Estudio de la producción de mesones con extrañeza y encanto en colisiones e^+p en HERA con el detector ZEUS

Juan Pablo Fernández Ramos
Universidad Autónoma de Madrid

Abstract

This thesis presents measurements of *charm* and *strange* mesons production for different kinematical regimes in e^+p collisions at HERA.

Measurements of $D^{*\pm}$ production in deep inelastic scattering from collisions between 27.5 GeV positrons and 820 GeV protons are presented. The data have been taken with the ZEUS detector. The decay channel $D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$ (+c.c.) has been used in the study. The e^+p cross section for inclusive $D^{*\pm}$ production in deep inelastic scattering events with $5 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ and $y < 0.7$ is $5.3 \pm 1.0 \pm 0.8\,\mathrm{nb}$ in the kinematic region $1.3 < p_T(D^{*\pm}) < 9.0\,\mathrm{GeV}$ and $|\,\eta(D^{*\pm})\,| < 1.5$. Differential cross sections as functions of $p_T(D^{*\pm})$, $\eta(D^{*\pm})$, W and Q^2 are compared with next-to-leading order QCD calculations based on the photon-gluon fusion production mechanism. After an extrapolation of the cross section to the full kinematic region in $p_T(D^{*\pm})$ and $\eta(D^{*\pm})$, the charm contribution $F_2^{c\bar{c}}(x, Q^2)$ to the proton structure function is determined for Bjorken x values between $2 \cdot 10^{-4}$ and $5 \cdot 10^{-3}$.

We have also studied K^0 mesons and charged particles ($h^\pm$) in photoproduced events containing at least one jet of $E_T > 8$ GeV in the pseudorapidity interval (–0.5, 0.5) in the ZEUS laboratory frame. Distributions are presented in terms of transverse momentum, pseudorapidity and distance of the particle from the jet axis. A reasonable overall description of the K^0 distributions is obtained using PYTHIA with a reduced value of the strangeness suppression parameter (P_s/P_u). The properties of $h^\pm$ within the jet are well described using PYTHIA with standard settings, and the use of the multiparton interaction option improves the description outside the jets. The mean numbers of K^0 and $h^\pm$ within a jet as defined above are measured to be $3.25 \pm 0.02 \pm 0.28$ and $0.431 \pm 0.013 \pm 0.088$ respectively. Fragmentation functions are presented for K^0 and $h^\pm$ in photoproduced jets; agreement is found with calculations of Binnewies et al. and, at higher momenta, with $p\bar{p}$ scattering and with standard PYTHIA (with $P_s/P_u = 0.3$). Fragmentation functions in direct photoproduced events are extracted, and at higher momenta give good agreement with data from related processes in e^+e^- annihilation and deep inelastic ep scattering.

A mis padres y hermana ...

Prefacio

“ ¿ De qué está hecha la materia?” es una pregunta muy simple y fundamental que acompaña a la física desde su nacimiento. Varias generaciones de científicos han tratado con esta pregunta y han dado respuestas parciales, revelando algunos de los secretos de la naturaleza. El principal objetivo es comprender las características y propiedades de la materia a partir de sus primeros constituyentes y las interacciones entre ellos.

Todo cuanto se conoce hasta ahora se puede englobar dentro del *Modelo Estándar* de la física de partículas elementales, un modelo que refleja la belleza de sus particulares simetrías. Una de las piezas clave del *Modelo Estándar* es la Cromodinámica Cuántica (QCD), una teoría que explica la interacción fuerte, una de las cuatro fuerzas fundamentales presentes en la naturaleza. QCD surge como una teoría matemáticamente consistente en los años setenta.

La física que se realiza en aceleradores de partículas ha jugado un papel crucial en la comprensión de la estructura de la materia. Ha revelado lo que se cree son los constituyentes de la estructura interna de la materia, más allá de átomos, protones y neutrones, y las interacciones entre estos constituyentes.

HERA (Hadron-Electron-SpeicherRing-Anlage) es el único acelerador e^+p actualmente en funcionamiento. Está situado en el laboratorio de física de altas energías de DESY, Hamburgo. HERA produce colisiones entre positrones y protones. La energía en el centro de masas disponible en estas colisiones, 300 GeV, ofrece la posibilidad de estudiar la estructura del protón con una resolución de 10^{-18} m, tres órdenes de magnitud más pequeña que la del propio protón. Esta tesis esta basada en el análisis de los datos tomados por ZEUS, uno de los dos detectores de propósito múltiple instalados en HERA.

Uno de los triunfos de la física de partículas lo constituye la precisión con que QCD describe los procesos de interacción fuerte observados en los aceleradores de partículas y más notablemente los fenómenos de producción de jets y de quarks pesados.

Debido a la propiedad de libertad asintótica en QCD, la teoría de perturbaciones se constituye como la técnica a utilizar a las distancias cortas alcanzadas en los aceleradores de partículas. La extensión de los métodos bien conocidos de Electrodinámica Cuántica (QED) al contexto más complicado de una teoría gauge no abeliana supone una de las mayores ventajas de la QCD perturbativa. Hay, sin embargo, diferencias importantes entre las dos teorías, debido esencialmente las propiedades especiales de los elementos de QCD, quarks y gluones, los análogos a los fotones y electrones en QED. Estas diferencias entre QCD y QED se atribuyen concretamente a que los gluones tienen la propiedad de acoplarse entre sí y los quarks están confinados dentro de los hadrones y no son observados como partículas libres.

A distancias grandes predominan los efectos de confinamiento y además, dado el aumento de la constante de acoplo de QCD, α_s, con la distancia, deben aplicarse métodos no perturbativos. Incluso en los procesos a distancias pequeñas están presentes los efectos de confinamiento, dado que los estados asintóticos iniciales y finales consisten de hadrones. Sin embargo, la diferencia en la escala de tiempos entre distancias pequeñas y grandes (o momentos transferidos grandes y pequeños si se prefiere) permite una factorización de los procesos que pueden tratarse perturbativamente y los que no (primero se trata la interacción partónica perturbativamente y luego la producción de hadrones de manera no perturbativa). Así, para ciertas cantidades, el teorema de factorización permite que los efectos a distancias pequeñas y grandes puedan separarse, de modo que los procesos que ocurren a largas distancias tienen que ser tratados mediante parametrizaciones o modelos fenomenológicos, al no poder aplicarse métodos perturbativos. En esta tesis contrastamos diversos aspectos de QCD, en ambas escalas de distancia, con los resultados experimentales.

Por un lado compararemos diferentes modelos y cálculos que tratan la interacción partónica en el marco de QCD con los resultados observados en ZEUS. Nos concentraremos en el análisis de la producción, por medio de dicha interacción fundamental, de ciertos mesones (D^*) formados por quarks pesados (c). El objetivo principal es discernir cuál es el mecanismo de producción del quark c (*charm quark*) en colisiones e^+p en HERA.

Por otro lado, y mediante el estudio de la producción de partículas (K^0 y partículas cargadas) formadas por quarks ligeros (u, d, s) intentaremos profundizar en el proceso de la hadronización. En particular, y tal y como predice QCD, en la contrastación experimental de su universalidad.

La tesis se organiza como sigue: después de una introducción teórica (capítulos 1, 2 y 3) describiremos el aparato experimental (capítulo 4). En el capítulo 5 describiremos los criterios de selección y la reconstrucción de los sucesos en diferentes regímenes (dispersión profundamente inelástica y fotoproducción). En el capítulo 6 nos concentraremos por una parte en la obtención de las distribuciones de K^0 y $h^{\pm}$ como función de las variables cinemáticas y por otra parte en la medida de las funciones de fragmentación para kaones neutros y partículas cargadas en sucesos de fotoproducción y dispersión profundamente inelástica, haciendo énfasis en cómo estos resultados experimentales comparan por una parte con los resultados experimentales medidos en e^+e^- y $p\bar{p}$ y por otra parte con los cálculos obtenidos en QCD. En el capítulo 7 estudiaremos la producción del quark c en la dispersión profundamente inelástica. Se obtendrá la fracción de momento del quark c que se lleva el mesón D^*, x_{D^*}, como una forma de desvelar el mecanismo de producción de *charm* en colisiones e^+p en HERA. Del mismo modo, se medirán las secciones eficaces integradas y diferenciales de producción de D^* y se comparará al mismo tiempo con cálculos analíticos a segundo orden en teoría de perturbaciones. Finalmente se estimará la componente con quark c de la función de estructura del protón, $F_2^{c\bar{c}}$, para valores de la variable Bjorken-x [1] entre $2{\cdot}10^{-4}$ y $5 \cdot 10^{-3}$ para poder comparar de nuevo con los cálculos analíticos a este nivel, haciendo uso de una densidad de gluones compatible con tales predicciones teóricas. Las conclusiones finales se presentan en el capítulo 8. Los apéndices contienen información adicional (estudio de las incertidumbres sistemáticas, comparaciones con otros análisis, etc.) y detalles sobre ciertos aspectos de esta tesis.

Con los resultados de este trabajo doctoral la Colaboración ZEUS ha publicado los siguientes artículos:

(i) *Neutral Strange Particle Production in Deep Inelastic Scattering at HERA*, *Z. Phys.*, (C 68):29, 1995.

(ii) *Charged particles and neutral kaons in photoproduced jets at HERA*, DESY 97-229, aceptado por *Z. Phys.* (C).

(iii) ***D*** Production in Deep Inelastic Scattering at HERA*, *Phys. Lett.*, (B 407):402, 1997.

---

[1] La variable Bjorken-x en el modelo elemental de partones, QPM, es la fracción de momento del protón que lleva el quark que interviene en la interacción.

Índice General

1 Interacciones e^+p 1
- 1.1 **Dispersión profundamente inelástica** 1
  - 1.1.1 Cinemática 2
  - 1.1.2 El modelo elemental de partones 4
  - 1.1.3 Correcciones QCD al modelo quark-partón 6
  - 1.1.4 Parametrizaciones de la función de estructura 8
- 1.2 **Fotoproducción** 10
  - 1.2.1 Estructura del fotón 12
  - 1.2.2 Parametrización de la estructura del fotón 13

2 Mecanismos de producción del quark c 15
- 2.1 **Producción de *charm* por excitación (ZM-VFNS)** 16
- 2.2 **Producción dinámica de *charm* (FFNS)** 16
- 2.3 **Modelos dinámicos y de excitación (VFNS)** 17
  - 2.3.1 El modelo à la Smith et al. 18
  - 2.3.2 El modelo à la Aivazis et al. 19
  - 2.3.3 El modelo à la Thorne et al. 19
- 2.4 ***Charm* intrínseco** 20
- 2.5 **Simulación Monte Carlo** 21

3 Fragmentación 23
- 3.1 **Introducción a la fragmentación** 23
  - 3.1.1 Cascada partónica 23
  - 3.1.2 Hadronización 24
- 3.2 **Modelos Monte Carlo** 24
  - 3.2.1 La interacción fotón-partón 25
  - 3.2.2 La hadronización en JETSET 25
  - 3.2.3 Modelos hadrónicos más refinados 27
  - 3.2.4 Modelo de *clusters* 27
- 3.3 **Funciones de fragmentación** 28
  - 3.3.1 Medida de las funciones de fragmentación 30
  - 3.3.2 Parametrización de las funciones de fragmentación 30
  - 3.3.3 Funciones de fragmentación para quarks pesados 31
- 3.4 **Interacciones multipartónicas** 32
- 3.5 **Simulación Monte Carlo** 33

4 HERA y el detector ZEUS 35
4.1 **El acelerador** 35
4.2 **El detector ZEUS** 37
4.2.1 Determinación de las trazas 39
4.2.2 Calorímetro de alta resolución–CAL 41
4.2.3 Detector de positrones a ángulos pequeños–SRTD 48
4.2.4 Presampler 51
4.2.5 Otras componentes de ZEUS 51
4.2.6 Contadores de señal de fondo–VETOWALL/C5 53
4.2.7 Monitor de luminosidad–LUMI 53
4.2.8 El sistema de adquisición de datos y el sistema de *trigger* de ZEUS 54

5 Selección de sucesos 57
5.1 **Selección de sucesos de fotoproducción** 57
5.1.1 Reconstrucción de jets 57
5.1.2 Región cinemática 58
5.1.3 *Trigger* 60
5.1.4 Selección 60
5.2 **Selección de sucesos DIS** 63
5.2.1 Reconstrucción de las variables cinemáticas 63
5.2.2 Región cinemática 68
5.2.3 *Trigger* 70
5.2.4 Selección 71

6 Análisis de K^0 y partículas cargadas 75
6.1 **Reconstrucción** 76
6.1.1 Reconstrucción de partículas cargadas 76
6.1.2 Reconstrucción de K_S^0 76
6.2 **Eficiencias y método de corrección** 81
6.2.1 Eficiencia de selección de sucesos con jets 82
6.2.2 Eficiencia de reconstrucción de K_S^0 83
6.2.3 Eficiencia de reconstrucción de jets 84
6.2.4 Eficiencia total y método de corrección 85
6.3 **Resultados en fotoproducción** 87
6.3.1 Espectro en p_T y η 87
6.3.2 Perfiles 88
6.3.3 Multiplicidad media de partículas ($h^{\pm}$, K^0) por jet 91
6.3.4 Funciones de fragmentación 92
6.4 **Resultados en el canal directo y en DIS** 96
6.4.1 Perfiles 98
6.4.2 Funciones de fragmentación 98
6.4.3 K^0 en DIS y LRG 100
6.5 **Conclusiones** 102

7 Análisis de D^* 109
7.1 **Reconstrucción de D^*** 109
7.2 **Eficiencias y método de corrección** 117
7.2.1 Eficiencia de selección de sucesos de DIS 117

7.2.2 Eficiencia de reconstrucción de D^* 119
7.2.3 Eficiencia total 121
7.2.4 Método de corrección 122
7.3 **Resultados** 123
7.3.1 Mecanismo de producción de *charm* 123
7.3.2 Secciones eficaces diferenciales en la región cinemática en p_T y η 124
7.3.3 Sección eficaz extrapolada y $F_2^{c\bar{c}}$ 126
7.3.4 Análisis de D^* con los datos de 1995 y 1996 128
7.4 **Conclusiones** 135

8 Conclusiones 137

A Reconstrucción de la componente z de las trazas 139

B Reconstrucción de trazas y vértices primario y secundario 141
B.1 Reconstrucción de trazas 141
B.2 Determinación del vértice primario 142
B.3 Determinación del vértice secundario (K_S^0) 142

C Producción de *charm* y determinación de $< x >$ en p_T y Q^2 147
C.1 Mecanismos de producción de *charm* 147
C.2 Determinación del $< x >$ para las secciones eficaces diferenciales en p_T y Q^2 . . 148

D Estudio sistemático 151
D.1 Análisis de K^0 y $h^\pm$ 151
D.2 Análisis de D^* 154

E Comparaciones con otros análisis 159
E.1 Análisis de K^0 y $h^\pm$ 159
E.2 Análisis de D^* 161

F Resultados en tablas 165
F.1 Análisis de K^0 y $h^\pm$ 165
F.2 Análisis de D^* 165

Índice de Figuras

1.1 *Diagrama de Feynman del proceso de dispersión profundamente inelástica en la aproximación de intercambio de un sólo fotón.* 1

1.2 *Región cinemática en (x, Q^2) cubierta por HERA junto con la cubierta por otros experimentos a blanco fijo. La elevada energía disponible en el sistema centro de masas supone un enorme aumento en el espacio de fases y un potencial físico para la dispersión leptón-nucleón; el máximo momento transferido Q aumenta un factor 10 y la energía transferida ν un factor 100.* 3

1.3 *Contornos de energía constante (izquierda) y ángulo polar constante del positrón dispersado (derecha) en el plano (x, Q^2). Las líneas punteadas representan contornos de y constante (1, 0.1, 0.01) (izquierda) o ángulo dispersado constante en pasos de 10° (derecha). RCAL, BCAL y FCAL son secciones del calorímetro (una de las más importantes componentes del detector de partículas, ZEUS), ver la sección 4.2.2.* 3

1.4 *Contornos de energía constante (izquierda) y ángulo polar constante (derecha) del sistema hadrónico en el plano (x, Q^2). Las líneas punteadas representan contornos de y constante (1, 0.1, 0.01) (izquierda) o ángulo dispersado constante en pasos de 10° (derecha).RCAL, BCAL y FCAL son secciones del calorímetro (una de las más importantes componentes del detector de partículas, ZEUS), ver la sección 4.2.2.* 4

1.5 *Violaciones de escala: Al probar al protón con energías más y más grandes somos capaces de resolver estructuras más finas en el protón.* 8

1.6 *Funciones de disociación.* 8

1.7 *Violaciones de escala en datos procedentes de ZEUS, H1 y experimentos a blanco fijo.* 9

1.8 *Diagramas de Feynman de los distintos canales existentes en fotoproducción hasta segundo orden en teoría de perturbaciones: a) LO directo; b) LO resuelto; c) NLO.* 11

2.1 *Diagrama LO para PGF.* 17

2.2 *A medida que la escala de la interacción entre el protón y el fotón virtual aumenta, el fotón es capaz de resolver las fluctuaciones en el campo de gluones que conducen a la existencia de pares $c\bar{c}$ de vida muy corta. Al aumentar Q^2 estas fluctuaciones evolucionan con Q^2 en una forma similar a como lo hacen los quarks ligeros (u, d y s). En este punto hay una componente de la sección eficaz de PGF que se repite y reproduce por la evolución de la densidad de quark c y debe ser substraída para así evitar el doble contaje. Esta substracción conduce a un papel cada vez menos relevante de PGF como mecanismo de producción de charm al aumentar Q^2.* 20

3.1 *Diagrama esquemático de un proceso de dispersión profundamente inelástica* e^+p*, mostrando las diferentes fases en el desarrollo del sistema final hadrónico.* . . . 24
3.2 *Función de fragmentación de Peterson . A medida que el parámetro* ξ *decrece la función de fragmentación se endurece (el quark c pierde menos momento en el proceso de materialización en un mesón) y se mueve hacia* $z = 1$. 32

4.1 *EL acelerador HERA y el sistema de preaceleradores.* 35
4.2 *Luminosidad integrada suministrada por HERA durante los períodos de toma de datos de 1992-1996.* 37
4.3 *Sección longitudinal del detector ZEUS.* 38
4.4 *La disposición de los filamentos en un octante de la CTD junto con el criterio de numeración de las supercapas y el ángulo de inclinación de los filamentos en cada una de las supercapas. Los filamentos sensibles están indicados por puntos mas grandes. Se muestra además la proyección de los segmentos de trazas reconstruidos en el final de la CTD en su parte delantera. Las señales en las supercapas orientadas paralelamente al haz se alinean para formar una traza, mientras que las supercapas no orientadas paralelamente al haz se rotan puesto que están inclinadas entre 5º y 7º.* 40
4.5 *Cascada de una partícula en un calorímetro de muestreo.* 43
4.6 *Procesos elementales que ocurren durante el desarrollo de una cascada hadrónica.* 46
4.7 *Vista isométrica de un módulo del FCAL mostrando la segmentación en torres. Cada torre consiste de tiras de uranio alternadas con tiras de centellador. La señal recibida se transmite por ambos lados de la torre a través de guías de luz y es recibida por los tubos fotomultiplicadores (PMT).* 48
4.8 *Diagrama esquemático de la SRTD mostrando la orientación de las tiras de centellador, dispuestas en dos planos y cuatro cuadrantes.* 49
4.9 *Suceso QED-Compton en el detector ZEUS. El electrón dispersado deja una traza en la CTD, mientras que el fotón deposita 14.3 GeV en el calorímetro (izquierda). Uno de los conglomerados de energía (cluster electromagnético) es también detectado en la SRTD (derecha).* 50
4.10 *Plano* (x, Q^2)*. Izda: Líneas isoenergéticas desde 5 a 25 GeV, desde 30 a 75 GeV y a 26.8, 27.5 y 28.4 GeV. Dcha: Los sucesos en la región del pico cinemático (área gris) se seleccionan con los cortes DIS,* $Q^2 < 100$ *GeV*^{2}*, corte de 16×16 alrededor del tubo del haz en la región del RCAL, box cut (línea de puntos y rayas), e* $y = 0.03$ *(línea de puntos).* 51
4.11 *Para los sucesos con electrones en el pico cinemático la fuerte relación entre la energía perdida por el camino y la señal de la SRTD, se utiliza para corregir la energía del electrón. El resultado es bueno hasta un* $1 - 2\%$ *((b) y (c)). (d) muestra la resolución en energía en función de la propia energía.* 52
4.12 *Los dos calorímetros utilizados para medir la luminosidad.* 54
4.13 *Esquema del sistema de adquisición de datos.* 55

5.1 *Resolución en energía transversa en sucesos en el canal directo (a) y en el canal resuelto (b).* 59
5.2 *Resolución en pseudo-rapidez en sucesos en el canal directo (a) y en el canal resuelto (b).* 60
5.3 *Suceso con un muón cósmico.* 61

5.4 *Distribuciones del vértice reconstruido,* z_{vtx} *(a),* y_{jb} *medida (b)* E_T^{ucal} *(c) y* η^{ucal} *(d) para las muestras de sucesos que cumplen el criterio de selección en los datos y en los Monte Carlo PYTHIA y HERWIG.* 63

5.5 *Diagrama de Feynman del proceso de dispersión profundamente inelástica en la aproximación de intercambio de un sólo fotón.* 64

5.6 *Topología de los sucesos DIS en función de* x *y* Q^2 *mostrando la dirección del positrón dispersado (línea fina) y el struck quark (línea gruesa). La longitud de la flecha es proporcional a la energía de las partículas.* 66

5.7 *Relación entre variables reales y reconstruidas por el Monte Carlo para cada uno de los métodos de reconstrucción.* 66

5.8 *Resolución de las variables cinemáticas tal y como muestra el Monte Carlo.* . . 67

5.9 *Pureza para distintas regiones de* Q^2 *y* W*. Las variables cinemáticas han sido reconstruidas con el método del ángulo doble.* 68

5.10 *Típico suceso de DIS.* 71

5.11 *Islas sobre las que se basa el algoritmo de búsqueda de positrones, SINISTRA. El contorno negro rodea a las torres asignadas al positrón. Los números que aparecen en las torres son sus energías en unidades arbitrarias. La flechas dibujadas apuntan a la torre más próxima con mayor energía. Si alrededor de una torre no hay ninguna otra de mayor energía la flecha apunta a la propia torre. De esta forma el conjunto de torres que en un cierto área apuntan a una de mayor energía se reagrupan en una isla. Un cuadrado de 3 × 3 es el máximo tamaño de una isla.* 72

5.12 *Posición en el plano xy de aquellos candidatos a positrón identificados por SINISTRA con señal en la SRTD. Las regiones en forma de L indican los límites de aceptación de sucesos para cada una de las mitades de la SRTD. Los rectángulos en línea discontinua indican dos regiones en las que surgieron diversos problemas durante el periodo de 1994 junto con su causa: una de las tarjetas electrónicas del FLT (TEC muerto) que no funcionó durante cierto tiempo y un PMT inoperativo durante otro intervalo de tiempo (PMT muerto)* 73

5.13 *Distribuciones del vértice reconstruido,*z_{vtx}*,* $E-p_z$*,* x_{da} *y* Q^2_{da} *para las muestras de sucesos que cumplen el criterio de selección en los datos y en el Monte Carlo DJANGO.* 74

6.1 *Masa invariante para las posibles combinaciones de dos partículas asumiendo que éstas son pares* $p\pi$ *o* $\pi\pi$ *[55]. La contaminación a la señal del* K^0_S *se reduce eliminando aquellos candidatos con* $M_{p\pi} < 1.12$ *GeV. La línea horizontal corresponde a* $M_{p\pi} = 1.12$ *GeV. La línea vertical corresponde a* $M_{\pi\pi} = 481$ *MeV. Los candidatos procedentes de* $\gamma \rightarrow e^+e^-$ *que se eliminan de la muestra final de* K^0_S *requiriendo* $M_{ee} > 50$ *MeV, están indicados por cuadrados en la figura.* 78

6.2 *Distancia en z entre las trazas* (Δz) *y el coseno del ángulo de colinealidad* ($\cos\alpha_{xy}$) *en la región de señal (a), en la región de control (b) y en las regiones de señal y control donde los candidatos procedentes de la región de control contribuyen negativamente a la distribución (c). Este estudio ha sido realizado en el régimen de fotoproducción y las muestras Monte Carlo utilizadas han sido PYTHIA y HERWIG.* 80

6.3 *Distancia de máxima aproximación al vértice primario* (ϵ) *y momento transverso* (p_T^{traza}) *de las trazas procedentes del* K_S^0 *en la región de señal (a), en la región de control (b) y en las regiones de señal y control donde los candidatos procedentes de la región de control contribuyen negativamente a la distribución (c). Este estudio ha sido realizado en el régimen de fotoproducción y las muestras Monte Carlo utilizadas han sido PYTHIA y HERWIG.* 80

6.4 *Distribución de la masa invariante* $\pi^+\pi^-$ *para datos (en el régimen de fotoproducción) y para los Monte Carlo PYTHIA y HERWIG.* 81

6.5 *Distribución de la masa invariante* $\pi^+\pi^-$ *para datos (en el régimen de DIS) y para el Monte Carlo DJANGO.* 82

6.6 *Eficiencia* ϵ^{event} *para las diferentes regiones en* p_T *y* η *en que han sido subdivididas las muestras de kaones y partículas cargadas. La muestras MC de PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dichos factores.* 83

6.7 *Eficiencia* $\epsilon^{K_S^0}$ *para diferentes regiones en* p_T *y* η *del* K_S^0*. Las muestra MC PYTHIA ha sido utilizada para obtener dicho factor.* 84

6.8 *Eficiencias* ϵ^{jet} *para diferentes regiones en* $\eta(jet)$*. La muestras MC de PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dicho factor.* 85

6.9 *Eficiencias* $\epsilon_{K_S^0}^{event+jet}$ *y* $\epsilon_{h^\pm}^{event+jet}$ *para las diferentes regiones en* p_T *y* η *en que han sido subdivididas las muestras de kaones y partículas cargadas. La muestras MC de PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dicho factor.* 86

6.10 *Eficiencias* $\epsilon_{K_S^0}^{event+jet}$ *y* $\epsilon_{h^\pm}^{event+jet}$ *para las diferentes regiones en* z *y* η^{ucal} *en que han sido subdivididas las muestras de kaones (a) y partículas cargadas(b). La muestras MC de PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dicho factor.* 86

6.11 *Espectro de partículas cargadas por jet en sucesos con al menos un jet con* $E_T(jet) \geq 8$ *GeV y* $|\eta(jet)| \leq 0.5$*. (a)* $(1/N_{jets})dN(h^\pm)/dp_T^2$ *en función de* $p_T(h^\pm)$ *para* $|\eta(h^\pm)| \leq 1.5$*; (b)*$(1/N_{jets})dN(h^\pm)/d\eta$ *en función de* $\eta(h^\pm)$ *para* $p_T(h^\pm) \geq 0.5$ *GeV. Las barras de error representan la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico y están dominadas por el error sistemático.* . . . 88

6.12 *Espectro de mesones* K^0 *por jet en sucesos con al menos un jet con* $E_T(jet) \geq 8$ *GeV y* $|\eta(jet)| \leq 0.5$*. (a)* $(1/N_{jets})dN(K^0)/dp_T^2$ *en función de* $p_T(K^0)$ *para* $|\eta(K^0)| \leq 1.5$*; (b)* $(1/N_{jets})dN(K^0)/d\eta$ *en función de* $\eta(K^0)$ *para* $p_T(K^0) \geq 0.5$ *GeV. Las barras de error representan el error estadístico (barras finas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras gruesas).* 89

6.13 *Distancia de las partículas cargadas* ($h^\pm$) *al jet (a) en* ϕ*, (b) en* η*, (c) en* (η,ϕ)*. Se compara con distintas predicciones Monte Carlo. Histogramas lisos = predicción estándar de PYTHIA con GRV-LHO como función de estructura del fotón y el parámetro de supresión del quark s por defecto (0.3). Se presenta el número de partículas cargadas medido (sin corregir)* ($p_T \geq 0.5$ *GeV,* $|\eta| \leq 1.5$) *por jet medido* ($E_T^{ucal} \geq 7$ *GeV,* $|\eta^{ucal}| \leq 0.5$) *y por unidad de intervalo. Se muestra separadamente la contribución del canal directo a los cálculos estándar de PYTHIA. Un error sistemático común en los datos del 5% ha de tenerse en cuenta a la hora de comparar con el Monte Carlo.* 90

6.14 *Distancia de K^0_S ($h^\pm$) al jet (a) en ϕ, (b) en η, (c) en (η, ϕ). Se compara con distintas predicciones Monte Carlo. Histogramas lisos = predicción estándar de PYTHIA con GRV-LHO como función de estructura del fotón y el parámetro de supresión del quark s por defecto (0.3). Se presentan el número de partículas cargadas medido (sin corregir) ($p_T \geq 0.5$ GeV, $|\eta| \leq 1.5$) por jet medido ($E_T^{ucal} \geq 7$ GeV, $|\eta^{ucal}| \leq 0.5$) y por unidad de intervalo. Se muestra separadamente la contribución del canal directo a los cálculos estándar de PYTHIA. Un error sistemático común en los datos del 7% ha de tenerse en cuenta a la hora de comparar con el Monte Carlo.* 92

6.15 *Multiplicidad media de K^0 (izda.) y $h^\pm$ (dcha.) en función de η(jet) para K^0($h^\pm$) asociadas con jets.* 93

6.16 *Resolución en z en pull (izda.) y en función de la fracción de momento del jet que se lleva el K^0 (dcha.) tal y como se obtiene con la versión estándar de PYTHIA.* 94

6.17 *Resolución en z en pull (izda.) y en función de la fracción de momento del jet que se lleva la $h^\pm$ (dcha.) tal y como se obtiene con la versión estándar de PYTHIA.* 94

6.18 *Función de fragmentación $D(z)$ para partículas cargadas ($h^\pm$) con $p_T(h^\pm) \geq 0.5$ GeV, en jets con E_T(jet) > 8 GeV y $|\eta(jet)| \leq 0.5$; las barras de error representan la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico y están dominadas por el error sistemático. En (a) los datos se comparan con distintas variaciones de la versión estándar de PYTHIA, con HERWIG y con los resultados obtenidos por CDF[43] en el rango aproximado en energía 40–100 GeV; los errores sistemáticos son los dominantes en CDF y son los que se muestran. En (b) los datos se comparan con una zona sombreada que define los límites superior e inferior del ajuste fenomenológico de [48]. El límite superior corresponde a los valores del ajuste de $D(z)$ para quarks s, d, u en los intervalos z = 0.1–0.25, 0.25–0.45, 0.45–0.8 respectivamente. El límite inferior corresponde, de forma similar, a los quarks u, c en los intervalos z = 0.1–0.35, 0.35–0.8, respectivamente. En (a) $z = z_L$. En (b) $z = z_E$ (ver texto).* 95

6.19 *Función de fragmentación $D(z)$ para K^0 con $p_T(K^0) \geq 0.5$ GeV, en jets con E_T(jet) > 8 GeV y $|\eta(jet)| \leq 0.5$; las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). En (a) los datos se comparan con distintas variaciones de la versión estándar de PYTHIA y con HERWIG. En (b) los datos se comparan con una zona sombreada que define los límites superior e inferior del ajuste fenomenológico de [48]. El límite superior corresponde a los valores del ajuste de $D(z)$ para quarks $d(= s)$, c, u en los intervalos z = 0.1–0.2, 0.2–0.45, 0.45–0.8 respectivamente. El límite inferior corresponde, de forma similar, a g, $d(= s)$ en los intervalos z = 0.1–0.45, 0.45–0.8, respectivamente. En (a) $z = z_L$. En (b) $z = z_E$ (ver texto).* 96

6.20 *(Izda.) Distribución de x_γ^{OBS} (a nivel de reconstrucción) obtenida con PYTHIA directo, PYTHIA resuelto y una apropiada combinación de directo y resuelto para ajustarse a los datos. (Dcha.) Distribución de x_γ^{OBS} medida junto con la obtenida ajustando apropiadamente las contribuciones de directo y resuelto en PYTHIA y HERWIG.* 97

6.21 *Distribución R para una muestra de sucesos enriquecida en el canal resuelto de fotoproducción (x_γ^{OBS}< 0.75) comparada con (a) la versión estándar de PYTHIA* ($P_s/P_u = 0.3$)*, mostrando las contribuciones de directo y resuelto separadamente, (b) con PYTHIA usando* $P_s/P_u = 0.2$*, la opción de MI, ambas variaciones juntas y HERWIG. Las definiciones cinemáticas son las mismas que en la figura 6.14.* 99

6.22 *Distribución R para una muestra de sucesos enriquecida en el canal directo de fotoproducción (x_γ^{OBS}> 0.75) comparada con (a) la versión estándar de PYTHIA* ($P_s/P_u = 0.3$)*, mostrando las contribuciones de directo y resuelto separadamente, (b) con PYTHIA usando* $P_s/P_u = 0.2$*, la opción de MI, ambas variaciones juntas y HERWIG. Las definiciones cinemáticas son las mismas que en la figura 6.14.* 100

6.23 *Funciones de fragmentación $D(z_E)$ para $h^\pm$, obtenidas de una muestra de sucesos enriquecida en el canal directo de fotoproducción. También se presenta (i) la predicciones estándar de PYTHIA y HERWIG para el canal directo a LO, (ii) datos de experimentos e^+e^- en un rango similar de la energía del jet y con energías en el centro de masas según se indica en [90] (dividido por dos para tener en cuenta el par $q\bar{q}$ predominante en el estado final), y (iii) datos de ZEUS medidos en dispersión profundamente inelástica [76] con jets (en el sistema de referencia Breit) en el rango 6.3-8.9 GeV. La variable z_E se define como $E(h^\pm)/E(jet)$ para los datos de ZEUS 1994 de DIS y fotoproducción y $z_E = E(h^\pm)/E(max)$ para los demás puntos experimentales. Los errores estadísticos y totales se muestran en los datos de ZEUS 1994 del mismo modo que en las figuras anteriores. Los errores en los puntos de TASSO y ZEUS DIS son errores totales.* 104

6.24 *Funciones de fragmentación $D(z_E)$ para K^0 obtenidas de una muestra enriquecida en el canal directo de fotoproducción. También se presenta (i) la predicciones estándar de PYTHIA y HERWIG para el canal directo a LO, (ii) datos de experimentos e^+e^- en un rango similar de la energía del jet y con energías en el centro de masas según se indica en [91, 92], y (iii) datos de ZEUS medidos en éste análisis en dispersión profundamente inelástica. Las definiciones de z_E son las mismas utilizadas para $h^\pm$. Los errores estadísticos y totales se muestran en los datos de ZEUS 1994 del mismo modo que en las figuras anteriores. Los errores en los puntos de TASSO y HRS son errores totales.* 105

6.25 *Multiplicidad diferencial de K^0 como función del momento transverso (a) y la pseudo-rapidez (b) para sucesos DIS en datos de 1993. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). También se muestra la predicción de distintas muestras Monte Carlo.* 106

6.26 *a) Multiplicidad media de K^0 como función del Q^2 del suceso en la región cinemática. b) Cociente de la multiplicidad media de K^0 y la de partículas cargadas como función de Q^2. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). También se muestra la predicción de distintas muestras Monte Carlo.* . . 106

6.27 *Suceso de DIS con LRG.* 107

6.28 *Comparación de la topología de un suceso estándar de DIS con la de un suceso difractivo. Obsérvese la ausencia de actividad hadrónica entre el remanente del protón y el remanente del struck quark (obsérvese también que en algunos casos puede no haber remanente del protón).* 107

6.29 *(a) Distribución en $\eta_{\max}$ para la muestra datos de ZEUS de 1993 en DIS, para un Monte Carlo normal de DIS (DJANGO) y para un Monte Carlo difractivo (NZ). (b) Distribución en $\eta_{\max}$ para aquellos sucesos en los que además se ha reconstruido un K^0_S. La línea punteada corresponde a $\eta_{\max} = 1.5$.* 108

6.30 *Multiplicidad de K^0 como función del momento transverso (a) y la pseudo-rapidez (b) para sucesos NRG y LRG en DIS y en datos de 1993. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). También se muestra la predicción de distintas muestras Monte Carlo.* 108

7.1 *(a) Distribución en momento transverso del π_s y (b) pseudo-rapidez de las tres trazas consideradas como hijas del precandidato a D^* (que satisfacen unos cortes suaves de selección, $|\eta_{trazas}| < 2, p_T(\pi_s) > 90 MeV$ y $p_T(K,\pi) > 290 MeV$) para los datos y las muestras Monte Carlo utilizadas en este análisis: AROMA, HERWIG y DJANGO.* 111

7.2 *(a) Distribución en momento transverso de las trazas consideradas como kaón o pión, (b) distribución en momento transverso del π_s, (c) pseudo-rapidez de las tres trazas consideradas como hijas del candidato a D^* una vez aplicado el criterio de selección de D^*. A la distribución de los datos se le añade la de los Monte Carlo AROMA, HERWIG y DJANGO.* 112

7.3 *(a) ΔM para combinaciones $K\pi$ en la región de señal de $M(K\pi)$ (1.80 < $M(K\pi)$ < 1.92 GeV, región semi-sombreada en (d)). (b) Histograma en línea discontinua = Δ M para las combinaciones $K\pi$ en la región de control de $M(K\pi)$ (2.0 < $M(K\pi)$ < 2.5 GeV, región sombreada en claro en (d)). (c) $M(K\pi)$ para combinaciones $K\pi\pi_s$ en la región de señal de $\Delta M = M(K\pi\pi_s) - M(K\pi)$ (143 < Δ M < 148 MeV, región semi-sombreada en (b)). Histograma en línea continua en (a) y (c) = resultado del Monte Carlo DJANGO, histograma en línea discontinua = resultado para las combinaciones de carga errónea. (d) $M(K\pi)$ para combinaciones $K\pi\pi_s$ en la región de señal de ΔM. Histograma en línea discontinua = $M(K\pi)$ para las combinaciones $K\pi\pi_s$ en la región de control de ΔM (155 < Δ M < 180 MeV, región sombreada en claro en (b)). Histograma en línea punteada = $M(K\pi)$ para combinaciones $K\pi\pi_s$ en bandas laterales de ΔM (140.5 < Δ M < 143 MeV y 148 < Δ M < 150.5 MeV, regiones sombreadas en oscuro en (b)). La curva sólida en todas las distribuciones muestra el resultado del ajuste.* 113

7.4 *ΔM y D^0 para tres rangos en momento transverso del D^* reconstruido (a: $1.3 < p_T < 2.3$ GeV, b: $2.3 < p_T < 5.3$ GeV, c: $5.3 < p_T < 9.0$ GeV). Se muestran tanto los datos como el Monte Carlo DJANGO.* 114

7.5 *ΔM y D^0 para tres rangos en pseudo-rapidez del D^* reconstruido (d: $-1.5 < \eta < -0.5$, e: $-0.5 < \eta < 0.5$, f: $0.5 < \eta < 1.5$). Se muestran tanto los datos como el Monte Carlo DJANGO.* 115

7.6 *Distribución de fondo del momento transverso del D^* reconstruido, de su pseudo-rapidez, de la energía en el sistema centro de masas fotón-protón, γ^*p, (W) y de menos el cuadrado del cuadrimomento transferido entre el positrón inicial y dispersado (Q^2) para todos los métodos de estimación del fondo.* 116

7.7 Espectro diferencial en (a) momento transverso del D^* reconstruido, (b) pseudo-rapidez del D^*, (c) diferencia en ángulo azimutal entre el positrón dispersado y el D^*, (d) W y (e) Q^2, tanto para datos como para los MC AROMA, HERWIG y DJANGO. Todas las distribuciones están normalizadas de tal forma que el área que ocupan es la misma. 117

7.8 Distribución diferencial normalizada de la fracción de momento del D^* en el sistema γ^*p ($x_{D^*} = \frac{2|\vec{p}^{\,*}_{D^*}|}{W}$) medida, la predicción de AROMA (con sólo charm producido dinámicamente) y la predicción de LEPTO (con sólo charm producido por excitación) a nivel de reconstrucción. Las distribuciones están normalizadas a 1. 118

7.9 Eficiencia ϵ^{ev} en función de $log_{10}(Q^2)$ e y para distintos Monte Carlo. 119

7.10 Eficiencia ϵ^{ev} en función (a) el momento transverso del candidato a D^*, (b) la pseudo-rapidez del candidato a D^*, (c) $cos\Delta\phi$ y las variables cinemáticas (d) Q^2_{DA}, (e) x_{DA} y (f) W_{DA} para distintos Monte Carlo. 120

7.11 Eficiencia ϵ^{D^*} en función de $1/p_T$ y η para distintos Monte Carlo. 121

7.12 Eficiencia ϵ^{D^*} en función (a) el momento transverso del candidato a D^*, (b) la pseudo-rapidez del candidato a D^*, (c) $cos\Delta\phi$ y las variables cinemáticas (d) Q^2_{DA}, (e) x_{DA} y (f) W_{DA} para distintas muestras Monte Carlo. 122

7.13 Sección eficaz normalizada $e^+p \rightarrow e^+D^*X$ en la región cinemática $5 < Q^2 < 100\,GeV^2$, $y < 0.7$ para D^*s con $1.3 < p_T < 9.0\,GeV$ y $|\eta| < 1.5$ en función de x_{D^*}. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). Las barras horizontales representan la anchura del bin. La predicción de PGF obtenida con AROMA y la contribución obtenida con un modelo de excitación de charm (LEPTO) se muestran como histogramas. Las distribuciones están normalizadas a la sección eficaz total. 124

7.14 Sección eficaz diferencial $e^+p \rightarrow e^+D^{*\pm}X$ para $5 < Q^2 < 100\mathrm{GeV}^2$, $y < 0.7$ en la región cinemática $1.3 < p_T(D^*) < 9.0\,GeV$ y $|\eta(D^*)| < 1.5$ en función de $p_T(D^*)$ (a), $\eta(D^*)$ (b), W (c) y Q^2 (d). Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). Las barras horizontales representan la anchura del bin. La predicción NLO de QCD con la densidad de gluones de GRV(NLO) para distintos valores de la masa del quark c se muestran en forma de una banda (ver texto). La predicción LO con la densidad de gluones de GRV(LO) se muestra en forma de histograma. La predicciones en (a) y (b) se muestran mas allá del rango en $p_T(D^*)$ y $\eta(D^*)$ respectivamente medido en los datos. 126

7.15 El plano (x, Q^2) con la región cinemática y las diferentes regiones en Q^2 e y elegidos para este análisis. Los puntos gruesos corresponden a los candidatos a D^*. Los puntos finos corresponden a una submuestra de sucesos en DIS. 127

7.16 *La contribución charm,* $F_2^{c\bar{c}}$*, a la función de estructura del protón* F_2 *tal y como se deriva de la producción inclusiva de* D^**(ZEUS y H1) y* D^0*(H1) comparado con las predicciones NLO de QCD basadas en la distribución partónica de GRV con diferentes masas para del quark c para* Q^2*=7, 12, 25 y 45* GeV^2*. El límite superior (inferior) de la banda corresponde a una masa del quark c de 1.35 (1.7)* GeV*. Los resultados de la colaboración EMC se muestran en forma de cruces. Las barras de error, para los datos de ZEUS, representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). La barra de error, para los datos de H1, representa la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico. Las barras de error de los datos de EMC están dentro de los símbolos.* 130

7.17 *(a)* ΔM *para combinaciones* $K\pi$ *en la región de señal de* $M(K\pi)$ *(1.80 <* $M(K\pi)$ *< 1.92 GeV). (b)* $M(K\pi)$ *para combinaciones* $K\pi\pi_s$ *en la región de señal de* $\Delta M = M(K\pi\pi_s) - M(K\pi)$ *(143<* ΔM *< 148 MeV). Histograma en línea continua en (a) y (b) = resultado para las combinaciones de carga errónea. A pesar de las diferentes condiciones del trigger en 1995 y 1996 hemos combinado las masas invariantes reconstruidas en ambos periodos en esta figura.* 132

7.18 *Sección eficaz diferencial* $e^+p \rightarrow e^+D^{*\pm}X$ *para* $5 < Q^2 < 100\mathrm{GeV}^2$*,* $y < 0.7$ *en la región cinemática* $1.3 < p_T(D^*) < 9.0$ *GeV y* $|\eta(D^*)| < 1.5$ *en función de* $p_T(D^*)$ *(a),* $\eta(D^*)$ *(b), W (c) y* Q^2 *(d) para las muestras de datos de 1994 y de la combinación 1995-1996. Las barras de error para los datos de 1995 y 1996 representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). La barra de error para la muestra de datos de 1994 representa la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico. La predicción NLO de QCD con la densidad de gluones de GRV(NLO) para distintos valores de la masa del quark c se muestran en forma de una banda. La predicción LO con la densidad de gluones de GRV(LO) se muestra en forma de histograma. La predicciones en (a) y (b) se muestran mas allá del rango en* $p_T(D^*)$ *y* $\eta(D^*)$ *respectivamente medido en los datos.* 133

7.19 *La contribución charm,* $F_2^{c\bar{c}}$*, a la función de estructura del protón* F_2 *tal y como se deriva de la producción inclusiva de* D^* *de ZEUS de 1994 y de la combinación de 1995-1996 comparado con las predicciones NLO de QCD basadas en la distribución partónica de GRV con diferentes masas para del quark c para* Q^2*=3, 7, 12, 25, 45 y 170* GeV^2*. El límite superior (inferior) de la banda corresponde a una masa del quark c de 1.35 (1.7)* GeV*. Los resultados de la colaboración EMC se muestran en forma de cruces. Las barras de error, para los datos de ZEUS de 1995-1996, representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). Las barras de error, para los datos de ZEUS de 1994, representan la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico. Las barras de error de los datos de EMC están dentro de los símbolos.* 134

B.1 *Parámetros de reconstrucción de una traza dados por VCTRAK* 142

B.2 *Ejemplo representativo de dos trazas que provienen de un vértice común.* 143

B.3 *Dos ejemplos de dos trazas que no intersectan.* 145

C.1 *(Izda.) Distribución en* η *a nivel de generador para el* D^* *que procede del quark c que interacciona con el fotón virtual y del* D^* *que proviene del quark c que no interacciona con el fotón sonda. (Dcha.) Aplicando un corte en* $\eta(D^*) > 5$ *conseguimos una muestra en la que sólo se detecta uno de los quarks c. Su correspondiente distribución en* x_{D^*}*, como puede observarse, es similar a la distribución obtenida con un modelo de excitación.* 150

D.1 *Error sistemático de cada cambio particular realizado en todo el rango en* η *(a) y para cada bin en* η *(b-e) de la multiplicidad media de* K^0 *por jet. El orden de los puntos coincide con el orden de los cambios arriba enumerados.* 153

D.2 *Errores sistemáticos en cada bin procedentes de la variación del criterio de selección y reconstrucción de* $K^0(h^{\pm})$*. Cada número es el resultado de sumar en cuadratura todas las variaciones sistemáticas.* 153

D.3 *Error sistemático de cada cambio realizado (a) y la contribución de cada error sistemático al error total (b). El orden de los puntos coincide con el orden de los cambios arriba enumerados.* 156

D.4 *Error sistemático de cada particular cambio sistemático realizado en los diferentes bines en* p_T *,* η *,*Q^2 *y* W*. El orden de los puntos coincide con el orden de los cambios arriba enumerados.* 156

D.5 *Errores sistemáticos bin a bin que resultan de la variación del criterio de selección de sucesos y de reconstrucción de* D^**. Cada número se ha obtenido añadiendo en cuadratura y por separado las variaciones sistemáticas positivas (primera columna de distribuciones) y negativas (segunda columna de distribuciones).* . . 157

D.6 *Sensibilidad del análisis al MC usado para la corrección.* 157

E.1 *Espectro de partículas cargadas por jet en sucesos con al menos un jet con* E_T*(jet)*$\geq$ 8 *GeV y* $|\eta(jet)| \leq 0.5$*. (a)* $(1/N_{jets})dN(h^{\pm})/dp_T^2$ *en función de* $p_T(h^{\pm})$ *para* $|\eta(h^{\pm})| \leq 1.5$*; (b)*$(1/N_{jets})dN(h^{\pm})/d\eta$ *en función de* $\eta(h^{\pm})$ *para* $p_T(h^{\pm}) \geq 0.5$ *GeV. Las barras de error representan la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico y están dominadas por el error sistemático. Los resultados corresponden a los obtenidos en [111].* 160

E.2 *Espectro de mesones* K^0 *por jet en sucesos con al menos un jet con* E_T*(jet)*$\geq$ 8 *GeV y* $|\eta(jet)| \leq 0.5$*. (a)* $(1/N_{jets})dN(K^0)/dp_T^2$ *en función de* $p_T(K^0)$ *para* $|\eta(K^0)| \leq 1.5$*; (b)* $(1/N_{jets})dN(K^0)/d\eta$ *en función de* $\eta(K^0)$ *para* $p_T(K^0) \geq 0.5$ *GeV. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). Los resultados corresponden a los obtenidos en [111].* 161

E.3 *Función de fragmentación* $D(z)$ *para partículas cargadas* $(h^{\pm})$ *con* $p_T(h^{\pm}) \geq 0.5$ *GeV, en jets con* E_T*(jet)* > 8 *GeV y* $|\eta(jet)| \leq 0.5$*; las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). En (a) los datos se comparan con distintas variaciones de la versión estándar de PYTHIA. En (b) los datos se comparan con dos líneas continuas que definen los límites superior e inferior del ajuste fenomenológico de [48]. Las líneas continuas limitan la extensión que cubren los diferentes valores de* $D(z)$ *proporcionados por la fragmentación de gluones y de los distintos tipos de quark (es decir, u, d, s, c) en LO y NLO (en esta tesis se ha considerado únicamente NLO). Los resultados corresponden a los obtenidos en [111].* 162

E.4 *Función de fragmentación $D(z)$ para K^0 con $p_T(K^0) \geq 0.5$ GeV, en jets con $E_T(jet) > 8$ GeV y $|\eta(jet)| \leq 0.5$; las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). En (a) los datos se comparan con distintas variaciones de la versión estándar de PYTHIA; En (b) los datos se comparan con dos líneas continuas que definen los límites superior e inferior del ajuste fenomenológico de [48]. Las líneas continuas limitan la extensión que cubren los diferentes valores de $D(z)$ proporcionados por la fragmentación de gluones y de los distintos tipos de quark (es decir, u, d, s, c) en LO y NLO (en esta tesis se ha considerado únicamente NLO). Los resultados corresponden a los obtenidos en [111].* 163

E.5 *Sección eficaz diferencial $e^+p \to e^+D^{*\pm}X$ para $5 < Q^2 < 100\text{GeV}^2$, $y < 0.7$ en la región cinemática $1.3 < p_T(D^*) < 9.0$ GeV y $|\eta(D^*)| < 1.5$ en función de $p_T(D^*)$ (a), $\eta(D^*)$ (b), W (c) y Q^2 (d). Las barras de error representan el error estadístico. Las barras horizontales representan la anchura del bin. JPF representa el resultado obtenido en esta tesis. JR representa el resultado obtenido en [112].* 164

E.6 *La contribución charm, $F_2^{c\bar{c}}$, a la función de estructura del protón F_2 tal y como se deriva de la producción inclusiva de D^*(ZEUS y H1) y D^0(H1) comparado con las predicciones NLO de QCD basadas en las distribuciones partónicas de CTQ3[20], GRV[7] y la parametrización obtenida a partir de un ajuste a los datos de F_2 de ZEUS de 1994 para Q^2=7, 12, 25 y 45 GeV^2. Los datos de ZEUS son los obtenidos en [112].* 164

Índice de Tablas

4.1 *Parámetros de diseño de HERA y rendimiento durante 1994.* 36

5.1 *Resoluciones en* p_T, η, W *y* Q^2 *en distintos rangos. Los resultados se obtuvieron a partir de muestras de los Monte Carlo HERWIG y AROMA.* 69

6.1 *Multiplicidades medias de* $h^{\pm}$ *y* K^0 *con* $p_T \geq 0.5$ *GeV por jet (*E_T*(jet)* > 8 *GeV,* $|\eta$*(jet)*$| < 0.5$*), integradas sobre* $R \leq 1$*, en sucesos dentro del rango cinemático* $134 < W < 277$ *GeV. Las predicciones Monte Carlo corresponden a HERWIG, PYTHIA y PYTHIA MI con diferentes factores de supresión del quark s (*P_s/P_u *= 0.3, 0.2). El primer error representa el error estadístico, el segundo el error sistemático.* 103

6.2 *Multiplicidad diferencial de* K^0 *medida como función de* p_T *y* η *para sucesos con* $10 < Q^2 < 640$ GeV^2, $0.0003 < x < 0.01$ *e* $y > 0.04$ *y kaones con* $0.5 < p_T < 4.0$ *GeV y* $|\eta| < 1.3$*, junto con la predicción de distintas muestras Monte Carlo.* 103

6.3 *Multiplicidad de* K^0 *y razón de multiplicidades de* K^0 *y* $h^{\pm}$ *para sucesos LRG y NRG para datos de DIS (ZEUS 1993) y para distintas predicciones MC. Las muestras difractivas se generaron con un factor de supresión del quark s* $P_s/P_u = 0.3$*. Las incertidumbres en el MC representan únicamente las debidas a la estadística utilizada.* 103

7.1 *Valor medio y* σ *de las curvas Gauss+fondo-correspondiente utilizadas para ajustar la distribución en masa invariante* ΔM *y* D^0 *de datos y DJANGO, para tres regiones distintas en* p_T *y* η *del* D^* *reconstruido. Todos los valores están en MeV.* 115

7.2 *La sección eficaz* $e^+p \to e^+D^{*\pm}X$ *medida en* $5 < Q^2 < 100\,GeV^2$, $y < 0.7$ *en la región cinemática* $1.3 < p_T(D^*) < 9.0\,GeV$ *y* $|\eta(D^*)| < 1.5$ *(*$\sigma_{p_T,\eta}$*); la sección eficaz extrapolada* $e^+p \to e^+c\bar{c}X$ *para* $y < 0.7$ *y* $5 < Q^2 < 10\,GeV^2$ *(*σ_1*) ó* $10 < Q^2 < 100\,GeV^2$ *(*σ_2*). Las secciones eficaces medidas se comparan con los cálculos analíticos de [30] con la densidad de partones de GRV NLO, con el Monte Carlo (LO) y con cálculos analíticos a primer orden en teoría de perturbaciones (LO). El error estadístico de las predicciones es del orden de 0.01 el tamaño de los errores de los datos.* 129

C.1 *Valores para el eje x obtenidos para cada bin de la sección eficaz diferencial de* p_T *(*D^**) y* Q^2 *usando el procedimiento aquí expuesto (*x_0*), el valor medio que predice el Monte Carlo (*$< x >_{MC}$*) y el valor medio del bin (*$< x >_b$*).* 149

F.1 $dN(K^0)/dp_T^2$ *y* $dN(K^0)/d\eta$. 166

F.2 *Funciones de fragmentación.* 167

F.3 *Funciones de fragmentación en DIS.* 168
F.4 *Sección eficaz normalizada* $e^+p \rightarrow e^+D^*X$ *en función de* x_{D^*}. 168
F.5 *Secciones eficaces diferenciales* $e^+p \rightarrow e^+D^*X$ *en función de* $p_T(\ D^*)$, $\eta(\ D^*)$, W *y* Q^2. 169
F.6 $F_2^{c\bar{c}}$. 170

Capítulo 1

Interacciones e^+p

- ¿ Debes, pescador de finas redes, encontrar el encanto del mar?

