.16}$$

A LO  $P_{qq}$  para las combinaciones singlete y no-singlete son iguales, y además  $P_{qq} = P_{q\bar{q}}$ . Pasemos ahora sí a NLO (para  $x \neq 1$ ). Para el no-singlete tenemos [207]

$$\begin{aligned}
P_{qq}^{(1),NS}(x) = C_F^2 & \left\{ - \left[ \frac{3}{2} \ln(x) + 2 \ln(x) \ln(1-x) \right] p_{qq}(x) - \right. \\
& - \left[ \frac{3}{2} + \frac{7}{2}x \right] \ln(x) - \left[ \frac{1}{2} + \frac{x}{2} \right] \ln^2(x) - 5(1-x) \left. \right\} + \\
& + C_F C_A \left\{ \left[ \frac{67}{18} - \zeta_2 + \frac{11}{6} \ln(x) + \frac{1}{2} \ln^2(x) \right] p_{qq}(x) + \right. \\
& + \frac{20}{3}(1-x) + (1+x) \ln(x) \left. \right\} \\
& + n_f C_F \left\{ -\frac{2}{3}(1-x) - \left[ \frac{1}{3} + \frac{5}{9} \ln(x) \right] p_{qq}(x) \right\}, \tag{9.17}
\end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned}
P_{q\bar{q}}^{(1),NS}(x) = C_F \left( C_F - \frac{C_A}{2} \right) & \left\{ 4(1-x) + 2(1+x) \ln(x) + \left[ \frac{1}{2} \ln^2(x) - \right. \right. \\
& \left. \left. - 2 \ln(x) \ln(1+x) - 2Li_2(-x) - \zeta_2 \right] p_{qq}(-x) \right\}. \tag{9.18}
\end{aligned}$$

Para el singlete  $P_{qq}^{(1),S}(x) = P_{q\bar{q}}^{(1),S}(x)$  con

$$\begin{aligned}
P_{qq}^{(1),S}(x) = C_F^2 & \left\{ -1 + x + \left[ \frac{1}{2} - \frac{3}{2}x \right] \ln(x) - \left[ \frac{1}{2} + \frac{x}{2} \right] \ln^2(x) - \right. \\
& - \left[ \frac{3}{2} \ln(x) + 2 \ln(x) \ln(1-x) \right] p_{qq}(x) + 2[-2Li_2(x) + \\
& + \frac{1}{2} \ln^2(x) - 2 \ln(x) \ln(1+x) - \zeta_2] p_{qq}(-x) \left. \right\} + \\
& + C_F C_A \left\{ \frac{14}{3}(1-x) + \left[ \frac{67}{18} - \zeta_2 + \frac{11}{6} \ln(x) + \frac{1}{2} \ln^2(x) \right] p_{qq}(x) - \right. \\
& - \left[ -2Li_2(x) + \frac{1}{2} \ln^2(x) - 2 \ln(x) \ln(1+x) - \zeta_2 \right] p_{qq}(-x) \left. \right\} + \\
& + n_f C_F \left\{ -\frac{8}{3} + \frac{20}{3}x + \left[ 5x + \frac{8}{3}x^2 + 1 \right] \ln(x) - \frac{56}{9}x^2 + \right. \\
& + \frac{20}{9x} - (1+x) \ln^2(x) - \left[ \frac{5}{9} + \frac{1}{3} \ln(x) \right] p_{qq}(x) \left. \right\}. \tag{9.19}
\end{aligned}$$

Los restantes términos, que involucran gluones, son [207]