El primer colisionador para e^+p, HERA, sigue la larga tradición de experimentos previos. Las interacciones e^+p tienen lugar a través del intercambio de un bosón intermedio (para momentos transferidos no muy grandes predomina el intercambio de un fotón) que interacciona con el protón (ver la figura 1.1). Al orden más bajo en teoría de perturbaciones, el estado final consiste del positrón dispersado, del quark que interacciona con el fotón (*struck quark*) y el remanente del protón. Debido a que la energía disponible en el centro de masas es más de un orden de magnitud mayor que en experimentos a blanco fijo, se abre un nuevo régimen cinemático. HERA cubre diversos regímenes dependiendo de la virtualidad del fotón que positrón y protón intercambian entre sí. Estos regímenes son el de fotoproducción (en el que el fotón es casi real) y el de dispersión profundamente inelástica (en el que fotón es virtual). En contraste con otros experimentos el sistema hadrónico final es también sujeto de estudio.

1.1 Dispersión profundamente inelástica

La dispersión profundamente inelástica e^+p (DIS) se puede representar esquemáticamente por medio del diagrama de la figura 1.1.

En el llamado modelo elemental de partones (QPM), el positrón interacciona con un partón del protón a través del intercambio de un γ, Z^0 o un $W^\pm$. Cuando se realizaron las primeras medidas de la función de estructura del protón se desconocía si los constituyentes del protón eran los quarks y gluones de QCD y el término partón se utilizó para reflejar este desconocimiento. Se suponía que el protón era como una bolsa de partones puntuales que no interaccionaban entre sí. Esta suposición se basaba en el hecho de que la escala de tiempos en la que el fotón

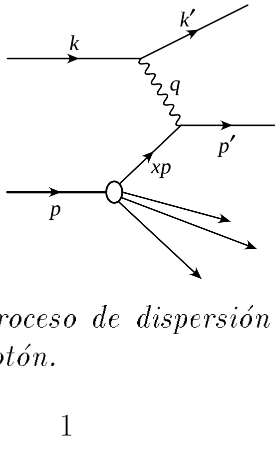


Figura 1.1: *Diagrama de Feynman del proceso de dispersión profundamente inelástica en la aproximación de intercambio de un sólo fotón.*

interacciona con el partón era mucho más corta que el intervalo de tiempo durante el cual dos partones interaccionan entre sí.

1.1.1 Cinemática

Sean $k = (E_e, 0, 0, -E_e)$ y $P = (E_p, 0, 0, E_p)$ los cuadrimomentos iniciales del positrón y protón respectivamente, q el cuadrimomento del fotón virtual y $k' = (E'_e, 0, E'_e sen\theta_e, E'_e cos\theta_e)$ el cuadrimomento del positrón dispersado, en el sistema de referencia del laboratorio. La interacción se puede describir en función de las variables invariantes Lorentz,

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \tag{1.1}$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \tag{1.2}$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \tag{1.3}$$

$$s = (k + P)^2 = 4E_e E_p \tag{1.4}$$

$$W^2 = (q + P)^2 = Q^2 \frac{(1 - x)}{x} \tag{1.5}$$

despreciando las masas del protón y positrón. Q^2 es la virtualidad del fotón que sufre la interacción con el partón del protón y x, en el QPM, es la fracción de momento del protón que lleva el partón antes de interaccionar con el fotón. En el sistema de referencia en el que protón está en reposo, y es la fracción de energía del positrón transferida al protón (y es una medida de la inelasticidad de la interacción). En el sistema centro de masas e^+p, donde $E'_e = E_e$ y el positrón es dispersado un ángulo θ^*, $y = \frac{1}{2}(1 - cos\theta^*)$. W y s son la energías en el sistema centro de masas $\gamma^* p$[1] y e^+p respectivamente. Dichas variables cinemáticas están correlacionadas entre sí, siendo sólo dos de ellas independientes. En particular $Q^2 = sxy$.

HERA cubre un rango en Q^2 que va desde aproximadamente 0 (régimen de fotoproducción) hasta 10^5 GeV^2. En x nos ofrece la oportunidad de llegar hasta $x \approx 10^{-4}$ a escalas típicas, determinadas por una virtualidad del fotón de 10 GeV^2. La figura 1.2 muestra la región cinemática cubierta por HERA junto con la cubierta por otros experimentos a blanco fijo. Esta amplia región cinemática es una consecuencia de la elevada energía disponible en el sistema centro de masas ($\sqrt{s} = 300$ GeV).

Como se menciona en la sección 5.2.1 Q^2, x e y se pueden expresar tanto en término de las variables del positrón dispersado (ver ecuaciones 5.12 y 5.13) como en término de las variables del sistema hadrónico (ver ecuaciones 5.9, 5.10 y 5.11). Los contornos de energía y ángulo [2] constante del positrón dispersado en el plano (x, Q^2) en HERA, se muestran en la figura 1.3. Como puede observarse y también derivarse de las ecuaciones anteriores, pequeñas energías del positrón dan altos valores de y mientras que energías mucho mayores que E_e conducen a valores grandes de Q^2. La zona gris en la figura 1.3 indica la región cinemática en la que el positrón dispersado se escapa, sin ser detectado, por el conducto que comunica HERA con ZEUS (*beampipe* o tubo de vacío del haz). Las líneas a $y = 1$ representan el límite cinemático, dado por las energías de los haces de protones y positrones.

---

[1] El superíndice $*$ indica que se trata de un fotón virtual.

[2] En el sistema de coordenadas de ZEUS el eje Z tiene el mismo sentido que el seguido por el protón en su trayectoria. El eje X es horizontal y su sentido apunta al centro de HERA. El ángulo polar θ se define respecto al eje positivo de la coordenada Z.

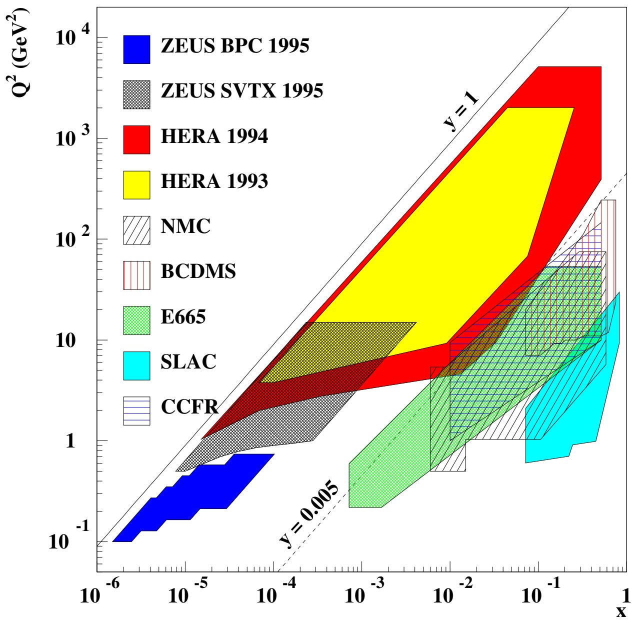


Figura 1.2: *Región cinemática en* $(x,\ Q^2)$ *cubierta por HERA junto con la cubierta por otros experimentos a blanco fijo. La elevada energía disponible en el sistema centro de masas supone un enorme aumento en el espacio de fases y un potencial físico para la dispersión leptón-nucleón; el máximo momento transferido* Q *aumenta un factor 10 y la energía transferida* ν *un factor 100.*

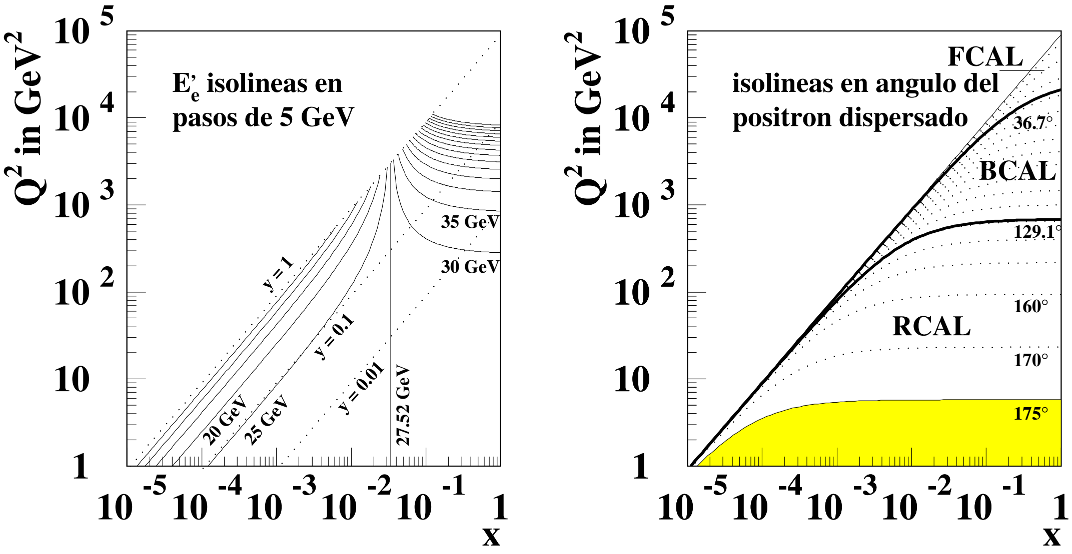


Figura 1.3: *Contornos de energía constante (izquierda) y ángulo polar constante del positrón dispersado (derecha) en el plano* $(x,\ Q^2)$*. Las líneas punteadas representan contornos de* y *constante (1, 0.1, 0.01) (izquierda) o ángulo dispersado constante en pasos de 10° (derecha). RCAL, BCAL y FCAL son secciones del calorímetro (una de las más importantes componentes del detector de partículas, ZEUS), ver la sección 4.2.2.*

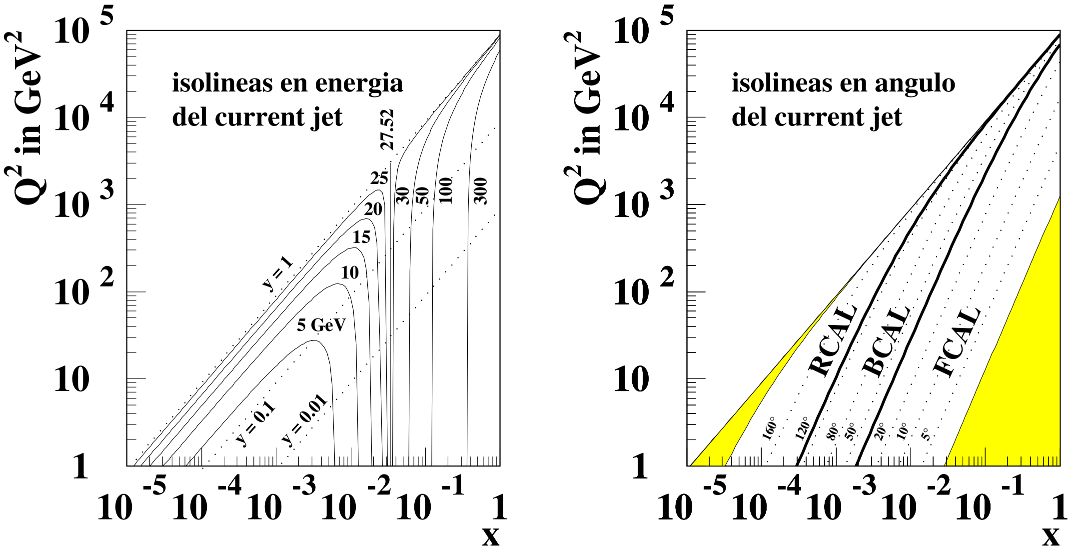


Figura 1.4: *Contornos de energía constante (izquierda) y ángulo polar constante (derecha) del sistema hadrónico en el plano (x, Q^2). Las líneas punteadas representan contornos de y constante (1, 0.1, 0.01) (izquierda) o ángulo dispersado constante en pasos de 10° (derecha).RCAL, BCAL y FCAL son secciones del calorímetro (una de las más importantes componentes del detector de partículas, ZEUS), ver la sección 4.2.2.*

Los contornos de energía y ángulo constante del sistema hadrónico en el plano $(x,\ Q^2)$ en HERA, se muestran en la figura 1.4. Para valores de x muy pequeños y valores de y grandes se observa el mismo límite impuesto por las características del detector (ver regiones en gris de la figura 1.4).

1.1.2 El modelo elemental de partones

Usando el ejemplo de dispersión $e\mu \to e\mu$ [1] como guía, se puede construir la sección eficaz para colisiones leptón-hadrón, $e^+p \to e^+ + X$ donde X representa el sistema final hadrónico. La sección eficaz de dicho proceso se puede escribir como

$$d\sigma \sim L^e_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \tag{1.6}$$

donde $L^e_{\mu\nu}$ es el tensor leptónico y $W^{\mu\nu}$ es el tensor hadrónico que parametriza la interacción con el hadrón. La definición de sección eficaz, introduciendo los términos de espacio de fase y de normalización apropiadamente, conduce a la siguiente expresión

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}(e^+p \to e^+ + X) = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}(y^2 xF_1 + (1-y)F_2) \tag{1.7}$$

o

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}(e^+p \to e^+ + X) = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}[\frac{1}{2}y^2(2xF_1 - F_2) + \frac{1}{2}\{1 + (1-y)^2\}F_2] \tag{1.8}$$

donde F_1 y F_2 son funciones de estructura adimensionales. La contribución debida al intercambio de un Z^0 o un $W^\pm$ es despreciable en el rango en Q^2 que nos interesa aquí. El factor $1/Q^4$ se debe al propagador del fotón.

Si el protón consiste de partículas puntuales como quarks de spin 1/2 entonces en algún momento la longitud de onda del fotón intercambiado será lo suficientemente pequeña como para resolver a los quarks individuales. Más allá de este punto las funciones de estructura F_1 y F_2 muestran la propiedad conocida como invariancia de escala: un incremento en la escala del fotón prueba no conduce a ninguna información adicional sobre los quarks. Esto significa que

$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) \tag{1.9}$$

$$F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x) \tag{1.10}$$

En el modelo quark-partón la sección eficaz e^+p se puede calcular a través de la suma de los elementos de matriz de e^+q para cada quark, pesado por la función de distribución del quark respectivo

$$\frac{d^2\sigma}{dxQ^2}(e^+p \rightarrow e^+ + X) = \frac{d^2\sigma_{ep}}{dxQ^2} = \sum_i^{N_f} \int_0^1 d\xi (f_{q_i}(\xi) + f_{\bar{q}_i}(\xi)) \frac{d^2\hat{\sigma}_{eq_i}}{d\xi dQ^2} \tag{1.11}$$

donde N_f es el numero de sabores disponible (no sólo el sabor del partón con el que el fotón virtual intercambia momento) y $\frac{d^2\hat{\sigma}_{eq_i}}{d\xi dQ^2}$ es la sección eficaz para el subproceso fuerte que tiene lugar en el interior del protón. La factorización de la sección eficaz ep es posible debido a la más corta escala de tiempos de la interacción fotón-partón frente al intervalo de tiempo en el que dos partones interaccionan entre sí, como se ha observado anteriormente. La función de distribución de los partones del protón, $f_{q_i}(\xi)$, se define del tal modo que $f_{q_i}(\xi)d\xi$ es la probabilidad de que un partón de sabor q_i tenga una fracción de momento del protón entre ξ y $\xi + d\xi$.

Partiendo de la sección eficaz de dispersión $e\mu \rightarrow e\mu$ y reemplazando la carga eléctrica e por e_{q_i} (la carga del quark de sabor q_i en unidades de la carga del protón) y las variables Mandelstam por las correspondientes para la interacción fuerte ($\hat{s} \equiv (k + xp)^2 \approx 2xp \cdot k \approx xs; \hat{t} \equiv (k - k')^2 = -Q^2 = -xys; \hat{u} = -(\hat{s} + \hat{t}) = -x(1 - y)s$), la sección eficaz anteriormente escrita ($\frac{d^2\hat{\sigma}_{eq_i}}{d\xi dQ^2}$) se puede reescribir del siguiente modo:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{eq_i}}{d\hat{t}} = \frac{2\pi\alpha^2 e_{q_i}^2}{\hat{s}^2}(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}) \tag{1.12}$$

o

$$\frac{d^2\sigma_{eq_i}}{d\xi dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2 e_{q_i}^2}{Q^4}(1 + (1 - y)^2)\delta(x - \xi) \tag{1.13}$$

donde los términos $\delta(x - \xi)$ y $(d/d\xi)$ se reducirán a (d/dx) cuando substituyamos la ecuación anterior en la ecuación 1.11 de partida. Tal substitución produce

$$\frac{d^2\sigma}{dxQ^2}(e^+p \rightarrow e^+ + X) = \sum_i \int d\xi \frac{4\pi\alpha^2}{\xi Q^4}(f_{q_i}(\xi) + f_{\bar{q}_i}(\xi))e_{q_i}^2 \frac{\xi}{2}(1 + (1 - y)^2)\delta(x - \xi) \tag{1.14}$$

La comparación de ecuación 1.14 con 1.8 nos lleva a la siguiente conclusión

$$F_2 = 2xF_1 = x\sum_i e_{q_i}^2(f_{q_i}(x) + f_{\bar{q}_i}(x)) \tag{1.15}$$

la función de estructura F_2 es una suma de densidades de quarks $f_{q_i}(x)$ pesadas por el cuadrado de su carga. Es importante hacer notar que tanto σ_{eq_i} como $f_{q_i}(\xi)$ son universales e independientes la una de la otra (es decir, podemos hacer uso de la dispersión protón-protón para determinar $f_{q_i}(\xi)$ y utilizar este resultado en predicciones para ep DIS o vice versa). Conservación de momento implica que:

$$\sum_i^{N_f} \int_0^1 d\xi (f_{q_i}(\xi) + f_{\bar{q}_i}(\xi))\xi = 1 \tag{1.16}$$

La relación $F_2 = 2xF_1$ es una consecuencia directa de que los quarks son partículas de spin 1/2. Se conoce como la relación Callan-Cross y fue confirmada experimentalmente [2], sugiriendo que los partones cargados del protón eran realmente los quarks. A través de la relación de Callan-Cross la ecuación 1.8 queda como sigue:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}(e^+p \to e^+ + X) = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}(1 + (1-y)^2)F_2 \tag{1.17}$$

La dependencia de la sección eficaz como $1/Q^4$ en la ecuación 1.17, muestra cómo la dispersión que tiene lugar a bajo Q^2 ocurre con mayor probabilidad.

La evidencia de que el protón contiene quarks y que los quarks tienen cargas fraccionales 2/3 y -1/3, vino de las medidas de F_2 en experimentos de dispersión νp y νn, donde se observó que $F_2^{ep+en} = \frac{5}{18}F_2^{\nu p+\nu n}$, de acuerdo con lo predicho.

1.1.3 Correcciones QCD al modelo quark-partón

QPM condujo a la asunción de que a un Q^2 lo suficientemente alto (en el límite de altas transferencias energía y de momento con una razón entre energía y momento transferidos fija, $Q^2 \to \infty; \nu = E - E' \to \infty$ con $\omega = 1/x = 2M\nu Q^2$ fijo), F_2 dependía sólo de x y no del Q^2 de la dispersión. Esta era la ya mencionada invariancia de escala y aunque fue inicialmente observada en SLAC [3], análisis subsecuentes [4] mostraron una dependencia logarítmica de la función de estructura en Q^2 que surge a través de QCD. Los quarks dentro del protón pueden radiar gluones reales o virtuales (se emiten y seguidamente se absorben) y de forma similar los gluones pueden radiar quarks. A medida que Q^2 aumenta, la resolución espacial del fotón de prueba aumenta de forma que los quarks y los gluones pueden ser resueltos por el fotón separadamente. Así, a medida que Q^2 aumenta, más y más ramificaciones quark-gluón son resueltas por el fotón.

Hay sin embargo un problema con las singularidades asociadas con la emisión de gluones reales y además colineales; la sección eficaz del proceso $\gamma^* g \to qg$ viene dada por:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dk_T^2} \approx \hat{\sigma}_0 e_{q_i}^2 \frac{1}{k_T^2}\frac{\alpha_s}{2\pi}P(z) \tag{1.18}$$

donde $P(z) = \frac{4}{3}(\frac{1+z^2}{1-z})$, $\hat{\sigma}_0 = \frac{4\pi^2\alpha}{\hat{s}}$, $\hat{s}$ es la energía en el centro de masas de la interacción fuerte, y k_T es el momento transverso del quark radiado (considerando sólo el subproceso partónico). Integrando la ecuación 1.18 obtenemos:

$$\hat{\sigma}(\gamma^* g \to qg) \approx \hat{\sigma}_0 e_{q_i}^2 P(z) \int_{\mu^2}^{Q^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2}\frac{\alpha_s}{2\pi} \approx \hat{\sigma}_0 e_{q_i}^2 P(z)\frac{\alpha_s}{2\pi} ln\frac{Q^2}{\mu^2} \tag{1.19}$$

donde μ es un límite (*cut off*) arbitrario. Las singularidades surgen debido a las divergencias infrarrojas (de bajo momento). Existe también una singularidad asociada con la función de "disociación", $P(z)$, a $z = 1$ que se cancela incluyendo la radiación de gluones virtuales. Las singularidades pueden ser absorbidas dentro de la definición de densidad de partones [3]:

$$f_{q_i}^{desnuda}(x) \rightarrow f_{q_i}^{renorm}(x, Q^2) = f_{q_i}(x) + \Delta f_{q_i}(x, Q^2) \tag{1.20}$$

donde $\Delta f_{q_i}(x, Q^2)$ viene dada por

$$\Delta f_{q_i}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} ln\frac{Q^2}{\mu^2} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_{q_i}(\xi) P(\frac{x}{\xi}) \tag{1.21}$$

Substituyendo esta densidad de partones efectiva en la ecuación 1.15 llegamos a:

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_i e_{q_i}^2 x(f_{q_i}(x, Q^2) + f_{\bar{q}_i}(x, Q^2)) \tag{1.22}$$

La evolución de la densidad de quarks en Q^2 viene dada por QCD [4]:

$$\frac{d}{dlogQ^2} f_{q_i}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_{q_i}(\xi, Q^2) P(\frac{x}{\xi}) \tag{1.23}$$

(aquí Q^2 está tomada como la escala de factorización).

1.23 se conoce como la ecuación de evolución de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi [5] (DGLAP). Expresa matemáticamente la posibilidad de que un quark con fracción de momento x pueda provenir de un quark padre con una fracción de momento mayor ξ que ha radiado un gluón. La probabilidad de que ésto tenga lugar es proporcional a $\alpha_s P(\frac{x}{\xi})$, donde $P(\frac{x}{\xi})$ es una función de "disociación". Figura 1.5 muestra como el fotón virtual, a medida que aumenta en resolución, ve el cambio en la estructura del protón al radiarse un gluón. Es decir, al aumentar Q^2 el fotón virtual es capaz de resolver una estructura cada vez más fina. Conforme Q^2 aumenta el número de partones con una x pequeña aumenta y el número de partones con una x grande disminuye.

Teniendo en cuenta que el *struck quark* puede provenir de la disociación de un gluón, $g \rightarrow q\bar{q}$ llegamos al conjunto completo de las ecuaciones de evolución de DGLAP [5]:

$$\frac{df_{q_i}(x, Q^2)}{dlogQ^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} (f_{q_i}(\xi, Q^2) P_{qq}(\frac{x}{\xi}) + g(\xi, Q^2) P_{qg}(\frac{x}{\xi})) \tag{1.24}$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{dlogQ^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} (\sum_i f_{q_i}(\xi, Q^2) P_{gq}(\frac{x}{\xi}) + g(\xi, Q^2) P_{gg}(\frac{x}{\xi})) \tag{1.25}$$

La funciones de "disociación" $P_{qq}(z), P_{gq}(z), P_{qg}(z)$ y $P_{gg}(z)$ dan la probabilidad de que un quark o gluón emita otro quark o gluón que lleva una fracción de momento z de su antecesor.

La funciones de "disociación" $P_{qq}(z), P_{gq}(z), P_{qg}(z)$ y $P_{gg}(z)$ se muestran en la figura 1.6. Si incluimos diagramas de Feynman de órdenes superiores, la función P_{ij} se puede desarrollar en serie potencias de α_s,

---

[3] Esta forma de absorber las singularidades (dentro de la densidad de partones) se muestra como un ejemplo simplista y hace que la densidades de partones renormalizadas pierdan su carácter universal ya que contienen términos que dependen del proceso. Este es el método de factorización que sigue el esquema DIS. Es más usual introducir los términos dependientes del proceso en coeficientes del estilo $C_{q_i}(\frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu^2}\alpha_s)$ de forma que las densidades de partones siguen siendo universales. Este es el método de factorización que sigue el esquema de mínima substracción simplificado, $\bar{MS}$

[4] Considerando el cambio en la densidad de quarks $\Delta f_{q_i}^{renorm}(x, Q^2)$ al probar al protón con un adicional intervalo en la resolución del fotón, ΔlnQ^2, en la ecuación 1.20, se obtiene la ecuación 1.22

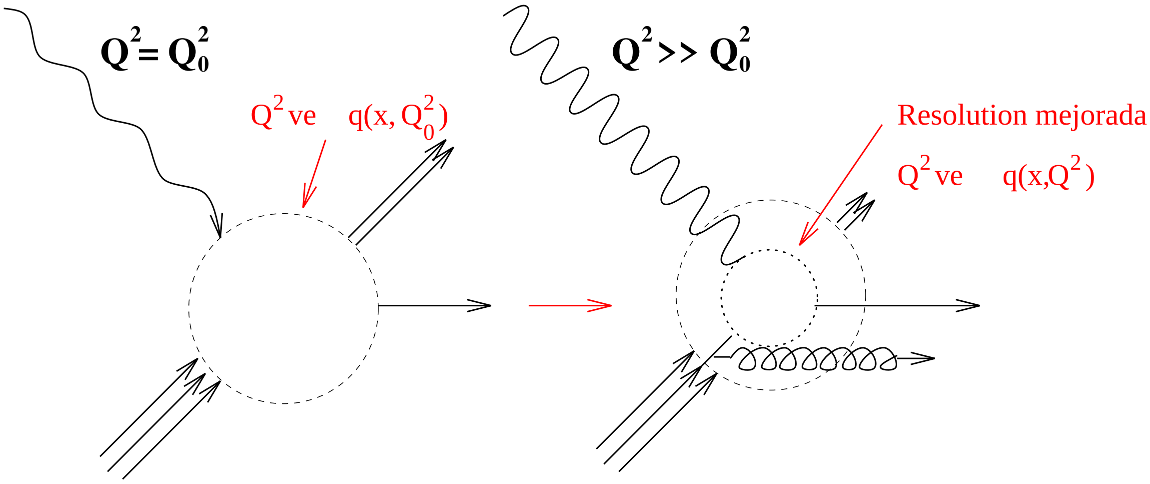


Figura 1.5: *Violaciones de escala: Al probar al protón con energías más y más grandes somos capaces de resolver estructuras más finas en el protón.*

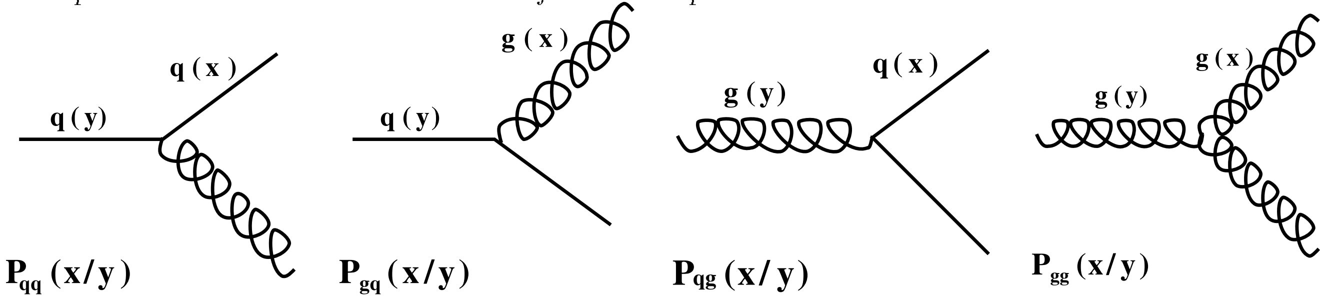


Figura 1.6: *Funciones de disociación.*

$$P_{ij} = P_{ij}^{(0)} + \alpha_s P_{ij}^{(1)} + ... \tag{1.26}$$

La dependencia de $F_2(x, Q^2)$ en Q^2 observada en [4] es consistente con QCD (ver como en la figura 1.7 la parametrización (línea continua) y las medidas experimentales coinciden). Ésto sugería que los protones contenían gluones además de quarks.

QPM supone que el protón está enteramente compuesto de partículas cargadas lo cual conduce a la regla de la suma:

$$\sum_i \int_0^1 x f_{q_i}(x, Q^2) dx = 1 \tag{1.27}$$

Resultados experimentales mostraron que aproximadamente la mitad del momento del protón lo llevan sus constituyentes cargados, proporcionando una nueva evidencia del contenido no sólo quarkónico y sino también gluónico del protón.

1.1.4 Parametrizaciones de la función de estructura

La función de estructura del protón no se puede calcular a partir de primeros principios en QCD. Sin embargo, se puede parametrizar, a un Q^2 inicial bajo, con distribuciones de momento de quarks y gluones con una buena motivación física. Tal parametrización puede posteriormente

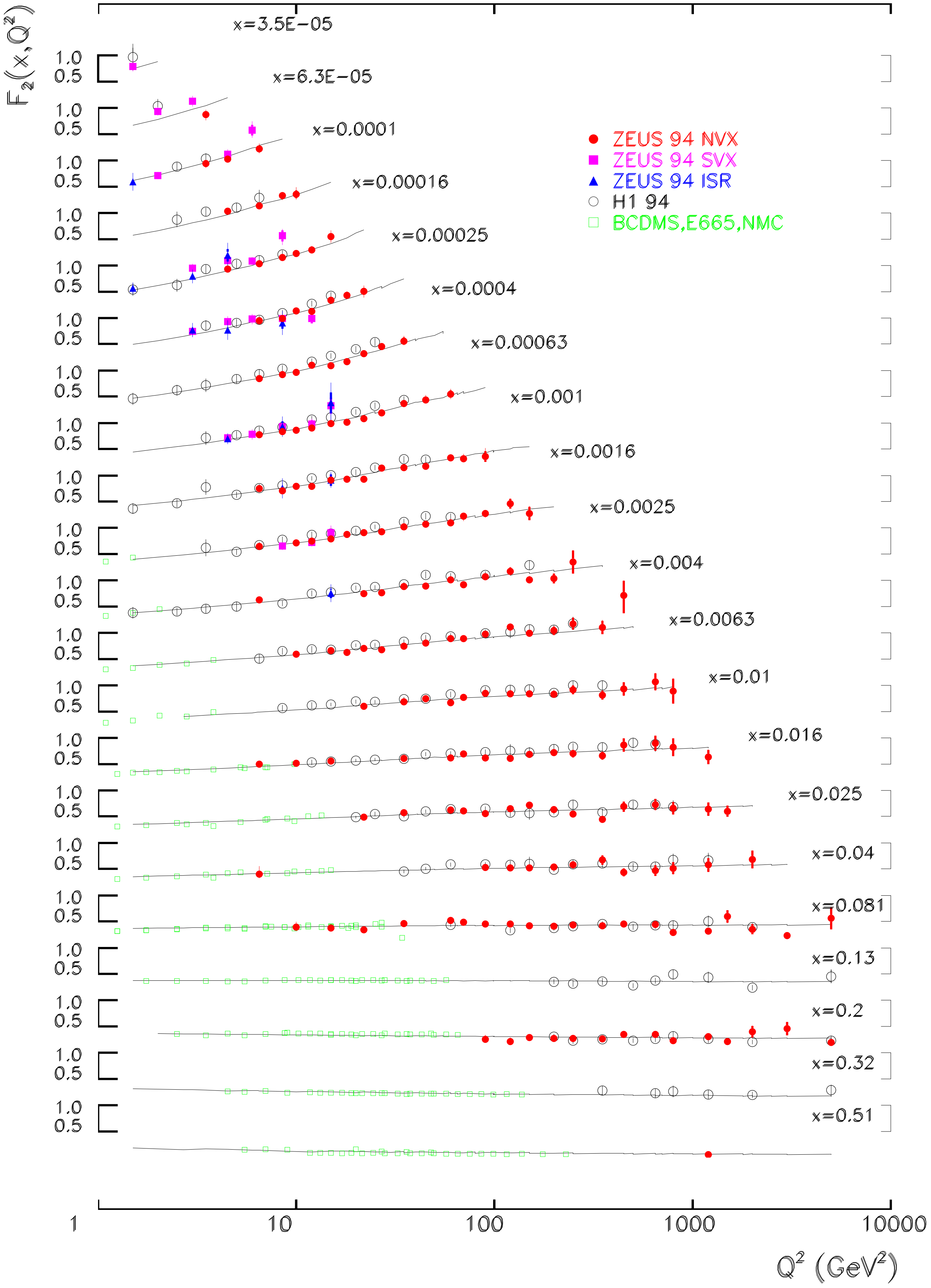


Figura 1.7: *Violaciones de escala en datos procedentes de ZEUS, H1 y experimentos a blanco fijo.*

ajustarse a diversos resultados obtenidos en experimentos leptón-nucleón y hadrón-hadrón. El proceso que se sigue generalmente es introducir unas densidades partónicas a una escala en energía, Q_0^2, lo suficientemente alta como para que se pueda hacer uso de QCD en subsiguientes pasos. Es usual separar la funciones de distribución de quarks en sus componentes de valencia y de mar, de forma que la distribución total del quark u a cierta escala Q_0^2 está dada por la suma, $u(x,Q_0^2) = u_v(x,Q_0^2)+u_s(x,Q_0^2)$, con una expresión similar para los quarks d. Los quarks s surgen de la disociación del gluón a pares $s\bar{s}$ ($g \rightarrow q\bar{q}$). La contribución total procedente del mar se puede escribir del siguiente modo:

$$S(x,Q_0^2) = u_s(x,Q_0^2) + \bar{u}_s(x,Q_0^2) + d_s(x,Q_0^2) + \bar{d}_s(x,Q_0^2) + s_s(x,Q_0^2) + \bar{s}_s(x,Q_0^2) \tag{1.28}$$

$$= 2(\bar{u}_s(x,Q_0^2) + \bar{d}_s(x,Q_0^2) + \bar{s}_s(x,Q_0^2)) \tag{1.29}$$

donde sólo se han considerado los sabores u,d y s. La contribución relativa de los distintos quarks a $S(x)$ es independiente de la masa de los quarks. QCD permite la evolución en Q^2 de una función densidad de partones, determinada a una escala inferior Q_0^2. Las distribuciones de partones evolucionan a través de las ecuaciones de DGLAP para ser ajustadas posteriormente a los datos experimentales.

Actualmente existen diversas parametrizaciones de la distribución de partones por grupos como MRS [6], GRV [7] y CTEQ [8]. El acceso a las distintas parametrizaciones se realiza a través de la biblioteca PDFLIB (parton distribution function library). Antes de HERA, F_2 estaba bien determinada para valores de $x > 0.01$ y se especulaba mucho sobre el comportamiento a bajo x. Se hizo uso de distribuciones de gluones con una buena motivación o principio físico para determinar parametrizaciones de F_2 que condujeron a $F_2 \approx x^0$ y $x^{-0.5}$ [9]. Recientes resultados en HERA [10] han mostrado $F_2 \approx x^{-0.3}$ a bajo x y $Q^2 \approx 10$ GeV^2.

Las parametrizaciones de MRSA$'$ [6] y de GRV94 [7] han mostrado estar en buen acuerdo con los resultados del análisis de F_2 de 1994. Por ello han sido utilizadas para la generación de sucesos Monte Carlo en este análisis.

MRSA$'$ utiliza el método arriba descrito para ajustar los datos. GRV utiliza una filosofía algo diferente a las de MRS y CTEQ. GRV posee una escala de partida muy baja $Q_0^2 = 0.34$ GeV^2 a la cual se supone que el protón está constituido sólo de quarks de valencia. A medida que Q^2 aumenta el gluón y los quarks del mar son generados dinámicamente de los quarks de valencia a través de las ecuaciones de evolución de DGLAP. Este simple y agradable modelo se complica con la incorporación más tarde de la distribuciones de quarks s(procedentes del mar) y de gluones.

Las distintas parametrizaciones existentes actualmente incluyen el quark c de una de estas dos formas posibles: (i) introduciendo una densidad inicial, $c(x,Q_0^2)$, a una escala de partida $Q_0^2 = 2.7$ GeV^2. Por debajo de Q_0^2 se asume que no hay *charm* en el protón. Por encima de Q_0^2 el quark c se trata como un quark ligero y evoluciona, como lo hace los demás partones no masivos, usando las ecuaciones de DGLAP. El quark c procede de PGF y de la distribución del mar. Esto puede conducir en pequeño grado a un doble contaje (como se explica en 3.4) [6]; (ii) produciendo dinámicamente el quark c (única y exclusivamente a través de PGF). Para ello tienen en cuenta m_c y utilizan unas densidades de partones sin el quark c [7]. Esta es una forma más consistente de tratar el quark c.

1.2 Fotoproducción

Dependiendo de cuál sea el valor del cuadrimomento transferido en la ecuación 1.17, se consideran dos regímenes: el de DIS si Q^2 es alto, digamos $Q^2 > 1$ GeV^2, y fotoproducción si Q^2 es

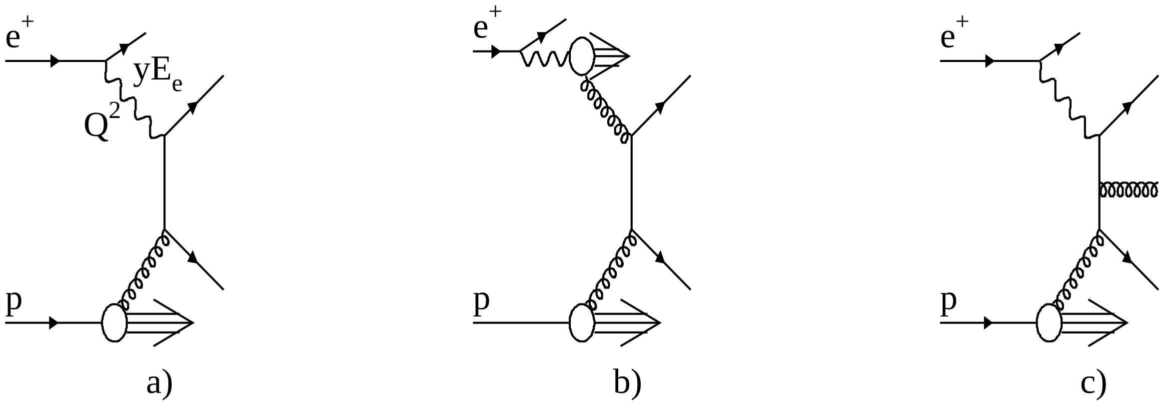


Figura 1.8: *Diagramas de Feynman de los distintos canales existentes en fotoproducción hasta segundo orden en teoría de perturbaciones: a) LO directo; b) LO resuelto; c) NLO.*

un valor cercano a 0. En este último tipo de interacciones el bosón de intercambio se comporta como un fotón casi real de forma que el proceso se puede ver como una interacción fotón-protón. A primer orden en teoría de perturbaciones (LO) el fotón puede bien interaccionar como un todo con un partón del protón (canal directo) o bien puede actuar como una fuente de partones que interaccionan seguidamente con el protón (canal resuelto). En el último caso, HERA actúa como un colisionador hadrón-hadrón más que como un e^+p.

En el canal resuelto el fotón fluctúa a una pareja $q\bar{q}$. Esta pareja quark-antiquark interacciona dándole al fotón una estructura partónica. El canal resuelto puede subdividirse en dos contribuciones dependiendo del momento transverso, k_T, de la disociación $\gamma \rightarrow q\bar{q}$.

(i) Si el momento transverso k_T es pequeño la estructura partónica del fotón y sus interacciones se tratan de forma equivalente a las de un mesón vectorial con lo mismos números cuánticos que el fotón, $J^{PC} = 1^{--}$, como por ejemplo ρ, ω, ϕ. Este modelo se conoce en el argot como *Vector Dominance Model* (VDM).

(ii) Si el momento transverso k_T es alto la estructura partónica del fotón se puede calcular haciendo uso de QCD perturbativa [11]. Esta contribución se conoce con el nombre de fotoproducción anómala.

El valor de k_T para el cual se toma una contribución u otra es arbitrario pues la descripción anterior es una simplificación de la transición continua (en el momento transverso, k_T, de $\gamma \rightarrow q\bar{q}$) que tiene lugar en la realidad. La figura 1.8 muestra los diagramas de Feynman a primer orden en teoría de perturbaciones para los canales directo (a) y resuelto (b). El canal (c) es el que aparece al siguiente orden en teoría de perturbaciones (NLO) y puede considerarse directo o resuelto según sea el momento del gluón que sale del propagador.

De forma análoga a x en DIS, la variable x_γ representa la fracción de momento del fotón que interviene en la interacción fuerte. Se puede definir como $x_\gamma = \frac{s'}{W}$, donde s' es la energía en el centro de masas del partón del fotón y el partón del protón. De este modo, a primer orden en teoría de perturbaciones, $x_\gamma = 1$ para el canal directo mientras que $x_\gamma < 1$ para el canal resuelto.

Los sucesos de fotoproducción se pueden clasificar de acuerdo con la fracción de momento transferida en el proceso de dispersión. En fotoproducción dura (o *hard*) el momento transferido entre el fotón (o alguno de sus partones) y el partón del protón es alta. Debido a ésto, los partones resultantes de la interacción se observan en forma de aglomeraciones de alta energía transversa, más comúnmente llamados jets. A partir de los jets en el estado final se puede reconstruir x_γ haciendo uso de la expresión:

$$x_\gamma^{OBS} = \frac{\sum_i E_i(1 - cos\theta_i)}{2yE_e} = \frac{\sum_i E_{T_i} e^{-\eta_i}}{2yE_e} \tag{1.30}$$

donde la suma se realiza sobre las partículas que pertenecen a los dos jets con mayor energía transversa, siendo E_{T_i} y η_i la energía transversa y la pseudo-rapidez [5] de las partículas pertenecientes al jet. Si todas las interacciones tuvieran lugar sólo hasta primer orden en teoría de perturbaciones, entonces tendríamos que $x_\gamma^{OBS} = x_\gamma$. La definición del observable x_γ^{OBS} permite extender esta clasificación a órdenes superiores (si realizamos la suma en la ecuación 1.30 sobre las partículas que pertenecen a los tres jets con mayor energía transversa). De forma similar

$$x_p^{OBS} = \frac{\sum_i E_i(1 + cos\theta_i)}{2E_p} = \frac{\sum_i E_{T_i} e^{\eta_i}}{2E_p} \tag{1.31}$$

nos proporciona una estimación de la fracción de momento del protón que se lleva el partón que interviene en la interacción.

La topología del canal directo es diferente a la del canal resuelto. En el directo el estado final está caracterizado por dos partones salientes más el remanente del protón. En sucesos producidos a través del canal resuelto se produce además un remanente cerca de la dirección del fotón incidente. Como además, el subproceso de interacción fuerte en sucesos producidos a través del canal directo tiene una mayor energía en el sistema centro de masas que en sucesos producidos a través del canal resuelto, el espectro en energía transversa E_T es más duro (con una pendiente más suave). De forma análoga, el espectro en η muestra diferencias para ambos canales ya que en el canal directo el estado hadrónico final es más cercano a la dirección del fotón mientras que en el canal resuelto es más cercano a la dirección del protón. En la región cinemática estudiada en este análisis, el canal resuelto es el dominante.

1.2.1 Estructura del fotón

La mayor parte del formalismo empleado para describir la estructura del protón se puede usar aquí para describir la estructura del fotón. Del mismo modo que la estructura del protón se ha medido en dispersión profundamente inelástica positrón protón (DIS e^+p), la estructura del fotón se ha medido en dispersión profundamente inelástica electrón fotón (DIS $e\gamma$). Este proceso ocurre en aceleradores e^+e^-. El positrón emite un fotón a bajo Q^2 que es explorado por un fotón de más alto Q^2 emitido por el electrón. El electrón dispersado se observa en el detector mientras que el positrón continúa y se pierde por el tubo del haz. Por supuesto, el papel desempeñado por positrón y electrón es intercambiable en este proceso. De forma análoga a DIS e^+p, la sección eficaz para este proceso depende de densidades de quarks en el fotón que vienen parametrizadas por la función F_2^γ. La obtención de F_2^γ es más laboriosa que la obtención de F_2 en DIS e^+p por varias razones.

(i) La sección eficaz de dispersión $e\gamma$ es $O(\alpha^4)$, dos órdenes mayor que la sección eficaz de dispersión e^+p, dado que se ha de emitir un fotón adicional.

---

[5] La pseudo-rapidez, η, se define como el menos logaritmo neperiano de la tangente de la mitad del ángulo polar, $\eta = -ln(tan(\theta/2))$.

(ii) El espectro en energía de los fotones a resolver se ha simplificado haciendo uso de la aproximación de Weizsäcker-Williams [12]. La energía del fotón no se puede medir ya que el $e^{\pm}$ es dispersado a bajo ángulo y no se detecta. La fracción de energía del fotón que interviene en la interacción se determina sólo a partir de la masa del sistema final hadrónico, como en la ecuación 1.5. Dado que los detectores no cubren todo el ángulo parte del sistema final hadrónico no se detecta. Los modelos Monte Carlo se utilizan para tener en cuenta esta pérdida de hadrones y corregir por ella. De todas formas, esto conduce a diferencias en F_2^γ a bajo x según cuál sea el modelo utilizado para corregir los datos, introduciendo así grandes incertidumbres sistemáticas.

(iii) La función de estructura del fotón no obedece la regla de la suma de momentos. No hay una probabilidad bien definida de que el fotón fluctúe a un sistema hadrónico, de modo que el momento de los quarks y gluones no se puede conocer si no es midiéndolo. Esto hace imposible el utilizar la fracción de momento del fotón que se llevan los quarks para acotar el contenido gluónico del fotón,G^γ; el momento total de la componente hadrónica del fotón no es determinable y por ello el momento que lleva el gluón tampoco. Información sobre G^γ la podría proporcionar F_2^γ, sin embargo, debido a las razones expuestas arriba, las medidas actualmente llevadas a cabo de F_2^γ no son lo suficientemente precisas como para que G^γ se pueda determinar por este método.