$$\begin{aligned}
P_{qg}^{(1)}(x) = & C_F n_f \left\{ 2 - \frac{9}{2}x - \left[ \frac{1}{2} - 2x \right] \ln(x) + 2 \ln(1-x) - \right. \\
& - \left[ \frac{1}{2} - x \right] \ln^2(x) + \left[ 5 - \frac{1}{2}\zeta_2 + 2 \ln(x) - 2 \ln(1-x) + \right. \\
& + \left. \ln^2(1-x) + \ln^2(x) - 2 \ln(x) \ln(1-x) \right] p_{qg}(x) \left. \right\} + \\
& + C_A n_f \left\{ \frac{91}{9} + \frac{20}{9x} + \frac{7}{9}x + \left[ \frac{109}{9} + \frac{22}{3} \ln(x) + 2 \ln(1-x) - \right. \right. \quad (9.20) \\
& - \left. \ln^2(1-x) - \frac{1}{2} \ln^2(x) + \zeta_2 \right] p_{qg}(x) + \frac{1}{3}(68x - 19) \ln(x) - \\
& - 2 \ln(1-x) - (1 + 4x) \ln^2(x) + p_{qg}(-x) \left[ \frac{1}{2} \ln^2(x) - \right. \\
& \left. \left. - 2 \ln(x) \ln(1+x) - 2Li_2(-x) - \zeta_2 \right] \right\},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_{gq}^{(1)}(x) = & C_F^2 \left\{ -\frac{5}{2} - \frac{7}{2}x - \left[ 1 - \frac{x}{2} \right] \ln^2(x) + \left[ 2 + \frac{7}{2}x \right] \ln(x) - \right. \\
& - 2x \ln(1-x) - \left[ 3 \ln(1-x) + \ln^2(1-x) \right] p_{gq}(x) \left. \right\} + \\
& + C_F C_A \left\{ \frac{28}{9} + \frac{65}{18}x + \frac{44}{9}x^2 + \left[ \frac{1}{2} - 2 \ln(x) \ln(1-x) + \right. \right. \\
& + \left. \frac{1}{2} \ln^2(x) + \frac{11}{3} \ln(1-x) + \ln^2(1-x) - \zeta_2 \right] p_{gq}(x) - \\
& - \left( 12 + 5x + \frac{8}{3}x^2 \right) \ln(x) + 2x \ln(1-x) + \\
& + (4+x) \ln^2(x) + \left[ \frac{1}{2} \ln^2(x) - 2 \ln(x) \ln(1+x) - \right. \\
& \left. - 2Li_2(-x) - \zeta_2 \right] p_{gq}(-x) \left. \right\} + n_f C_F \left\{ -\frac{2}{3}x - \left[ \frac{10}{9} + \frac{2}{3} \ln(1-x) \right] p_{gq}(x) \right\}, \quad (9.21)
\end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned}
P_{gg}^{(1)}(x) = & n_f C_F \left\{ -8 + 4x + \frac{2}{3x} + \frac{10}{3}x^2 - (1+x) \ln^2(x) - \right. \\
& \left. -(3+5x) \ln(x) \right\} + n_f C_A \left\{ 1 - x - \frac{13}{9} \left( \frac{1}{x} - x^2 \right) - \frac{10}{9} p_{gg}(x) - \right. \\
& \left. - \frac{2}{3} (1+x) \ln(x) \right\} + C_A^2 \left\{ \frac{27}{2} (1-x) - \frac{67}{9} \left( \frac{1}{x} - x^2 \right) - \right. \\
& \left. - \frac{1}{3} (25 - 11x + 44x^2) \ln(x) + 4(1+x) \ln^2(x) + \left[ \frac{67}{9} - 2\zeta_2 + \right. \right. \\
& \left. \left. + \ln^2(x) - 4 \ln(x) \ln(1-x) \right] p_{gg}(x) + [\ln^2(x) - \right. \\
& \left. - 4 \ln(x) \ln(1+x) - 4Li_2(-x) - 2\zeta_2] p_{gg}(-x) \right\}. \tag{9.22}
\end{aligned}$$

La función  $Li_2(x)$  es:

$$Li_2(x) = - \int_0^x \frac{dz}{z} \ln(1-z). \tag{9.23}$$

Por último presentamos los núcleos de Altarelli-Parisi para la evolución de las funciones de fragmentción (tipo temporal). A LO son idénticas a las tipo espacial, mientras que a NLO tenemos para el no-singlete [207]

$$\begin{aligned}
P_{qq}^{(1),V}(z) = & C_F^2 \left\{ \left[ 2 \ln(z) \ln(1-z) + \frac{3}{2} \ln(z) - 2 \ln^2(z) \right] p_{qq}(z) - \right. \\
& \left. - \left( \frac{7}{2} + \frac{3}{2}z \right) \ln(z) + \frac{1}{2} (1+z) \ln^2(z) - 5(1-z) \right\} + \\
& + C_F C_A \left\{ \left[ \frac{1}{2} \ln^2(z) + \frac{11}{6} \ln(z) + \frac{67}{18} - \zeta_2 \right] p_{qq}(z) + (1+z) \ln(z) + \right. \\
& \left. + \frac{20}{3} (1-z) \right\} + C_F n_f \left\{ - \left[ \frac{1}{3} \ln(z) + \frac{5}{9} \right] p_{qq} - \frac{2}{3} (1-z) \right\}, \tag{9.24}
\end{aligned}$$