1.2.2 Parametrización de la estructura del fotón

Los efectos arriba enumerados permiten una mayor libertad a la hora de parametrizar la densidad de quarks en el fotón comparadas con la densidad de quarks en el protón. La técnica a seguir es la misma que la utilizada para parametrizar la función de estructura del protón. Se parametriza la función de estructura del fotón a una cierta escala, Q_0^2, se utilizan las ecuaciones de DGLAP para permitir la evolución en Q^2 y se ajusta la parametrización evolucionada a medidas realizadas a un cierto Q^2 ($Q^2 > Q_0^2$). Existen actualmente distintos tipos de parametrizaciones. Una la proporciona el modelo VDM donde se asume que el fotón resuelto tiene una distribución partónica similar a la de un mesón vectorial, como por ejemplo el ρ [13]. La función de estructura del ρ no se ha medido y se aproxima a un promedio de las funciones de estructura de π^+ y π^-. La contribución del modelo VDM a F_2^γ es:

$$F_2^{VDM}(x, Q_0^2) = \kappa \frac{4\pi\alpha}{f_\rho^2} \frac{(F_2^{\pi^+}(x, Q_0^2) + F_2^{\pi^-}(x, Q_0^2))}{2} \tag{1.32}$$

donde κ es una constante que permite al fotón fluctuar a $\gamma \to \phi$ o ω además de a ρ. Los modelos de GRV [7] y AGCFP [14] sólo hacen uso de la componente VDM, pero evolucionan a partir de $Q_0^2 = 0.25 - 0.30$ GeV^2. Este valor de Q_0^2 es discutible por la dudable aplicación de QCD a tan bajo Q^2 pero la parametrización proporciona una descripción adecuada de los datos y por ello no puede ser desestimada. En el modelo de LAC [15], el fotón se parametriza como la suma de un término que representa la disociación $\gamma \to q\bar{q}$ y un término motivado por las reglas de contaje de la estructura hadrónica. La poca restricción proporcionada por la medidas de F_2^γ acerca del contenido gluónico del fotón fue explotada en las distribuciones de LAC asumiendo formas extremas de la distribución de gluones a Q_0^2. De estas distribuciones, LAC1 parece ser la única candidata que se aproxima a las medidas de la sección eficaz total de fotoproducción [6] [16] y la producción inclusiva de jets en HERA [17]. La función de estructura

---

[6] De aquí en adelante fotoproducción hará referencia a fotoproducción *hard*.

del fotón GS [18] utiliza una mezcla de las aproximaciones anteriores. Asume un modelo que contiene una componente VDM y una contribución de la disociación perturbativa $\gamma \rightarrow q\bar{q}$. La escala en energía inicial es $Q_0^2 = 5.3$ GeV^2. Proporciona dos parametrizaciones, GS1, en la cual el contenido gluónico surge de VDM y de componentes perturbativas y GS2, donde el contenido gluónico proviene exclusivamente de la componente VDM del fotón.

Capítulo 2

Mecanismos de producción del quark *c*

En el régimen de dispersión profundamente inelástica no sólo aparecen mesones ligeros en el sistema final hadrónico, conteniendo los quarks u, d y s sino que también hay evidencia de mesones que contienen el quark c como los D^*. Como se indica en 3.2.2, el quark c es poco probable que surja de los procesos de fragmentación en los que no se transfiere la energía suficiente para formar mesones pesados. Más bien se piensa que el quark c surge de la interacción fundamental, es decir, de la interacción del fotón virtual con uno de los pares $c\bar{c}$ producidos a través de la disociación del gluón. El problema con el que los teóricos se enfrentan actualmente es el de cómo incorporar el quark c en el protón de una forma natural. Existen en la literatura varias formas de afrontar el problema:

(i) Considerando cuatro densidades de partones en el protón, y tratando al quark c como un quark ligero y sin masa.

(ii) Considerando que el mecanismo de producción viene dado por PGF y órdenes superiores en teoría de perturbaciones, con sólo tres densidades de partones en el protón, (una para cada quark ligero).

(iii) Considerando un esquema que interpola entre los dos anteriores.

En (*i*) hay *charm* en el mar del protón que es además una de sus fuentes de producción. El fotón virtual interacciona directamente con un quark c. Es cierto que el quark c proviene de la disociación de un gluón en $c\bar{c}$ pero, a diferencia de (*ii*), no es virtual. El quark c es el protagonista en la interacción con el fotón virtual (por decirlo de algún modo). (*i*) se conoce como el modelo de excitación de *charm* o ZM-VFNS (zero mass variable flavour number squeme) o modelo de producción de *charm* por evolución no masiva.

En (*ii*) no hay *charm* en el mar del protón; el gluón es la única fuente de producción del quark c. El fotón virtual y el gluón del protón interaccionan intercambiando un quark c virtual. En este caso, el gluón adquiere el protagonismo en la interacción con el fotón virtual que tenía el quark c en (*i*). (*ii*) se conoce usualmente como el modelo dinámico (o masivo) de producción de *charm* o FOPT (fixed order perturbation theory) o FFNS (fixed flavour number squeme).

En (*iii*) se engloba a (*i*) y (*ii*). (*iii*) se conoce VFNS (variable flavour number squeme).

En [19] la comparación con los datos obtenidos en esta tesis muestra que (*ii*) y (*iii*) proporcionan una buena descripción, mientras que (*i*) no es capaz de describir los datos a bajo Q^2.

El cálculo de $F_2^{c\bar{c}}$ viene dado, a primer orden en teoría de perturbaciones, por

$$F_2^{c\bar{c}}(x,Q^2) = \int_x^1 dz\frac{x}{z}\{\frac{8}{9}C_{q=c}(z,Q^2,\mu^2)c(\frac{x}{z},\mu^2) + \frac{4}{9}C_g(z,Q^2,\mu^2)g(\frac{x}{z},\mu^2)\} \tag{2.1}$$

donde C_i son coeficientes: $C_c = C_c^{(0)} + \alpha_s C_c^{(1)}$ y $C_g = \alpha_s C_g^{(1)}$. Estos coeficientes son los mencionados en 1.1.3.

2.1 Producción de *charm* por excitación (ZM-VFNS)

Un fotón virtual puede resolver fluctuaciones en el campo de gluones del orden de $1/\ Q^2$. El fotón sólo puede resolver quarks c que provienen de tales fluctuaciones si $Q^2 \approx 4m_c^2$ donde m_c es la masa del quark c. A medida que el Q^2 de la interacción entre el fotón y el *struck quark* aumenta, las correcciones de orden $O(m_c^2/Q^2)$ a las ecuaciones de evolución de DGLAP, se hacen cada vez menos importantes y el quark c se puede considerar como un quark no masivo y tratar de la misma forma que se trata a los quarks u, d y s.

Este modelo considera

$$c(x, Q^2) = 0 \qquad\qquad Q^2 \leq \mu_c^2 \tag{2.2}$$

En esta región Q^2 es demasiado pequeño como para resolver fluctuaciones $g \rightarrow c\bar{c}$. Estas fluctuaciones ocurren en el protón a una escala de tiempo demasiado pequeña para ese valor de Q^2.

El número de sabores en el protón y en las funciones de disociación, viene dado por

$$n_f = 3 + \theta(Q^2 - \mu_c^2) \tag{2.3}$$

θ es una función escalón $\theta(a-b) = 0$ si $a \geq b$ y $= 1$ $a < b$.

Este modelo es el más simple y asume que la distribución de quark c es cero por debajo de cierto $\mu_c \sim m_c$ y después evoluciona asumiendo que el quark c es un partón no masivo tanto en las funciones de disociación, P_{ij}, como en los coeficientes (también llamados funciones coeficiente), C_i.

Este es el modelo usado en las diversas parametrizaciones de la distribución de partones de grupos como MRS [6] y CTEQ [20] [1]. En MRS se toma $\mu_c^2 = 2.7$ GeV^2 para obtener una buena descripción de los datos obtenidos en EMC. En CTEQ se establece $\mu_c = m_c$.

Este método no reproduce los datos a valores de Q^2 próximos al umbral de producción de *charm* determinado por el valor de m_c. A valores de Q^2 superiores si es satisfactorio.

2.2 Producción dinámica de *charm* (FFNS)

La cinemática a dos cuerpos implica que una pareja $c\bar{c}$ en la capa de masas (on shell) se puede crear a través de PGF (ver figura 2.1) con tal de que

$$W^2 = \frac{Q^2(1-x)}{x} \geq 4m_c^2 \tag{2.4}$$

donde W es la energía en el centro de masas $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$. Es decir, a x pequeños, la producción de pares $c\bar{c}$ puede tener lugar a través de PGF incluso cuando $Q^2 < \mu_c^2$.

El cálculo de $F_2^{c\bar{c}}$ vía PGF viene dado, a primer orden en teoría de perturbaciones, por

$$F_2^{c\bar{c}}(x, Q^2, m_c^2) = \int dz C_g^{PGF}(z, \frac{Q^2}{m_c^2}, \frac{m_c^2}{\mu^2})\frac{x}{z} g(\frac{x}{z}, \mu^2) \tag{2.5}$$

---

[1] Las últimas parametrizaciones lanzadas por estos grupos, MRRS[21] y CTEQ4HQ[8], se han desarrollado al estilo VFNS.

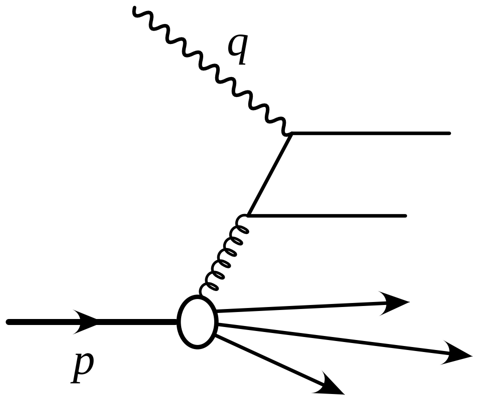


Figura 2.1: *Diagrama LO para PGF.*

Es decir, basta con poner $c(x, Q^2) = 0$ en la ecuación 2.1 para todo Q^2 y $C_g = C_g^{PGF}(z, \frac{Q^2}{m_c^2}, \frac{m_c^2}{\mu^2})$. Estos coeficientes absorben los términos dependientes del proceso que surgen en la renormalización de la densidad de partones. En contraste con 2.1, no hay divergencias colineales en $\gamma^* g \to c\bar{c}$ ya que la integral sobre el momento transverso del par $c\bar{c}$ está regulada por la masa del quark c. Es importante recalcar que $F_2^{c\bar{c}}$ a primer orden en teoría de perturbaciones proporciona una forma directa de acceder a la densidad de gluones en el protón $g(\frac{x}{z}, \mu^2)$. A órdenes superiores en teoría de perturbaciones aparecen también contribuciones de quarks ligeros a través de la radiación bremsstrahlung de gluones. Sin embargo, la contribución que proviene de quarks ligeros es pequeña y la producción de *charm* procede mayormente de la densidad de gluones, incluso a NLO. La dependencia de la producción de *charm* con la densidad de gluones implica que $F_2^{c\bar{c}}$ podría usarse como una forma de explorar la distribución de gluones en el protón. Dicho de otra manera, la producción de *charm* en e^+p conduce a una medida de la densidad de gluones en el protón. Este método de producción de *charm* también recibe en la literatura el nombre de FOPT (fixed order perturbation theory) o de FFNS (fixed flavour number squeme).

Se espera que este método de producción dinámica de *charm* deje de ser válido a partir de cierta escala $Q^2 >> m_c^2$. A esta pequeña escala sería más natural considerar el quark c como un partón no masivo en el protón ya que los términos logarítmicos $ln_i(Q^2\ /m_c^2)ln^j(\mu^2/m_c^2)$ de los coeficientes C_g serían demasiado grandes (se dice que vician la serie perturbativa).

2.3 Modelos dinámicos y de excitación (VFNS)

Ésta es una serie de modelos que tratan de combinar ambos procesos de producción de *charm* (el dinámico y el de excitación) en uno sólo [22, 23, 24]. La idea es encontrar una distribución universal de *charm* $c(x, Q^2)$ para todo Q^2, introduciendo 2.1 en 2.2 de una forma consistente. Por debajo de μ_c la producción de *charm* viene dada exclusivamente por PGF (como en el FFNS) y por encima de μ_c viene dada por una combinación consistente de *charm* del mar y PGF. La inclusión del quark c en el mar ($c^{VFNS}(x, \mu^2)$), que surge al resumar los términos logarítmicos del tipo $ln(Q^2/m_c^2)$ y no se introduce ad hoc como en 2.1, ha de tener en cuenta la densidad de partones (g,u, d y s) del mar del protón y vice versa (se ha de conservar el momento del protón). Dicho de otro modo la densidad de gluones impone ciertas condiciones en la densidad del quark c. Además, por encima de μ_c las funciones de evolución (P_{ij}) no dependen de la masa del *charm* y la dependencia en m_c queda en los coeficientes C_i.

En este esquema (VFNS) hay que evitar el doble contaje. La evolución de los coeficientes a orden cero (que corresponden a $\gamma^* c \to c$ con $\bar{c}$ como espectador, o vice versa) y la de los coeficientes a primer orden en teoría de perturbaciones (que describen PGF $(g \to c\bar{c}) \oplus (\gamma^* c \to c)$) generan los mismos diagramas de Feynman . Así pues, la contribución generada por la evolución de PGF ha de ser substraída apropiadamente.

2.3.1 El modelo à la Smith et al.

Para tratar la componente *charm* de la función de estructura del protón, $F_2^{c\bar{c}}(x, Q^2, m_c^2)$, generada dinámicamente se han adoptado dos prescripciones en la literatura. La primera es la ya arriba mencionada, el quark c se trata como un quark pesado y su contribución viene dada por cálculos perturbativos a orden fijo (FFNS) que se centran en PGF y órdenes superiores. La segunda se conoce como el modelo de VFNS (Variable Flavour Number Scheme) [22]. En este caso, por debajo de μ_c, la producción de *charm* viene dada exclusivamente por PGF (como en el FFNS) y por encima de μ_c viene dada por una combinación consistente de PGF y *charm* del mar. El quark c del mar se trata como un quark no masivo y su contribución viene descrita por la densidad de partones en el hadrón, denotada por $c^{VFNS}(x, \mu^2)$. A primera vista parece similar a la producción de quark por excitación, sin embargo, existe una importante diferencia: existe una relación entre $c^{VFNS}(x, \mu^2)$ y la densidad de gluones que originalmente interviene en el proceso de PGF. Existe, asimismo, una íntima relación entre FFNS y el modelo de VFNS que impone ciertas condiciones en la densidad del quark c. Tales condiciones no existen en el de modelo de excitación, donde la densidad de quark c es una función arbitraria ajustada a los datos experimentales.

El procedimiento seguido por un modelo que no incorpore PGF no es capaz de proporcionar una buena descripción en el umbral de producción de *charm*. El proceso PGF requiere que la componente *charm* de la función de estructura se anule por encima de $x = Q^2 / (Q^2 + 4m_c^2)$. En un modelo que no incorpore PGF esta condición se pierde, ya que el comportamiento en x, en la región umbral, viene dado por $c(x, \mu^2)$.

Por otra parte un modelo con sólo PGF (como el FFNS) tiene también sus desventajas a alto Q^2 tal y como se ha mencionado más arriba. La razón era que los coeficientes C_g calculados hasta NLO están dominados por términos logarítmicos del tipo $ln(Q^2 / m_c^2)$ que, a alto Q^2, crecen demasiado y vician la serie perturbativa. De ahí que estos logaritmos tengan que ser resumados haciendo uso de técnicas estándar del grupo de renormalización. Ésto es exactamente lo que se realiza en el modelo de VFNS.

Esta resumación, en el esquema VFNS, procede del siguiente modo. Inicialmente F_2 es la suma de $F_2^{c\bar{c}}(x, Q^2, m_c^2)$ y las componentes de partones ligeros, $F_2^{u+d+s}(x, Q^2)$. Éstas consisten de las densidades de los partones u,d,s y g, convolucionadas con sus coeficientes o funciones coeficiente correspondientes, C_u,C_d,C_s y C_g. A continuación se toma el límite $Q^2 \to \infty$ y se desarrolla la factorización de la masa para extraer de los coeficientes para quarks pesados los logaritmos del tipo $ln(Q^2 / m_c^2)$. Tal factorización se puede escribir como una convolución de los elementos de matriz para el quark pesado, que contienen estos logaritmos, y los coeficientes para partones ligeros que son finitos en el límite $m_c \to 0$. La densidades de partones se modifican[2] multiplicando las originales densidades u,d,s y g por los elementos de matriz para el quark c,

---

[2] Este método es susceptible de crítica pues las densidades de partones debieran permanecer inalteradas.

donde uno tiene que introducir una densidad de partones para representar el quark c. Hay que observar que no se trata de una función densidad arbitraria ya que, a través de los elementos de matriz, depende de las densidades originales representadas por los tres quarks ligeros (u,d,s) y el gluón (g) en el esquema a tres sabores (FFNS). Todo este proceso conduce a funciones de estructura F_2 y $F_2^{c\bar{c}}$ que están representadas en un esquema a cuatro sabores, en el que los coeficientes debidos al quark c han desaparecido. Aunque se obtienen de este modo resultados similares a los que resultan de un modelo de excitación de *charm*, el origen es completamente diferente.

Es necesario hacer énfasis en que el modelo de VFNS arranca con el modelo dinámico de producción de *charm* (FFNS), es decir, con una función de estructura con sólo tres quarks ligeros y tomando el quark c como un quark masivo, $F_2^{u+d+s}(x,Q^2)$ y $F_2^{c\bar{c}}(x,Q^2,m_c^2)$. En el límite Q^2 grande, los términos logarítmicos $ln_i(Q^2\ /m_c^2)ln^j(\mu^2/m_c^2)$ de los coeficientes $C_g(z,Q^2,\mu^2)$ se hacen demasiado grandes y el procedimiento a seguir es el de resumar tales términos a todos los órdenes en teoría de perturbaciones. El procedimiento completo se puede resumir en la siguiente ecuación

$$F_2(n_f,Q^2) + \lim_{Q^2>>m^2}\{F_{2,H}(n_f,Q^2,m^2)\} = F_2^{VFNS}(n_f+1,Q^2) \tag{2.6}$$

donde n_f es el número de partones ligeros y H denota al quark pesado.

El método aquí descrito es estrictamente válido para calcular cantidades completamente inclusivas como por ejemplo la función de estructura. Para cantidades exclusivas (tales como secciones eficaces diferenciales) los términos logarítmicos ya no están presentes en la serie perturbativa.

2.3.2 El modelo à la Aivazis et al.

En el modelo de [23] se introduce el quark masivo c en el protón de tal forma que debajo de un particular nivel de resolución, $Q^2 \approx 4m_c^2$, el fotón virtual no puede resolver fluctuaciones de vida tan pequeña de gluones que conducen a pares $c\bar{c}$. Así pues, alrededor de este umbral, la producción de *charm* está descrita por PGF. A medida que Q^2 aumenta, más allá de $Q^2 \approx 4m_c^2$ la evolución de QCD de la distribución de *charm* que procede del mar del protón genera automáticamente parte de la sección eficaz de PGF. Para evitar un doble contaje, es necesario substraer esta componente de la sección eficaz de PGF, tal y como se muestra en la figura 2.2 (el símbolo || del *struck quark* en el segundo diagrama significa que está en la capa de masas y además es colineal con el gluón). Esto significa que a medida que Q^2 aumenta el proceso de PGF juega un papel cada vez menor en la contribución a la producción de *charm*. Así, a alto $Q^2 >> m_c^2$ se puede considerar que el protón consta de cuatro partones ligeros (u,d,s y c).

2.3.3 El modelo à la Thorne et al.

En una línea similar, en [24] se combinan los modelos dinámico (hasta $Q^2 = m_c^2$) y de excitación (para $Q^2 > m_c^2$) de tal modo que la evolución de la función de estructura es continua a través del punto de transición en Q^2. Para ello se impone como condiciones:

(i) que la función de estructura calculada con un modelo dinámico coincida con la de un modelo de excitación a $Q^2 = m_c^2$ (esta condición también se impone en el modelo á la Smith);

(ii) que la derivada de la función de estructura calculada con un modelo dinámico coincida con la de un modelo de excitación a $Q^2 = m_c^2$;

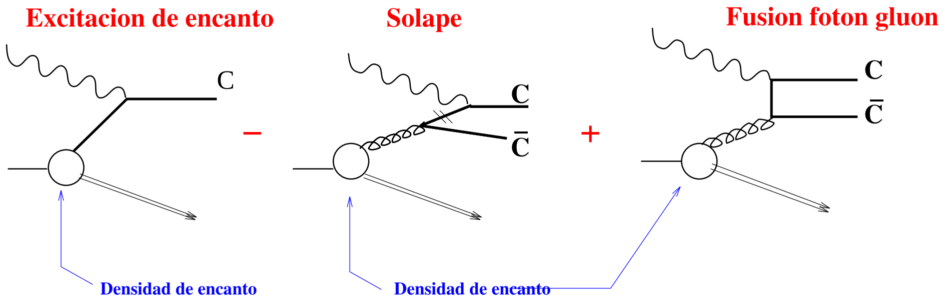


Figura 2.2: *A medida que la escala de la interacción entre el protón y el fotón virtual aumenta, el fotón es capaz de resolver las fluctuaciones en el campo de gluones que conducen a la existencia de pares $c\bar{c}$ de vida muy corta. Al aumentar Q^2 estas fluctuaciones evolucionan con Q^2 en una forma similar a como lo hacen los quarks ligeros (u, d y s). En este punto hay una componente de la sección eficaz de PGF que se repite y reproduce por la evolución de la densidad de quark c y debe ser substraída para así evitar el doble contaje. Esta substracción conduce a un papel cada vez menos relevante de PGF como mecanismo de producción de charm al aumentar Q^2.*

(iii) que (*i*) y (*ii*) se satisfagan orden a orden en teoría de perturbaciones.

La comparación que en [24] se realiza con los datos de obtenidos en esta tesis es también satisfactoria.

2.4 *Charm* intrínseco

Existe otra posible fuente de *charm* en el protón, la del *charm* intrínseco [25].

La hipótesis de *charm* intrínseco en el protón fue introducida en un intento de entender la gran discrepancia entre algunos resultados experimentales y la producción de *charm* a través de cálculos perturbativos LO a grandes x_F donde $x_F = P_{||}/P_{||_{max}}$ (es decir, para quarks c con un momento longitudinal grande). A medida que se han tomado nuevas medidas y se han desarrollado cálculos NLO, esta discrepancia ha disminuido notablemente hasta casi desaparecer. Hay, sin embargo, todavía ciertos aspectos de esos datos que son difíciles de entender dentro del marco de QCD.

El *charm* intrínseco asume la existencia de un par $c\bar{c}$ como una componente no perturbativa en el estado ligado del protón (en contraste con la distribución de *charm* del mar que resulta de un efecto perturbativo). La función de onda del protón se escribe pues, $|P >= \alpha|uud > +\beta|uudc\bar{c} > +...$, habiendo una pequeña probabilidad β^2 de encontrar un par $c\bar{c}$ en el protón.

La normalización de tal componente pesada en la función de onda del protón es desconocida, aunque debe decrecer como $1/m_Q^2$. Originalmente se estimó que la contribución proveniente del *charm* intrínseco era del 1%. Investigaciones posteriores condujeron a un valor inferior ≈ 0.3%.

El par $c\bar{c}$ forma parte de los quarks de valencia y no debe ser considerado como parte de la distribución del mar. Debido a ello, el par $c\bar{c}$ tiene una alta x [3], es decir, se producen en una dirección muy hacia delante en η. No se espera que el detector ZEUS, tal y como ha sido construido, sea capaz de detectar tales contribuciones a la estructura del protón.

---

[3] Toda componente no perturbativa debe moverse esencialmente con la misma velocidad de modo que el protón pueda permanecer como partícula. Dado que el quark c es mucho más pesado que los otros quarks de valencia, debe poseer una alta fracción de momento del protón para adquirir la suficiente velocidad.

2.5 Simulación Monte Carlo

Muestras enriquecidas de sucesos de DIS a partir de $Q^2 = 0.6$ GeV^2 (4) conteniendo al menos un mesón D^* yendo a

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi_s^+ (+\, c.c.) \tag{2.7}$$

fueron generadas por el Monte Carlo AROMA 2.1 [26]. AROMA es un modelo diseñado para la producción de hadrones pesados. Contiene los siguientes ingredientes:

(i) Elementos de matriz a primer orden en teoría de perturbaciones para el proceso de PGF, $\gamma^* g \rightarrow c\bar{c}$ (teniendo en cuenta el valor de la masa del quark c y la estructura completa de la interacción electrodébil para el cálculo de los elementos de matriz).

(ii) Emisión de gluones del par $c\bar{c}$ en forma de cascada partónica.

(iii) Cascada partónica en el estado inicial.

(iv) Hadronización con el modelo de cuerdas de Lund tal y como aparece desarrollado en JETSET.

(v) Desintegración de hadrones pesados.

También se generaron muestras PGF, $\gamma^* g \rightarrow c\bar{c}$ en LO, enriquecidas en mesones D^* yendo al canal 2.7 con los Monte Carlo HERWIG 5.8 [27] y DJANGO 6.1. [28], cuyas principales características se mencionan en la sección 3.2.

Los parámetros de todos los generadores Monte Carlo utilizados son aquellos establecidos por defecto. En particular el valor de la masa del quark c utilizado por AROMA es 1.35 GeV, mientras que para HERWIG es 1.8 GeV. DJANGO no tiene en cuenta el valor de la masa en los cálculos de los elementos de matriz ($m_c = 0$). Merece la pena resaltar, además, que HERWIG introduce m_c como un parámetro más en su modelo de fragmentación de *clusters* (ver la sección 3.2.4). Para la densidad de partónica se hizo uso de las parametrizaciones de MRSD$-'$ [29] y MRSA$'$ [6].

Todas estas muestras Monte Carlo (AROMA, HERWIG y DJANGO) han pasado a través de la simulación del detector, del *trigger* y de la reconstrucción de los datos para la determinación de la aceptancia del detector ZEUS, la determinación de la eficiencia de selección de sucesos DIS y de reconstrucción de D^* y para la posterior corrección de los datos.

Últimas observaciones. El comportamiento del quark c y en particular cuando debe y no debe considerarse como un partón en el protón constituye actualmente un asunto muy interesante y activo. Los datos presentados en esta tesis se comparan con los cálculos analíticos de B. Harris et al. [30] basados en un modelo dinámico de producción de *charm*. A través esta comparación sería posible ver a que escala, Q^2, PGF deja de funcionar y de seguir a los datos. Por el momento esta ruptura del modelo de PGF, que se espera que ocurra, no ha sido observada.

---

[4] También se generaron muestras a partir de $Q^2 = 2$ GeV^2.

Capítulo 3

Fragmentación

3.1 Introducción a la fragmentación

QCD ha sido capaz de describir los procesos de interacción fuerte en los que se transfiere una gran cantidad de energía. Sin embargo, no existe todavía una descripción única basada en QCD para aquellos procesos en los que la cantidad de energía transferida es menor, como en el caso de la formación de hadrones a partir de quarks y gluones. En este caso en concreto se recurre a modelos fenomenológicos que tratan de describir la hadronización. La figura 3.1 muestra en un ejemplo el proceso de fragmentación.

Los elementos habituales en toda fragmentación son (ver la figura 3.1):

(i) una evolución perturbativa de los partones dispersados a través de la creación y desarrollo de una cascada partónica.

(ii) una hadronización que materialice en partículas los subproductos de la cascada partónica.

3.1.1 Cascada partónica

Como una aproximación a los efectos de QCD a órdenes superiores, se utiliza la conocida técnica del desarrollo de cascadas partónicas. Las cascadas partónicas simulan la radiación de gluones de los partones incidente y dispersado. El método corrige las secciones eficaces a primer orden con términos logarítmicos que corresponden a ramificaciones sucesivas de uno a dos partones ($1 \rightarrow 2$). Se generan independientemente dos cascadas partónicas en los estados inicial y final. Las funciones de disociación (P_{ij}) determinan la fracción de momento de los partones radiados respecto del partón inicial. En la cascada partónica inicial los partones incidentes se hacen cada vez más virtuales a medida que radian más y más gluones o quarks. Después de la interacción fuerte, los partones virtuales radian más y más gluones o quarks, disminuyendo así su virtualidad. La radiación continúa hasta que la masa del partón alcanza un valor $m_{min} \approx 1$ GeV, donde los efectos no perturbativos adquieren importancia y la simulación del suceso entra en el estadio de la hadronización.

Efectos de coherencia. Los estudios teóricos y las medidas experimentales [31, 32, 33, 34] han demostrado la necesidad de tener en cuenta el efecto conocido como la coherencia dentro de la cascada partónica. El fenómeno de coherencia es tal que la emisión de sucesivos partones se realiza a un ángulo cada vez menor en el estado final (mayor en el estado inicial) es decir, la emisión de partones se ordena en ángulo de un modo decreciente en el estado final (creciente en

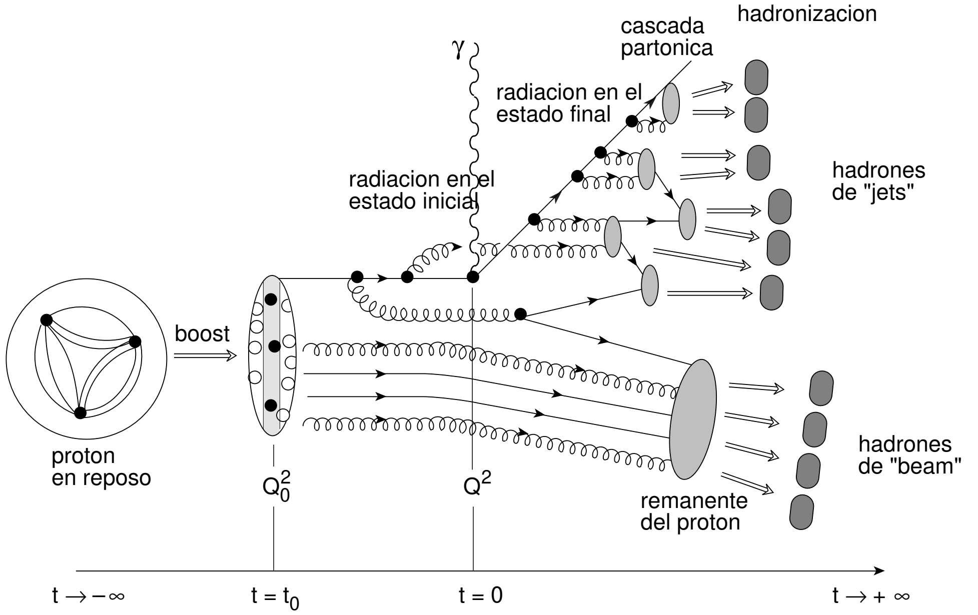


Figura 3.1: *Diagrama esquemático de un proceso de dispersión profundamente inelástica* e^+p*, mostrando las diferentes fases en el desarrollo del sistema final hadrónico.*

el estado inicial). En el Monte Carlo, los efectos de coherencia se tienen en cuenta imponiendo un orden angular en las emisiones.

3.1.2 Hadronización

Durante la interacción fuerte los quarks y gluones pueden ser considerados como partículas libres. A medida que los partones se alejan, el campo de color[1] incrementa su energía. Llega un momento en que es más favorable energéticamente que el campo de color se rompa. Al hacerlo, parte de la energía almacenada durante el proceso de separación, se convierte en la masa de una pareja adicional quark-antiquark. De este modo, los quarks producidos en los experimentos a muy alta energía no se observan como partículas libres (la carga de color tampoco se observa) sino que se reorganizan en hadrones incoloros donde permanecen confinados.

La hadronización está gobernada por procesos no perturbativos y no se puede calcular a partir de primeros principios. En su lugar se recurre a una descripción fenomenológica basada en ideas físicas y fundamentos generales.

3.2 Modelos Monte Carlo

Los modelos Monte Carlo (MC) proporcionan una técnica para simular interacciones en física de alta energía. Un modelo Monte Carlo comprende generalmente tres estadios:

(i) La simulación de la interacción fotón-partón.

(ii) La evolución perturbativa de los partones dispersados a través de la creación y desarrollo de una cascada partónica (esbozada en 3.1.1).

---

[1] La energía potencial entre dos objetos con carga de color se puede expresar como $V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + \kappa r$, siendo r la separación de quarks y/o gluones entre sí y κ (tensión de la cuerda) una constante que define la densidad de energía del campo QCD.

(iii) La hadronización (esbozada en 3.1.2).

Las funciones de fragmentación medidas se comparan, en esta tesis, con las predicciones de los Monte Carlo PYTHIA 5.7 [35], DJANGO 6.1 [28] y HERWIG 5.8 [27]. DJANGO hace de programa enlace entre HERACLES 4.4 [2] [36] y LEPTO 6.1 [3] [37]. PYTHIA y DJANGO incorporan JETSET [38] como modelo para la descripción de la hadronización. HERWIG posee un modelo de fragmentación diferente basado en la formación de *clusters*.

Debido a sus defectos y limitaciones, el detector distorsiona la realidad. Por lo tanto, es necesaria una herramienta que reproduzca tal ineficiencia y corrija convenientemente a las distribuciones 'reales': una muestra de sucesos generada con cierto Monte Carlo se utiliza para la reconstrucción de los efectos del detector; las distribuciones que resultan de tal reconstrucción se comparan con las de partida (las generadas por el Monte Carlo) para obtener así un conjunto de eficiencias; tales eficiencias se aplican posteriormente a los datos para poder realizar una comparación entre datos corregidos (distribuciones 'reales') y predicción Monte Carlo.

La muestra de sucesos generada con PYTHIA [4] (DJANGO) ha sido utilizada para la corrección de aquellos datos medidos en el régimen de fotoproducción (DIS). HERWIG se ha utilizado como check sistemático de la no dependencia de la muestra Monte Carlo utilizada para la corrección.

3.2.1 La interacción fotón-partón

En PYTHIA el proceso de simulación de la interacción fotón-partón empieza por la elección de la energía del fotón incidente de acuerdo con la aproximación de Weizsäcker-Williams. El momento del quark y del gluón que intervienen en la interacción fotón-partón se toman de las distribuciones partónicas disponibles en la PDFLIB. De este modo se determina la energía de las partículas en el estado inicial. La energía y momento de los quarks y gluones en el estado final se generan de acuerdo con las secciones eficaces a primer orden en teoría de perturbaciones para todas las posibles interacciones en QCD. Para evitar la región a baja energía donde los cálculos de QCD no son aplicables, se toma un límite (*cut off*) inferior para el momento transverso de la interacción fotón-partón, $p_{T_{min}}$.

La interacción fotón-partón en DJANGO y HERWIG se realiza, al igual que en PYTHIA, mediante el cálculo completo de los elementos de matriz a primer orden en teoría de perturbaciones.

3.2.2 La hadronización en JETSET

PYTHIA y DJANGO utilizan el modelo de cuerdas de Lund [39], tal y como aparece desarrollado en JETSET, para simular la hadronización. JETSET se basa en el principio de confinamiento arriba descrito.

Después de la creación de la cascada partónica se tiene un estado final que consiste de quarks y gluones con campos de color o "cuerdas" que los mantienen unidos entre sí. Conforme los partones se separan, llega un momento en que es más favorable energéticamente que el campo de color se rompa. En el modelo de Lund, este proceso convierte la energía almacenada en la cuerda en un par $q\bar{q}$.

---

[2] HERACLES es un programa Monte Carlo que incorpora las correcciones electrodébiles debidas a radiación por parte del positrón de fotones en los estados inicial o final y de fotones virtuales en DIS.

[3] LEPTO incorpora el cálculo de los elementos de matriz hasta primer orden en teoría de perturbaciones (*i*) y MEPS (matrix elements + parton shower) para la simulación de la cascada partónica (*ii*).

[4] Tanto PYTHIA como DJANGO utilizan LEPTO para la simulación de la interacción fotón-partón.

Cuando el campo de color se rompe, el par $q\bar{q}$ se debe producir en el mismo punto del espacio, de otro modo conservaciones locales como la de la carga y el sabor serían violadas. Sin embargo, como parte de la energía potencial de la cuerda se convierte en la masa y momento de un quark y un antiquark cuando ésta se rompe, el modelo de Lund parece no satisfacer estas leyes de conservación. Este problema se evita postulando que el par $q\bar{q}$ pasa por efecto túnel del mismo punto en el espacio donde la cuerda se rompe (obedeciendo las leyes de conservación locales) a un punto lo suficientemente alejado, donde son "creados" con la requerida masa y momento [5]. La probabilidad de que, por el efecto túnel mecano-cuántico, se produzca un quark o antiquark de masa m_q y momento transverso relativo a la cuerda, p_T, viene dada por

$$P = e^{-\pi m_q^2/\kappa} e^{-\pi p_T^2/\kappa} \tag{3.1}$$

κ es la densidad de energía de la cuerda ya introducida anteriormente. Este proceso continúa hasta que la masa restante a hadronizar sea aproximadamente 1 GeV. El límite en el valor de la masa varía de suceso a suceso y se elige de forma que la distribución en rapidez de las partículas en el sistema centro de masas sea plana. En este punto todos los quarks y antiquarks se agrupan en hadrones.

La inferior tasa de producción de hadrones con un quark s relativa a la de hadrones con quarks u y d se explica en el modelo de Lund por la mayor masa del quark s relativa a la masa de los quarks u y d. La tasa relativa de producción de pares $q\bar{q}$ $u : d : s$ en JETSET viene dada por $1 : 1 : P_s/P_u$ donde P_s/P_u es el factor de supresión del quark s. El valor establecido por defecto, a raíz de los distintos valores obtenidos experimentalmente, es $P_s/P_u = 0.3$. Este valor no está bien determinado dado que el confinamiento prohibe que el valor de la masa de los quarks se mida directamente y, por el momento, no existe ningún método teórico capaz de predecir el valor de la masa de los quarks. El quark c, siguiendo el mismo argumento anterior, o quarks más pesados están suprimidos un factor $O(10^{-13})$ y no se producen en la fragmentación.

A parte de predecir la tasa de producción de partículas, los modelos Monte Carlo deben ser capaces de simular el espectro en momento de los hadrones. JETSET utiliza la función simétrica de fragmentación de Lund como valor por defecto

$$D^h(z) = z^{-1}(1-z)^a e^{-bm_T^2/z} \tag{3.2}$$

donde

$$m_T^2 = E^2 - p_z^2 = m_h^2 + p_x^2 + p_y^2 \tag{3.3}$$

es la "masa transversa" del hadrón h con cuadrimomento (E, p_x, p_y, p_z), z es el momento del hadrón en unidades del momento del quark del que proviene (o la fracción de momento del quark padre que posee el hadrón h) y a y b son parámetros libres que controlan la forma de la función de fragmentación a alto y bajo z y el momento transverso con el que se crea el par $q\bar{q}$. Esta forma se deriva de la condición de que la distribución en momento de las partículas en el estado final no depende de dónde finalice la cuerda que ha originado la fragmentación.

En el modelo de Lund (como una opción del subprograma ARIADNE) los gluones son tratados como una doblez en la cuerda. Los pares quark-antiquark se producen en la cuerda

---

[5] Si el par $q\bar{q}$ creado no tiene masa o momento transverso puede clásicamente ser creado en un punto y después ser empujado por el campo. Sin embargo, si los quarks tienen masa y/o momento transverso, deben, clásicamente, ser producidos a una cierta distancia de manera que el campo de energía que hay entre ellos se pueda transformar en la masa transversa m_T (clásicamente el q y el $\bar{q}$ se moverán a lo largo de las ramas de una hipérbola de masas, con el foco definiendo un vértice efectivo de ruptura, siendo la mínima distancia entre las dos ramas de la hipérbola $2m_T/\kappa$). Cuánticamente, los quarks pueden crease en un punto y posteriormente moverse, por efecto túnel, hasta la región clásicamente permitida.

como se ha descrito arriba. El gluón se combina con un quark o un antiquark producido por la cuerda en cada lado de la doblez para formar un hadrón, con la condición de que el hadrón tenga la masa correcta. La hadronización de las dos cuerdas que quedan a cada lado del gluón, procede del mismo modo anteriormente expuesto, con la producción de pares $q\bar{q}$. Como se hace mención en 3.3.1 se esperan ciertas diferencias entre las funciones de fragmentación de quarks y las de gluones. Los gluones se tratan de una forma efectiva como si consistieran de dos campos de color. Ésto le proporciona al modelo de Lund la explicación de las diferencias entre la fragmentación de quarks y de gluones.

3.2.3 Modelos hadrónicos más refinados

Una descripción más completa de la producción de hadrones requiere la simulación de otros procesos tales como la producción de estados de spin superior y la producción de bariones. Ésto conduce a un mayor número de parámetros necesarios dentro del modelo de Lund para poder controlar las tasas de producción de partículas. Finalmente, las correlaciones de Bose-Einstein [40, 41] también podrían tenerse en cuenta a la hora de determinar el sistema final hadrónico de sucesos que contienen dos partículas iguales.

La producción de bariones en JETSET se origina mediante la creación de pares diquark-antidiquark. Como una posibilidad para desplazar (en pseudo-rapidez) bariones del punto de formación del diquark, se introduce el mecanismo de *popcorn*. A través de este mecanismo se permite la producción de pares $q\bar{q}$ entre otros pares $q\bar{q}$. De ese modo es posible la formación de estados qqq o $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$. El par $q\bar{q}$ más interior puede combinarse y formar un mesón (M), dejando que los otros pares qq y $\bar{q}\bar{q}$ se combinen con sus quarks y antiquarks vecinos. De esta forma, el barión y el antibarión ($B\bar{B}$) no siempre aparecen uno al lado del otro en la cadena de fragmentación. La proporción relativa en la que las combinaciones $B\bar{B}$ y $BM\bar{B}$ ocurren en la fragmentación ($B\bar{B}$: $BM\bar{B}$) viene determinada por la magnitud del parámetro del mecanismo de *popcorn*. También se permite la aparición de partículas que proceden de la desintegración de quarks pesados o estados excitados. Las incertidumbres en los *branching ratios* (probabilidades de desintegración) de tales estados conducen a incertidumbres en la tasa de producción y en el espectro en momento de los hadrones más ligeros.

3.2.4 Modelo de *clusters*

HERWIG forma singletes de color o *clusters* en el proceso de hadronización. Estos *clusters* satisfacen lo que se denomina el ‘pre-confinamiento’: tienen unas distribuciones de masa y espacial que se concentran a valores bajos, su producción desciende rápidamente para *clusters* con grandes masas y tamaños y son independientes de la escala del proceso de interacción fotón-partón.

Los *clusters* formados se fragmentan para dar lugar a hadrones. En principio los *clusters* contienen sólo parejas $q\bar{q}$ formadas por los quarks u y d (posiblemente también parejas de diquarks y antidiquarks, aunque suprimidas respecto a los pares $q\bar{q}$). Ahora bien, aquellos *clusters* lo suficientemente masivos como para desintegrarse en dos hadrones, se desintegran en parejas del siguiente modo:

(i) Se toma el *cluster* inicial formado por los quarks $f_1\bar{f}_2$.

(ii) Se elige un quark de sabor f al azar entre u, d, s y c.

(iii) Con el *cluster* inicial $f_1\bar{f}_2$, el quark f elegido y su antiquark $\bar{f}$ correspondiente, se forman entonces dos parejas $f_1\bar{f}$ y $f\bar{f}_2$ a las que seguidamente se les asignará un hadrón.

(iv) Del conjunto de hadrones constituidos por combinaciones de quarks $f_1\bar{f}$ se elige uno al azar en la tabla de hadrones. Los hadrones pueden ser mesones con momento angular total y paridad $J^P = 0^-, 1^\pm$ o $2^\pm$ o bariones [6] con $J^P = \frac{1}{2}^+$ o $\frac{3}{2}^+$

(v) Esta elección ($\{f_1, \bar{f}\} \rightarrow h$) se acepta con una probabilidad que es proporcional a la densidad de estados (espacio de fases veces degeneración de spin) de tal posible combinación de quarks $f_1\bar{f}$ para formar el hadrón h. Si no es aceptada la elección, se repite el proceso.

(vi) Se repiten (iv) y (v) para el otro par $f\bar{f}_2$.

En este modelo, a diferencia del modelo de Lund, no se produce una cuerda de color con los quarks u, d, s y c (con los parámetros de supresión para controlar la tasa de producción relativa de unos y otros) sino que sólo intervienen los quarks u y el d. A posteriori se introducen tal y como se ha explicado anteriormente los quarks s y el c. En HERWIG no existe ningún parámetro de supresión o similar; la tasa de producción relativa de unos quarks y otros aparece de forma natural en el modelo mediante consideraciones de espacio de fase y de degeneración de spin.

3.3 Funciones de fragmentación

Las funciones de fragmentación, $D_f^h(z, Q^2)$, se definen de tal forma que $D_f^h(z, Q^2)dz$ representa la probabilidad de que un gluón o un quark de sabor f produzcan un hadrón h con una fracción de su momento entre z,$z + dz$ y a una distancia $O(1/Q)$ de su antecesor. Como ya hemos indicado arriba no pueden obtenerse a partir de primeros principios. Para la utilización de las funciones de fragmentación se hace uso de la hipótesis de la factorización que consiste en separar la producción de partones de la proyección de estos partones sobre hadrones. Ésto lleva implícita la propiedad de universalidad de las funciones de fragmentación. Este hecho permite, por ejemplo, el cálculo de su espectro en momento y ángulo polar, independientemente de las demás partículas que surjan en el suceso. Despreciando las masas, la fracción de momento, z, se define como:

$$z = \frac{p_h \cdot n_{jet}}{E_{jet}} \approx \frac{p_{hL}}{E_{jet}} \tag{3.4}$$

donde p_{hL} denota el momento de la partícula a lo largo de la dirección del eje del jet a la cual está asignado (n_{jet}) y los jets están compuestos de partículas sin masa [7]. El momento de la partícula se proyecta en la dirección del eje del jet antes de normalizarse a la energía del jet. Esta definición es más conveniente para aceleradores en los que las partículas que colisionan son hadrones y se asemeja a las definiciones utilizadas por UA1 [42] y CDF [43] en estudios de fragmentación en colisiones $p\bar{p}$. Alternativamente,

$$z = \frac{E_h}{E_f} \tag{3.5}$$

Esta definición es similar a la utilizada en experimentos e^+e^-, $z = \frac{E_h}{E_f} = \frac{E_h}{E(beam)}$ (8) $= \frac{2E_h}{\sqrt{s}}$, siendo s la energía en el sistema centro de masas. z es la fracción de energía del partón

---

[6] La forma más simple de introducir la producción de bariones en éste modelo es el permitir no sólo la producción de quarks-antiquarks $(f,\ \bar{f})$ sino también de combinaciones de diquarks-antidiquarks $(ff, \bar{f}\bar{f})$ de forma se que obtienen tripletes-antitripletes de color $(f_1 ff,\ \bar{f}\bar{f}\bar{f}_2)$

[7] La asociación de partículas a jets se tratará en 6.3.2.

[8] $E(beam)$ es la máxima energía $E(max)$ de la que el partón inicial dispone

inicial f que se lleva el hadrón h producido como resultado de la hadronización. Como en los experimentos e^+e^- el sistema del laboratorio coincide con el sistema centro de masas, un valor de z definido de éste modo no depende del ángulo en el que se haya producido la partícula y es independiente de muchos otros detalles del mecanismo de hadronización y de efectos de órdenes superiores en teoría de perturbaciones. Otra ventaja es que no es necesaria la identificación de jets o la asociación de partículas con jets para la determinación de $D_f^h(z, Q^2)dz$. Ambas definiciones de z serán utilizadas en esta tesis.

La sección eficaz de producción de cierto tipo de hadrones h se relaciona con la función de fragmentación a través de la sección eficaz de producción del partón f:

$$\frac{d\sigma}{dE_h}(AB \to hX) = \sum_f \int \frac{d\sigma}{dE_f}(AB \to fX) D_f^h(E_h/E_f, Q^2) \frac{dE_f}{E_f} \tag{3.6}$$

dado que $dz = E_f^{-1} dE_h$. La integral de $D_f^h(z, Q^2)dz$ sobre todo el rango físico de z resulta ser el número promedio de hadrones h (o la multiplicidad media de hadrones h por jet) del jet que proceden del partón f,

$$< N_f^h >= \int_{z_{min}}^1 dz D_f^h, \tag{3.7}$$

donde el límite inferior, cinemáticamente hablando, representa el mínimo z al que puede producirse un hadrón de masa m_h a partir de un partón con energía E_q, $z_{min} = \frac{m_h}{E_f}$. El valor de la multiplicidad media viene dado esencialmente por el comportamiento de $D_f^h(z, Q^2)dz$ a bajo z. Es en esta región de z, como veremos, donde la comparación modelo-experimento revela más información en el régimen de fotoproducción. Es, al mismo tiempo, la región donde más difícil se hace la comparación entre los diferentes experimentos (e^+e^-, $p\bar{p}$ y e^+p).

Existe una cercana analogía entre funciones de fragmentación y funciones de estructura. Una es la densidad de probabilidad de encontrar el hadrón h entre los productos de fragmentación del partón f; la otra es la densidad de probabilidad de encontrar el partón f dentro del hadrón h. La integral de $D_f^h(z, Q^2)dz$ corresponde a la multiplicidad hadrónica en un partón y es el análogo de la densidad partónica de un hadrón. Otros ejemplos de la similitud entre funciones de fragmentación y funciones de estructura son los siguientes:

(i) Una vez que la función de fragmentación se ha medido a una escala particular, Q_0, se puede recurrir a QCD para predecir su valor a una escala diferente a través de las ecuaciones de DGLAP

(ii) QCD predice que las funciones de fragmentación deben sufrir violaciones de escala con una dependencia logarítmica en la energía; como resultado de tal violación la probabilidad de que un hadrón producido a bajo z (con una baja fracción de energía) provenga de un partón con alta energía es mayor que la probabilidad de que provenga del mismo partón con una energía más baja.

(iii) Los principios de conservación se convierten en reglas de suma; por ejemplo, la conservación de momento conduce a la regla de la suma:

$$\sum_h \int_0^1 z D_f^h dz = 1 \tag{3.8}$$

(iv) Las funciones de fragmentación obedecen las mismas relaciones de sabor e ISO-spin que las funciones de estructura; por ejemplo,

$$D_d^{\pi^+} = D_u^{\pi^-} = D_{\bar{u}}^{\pi^-} = D_{\bar{d}}^{\pi^+} \tag{3.9}$$

3.3.1 Medida de las funciones de fragmentación

El proceso $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ es el ideal para medir las funciones de fragmentación; se pueden seleccionar sucesos a dos jets con una pureza extrema, los sucesos no contienen jets procedentes del remanente de las partículas incidentes y la escala en energía de la interacción es con precisión, y sin ninguna ambigüedad, la energía en el centro de masas, permitiendo una determinación precisa de z.

La medida de la funciones de fragmentación del gluón en experimentos e^+e^- es más complicada debido a que la producción de tres jets está suprimida un orden de magnitud $O(\alpha_s)$ con respecto a la producción de dos jets. De acuerdo con QCD, las funciones de fragmentación de quarks y gluones han de ser distintas: la mayor probabilidad de que un gluón radie otro gluón y no un quark provoca que los jets que provienen de gluones posean una mayor multiplicidad de partículas, una función de fragmentación más suave y una distribución angular más ancha que la de jets procedentes de quarks de similar energía. La confirmación de tales predicciones de QCD en experimentos e^+e^- entraña cierta dificultad. Ello no sólo es debido al factor de supresión $O(\alpha_s)$, sino también a la reducida estadística causada por el particular criterio de selección. Tal criterio está basado en la topología del suceso y selecciona jets de igual energía, ya procedan de quarks o de gluones. De este modo se consigue la comparación de unos (jets de quarks) con otros (jets de gluones) que no esté sesgada (por un inadecuado criterio de selección). Las colaboraciones de DELPHI [44], ALEPH [45] y OPAL [46] han medido la función de fragmentación del gluón a partícula cargada y han confirmado las esperadas diferencias entre jets procedentes de quarks y jets procedentes de gluones. Más recientemente DELPHI [47] ha llevado a cabo un estudio de las partículas asociadas a jets procedentes de gluones.