y para el singlete

$$\begin{aligned}
P_{qq}^{(1),S}(z) = & C_F^2 \left\{ -1 + z + \left( \frac{z}{2} - \frac{3}{2} \right) \ln(z) + \frac{1}{2}(1+z) \ln^2(z) + \right. \\
& + \left[ \frac{3}{2} \ln(z) - 2 \ln^2 z + 2 \ln(z) \ln(1-z) \right] p_{qq}(z) + \\
& + 2p_{qq}(-z) \left[ -2Li_2(-z) + \frac{1}{2} \ln^2(z) - 2 \ln(z) \ln(1+z) - \zeta_2 \right] \left. \right\} \\
& + C_F C_A \left\{ \frac{14}{3}(1-z) + \left[ \frac{11}{6} \ln(z) + \frac{1}{2} \ln^2(z) + \frac{67}{18} - \zeta_2 \right] p_{qq}(z) - \right. \quad (9.25) \\
& - p_{qq}(-z) \left[ -2Li_2(-z) + \frac{1}{2} \ln^2(z) - 2 \ln(z) \ln(1+z) - \zeta_2 \right] \left. \right\} + \\
& + C_F n_f \left\{ -\frac{26}{3} + \frac{14}{3}z - (5 + 9z + \frac{8}{3}z) \ln(z) + \frac{56}{9}z^2 - \frac{20}{9z} + \right. \\
& + (1+z) \ln^2(z) - \left[ \frac{5}{9} + \frac{1}{3} \ln(z) \right] p_{qq}(z) \left. \right\} ,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_{qq}^{(1),S}(z) = & n_f^2 \left\{ -\frac{2}{3} - \left[ \frac{4}{9} + \frac{2}{3} \ln(z) + \frac{2}{3} \ln(1-z) \right] p_{qq}(z) \right\} + \\
& + C_F n_f \left\{ -1 + \frac{3}{2}z + \left( -\frac{7}{2} + 4z \right) \ln(z) - 2 \ln(1-z) + \right. \\
& + \frac{1}{2}(1-2z) \ln^2(z) + \left[ -\ln^2(z(1-z)) - \ln \left( \frac{1-z}{z} \right) + \right. \\
& + 8S_1 + 12\zeta_2 - 5] p_{qq}(z) \left. \right\} + C_A n_f \left\{ -\frac{76}{9} + \frac{83}{9}z - \frac{20}{9z} - \right. \quad (9.26) \\
& - \left( \frac{2}{3} + \frac{38}{3}z \right) \ln(z) + 2 \ln(1-z) + (1+4z) \ln^2(z) + \\
& + \left[ 4 \ln(z) \ln(1-z) - \ln^2(z) - \frac{2}{3} \ln(z) + \frac{5}{3} \ln(1-z) + \right. \\
& + \ln^2(1-z) - 8Li_2(z) - 8 \ln(z) \ln(1-z) + \zeta_2 + \frac{89}{9} \left. \right] p_{qq}(z) + \\
& + p_{qq}(-z) \left[ -2Li_2(-z) + \frac{1}{2} \ln^2(z) - 2 \ln(z) \ln(1+z) - \zeta_2 \right] \left. \right\} ,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_{gq}^{(1),S}(z) = & C_F^2 \left\{ -\frac{1}{2} + \frac{9}{2}z + \left( -8 + \frac{1}{2}z \right) \ln(z) + 2z \ln(1-z) + \right. \\
& + \left( 1 - \frac{1}{2}z \right) \ln^2(z) + [\ln^2(1-z) + 4\ln(z) \ln(1-z) - \\
& - 8Li_2(z) - 8\ln(z) \ln(1-z)] p_{gq}(z) \left. \right\} + \\
& + C_F C_A \left\{ \frac{62}{9} - \frac{35}{18}z - \frac{44}{9}z^2 + \left( 2 + 12z + \frac{8}{3}z^2 \right) \ln(z) - \right. \\
& - 2z \ln(1-z) - (4+z) \ln^2(z) + p_{gq}(-z) \left[ -2Li_2(-z) + \right. \\
& + \frac{1}{2} \ln^2(z) - 2\ln(z) \ln(1+z) - \zeta_2 \left. \right] + \left[ -2\ln(z) \ln(1-z) - \right. \\
& - 3\ln(z) - \frac{3}{2} \ln^2(z) - \ln^2(1-z) + 8Li_2(z) + \\
& \left. + 8\ln(z) \ln(1-z) - \zeta_2 + \frac{17}{9} \right] p_{gq}(z) \left. \right\}, \tag{9.27}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_{gg}^{(1),S}(z) = & C_F n_f \left\{ -2 + 6z - \frac{82}{9}z^2 + \left( 5 + 7z + \frac{8}{3}z^2 + \frac{8}{3z} \right) \ln(z) + \right. \\
& + \frac{46}{9z} + (1+z) \ln^2(z) \left. \right\} + C_A n_f \left\{ 1 - z + \frac{13}{9} \left( z^2 - \frac{1}{z} \right) - \right. \\
& - \frac{2}{3}(1+z) \ln(z) - \left[ \frac{10}{9} + \frac{4}{3} \ln(z) \right] p_{gg}(z) \left. \right\} + \\
& + C_A^2 \left\{ \frac{27}{2}(1-z) + \frac{67}{9} \left( z^2 - \frac{1}{z} \right) + \left( \frac{11}{3} - \frac{25}{3}z - \frac{44}{3z} \right) \ln(z) - \right. \\
& - 4(1+z) \ln^2(z) + 2p_{gg}(-z) \left[ -2Li_2(-z) + \frac{1}{2} \ln^2(z) - \right. \\
& - 2\ln(z) \ln(1+z) - \zeta_2 \left. \right] + \left[ 4\ln(z) \ln(1-z) - \right. \\
& \left. - 3\ln^2(z) + \frac{22}{3} \ln(z) - 2\zeta_2 + \frac{67}{9} \right] p_{gg}(z) \left. \right\}. \tag{9.28}
\end{aligned}$$