3.3.2 Parametrización de las funciones de fragmentación

Funciones de fragmentación de quarks y gluones para $\pi^{\pm}, K^{\pm}$ y $K^0 + \bar{K}^0$ han sido derivadas a primer (LO) y segundo (NLO) orden en teoría de perturbaciones por Binnewies et al. [48]. La parametrización de las funciones de fragmentación tiene la forma:

$$D_f^h(z, Q_0^2) = N_f z^{\alpha_f}(1-z)^{\beta_f} \tag{3.10}$$

donde $f = u, d, s, c, b, g$ y $Q_0^2 = 2$ GeV^2. Los parámetros de las funciones de fragmentación, N_f, α_f y β_f se determinan a través del ajuste del espectro en energía $\frac{1}{\sigma_{HAD}}\frac{d\sigma}{dz}$ de $\pi^{\pm}, K^{\pm}$ y $K^0 + \bar{K}^0$ medido en e^+e^-. Los datos correspondientes a $\pi^{\pm}$ y $K^{\pm}$ fueron obtenidos por la colaboración TPC [49] a una energía en el centro de masas $\sqrt{s} = 29$ GeV y por la colaboración ALEPH [32] a $\sqrt{s} = 91$ GeV. Los datos de K^0 fueron medidos por la colaboración Mark II [50] a $\sqrt{s} = 29$ GeV y por ALEPH [40].

De acuerdo con QCD, el espectro en energía de hadrones h en los experimentos de aniquilación e^+e^- está dado por,

$$\frac{s}{\beta_h}\frac{d\sigma}{dx} = \sum_f \int_x^1 \frac{dz}{z} D_f^h(z, s) \frac{d\sigma_f}{dy}(\frac{x}{z}, s) \tag{3.11}$$

donde $y = \frac{x}{z}$ y la suma se realiza sobre todos los partones que se consideren activos. Del mismo modo que para las funciones de estructura, las ecuaciones de DGLAP relacionan $D_f^h(z, s)$ con la inicial función de fragmentación $D_f^h(z, Q_0^2)$. Expresiones para las secciones eficaces a nivel partónico $\frac{d\sigma_f}{dy}(y, s)$ a LO y NLO se pueden encontrar en [51]. La únicas condiciones impuestas en las funciones de fragmentación son $D_u^{\pi^+ + \pi^-} = D_d^{\pi^+ + \pi^-}$ y $D_s^{K^+ + K^-} = D_u^{K^+ + K^-}$. Los datos de ALEPH [32] en la producción de hadrones cargados se agrupan en tres casos: (i) suma sobre todos los quarks, (ii) suma sobre los quarks u, d, s y (iii) quarks b; y se utilizan para extraer las funciones de fragmentación para los diferentes quarks. Para la función de fragmentación del gluón, experimentos previos en e^+e^- mostraron que un valor de $\alpha = -1$ ó 0 proporcionaba una descripción razonable de los datos. Sin embargo, la comparación de la función de fragmentación del gluón [51] con las medidas realizadas en OPAL [46] mostraron que un valor $\alpha = 0$ resultaba favorecido por los datos. En las ecuaciones de evolución de DGLAP se tiene en cuenta el umbral de producción de los quarks pesados incluyendo la fragmentación del quark c y b en un estado posterior a una escala en energía $Q_0 = m(\eta_c) = 2.979$ GeV y $Q_0 = m(\Upsilon) = 9.460$ GeV, respectivamente.

La función de fragmentación $K^0 + \bar{K}^0$ [48] se obtiene de una forma análoga a la de hadrones cargados. También se impone una condición similar, $D_s^{K^0 + \bar{K}^0} = D_u^{K^0 + \bar{K}^0}$ en el cálculo de las funciones de fragmentación. Contrariamente al caso de hadrones cargados, no se dispone de datos en e^+e^- que proporcionen la contribución relativa de los distintos quarks o del gluón en la producción de K^0. Para la fragmentación de gluones a kaones neutros se toma, pues, la misma que se utiliza para el cálculo de la función de fragmentación para hadrones cargados. Así pues, $D_g^{K^0 + \bar{K}^0} = D_g^{K^+ + K^-}$.

Las funciones de fragmentación aquí descritas y obtenidas en [48] a partir de datos de experimentos de aniquilación e^+e^- son comparadas en esta tesis con las funciones de fragmentación de kaones y partículas cargadas medidas en los regímenes de fotoproducción y DIS con el detector ZEUS. Dado que en este análisis no se ha realizado una separación entre jets de quarks y jets de gluones la comparación cálculo analítico-experimento se realiza promediando sobre todos los quarks y el gluón [9]. Esta comparación supone un test de la universalidad de las funciones de fragmentación.

3.3.3 Funciones de fragmentación para quarks pesados

La probabilidad de que un quark y un antiquark formen un mesón es mayor si ambos tienen aproximadamente la misma velocidad. Si el quark F que se fragmenta es pesado, por ejemplo c o un b, sólo necesita comparativamente una pequeña fracción de su energía para extraer un cierto número de quarks ligeros del vacío con una velocidad comparable. Por ejemplo, si el quark F tiene una masa M_F y una velocidad β, consecuentemente tiene una energía $E_F = \gamma M_F$ (donde $\gamma^2 = 1/(1 - \beta^2)$). Después de extraer del vacío un quark ligero de masa m_f y velocidad β, la energía del quark F pasa a ser, $E_F - E_f = \gamma(M_F - m_f)$, que para $M_F >> m_f$ es casi E_F. Un modelo explícito creado por Peterson et al. [52] muestra esta característica general; un hadrón pesado pierde menos fracción de momento en el proceso de materialización en un mesón. Se dice que posee una función de fragmentación dura (*hard*).

$$D_F^h(z) = cz^{-1}\{1 - 1/z - \xi/(1 - z)\}^{-2} \tag{3.12}$$

donde c es una constante de normalización y $\xi = (m_f/M_F)^2$. La figura 3.2 muestra la función de fragmentación de Peterson. Se puede observar cómo a medida que ξ disminuye, el pico de

---

[9] Para reflejar la no separación de jets quarks y jets de gluones modificamos ligeramente la notación. Así pues $D_f^h(z, Q^2)$ pasa a denominarse $D^h(z, Q^2)$ o simplemente $D(z)$.

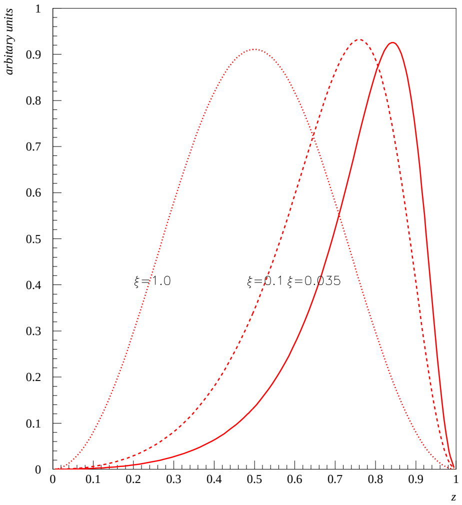


Figura 3.2: *Función de fragmentación de Peterson . A medida que el parámetro ξ decrece la función de fragmentación se endurece (el quark c pierde menos momento en el proceso de materialización en un mesón) y se mueve hacia $z = 1$.*

la distribución se mueve hacia $z = 1$.

3.4 Interacciones multipartónicas

En interacciones hadrón-hadrón existe la posibilidad de que en la interacción intervenga más de un partón de cada partícula incidente. En HERA, de forma análoga, la posibilidad de que más de un partón del fotón interaccione con varios partones del protón se ha tenido en cuenta incorporando esta opción de interacción multipartónica (MI) en el canal resuelto de fotoproducción. La inclusión de MI fue motivada por las diferencias observadas en la sección eficaz total a alta energía entre predicciones y experimento. La incertidumbre teórica y el hecho de que los cálculos perturbativos de la sección eficaz total divergen a medida que $p_{T_{min}} \rightarrow 0$, se traduce en que las predicciones exceden las medidas [16, 53]. Para evitar este problema, la medida de la sección eficaz total se puede interpretar como la de un experimento hadrón-hadrón, más que una simple sección eficaz partón-partón. El número medio de dispersiones partón-partón en un suceso, $< n_{scat} >$, está dado por

$$< n_{scat} >= \frac{\sigma_{hard}}{\sigma_{hadron}} \tag{3.13}$$

donde σ_{hadron} es la sección eficaz total hadrón-hadrón y σ_{hard} es la sección eficaz partón-partón calculada de acuerdo con

$$\sigma_{hard}(p_{T_{min}}) = \int_{p^2_{T_{min}}}^{s^2/4} \frac{d\sigma}{dp_T^2} dp_T^2 \tag{3.14}$$

PYTHIA genera sucesos con múltiples interacciones partón-partón mediante el cálculo de número medio de tales interacciones de acuerdo con las ecuaciones 3.13 y 3.14 . Se hace uso de la estadística de Poisson para la determinación del número de dispersiones que tienen lugar en un suceso y cada dispersión se genera independientemente.

3.5 Simulación Monte Carlo

Muestras enriquecidas de sucesos de fotoproducción conteniendo al menos un jet hadrónico (tal y como se define en la sección 5.1) que satisface $E_T^{HAD} > 5$ GeV y $\left|\eta^{HAD}\right| < 2.5$ fueron generadas separadamente para los canales resuelto y directo. También se generaron muestras enriquecidas en DIS a partir de $Q^2 = 4$ GeV^2. El valor de $p_{T_{min}}$ elegido fue 2.5 GeV. Se hizo uso de la función de distribución fotónica de GRV LHO [54] y de la función de distribución partónica de MRSA [6]. El valor de $p_{T_{min}}$ es el valor más bajo para el cual la sección eficaz de producción de jets con una energía transversa $E_T > 5$ GeV es independiente de $p_{T_{min}}$. Mediante el uso de muestras enriquecidas se encuentra que más del 97% de todos los sucesos en el canal resuelto y más del 99% de todos los sucesos en el canal directo que satisfacen los criterios de reconstrucción de jets con el calorímetro (descritos en la sección 5.1.1) satisfacen también los cortes de enriquecimiento aplicados a las muestras generadas. Los parámetros de todos los generadores Monte Carlo utilizados (PYTHIA, HERWIG y DJANGO) son aquellos establecidos por defecto. En particular el factor de supresión del quark s toma el valor por defecto $P_s/P_u = 0.3$ como ya se ha mencionado con anterioridad, aunque en [55, 56, 57] se obtuvo una mejor descripción de los datos haciendo uso de un factor de supresión $P_s/P_u = 0.2$. Como una posible mejora de la descripción estándar en [58] se sugiere también la posibilidad de las distribuciones de partículas se vean afectadas por interacciones multipartónicas. Los datos se comparan además de con la muestras estándar de PYTHIA, HERWIG y DJANGO, con una muestra de PYTHIA que incorpora múltiples interacciones partón-partón y con muestras generadas con un factor de supresión $P_s/P_u = 0.20$ con y sin MI, todas ellas por su particular interés. En fotoproducción, los sucesos producidos en el canal directo y en el resuelto de cada muestra se combinan de acuerdo con sus secciones eficaces para dar lugar a una muestra completa de sucesos de fotoproducción.

Las muestras de sucesos generados por PYTHIA, HERWIG y DJANGO han pasado a través de la simulación del detector, del *trigger* y de la reconstrucción de los datos para la determinación de la aceptancia del detector ZEUS, la determinación de la eficiencia de reconstrucción y para la posterior corrección de los datos.

Capítulo 4

HERA y el detector ZEUS

4.1 El acelerador

HERA (Hadron-Electron-SpeicherRing-Anlage) es el único acelerador e^+p existente en la actualidad. Está situado en el laboratorio de física de altas energías de DESY, Hamburgo. En él es posible estudiar colisiones entre positrones a 27.5 GeV y protones a 820 GeV. La energía en el centro de masas disponible en estas colisiones es 300 GeV. Para lograr esta energía en un experimento a blanco fijo se necesita un positrón de 53 TeV.

El anillo, de 6.3 km de perímetro, se encuentra en un túnel a 15-20 m de profundidad. Dos sistemas de imanes independientes aceleran y almacenan los positrones y los protones. En la tabla 4.1 se hace un resumen de las características del acelerador HERA.

El sistema de inyección aprovecha las instalaciones previamente existentes en DESY. Los iones H^+ se aceleran hasta 50 MeV en un LINAC, en DESYIII adquieren una energía de 7.5 GeV, en PETRA llegan a 40 GeV y finalmente se inyectan en HERA. Los positrones pasan también por distintos preaceleradores (LINAC (50-400 MeV), DESY (9 GeV), PETRA (14GeV)) hasta que se inyectan en el anillo. En la figura 4.1 (derecha) se muestra el sistema de preaceleradores y el acelerador HERA.

El campo magnético de 0.165 T necesario para mantener los positrones en el anillo se genera con imanes convencionales. En cambio para los protones hacen falta nuevas técnicas

Figura 4.1: *EL acelerador HERA y el sistema de preaceleradores.*

Parámetros de HERA	Valores diseñados		1994	
	positrones	protones	positrones	protones
Energía (GeV)	30	820	27.52	820
Energía en el centro de masas (GeV)	314		300	
Luminosidad específica ($cm^{-2}s^{-1}mA^{-2}$)	$3.9 \cdot 10^{29}$		$3.4 \cdot 10^{29}$	
Luminosidad instantánea ($cm^{-2}s^{-1}$)	$1.7 \cdot 10^{31}$		$3.0 \cdot 10^{30}$	
Luminosidad integrada (pb)	100		6	
Circunferencia (m)	6336			
Campo magnético (T)	0.165	4.65	0.165	4.65
Energía de inyección (GeV)	14	40	14	40
Corriente (mA)	58	163	20 - 33	30 - 55
Energía perdida por vuelta (MeV)	127	$1.4 \cdot 10^{-4}$	127	$1.4 \cdot 10^{-4}$
Número de paquetes	210		153 + 15	153 + 17
Función beta ($\beta_x^*\beta_y^*$) (m)	10/1.0		2/0.7	
Tiempo entre cruces (ns)	96		96	
Tamaño de haz en el punto de cruce σ_x (mm)	0.30	0.27	0.27	0.18
Tamaño de haz en el punto de cruce σ_y (mm)	0.06	0.09	0.06	0.09
Tamaño de haz en el punto de cruce σ_z (mm)	0.8	11	0.8	11
Tiempo de inyección (min)	15	20	45	60

Tabla 4.1: *Parámetros de diseño de HERA y rendimiento durante 1994.*

para conseguir un campo homogéneo de 5.65 T. Se han empleado imanes superconductores. A la vez se disminuye el consumo eléctrico. Las bobinas están inmersas en helio a 4.4 K que las mantiene superconductoras.

Las cavidades de radiofrecuencia aceleran las partículas. En el caso de los positrones sirven para recuperar también la energía perdida por radiación sincrotrón (ΔE=112 MeV/Vuelta). Se han construido cavidades superconductoras con el fin de poder acelerar los positrones por encima de 30 GeV. Trabajan a una frecuencia de 500 MHz. En el anillo de protones se emplean cavidades convencionales. Trabajan a una frecuencia de 52 MHz en los periodos de inyección y a 200 MHz a 820 GeV.

Los haces se cruzan en cuatro puntos en HERA, en los que se han construido sofisticados detectores, H1, ZEUS, HERMES y HERA-B (ver figura 4.1- izquierda).

Los positrones y protones colisionan de frente, es decir con ángulo cero. Las direcciones de los haces se corrigen mediante cuadrupolos cerca del punto de interacción. Este último cambio de la trayectoria genera radiación de sincrotrón en el haz de positrones contra la cual han de protegerse los detectores.

Las partículas circulan por paquetes en los dos haces. Por diseño hay previstos 220 paquetes en ambos haces de los cuales 200 se llenan con partículas. El número de partículas almacenadas por paquete es del orden de 10^{13}. Los 20 vacíos están previstos para estudiar la señal de fondo del experimento. Dado el número de paquetes y las dimensiones del acelerador, los paquetes de partículas se cruzan cada 96 ns.

Se puede alcanzar una luminosidad de $\sim 1.7 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1}.

Desde que las primeras colisiones fueron observadas en Mayo de 1992, la luminosidad in-

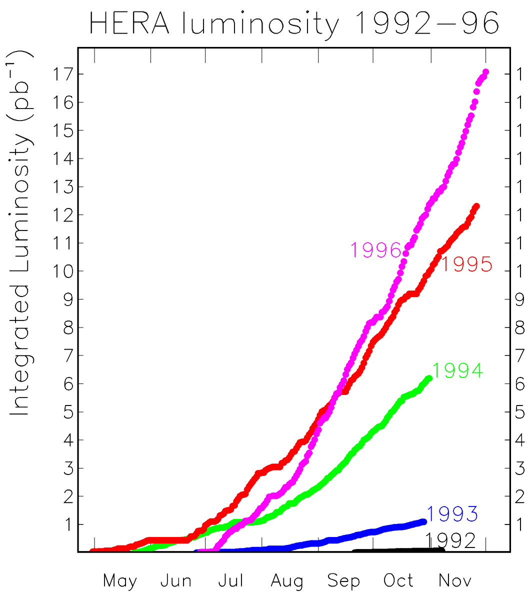


Figura 4.2: *Luminosidad integrada suministrada por HERA durante los períodos de toma de datos de 1992-1996.*

tegrada de HERA ha ido aumentando de forma progresiva (ver figura 4.2). En 1994, HERA operó con electrones durante un corto periodo de tiempo, después del cual pasó a operar con positrones, debido a que tienen una vida media aproximadamente un factor dos mayor que la de los electrones. La energía de los haces de partículas fue de 27.52 GeV y 820 GeV. HERA operó con 153 paquetes e^+p, 15 paquetes con sólo $e^\pm$ y 17 paquetes con sólo protones. De los 6.2 pb^{-1} de luminosidad que HERA suministró, 3.3 pb^{-1} de datos se escribieron en cinta.

4.2 El detector ZEUS

ZEUS es uno de los dos detectores diseñados y construidos para estudiar las colisiones ep en HERA. En la figura 4.3 se ilustra el detector. El haz de positrones entra en el detector por la izquierda y el haz de protones por la derecha. A diferencia de detectores en aceleradores de e^+e^- o $p\bar{p}$, un detector para colisiones ep es necesariamente asimétrico. La gran descompensación entre el momento del positrón y del protón y la naturaleza del espacio de fases hace que la gran mayoría de las partículas producidas estén contenidas en un estrecho cono alrededor de la dirección del protón. Se hace imperativo:

(i) garantizar la hermeticidad del equipo de medida de forma que se puedan detectar directa o indirectamente todas las partículas resultantes de una colisión;

(ii) medir la energía total, con una muy buena resolución;

(iii) medir los ángulos de emisión de los jets de hadrones;

(iv) detectar tanto los leptones aislados como aquellos que aparecen en mitad de un jet;

(v) operar con unas densidades de partículas especialmente altas y con un intervalo de tiempo de cruce de paquetes de haces de tan solo 96 ns.

En ZEUS se ha puesto un gran énfasis en la construcción de un buen calorímetro. El calorímetro proporciona una medida precisa de la energía de los jets incluyendo partículas cargadas y neutras. Permite también calcular el momento que falta debido a neutrinos.

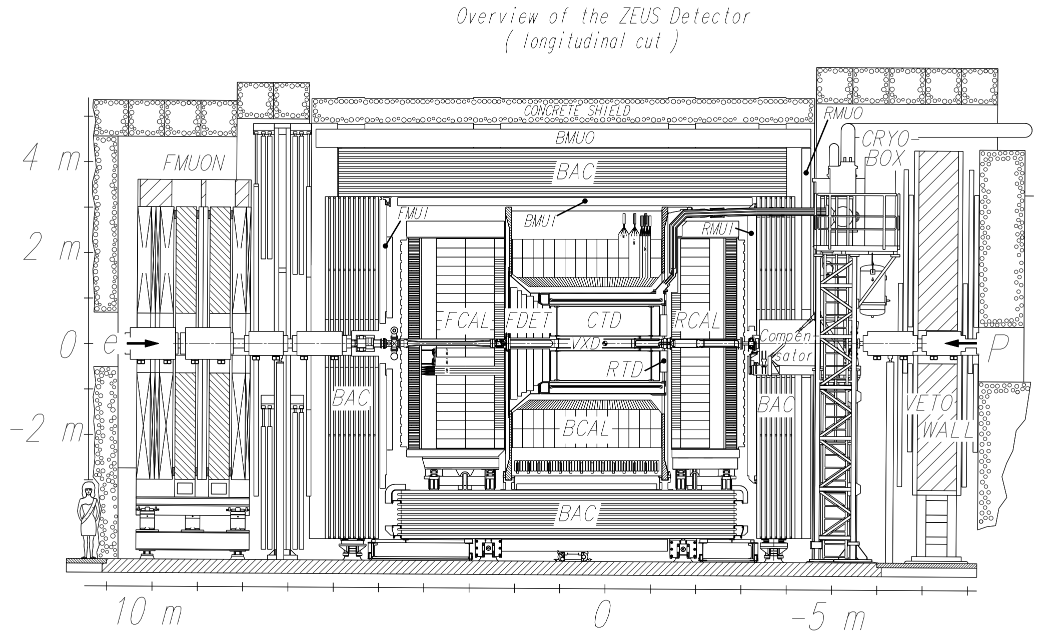


Figura 4.3: *Sección longitudinal del detector ZEUS.*

Las medidas del calorímetro se complementan con las de otros subdetectores encargados de reconstruir las trazas e identificar las partículas. Los elementos esenciales de ZEUS, ordenados partiendo del vértice de interacción, son:

(1) un detector de vértices (VXD–VerteX Detector);

(2) un detector de trazas central (CTD–Central Tracking Detector) junto con un radiador de transición (TRD–Transition Radiation Detector) y cámaras planares de trazas (FTD, RTD–Forward, Rear Tracking Detector);

(3) un presampler;

(4) un calorímetro de alta resolución (CAL);

(5) un separador de electrones y hadrones (HES);

(6) un detector de electrones a ángulos pequeños (SRTD–Small angle Rear Tracking Detector);

(7) un calorímetro situado en las proximidades del tubo del haz (BPC–Beam Pipe Calorimeter);

(8) un calorímetro de baja resolución (BAC–BAcking Calorimeter);

(9) un detector complejo de muones formado por distintas cámaras laterales y frontales (MU) y un espectrómetro frontal de muones (FMU);

(10) un detector del halo del haz de protones (VETOWALL);

(11) un contador de señal de fondo situado en el colimador C5;

(12) un detector de luminosidad (LUMI);

(13) un espectrómetro de protones de ángulos pequeños (LPS–Leading Proton Spectrometer).

Entre la CTD y el calorímetro se encuentra una bobina de material superconductor capaz de generar un campo magnético uniforme de 1.8 T. La curvatura de las trazas de las partículas cargadas permite determinar los momentos. La bobina tienen una longitud de 2.46 m y un radio interno (externo) de 1.85 m (1.91 m). Su espesor es de 0.9 X_o, lo menor posible a fin de minimizar la degradación de la medida de la energía de las partículas en el calorímetro.

El campo magnético se compensa por otra bobina superconductora situada en la parte trasera del detector. Esta bobina crea un campo en la dirección opuesta suprimiendo la influencia del primero en los haces de partículas. La intensidad máxima es 5 T. Ambos imanes se refrigeran por helio líquido, a 4.4 K, procedente del sistema criogénico de HERA.

La mayoría de las componentes de ZEUS se encuentra dentro del *iron-yoke*. Tiene la forma de un cilindro octogonal de dimensiones $10.4\times9.1\times8.6$ m^3 que envuelve completamente el punto de interacción. Está construido por 9 capas de hierro de 7.3 cm de espesor separadas por huecos de 3.7 cm. El *iron-yoke* facilita el retorno de las líneas del campo magnético, sirve de soporte a distintas componentes y actúa a la vez como material pasivo del calorímetro de baja resolución (BAC). El *iron-yoke* se magnetiza por bobinas que generan un campo toroidal de 1.6 T. Permite la reconstrucción del momento de los muones que escapan fuera.

La electrónica encargada de procesar los datos se ha instalado en parte dentro del detector y parte en el *rucksack*. El *rucksack*, situado en uno de los lados del detector, consta de tres pisos con estantes donde se conecta y alimenta la electrónica de cada una de las componentes y del *trigger*.

4.2.1 Determinación de las trazas

Las trazas de las partículas cargadas se reconstruyen por el detector interno de trazas. Las funciones principales del detector interno de trazas son:

(1) reconstrucción de las trazas de todas las partículas cargadas con la mejor resolución posible en momento.

(2) cálculo de dE/dx para identificación de partículas.

(3) detectar vértices secundarios de desintegraciones de mesones y/o producción de quarks pesados.

(4) facilitar información al *trigger*.

A continuación se describen cada una de las componentes.

Detector de vértices–VXD

El detector de vértices (VXD) detecta partículas de vida media corta, a la vez que mejora la resolución angular y la resolución del momento de las trazas cargadas medidas por la CTD. El VXD es una cámara de deriva cilíndrica [59], situada entre el tubo del haz y la CTD (88 mm $<$ r $<$ 162 mm). Consta de 120 celdas de deriva. Cada celda tiene 12 filamentos sensibles de 1.6 m de longitud alternados cada 3 mm con filamentos de deriva. La resolución espacial conseguida varía de 50 μm en el centro hasta 150 μm en los bordes de la cámara.

Detector de trazas central–CTD

Con la CTD se reconstruyen las trazas de las partículas cargadas con ángulos polares entre $15^o < \theta < 164^o$. Es una cámara de deriva cilíndrica de 241 cm de longitud y 16 cm (85 cm) de radio interno (externo) situada en el interior de la bobina superconductora. Está formada por 9 supercapas de 8 niveles de filamentos sensibles cada una de ellas. La máxima distancia de deriva en cualquiera de los 8 niveles es $\approx 25mm$. En la figura 4.4 se muestra un sector de

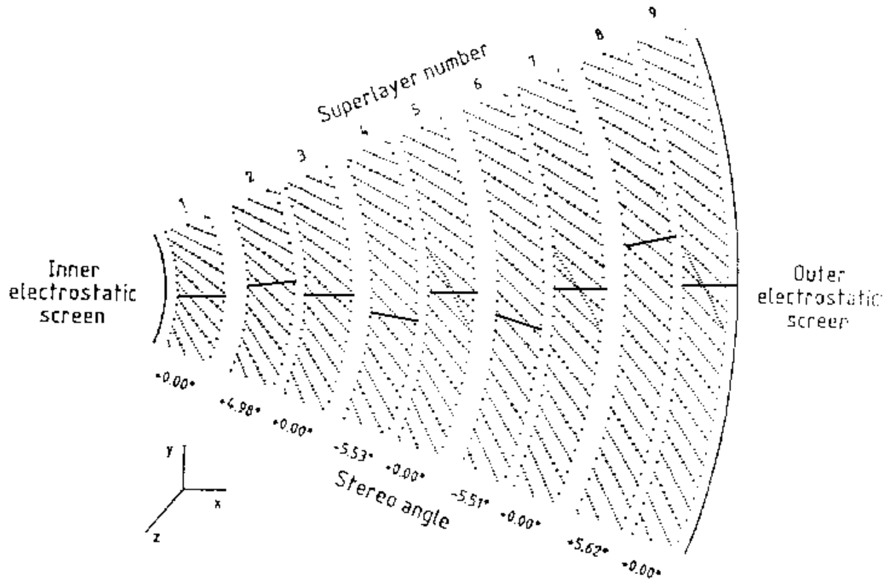


Figura 4.4: *La disposición de los filamentos en un octante de la CTD junto con el criterio de numeración de las supercapas y el ángulo de inclinación de los filamentos en cada una de las supercapas. Los filamentos sensibles están indicados por puntos mas grandes. Se muestra además la proyección de los segmentos de trazas reconstruidos en el final de la CTD en su parte delantera. Las señales en las supercapas orientadas paralelamente al haz se alinean para formar una traza, mientras que las supercapas no orientadas paralelamente al haz se rotan puesto que están inclinadas entre 5^o y 7^o.*

la CTD. Cinco de las supercapas están orientadas paralelamente al haz, mientras que cuatro están inclinadas entre 5^o y 7^o.

La resolución espacial de la CTD lograda para trazas con momento transverso grande perpendiculares al eje z en 1994 fue $\sigma_{r\phi} = 190\mu$m. La resolución longitudinal de la CTD es $\sigma_z = 1.6$ mm. La precisión con la que la CTD proporciona los parámetros de impacto es de 300 μm sobre la mayor parte del ángulo polar que ésta cubre.

La resolución del momento es $\sigma(p_T)/p_T = 0.004 p_T \oplus 0.0016$ (p_T en GeV). Finalmente la CTD proporciona un cálculo de dE/dx, con σ(dE/dx)/(dE/dx)<6% para positrones, posibilitando la identificación de partículas con momento $\lesssim 1$ GeV. Además la información de las primeras tres supercapas se procesa en el primer nivel del *trigger*. La resolución del vértice reconstruido con la CTD es de 0.1 cm en el plano $r\phi$ y 0.4 cm en la dirección Z.

La componente z de las trazas se puede determinar de dos formas (ver apéndice A para más detalle). El método de *Z by timing* utiliza la diferencia en tiempo de las señales que llegan a ambos lados de un filamento. El principio de *Z by stereo* es más complicado. Señales en supercapas orientadas paralelamente al haz son proyectadas en la parte delantera de la CTD. Tales señales se alinean para formar una traza (ver la figura 4.4). Las señales de la misma traza en supercapas inclinadas son rotadas al proyectarse sobre el final de la CTD (en su parte delantera). Al propagar esta proyección hacia atrás en Z, la posición donde las señales en supercapas paralelas al haz coincide con la de supercapas inclinadas, da la posición Z de la traza.

Cámaras planares de trazas–FTD/RTD

El detector de trazas en la dirección de adelante, FTD, y el de atrás, RTD, reconstruyen las trazas de las partículas cargadas con ángulos pequeños respecto a los haces. Las trazas de estas partículas se reconstruyen relativamente mal por la CTD.

EL FTD cubre la región de $7.5^o < \theta < 28^o$, donde van a parar la mayoría de las partículas. Está formado por tres cámaras planas de 12 cm de radio interno y 82 cm, 103 cm y 121 cm de radio externo. Entre cada una de las cámaras hay un hueco de 21 cm donde se encuentra el TRD. La estructura de las cámaras es idéntica, consiste de tres capas de celdas de deriva perpendiculares al haz. Los filamentos de una misma celda están orientados según un ángulo ϕ respecto el plano horizontal que toma valores de 0^o, -60^o y $+60^o$ para la primera, segunda y tercera capa respectivamente.

El RTD cubre la región de $160^o < \theta < 170^o$. Mide principalmente la dirección del positrón saliente en sucesos DIS de Q^2 bajo. Está constituido por una cámara planar idéntica a las del FTD de 16 cm radio interno y 62 cm de radio externo. La resolución espacial de las cámaras es 120–130 μm. La resolución en distinguir dos trazas es $\leq$ 2.4 mm. Si se conoce la posición del vértice con una precisión mejor de ± 0.3 mm, se reconstruye el momento de la partícula con una resolución de $\sigma(p)/p=0.002 \cdot p$ para ángulos de 300 mrad y $\sigma(p)/p=0.01 \cdot p$ para ángulos de 150 mrad.

4.2.2 Calorímetro de alta resolución–CAL

La energía y la posición de las partículas tanto cargadas como neutras se miden con el calorímetro de alta resolución. Cubre 99% del ángulo sólido y se encuentra justo a continuación del detector interno de trazas. Su resolución de energía es $\sigma(E)/E=35\%/\sqrt{E}$ para hadrones y $\sigma(E)/E=18\%/\sqrt{E}$ para electrones o positrones.

Calorimetría

Un calorímetro es un bloque de materia de espesor suficiente como para que una partícula que incida sobre él, pierda toda su energía a consecuencia de la formación de una cascada en el interior del volumen que ocupa. Las partículas secundarias que forman la cascada depositan su energía en el calorímetro, parte de la cual se disipa y aparece en forma de calor. Una fracción, generalmente pequeña de la energía de la partícula incidente es detectable en forma de una señal leíble (p.e., luz de centello, luz de Cherenkov o carga de ionización). Siempre que esta fracción sea constante la señal extraída será proporcional a la energía de la partícula inicial.

Las ventajas del uso de calorímetros son:

(i) Ser sensibles tanto a partículas neutras como a cargadas, al contrario de los tradicionales detectores de trazas.

(ii) La degradación en energía a través de la cascada es un proceso estadístico, y el número de partículas secundarias $< N >$ es proporcional a la energía incidente. En principio la incertidumbre en la medida de la energía está gobernada por fluctuaciones estadísticas en N, y por tanto la resolución relativa σ/E se comporta como $1/\sqrt{E}$, es decir, mejora a altas energías.

(iii) La longitud del detector necesaria para contener la cascada va como el logaritmo de la energía de la partícula incidente.

(iv) Con detectores segmentados, la información sobre el desarrollo lateral y longitudinal de la cascada permite medidas precisas de la posición de impacto y ángulo de la partícula incidente.

(v) La diferencia de respuesta para hadrones, electrones y muones permite la identificación del tipo de partícula.

(vi) Su respuesta en el tiempo es rápida por lo que pueden ser utilizados cuando la tasa de producción de partículas es muy alta, y así generar información para el primer nivel de *trigger*.

Hay dos tipos de calorímetros, los homogéneos y los llamados de muestreo o *sampling calorimeters* [60, 61]. Los homogéneos están constituidos por un material que simultaneamente contiene a la cascada y proporciona una señal medible generalmente mediante la excitación de centros de color o luz de Cherenkov. Los materiales usados son cristales BGO, NaI, BaF_2 y vidrios de plomo [61]. Estos calorímetros dan resoluciones en energía del orden de $2-3\%/\sqrt{E}$ para electrones pero son prohibitivamente caros para hadrones. Un calorímetro de muestreo está formado por capas sucesivas de material absorbente, normalmente de Z grande, y un material activo, que convierte parte de la energía depositada en él, en señal medible. El espesor de las capas de los distintos materiales varían entre los milímetros y centímetros. Mediante la especial selección de las placas de absorbente se pueden construir calorímetros muy compactos capaces de contener las cascadas generadas por partículas muy energéticas.

El proceso del muestreo

Cuando una partícula da origen a una cascada en el interior de un calorímetro, su energía inicial, E_0, se reparte entre una variedad de partículas $e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$, $\pi^{\pm}$, π^0, ν, K, p, n, γs etc... que depositan diferentes fracciones de energía en las distintas capas. La parte de la energía que se puede leer, E_{vis}, depende mucho del tipo de material activo utilizado así como de la geometría, saturación y campos electromagnéticos. Parte de E_0 se pierde completamente por energías nucleares de ligadura, producción de neutrinos, zonas muertas y por las dimensiones finitas del calorímetro. La detección de las partículas depende finalmente, directamente o indirectamente de la energía transferida al medio que están atravesando.

Para describir la respuesta de un calorímetro a una cascada se define la fracción de muestreo para cada una de sus componentes como la relación entre la energía visible y la energía total depositada en el calorímetro:

$$R_i = \frac{E_{vis,i}}{(E_{vis,i} + E_{invis,i})} = \frac{E_{vis,i}}{E_{abs,i}} \qquad (4.1)$$

donde i, se refiere a las distintas componentes en una cascada, $E_{vis,i}$, es la suma de la energía medida en todas las capas activas, $E_{invis,i}$, es la energía depositada en todas las capas de absorbentes, $E_{abs,i}$, es la energía total depositada en el calorímetro.

Si E_{abs} es igual a la energía incidente, E_0, se dice que el calorímetro es hermético. Ver figura 4.5.

Como la fracción de muestreo depende fuertemente del tipo de partículas, y fluctúa mucho de suceso a suceso se suele referir a la fracción de muestreo de un mip (**m**inimal **i**onizing **p**article):

$$\frac{i}{mip} \equiv \frac{R_i}{R_{mip}} \qquad (4.2)$$

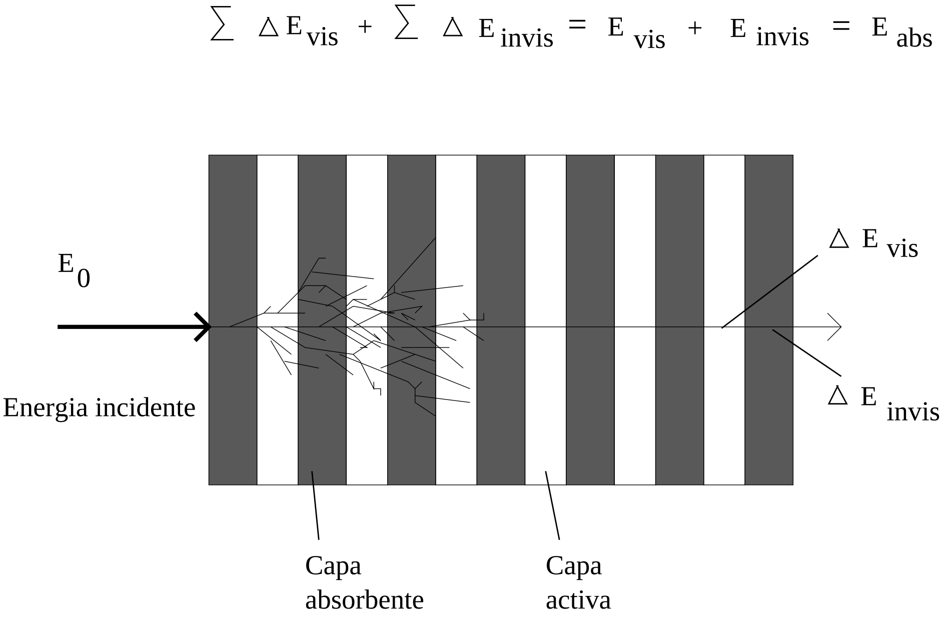


Figura 4.5: *Cascada de una partícula en un calorímetro de muestreo.*

La deposición de energía por ionización, $\frac{dE}{dx}$, de distintas partículas en un mismo material tiene siempre un mínimo cuando la energía de la partícula es 3.5 veces más grande que su masa en reposo. Un mip es una partícula ficticia que deposita exactamente esta energía. Ésta depende solamente del material que se está considerando [62]. Los muones son las partículas que más se parecen a los mip's. Como tienen 200 veces más masa que los electrones emiten mucha menos radiación y, al no producirse cascadas, interaccionan muy poco con el material, depositando principalmente energía por ionización. A pesar de todo la respuesta media depende de la energía, ya que las correcciones debidas a pérdidas de energía por 'bremsstrahlung' y producción de pares no son del todo despreciables. R_{mip} o abreviado mip es una constante del calorímetro que se ha de calcular. Para encontrar su valor se utiliza la señal de los muones. Para energías pequeñas su valor se acerca al del mip.

Cascadas electromagnéticas

Cuando un $e^{\pm}$ o un γ incide sobre un bloque de materia da origen a la formación de una cascada electromagnética. Su desarrollo está gobernado por las secciones eficaces de procesos como *i*) scattering Moller, Bhabha, 'bremsstrahlung' o radiación de frenado [1] y aniquilación en pares de fotones y *ii*) efecto fotoeléctricos, Compton y producción de pares. Los procesos *i*) afectan mayormente a los $e^{\pm}$ de la cascada y los procesos *ii*) a los γ de la cascada. Estas secciones eficaces se calculan con precisión en QED. Por encima de 50 MeV los principales procesos son el 'bremsstrahlung' para $e^{\pm}$ y la producción de pares, para fotones. Nótese que estas secciones eficaces se hacen independientes de la energía por encima de 1 GeV. Estos dos mecanismos son responsables del primer estadio de formación y desarrollo de la cascada. Como consecuencia de ello, el número de partículas secundarias en la cascada aumenta hasta que sus energías medias han disminuido hasta entrar en el régimen dominado por la pérdida por ionización[2] y

---

[1] Leptones cargados radian fotones bajo la influencia del campo que rodea a los núcleos pesados. Estos fotones tienen un espectro en energía que cae exponencialmente con E_γ. La energía perdida es proporcional a Z^2, donde Z es el número atómico del material atravesado.

[2] Las partículas cargadas pierden energía al ionizar el medio que atraviesan. La pérdida de energía es proporcional a $Zlog(Z)$.

efectos fotoeléctrico y Compton. Según este modelo la suma de las energías de las partículas que forman la cascada es igual a la energía del electrón o fotón incidente. La señal medida proviene de una fase ya bastante avanzada en la cascada y se puede considerar como la suma de las pérdidas de energía por ionización de los electrones y positrones en las capas activas del calorímetro.

Una cascada electromagnética depende esencialmente de la densidad de electrones en el medio absorbente. Es posible describir las dimensiones longitudinales de la cascada (para E > 1 GeV) de una forma independiente del material introduciendo la longitud de radiación, X_0. Para un material dado, está definida por [63]:

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha\frac{N_A}{A}Z^2 r_e^2 ln(183Z^{-1/3}) \tag{4.3}$$

siendo α la constante de estructura fina, A la masas atómica del material en gramos, Z el número atómico del material, N_A el número de Avogadro y r_e el radio clásico del electrón en cm. X_0 establece la escala típica para cascadas electromagnéticas. Una longitud de radiación se define como la distancia en la cual la energía media de un electrón disminuye un factor $1/e$ puramente por Bremsstrahlung:

$$< \frac{dE_{Brems}}{dx} >= -\frac{E}{X_0} \tag{4.4}$$

donde x representa el camino recorrido por el electrón que atraviesa el medio en unidades de longitud de radiación y E es su energía. En una buena aproximación, la ecuación 4.4 es independiente del tipo de material. Para el uranio, $X_0 = 0.32$ cm [62].

Mientras que la parte de alta energía de la cascada está gobernada por el valor de X_0, la cola de baja energía está caracterizada por la energía crítica del medio ϵ_c. La pérdida de energía por ionización de un electrón que atraviesa una longitud de radiación proporciona ϵ_c.

$$\frac{dE_{ion}}{dx} = -\frac{\epsilon_c}{X_0} \tag{4.5}$$

$\epsilon_c \cong 550/Z \approx 6$ MeV en el caso del uranio.

Una descripción simplificada de una cascada electromagnética es la dada por Rossi[63]. Se asume que un electrón con una energía mayor que ϵ_c que penetra en un material emite un fotón al cabo de una longitud de interacción. Este se lleva la mitad de la energía del electrón. Después de otra longitud de radiación el fotón ha podido dar origen a un par e^+ e^-, y el electrón ha emitido otra vez un fotón. El efecto Compton así como la deposición de energía de electrones de energías mayores que ϵ_c se desprecian. Así en cada longitud de radiación se duplica el número de partículas, hasta que la energía media ha caído por debajo de ϵ_c momento a partir del cual se deposita la energía por ionización. Por debajo de esta energía, las partículas tienden a ser absorbidas (más que a desarrollar la cascada) de forma que decrecen en número hasta que la cascada muere.

Cascadas hadrónicas

Cuando un hadrón energético incide sobre un bloque de materia, da origen a la formación de una cascada hadrónica en su interior. Una cascada hadrónica es mucho más compleja de describir que una electromagnética debido a la gran variedad de interacciones que gobiernan su desarrollo. Las cascadas hadrónicas están peor estudiadas experimentalmente que las electromagnéticas.

A pesar de todo, la idea de cascada, de incremento de la multiplicidad (número de partículas) seguida de una pérdida de energía hasta su extinción, sigue siendo válida aquí.

En la propagación de una cascada hadrónica hay que distinguir diferentes componentes:

- **electromagnética**: iniciada por la producción esencialmente vía procesos de intercambio de carga [3] de π^0's y η^0's que se desintegran en γ's. El número medio de π^0 creados aumenta logarítmicamente con la energía de la cascada.
- **ionización**: los hadrones cargados (principalmente $\pi^{\pm}$, p, $K^{\pm}$) resultantes de interacciones fotón-partón a muchas partículas en el estado final, depositan energía por ionización en las capas activas del calorímetro. La fracción de la energía depositada de este modo depende mucho de los materiales usados(38% en Uranio, 43% en plomo o 53% en hierro [64]), y de efectos de saturación y recombinación en las capas activas.
- **procesos nucleares**: parte de la energía de la partícula incidente se pierde en excitaciones y en energías de ligaduras en núcleos de material absorbente. Dicha energía no contribuye a la señal visible del calorímetro y se pierde. Depende fuertemente del material, puede llegar hasta un 40% de la energía primaria.
- **neutrones**: se libera un gran número de neutrones poco energéticos a partir de procesos de evaporación y fisiones de núcleos. Es una componente que crece en importancia a medida que se propaga la cascada.
- **fotones**: producidos en procesos de interacciones fotón-partón, capturas de neutrones y fisiones de núcleos.

Tal como en las cascadas electromagnéticas se introduce una magnitud para describir las dimensiones de una cascada hadrónica independientemente del material, es la longitud de interacción nuclear, λ_{int} [g/cm^2], que se puede interpretar como el recorrido libre medio entre interacciones hadrónicas

$$\lambda_{int} = \frac{A}{N_A \sigma_i} \tag{4.6}$$

donde σ_i es sección eficaz inelástica, N$_A$ es el número de Avogadro y A es masa atómica.

El desarrollo de una cascada hadrónica está dominado por colisiones inelásticas de las partículas de las cascadas con los núcleos del material. En estos procesos hay que distinguir dos fases, una cascada internuclear muy rápida ($<10^{-22}$ s) seguida por una evaporación que puede estar acompañada, en elementos pesados, por fisiones nucleares (10^{-18} s). En la figura 4.6 se caracteriza el desarrollo de una cascada hadrónica. El hadrón incidente pierde generalmente energía por ionización antes de sufrir una colisión. La partícula interacciona con los nucleones del núcleo tal como si estuviesen libres. Estos nucleones pueden obtener suficiente energía para viajar dentro del núcleo y colisionar con otros. Se produce así una cascada de nucleones rápidos. Si la energía es suficientemente alta se crean piones y otros hadrones. Parte de las partículas de esta cascada superan la energía de ligadura dentro del núcleo y escapan fuera. Otras son capturadas y distribuyen su energía cinética entre el resto de los nucleones del núcleo. Las partículas que escapan contribuyen a la cascada internuclear pudiendo repetir procesos de este tipo.

El núcleo queda altamente excitado y evapora un cierto número de partículas hasta que la energía de excitación es menor que la energía de ligadura de un nucleón. La energía sobrante

---

[3] $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$

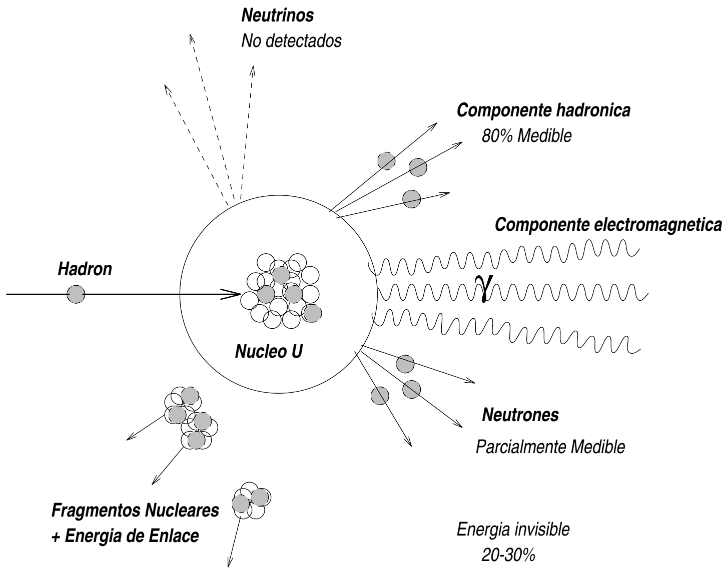


Figura 4.6: *Procesos elementales que ocurren durante el desarrollo de una cascada hadrónica.*

es emitida en forma de γ's. En núcleos pesados es posible que haya una fisión produciendose neutrones lentos de baja energía. La probabilidad de fisión depende de la razón Z^2/A.

Resolución de la energía

La resolución en energía viene determinada por:

(i) Las fluctuaciones estadísticas entre sucesos en la fracción energía depositada en cada capa de material activo, propias de un calorímetro de muestreo,

(ii) Las fluctuaciones debidas a la compleja variedad de reacciones nucleares que pueden intervenir en el desarrollo de una cascada hadrónica [4],

(iii) La existencia de una componente electromagnética en cada cascada hadrónica que es variable de suceso a suceso y que posee una respuesta diferente.

La diferencia de respuesta entre las componentes electromagnética y puramente hadrónica de una cascada hadrónica se debe a que las hadrónicas están caracterizadas por una pérdida importante de energía en rotura de energías de ligadura, producción de neutrinos y/o neutrones y μ que se escapan de las dimensiones del calorímetro. Debido a las fluctuaciones entre los distintos fenómenos implicados, la distribución de la respuesta a la parte puramente hadrónica es mucho más ancha que en la electromagnética. Las pérdidas de energía implican que la razón entre la fracción de muestreo de electrones y hadrones, e/h, es mayor que 1.

Logrando que componente puramente hadrónica y electromagnética den la misma respuesta, la resolución en energía mejorará, debido al hecho de que una cascada hadrónica tenga una componente electromagnética variable (*iii*) ya no resultará un problema. Esto se conoce como compensación.

La respuesta de un calorímetro a una cascada puramente hadrónica es debida a tres componentes: ionizaciones, rayos γ y neutrones poco energéticos. La razón entre las fracciones de

---

[4] La deposición de la energía en una cascada hadrónica ocurre, como se ha visto en la sección anterior, según distintos procesos. Dependiendo de las fracciones de muestreo, el calorímetro presenta para cada una de las componentes una eficiencia distinta. La fracción de la energía incidente que se deposita a través de las distintas componentes fluctúa normalmente de suceso a suceso. Dichas fluctuaciones, llamadas intrínsecas, producen variaciones en la señal total medida por el calorímetro.

muestreo de una cascada electromagnética y una cascada puramente hadrónica es:

$$\frac{e}{h} = \frac{\frac{e}{mip}}{f_{ion} \cdot \frac{ion}{mip} + f_n \cdot \frac{n}{mip} + f_\gamma \cdot \frac{\gamma}{mip}} \tag{4.7}$$

donde f_i son las fracciones de la energía total de una cascada que se van a cada una de las componentes, y i/mip son las fracciones de muestreo de cada una de las componentes.

La parte de la energía total que se deposita según una componente u otra depende principalmente de los materiales usados y de la geometría del calorímetro. A altas energías dependen poco de la energía del hadrón incidente. Variando la respuesta de una de las componentes se modifica la razón e/h. La reducción de la componente electromagnética y la amplificación de neutrones viene dada por la razón de espesores de material absorbente y activo [64] de tal modo que se puede llegar a la compensación. En ZEUS se ha elegido después de estudios por Monte Carlo y diversos tests en haces con prototipos de calorímetros una razón de 3.3 mm de uranio (el equivalente a 1 X_0) frente a 2.6 mm de centellador.

Con el calorímetro compensado de ZEUS se obtiene una resolución de la energía en cascadas hadrónicas de:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{35\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\% \tag{4.8}$$

El 2% está asociado con las imperfecciones del detector. Para cascadas electromagnéticas las resolución resulta

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \tag{4.9}$$

Segmentación

Una cascada electromagnética se puede distinguir de una hadrónica por el momento en que empiezan a desarrollarse (de ahí que el calorímetro de ZEUS se seccione longitudinalmente, además de transversalmente para permitir una separación angular de jets y positrones). Las hadrónicas pueden recorrer una substancial parte del calorímetro antes de que la primera interacción con el material no activo tenga lugar. En comparación con las hadrónicas las cascadas electromagnéticas se desarrollan casi inmediatamente. También, por todo lo anteriormente mencionado, las cascadas hadrónicas son mucho más anchas que las electromagnéticas.