# Bibliografía

- [1] D. de Florian and R. Sassot, Phys. Rev. D **69**, 074028 (2004) [arXiv:hep-ph/0311227].
- [2] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and C. A. Salgado, Eur. Phys. J. C **9**, 61 (1999) [arXiv:hep-ph/9807297].
- [3] M. Hirai, S. Kumano and M. Miyama, Phys. Rev. D **64**, 034003 (2001) [arXiv:hep-ph/0103208].
- [4] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Lett. B **684**, 114 (2010).
- [5] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Nucl. Phys. B **780**, 1 (2007) [arXiv:0704.3270 [hep-ex]].
- [6] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98** 172302 (2007).
- [7] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Lett. B **616**, 8 (2005).
- [8] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 152302 (2006).
- [9] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **81**, 064904 (2010).
- [10] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, Nature **448**, 302 (2007).
- [11] K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005) [arXiv:nucl-ex/0410003].
- [12] B. Eberly [MINERvA Collaboration], AIP Conf. Proc. **1222** (2010) 253.
- [13] [MINOS Collaboration], “MINOS Experiment R&D Plan: FY 1996-1998,”
- [14] K. Abe and J. B. Spitz [T2K Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **659** (2011) 106 [arXiv:1106.1238 [physics.ins-det]].
- [15] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, Eur. Phys. J. **C63**, 189 (2009).
- [16] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B **126**, 298 (1977).

- [17] E. B. Zijlstra and W. L. van Neerven, Nucl. Phys. B **383** (1992) 525.
- [18] R. D. Field, Front. Phys. **77** (1989) 1.
- [19] E. B. Zijlstra and W. L. van Neerven, Phys. Lett. B **297** (1992) 377.
- [20] C. A. Garcia Canal and R. Sassot, Int. J. Mod. Phys. A **15** (2000) 3587.
- [21] D. de Florian, M. Stratmann, and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **57**, 5811 (1998).
- [22] G. Altarelli, R. K. Ellis, G. Martinelli and S. Y. Pi, Nucl. Phys. B **160** (1979) 301.
- [23] P. Nason and B. R. Webber, Nucl. Phys. B **421** (1994) 473 [Erratum-ibid. B **480** (1996) 755].
- [24] W. Furmanski and R. Petronzio, Z. Phys. C **11** (1982) 293.
- [25] D. Graudenz, Nucl. Phys. B **432** (1994) 351 [arXiv:hep-ph/9406274].
- [26] P. J. Sutton, A. D. Martin, R. G. Roberts and W. J. Stirling, Phys. Rev. D **45** (1992) 2349.
- [27] A. D. Martin, R. G. Roberts and W. J. Stirling, Phys. Lett. B **206**, 327 (1988).
- [28] P. N. Harriman, A. D. Martin, W. J. Stirling and R. G. Roberts, Phys. Rev. D **42**, 798 (1990).
- [29] J. Kwiecinski, A. D. Martin, W. J. Stirling and R. G. Roberts, Phys. Rev. D **42**, 3645 (1990).
- [30] A. D. Martin, W. J. Stirling and R. G. Roberts, Phys. Rev. D **47**, 867 (1993).
- [31] A. D. Martin, W. J. Stirling and R. G. Roberts, Phys. Lett. B **306**, 145 (1993) [Erratum-ibid. B **309**, 492 (1993)].
- [32] A. D. Martin, W. J. Stirling and R. G. Roberts, Phys. Rev. D **50**, 6734 (1994) [arXiv:hep-ph/9406315].
- [33] A. D. Martin, W. J. Stirling and R. G. Roberts, Phys. Lett. B **354**, 155 (1995) [arXiv:hep-ph/9502336].
- [34] E. W. N. Glover, A. D. Martin, R. G. Roberts and W. J. Stirling, Phys. Lett. B **381**, 353 (1996) [arXiv:hep-ph/9603327].
- [35] A. D. Martin, R. G. Roberts and W. J. Stirling, Phys. Lett. B **387**, 419 (1996) [arXiv:hep-ph/9606345].
- [36] A. D. Martin, R. G. Roberts, M. G. Ryskin and W. J. Stirling, Eur. Phys. J. C **2**, 287 (1998) [arXiv:hep-ph/9612449].



- [37] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **4**, 463 (1998) [arXiv:hep-ph/9803445].
- [38] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **14**, 133 (2000) [arXiv:hep-ph/9907231].
- [39] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **23**, 73 (2002) [arXiv:hep-ph/0110215].
- [40] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Phys. Lett. B **531**, 216 (2002) [arXiv:hep-ph/0201127].
- [41] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **28**, 455 (2003) [arXiv:hep-ph/0211080].
- [42] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **35**, 325 (2004) [arXiv:hep-ph/0308087].
- [43] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Phys. Lett. B **604**, 61 (2004) [arXiv:hep-ph/0410230].
- [44] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **39**, 155 (2005) [arXiv:hep-ph/0411040].
- [45] A. D. Martin, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Phys. Lett. B **636**, 259 (2006) [arXiv:hep-ph/0603143].
- [46] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne and G. Watt, Phys. Lett. B **652**, 292 (2007) [arXiv:0706.0459 [hep-ph]].
- [47] K. Nakamura *et al.* [Particle Data Group], J. Phys. G **37** (2010) 075021.
- [48] G. 't Hooft and M. J. G. Veltman, Nucl. Phys. B **44** (1972) 189.
- [49] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B **61** (1973) 455.
- [50] W. A. Bardeen, A. J. Buras, D. W. Duke and T. Muta, Phys. Rev. D **18** (1978) 3998.
- [51] G. Altarelli, R. K. Ellis and G. Martinelli, Nucl. Phys. B **143** (1978) 521 [Erratum-ibid. B **146** (1978) 544].
- [52] J. G. Morfin and W. K. Tung, *In \*Les Arcs 1990, Proceedings, High energy hadron interactions\* 315-323*
- [53] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438 [Yad. Fiz. **15** (1972) 781].

- [54] Y. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73** (1977) 1216].
- [55] W. K. Tung, H. L. Lai, A. Belyaev, J. Pumplin, D. Stump and C. P. Yuan, JHEP **0702** (2007) 053 [arXiv:hep-ph/0611254].
- [56] H. L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P. M. Nadolsky, J. Pumplin and C. P. Yuan, Phys. Rev. D **82** (2010) 074024 [arXiv:1007.2241 [hep-ph]].
- [57] R. D. Ball *et al.*, Nucl. Phys. B **849** (2011) 296 [arXiv:1101.1300 [hep-ph]].
- [58] R. D. Ball *et al.* [The NNPDF Collaboration], Nucl. Phys. B **855** (2012) 153 [arXiv:1107.2652 [hep-ph]].
- [59] F. D. Aaron *et al.* [H1 and ZEUS Collaboration], JHEP **1001** (2010) 109 [arXiv:0911.0884 [hep-ex]].
- [60] S. Alekhin, J. Blumlein, S. Klein and S. Moch, Phys. Rev. D **81** (2010) 014032 [arXiv:0908.2766 [hep-ph]].
- [61] M. Gluck, P. Jimenez-Delgado and E. Reya, Eur. Phys. J. C **53** (2008) 355 [arXiv:0709.0614 [hep-ph]].
- [62] P. Jimenez-Delgado and E. Reya, Phys. Rev. D **79** (2009) 074023 [arXiv:0810.4274 [hep-ph]].
- [63] P. M. Nadolsky *et al.*, Phys. Rev. D **78** (2008) 013004 [arXiv:0802.0007 [hep-ph]].
- [64] J. C. Collins and D. E. Soper, Nucl. Phys. **B193**, 381 (1981); **B213**, 545(E) (1983); **B194**, 445 (1992).
- [65] W. Furmanski and R. Petronzio, Phys. Lett. B **97** (1980) 437.
- [66] G. Curci, W. Furmanski and R. Petronzio, Nucl. Phys. B **175** (1980) 27.
- [67] L. Baulieu, E. G. Floratos and C. Kounnas, Nucl. Phys. B **166** (1980) 321.
- [68] P. J. Rijken and W. L. van Neerven, Nucl. Phys. B **487** (1997) 233 [arXiv:hep-ph/9609377].
- [69] P. J. Rijken and W. L. van Neerven, Phys. Lett. B **386** (1996) 422 [arXiv:hep-ph/9604436].
- [70] A. Mitov and S. O. Moch, Nucl. Phys. B **751**, 18 (2006).
- [71] M. Stratmann and W. Vogelsang, Nucl. Phys. **B496**, 41 (1997).
- [72] S. Moch and A. Vogt, Phys. Lett. B **659**, 290 (2008).

- [73] D. de Florian, R. Sassot and M. Stratmann, Phys. Rev. D **75**, 114010 (2007) [arXiv:hep-ph/0703242].
- [74] D. de Florian, R. Sassot and M. Stratmann, Phys. Rev. D **76**, 074033 (2007) [arXiv:0707.1506 [hep-ph]].
- [75] S. Albino, B. A. Kniehl, and G. Kramer, Nucl. Phys. B **803**, 42 (2008).
- [76] D. de Florian *et al.*. En preparación.
- [77] J. J. Aubert *et al.* [European Muon Collaboration], Phys. Lett. B **123**, 275 (1983). La evidencia de efectos nucleares en secciones eficaces de DIS en realidad es anterior al experimento EMC, aunque estos resultados no fueron interpretados en términos de modificaciones de densidades partónicas; véase por ejemplo: D. O. Caldwell *et al.*, Phys. Rev. D **7**, 1362 (1973).
- [78] Para una discusión de DIS sobre núcleos véase por ejemplo, M. Arneodo, Phys. Rept. **240**, 301 (1994).
- [79] M. Arneodo *et al.* [New Muon Collaboration], Phys. Rev. D **50** (1994) 1.
- [80] S. J. Brodsky and H. J. Lu, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1342.
- [81] L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Nucl. Phys. B **316** (1989) 340.
- [82] D. de Florian, L. N. Epele, H. Fanchiotti, C. A. Garcia Canal and R. Sassot, Z. Phys. A **350**, 55 (1994).
- [83] K. J. Eskola, H. Paukkunen, and C. A. Salgado, JHEP **0904**, 065 (2009).
- [84] D. Stump, J. Huston, J. Pumplin, W. K. Tung, H. L. Lai, S. Kuhlmann and J. F. Owens, JHEP **0310** (2003) 046 [arXiv:hep-ph/0303013].
- [85] B. A. Kniehl, G. Kramer and B. Potter, Nucl. Phys. B **582**, 514 (2000) [arXiv:hep-ph/0010289].
- [86] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Lett. B **637** (2006) 161 [arXiv:nucl-ex/0601033].
- [87] M. Hirai, S. Kumano and T. H. Nagai, Phys. Rev. C **76** (2007) 065207 [arXiv:0709.3038 [hep-ph]].
- [88] I. Schienbein, J. Y. Yu, C. Keppel, J. G. Morfin, F. Olness and J. F. Owens, Phys. Rev. D **77** (2008) 054013 [arXiv:0710.4897 [hep-ph]].
- [89] M. Tzanov *et al.* [NuTeV Collaboration], Phys. Rev. **D74**, 012008 (2006).
- [90] M. Goncharov *et al.* [NuTeV Collaboration], Phys. Rev. D **64** (2001) 112006 [arXiv:hep-ex/0102049].