El calorímetro cubre 99.8% del ángulo sólido en el hemisferio frontal y un 99.5% en el hemisferio de atrás. Está dividido en tres componentes principales:

- Calorímetro frontal (Forward CALorimeter–FCAL) cubriendo una región entre $\theta = 2.2° - 39.9°$ y z = 221 cm a 440 cm.
- Calorímetro de 'barril'(Barrel CALorimeter–BCAL) en la zona de $\theta = 36.7° - 129.1°$, z = +205 cm a -125 cm y radio r = 122 cm a 290 cm.
- Calorímetro posterior (Rear CALorimeter–RCAL), encargado de $\theta = 128.1° - 176.5°$ y z = -145 cm a -292 cm.

La estructura de las tres componentes es similar. Están divididos longitudinalmente en una sección electromagnética, llamada EMC, y dos (una en RCAL) secciones hadrónicas, HAC1 y HAC2. Cada una de las secciones se lee de forma separada. La profundidad del EMC es 1λ (25 X_0). La profundidad del calorímetro hadrónico varía de 6λ en la parte frontal a 3λ en la parte de atrás.

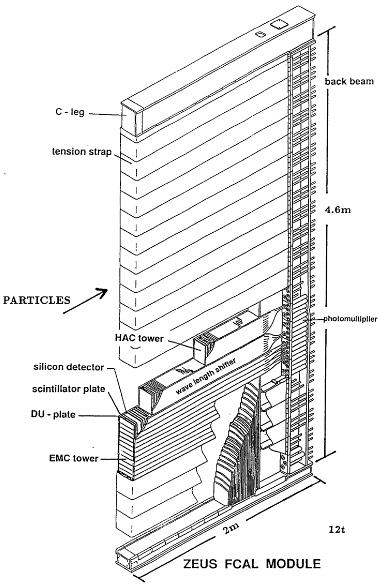


Figura 4.7: *Vista isométrica de un módulo del FCAL mostrando la segmentación en torres. Cada torre consiste de tiras de uranio alternadas con tiras de centellador. La señal recibida se transmite por ambos lados de la torre a través de guías de luz y es recibida por los tubos fotomultiplicadores (PMT).*

FCAL y RCAL están constituidos por 24 módulos, cada uno de los ellos segmentado en torres de 20x20 cm^2 de sección frontal. La parte electromagnética está de nuevo dividida en 4 (2) tiras de 5x20 cm^2 (10x20 cm^2) en el FCAL (RCAL), denominadas FEMC (REMC). Las secciones electromagnéticas del FCAL y RCAL, que vistas desde el punto de interacción están tapadas por el BCAL, presentan la misma estructura que los HAC's y se denominan HAC0. La figura 4.7 muestra la geometría de un módulo típico del FCAL. El BCAL consiste de 32 módulos idénticos, cada uno cubre $\Delta\phi = 11.25°$, que envuelve completamente el solenoide. En cada uno de los módulos se lee la parte electromagnética, BEMC, de una sección frontal de 5x24 cm^2, proyectivamente. Los BHAC1/2 no presentan una proyección en θ.

4.2.3 Detector de positrones a ángulos pequeños–SRTD

Para realizar una medida precisa de la energía y ángulo del positrón dispersado, para sucesos DIS con un Q^2 y una x bajos, fue necesario instalar (en 1994) un sistema adicional de trazas que permitía mejorar la reconstrucción del calorímetro en regiones próximas al tubo del haz en el RCAL. La SRTD (Small angle Rear Tracking Detector) [65] consiste de una serie de tiras de centellador agrupadas en dos capas, una con las tiras dispuestas horizontalmente y la otra con las tiras dispuestas verticalmente. Está situado en frente del RCAL (Z = -148 cm) y cubre un área de 68×68 cm^2 alrededor del tubo del haz en el RCAL (excepto los 20×20 cm^2 sobre los que el propio tubo del haz se extendía en 1994). La figura 4.8 muestra un diagrama esquemático de la SRTD. Cada tira tiene una anchura de 10 mm, un grosor de 5 mm y una longitud de 240 ó 440 mm. La SRTD cubre los primeros anillos de las torres del RCAL.

Corrección de la energía del positrón

La SRTD se puede utilizar como presampler para corregir la energía del positrón. La idea bajo tal corrección es que la pérdida de energía de una partícula que atraviesa un material inerte

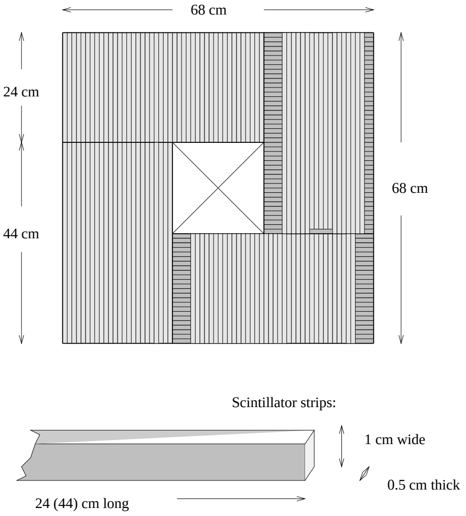


Figura 4.8: *Diagrama esquemático de la SRTD mostrando la orientación de las tiras de centellador, dispuestas en dos planos y cuatro cuadrantes.*

está relacionada con el número de interacciones en ese material, y así, con la multiplicidad de la precascada que se desarrolla alrededor de la partícula original [5].

Debido al material inerte que hay delante de la SRTD, es probable que los positrones desarrollen precascadas y se pierda una substancial cantidad de energía antes de alcanzar el calorímetro. Los positrones dispersados típicamente pasan a través de 2-6 X_0 de material inerte[6]. Esto conduce a una sistemática subestimación de la energía medida en comparación con el valor inicial. Por otra parte, la señal integrada por la SRTD es proporcional al número de partículas de la precascada que, a su vez, está relacionado con el grado de desarrollo de esta precascada. Así pues, utilizando la energía medida en el calorímetro (E_{CAL}) y la señal de la SRTD (E_{SRTD}) es posible estimar la cantidad de energía que se ha perdido. La SRTD permite realizar una corrección de la energía perdida suceso a suceso. Asumiendo un *ansatz* del tipo

$$E_{CAL} = a_0 + a_1 \cdot E_{SRTD} \tag{4.10}$$

$$a_i = \alpha_i + \beta_i \cdot E_{CAL}^{corrected} \qquad i = 0, 1 \tag{4.11}$$

se obtiene la siguiente parametrización

$$f(E_{CAL}, E_{SRTD}) = E_{CAL}^{corrected} = \frac{E_{CAL} - \alpha_0 - \alpha_1 \cdot E_{SRTD}}{\beta_0 + \beta_1 \cdot E_{SRTD}} \tag{4.12}$$

Para establecer la función de corrección $f(E_{CAL}, E_{SRTD})$ se seleccionó una muestra de sucesos QED Compton ($e^+p \rightarrow e^+p\,\gamma$). En este tipo de sucesos, el estado final consiste únicamente de un fotón radiado por el electrón y el propio electrón. La energía transferida entre electrón y protón es pequeña. Por ello, la suma de energía de ambas partículas es próxima a la energía del haz incidente $E_o = 27.52$ GeV y el momento transverso (p_T) total es casi cero, dado que el momento transverso del protón puede despreciarse. La figura 4.9 muestra un suceso QED Compton. Los ángulos de dispersión están bien determinados por la SRTD. Las energías

---

[5] Para positrones que atraviesan una gran cantidad de material muerto antes de alcanzar la SRTD, la energía depositada en la SRTD, correspondiente a la multiplicidad de la precascada del positrón, debe ser grande.

[6] El material inerte no está distribuido de una forma homogénea en el espacio.

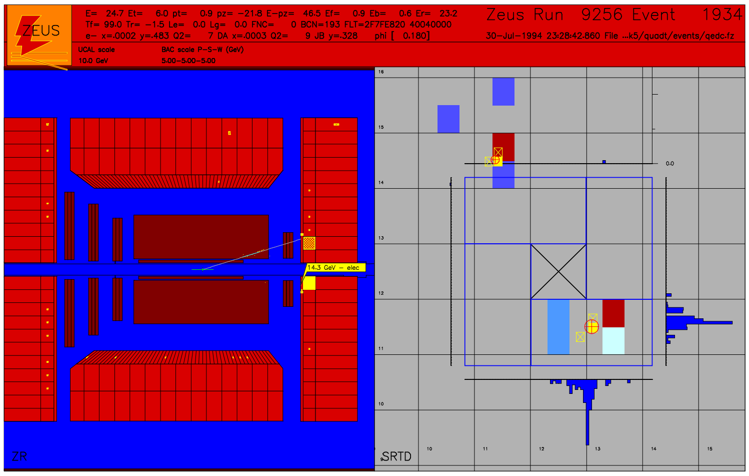


Figura 4.9: *Suceso QED-Compton en el detector ZEUS. El electrón dispersado deja una traza en la CTD, mientras que el fotón deposita 14.3 GeV en el calorímetro (izquierda). Uno de los conglomerados de energía (cluster electromagnético) es también detectado en la SRTD (derecha).*

esperadas están constreñidas por conservación de energía-momento

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ sen\theta_1 & sen\theta_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 27.52 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{4.13}$$

donde E_1, E_2 y θ_1, θ_2 son las energías y ángulos dispersados de electrón y fotón respectivamente. Basados en esta muestra de referencia con energías conocidas, se determina una función de corrección cuyos parámetros son las energías medidas por el calorímetro y la SRTD ($E_{i,CAL}$, $E_{i,SRTD}$) para ambas partículas ($i = 1{,}2$). La corrección es aplicable en el rango comprendido entre 8 y 20 GeV.

La corrección de energía en el rango comprendido entre 20 y 30 GeV está cubierta por la así llamada muestra de electrones en el pico cinemático (KP). Como se puede ver en la figura 4.10 a bajos valores de y existe una extensa región cinemática en la cual la energía del electrón dispersado se desvía muy poco de la energía incidente $E_0 = 27.52$ GeV, independientemente de los valores que tomen x y Q^2. Seleccionando los sucesos en esta región cinemática (todos los cortes estándar de DIS, que se describirán más adelante, a excepción de $y_{JB} < 0.03$ y $Q^2 < 100$ GeV^2) se obtiene una muestra de electrones cuya energía reconstruida en el calorímetro debe ser $\approx E_0$ (la resolución del calorímetro para un electrón de 27 GeV es $\sigma \approx 1$ GeV). Así pues, cualquier diferencia entre la energía reconstruida en el calorímetro y E_0 está causada por las pérdidas debidas al material inerte entre el punto de interacción y el calorímetro o debidas a efectos de resolución o de migración[7]. Los últimos se asume que están bien reproducidos por la simulación Monte Carlo (que se utiliza para corregir por tales migraciones). En la figura 4.11 se puede observar el espectro de la muestra de electrones en el pico cinemático. Previa a la corrección de la energía del electrón (no mostrado) se observan claras diferencias entre datos y Monte Carlo (debidas a la no apropiada simulación del material inerte en esta región del detector por parte del Monte Carlo). Una vez realizada la corrección ambas distribuciones en energía (la de datos y la de Monte Carlo) muestran valores medios y anchuras muy similares.

---

[7] Un suceso se dice que emigra de una región cinemática, r_1, a otra, r_2, cuando habiéndose generado en r_1 se reconstruye en r_2.

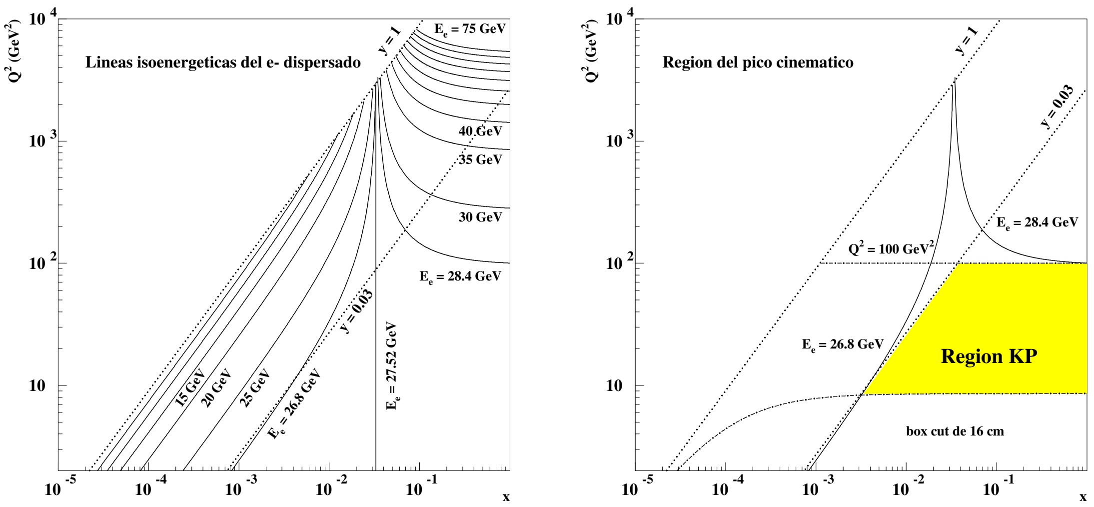


Figura 4.10: *Plano (x, Q^2). Izda: Líneas isoenergéticas desde 5 a 25 GeV, desde 30 a 75 GeV y a 26.8, 27.5 y 28.4 GeV. Dcha: Los sucesos en la región del pico cinemático (área gris) se seleccionan con los cortes DIS, $Q^2 <$ 100 GeV^2, corte de 16×16 alrededor del tubo del haz en la región del RCAL, box cut (línea de puntos y rayas), e $y = 0.03$ (línea de puntos).*

4.2.4 Presampler

El presampler está situado delante del FCAL y del RCAL. El detector consiste de una capa de láminas de centellador. La luz recibida por los centelladores es recogida por las fibras de luz y guiada a fototubos. Como en el caso de la SRTD, la información combinada de calorímetro y presampler permite una medida suceso a suceso de la energía perdida en frente del calorímetro para, de ese modo, recuperar la escala y la resolución propias del calorímetro ZEUS.

4.2.5 Otras componentes de ZEUS

Se presentan aquí otras componentes del detector ZEUS no utilizadas de forma directa en esta tesis.

Radiador de transición–TRD

El TRD ha sido optimizado para identificar positrones entre 1-30 GeV dentro de un jet. Cuando una partícula cargada atraviesa materiales de distinta constante dieléctrica emite radiación Cherenkov. La luz se produce en un cono de $\theta \sim 1/\gamma$, donde γ=E/mc^2. La intensidad de la radiación es proporcional a γ. De esta manera se puede llegar a distinguir dos partículas de distinta masa en reposo. Para aumentar la intensidad de la radiación se utilizan muchas capas de transición. El TRD está formado por cuatro detectores instalados por parejas en los dos huecos del FTD cubriendo una región $7^0 \leq \theta \leq 26^0$. El radio interno es 12.5 cm mientras que el radio externo varía de 82.5 cm a 109.5 cm. Cada módulo consta de una capa de material radiador, 7 cm, seguido por una cámara de deriva. Se han usado fibras de polipropileno, de 20 μm de diámetro y 0.101 g/cm^3 de densidad, como material radiador. La probabilidad de identificar un pión como positrón es $\sim 2{\cdot}10^{-2}$.

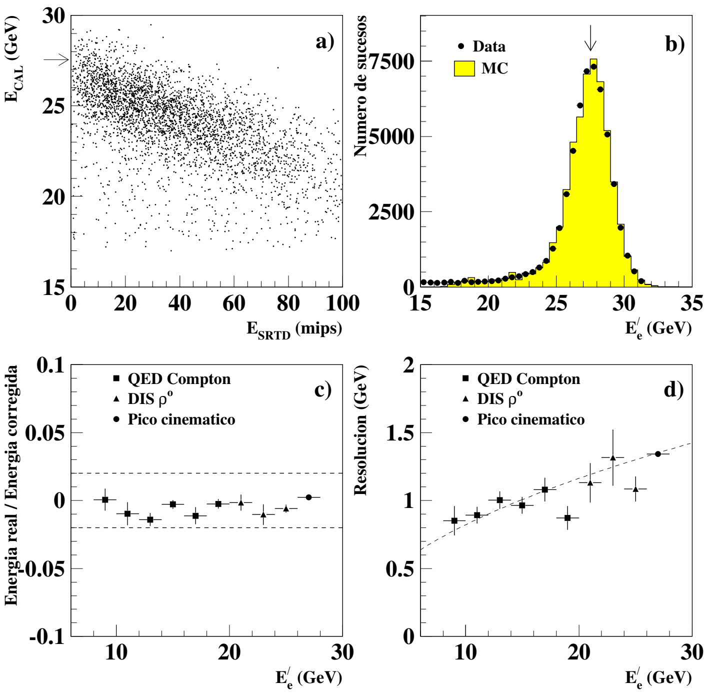


Figura 4.11: *Para los sucesos con electrones en el pico cinemático la fuerte relación entre la energía perdida por el camino y la señal de la SRTD, se utiliza para corregir la energía del electrón. El resultado es bueno hasta un* $1-2\%$ *((b) y (c)). (d) muestra la resolución en energía en función de la propia energía.*

Separador de electrones y hadrones–HES

A fin de mejorar la diferenciación entre electrones y hadrones se han introducido detectores de silicio en dos espacios vacíos en FCAL y uno en B/RCAL de 15 mm de ancho a lo largo de cada uno de los módulos. Están situados después de la cuarta($3X_0$) y séptima($6X_0$) capa de uranio en FCAL y después de la cuarta($3X_0$) en B/RCAL, es decir coincidiendo con la posición del máximo de las cascadas electromagnéticas en el calorímetro.

Calorímetro en las proximidades del tubo del haz–BPC

En 1994 se instaló un calorímetro en las proximidades del tubo del haz para detectar electrones o positrones con ángulos que ni el calorímetro ni la SRTD cubrían. El BPC es un pequeño calorímetro de tungsteno y centellador situado detrás del RCAL (Z = -300 cm), inmediatamente adyacente al tubo del haz. Con el BPC es posible extender el rango en Q^2 hasta 0.1 GeV^2.

Calorímetro de baja resolución–BAC

Los Jets muy energéticos que logran atravesar el CAL son detectados por el calorímetro de baja resolución–BAC. El BAC puede ser utilizado como veto, seleccionando sólo aquellos sucesos totalmente contenidos en el CAL. El BAC rodea completamente todo el CAL. Está formado por cámaras proporcionales de aluminio insertadas en los huecos de 3.7 cm del *iron-yoke*. Las capas de hierro actúan como material pasivo. Su resolución de energía es σ(E)/E=100%/$\sqrt{E}$ para hadrones.

Detección de muones

El detector de muones se divide en un espectrómetro en la dirección hacia adelante y cámaras de muones centrales y hacia atrás. Este detector tiene especial importancia en la selección de sucesos de fondo (rayos cósmicos o interacciones del haz con moléculas del gas). La resolución del momento es σ(p)/p=23% a 100 GeV para las cámaras de delante y σ(p)/p=30% a 20 GeV para las centrales y traseras.

El detector de protones de bajo P_T–LPS

El detector de protones-LPS detecta aquellos protones resultantes de una colisión con momento transverso menor de 1 GeV y momento $p_{p'}/p_p$=0.3-1.0. Estudios por Monte Carlo predicen que un 25% de los sucesos de corriente neutra y corriente cargada tienen un protón con estas características. Está formado por seis detectores planos de microtiras de silicio situados a 24 m, 41 m, 44 m, 63 m, 81 m y 90 m del punto de interacción en la dirección saliente del haz de protones. La resolución espacial es 25 μm. La resolución del momento varía entre 0.15%-0.9%.

4.2.6 Contadores de señal de fondo–VETOWALL/C5

Las componentes del detector están protegidas contra la radiación de fondo del haz de positrones (radiación sincrotrón) y del haz de protones (interacciones con la moléculas del gas). La radiación sincrotrón se reduce por un complejo sistema de placas absorbentes y colimadores situados antes del detector. En uno de los colimadores se han instalado, alrededor del tubo del haz, contadores de centello. La señal de estos contadores, C5, se utiliza en el *trigger* con el fin de reducir sucesos de fondo. El halo del haz de protones se reduce parcialmente por el VETOWALL, un bloque de hierro de 8.0×7.6×0.87 m^3. Se han instalado dos capas de centelladores a ambos lados del VETOWALL. La información de los centelladores se procesa en el sistema del *trigger* para vetar sucesos de interacción del protón con el gas del tubo del haz.

4.2.7 Monitor de luminosidad–LUMI

La luminosidad se calcula a partir del proceso de Bremsstrahlung: $e^+p \rightarrow e^+p\ \gamma$. Su sección eficaz está totalmente determinada por la fórmula de Bethe-Heitler:

$$\frac{d\sigma}{dk} = 4 \cdot \alpha \cdot r_e^2 \frac{E_{e'}}{E_e E_\gamma} \cdot (\frac{E_e}{E_{e'}} + \frac{E_{e'}}{E_e} - \frac{2}{3}) \cdot (\ln \frac{4E_p E_e E_{e'}}{m_p m_e E_\gamma} - \frac{1}{2}) \tag{4.14}$$

El fotón y el positrón salen con ángulos muy pequeños ($<$ 0.5 mrad).

El monitor de luminosidad consiste de un detector de positrones y uno de fotones, ver figura 4.12.

El detector de positrones está situado a 35 m del punto de interacción. Es un calorímetro de muestreo de plomo y centellador. La posición del positrón se determina a partir de la información dada por tiras de silicio insertadas en el calorímetro. El calorímetro está envuelto por una capa de plomo para protegerlo de la radiación sincrotrón.

El detector de fotones se encuentra a 104-107 m del punto de interacción. Está formado por:

(1) un filtro de radiación sincrotrón de carbono graduable, 0.5-3.5 X_0.

(2) un contador de Cherenkov que veta los e^+e^- provenientes de la interacción del fotón con el filtro.

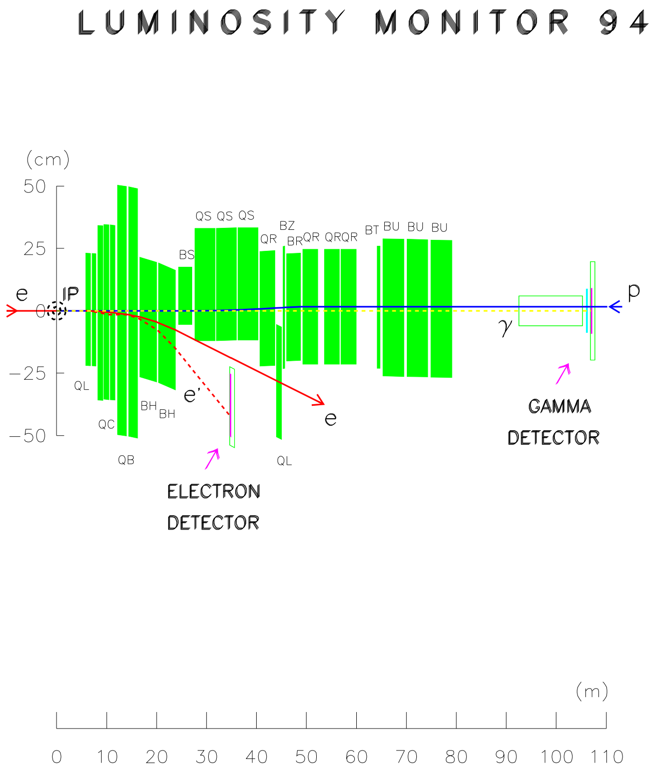


Figura 4.12: *Los dos calorímetros utilizados para medir la luminosidad.*

(3) un calorímetro de muestreo de plomo y centellador.

Detrás del calorímetro hay un bloque de hierro de 2 m de espesor para proteger el detector del halo del haz de protones.

El detector de fotones abarca el rango de energías 11 GeV $< E_\gamma <$ 16 GeV mientras que el de positrones cubre el rango 14 GeV $< E_e <$ 19 GeV.

4.2.8 El sistema de adquisición de datos y el sistema de *trigger* de ZEUS

El objetivo del detector ZEUS es observar la física de colisiones e^+p en HERA. La fracción de sucesos interesantes es relativamente pequeña. La mayoría de los sucesos corresponden a radiación de sincrotrón del haz de positrones, interacciones del haz de protones con las moléculas del gas, sucesos de fotoproducción y/o rayos cósmicos. La frecuencia de estos sucesos es muy alta, del orden de 100 kHz, en cambio la de colisiones profundamente inelásticas es 2-3 Hz.

Es necesario hacer un filtro para reducir considerablemente el número de sucesos almacenados en cintas. El sistema que realiza la selección de sucesos se denomina sistema de *trigger*. Ha de ser capaz de eliminar los sucesos de señal de fondo sin perder ningún suceso interesante [66].

El sistema del *trigger* trabaja en tres etapas: primer, segundo y tercer nivel del *trigger* (FLT, SLT, TLT; First, Second, Third Level Trigger). Cada uno de los niveles reduce el número de sucesos aceptados a 1 kHz, 100 Hz y 3-5 Hz.

La figura 4.13 se muestra el esquema general del sistema de *trigger* de ZEUS y de la adquisición de datos. La lectura de cada una de las componentes se realiza sincronizada con el tiempo de cruce de los haces. Algunas de las componentes proporcionan información al primer nivel del *trigger*. El FLT se genera en cada una de las componentes. Los *subtriggers* realizan cálculos

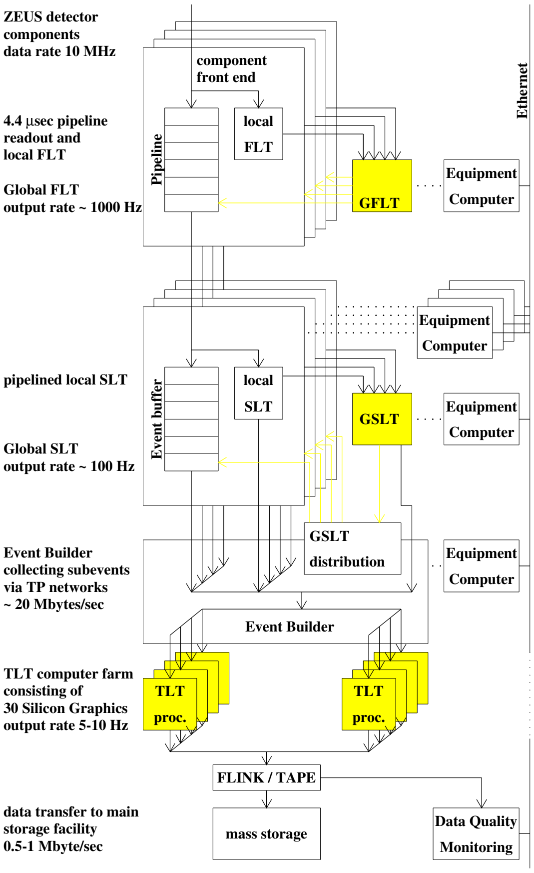


Figura 4.13: *Esquema del sistema de adquisición de datos.*

específicos como energías depositadas, existencia de partículas aisladas,etc. La información se procesa globalmente por el GFLT.

Los datos se almacenan durante 5μs hasta que el GFLT decide si se procesa el suceso.

En caso afirmativo los sucesos pasan al segundo nivel del *trigger*. La estructura del SLT es similar a la del FLT. Se divide por componentes donde se realiza un análisis más detallado. El GSLT recoge la información de todas las componentes y decide si el suceso debe ser procesado por el tercer nivel del *trigger*.

Los datos de todas las componentes se reestructuran y almacenan juntos formando un suceso global del detector. Esta tarea se realiza en el Event Builder.

El suceso completo pasa a ser analizado por el tercer nivel del *trigger*. El TLT decide a partir de la reconstrucción global del suceso si puede haber sido producido por una colisión *ep*.

Finalmente los datos se escriben en cintas magnéticas para el análisis posterior.

En la figura 4.13 también se puede ver el tiempo que transcurre en cada una de las fases del sistema de adquisición de datos.

Capítulo 5

Selección de sucesos

En este capítulo se describe el método de selección de sucesos de fotoproducción y DIS a partir de la muestra de datos de 1994.

5.1 Selección de sucesos de fotoproducción

Para asegurarse de que los sucesos seleccionados en fotoproducción proceden de una interacción fotón-partón caracterizada por una elevada energía transversa, se ha requerido que los sucesos contengan al menos un jet con alta energía transversa[1].

5.1.1 Reconstrucción de jets

Los jets se reconstruyen usando EUCELL, una rutina estándar de ZEUS de búsqueda de jets que emplea el denominado algoritmo del cono, que a su vez satisface la convención de *Snowmass* [67]. El algoritmo del cono reconstruye jets mediante la búsqueda de grupos de partículas o depósitos de energía en el calorímetro. Se requiere que la energía transversa dentro de un círculo en el plano η, ϕ sobrepase un cierto umbral. La reconstrucción de jets se realiza tanto en datos de ZEUS como en sucesos Monte Carlo que han pasado a través de la simulación del detector (que serán llamados a lo largo de la tesis **ucal** jets o jets a nivel de reconstrucción). EUCELL también forma jets a partir de los cuadrivectores de las partículas generadas por el Monte Carlo (que serán llamados **had** jets o jets a nivel de generador). El algoritmo de búsqueda de jets opera en el espacio $\eta - \phi$ de forma que sus resultados son invariantes con respecto a una transformación de Lorentz a lo largo de la dirección Z.

El procedimiento de reconstrucción de ucal-jets es como sigue:

(i) Empezando en la región de alta pseudo-rapidez $\eta_{\max}$= 3.5 y avanzando en dirección decreciente en η, se buscan, en el espacio $\eta - \phi$, preconglomerados formados por cuadrados correspondientes a 3×3 celdas del calorímetro en la sección hadrónica (llamadas 'ventanas') con una energía transversa $E_T^{precongl} > E_T^{semilla}$. En este análisis se utilizó un valor de $E_T^{semilla}$ de 1 GeV. Con el fin de reducir los efectos debidos al ruido del material absorbente del calorímetro (Uranio), sólo se utilizan para formar preconglomerados aquellas celdas con $E_{EMC} > 80$ MeV y $E_{HAC} > 120$ MeV en las secciones electromagnética

---

[1] Un estudio similar al realizado en fotoproducción se ha llevado a cabo en sucesos DIS con alta energía transversa. La reconstrucción de jets que se lleva a cabo en ambos casos es la misma. El criterio de selección de sucesos es diferente y se expone más adelante.

y hadrónica del calorímetro respectivamente. Como dirección inicial del jet se toma $(\eta^{precongl}, \phi^{precongl})$, dada por la celda situada en el centro del preconglomerado.

(ii) Se calcula la energía transversa depositada en aquellas celdas que se encuentran dentro de un radio
$$R = \sqrt{(\eta_i - \eta^{precongl})^2 + (\phi_i - \phi_{precongl})^2} < 1$$
de acuerdo con
$$E_T^{cono} = \sum_i E_i sen\theta_i \tag{5.1}$$
donde E_i es la energía de la celda i y η_i, ϕ_i y θ_i son la pseudo-rapidez, el ángulo azimutal y el ángulo polar del centro de la celda con respecto a las coordenadas del vértice primario.

(iii) El eje del jet se calcula a partir de las celdas englobadas en el cono de radio(R) 1 de acuerdo con:
$$\eta^{cono} = \frac{\sum_i E_{T_i}\eta_i}{E_T^{cono}} \tag{5.2}$$
$$\phi^{cono} = \frac{\sum_i E_{T_i}\phi_i}{E_T^{cono}} \tag{5.3}$$

(iv) Se repiten (ii) y (iii) hasta que la distancia entre los ejes del jet obtenidos en dos iteraciones consecutivas es $\Delta R < 0.01$, o hasta que se desarrollan 15 iteraciones.

(v) Si $E_T^{cono} > E_{T_0}$ las celdas del calorímetro forman un jet. Un valor umbral en la energía transversa de $E_{T_0} = 6$ GeV se utilizó en la fase de reconstrucción de este análisis. La energía total y las componentes del momento del jet se calculan a partir de,
$$E^{cono} = \sum_i E_i, \quad P_x^{cono} = \sum_i E_i cos\phi_i sen\theta_i, \quad P_y^{cono} = \sum_i E_i sen\phi_i sen\theta_i \quad P_z^{cono} = \sum_i E_i cos\theta_i \tag{5.4}$$
Nótese que los jets reconstruidos son masivos.

(vi) El algoritmo vuelve a (i) y continúa con la siguiente matriz de 3 × 3 celdas.

(vii) Una vez que la ventana ha pasado sobre todas las celdas del calorímetro en el rango en pseudo-rapidez $3.5 < \eta < -3$, aquellas celdas contenidas en los conos de los jets reconstruidos se eliminan de la lista de celdas del calorímetro a ser utilizadas en la reconstrucción de nuevos jets. Los jets reconstruidos son almacenados permanentemente. El algoritmo vuelve a (i) de nuevo e inicia un nuevo paso a través de todas las celdas empezando en $\eta_{\max}$, para continuar con la búsqueda de jets. Este bucle se repite hasta que no se reconstruyen más jets con una energía transversa superior al umbral E_{T_0}.

El método que usa EUCELL para la reconstrucción de **had** jets es muy similar al que acabamos de detallar para **ucal** jets con la diferencia obvia de utilizar partículas generadas en vez de celdas de calorímetro.

5.1.2 Región cinemática

La elección de la región cinemática de la cual se extrae la selección de sucesos en este análisis está motivada por estudios previos de medidas inclusivas de jets en sucesos de fotoproducción dura [17]. En términos de y, Q^2 y producción de jets, esta región está definida por
$$0.2 \leq y \leq 0.85 \,\text{y}\; Q^2 < 4\,\text{GeV}^2 \tag{5.5}$$

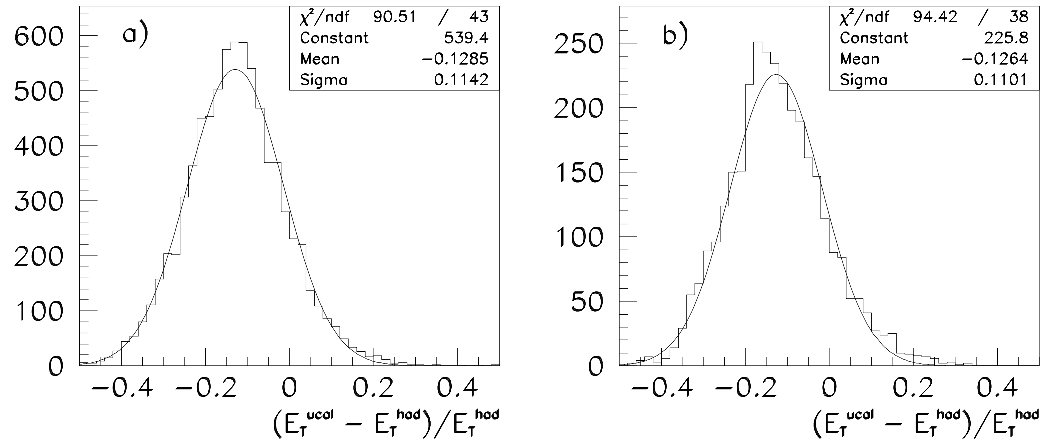


Figura 5.1: *Resolución en energía transversa en sucesos en el canal directo (a) y en el canal resuelto (b).*

con al menos un **had** jet con

$$E_T^{had} \geq 8\text{GeV} \text{ y } \left|\eta^{had}\right| \leq 0.5 \tag{5.6}$$

donde E_T^{had}y η^{had}se refiere a los jets hadrónicos a nivel de generador. Esta región está libre de procesos de fondo (no de fotoproducción) y en la que la pureza y la aceptancia son elevadas [17]. La pureza se define más adelante (ecuación 5.19). La aceptancia se define como la fracción de sucesos generados que un criterio de selección dado acepta.

Los jets reconstruidos poseen menos energía que la que inicialmente llevaban debido a la pérdida de energía de las partículas al atravesar el material inerte y a la pérdida de partículas que no tienen el suficiente momento transverso como para alcanzar el calorímetro (debido al efecto del campo magnético en su trayectoria) [17]. Esto implica que un jet generado con una E_T^{had} dada se reconstruye en el calorímetro con una E_T^{ucal} menor. La fracción de energía perdida se puede determinar estudiando la respuesta del calorímetro a través de programas Monte Carlo. Para ello se compara la energía del jet reconstruido, E_T^{ucal}, con la generada por el correspondiente [2] jet a nivel de generador, E_T^{had}. La comparación se lleva a cabo a través de la cantidad $(E_T^{ucal} - E_T^{had})/E_T^{had}$ (ver figura 5.1). Se observa una diferencia de un 13% entre la energía medida y generada. Las pseudo-rapideces reconstruidas, η^{ucal}, y generadas, η^{had}, se comparan a través de la cantidad $(\eta^{ucal} - \eta^{had})$ ((ver figura 5.2). No se observa ninguna diferencia. De este modo es posible encontrar la región cinemática a nivel de detector equivalente a la definida en 5.6 a nivel de generador. Ésta resulta ser

$$E_T^{ucal} \geq 7\,\text{GeV} \text{ y } \left|\eta^{ucal}\right| \leq 0.5 \tag{5.7}$$

La determinación de y a través de la información que proporciona el sistema final hadrónico (y_{JB}) también sufre de los efectos debidos a la pérdida de energía de las partículas al atravesar el material inerte [3] [17]. Una comparación de y_{JB} con y_{gen} similar a las realizadas para E_T y η (y_{JB} - y_{gen} / y_{gen}) nos conduce al rango cinemático en y equivalente al definido en 5.6

$$0.15 \leq y \leq 0.7 \tag{5.8}$$

---

[2] La correspondencia entre jet reconstruido y jet generado se realiza a través del criterio $\Delta R = \sqrt{(\eta^{ucal} - \eta^{had})^2 + (\phi^{ucal} - \phi^{had})^2} < 1$. En el caso de que dos jets reconstruidos satisfagan tal condición se toma el más próximo, osea, el de menor ΔR .

[3] y_{JB} es una medida de $y^{gen} = E_{\gamma,in}/2E_e$, donde $E_{\gamma,in}$ es la energía del fotón virtual incidente y E_e la energía del positrón inicial.

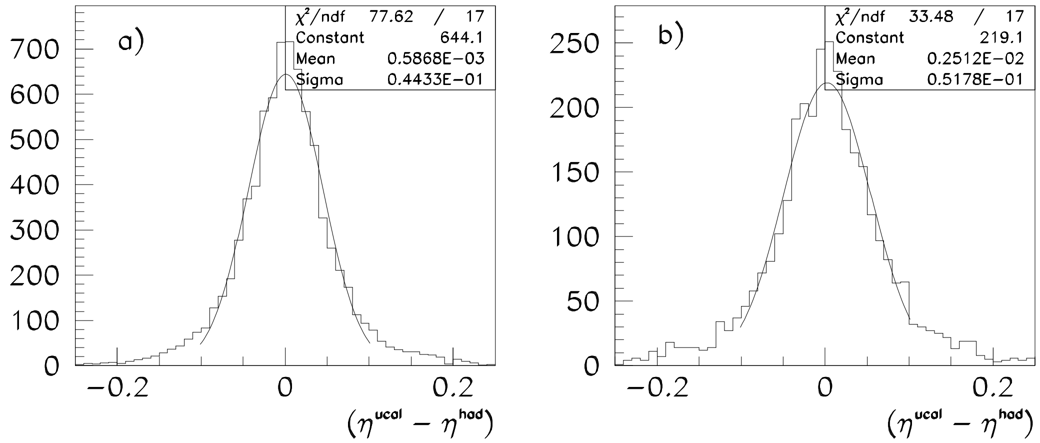


Figura 5.2: *Resolución en pseudo-rapidez en sucesos en el canal directo (a) y en el canal resuelto (b).*

Esta región cinemática no sólo es la más adecuada para estudiar sucesos en el régimen de fotoproducción sino que reduce la contaminación debido a sucesos DIS a una fracción despreciable.

5.1.3 *Trigger*

A nivel de *trigger*, se requirió que los sucesos satisfacieran el siguiente criterio:

- **FLT**: En el primer nivel de *trigger* se requirieron ciertas condiciones en la energía global o regional del calorímetro en coincidencia con una traza apuntado al vértice del suceso ($E_{EMC} > 10$ GeV o $E_{BEMC} > 3.4$ GeV o $E_T > 12$ GeV o $E_{TOT} > 15$ GeV o $E_{REMC} > 2$ GeV y una buena traza).

- **SLT**: Se requirió que los sucesos satisfacieran $E - p_z > 12$ GeV y $p_z/E < 0.95$ donde $E = \sum_i E_i$ es la suma de la energía de las celdas del calorímetro y $p_z = \sum_i E_i cos\theta_i$ es la suma del momento longitudinal (θ_i está evaluada en el centro de cada celda con respecto al punto de interacción nominal dado que la información de las trazas no era accesible a este nivel en 1994). Ambas sumas excluyen las celdas en un cono de 10° en torno a la dirección del tubo del haz en el FCAL.

- **TLT**: EL TLT seleccionó sucesos con jets identificados mediante una versión modificada del algoritmo del cono previamente descrito. Se requirió $E_T > 5$ GeV (excluyendo de nuevo los primeros anillos del FCAL), $E - p_z > 5$ GeV y al menos un jet satisfaciendo ($E_T^{ucal} > 6.5$ GeV y $2.0 \leq \eta^{ucal} < 2.5$) o ($E_T^{ucal} > 5.5$ GeV y $\eta^{ucal} < 2.0$).

- **DST** (*Data Selection Trigger*): Además del criterio anterior se requirió un corte en el tiempo de llegada de la señal al calorímetro desde el momento en que ambos haces (protones y positrones) se cruzan, $t_r > -6$ ns, $t_f - t_r < 6$ ns (t_f denota el tiempo de llegada de la señal al FCAL y t_r al RCAL) y que el vértice primario se encontrara en $|14t_f + z_{vtx}| < 60$cm.

5.1.4 Selección

En esta sección se detalla el criterio para la selección de los sucesos en el régimen cinemático definido por 5.5 y 5.6. Esta selección intenta optimizar tanto la aceptancia de los cortes como la pureza de la muestra final.

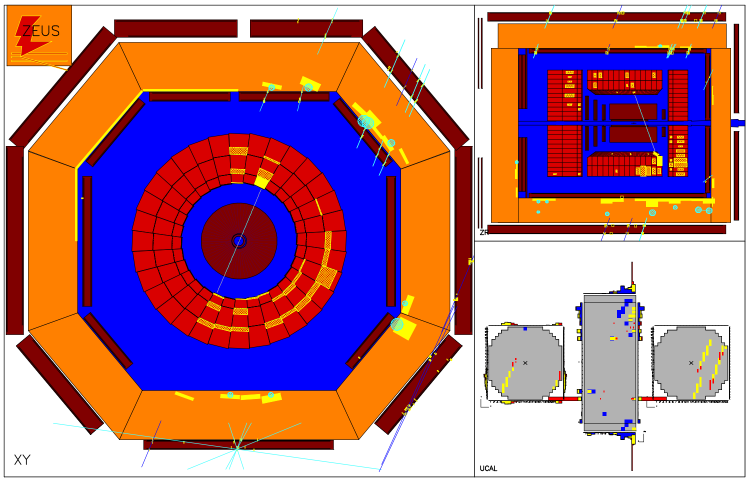


Figura 5.3: *Suceso con un muón cósmico.*

La muestra de partida es la formada por los estados finales que al satisfacer los requisitos de trigger mostrados en la sección anterior han sido almacenados por el sistema de adquisición de datos de ZEUS.

El criterio de selección está motivado por el interés de eliminar de la muestra aquellos sucesos no procedentes del proceso que en particular se desea analizar. Se requirió:

- $t_{up} - t_{down} \geq$ - 6 ns para eliminar sucesos de rayos cósmicos que pueden desarrollar una cascada en el calorímetro e incluso dar lugar a trazas en la CTD (un ejemplo un tanto espectacular, ya que es una ”ducha”cósmica, está mostrado en la figura 5.3). t_{up} representa el tiempo de llegada de la señal a la parte superior del calorímetro, t_{down}, a la parte inferior.

- Un vértice reconstruido con $-37 \leq z_{vtx} \leq 45$ cm. Los sucesos con un vértice demasiado separado del punto nominal de interacción pueden ser atribuidos a interacciones de protones con gas procedente del tubo del haz (*pgas*).

- No más de dos trazas que verifiquen:
  (i) $p_T < 0.15$ GeV y $5^\circ < \theta < 70^\circ$.
  (ii) Distancia de máxima aproximación de la traza al vértice en $z \leq -75\ cm$
  (iii) Más de 20 puntos leíbles (hits) en la CTD de los cuales más de 5 han de estar en supercapas orientadas paralelamente al haz y más de 5 en supercapas inclinadas respecto al haz.

  Este criterio selecciona trazas que van hacia adelante y que han sido originadas en la dirección del protón, es decir, trazas que provienen de un suceso *pgas*.

- En el caso de que se encuentre un suceso con un candidato a positrón, se acepta si $E_{e'} >$ 5 GeV y $y_e > 0.7$. Este corte elimina la contaminación que procede de sucesos de DIS. En DIS, por razones de espacio de fases, un positrón dispersado con una energía superior a 5 GeV no puede haber transferido al protón más del $\sim 70\%$ de su energía, en el sistema de referencia en el que el protón está en reposo. Si así ocurre, es que no estamos tratando con el positrón dispersado.

- $\frac{\not p_t}{\sqrt{E_t}} \leq 2.0\ (\mathrm{GeV})^{\frac{1}{2}}$ ($\not p_t = \sqrt{(\sum_i p_{x_i})^2 + (\sum_i p_{y_i})^2}$) para evitar la contribución en la muestra de sucesos con demasiada $\not p_t$ en comparación con la energía transversa total del calorímetro. Este corte reduce la contaminación de sucesos de corrientes cargadas (sucesos con un $W^{\pm}$ como bosón de intercambio en lugar de un fotón) y muones cósmicos.

- El requerir $0.15 < y_{JB} < 0.7$ ayuda también a disminuir la contribución no deseada de *pgas*.

- En [68] se trató la existencia de sucesos DIS con muy poco flujo de energía en las proximidades del FCAL. Estos sucesos difractivos fueron interpretados como interacciones en las que la estructura de un objeto sin color emitido por el protón (usualmente llamado pomerón) era explorada por el fotón. Sucesos de esta naturaleza fueron identificados a través de la distribución en pseudo-rapidez del depósito de energía (con $E_T > 400$ MeV) más hacia adelante, $\eta_{\max}$($\eta_{\max}< 1.5$). De acuerdo con [68] requerimos $\eta_{\max}> 1.5$ para eliminar, al menos parcialmente, la presencia de sucesos difractivos en nuestra muestra.

Finalmente, los sucesos que han satisfecho todos los cortes anteriores han sido sometidos a un requerimiento de calidad que asegura unas buenas condiciones del detector en el momento en que se produce y almacena el suceso. Este exige que todas las componentes esenciales del detector ZEUS estén funcionando correctamente. Nótese que este requerimiento de calidad (que también se aplicara a la muestra DIS) reduce la luminosidad original de 3.3 pb^{-1} a una luminosidad utilizable de $\approx$3.0 pb^{-1}.

La muestra así seleccionada consta de 34825 sucesos conteniendo 36624 **ucal** jets.

La contaminación no eliminada a través del criterio de selección se estima que es de:

- 0.1% para la contaminación procedente de e^+gas y 0.17% para la procedente de *pgas*. Este factor de contaminación ha sido estimado de la contribución a la muestra de selección de aquellos sucesos provenientes de paquetes de protones/positrones no emparejados y/o de paquetes vacíos).

- 0.9% para la contaminación procedente de sucesos DIS (más en concreto de aquellos sucesos de una muestra de Monte Carlo DIS, DJANGO, que han pasado los cortes de selección).

- 0.73% de contaminación difractiva. La sección eficaz de producción de jets en sucesos de fotoproducción difractiva con $0.2 < y < 0.85$, $E_T(jet) > 8$ GeV y $|\eta(jet)| < 1$ para distintas regiones en $\eta_{\max}$ se evaluó en [69]. Para $1.5 < \eta_{\max} < 2.4$ la sección eficaz es 156.3 pb, equivalente a 254 jets en la muestra de fotoproducción seleccionada en este análisis. Asumiendo que todos los sucesos difractivos contienen un jet reconstruido, la contaminación procedente de sucesos difractivos en la muestra de selección es de 0.73% .

Los modelos Monte Carlo junto con la simulación del detector, Mozart NUM 12, describen razonablemente las características generales de los datos una vez aplicados los criterios de selección de sucesos de fotoproducción. Como ejemplo la figura 5.4 muestra el vértice reconstruido [4] (a), y_{JB} (b), E_T^{ucal} (c) y η^{ucal} (d), para datos y Monte Carlo después de aplicados los cortes de selección. La distribución que aparece en la figura 5.4.a se muestra antes de la aplicación del corte de selección en vértice.

---

[4] Para la reconstrucción del vértice se hizo uso del paquete de reconstrucción VCTVTX.

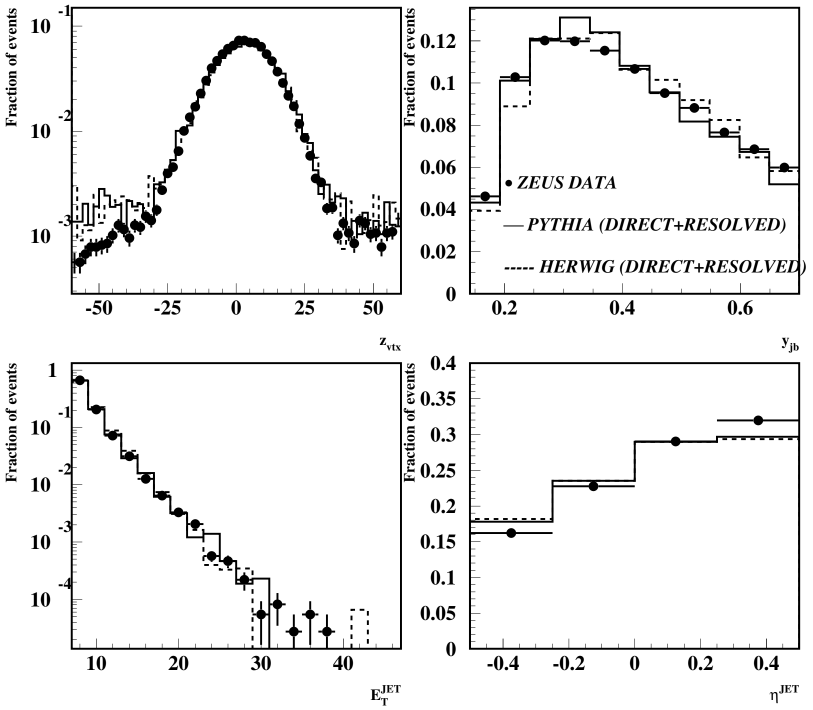


Figura 5.4: *Distribuciones del vértice reconstruido, z_{vtx} (a), y_{jb} medida (b) E_T^{ucal} (c) y η^{ucal} (d) para las muestras de sucesos que cumplen el criterio de selección en los datos y en los Monte Carlo PYTHIA y HERWIG.*

5.2 Selección de sucesos DIS

La selección de sucesos provenientes de una interacción en el régimen profundamente inelástico se basa esencialmente en la identificación del positrón dispersado en un amplio rango de energías y en una reconstrucción correcta de las variables cinemáticas. En este capítulo se presenta la preselección, selección y reconstrucción de los sucesos DIS a partir de la muestra de datos de 1994 utilizados para esta tesis.