- [91] I. Schienbein, J. Y. Yu, K. Kovarik, C. Keppel, J. G. Morfin, F. Olness and J. F. Owens, Phys. Rev. D **80** (2009) 094004 [arXiv:0907.2357 [hep-ph]].
- [92] H. Paukkunen and C. A. Salgado, PoS **ICHEP2010** (2010) 166 [arXiv:1009.3143 [hep-ph]].
- [93] D. de Florian, R. Sassot, P. Zurita and M. Stratmann, Phys. Rev. D (en prensa) 2012 [arXiv:1112.6324 [hep-ph]].
- [94] D. F. Geesaman, K. Saito and A. W. Thomas, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **45** (1995) 337.
- [95] V. Guzey and M. Strikman, Phys. Lett. B **687** (2010) 167 [arXiv:0908.1149 [hep-ph]].
- [96] N. Armesto, A. B. Kaidalov, C. A. Salgado and K. Tywoniuk, Eur. Phys. J. C **68** (2010) 447 [arXiv:1003.2947 [hep-ph]].
- [97] A. Accardi *et al.*, arXiv:hep-ph/0308248.
- [98] C. A. Salgado, J. Alvarez-Muniz, F. Arleo, N. Armesto, M. Botje, M. Cacciari, J. Campbell and C. Carli *et al.*, J. Phys. G G **39** (2012) 015010 [arXiv:1105.3919 [hep-ph]].
- [99] Véase, por ejemplo, E. A. Paschos and J. Y. Yu, Phys. Rev. D **65**, 033002 (2002).
- [100] L. V. Gribov, E. M. Levin and M. G. Ryskin, Phys. Rept. **100** (1983) 1.
- [101] A. H. Mueller and J. w. Qiu, Nucl. Phys. B **268** (1986) 427.
- [102] L. D. McLerran and R. Venugopalan, Phys. Rev. D **49** (1994) 2233 [arXiv:hep-ph/9309289].
- [103] L. D. McLerran and R. Venugopalan, Phys. Rev. D **49** (1994) 3352 [arXiv:hep-ph/9311205].
- [104] L. D. McLerran and R. Venugopalan, Phys. Rev. D **50** (1994) 2225 [arXiv:hep-ph/9402335].
- [105] N. Armesto *et al.*, J. Phys. G **35** (2008) 054001 [arXiv:0711.0974 [hep-ph]].
- [106] J. L. Albacete, N. Armesto, J. G. Milhano and C. A. Salgado, Phys. Rev. D **80** (2009) 034031 [arXiv:0902.1112 [hep-ph]].
- [107] Para información sobre el proyecto LHeC, véase [www.lhec.org.uk](http://www.lhec.org.uk).
- [108] D. Boer *et al.*, arXiv:1108.1713.

- [109] H. Paukkunen and C. A. Salgado, JHEP **1007**, 032 (2010).
- [110] K. Kovarik *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 122301 (2011).
- [111] B. Jäger, M. Stratmann, and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **70**, 034010 (2004).
- [112] B. Jager, A. Schafer, M. Stratmann and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **67** (2003) 054005 [arXiv:hep-ph/0211007].
- [113] D. de Florian, Phys. Rev. D **67** (2003) 054004 [arXiv:hep-ph/0210442].
- [114] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **80** (2009) 034030 [arXiv:0904.3821 [hep-ph]].
- [115] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann and W. Vogelsang, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 072001 [arXiv:0804.0422 [hep-ph]].
- [116] J. P. Berge *et al.* [CDHSW Collaboration], Z. Phys. **C49**, 187 (1991).
- [117] G. Onengut *et al.* [CHORUS Collaboration], Phys. Lett. B **632**, 65 (2006).
- [118] M. Stratmann and W. Vogelsang, Phys. Rev. **D64**, 114007 (2001).
- [119] J. Pumplin, D. R. Stump, and W. K. Tung, Phys. Rev. D **65**, 014011 (2001).
- [120] J. Pumplin *et al.*, Phys. Rev. D **65**, 014013 (2001).
- [121] R. Sassot, M. Stratmann, and P. Zurita, Phys. Rev. D **81**, 054001 (2010).
- [122] M. L. Miller, K. Reygiers, S. J. Sanders and P. Steinberg, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **57** (2007) 205 [nucl-ex/0701025].
- [123] T. Gottschalk, Phys. Rev. D **23**, 56 (1981).
- [124] M. Gluck, S. Kretzer, and E. Reya, Phys. Lett. B **380**, 171 (1996) [Erratum-*ibid.* B **405**, 391 (1997)].
- [125] J. Blumlein, A. Hasselhuhn, P. Kovacikova, and S. Moch, Phys. Lett. **B700**, 294 (2011).
- [126] S. I. Alekhin and J. Blumlein, Phys. Lett. B **594** (2004) 299 [arXiv:hep-ph/0404034].
- [127] F. James, CERN Program Library Long Writeup D506. Véase <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.
- [128] J. Ashman *et al.* [European Muon Collaboration], Z. Phys. C **57** 211, (1993).
- [129] M. Arneodo *et al.* [New Muon Collaboration], Nucl. Phys. **B441**, 12 (1995).