5.2.1 Reconstrucción de las variables cinemáticas

Dado que los ángulos y energías del positrón y hadrones del estado final necesarios para la reconstrucción de las variables cinemáticas han de medirse en el detector, que tiene una granularidad y resolución finita, las variables cinemáticas xy y Q^2 sólo pueden obtenerse con una resolución finita.

Una buena reconstrucción de los invariantes Lorentz xy y Q^2 es de suma importancia para la descripción de los sucesos de DIS, en particular para la medida de la función de estructura del protón[5].

Dado un estado final, los Q^2,x e y de la interacción que lo ha producido pueden ser determinados de varias formas (ver la figura 5.5). El denominado "método del electrón"(SE) hace uso

---

[5] Por ejemplo, al utilizar los parámetros del sistema hadrónico para la reconstrucción de las variables cinemáticas hay que asegurarse de que cualquier influencia en tales parámetros debido a la fragmentación, es decir, distribución en pseudo-rapidez o número de jets, es pequeña. La pérdida de partículas del estado final, predominantemente en dirección hacia delante, no debe afectar la determinación xy y Q^2.

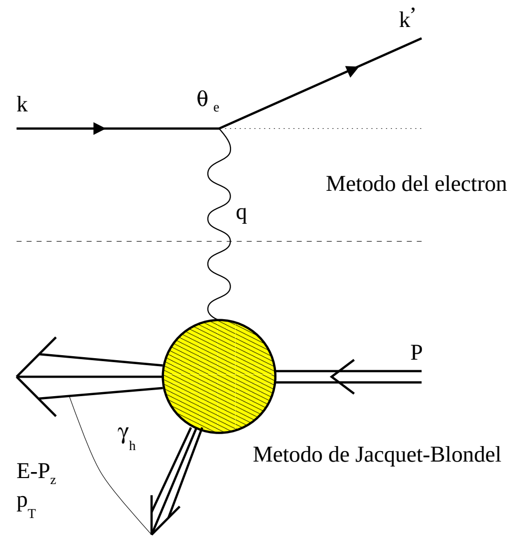


Figura 5.5: *Diagrama de Feynman del proceso de dispersión profundamente inelástica en la aproximación de intercambio de un sólo fotón.*

de la energía y ángulo del positrón dispersado. El segundo método es denominado "método del ángulo doble"(DA) ya que utiliza los ángulos tanto del electrón dispersado como del sistema hadrónico. Finalmente, el tercer método (de Jacquet-Blondel, JB) usa la energía y ángulo del sistema hadrónico.

Siendo más específicos la determinación de las variables cinemáticas con el método SE es (según se desprende de las ecuaciones 1.1, 1.2 y 1.3) como sigue:

$$Q^2_{SE} = 2E_e E'_e (1 + cos\theta_e) \tag{5.9}$$

$$y_{SE} = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}\,(1 - \cos\theta_e) \tag{5.10}$$

$$x_{SE} = \frac{Q^2_{SE}}{s \cdot y_{SE}} \tag{5.11}$$

Haciendo uso del método del ángulo doble [70] las variables cinemáticas toman la siguiente forma:

$$Q^2_{DA} = 4E^2_e \cdot \frac{\sin\gamma_h\ (1 + \cos\theta_e)}{\sin\gamma_h + \sin\theta_e - \sin(\gamma_h + \theta_e)}, \tag{5.12}$$

$$x_{DA} = \frac{E_e}{E_p} \cdot \frac{\sin\gamma_h + \sin\theta_e + \sin(\gamma_h + \theta_e)}{\sin\gamma_h + \sin\theta_e - \sin(\gamma_h + \theta_e)}. \tag{5.13}$$

En el marco del QPM, γ_h corresponde al ángulo polar del partón del protón dispersado a raíz de su interacción con el fotón virtual (*struck* quark). ZEUS mide γ_h a partir de la energía del calorímetro del siguiente modo:

$$\cos\gamma_h = \frac{(\sum p_X)^2_h + (\sum p_Y)^2_h - (\sum E - p_Z)^2_h}{(\sum p_X)^2_h + (\sum p_Y)^2_h + (\sum E - p_Z)^2_h} \tag{5.14}$$

donde las sumas se realizan sobre todas las celdas del calorímetro no asociadas con el positrón dispersado. Dada la posición geométrica de la celda en el calorímetro y la posición del vértice, se obtiene (p_X, p_Y, p_Z) que es el vector momento asociado con la celda de energía E.

A través de la información que el sistema final hadrónico nos proporciona podemos también llegar a x, y y Q^2 de acuerdo con el método de Jacquet-Blondel [71]:

$$Q^2_{JB} = \frac{(\sum p_X)^2_h + (\sum p_Y)^2_h}{1 - y_{JB}} \tag{5.15}$$

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e} \sum_h (E - p_Z)_h. \tag{5.16}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{s \cdot y_{JB}} \tag{5.17}$$

También en este caso, las sumas se realizan sobre todas las celdas del calorímetro no asociadas con el positrón dispersado.

Podemos asumir que el flujo del sistema hadrónico se puede describir por un objeto sin masa, de energía E_h producido a un ángulo γ_h. Como ya se ha mencionado, en el QPM, E_h y γ_h representan la energía y ángulo polar del *struck quark*. La topología del suceso en el sistema de laboratorio, es decir la dirección y energía tanto del positrón dispersado como del jet (*current jet*) que origina el *struck quark* que interacciona con el fotón virtual, en el marco del QPM, se muestra en la figura 5.6 para distintos valores de x y Q^2. Como referencia el haz de protones tendría una dirección paralela al eje de las abcisas y con sentido opuesto a éste. El ángulo de dispersión del positrón aumenta con Q^2. A alto x, el *current jet* es muy energético, como indica la longitud de la flecha. Tal representación permite hacernos una idea de qué método de reconstrucción puede ser más apropiado, dependiendo de la región cinemática de estudio y qué regiones son las más problemáticas por la proximidad de positrón o el *current jet* al tubo del haz.

Para una buena reconstrucción de las variables cinemáticas de un suceso es necesario tener en cuenta el funcionamiento de cada uno de los distintos métodos de reconstrucción aquí presentados. Los principales argumentos que nos pueden inclinar a favor de un método u otro son:

- La resolución del método de reconstrucción.
- Si el método reconstruye de forma sistemática valores mayores o menores de los que debiera (sufre desplazamientos).

La elección de un método de reconstrucción que sufre de una pobre resolución o desplazamientos sistemáticos puede conducir a efectos de migración no deseables. Como ya se ha comentado, la migración ocurre cuando un suceso de una cierta región del plano x-Q^2 se reconstruye en otra. Aunque los Monte Carlo tienen en cuenta estos efectos de migración (y por lo tanto el resultado final estaría corregido por tales efectos), no es del todo adecuado depender fuertemente del Monte Carlo. Por esta razón es preferible reconstruir x, y y Q^2 con un método lo menos sensible a las migraciones posible.

La figura 5.7 muestra las variables reales frente a las reconstruidas por el Monte Carlo para cada uno de los métodos de reconstrucción. Como puede verse, el método de Jacquet-Blondel presenta más problemas que los métodos del electrón y del ángulo doble a la hora de reconstruir x y Q^2, mostrando además un marcado desplazamiento sistemático.

La obtención del *pull* o desplazamiento de una distribución constituye una forma más cuantitativa de determinar la precisión en la reconstrucción. Se define como

$$z_{pull} = \frac{z_{gen} - z_{rec}}{z_{gen}} \tag{5.18}$$

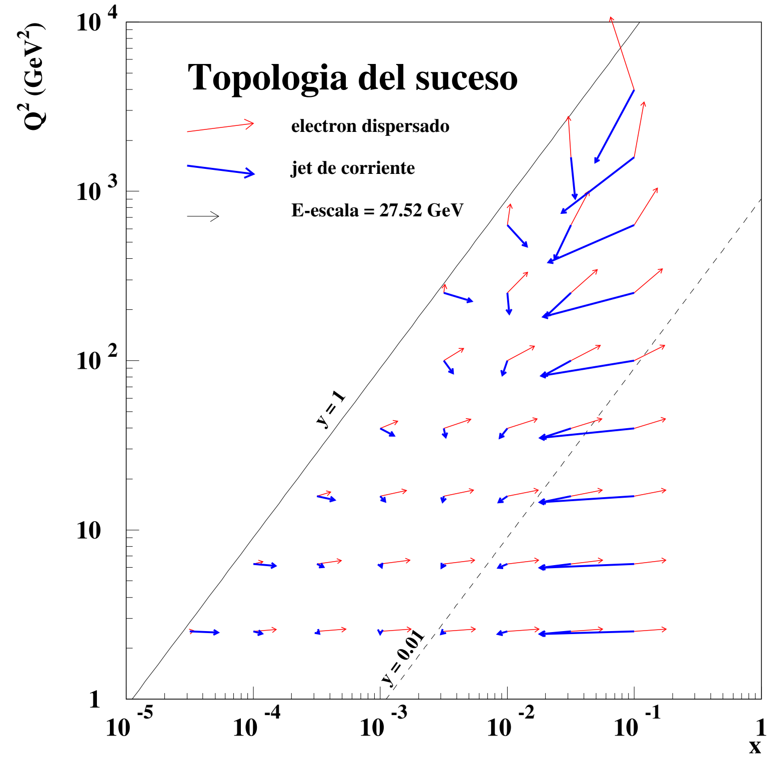


Figura 5.6: *Topología de los sucesos DIS en función de x y Q^2 mostrando la dirección del positrón dispersado (línea fina) y el struck quark (línea gruesa). La longitud de la flecha es proporcional a la energía de las partículas.*

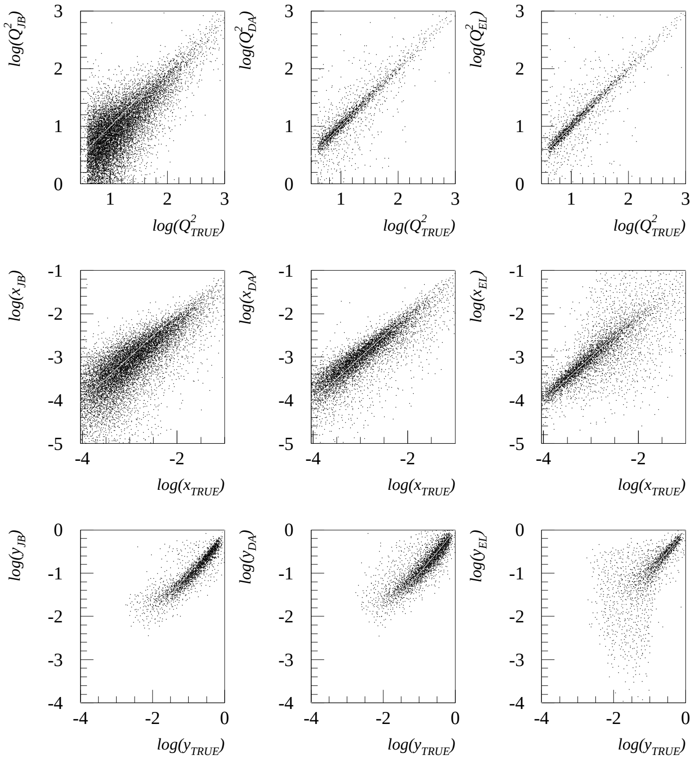


Figura 5.7: *Relación entre variables reales y reconstruidas por el Monte Carlo para cada uno de los métodos de reconstrucción.*

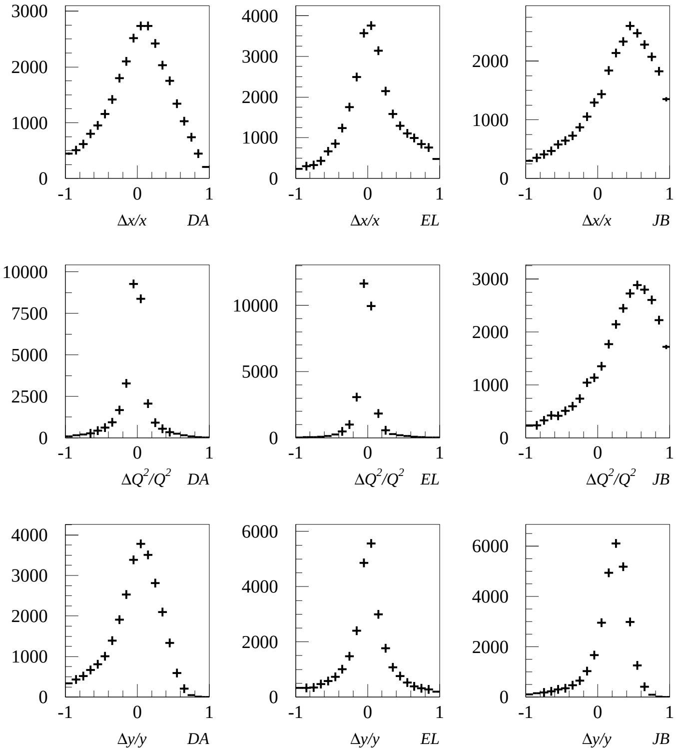


Figura 5.8: *Resolución de las variables cinemáticas tal y como muestra el Monte Carlo.*

donde z puede representar las variables cinemáticas x, y y Q^2 o también variables de reconstrucción de un K^0 o un D^*, como puede ser su p_T o su η.

El pull de las distintas variables cinemáticas x, y y Q^2 se puede ver en la figura 5.8. El método del electrón muestra la mejor resolución en Q^2 y una muy buena resolución a alto y. El problema con este método es su fuerte dependencia con la energía del positrón. La resolución de la energía del positrón es mejor en el Monte Carlo que en los datos debido a las dificultades de simular convenientemente la cantidad y posición de material inerte que se encuentra en la región trasera del detector[6]. Por esta razón, dado que el método del ángulo doble es menos susceptible a cambios en la escala y determinación de la energía, hemos utilizado el mismo para la reconstrucción de las variables cinemáticas en DIS. Sin embargo, la reconstrucción en y con el método del ángulo doble es bastante insatisfactoria a altos valores. Este problema se solventó utilizando y_{SE} a alto y[7].

La figura 5.9 muestra la pureza para las regiones (bines) de Q^2 y W elegidas en la determinación de la sección eficaz diferencial (ver el capítulo 7). La pureza se define como

$$pureza = \frac{\#\ \text{sucesos generados en un bin y reconstruidos en ese bin}}{\#\ \text{sucesos reconstruidos en ese bin}} \tag{5.19}$$

Como se puede observar en la figura 5.9, el método de Jacquet-Blondel introduce (como es de esperar) grandes efectos migratorios. Los métodos de SE y DA muestran un nivel similar de pureza.

La tabla 5.1 muestra la resolución obtenida con diferentes Monte Carlo, para las distintas regiones en Q^2, W (reconstruidas con el método DA), p_T y η del D^* empleadas en este análisis.

---

[6] Ésto se traduce en un mejor acuerdo datos-Monte Carlo cuando se utiliza el método del DA que cuando se acude al método del SE.

[7] Se utilizó y_{SE} en aquellos sucesos con una y_{DA} >0.7 pero con una y_{SE} <0.7.

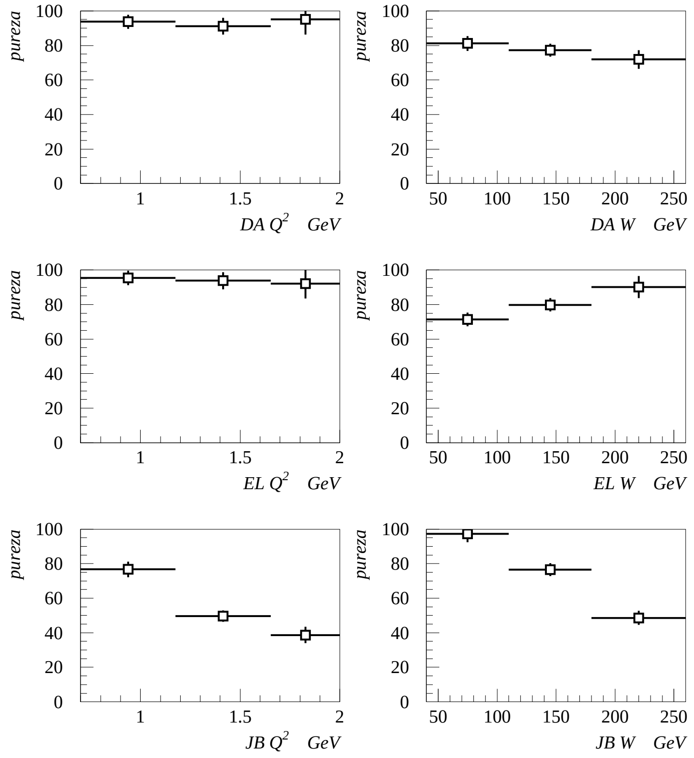


Figura 5.9: *Pureza para distintas regiones de Q^2 y W. Las variables cinemáticas han sido reconstruidas con el método del ángulo doble.*

Se puede observar un pequeño desplazamiento sistemático de las variables cinemáticas reconstruidas (Q^2 y W) entre el 1 - 3% como máximo. Esto no constituye ningún problema dada la amplitud de las distintas regiones o bines (la resolución es siempre mucho menor que el tamaño de bin).

Tanto (a) los sucesos que se generan en la región cinemática 5.20 y se reconstruyen dentro de ella misma, como (b) los sucesos que se generan en 5.20 y se reconstruyen fuera, como (c) los sucesos que se generan fuera de 5.20 pero se reconstruyen dentro, presentan similares distribuciones en p_T y η del D^*. Es más, el número sucesos que emigran hacia dentro de la región cinemática 5.20, es menor del 5% y es aproximadamente igual al número de sucesos que emigran hacia fuera. Por tanto, las distribuciones en p_T y η del D^* no están afectadas por los efectos migratorios dentro y fuera de la región cinemática y además muestran una muy buena resolución (ver tabla 5.1).

5.2.2 Región cinemática

A diferencia de fotoproducción, la característica principal de un suceso DIS es la presencia del positrón dispersado en el sistema final. Este hecho proporciona una mayor información, en forma de energía y ángulo de dispersión del positrón, acerca del suceso[8]. Tal información facilita la reconstrucción de las variables cinemáticas.

Para la reconstrucción de las variables cinemáticas en este análisis, se ha hecho uso del método del ángulo doble, como ya se ha mencionado anteriormente.

La región cinemática viene condicionada en parte por las características del detector y en

---

[8] En fotoproducción sólo se disponía de la información del sistema hadrónico para la reconstrucción de las variables cinemáticas.

HERWIG			
Rango	*#entradas*	*Media*	σ
1^{st} p_T[GeV] $(1.3-2.3)$	86	0.0010 ± 0.0019	0.0132 ± 0.0021
2^{nd} p_T[GeV] $(2.3-3.8)$	179	0.0025 ± 0.0011	0.0122 ± 0.0012
3^{rd} p_T[GeV] $(3.8-5.8)$	144	0.0010 ± 0.0016	0.0162 ± 0.0016
4^{th} p_T[GeV] $(5.8-8.8)$	60	0.0034 ± 0.0032	0.0208 ± 0.0035
5^{th} p_T[GeV] $(8.8-12)$	12	-0.0111 ± 0.0154	0.0257 ± 0.0177
1^{st} η $(-1.5,-0.8)$	73	0.0014 ± 0.0005	0.0039 ± 0.0005
2^{nd} η $(-0.8,0.0)$	141	0.0003 ± 0.0012	0.0100 ± 0.0023
3^{rd} η $(0.0,0.8)$	186	$-0.5E-4 \pm 0.0008$	0.0089 ± 0.0010
4^{th} η $(0.8,1.5)$	81	0.0009 ± 0.0006	0.0047 ± 0.0006
1^{st} Q^2[GeV^2] $(5-10)$	298	-0.022 ± 0.006	0.092 ± 0.006
2^{nd} Q^2[GeV^2] $(10-20)$	308	-0.012 ± 0.005	0.080 ± 0.005
3^{rd} Q^2[GeV^2] $(20-50)$	329	-0.005 ± 0.005	0.075 ± 0.005
4^{th} Q^2[GeV^2] $(50-100)$	158	-0.008 ± 0.005	0.052 ± 0.005
1^{st} W[GeV] $(40-100)$	352	0.038 ± 0.010	0.151 ± 0.009
2^{nd} W[GeV] $(100-150)$	401	0.029 ± 0.008	0.153 ± 0.008
3^{rd} W[GeV] $(150-200)$	242	0.013 ± 0.009	0.129 ± 0.009
4^{th} W[GeV] $(200-300)$	98	-0.022 ± 0.023	0.106 ± 0.027
AROMA			
Rango	*#entradas*	*Media*	σ
1^{st} p_T[GeV] $(1.3-2.3)$	146	0.0018 ± 0.0010	0.0104 ± 0.0010
2^{nd} p_T[GeV] $(2.3-3.8)$	247	0.0025 ± 0.0008	0.0121 ± 0.0007
3^{rd} p_T[GeV] $(3.8-5.8)$	140	-0.0026 ± 0.0021	0.0193 ± 0.0023
4^{th} p_T[GeV] $(5.8-8.8)$	47	-0.0039 ± 0.0078	0.0355 ± 0.0092
5^{th} p_T[GeV] $(8.8-12)$	6	-0.0002 ± 0.0251	0.0307 ± 0.0501
1^{st} η $(-1.5,-0.8)$	111	$0.23E-4 \pm 0.0005$	0.0046 ± 0.0005
2^{nd} η $(-0.8,0.0)$	204	-0.0001 ± 0.0007	0.0084 ± 0.0008
3^{rd} η $(0.0,0.8)$	184	0.0013 ± 0.0009	0.0098 ± 0.0010
4^{th} η $(0.8,1.5)$	87	0.0021 ± 0.0009	0.0063 ± 0.0009
1^{st} Q^2[GeV^2] $(5-10)$	308	-0.016 ± 0.007	0.117 ± 0.010
2^{nd} Q^2[GeV^2] $(10-20)$	331	-0.012 ± 0.004	0.072 ± 0.004
3^{rd} Q^2[GeV^2] $(20-50)$	285	-0.002 ± 0.004	0.054 ± 0.004
4^{th} Q^2[GeV^2] $(50-100)$	131	-0.009 ± 0.005	0.040 ± 0.005
1^{st} W[GeV] $(40-100)$	279	0.042 ± 0.010	0.156 ± 0.010
2^{nd} W[GeV] $(100-150)$	422	0.045 ± 0.008	0.150 ± 0.007
3^{rd} W[GeV] $(150-200)$	275	0.019 ± 0.009	0.131 ± 0.009
4^{th} W[GeV] $(200-300)$	109	-0.020 ± 0.014	0.102 ± 0.024

Tabla 5.1: *Resoluciones en* p_T, η, W *y* Q^2 *en distintos rangos. Los resultados se obtuvieron a partir de muestras de los Monte Carlo HERWIG y AROMA.*

parte por el interés de dar con una región en el espacio de fases en la que la reconstrucción de las variables cinemáticas sea fiable y la contaminación, principalmente procedente de fotoproducción, sea mínima. Así pues en este análisis tales condiciones se traducen en: $Q^2 > 5$ GeV^2, dado por los límites de alcance del detector en las proximidades del tubo del haz en el RCAL, $Q^2 < 100$ GeV^2 por cuestiones de estadística de sucesos, $y < 0.7$ debido a la mínima energía requerida para considerar al positrón dispersado como tal ($E_{e'} > 8$ GeV). No fue necesario aplicar ningún corte inferior en y dado que un corte en $p_T(D^*)$ >1.3 genera un corte efectivo en y.

La región cinemática se traduce a nivel de generador en:

$$5 < Q^2 < 100\, GeV^2 \text{ e } y < 0.7 \tag{5.20}$$

5.2.3 *Trigger*

Todos los niveles de *trigger* para sucesos DIS están casi enteramente basados en la identificación del positrón dispersado en el calorímetro. La cantidades más relevantes y su combinación lógica se describen aquí.

(i) **FLT**: A primer nivel de *trigger* se requieren ciertas condiciones en la energía de la parte electromagnética o hadrónica del calorímetro. Para ello se requiere la siguiente combinación lógica

$$(\mathbf{RCAL\_IsoE}.AND.\mathbf{REMC\_Th}.AND.\mathbf{REMC\_E}).OR.\mathbf{BEMC\_E} \tag{5.21}$$

Para un rango correspondiente al ≈ 60% de la luminosidad, una de las tarjetas electrónicas del FLT (TEC) no funcionó, produciendo una eficiencia en el *trigger* menor que la esperada. Este efecto se ha simulado de forma similar en el Monte Carlo para tener en cuenta tal ineficiencia. Los *triggers* utilizados en 5.21 se describen a continuación.

- **RCAL_IsoE**[72]: *trigger* que selecciona sucesos con positrones o muones aislados en el RCAL. Se requieren grupos de 4 torres de *trigger* con depósitos de energía en el electromagnético (>2.5 GeV) (o mips) aislados, es decir, rodeados de torres de *triggers* sin inactividad.
- **REMC_Th**: se requiere para este *trigger* un depósito de energía electromagnética en el RCAL superior a 3.75 GeV.
- **REMC_E**: *trigger* que selecciona sucesos con un depósito de energía electromagnética en el RCAL superior a 3.4 GeV, donde las torres de *trigger* más próximas al tubo del haz en el RCAL no se tuvieron en cuenta.
- **BEMC_E**: *trigger* que selecciona sucesos con un depósito de energía electromagnética en el BCAL superior a 4.8 GeV.

(ii) **SLT** : se requiere la combinación lógica 5.21. Además se determina la cantidad δ, definida en la sección 5.2.4, y se requiere $\delta > 25\,\text{GeV} - 2\,E_\gamma^{LUMI}$, donde E_γ^{LUMI} es la energía medida por el LUMI.

(iii) **TLT** : en el tercer nivel de *trigger* se piden las condiciones definidas en los niveles de *trigger* anteriores y además la presencia de un positrón identificado por alguno de los algoritmos de búsqueda de positrones de ZEUS.

Este preselección reduce la contaminación que procede de sucesos de fotoproducción, radiación en el estado inicial y *pgas*.

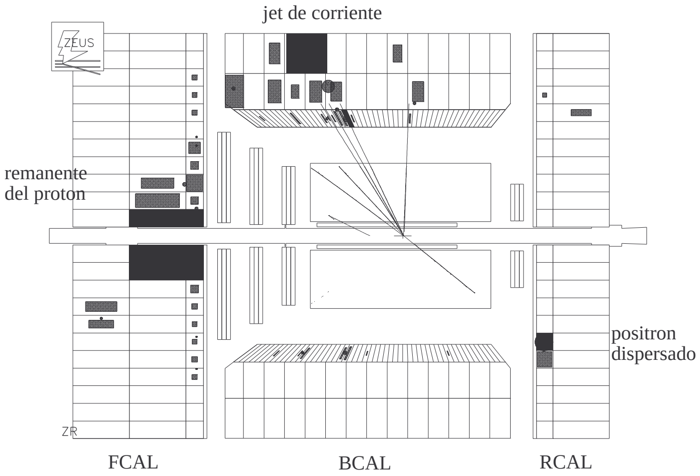


Figura 5.10: *Típico suceso de DIS.*

5.2.4 Selección

La conservación de momento requiere que el momento del positrón dispersado y del *current jet* se compensen, resultando en una topología opuesta en ángulo azimutal en el detector. Por lo tanto, el positrón dispersado está perfectamente aislado y es relativamente fácil de encontrar (ver figura 5.10). Sin embargo, en sucesos de alto y (bajo x), en los que el positrón transfiere mucha energía al *struck quark*, tanto positrón (de baja energía) como *current jet* resultante se dirigen hacia atrás resultando más difícil su separación (los piones desarrollan cascadas electromagnéticas similares a la del positrón). Por lo tanto, es imprescindible el uso de algoritmos especialmente diseñados para la búsqueda de electrones o positrones. Su propósito es el de identificar el positrón dispersado precisa y eficientemente y al mismo tiempo mantener bajo el porcentaje de partículas erróneamente identificadas como positrones.

Un algoritmo de búsqueda de positrones funciona del siguiente modo:

- Se buscan conglomerados de celdas por encima de un umbral de energía.
- Se aislan los conglomerados electromagnéticos siguiendo criterios de inicio, forma, profundidad y área ocupada por la cascada (ver la sección 4.2.2).
- Si hay más de un candidato a positrón que verifique los criterios anteriores se elije uno de ellos de acuerdo a argumentos físicos. Tales argumentos pueden ser, por ejemplo, el de mayor energía o el de mayor energía transversa. Como alternativa se pueden utilizar redes neuronales para decidir cual de los candidatos es el positrón.

En esta tesis, se ha hecho uso de SINISTRA [73] para la identificación de positrones. SINISTRA hace uso de redes neuronales y utiliza la idea basada en islas partiendo de torres del calorímetro (una torre en la parte electromagnética consiste de 4 celdas de 20 × 5 cm). Una isla se define como un grupo de torres contiguas a otra de mayor energía (ver figura 5.11). Las redes neuronales procesan las islas ya formadas y comprueban la posibilidad de que hayan sido originadas por un positrón. Como parámetros de entrada (input) se proporciona la energía de los fototubos de las 3 × 3 torres del calorímetro alrededor de la torre con mayor energía de la isla. En el RCAL 9 × 4 EMC + 9 × 2 HAC = 54 variables son proyectadas a una variable de salida (output), P_{SI} que toma valores en el rango entre 0 y 1. El output se interpreta como una probabilidad de que la isla sea el positrón dispersado ($P_{SI} \sim 1$) o sea de origen hadrónico ($P_{SI} \sim 0$). Para que un candidato se considere como positrón, la probabilidad asignada por la red de neuronas, debe ser $P_{SI} > 0.9$.

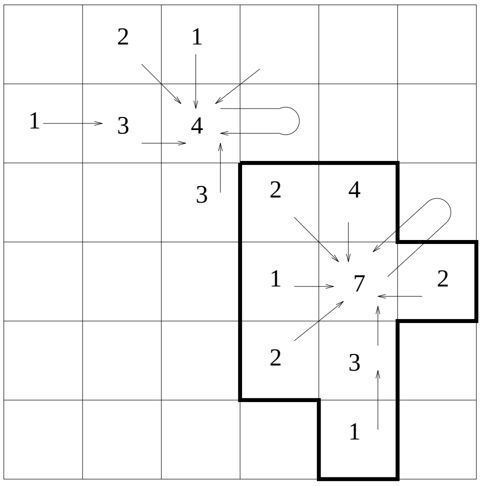


Figura 5.11: *Islas sobre las que se basa el algoritmo de búsqueda de positrones, SINISTRA. El contorno negro rodea a las torres asignadas al positrón. Los números que aparecen en las torres son sus energías en unidades arbitrarias. La flechas dibujadas apuntan a la torre más próxima con mayor energía. Si alrededor de una torre no hay ninguna otra de mayor energía la flecha apunta a la propia torre. De esta forma el conjunto de torres que en un cierto área apuntan a una de mayor energía se reagrupan en una isla. Un cuadrado de 3 × 3 es el máximo tamaño de una isla.*

El criterio de selección está definido por:

- La presencia de un positrón identificado por SINISTRA con P_{SI} >0.9.
- $E_{e'} > 8$ GeV. La probabilidad de que SINISTRA proporcione un suceso con un positrón mal identificado es mayor cuanta menor era la energía del candidato pues es más probable encontrar un π^0 a esas energías.
- Si el positrón dispersado se encuentra en la región de aceptancia de la SRTD, su energía se corrige por la SRTD.
- $E - p_z > 35\,\mathrm{GeV}$ para eliminar de la muestra sucesos de fotoproducción y sucesos con radiación en el estado inicial. A través de la información del calorímetro se obtiene el observable $\delta = E - p_z = \sum_i (E_i - p_{Z_i}) = \sum_i E_i(1 - \cos\theta_i)$ donde E_i, p_{Z_i} y θ_i son la energía, el momento longitudinal y el ángulo polar asignados a la celda i del calorímetro. La conservación de momento nos conduce a $\delta = 55\,\mathrm{GeV}$ en DIS [9], mientras que en fotoproducción y en sucesos con radiación en el estado inicial, donde el positrón dispersado o el fotón radiado escapan por el tubo del haz, δ tiene una distribución picada a valores más bajos.
- Para asegurarse de que la cascada electromagnética está completamente contenida en el RCAL y SRTD se aplica un corte de 13×13 cm alrededor del tubo del haz (*box cut*). La figura 5.12 muestra la posición en el plano xy de aquellos candidatos a positrón identificados por SINISTRA con señal en la SRTD. El *box cut* se ve claramente en la figura.

---

[9] Este no es el caso experimentalmente debido a efectos de resolución y aceptancia. Aquellas partículas que se pierden por el FCAL tiene una energía que es practicamente igual a su momento longitudinal, de modo que $\delta \approx 0$.

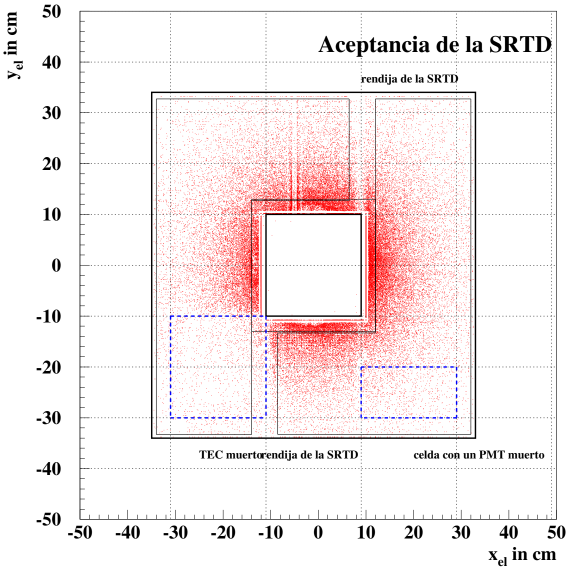


Figura 5.12: *Posición en el plano xy de aquellos candidatos a positrón identificados por SINISTRA con señal en la SRTD. Las regiones en forma de L indican los límites de aceptación de sucesos para cada una de las mitades de la SRTD. Los rectángulos en línea discontinua indican dos regiones en las que surgieron diversos problemas durante el periodo de 1994 junto con su causa: una de las tarjetas electrónicas del FLT (TEC muerto) que no funcionó durante cierto tiempo y un PMT inoperativo durante otro intervalo de tiempo (PMT muerto) .*

- La presencia de un vértice reconstruido en el TLT. No se aplican posteriores cortes en la posición del vértice así como tampoco se aplican cortes en el tiempo de llegada de la señal al calorímetro ya que la contaminación procedente de interacciones de protones con gas procedente del tubo del haz (*pgas*) y de muones cósmicos es despreciable al requerirse más adelante la reconstrucción de un D^*. Estos cortes si son necesarios en el caso de K^0.

Tal criterio de selección condujo a una muestra de sucesos DIS relativamente limpia, con una contaminación de sucesos procedentes de fotoproducción de sólo un 2% .

Los modelos Monte Carlo junto con la simulación del detector, Mozart NUM 12, describen razonablemente las características generales de los datos una vez aplicados los criterios de selección de sucesos de DIS. Como ejemplo la figura 5.13 muestra el vértice reconstruido [10], $E - p_z$, x_{da} y Q^2_{da}, para datos y Monte Carlo después de aplicados los cortes de selección. La distribuciones de $E - p_z$ y Q^2_{da} que aparecen en la figura 5.13 se muestran antes de la aplicación de los correspondientes cortes de selección.

Una vez aplicado este criterio de selección la muestra de datos se redujo a $4.3 \cdot 10^5$, $3.7 \cdot 10^5$ de ellos en la región cinemática 5.20.

---

[10] Para la reconstrucción del vértice se hizo uso del paquete de reconstrucción VCTVTX.

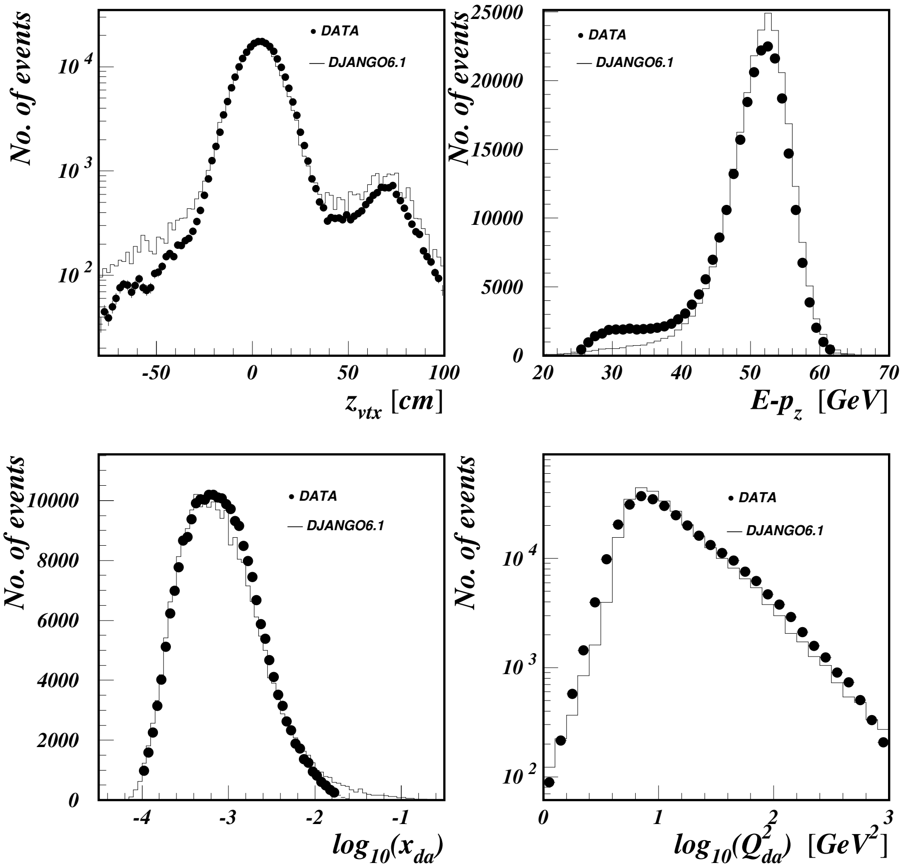


Figura 5.13: *Distribuciones del vértice reconstruido,*z_{vtx}*,* $E - p_z$*,* x_{da} *y* Q^2_{da} *para las muestras de sucesos que cumplen el criterio de selección en los datos y en el Monte Carlo DJANGO.*

Capítulo 6

Análisis de K^0 y partículas cargadas

En este capítulo, haciendo uso de los datos tomados en colisiones e^+p con el detector ZEUS en 1994, examinamos las propiedades inclusivas de partículas cargadas y mesones K^0 producidos en sucesos con jets de energía transversa grande en los regímenes de fotoproducción y DIS. Los resultados se comparan con las predicciones de los Monte Carlo PYTHIA, DJANGO (que utilizan el modelo de cuerdas de Lund, tal y como aparece desarrollado en JETSET, para simular la hadronización) y HERWIG (que utiliza un modelo de fragmentación diferente basado en la formación de *clusters*). Como una posible mejora de la descripción proporcionada por la versión estándar de PYTHIA se estudia el efecto de interacciones multipartónicas [74].

También se realizan en este capítulo diversos estudios para corroborar la universalidad de la fragmentación. En DIS [75, 76, 33] se observa que el comportamiento de las partículas cargadas en el hemisferio del *current quark* del sistema de referencia *Breit* es similar al observado en jets con alta energía transversa en e^+e^-. Sin embargo hay indicaciones [55, 56, 57] de que en DIS se puedan producir jets con un contenido menor en quarks s que el predicho por la versión estándar de PYTHIA. DELPHI llega a conclusiones similares en [77]. Investigamos si este resultado se observa también en jets producidos en fotoproducción. Asimismo se llevan a cabo comparaciones con los cálculos basados en ajustes fenomenológicos a los datos de PEP y LEP [40, 50] realizados por Binnewies et al [48]. Para comprobar de forma más directa la universalidad de las funciones de fragmentación en distintos tipos de procesos, seleccionamos una muestra de sucesos dominados por el canal directo de fotoproducción. Estos datos permiten una comparación inmediata con los obtenidos en e^+e^- y en DIS.

La estructura del capítulo es como sigue. Después de describir el procedimiento de reconstrucción de partículas cargadas y K^0 se muestran sus propiedades en sucesos con jets en fotoproducción. A continuación se presenta un estudio de las funciones de fragmentación para partículas cargadas y K^0. Los resultados se comparan con los obtenidos en otros experimentos (en el canal directo se comparan además con DIS). Finalmente se tratan ciertas propiedades de la producción de K^0 en un tipo especial de sucesos (con y sin LRG (Large Rapidity Gap)) en DIS.

Más detalles sobre este análisis se pueden encontrar en [78]. Este trabajo complementa los estudios de partículas cargadas y K^0 que han sido realizados en DIS por las colaboraciones de ZEUS y H1 [55, 56, 75, 76].

6.1 Reconstrucción

6.1.1 Reconstrucción de partículas cargadas

Para la reconstrucción de partículas cargadas se hizo uso del del programa de reconstrucción VCTRAK [79] (ver apéndice B.1). La pseudo-rapidez y el momento transverso de las partículas se obtuvo de los parámetros del ajuste al vértice primario (ver B.2). El análisis se restringió a aquellas partículas cargadas con $p_T > 0.5$ GeV y $|\eta| < 1.5$ asociadas con el vértice primario. El motivo de tomar tal restricción fue el de definir un mismo rango cinemático para kaones y partículas cargadas. La aceptancia y la sistemática de la CTD están bien estudiadas y entendidas para $p_T > 125$ MeV, puesto que tales trazas dejan la CTD sin completar una vuelta de hélice y por ello no sufren efectos de dispersión que ocurren cuando se reconstruyen trazas de bajo momento transverso. Así pues, estas condiciones proporcionan una muestra de partículas cargadas que se puede identificar como la de hadrones cargados originados en el punto de interacción. Las partículas cargadas serán referidas como $h^{\pm}$.

La muestra de partículas cargadas obtenidas con los datos se corrigió y comparó con la muestra generada por los MC en la misma región en p_T y η.

La muestra a nivel de generador se definió como la formada por:

- Partículas estables (con una vida media superior a $\tau > 10^{-8}s$) generadas en el vértice primario.
- Trazas hijas de partículas con una vida media inferior a $\tau < 10^{-8}s$ excluyendo las de K^0_S y Λ, $\bar{\Lambda}$.
- $K^{\pm}$ o $\pi^{\pm}$ generados en el vértice primario y que se desintegran débilmente (pero no sus trazas hijas).

6.1.2 Reconstrucción de K^0_S

El K^0 es un estado ligado

$$|K^0 >= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0_S > +|K^0_L >) \tag{6.1}$$

y su antipartícula, $\bar{K}^0$, es un estado ligado

$$|\bar{K}^0 >= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0_S > -|K^0_L >) \tag{6.2}$$

Los K^0_S se identifican a través del canal de desintegración

$$K^0_S \to \pi^+\pi^- \tag{6.3}$$

Este modo de desintegración es fácilmente identificable debido a que el K^0_S se desintegra débilmente, con una vida media $\tau = 0.89 \cdot 10^{-10}$ s (el K^0_L posee una mayor vida media que el K^0_S $\approx$ 600 mayor y su desintegración no se detecta en el calorímetro), así que en muchos casos los vértices secundarios originados están espacialmente separados del vértice primario del suceso.

En una visión general (para más detalles ver el apéndice B.3), el algoritmo de reconstrucción empieza combinando pares de trazas de carga opuesta. Dado que la desintegración ocurre mayormente en la región central del detector ZEUS, se asume que las trazas son circulares en el plano transverso $r\phi$ (el campo magnético es uniforme hasta un 2% en esta región). Se calculan los puntos de intersección de las trazas y la coordenada z de las mismas en cada punto de intersección, asumiendo un movimiento uniforme en la dirección z. Se desprecian efectos de dispersión de las partículas con las paredes del VXD y la CTD. El punto de intersección que conduce a la menor $\Delta z \equiv |z_1' - z_2'|$ se toma como vértice, ya que las dos trazas (las supuestas trazas hijas del K_S^0) tendrán la misma posición z sólo para el punto de cruce que es también el vértice secundario (V_{K^0}). Como coordenadas del vértice secundario se toman las coordenadas xy del punto de intersección y la coordenada z del punto medio de ambas trazas en V_{K^0}. Una vez definido V_{K^0}, se calcula el momento de cada una de las trazas en el punto de intersección V_{K^0} y se suman los cuadrimomentos (asumiendo que las trazas hijas son piones) para determinar el momento y masa invariante del K_S^0. No se consideran en este análisis aquellos candidatos con una dirección de vuelo [1] demasiado próxima al tubo del haz, con momento transverso $p_T < 0.5$ o una pseudo-rapidez $|\eta| > 1.5$ (que equivale a $25° > \theta > 155°$ en ángulo polar).

Además para reducir al mínimo posible el fondo procedente de combinaciones aleatorias de trazas (que no provienen de un verdadero K_S^0) se aplica el siguiente criterio de selección:

(1) $p_T^{traza} > 150$ MeV y $|\eta^{traza}| < 1.75$.
Para restringir la selección a la región cinemática donde tanto los detectores de trazas como el programa de reconstrucción VCTRAK [79] reconstruyen bien las trazas se toman sólo aquellas con un momento transverso superior a 150 MeV (un valor inferior es aún viable aunque dejamos un margen para el estudio sistemático) y una pseudo-rapidez menor que 1.75 en valor absoluto (que equivale en ángulo polar a $20° < \theta < 160°$).

(2) $\cos(\alpha_{xy}) > 0.99$ (equivalente a $\alpha_{xy} \leq 8.1°$), donde α_{xy} es el ángulo entre el momento del K_S^0 y su dirección de vuelo desde el vértice primario proyectados en el plano transverso. El K_S^0 proviene del vértice primario y, por lo tanto, su dirección de vuelo desde el vértice primario y la dirección de su momento debieran de coincidir. Un corte de $\alpha_{xy} \leq 8.1°$ se ha considerado como el óptimo.

(3) La separación en z entre las dos trazas en su punto de intersección debe ser $|\Delta z| < 3.0$ cm. Las supuestas trazas hijas del K_S^0 tendrán la misma posición z sólo para el punto de cruce. Un corte en $|\Delta z| < 3.0$ cm reduce considerablemente el fondo procedente de combinaciones aleatorias y mejora la señal.

(4) La distancia de máxima aproximación de la traza al vértice primario reconstruido debe ser $\epsilon > 3.0$ mm.
El K_S^0 se desintegra débilmente, con una vida media $\tau \sim 10^{-10}$ s, así pues el vértice V_{K^0} y las trazas que provienen de V_{K^0} han de estar espacialmente separados del vértice primario del suceso.

(5) La distancia en xy desde el vértice primario a V_{K^0} (K_{xy}^0) debe ser menor que 40 cm.
Candidatos a K_S^0 que tardan en desintegrarse más tiempo que el que le corresponde según su vida media se rechazan del criterio de selección por medio de este corte.

(6) La distancia en z desde el vértice primario a V_{K^0} (K_z^0) debe ser menor que 40 cm.
La motivación de este corte es la misma que la expuesta en 5.

(7) La separación en z entre las dos trazas extrapoladas al punto de máxima aproximación al vértice primario en xy ($K_{\Delta z}^0$) debe ser menor que 20 cm.
La motivación de este corte es la misma que la expuesta en 3.

---

[1] La dirección de vuelo es la que conecta el vértice principal del suceso con el vértice secundario reconstruido del K_S^0 (V_{K^0}).

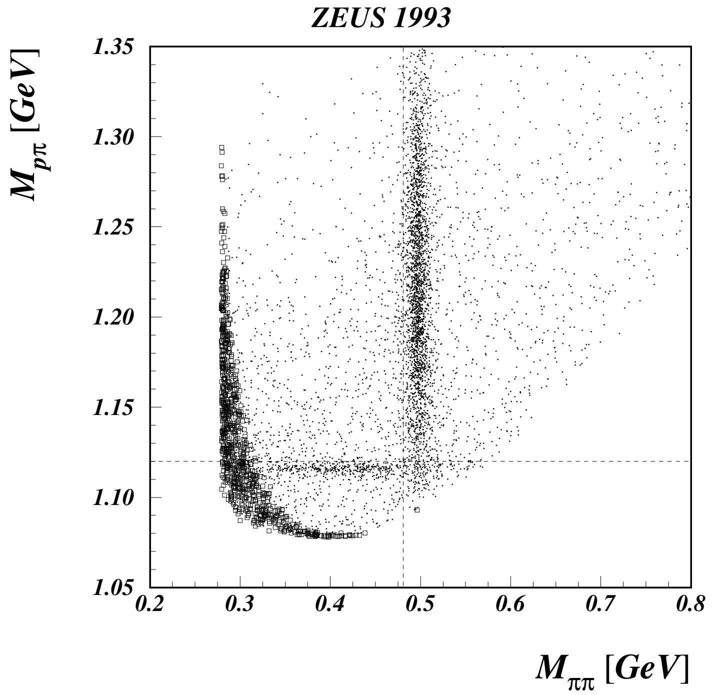


Figura 6.1: *Masa invariante para las posibles combinaciones de dos partículas asumiendo que éstas son pares* $p\pi$ *o* $\pi\pi$ *[55]. La contaminación a la señal del* K_S^0 *se reduce eliminando aquellos candidatos con* $M_{p\pi} < 1.12$ *GeV. La línea horizontal corresponde a* $M_{p\pi} = 1.12$ *GeV. La línea vertical corresponde a* $M_{\pi\pi} = 481$ *MeV. Los candidatos procedentes de* $\gamma \rightarrow e^+e^-$ *que se eliminan de la muestra final de* K_S^0 *requiriendo* $M_{ee} > 50$ *MeV, están indicados por cuadrados en la figura.*

(8) La longitud propia de desintegración, $c\tau = (LMc)/p$, debe ser menor que 10 cm. Aquí L es la longitud de desintegración, p es el momento y M es la masa invariante del K_S^0. La motivación de este corte es la misma que la expuesta en 5.

(9) Para reducir el fondo procedente de la disociación de un fotón en un par e^+e^-, pares de trazas consideradas como electrones deben tener una masa invariante $M_{ee}>$ 50 MeV. Este efecto puede verse en la figura 6.1 donde se muestran, indicados por cuadrados, los candidatos procedentes de $\gamma \rightarrow e^+e^-$ con $M_{ee} < 50$ MeV, que son eliminados de la muestra final de K_S^0 con el corte ya mencionado $M_{ee}>$ 50 MeV.

(10) Para reducir la contaminación procedente de la desintegración $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (+ c.c.), pares de trazas consideradas como protón-pión deben tener una masa invariante $M_{p\pi} > 1.12$ GeV. Un claro ejemplo de este efecto se muestra en la figura 6.1. La masa invariante $M_{p\pi}$ de aquellos pares de trazas procedentes de $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (tira o banda longitudinal en torno a $M_{p\pi}$= 1.116 GeV en la figura) es sistemáticamente inferior a 1.12 GeV.