- [130] P. Amaudruz *et al.* [New Muon Collaboration], Nucl. Phys. B **441** (1995) 3 [arXiv:hep-ph/9503291].
- [131] M. Arneodo *et al.* [New Muon Collaboration], Nucl. Phys. **B481**, 3 (1996).
- [132] M. Arneodo *et al.* [New Muon Collaboration], Nucl. Phys. **B481**, 23 (1996).
- [133] J. Gomez *et al.* [SLAC E-139 Collaboration], Phys. Rev. D **49**, 4348 (1994).
- [134] D. M. Alde *et al.* [E772 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **64**, 2479 (1990).
- [135] M. A. Vasilev *et al.* [E866 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **83**, 2304 (1999).
- [136] J. J. Aubert *et al.* [European Muon Collaboration], Nucl. Phys. B **293**, 740 (1987).
- [137] A. C. Benvenuti *et al.* [BCDMS Collaboration], Phys. Lett. B **237**, 599 (1990).
- [138] M. R. Adams *et al.* [E665 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **75**, 1466 (1995).
- [139] M. Arneodo *et al.* [New Muon Collaboration], Nucl. Phys. B **487**, 3 (1997).
- [140] J. Seely *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 202301 (2009).
- [141] F. Arleo, K. J. Eskola, H. Paukkunen, and C. A. Salgado, JHEP **1104**, 055 (2011).
- [142] R. Sassot, P. Zurita, and M. Stratmann, Phys. Rev. D **82**, 074011 (2010).
- [143] I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93**, 242303 (2004).
- [144] D. Stump *et al.*, Phys. Rev. D **65**, 014012 (2001).
- [145] M. Guzzi, P. Nadolsky, E. Berger, H.-L. Lai, F. Olness, and C.-P. Yuan, arXiv:1101.0561 [hep-ph].
- [146] A. Vogt, S. Moch, and J. A. M. Vermaseren, Nucl. Phys. B **691**, 129 (2004).
- [147] S. Moch, J. A. M. Vermaseren and A. Vogt, Phys. Lett. B **606** (2005) 123 [arXiv:hep-ph/0411112].
- [148] J. A. M. Vermaseren, A. Vogt and S. Moch, Nucl. Phys. B **724** (2005) 3 [arXiv:hep-ph/0504242].
- [149] Los códigos en FORTRAN de las parametrizaciones obtenidas están a disposición de la comunidad, previo pedido a los autores.
- [150] M. Hirai, S. Kumano, T. H. Nagai, and K. Sudoh, Phys. Rev. D **75**, 094009 (2007).

- [151] Véase por ejemplo, J. C. Collins, D. E. Soper, and G. Sterman, “Perturbative QCD”, A. H. Mueller (ed.), Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5**, 1 (1988) y sus referencias.
- [152] L. S. Osborne *et al.*, Phys. Rev. Lett. **40**, 1624 (1978).
- [153] J. Ashman *et al.* [European Muon Collaboration], Z. Phys. C **52**, 1 (1991).
- [154] M. R. Adams *et al.* [E665 Collaboration], Phys. Rev. D **50**, 1836 (1994).
- [155] F. Arleo, Eur. Phys. J. C **61**, 603 (2009).
- [156] A. Accardi, F. Arleo, W. K. Brooks, D. D’Enterria, and V. Muccifora, Riv. Nuovo Cim. **032**, 439 (2010)
- [157] A. Majumder, E. Wang and X. N. Wang, Phys. Rev. C **73** (2006) 044901 [arXiv:nucl-th/0506040].
- [158] X. f. Guo and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3591 [arXiv:hep-ph/0005044].
- [159] N. Armesto, L. Cunqueiro, C. A. Salgado and W. C. Xiang, JHEP **0802** (2008) 048 [arXiv:0710.3073 [hep-ph]].
- [160] S. Albino, B. A. Kniehl and R. Perez-Ramos, Nucl. Phys. B **819** (2009) 306 [arXiv:0903.4825 [hep-ph]].
- [161] O. Grebenyuk, Ph.D. thesis, Univ. of Utrecht, arXiv:0909.3006.
- [162] A. Daleo, C. A. Garcia Canal, and R. Sassot, Nucl. Phys. B **662**, 334 (2003).
- [163] A. Daleo and R. Sassot, Nucl. Phys. B **673**, 357 (2003).
- [164] A. Daleo, D. de Florian, and R. Sassot, Phys. Rev. D **71**, 034013 (2005).
- [165] F. Aversa, P. Chiappetta, M. Greco and J. P. Guillet, Nucl. Phys. B **327** (1989) 105.
- [166] Véase por ejemplo, N. Armesto, arXiv:0903.1330.
- [167] V. Guzey, M. Strikman, and W. Vogelsang, Phys. Lett. **B603**, 173 (2004).
- [168] Los códigos en FORTRAN de las parametrizaciones obtenidas están a disposición de la comunidad, previo pedido a los autores.
- [169] R. D. Ball *et al.*, Nucl. Phys. B **838**, 136 (2010).
- [170] S. J. Brodsky and G. R. Farrar, Phys. Rev. Lett. **31**, 1153 (1973).
- [171] D. W. Sivers, S. J. Brodsky, and R. Blankenbecler, Phys. Rept. **23**, 1 (1976).