Trazas hijas. Los valores particulares elegidos para la distancia de máxima aproximación al vértice primario (ϵ), el ángulo de colinealidad (α), la distancia en z entre las trazas (Δz) y su momento transverso K_S^0 (p_T^{traza}) se justifican a continuación.

Para ello, investigamos las propiedades de las candidatas a trazas hijas que provienen de la desintegración del K_S^0. Las trazas utilizadas para este estudio son aquellas que verifican el siguiente criterio de selección:

(1) $p_T > 90$ MeV y $|\eta| < 2.5$

(2) Distancia de máxima aproximación de la traza al vértice primario reconstruido $\epsilon > 2.5$ mm.

(3) Las trazas intersectan en el plano xy, formando un par con las siguientes características:
  (1) $\cos\alpha_{xy} > 0.95$
  (2) Masa invariante del par de trazas asumiendo que ambas trazas son piones comprendida en el rango entre 0.4 y 0.6 GeV.
  (3) Masa invariante del par de trazas asumiendo que ambas trazas son electrones por encima de 50 MeV.

Para determinar los valores óptimos a aplicar en el criterio de selección de K_S^0 así como para investigar cómo describe el Monte Carlo las variables utilizadas en la reconstrucción y selección, se ha realizado el siguiente estudio:

(i) Seleccionar precandidatos a $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ en la forma descrita en el apéndice B.3.

(ii) Hacer uso de la masa invariante de esos precandidatos para definir una región de señal y una región de control.

  - Región de señal: 0.47 GeV $< M_{\pi^+\pi^-} <$ 0.53 GeV
  - Región de control: 0.44 GeV $< M_{\pi^+\pi^-} <$ 0.47 GeV y 0.53 GeV $< M_{\pi^+\pi^-} <$ 0.56 GeV.

(iii) Calcular la distribución de las variables relacionadas con los cortes en ambas regiones (región de señal y región de control) independientemente.

La figura 6.2 muestra la distancia en z entre las trazas (Δz) y el coseno del ángulo de colinealidad ($\cos\alpha_{xy}$) en la región de señal (a), en la región de control (b) y en las regiones de señal y control donde los candidatos procedentes de la región de control contribuyen negativamente a la distribución (c) (es decir (c) = (a) - (b)). Este estudio ha sido realizado en el régimen de fotoproducción y las muestras Monte Carlo utilizadas han sido PYTHIA y HERWIG (si no se indica lo contrario los parámetros de todos los generadores Monte Carlo utilizados son aquellos establecidos por defecto). En particular, la distribución (c) debe proporcionarnos sólo aquellos K_S^0 que proceden realmente del canal de desintegración 6.3. Los valores elegidos en el criterio de selección, candidatos a K_S^0 con $|\Delta Z| < 3.0\ cm$ y $\cos\alpha_{xy} > 0.99$, se determinan a partir de la figura 6.2 (el grueso de la señal se centra por encima de estos valores). La comparación datos-Mote Carlo no es satisfactoria en la forma de las distribuciones en (a) debido a la incapacidad del Monte Carlo de describir correctamente la forma del fondo en la región de control (b). Al substraer el fondo (b) de la región de señal (a) se obtiene un buen acuerdo entre datos y Monte Carlo (c).

La figura 6.3 muestra el mismo tipo de distribuciones que en 6.2 pero para la distancia de máxima aproximación al vértice primario (ϵ) y el momento transverso (p_T^{traza}) de las trazas procedentes del K_S^0. De las correspondientes distribuciones (c) se observa que los valores elegidos en el criterio de selección 6.1.2 ($\epsilon > 3.0$ mm y $p_T^{traza} > 150$ MeV respectivamente) son adecuados.

Masa invariante. La figura 6.4 presenta la distribución de la masa invariante $\pi^+\pi^-$ de aquellos candidatos a $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ que sobreviven los criterios de selección de fotoproducción y de reconstrucción de K_S^0. Las muestras MC de PYTHIA y HERWIG se muestran también en la figura (normalizadas al número de sucesos en los datos). La razón señal-fondo en las muestras MC es mayor (el pico es más estrecho y más alto) que en la muestra de datos. También se indican, en trazos discontinuos, las regiones de señal y de control utilizadas a todo lo largo de este análisis.

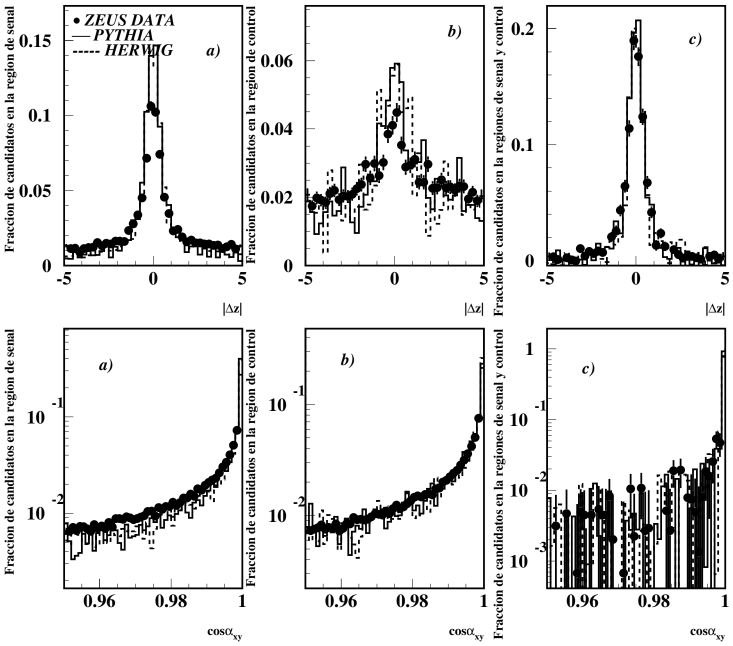


Figura 6.2: *Distancia en z entre las trazas (Δz) y el coseno del ángulo de colinealidad ($\cos\alpha_{xy}$) en la región de señal (a), en la región de control (b) y en las regiones de señal y control donde los candidatos procedentes de la región de control contribuyen negativamente a la distribución (c). Este estudio ha sido realizado en el régimen de fotoproducción y las muestras Monte Carlo utilizadas han sido PYTHIA y HERWIG.*

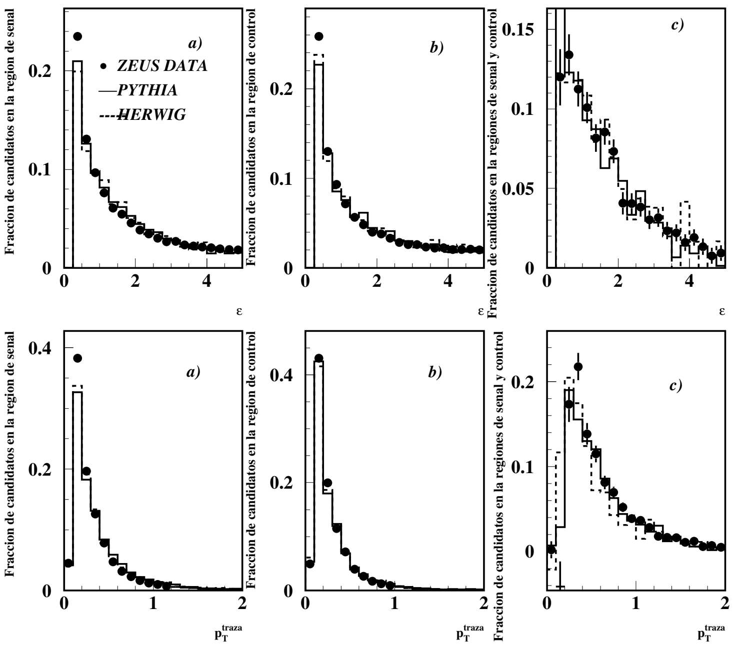


Figura 6.3: *Distancia de máxima aproximación al vértice primario (ϵ) y momento transverso (p_T^{traza}) de las trazas procedentes del K_S^0 en la región de señal (a), en la región de control (b) y en las regiones de señal y control donde los candidatos procedentes de la región de control contribuyen negativamente a la distribución (c). Este estudio ha sido realizado en el régimen de fotoproducción y las muestras Monte Carlo utilizadas han sido PYTHIA y HERWIG.*

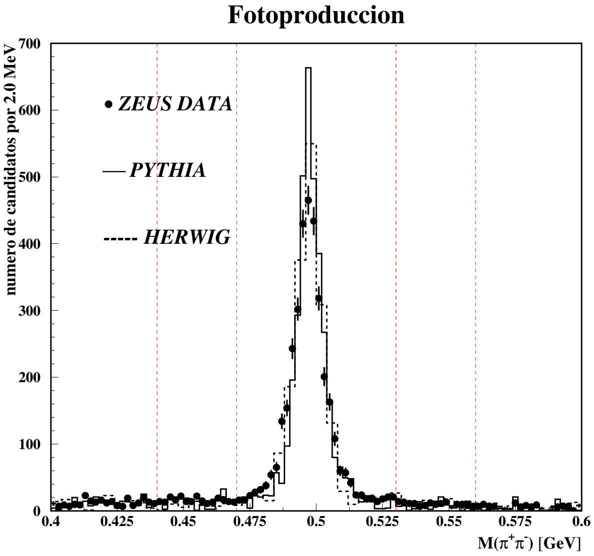


Figura 6.4: *Distribución de la masa invariante* $\pi^+\pi^-$ *para datos (en el régimen de fotoproducción) y para los Monte Carlo PYTHIA y HERWIG.*

Ajustando el espectro de masas $\pi^+\pi^-$ a una Gausiana y un fondo lineal en la región comprendida entre 0.4 y 0.6 GeV se obtiene una masa de 497.0 ± 0.1 MeV (comparado con el valor nominal de 497.67 ±0.03 MeV [62]) y una desviación estándar de 6.3 ± 0.1 MeV. Para estimar el número de candidatos a K^0_S reconstruidos se utilizan las regiones de señal y de control ya introducidas con anterioridad, es decir una región de señal definida por 0.47 GeV $< M_{\pi^+\pi^-} <$ 0.53 GeV y una de control definida por 0.44 GeV $< M_{\pi^+\pi^-} <$ 0.47 GeV y 0.53 GeV $< M_{\pi^+\pi^-} <$ 0.56 GeV. La señal consiste de un total de 3154±63 K^0_S sobre un fondo de 388 combinaciones aleatorias.

La figura 6.5 presenta la distribución de la masa invariante $\pi^+\pi^-$ de aquellos candidatos a $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ que sobreviven los criterios de selección de DIS y de reconstrucción de K^0_S. La muestra MC de DJANGO aparece también en la figura (normalizada al número de sucesos en los datos). En DIS la razón señal-fondo del MC es similar a la de los datos. También se indican, en trazos discontinuos, las regiones de señal y de control utilizadas a todo lo largo de este análisis.

Ajustando el espectro de masas $\pi^+\pi^-$ a una Gausiana y un fondo lineal en la región comprendida entre 0.4 y 0.6 GeV se obtiene una masa de 497.2 ± 0.3 MeV y una desviación estándar de 5.9 ± 0.3 MeV. Para estimar el número de candidatos a K^0_S reconstruidos se utilizan las regiones de señal y de control ya introducidas con anterioridad. La señal consiste de un total de 345±7 K^0_S sobre un fondo de 31 combinaciones aleatorias [2].

6.2 Eficiencias y método de corrección

Como se ha observado en 6.1.2 al substraer el fondo de la región de señal se obtiene un buen acuerdo entre datos y Monte Carlo en las distribuciones de interés para este análisis. Por lo tanto, los factores de corrección a calcular tendrán en cuenta apropiadamente todos los

---

[2] A título informativo, ampliando el rango en η^{ucal}de 0.5 a 1.0 el número de K^0_S pasaría a ser 588 en un fondo de 54, en DIS, y 5375 en un fondo de 681 en fotoproducción. La región $|\eta^{ucal}| < 0.5$ se consideró la más apropiada para este análisis en particular.

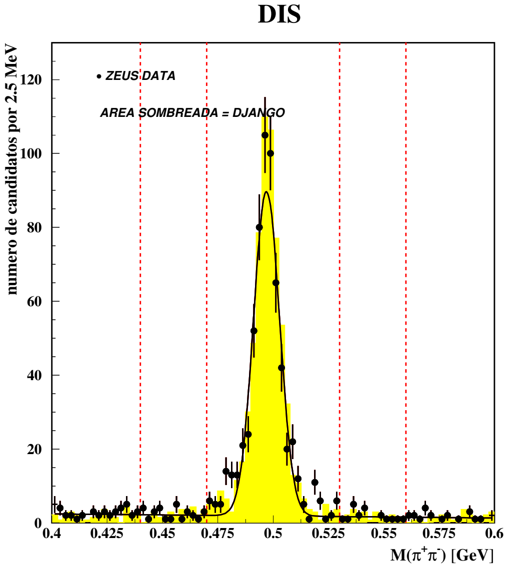


Figura 6.5: *Distribución de la masa invariante* $\pi^+\pi^-$ *para datos (en el régimen de DIS) y para el Monte Carlo DJANGO.*

efectos debidos la eficiencia de selección de sucesos (ver 5.2.4), la eficiencia de reconstrucción de partículas y las migraciones de unas regiones a otras del espacio. De este modo, es posible hacer uso de las muestras MC a nivel de reconstrucción para la determinación de la eficiencia de reconstrucción y para la posterior corrección de aquellos datos medidos en los regímenes de fotoproducción y DIS. Este hecho ha sido verificado en estudios previos de producción inclusiva de jets [17].

El factor de corrección global es el resultado de combinar adecuadamente las eficiencias que a continuación se describen.

6.2.1 Eficiencia de selección de sucesos con jets

Para cada bin de cada distribución (x_i) la eficiencia de selección de sucesos con jets se define como el **cociente entre**

(a) el número sucesos que verifican el criterio de selección de fotoproducción y tienen al menos un jet con $\left|\eta^{ucal}\right| < 0.5$ y $E_T^{ucal}>7$ GeV (N_{rec}^{events})

y

(b) el número sucesos con $0.2 < y_{gen} < 0.85$ y al menos un jet con $\left|\eta^{had}\right| < 0.5$ y $E_T^{had} > 8$ GeV (N_{gen}^{events})

$$\epsilon^{event}(x_i) = \frac{N_{rec}^{events}(x_i)}{N_{gen}^{events}(x_i)} \tag{6.4}$$

En DIS la eficiencia se define de igual forma salvo que, a nivel de generador, la región cinemática correspondiente es la dada en 5.20 (es decir, $5 < Q^2 < 100$ GeV^2 e $y < 0.7$).

Para la determinación de esta eficiencia se requirió la presencia en el suceso de un $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ($h^\pm$) generado en la región cinemática $p_T > 0.5$ GeV y $|\eta| < 1.5$.

Esta eficiencia se muestra en la figura 6.6 para las diferentes regiones en p_T y η en que han sido subdivididas las muestras de kaones y partículas cargadas (la variable x de la ecuación 6.4 es p_T o η). Las muestras MC PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dichos factores. No se observa una dependencia marcada en ninguna de las variables (ni en p_T ni en η).

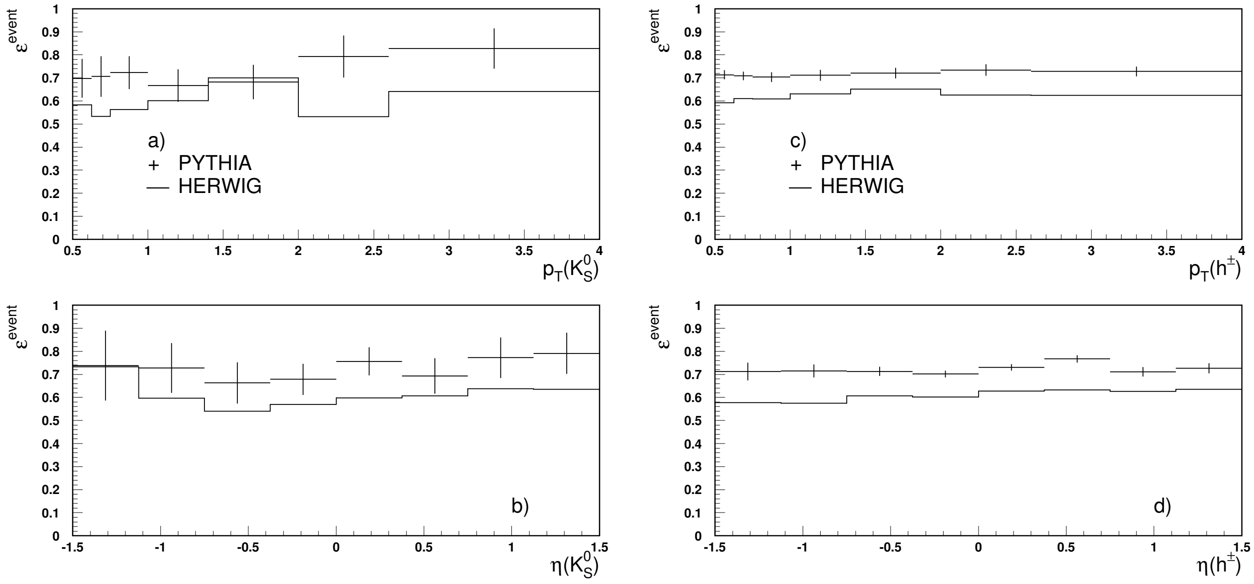


Figura 6.6: *Eficiencia ϵ^{event} para las diferentes regiones en p_T y η en que han sido subdivididas las muestras de kaones y partículas cargadas. La muestras MC de PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dichos factores.*

La eficiencia media de selección de sucesos con jets se obtiene promediando sobre todos los bines y resulta ser del 72% en PYTHIA, del 62% en HERWIG (tales números reflejan la diferencia en la sección eficaz de producción de jets entre PYTHIA y HERWIG en esta región cinemática en $E_T(jet)$ y $\eta(jet)$) y del 56% en DJANGO (la eficiencia de selección de sucesos en jets en DIS aumenta del 40% a $Q^2 = 5$ GeV^2 al 80% a $Q^2 = 10$ GeV^2).

6.2.2 Eficiencia de reconstrucción de K^0_S

Para cada bin de cada distribución (x_i) la eficiencia de reconstrucción de K^0_S ($h^\pm$) se define como el **cociente entre**

(a) el número de K^0_S ($h^\pm$) reconstruidos (una vez substraído el fondo) ($N_{rec}^{K^0_S}$)

y

(b) el número de $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ ($h^\pm$) generados
en la región cinemática $p_T > 0.5$ GeV y $|\eta| < 1.5$ ($N_{gen}^{K_0}$)

$$\epsilon^{K^0_S}(x_i) = \frac{N_{rec}^{K^0_S}(x_i)}{N_{gen}^{K_0}(x_i)} = \epsilon^{h^\pm}(x_i) \tag{6.5}$$

Para la determinación de esta eficiencia se requirió la presencia de al menos un jet con $\left|\eta^{ucal}\right|$ <0.5 y E_T^{ucal}>7 GeV en sucesos que verifican el criterio de selección de fotoproducción.

Esta eficiencia se muestra en la figura 6.7 para diferentes regiones en p_T y η del K^0_S. Las muestra MC PYTHIA ha sido utilizada para obtener dicho factor.

En todas las regiones de η mostradas, la eficiencia de reconstrucción de K^0_S aumenta con el momento transverso del kaón hasta $p_T \sim 2$ GeV y luego decrece. A bajo p_T, los números reflejan

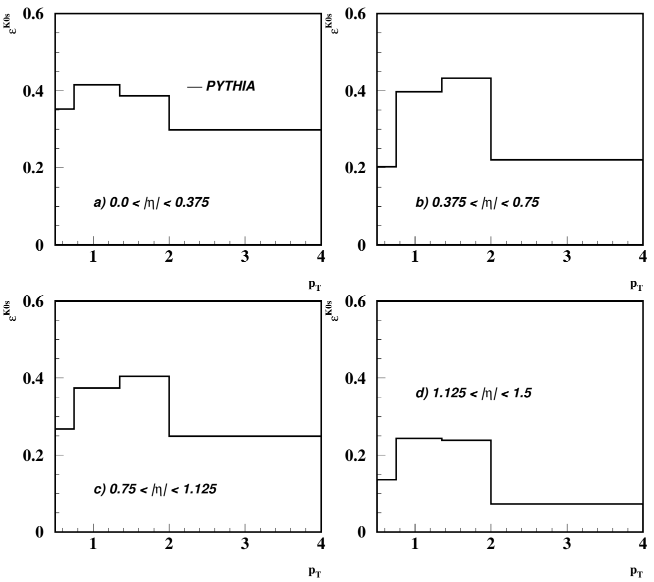


Figura 6.7: *Eficiencia $\epsilon^{K^0_S}$ para diferentes regiones en p_T y η del K^0_S. Las muestra MC PYTHIA ha sido utilizada para obtener dicho factor.*

la menor eficiencia de reconstrucción de partículas debido a que éstas no poseen el suficiente impulso o momento transverso como para dejar señal en todas las supercapas de la CTD, es decir hay menos hits para reconstruirlas. También pierden más energía por ionización con el medio gaseoso. La baja eficiencia a alta η también está relacionada con ésto. La disminución de la eficiencia a $p_T > 2$ GeV se atribuye a la posibilidad de que, dado su alto momento transverso y menor curvatura de las trazas hijas del K^0_S, puedan tomarse por trazas procedentes del vértice primario.

La eficiencia media de reconstrucción es $\sim 30\%$ para todos los Monte Carlo. En la región central de la CTD alcanza valores cercanos al 35% y en los bordes baja hasta un 20%. El principal factor que contribuye a este bajo valor de la eficiencia de reconstrucción de K^0_S es la distancia de máxima aproximación de la traza al vértice primario (ϵ). Con el corte en ϵ se incrementa considerablemente el cociente señal-fondo pero se pierde la contribución de K^0_S que se desintegran en las proximidades del vértice primario (pero no en el mismo vértice).

6.2.3 Eficiencia de reconstrucción de jets

La mayoría de las distribuciones que en este análisis se presentarán han sido normalizadas al número total de jets. Es decir, en la mayoría de los casos, no presentaremos distribuciones del tipo $\frac{dN}{dx}$ sino $\frac{1}{N^{jets}}\frac{dN}{dx}$. Ésto implica una corrección adicional debida a la eficiencia de reconstrucción de jets

$$\epsilon^{jet} = \frac{N^{jets}_{rec}}{N^{jets}_{gen}} \tag{6.6}$$

La figura 6.8 muestra las eficiencia ϵ^{jet} para diferentes regiones en $\eta(jet)$. Las muestras MC PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dicho factor. Se observa una dependencia creciente en $\eta(jet)$. En promedio la eficiencia de reconstrucción de jets resulta ser del 76% en PYTHIA, del 65% en HERWIG y del 59% en DJANGO.

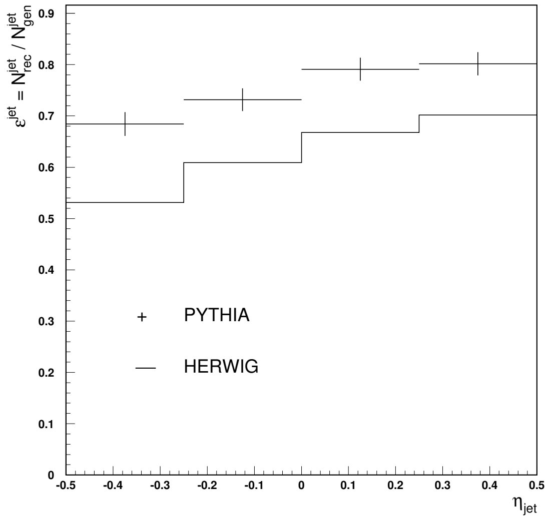


Figura 6.8: *Eficiencias* ϵ^{jet} *para diferentes regiones en* $\eta(jet)$. *La muestras MC de PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dicho factor.*

De este modo la fracción de jets corregida resulta ser

$$\frac{1}{N^{jets}_{corregidos}} = \frac{1}{N^{jets}_{medidos}}\epsilon^{jet} \tag{6.7}$$

6.2.4 Eficiencia total y método de corrección

La eficiencia combinada de reconstrucción de jets, selección de sucesos y reconstrucción de K^0_S ($h^\pm$) se define como

$$\epsilon^{event+jet}_{K^0_S} = \frac{\epsilon_{K^0_S}}{\epsilon^{jet}}\epsilon^{event} \tag{6.8}$$

(la misma expresión es válida para partículas cargadas).

La figura 6.9 muestra las eficiencias $\epsilon^{event+jet}_{K^0_S}$ y $\epsilon^{event+jet}_{h^\pm}$ para las diferentes regiones en p_T y η en que han sido subdivididas las muestras de kaones y partículas cargadas (la variable x de la ecuación 6.5 es p_T o η). Las muestras MC PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dicho factor.

La figura 6.10 muestra las eficiencias $\epsilon^{event+jet}_{K^0_S}$ y $\epsilon^{event+jet}_{h^\pm}$ para las diferentes regiones en z y η^{ucal} en que han sido subdivididas las muestras de kaones (a) y partículas cargadas(b). De nuevo, la muestras MC de PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dicho factor.

Esta eficiencia así definida tiene en cuenta la eficiencia de reconstrucción de K^0_S ($h^\pm$) debido al criterio de selección 6.1.2 (6.1.1), la ineficiencia de reconstrucción de trazas, las posibles migraciones en p_T y η de K^0_S ($h^\pm$), la eficiencia de selección de sucesos y reconstrucción de jets (descrito en la sección 5.1) y las posibles migraciones en E^{ucal}_Ty η^{ucal}.

El proceso de corrección se puede resumir en la siguiente formula

$$\frac{1}{N^{jets}_{corregidos}}\frac{dN^{K^0}_{corregidos}(x_i)}{dx} = \frac{1}{N^{jets}_{medidos}}\frac{N_{medidos}(x_i)}{\epsilon^{event+jet}_{K^0_S}(x_i)\Delta x_i B} \tag{6.9}$$

donde B tiene en cuenta el *branching ratio* del canal de desintegración 6.3 (para así considerar modos de desintegración no observados) y las ecuaciones 6.1 y 6.2 [3]. En el caso de

---

[3] A partir de ahora K^0 hace referencia a K^0 y a su antipartícula $\bar{K^0}$.

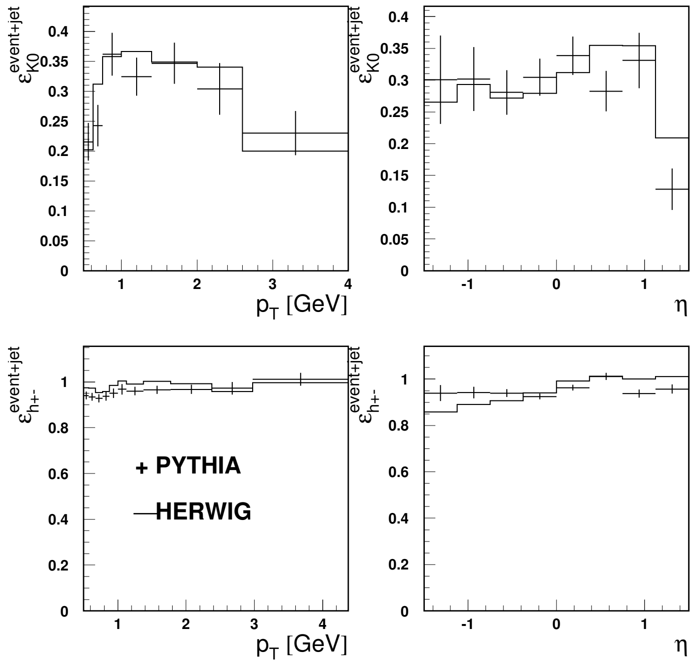


Figura 6.9: *Eficiencias* $\epsilon_{K_S^0}^{event+jet}$ *y* $\epsilon_{h\pm}^{event+jet}$ *para las diferentes regiones en* p_T *y* η *en que han sido subdivididas las muestras de kaones y partículas cargadas. La muestras MC de PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dicho factor.*

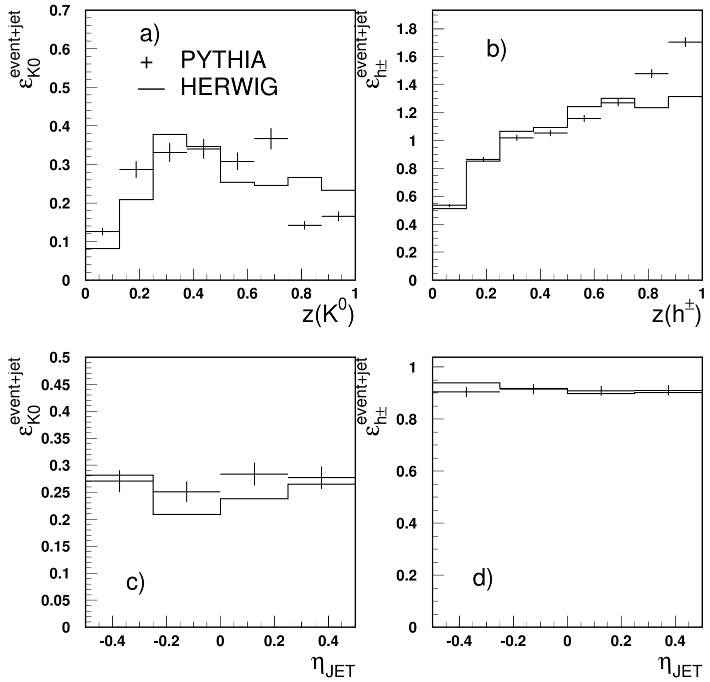


Figura 6.10: *Eficiencias* $\epsilon_{K_S^0}^{event+jet}$ *y* $\epsilon_{h\pm}^{event+jet}$ *para las diferentes regiones en* z *y* η^{ucal} *en que han sido subdivididas las muestras de kaones (a) y partículas cargadas(b). La muestras MC de PYTHIA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dicho factor.*

partículas cargadas B=1.

6.3 Resultados en fotoproducción

Todos los resultados que se muestran en esta y en la siguiente sección están (si no se indica lo contrario) normalizados al número de K^0 o $h^\pm$ por jet que satisfacen los requisitos pertinentes. De este modo podemos dejar a un lado la sección eficaz de producción total, para así poder realizar comparaciones a todos los niveles con otros experimentos. Este es el objetivo de este análisis. Estos resultados han sido publicados en [80].

6.3.1 Espectro en p_T y η

Todos los resultados que en este capítulo se presentan se han llevado a cabo paralelamente para kaones y para partículas cargadas. En esta sección no se ha intentado explicitamente asociar kaones o partículas cargadas con jets. Ése es el objetivo de posteriores secciones.

Partículas cargadas. La figura 6.11 presenta las distribuciones corregidas de $dN(h^\pm)/dp_T^2$ y $dN(h^\pm)/d\eta$ en $p_T(h^\pm)$ y $\eta(h^\pm)$ respectivamente. Como se indica en 5.1.2 los jets reconstruidos en el calorímetro con $E_T^{ucal} \geq 7$ GeV y $|\eta^{ucal}| \leq 0.5$ se corrigen para dar jets con $E_T(\text{jet}) \geq 8$ GeV y $|\eta(\text{jet})| \leq 0.5$. La distribución en $p_T(h^\pm)$ se promedia sobre $-1.5 \leq \eta(h^\pm) < 1.5$; la distribución en $\eta(h^\pm)$ sobre $p_T(h^\pm) \geq 0.5$ GeV. Las barras de error representan la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico y están dominadas por el error sistemático. El error estadístico tiene en cuenta (tanto aquí como en las demás distribuciones de este capítulo) el error en el cálculo de los factores de corrección del Monte Carlo.

PYTHIA y HERWIG reproducen bien los datos, tanto en la forma como en la magnitud de la distribución en p_T. En η, el acuerdo también es satisfactorio en líneas generales, pero se observa que la predicción estándar de PYTHIA es inferior a los datos a altos valores de η. En [81, 17, 82] se observó que la sección eficaz inclusiva de jets medida en fotoproducción era mayor que las predicciones Monte Carlo. Dado que la mayoría de las partículas cargadas con alta η se producirán en jets con alta η, se espera que ambos excesos provengan de una causa común. En [74] se sugiere como causa una inadecuada modelización de las interacciones multipartónicas. El efecto de las interacciones multipartónicas es el de aumentar de forma global el fondo en energía de un suceso. Esto conduce a que jets más débiles puedan atravesar el umbral en energía transversa y, de ahí, aumentar la multiplicidad de partículas ligeras. La opción MI, que incluye interacciones multipartónicas, parece describir mejor los datos a alta η; sin embargo, sobreestima la pendiente exponencial de la distribución en p_T. Una reducción del parámetro P_s/P_u no conduce a ninguna mejora (no se muestra en la figura). El utilizar diferentes densidades partónicas del fotón produce pequeñas variaciones.

Kaones. Hemos visto que las características de las partículas cargadas en jets en fotoproducción están generalmente bien descritas por las versiones estándar de PYTHIA y HERWIG, con alguna mejora si se consideran interacciones multipartónicas. Consideramos ahora el caso de kaones, para lo cual mostramos las mismas distribuciones que para $h^\pm$. Al igual que en $h^\pm$, el suceso ha de poseer al menos un jet reconstruido con $E_T^{ucal} \geq 7$ GeV y $|\eta^{ucal}| \leq 0.5$, y las distribuciones corregidas nos han de conducir a sucesos con al menos un jet hadrónico con $E_T(\text{jet}) \geq 8$ GeV y $|\eta(\text{jet})| \leq 0.5$. Las distribuciones se normalizan al número de K_s^0 o

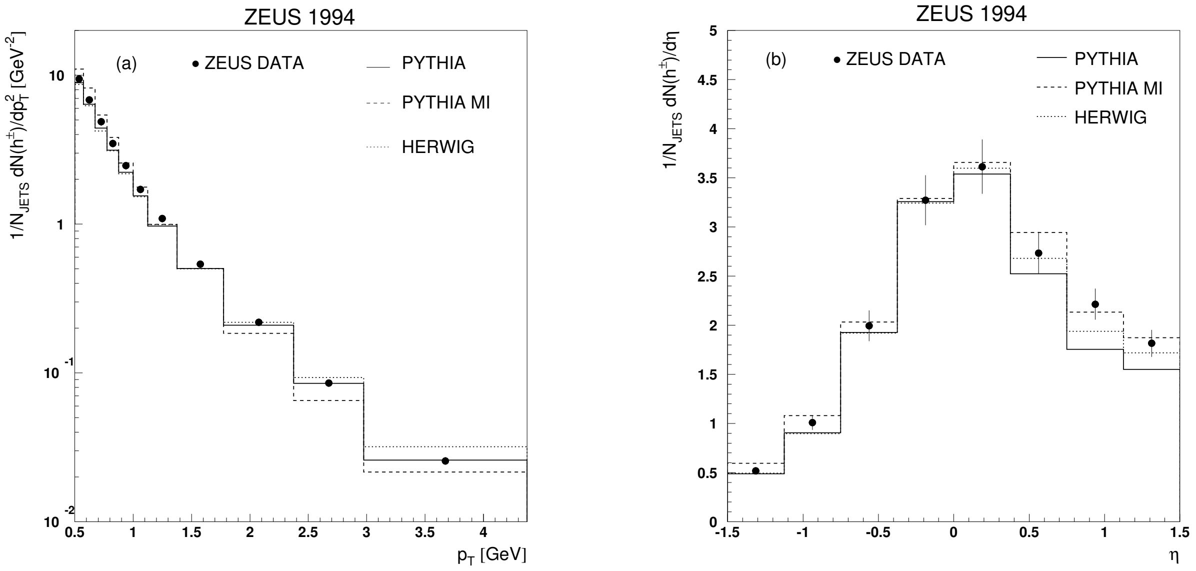


Figura 6.11: *Espectro de partículas cargadas por jet en sucesos con al menos un jet con* E_T*(jet)*$\geq$ *8 GeV y* $|\eta(jet)| \leq 0.5$*. (a)* $(1/N_{jets})dN(h^{\pm})/dp_T^2$ *en función de* $p_T(h^{\pm})$ *para* $|\eta(h^{\pm})| \leq 1.5$*; (b)*$(1/N_{jets})dN(h^{\pm})/d\eta$ *en función de* $\eta(h^{\pm})$ *para* $p_T(h^{\pm})\geq$ 0.5 *GeV. Las barras de error representan la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico y están dominadas por el error sistemático.*

K^0 por jet para los datos sin corregir y corregidos respectivamente. La figura 6.12 muestra las distribuciones corregidas $dN(K^0)/dp_T^2$ y $dN(K^0)/d\eta$ en función de $p_T(K^0)$ y $\eta(K^0)$. La distribución en $p_T(K^0)$ se promedia sobre $-1.5 < \eta(K^0) < 1.5$; la distribución en $\eta(K^0)$ se muestra promediada sobre $p_T(K^0) \geq 0.5$ GeV. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). Siguiendo los estudios [55, 56], que sugieren una mejor descripción de los datos con un parámetro de supresión del quark s más bajo que el parámetro por defecto de Lund (0.3), se muestran las distribuciones con un valor de $P_s/P_u = 0.2$.

Se observa un buen acuerdo entre los datos y las diferentes predicciones PYTHIA y HERWIG, tanto en la forma como en la magnitud del espectro en p_T, aunque PYTHIA MI sobreestima la pendiente exponencial de la distribución . Para $\eta(K^0) \leq 0.5$, los datos de la figura 6.12 muestran un aproximado acuerdo con PYTHIA y HERWIG estándar, que se ve mejorado con un valor reducido de P_s/P_u. A alta $\eta(K^0)$ la tendencia de las predicciones a permanecer por debajo de los datos empeora al reducir P_s/P_u, pero mejora al considerar interacciones multipartónicas.

6.3.2 Perfiles

En esta sección examinamos la asociación partículas cargadas con jets dada la presencia de al menos un jet en cada uno de los sucesos seleccionados. En 6.3.1 hemos visto que el espectro de $h^{\pm}$ y K^0 está sólo aproximadamente descrito por las versiones estándar de PYTHIA y HERWIG y que el desacuerdo aparece localizado a alta η. Mediante el estudio de partículas cargadas y kaones producidos en asociación con aquellos jets que satisfacen los criterios de selección, $E_T^{ucal} \geq 7$ GeV y $|\eta^{ucal}| \leq 0.5$ (donde las secciones eficaces medidas en fotoproducción están de acuerdo con las predicciones de PYTHIA[81, 17, 82]), se puede llevar a cabo un estudio más

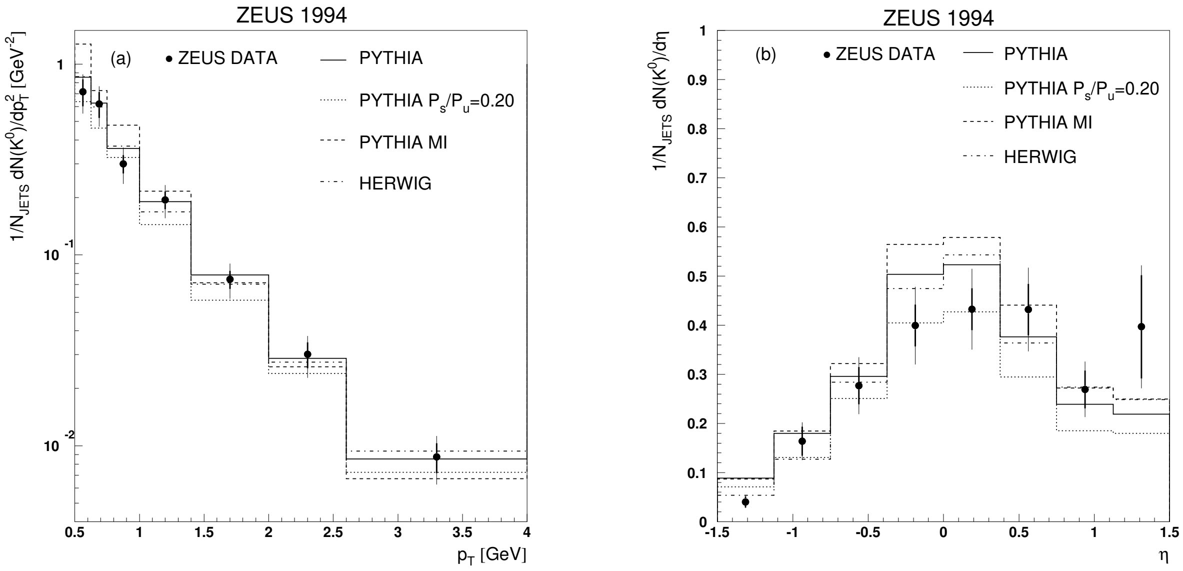


Figura 6.12: *Espectro de mesones K^0 por jet en sucesos con al menos un jet con E_T(jet)$\geq$ 8 GeV y $|\eta(jet)| \leq 0.5$. (a) $(1/N_{jets})dN(K^0)/dp_T^2$ en función de $p_T(K^0)$ para $|\eta(K^0)| \leq 1.5$; (b) $(1/N_{jets})dN(K^0)/d\eta$ en función de $\eta(K^0)$ para $p_T(K^0) \geq 0.5$ GeV. Las barras de error representan el error estadístico (barras finas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras gruesas).*

cercano de la fragmentación que el llevado a cabo al estudiar las distribuciones inclusivas. El criterio seguido para asignar una partícula cargada o un kaón a un jet, que a continuación se describe, es el mismo que se ha utilizado para calcular las multiplicidades medias por jet y las funciones de fragmentación en $h^{\pm}$ y K^0 promediadas sobre todos los sabores de todos los partones. De este modo, al asignar una partícula cargada o un kaón a un jet, se espera evitar la incapacidad en describir el espectro a alta η por parte de las predicciones MC.

Partículas cargadas. La figura 6.13(a) muestra la diferencia en ángulo azimutal, $\Delta\phi$, entre una partícula cargada $h^{\pm}$ y el eje de cualquier jet en el suceso que satisface $E_T^{ucal} \geq 7$ GeV y $|\eta^{ucal}| \leq 0.5$. El pico alrededor de $|\Delta\phi| = \pi$ indica la presencia de jets opuestos a la partícula observada. Para pares $h^{\pm}$-jet con $|\Delta\phi| < \pi/2$, la distancia $\Delta\eta$ en pseudo-rapidez entre la partícula cargada y el jet se muestra en figura 6.13(b). Un error sistemático común en los datos del 5% ha de tenerse en cuenta a la hora de comparar con el Monte Carlo.

La variable $R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ es particularmente sensible a variaciones en los modelos MC. R representa la distancia en (η, ϕ) entre una partícula dada y el eje del jet. La distribución sin corregir de R se presenta en la figura 6.13(c). El prominente pico a pequeños valores de R demuestra que las partículas cargadas se producen en relación con jets. El pico a $R \approx 3$ muestra la posible existencia de otro jet opuesto al primero. En fotoproducción la principal contribución proviene del canal resuelto. La predicciones estándar de PYTHIA y HERWIG sobrepasan a los datos a bajo R pero permanecen por debajo de éstos en la región $1 < R < 2.5$. Para establecer si tal discrepancia se debía al exceso de partículas cargadas a alto η, la muestra se restringió a $h^{\pm}$ con $-1.5 < \eta(h^{\pm}) < 0.5$ (no mostrado). El efecto fue el de reducir ligeramente la discrepancia en $1 < R < 2.5$ pero no eliminarla. Variaciones de el parámetro de supresión del quark s y la densidad de partones del fotón no producen cambios sustanciales. El efecto de

PYTHIA con interacciones multipartónicas es más notorio; en la región $1 < R < 2.5$ sobrepasa el previo defecto, al mismo tiempo que ensancha la separación $h^{\pm}$-jet en las proximidades de éste (R pequeños). En líneas generales, PYTHIA MI proporciona una mejor descripción de los datos.

El criterio seguido para asignar una partícula cargada o un kaón a un jet es el tomar

$$R = \sqrt{\Delta\ \eta^2 + \Delta\ \phi^2} < 1 \tag{6.10}$$

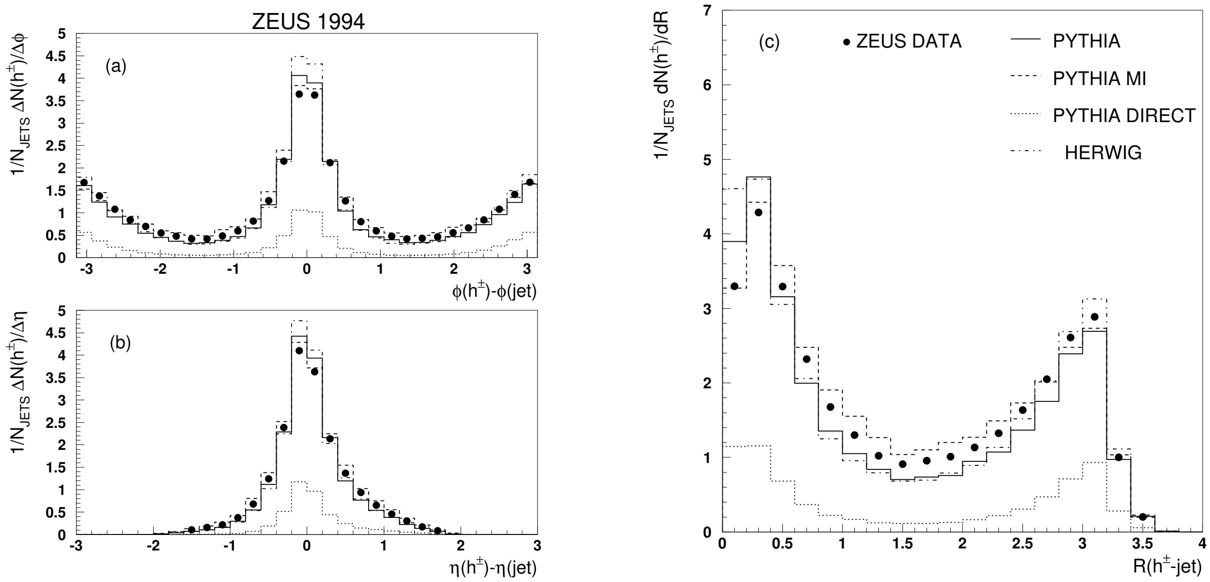


Figura 6.13: *Distancia de las partículas cargadas ($h^{\pm}$) al jet (a) en ϕ, (b) en η, (c) en (η, ϕ). Se compara con distintas predicciones Monte Carlo. Histogramas lisos = predicción estándar de PYTHIA con GRV-LHO como función de estructura del fotón y el parámetro de supresión del quark s por defecto (0.3). Se presenta el número de partículas cargadas medido (sin corregir) ($p_T \geq 0.5$ GeV, $|\eta| \leq 1.5$) por jet medido ($E_T^{ucal} \geq 7$ GeV, $|\eta^{ucal}| \leq 0.5$) y por unidad de intervalo. Se muestra separadamente la contribución del canal directo a los cálculos estándar de PYTHIA. Un error sistemático común en los datos del 5% ha de tenerse en cuenta a la hora de comparar con el Monte Carlo.*

Kaones. La figura 6.14(a) muestra la diferencia en ángulo azimutal, $\Delta\phi$, entre un K_S^0 y el eje de cualquier jet en el suceso que satisface $E_T^{ucal} \geq 7$ GeV y $|\eta^{ucal}| \leq 0.5$. Para pares K_S^0 -jet con $|\Delta\phi| < \pi/2$, la distancia $\Delta\eta$ en pseudo-rapidez entre la partícula cargada y el jet se muestra en la figura 6.14(b). Un error sistemático común en los datos del 7% ha de tenerse en cuenta a la hora de comparar con el Monte Carlo. Las predicciones Monte Carlo se ajustan razonablemente a los datos en $\Delta\phi \approx 0$ y en los extremos de la distribución en $\eta(K^0)$. En ambos casos, (a) y (b), las versiones estándar de PYTHIA y HERWIG sobreestiman el número de kaones en las proximidades del núcleo del jet. Tal aseveración se muestra más claramente en la distribución en R para K_S^0 mostrada en la figura 6.14(c). En la región $1 < R < 2.5$ se observa un defecto. Para comprender mejor las posibles razones que puedan explicar tal discrepancia (tanto en las proximidades del núcleo del jet como en la región $1 < R < 2.5$) se han llevado a cabo toda una serie de estudios. Se encontró que tal discrepancia es independiente de:

- El número de partículas cargadas que constituyen el jet además de las hijas del K^0_S (cuyo número medio es aproximadamente 3), indicando que no se trata de un problema relacionado con una mala reconstrucción de partículas en jets.
- El factor de normalización. La normalización de las distribuciones a la luminosidad en lugar de al número total de jets conduce a las mismas conclusiones confirmando que el número de jets reconstruidos está bien simulado por el MC.
- La densidad de partones del fotón. El uso de las densidades partónicas GRV-LO [83], GS-HO [18], ACFGP [14] o LAC1 [15] producen variaciones menores del 5% para $R < 1$.
- La densidad de partones del protón. Dado que éste es un estudio de fragmentación no consideramos que sea sensible a variaciones en la densidad de partones del protón.
- Sucesos con quarks c en jets. Eliminando la contribución de kaones procedentes de desintegraciones de partículas con quarks más pesados como el c produce cambios insignificantes.
- El modelo Monte Carlo. HERWIG conduce a las mismas conclusiones que PYTHIA.
- El parámetro de supresión del quark s. Un valor de $P_s/P_u = 0.2$ mejora en las proximidades del núcleo del jet pero empeora considerablemente más allá.
- Exceso de kaones a alto η. Para establecer si tal discrepancia se debía al exceso de kaones a alto η, la muestra se restringió a $h^\pm$ con $-1.5 < \eta(K^0) < 0.5$. El efecto fue el de reducir ligeramente la discrepancia en la región $1 < R < 2.5$ pero no eliminarla.
- Producción de dos kaones en un suceso. En un 7% de los sucesos se han encontrado dos K^0_S. La distribución de la distancia R en (η, ϕ) entre ambos es aproximadamente plana hasta $R \approx 3.5$ con un ligero ascenso a bajo R. PYTHIA sobreestima los datos para todo el rango R. Las parejas de K^0_S no parecen estar fuertemente correlacionados.

PYTHIA MI muestra cierta mejora pero no es definitiva ni satisfactoria para todo R.

En la sección 6.4.1 se continua analizando las posibles razones que pueden dar cuenta de las diferencias datos-MC, separando las contribuciones de ambos canales de fotoproducción (el directo y el resuelto). Tales resultados proporcionan ciertos indicios sobre la localización del problema.

6.3.3 Multiplicidad media de partículas ($h^\pm$, K^0) por jet

El criterio seguido para asignar una partícula cargada o un kaón a un jet es el tomado en la ecuación 6.10.

La fig. 6.15 presenta la multiplicidad media de K^0 ($h^\pm$) en función de η(jet) para K^0 ($h^\pm$) asociadas con jets. También se muestran las predicciones de PYTHIA y PYTHIA MI con diferentes factores de supresión del quark s ($P_s/P_u = 0.3$, 0.2). Como puede observarse, la multiplicidad media de partículas ($h^\pm$, K^0) por jet, tanto en los datos como en las predicciones Monte Carlo es independiente de la pseudo-rapidez del jet.