- [172] R. Blankenbecler, S. J. Brodsky, and J. F. Gunion, Phys. Rev. D **18**, 900 (1978).
- [173] F. Arleo, S. J. Brodsky, D. S. Hwang, and A. M. Sickles, Phys. Rev. Lett. **105**, 062002 (2010).
- [174] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **79**, 112005 (2009).
- [175] S. Albino, B. A. Kniehl, and G. Kramer, Phys. Rev. Lett. **104**, 242001 (2010).
- [176] F. Arleo, D. d’Enterria, and A. S. Yoon, JHEP **1006**, 035 (2010).
- [177] M. Cacciari, G. P. Salam and M. J. Strassler, arXiv:1003.3433.
- [178] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **688**, 21 (2010).
- [179] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **105**, 022002 (2010).
- [180] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1002** (2010) 041 [arXiv:1002.0621 [hep-ex]].
- [181] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], Phys. Lett. B **693** (2010) 53 [arXiv:1007.0719 [hep-ex]].
- [182] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], Eur. Phys. J. C **65** (2010) 111 [arXiv:0911.5430 [hep-ex]].
- [183] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], Eur. Phys. J. C **68** (2010) 345 [arXiv:1004.3514 [hep-ex]].
- [184] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], Eur. Phys. J. C **68** (2010) 89 [arXiv:1004.3034 [hep-ex]].
- [185] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JHEP **1108** (2011) 086 [arXiv:1104.3547 [hep-ex]].
- [186] Véase por ejemplo, S. J. Brodsky, G. P. Lepage, and P. B. Mackenzie, Phys. Rev. D **28**, 228 (1983).
- [187] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. D **76** (2007) 051106 [arXiv:0704.3599 [hep-ex]].
- [188] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. D **79** (2009) 012003 [arXiv:0810.0701 [hep-ex]].
- [189] A. Bazilevsky, talk presented at the APS Spring Meeting 2010.



- [190] Véase por ejemplo, D. de Florian and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **71**, 114004 (2005).
- [191] N. Armesto, H. Paukkunen, C. A. Salgado, and K. Tywoniuk, Phys. Lett. B **694**, 38 (2010).
- [192] F. Arleo, T. Gousset, Phys. Lett. **B660**, 181 (2008).
- [193] C. Brenner Mariotto and V. P. Goncalves, Phys. Rev. C **78**, 037901 (2008).
- [194] P. Aurenche, A. Douiri, R. Baier, M. Fontannaz, and D. Schiff, Phys. Lett. B **140**, 87 (1984).
- [195] P. Aurenche, R. Baier, M. Fontannaz, and D. Schiff, Nucl. Phys. B **297**, 661 (1988).
- [196] H. Baer, J. Ohnemus, and J. F. Owens, Phys. Rev. D **42**, 61 (1990).
- [197] L. E. Gordon and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **48**, 3136 (1993); D **50**, 1901 (1994).
- [198] D. de Florian and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **81**, 094020 (2010).
- [199] N. Borghini and U. A. Wiedemann, [arXiv:hep-ph/0506218](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0506218).
- [200] S. Domdey *et al.*, Nucl. Phys. A **808**, 178 (2008).
- [201] P. Quiroga-Arias, J. G. Milhano and U. A. Wiedemann, Phys. Rev. C **82** (2010) 034903 [[arXiv:1002.2537](https://arxiv.org/abs/1002.2537) [hep-ph]].
- [202] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. **C36**, 441 (2004).
- [203] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Phys. Lett. B **462**, 440 (1999).
- [204] J. Kwiecinski, A. D. Martin, and J. J. Outhwaite, Eur. Phys. J. **C9**, 611 (1999).
- [205] H. Jung, L. Jonsson, and H. Kuster, [hep-ph/9805396](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9805396).
- [206] S. Moch and J. A. M. Vermaseren, Nucl. Phys. B **573** (2000) 853 [[arXiv:hep-ph/9912355](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9912355)].
- [207] R. K. Ellis, W. J. Stirling and B. R. Webber, Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. **8** (1996) 1.