Las multiplicidades medias de $h^\pm$ y K^0 con $p_T \geq 0.5$ GeV por jet, se muestran integradas sobre $R \leq 1$ en la Tabla 6.1. En el caso de $h^\pm$, los distintos modelos MC predicen valores consistentes con los medidos teniendo en consideración los errores. En el caso de K^0, la comparación con PYTHIA parece indicar una preferencia por un factor de supresión del quark s inferior al

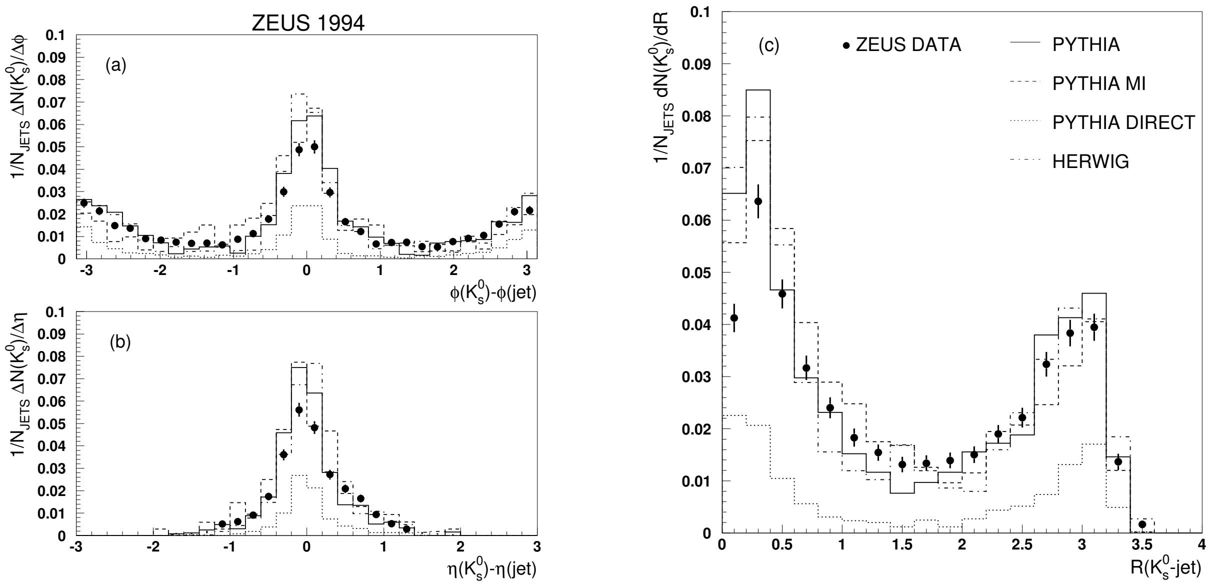


Figura 6.14: *Distancia de K^0_S ($h^\pm$) al jet (a) en ϕ, (b) en η, (c) en (η, ϕ). Se compara con distintas predicciones Monte Carlo. Histogramas lisos = predicción estándar de PYTHIA con GRV-LHO como función de estructura del fotón y el parámetro de supresión del quark s por defecto (0.3). Se presentan el número de partículas cargadas medido (sin corregir) ($p_T \geq 0.5$ GeV, $|\eta| \leq 1.5$) por jet medido ($E_T^{ucal} \geq 7$ GeV, $|\eta^{ucal}| \leq 0.5$) y por unidad de intervalo. Se muestra separadamente la contribución del canal directo a los cálculos estándar de PYTHIA. Un error sistemático común en los datos del 7% ha de tenerse en cuenta a la hora de comparar con el Monte Carlo.*

estándar en esta región particular ($R \leq 1$), tal y como se observó en 6.3.2 (aunque a expensas de un empeoramiento mas allá de $R = 1$). Como se verá en la sección 6.3.4 la discrepancia entre los datos y la versión estándar de PYTHIA se concentra a valores pequeños de z.

6.3.4 Funciones de fragmentación

En 6.3.2 se han estudiado distribuciones angulares de partículas cargadas y K^0_S relativas a jets. La distribución del momento de las partículas dentro de un jet puede ser descrita por las funciones de fragmentación, $D(z)$, donde z es una medida de la fracción de momento del jet que se lleva la partícula. $D(z)$ se define como $(1/N_{jets})\, dN(X)/dz$, donde X denota una partícula cargada o un K^0. El criterio seguido para asociar una partícula cargada o un kaón a un jet es el tomado en la ecuación 6.10.

La variable z se puede definir de varias formas. En este análisis utilizaremos las introducidas en el capítulo 3. Denotaremos z_L a z tal y como se define en la ecuación 3.4 y z_E a z tal y como se introduce en la ecuación 3.5.

El número de $h^\pm$, K^0 y jets fueron corregidos tal y como se describe en 6.2 (ecuación 6.9). La precisión en la resolución en la fracción de momento reconstruido del jet que se llevan $h^\pm$ y K^0 se muestra en las figuras 6.17 y 6.16 respectivamente. La cantidad $z_{recon} - z_{true}$ ($z_{reconstruida} - z_{real}$) muestra un pequeño desplazamiento de $+0.02$ en la fracción de momento reconstruido del jet que se llevan $h^\pm$ y K^0. Se espera un pequeño desplazamiento ya que la energía medida por el calorímetro es menor que el valor real debido a los efectos expuestos en la sección 5.1.2 (la pérdida de energía delante del calorímetro tiene el efecto de aumentar el

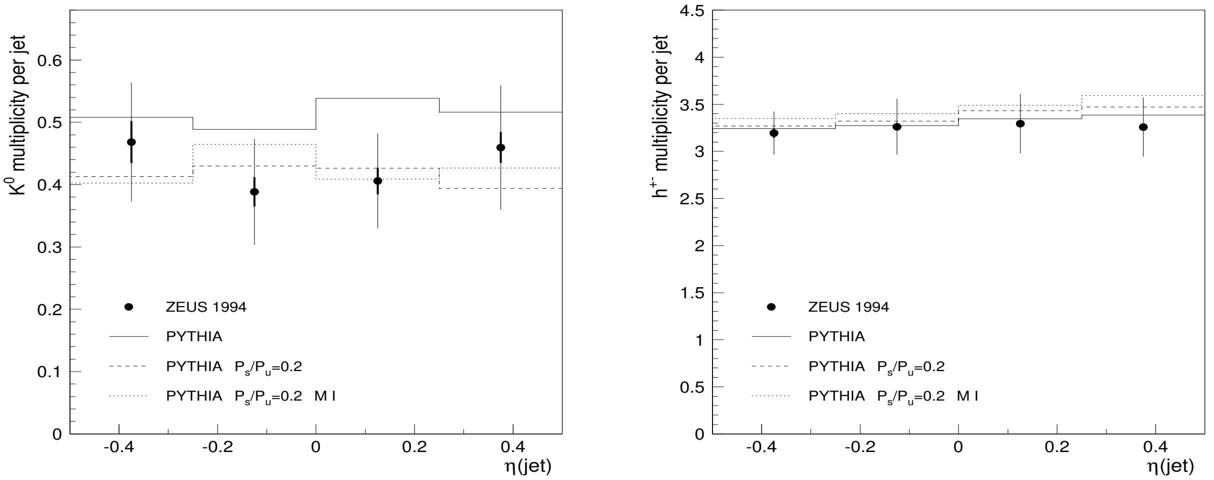


Figura 6.15: *Multiplicidad media de K^0 (izda.) y $h^\pm$ (dcha.) en función de η(jet) para $K^0(h^\pm)$ asociadas con jets.*

valor medido de z). El método de corrección descrito en 6.2 y aplicado a los datos tiene en cuenta este efecto y corrige al valor real de z. Los resultados se presentan en el valor medio $< z >$ de los sucesos contenidos en cada serie de intervalos en z, es decir, el valor medio dentro de cada intervalo en z. Los valores de z_E son típicamente 10–20% mayores en término medio que aquellos de z_L.

Las figuras 6.18(a) y 6.19(a) presentan la distribución $D(z_L)$ resultante para $h^\pm$ y K^0 respectivamente, con masas de piones asignadas a $h^\pm$. También se muestran las correspondientes distribuciones obtenidas con HERWIG y PYTHIA. Las distribuciones están promediadas sobre η(jet) y E_T(jet) en los mismos rangos definidos en la sección 6.3.1. La forma de la función de fragmentación en el MC y en los datos para valores de $z < 0.05$ se ve afectada por el requerimiento p_T $(h^\pm) \geq 0.5$ GeV y éste a su vez se ve afectado por el corte E_T(jet)>8 GeV necesario para la caracterización de sucesos con una alta energía transversa transferida en la interacción. Se observa un buen acuerdo entre la distribución de los datos, la de las diversas predicciones de PYTHIA y la predicción de HERWIG, en el caso de kaones con valores de z_L por encima de 0.15, salvedad hecha de los dos últimos puntos con mayor z_L que poseen un mayor error estadístico. En este rango no es posible diferenciar entre valores de P_s/P_u de 0.3 ó 0.2. Las diferencias observadas en la distribución en R para K^0 aparecen concentradas a $z_L < 0.15$, donde se asienta la mayor parte de la estadística.

La predicción de HERWIG para partículas cargadas aparece por encima de cualquier otra predicción a alto z, mostrando una diferente modelización de la fragmentación en esta región de z entre Lund (PYTHIA) y el modelo de *clusters* (HERWIG). Todas las predicciones MC parecen estar de acuerdo con los resultados medidos para $z < 0.5$. También se muestra en la figura 6.18(a) los valores $D(z_L)$ medidos por CDF [43], para partículas cargadas en jets de energía ≈40–100 GeV producidos en dispersión $p\bar{p}$. Aunque el rango en energías de CDF es considerablemente mayor que el de las presentes medidas de ZEUS, existe una clara similitud entre ambas funciones de fragmentación en el rango $0.15 < z_L < 0.7$. Por debajo de 0.15, como ya hemos comentado en el párrafo anterior, el requerimiento de un jet con energía transversa

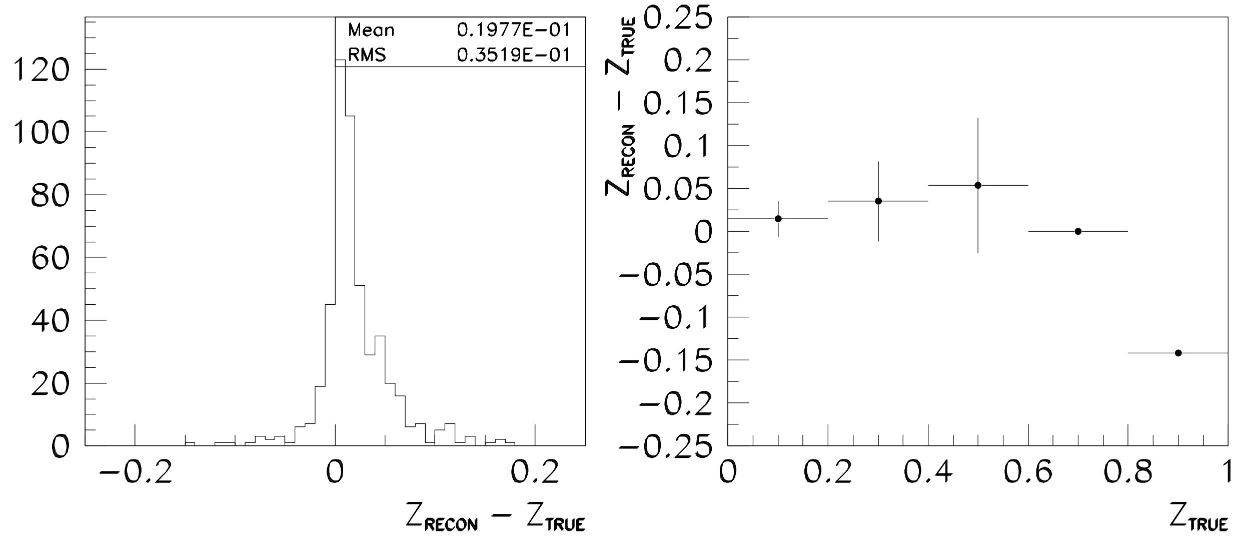


Figura 6.16: *Resolución en z en pull (izda.) y en función de la fracción de momento del jet que se lleva el K^0 (dcha.) tal y como se obtiene con la versión estándar de PYTHIA.*

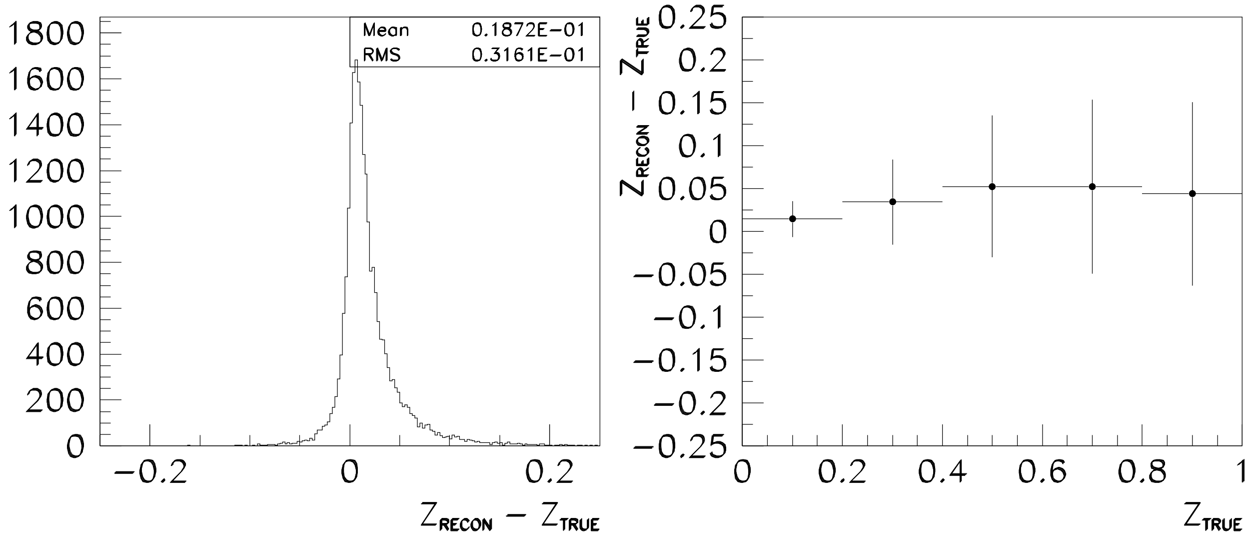


Figura 6.17: *Resolución en z en pull (izda.) y en función de la fracción de momento del jet que se lleva la $h^{\pm}$ (dcha.) tal y como se obtiene con la versión estándar de PYTHIA.*

igual o mayor que 8 GeV limita el valor más bajo de z que podemos medir.

Para una primera comparación con e^+e^-, los resultados obtenidos en este análisis se comparan con los cálculos basados en ajustes fenomenológicos hasta segundo orden en teoría de perturbaciones realizados por Binnewies et al [48], previamente introducidos en 3.3.2 (figuras 6.18(b), 6.19(b)). Los autores utilizan una definición de z, $z = z_E = E(X)/E(\mathrm{max})$, en el rango $0.1 < z < 0.8$ ($E(\mathrm{max})$ es la máxima energía de la que un partón dispersado puede disponer). Adoptamos la correspondiente definición, $z = z_E = E(X)/E(\mathrm{jet})$. Se desconoce el sabor del partón dispersado. Por lo tanto, una banda limita la máxima extensión que cubren los diferentes valores de $D(z)$ proporcionados por la fragmentación de gluones y de los distintos tipos de quark (es decir, u, d, s, c). El cálculo ha sido realizado con una escala (QCD) de 8 GeV, correspondiendo aproximadamente a los valores en energía transversa $E_T(\mathrm{jet})$ de este análisis. Los detalles de que función de fragmentación (g, u, d, s o c) contribuye a los límites superior e inferior de la banda se dan en el pie de cada figura.

Se observa un buen acuerdo entre datos y cálculos fenomenológicos.

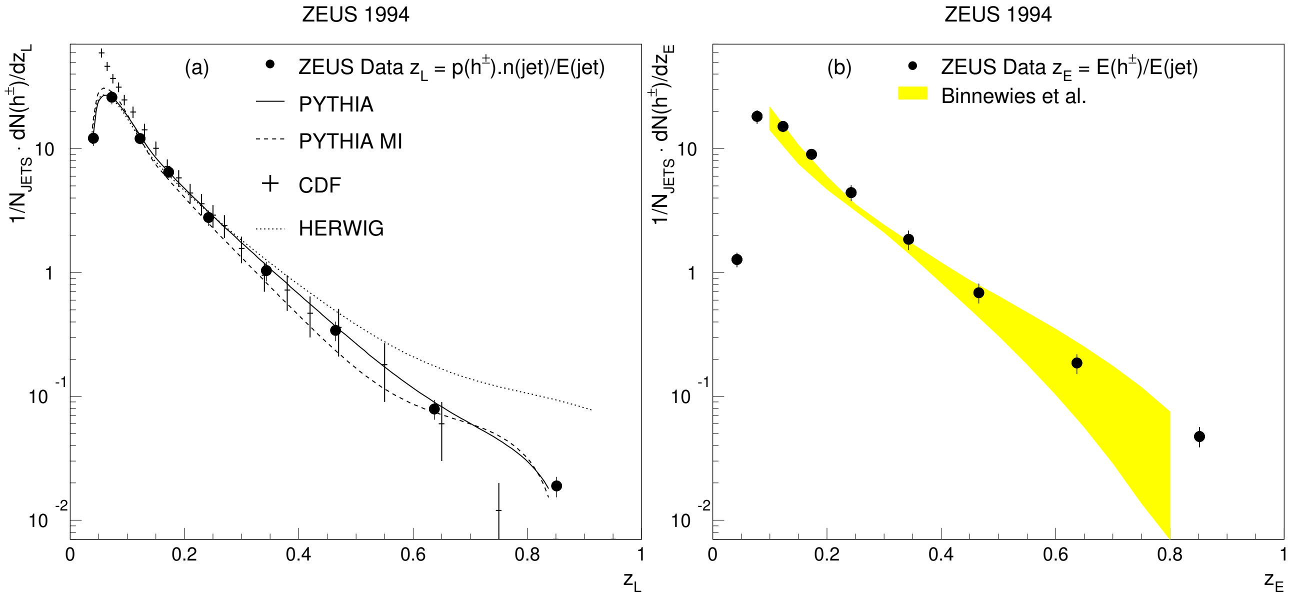


Figura 6.18: *Función de fragmentación $D(z)$ para partículas cargadas ($h^\pm$) con $p_T(h^\pm) \geq 0.5$ GeV, en jets con E_T(jet) > 8 GeV y $|\eta(\mathrm{jet})| \leq 0.5$; las barras de error representan la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico y están dominadas por el error sistemático. En (a) los datos se comparan con distintas variaciones de la versión estándar de PYTHIA, con HERWIG y con los resultados obtenidos por CDF[43] en el rango aproximado en energía 40–100 GeV; los errores sistemáticos son los dominantes en CDF y son los que se muestran. En (b) los datos se comparan con una zona sombreada que define los límites superior e inferior del ajuste fenomenológico de [48]. El límite superior corresponde a los valores del ajuste de $D(z)$ para quarks s, d, u en los intervalos z = 0.1–0.25, 0.25–0.45, 0.45–0.8 respectivamente. El límite inferior corresponde, de forma similar, a los quarks u, c en los intervalos z = 0.1–0.35, 0.35–0.8, respectivamente. En (a) $z = z_L$. En (b) $z = z_E$ (ver texto).*

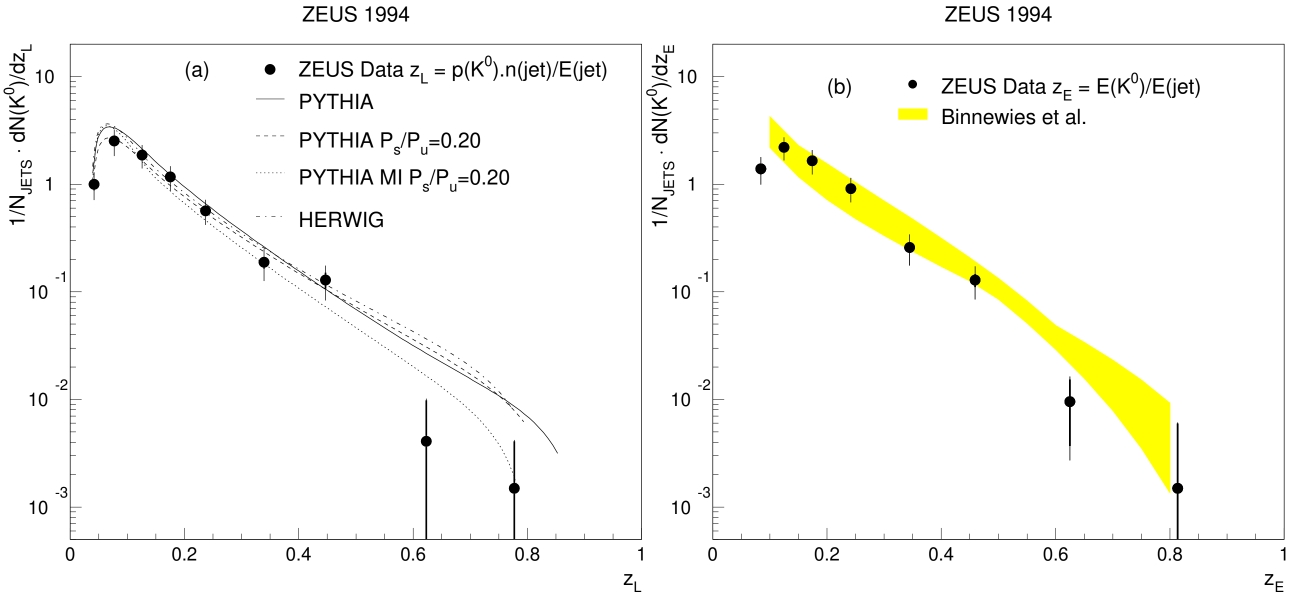


Figura 6.19: *Función de fragmentación $D(z)$ para K^0 con $p_T(K^0) \geq 0.5$ GeV, en jets con $E_T(jet) > 8$ GeV y $|\eta(jet)| \leq 0.5$; las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). En (a) los datos se comparan con distintas variaciones de la versión estándar de PYTHIA y con HERWIG. En (b) los datos se comparan con una zona sombreada que define los límites superior e inferior del ajuste fenomenológico de [48]. El límite superior corresponde a los valores del ajuste de $D(z)$ para quarks $d(=s)$, c, u en los intervalos z = 0.1–0.2, 0.2–0.45, 0.45–0.8 respectivamente. El límite inferior corresponde, de forma similar, a g, $d(=s)$ en los intervalos z = 0.1–0.45, 0.45–0.8, respectivamente. En (a) $z = z_L$. En (b) $z = z_E$ (ver texto).*

6.4 Resultados en el canal directo y en DIS

Como ya se observó en PETRA [84, 85, 86] y más recientemente en KEK [87, 88], el proceso de fotoproducción no sólo engloba al canal directo sino que además posee una contribución de otros canales como el resuelto. Éstos últimos se producen predominantemente por quarks o gluones del fotón (el fotón no interacciona por sí mismo como una partícula puntual, como ya se ha comentado en 1.2) y tienden a formar jets de gluones más que jets de quarks. Recordemos que los jets de gluones normalmente llevan menos energía y están caracterizados por un ángulo de apertura mayor (son más anchos). En DIS el canal resuelto está altamente suprimido. Así pues, para poder comparar con jets en DIS, se ha de aislar la contribución del canal directo en fotoproducción. Para ello se recurre a la variable x_γ, fracción de momento del fotón que se lleva el partón de interacción. x_γ se define como

$$x_\gamma = \frac{\sum_{partones}(E - p_z)_{parton}}{2E_\gamma} \quad (0 \leq x_\gamma \leq 1), \tag{6.11}$$

donde E_γ es el momento del fotón inicial ($E_\gamma \simeq yE_e$) y la suma se realiza sobre los partones en el estado final. En el canal resuelto x_γ posee valores pequeños. En el canal directo x_γ posee mayormente valores grandes [89].

Para la determinación experimental de x_γ la muestra de partida se redujo a sólo aquellos sucesos con al menos dos jets reconstruidos con $E_T^{ucal} > 7$ GeV, uno de ellos en la región central del detector ($|\eta_1^{ucal}| < 0.5$) y el otro lo suficientemente separado del remanente del protón ($|\eta_2^{ucal}| < 2.5$). Los jets con mayor energía transversa que satisfacían tales condiciones fueron utilizados para evaluar la variable $x_\gamma^{\rm OBS}$ definida en términos de los parámetros de los dos jets

$$x_\gamma^{\rm OBS} = \frac{(E_{T\,1}e^{-\eta_1} + E_{T\,2}e^{-\eta_2})}{2E_e\,y_{JB}} \tag{6.12}$$

La ecuación 6.12 es una medida de la fracción de energía del fotón que toma lugar en el proceso de interacción con el partón del protón, x_γ. La figura 6.20(izda.) muestra la variable reconstruida $x_\gamma^{\rm OBS}$ en el canal directo, resuelto y en una apropiada combinación de ambos canales para ajustarse a los datos medidos en ZEUS (dcha.). La muestra MC estándar de PYTHIA se ha utilizado para este propósito. La región $x_\gamma^{\rm OBS} < 0.75$ está dominada por sucesos en el canal resuelto. Por encima de este valor son los sucesos que proceden del canal directo los que predominan [82]. Por lo tanto, se ha tomado $x_\gamma^{\rm OBS} > 0.75$ como criterio de selección de sucesos enriquecidos en el canal directo.

Las dispersiones multipartónicas pueden tener lugar en el canal resuelto (en el que el fotón actúa como una fuente de partones), pero no en el canal directo (en el que el fotón interacciona como una entidad puntual sin una subestructura partónica).

Una pequeña fracción de sucesos generados en el canal directo se encuentran en $x_\gamma^{\rm OBS} < 0.75$, y una fracción algo mayor de sucesos generados en el canal resuelto se encuentran en la región $x_\gamma^{\rm OBS} > 0.75$. La muestra MC tiene en cuenta este hecho a nivel de reconstrucción a la hora de corregir la distribución de los datos a una distribución de puro (sólo) directo.

En 6.20(dcha.) también se presenta la combinación de ambos canales de fotoproducción utilizando HERWIG; se obtienen similares conclusiones a las obtenidas con PYTHIA.

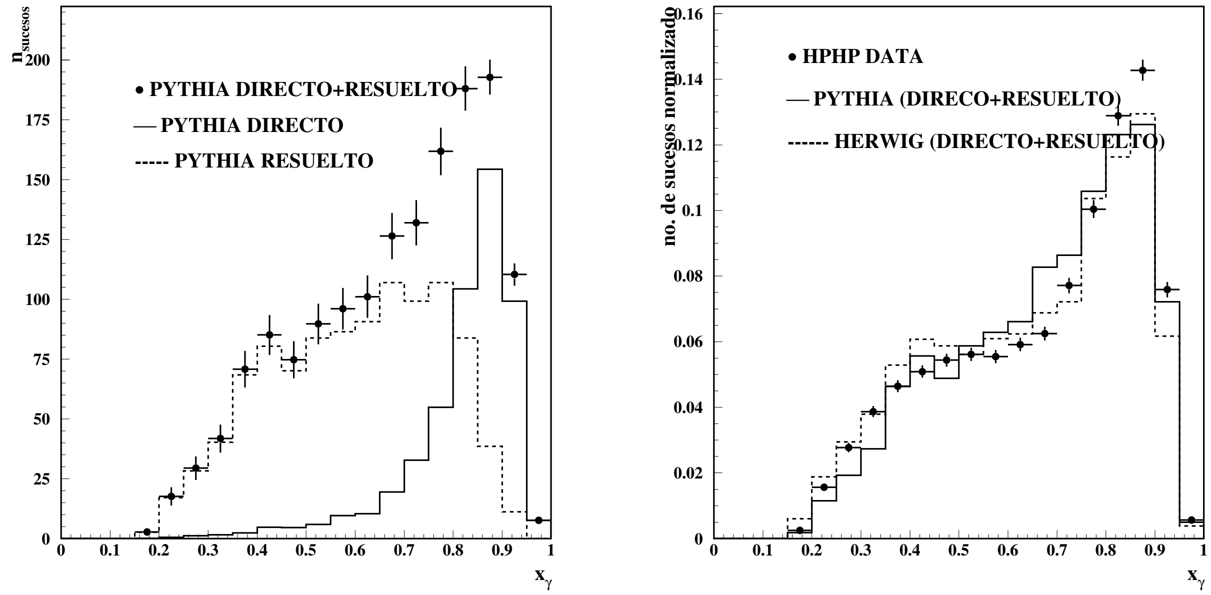


Figura 6.20: *(Izda.) Distribución de* x_γ^{OBS} *(a nivel de reconstrucción) obtenida con PYTHIA directo, PYTHIA resuelto y una apropiada combinación de directo y resuelto para ajustarse a los datos. (Dcha.) Distribución de* x_γ^{OBS} *medida junto con la obtenida ajustando apropiadamente las contribuciones de directo y resuelto en PYTHIA y HERWIG.*

6.4.1 Perfiles

La producción de kaones relativa a jets para muestras enriquecidas en el canal resuelto y directo se estudia seguidamente, continuando con el análisis de las posibles razones que pueden dar cuenta de las diferencias datos-MC en la distribución en R. Una separación de las contribuciones de ambos canales de fotoproducción puede proporcionar ciertos indicios sobre la localización del problema.

En las figuras 6.21(a) y 6.22(a) se presenta la distribución en R para las muestras de fotoproducción enriquecidas en los canales resuelto y directo ($x_\gamma^{\mathrm{OBS}} < 0.75$, $x_\gamma^{\mathrm{OBS}} > 0.75$) y se compara con la predicción estándar de PYTHIA. En la región $1 < R < 2.5$ la muestra de PYTHIA enriquecida en el canal resuelto presenta un déficit no existente en la enriquecida en el canal directo, sugiriendo una posible relación del déficit con las interacciones multipartónicas. Del mismo modo, en las proximidades del núcleo del jet la muestra de PYTHIA enriquecida en el canal resuelto presenta una discrepancia mucho mayor que la enriquecida en el directo. Los errores estadísticos en PYTHIA son similares a los medidos.

En la figura 6.21(b) se consideran los efectos de un valor reducido de P_s/P_u y de la opción MI en la muestra de PYTHIA enriquecida en el canal resuelto. Como puede observarse, la inclusión de interacciones multipartónicas en la muestra de PYTHIA enriquecida en el canal resuelto con $P_s/P_u = 0.2$ es manifiestamente ventajosa puesto que produce un mejor acuerdo con los datos. Similares conclusiones emergen de la muestra de PYTHIA enriquecida en el canal directo con $P_s/P_u = 0.2$ (fig. 6.22(b)).

La predicciones estándar de PYTHIA (figuras 6.21(a) y 6.22(a)) y de HERWIG (figuras 6.21(b) y 6.22(b)) producen resultados análogos.

En conclusión la discrepancia datos-Monte Carlo en la distribución en R se centra principalmente en el canal resuelto. La inclusión allí de $P_s/P_u = 0.2$ y MI supone una mejora significativa sobre la versión estándar de PYTHIA. Este efecto se concentra a valores de z por debajo de ≈ 0.15 como se vio en la sección 6.3.4. A valores superiores la versión estándar de PYTHIA (con parámetros por defecto) da una descripción satisfactoria de los datos.

6.4.2 Funciones de fragmentación

Es posible realizar más precisas comparaciones usando el canal directo de fotoproducción, puesto que se espera una mayor similitud con las propiedades de los sucesos en e^+e^- y DIS a bajo x. A energías comparables a las obtenidas en éste análisis, e^+e^- está gobernado por un único vértice electromagnético sumado sobre los diferentes tipos de quark. En e^+p, a primer orden en teoría de perturbaciones, el canal directo de fotoproducción está dominado por PGF, cuyos diagramas se caracterizan por un vértice electromagnético acompañado de un vértice quark-gluón que no depende del tipo de quark. De forma similar, en sucesos a bajo x en DIS, el fotón virtual se acopla a quarks que proceden predominantemente del mar, habiendo evolucionado a través de vértices $gq\bar{q}$ que son, de forma análoga a como ocurre en fotoproducción directo y e^+e^-, independientes del sabor del quark.

Realizamos entonces una comparación entre las funciones de fragmentación medidas en el canal directo de fotoproducción en ZEUS, en DIS en ZEUS y en e^+e^-. Se toma como definición de z : $z = z_E = E(X)/E(\mathrm{jet})$. Las figuras 6.23 y 6.24 muestran, para $h^\pm$ y K^0 respectivamente, los resultados obtenidos a partir de las muestras enriquecidas en el canal directo, convenientemente corregidas por PYTHIA para convertirse en una pura muestra de sucesos procedentes del canal directo. Éstos se comparan con diferentes predicciones de PYTHIA, HERWIG y datos procedentes de DIS y de e^+e^- con un valor de la energía en el centro de masas similar a la del

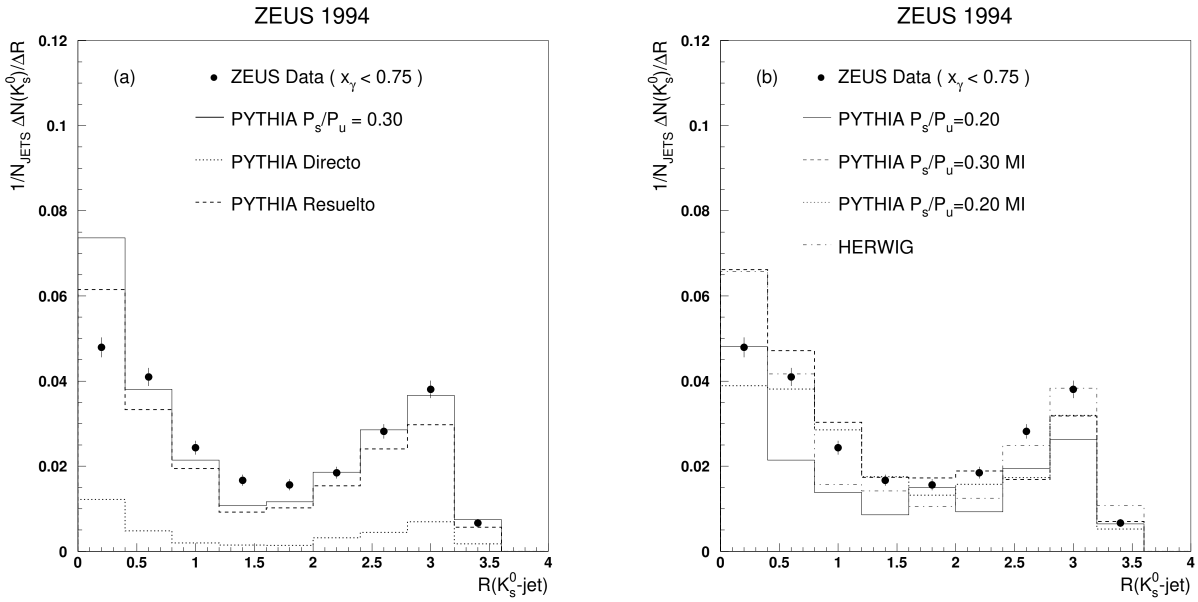


Figura 6.21: *Distribución R para una muestra de sucesos enriquecida en el canal resuelto de fotoproducción ($x_\gamma^{\rm OBS}< 0.75$) comparada con (a) la versión estándar de PYTHIA* ($P_s/P_u = 0.3$)*, mostrando las contribuciones de directo y resuelto separadamente, (b) con PYTHIA usando* $P_s/P_u = 0.2$, *la opción de MI, ambas variaciones juntas y HERWIG. Las definiciones cinemáticas son las mismas que en la figura 6.14.*

presente análisis. Se aplica un factor 0.5 a los datos publicados por e^+e^- para tener en cuenta el par $q\bar{q}$ predominante en el estado final. En el caso de partículas cargadas las funciones de fragmentación en dispersión profundamente inelástica fueron calculadas en el hemisferio del *current quark* del sistema de referencia *Breit* [76]. Los puntos usados cubren un rango de la virtualidad del fotón de $160 < Q^2 < 320$ GeV^2 con $0.0024 < x < 0.01$. Las correspondiente energía del jet es $Q/2$, i.e. 6.3–8.9 GeV, equivalente a la de los jets tratados en este análisis. En el caso de kaones las funciones de fragmentación en DIS fueron determinadas en este análisis. Los datos para $h^\pm$ procedentes de TASSO [90] incluyen todos los productos de desintegración procedentes de K^0_S y Λ, mientras que los datos de ZEUS en DIS y fotoproducción (canal directo) excluyen tales productos; ésto puede producir un efecto de un $\pm 10\%$ en el peor de los casos. Para las medidas inclusivas de K^0 procedentes de [91, 92] a distintas energías en el centro de masas, los autores muestran las secciones eficaces que han sido convertidas convenientemente en funciones de fragmentación para poder comparar con los datos presentes.

Por debajo de 0.15, como ya hemos comentado anteriormente en 6.3.4, el requerimiento de un jet con energía transversa igual o mayor que 8 GeV fuerza a los datos en ZEUS a caer antes de que lo hagan los datos en e^+e^- y limita así el valor más bajo de z que podemos medir. Sin embargo, para $z_E > 0.1$ para partículas cargadas y $z_E > 0.15$ para K^0 los resultados obtenidos en este análisis tanto en fotoproducción-directo como en DIS, están en buen acuerdo con las predicciones estándar de PYTHIA y HERWIG. Del mismo modo, los valores de $D(z_E)$ procedentes de unos experimentos(ZEUS) y otros (e^+e^-) están en buen acuerdo entre sí. Los datos para $h^\pm$ son también comparables con los medidos en pp-ISR (no mostrados) [101]. Ésto ilustra la propiedad de universalidad que se cree que poseen los procesos de fragmentación de quarks.

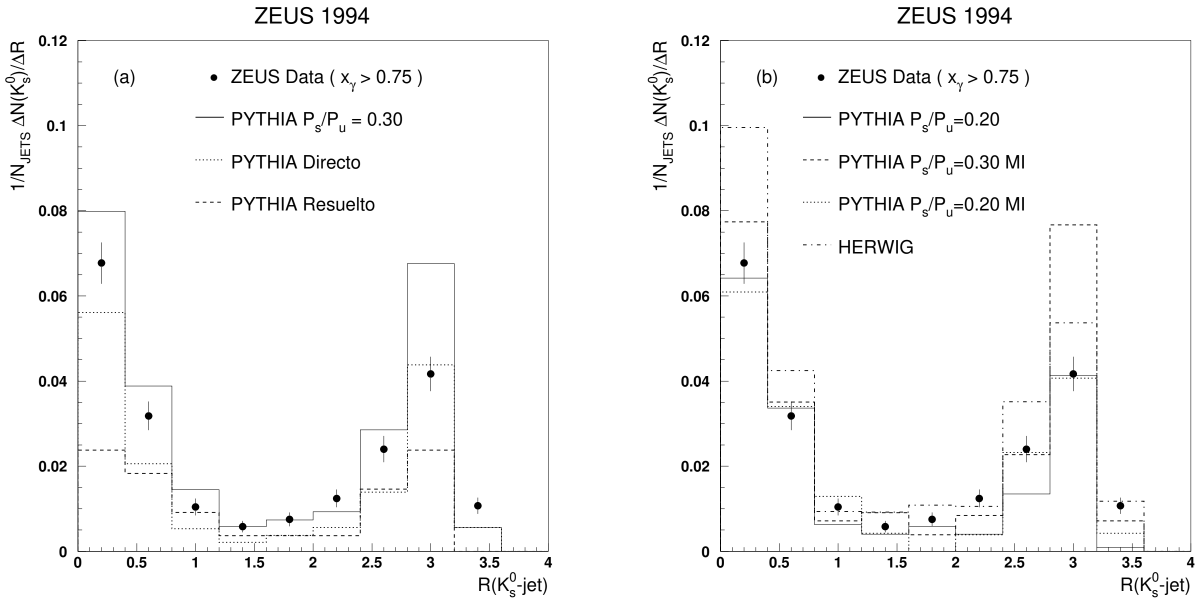


Figura 6.22: *Distribución R para una muestra de sucesos enriquecida en el canal directo de fotoproducción* ($x_\gamma^{\rm OBS}>$ *0.75) comparada con (a) la versión estándar de PYTHIA* ($P_s/P_u = 0.3$)*, mostrando las contribuciones de directo y resuelto separadamente, (b) con PYTHIA usando* $P_s/P_u = 0.2$*, la opción de MI, ambas variaciones juntas y HERWIG. Las definiciones cinemáticas son las mismas que en la figura 6.14.*

6.4.3 K^0 en DIS y LRG

La muestra de datos de ZEUS de 1993 se analiza con la intención estudiar la producción del quark s en sucesos de DIS. Más detalles sobre este análisis se pueden encontrar en [93]. De nuevo, este estudio se lleva a cabo mediante el análisis de las propiedades de partículas que contienen este tipo de quark (K^0). Estos resultados, publicados en [68], se contrastan con los obtenidos en experimentos a más baja energía [57] [4] a través de la comparación con programas MC.

A través de este estudio se vio que un Monte Carlo con un factor P_s/P_u de 0.2 (inferior al estándar de 0.3) era necesario para lograr un acuerdo con los datos. Tal hecho se puede observar en la figura 6.25 en la que se muestra la multiplicidad diferencial de K^0 como función de p_T y η para sucesos con $10 < Q^2 < 640$ GeV^2, $0.0003 < x < 0.01$ e $y > 0.04$ y kaones con $0.5 < p_T < 4.0$ GeV y $|\eta| < 1.3$. Las distribuciones están normalizadas al número de sucesos, N_{ev}. También se muestra la predicción de dos Monte Carlo de DIS (DJANGO con CDM [96] o MEPS [37]). En CDM se muestran dos curvas generadas con distintos valores para el parámetro P_s/P_u (0.3, el valor por defecto, y 0.2). Ambos parámetros describen la forma de las distribuciones pero es CDM con $P_s/P_u = 0.2$ el MC que muestra, además, un acuerdo en el valor de la multiplicidad. En esta región cinemática el número de kaones por suceso es 0.289 ± 0.015 ± 0.014. El primer error representa el error estadístico, el segundo el error sistemático. Una función de la forma $C_1/p_{\rm T}\cdot\exp{(C_2 p_{\rm T})}$ se ajusta bien a la distribución medida $1/N_{ev}\cdot dN(K^0)/dp_T^2$ como función de p_T en el rango en p_T mostrado en la figura 6.25. C_1 y C_2 son constantes. La pendiente, C_2, de la distribución en p_T para los kaones es $-1.31 \pm 0.09 \pm 0.06$ GeV^{-1}. Estos valores, junto con el de las predicciones MC se muestran en la tabla 6.2.

---

[4] Referencia a más estudios previos sobre el tema se pueden encontrar en [68]

Otra característica de la multiplicidad de K^0 es su no dependencia con Q^2 fijada W. Ésto se deduce de la figura 6.26 donde se muestra la multiplicidad media de K^0 y el cociente de la multiplicidad media de K^0 y la de partículas cargadas como función del Q^2 del suceso en la región cinemática anterior y $-1.5 < \eta_{\gamma_h} < 0$. La multiplicidad de kaones crece ligeramente con Q^2. Este crecimiento se atribuye al correspondiente aumento de W [5]. El cociente de kaones y partículas cargadas no depende de Q^2. También se muestra la predicción de distintas muestras Monte Carlo que describen los datos razonablemente bien.

En [68] se trató además la existencia de sucesos DIS con muy poco flujo de energía en las proximidades del FCAL. Éstos reciben el nombre técnico de sucesos LRG (Large Rapidity Gap) por la existencia de una región entre el remanente del protón y cualquier otro indicio de actividad hadrónica en el calorímetro donde no se han detectado partículas (ver la figura 6.27). En sucesos normales de DIS aparece una cuerda de color uniendo los quarks en el remanente y el *struck quark* que da lugar, previa fragmentación y hadronización, a partículas hadrónicas entre ambos (ver figura 5.10).

Los sucesos LRG (que se consideran como difractivos) fueron interpretados como interacciones en las que la estructura de un objeto sin color emitido por el protón (usualmente llamado pomerón) era explorada por el fotón (ver la figura 6.28).

Esto quiere decir que aunque el protón se rompa no existe una conexión entre el remanente y los restos del objeto incoloro que interacciona con el fotón virtual. Sucesos de esta naturaleza fueron identificados a través de la distribución en pseudo-rapidez del depósito de energía (con $E_T > 400$ MeV) más hacia adelante, $\eta_{\max}$, que, para estos casos, es positiva y pequeña o incluso negativa, indicando un *gap* en el detector entre remanente del protón y cualquier otro indicio de actividad hadrónica en el calorímetro. El valor de $\eta_{\max}$ que se usa normalmente para separar tales sucesos de la muestra normal de DIS es $\eta_{\max}< 1.5$. La figura 6.29.a muestra la distribución en $\eta_{\max}$ de los datos de ZEUS de 1993 en DIS, para un Monte Carlo normal de DIS (DJANGO) y para un Monte Carlo difractivo (NZ [95]). También se muestra $\eta_{\max}$ para aquellos sucesos en los que además se ha reconstruido un K^0_S (figura 6.29.b). Como se puede observar es necesario, tanto en a) como en b), un MC difractivo para explicar el exceso de sucesos con $\eta_{\max}< 1.5$ en los datos. Se estima que un $\approx 10\%$ de los sucesos en DIS son sucesos con LRG.

La figura 6.30 muestra la multiplicidad de K^0 (el número de K^0 por suceso, sin el requerimiento de jets) como función del momento transverso y la pseudo-rapidez para sucesos NRG ($\eta_{\max} > 1.5$) y LRG ($\eta_{\max}<1.5$) en DIS y en datos de 1993. Se muestran también predicciones de los MC estándar de DIS (DJANGO CDM [96] o MEPS [37]) y de los MC difractivos (POMPYT [97] y NZ [95]). Las distribuciones en p_T de ambas submuestras (NRG y LRG) son similares en forma aunque la multiplicidad de sucesos con LRG en DIS es mas baja. Las predicciones describen razonablemente la multiplicidad de K^0 en sucesos con LRG. Los datos parecen preferir un valor de $P_s/P_u= 0.2$, según se desprende al comparar con las predicciones MC-NRG. Un valor de $P_s/P_u= 0.2$ reduce la multiplicidad y se aproxima a la medida en los datos.

Dado que la masa invariante del sistema hadrónico en sucesos con LRG es menor que la de sucesos con NRG, se espera una multiplicidad menor para sucesos difractivos. La tabla 6.3 presenta la multiplicidad de K^0 y la razón de multiplicidades de K^0 y $h^{\pm}$ para sucesos LRG y NRG y para las predicciones MC. Las razones K^0 / $h^{\pm}$ para ambas submuestras (NRG y LRG) son consistentes entre sí. Esto indica, por lo tanto, que en sucesos con LRG no disminuye o aumenta la producción de quarks s .

---

[5] Estudios MC a nivel de generador muestran que la multiplicidad media de K^0 es independiente de Q^2 para W fijo. Ésto es consistente con los resultados de [94].

6.5 Conclusiones

En este capítulo se han realizado los primeros estudios de las propiedades de partículas cargadas ($h^{\pm}$) y mesones K^0 en jets en sucesos de fotoproducción y DIS en el detector ZEUS de HERA tal y como se ha publicado en [80]. Los mesones K^0 se han estudiado a través del canal de desintegración $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. En cada suceso se requirió la reconstrucción de al menos un jet con una energía transversa medida con el calorímetro $E_T^{ucal} > 7$ GeV y producido en la región central del sistema de laboratorio. Las distribuciones de $h^{\pm}$ y K^0 en estos sucesos fueron estudiadas como función de un número de variables cinemáticas (p_T, η, $\Delta\eta$, $\Delta\phi$ y R); la distancia R en (η, ϕ) de la partícula ($h^{\pm}$ o K^0) al eje del jet fue particularmente informativa, proporcionando información que era menos evidente en las demás distribuciones.

Se aplicaron diversos factores de corrección para evaluar el número de $h^{\pm}$ y K^0 por jet en el sistema hadrónico final, con $E_T(\text{jet}) > 8$ GeV y $|\eta(\text{jet})| < 0.5$, para sucesos de fotoproducción con una rango de energía en el sistema centro de masas γp de $134 < W < 277$ GeV. Se obtuvieron distribuciones corregidas en momento transverso p_T y pseudo-rapidez η de la partícula. El número corregido de $h^{\pm}$ y K^0 dentro de un jet ha sido evaluado, para aquellas partículas encontradas dentro de un radio unidad respecto al eje del jet en (η, ϕ), resultando $3.25 \pm 0.02 \pm 0.28$ y $0.431 \pm 0.013 \pm 0.088$ respectivamente, para $p_T(h^{\pm})$, $p_T(K^0) > 0.5$ GeV.

Se han determinado las funciones de fragmentación $D(z)$ para $h^{\pm}$ y K^0 en jets en fotoproducción y DIS. A la hora de comparar con aquellos resultados obtenidos en modelos teóricos y en otros experimentos, se han utilizado dos respectivas definiciones de z; en una la componente longitudinal del momento de la partícula a lo largo de la dirección del eje del jet se divide por la energía del jet (z_L), y en la otra definición es la energía de la partícula la que se divide por la energía del jet (z_E).

La distribución de $h^{\pm}$ dentro de un jet en fotoproducción se encuentra razonablemente bien descrita por la versión estándar de PYTHIA, mientras que el caso de K^0 no. Fuera de los jets, se encuentran más $h^{\pm}$ y K^0 (más notablemente en este último caso) de los que en principio se predicen. Este hecho se puede remediar parcialmente usando una versión de PYTHIA que incluye interacciones multipartónicas en los sucesos producidos en el canal resuelto. Integrando el número de K^0 dentro de un jet se obtiene un resultado más acorde con un valor más reducido del parámetro de supresión del quark s (P_s/P_u) en PYTHIA. Al dividir la muestra de datos en dos submuestras enriquecidas en los canales directo y resuelto se sigue observando una mejora al reducir P_s/P_u, aunque ésta es considerablemente notoria en el canal resuelto y leve en el directo. Este efecto se concentra a valores de z por debajo de ≈ 0.15; a valores superiores la versión estándar de PYTHIA (con parámetros por defecto) da una descripción satisfactoria de los datos. Esto sugiere la necesidad de realizar un estudio de fragmentación centrado a bajo z, donde se encuentra un mayor número de partículas y su asociación con jets puede estar peor definida que a alto z.

Las funciones de fragmentación medidas en fotoproducción están de acuerdo con los cálculos de Binnewies et al. [48]. Además, se observa una muy buena similitud entre las funciones de fragmentación de ZEUS para $h^{\pm}$ en el rango $0.15 < z_L < 0.7$ y aquellas medidas en dispersión $p\bar{p}$. Por último, se han obtenido funciones de fragmentación para $h^{\pm}$ y K^0 en jets producidos a través del canal directo de fotoproducción y se han comparado con las correspondientes en e^+e^- y DIS. El acuerdo es bueno para $z_E > 0.1$ y $z_E > 0.15$ en el caso de $h^{\pm}$ y K^0 respectivamente. Ésto, junto con el acuerdo encontrado con PYTHIA en esta región, ilustra la propiedad de universalidad que se cree que poseen los procesos de fragmentación de quarks.

	DATA	PYTHIA Monte Carlo				HERWIG
	(ZEUS 1994)	Estándar	MI	Estándar	MI	Estándar
P_s/P_u		0.3	0.3	0.2	0.2	
$h^\pm$	3.25±0.02±0.28	3.31±0.03	3.44±0.06	3.37±0.04	3.46±0.04	3.31 ± 0.03
K^0	0.431±0.013±0.088	0.513±0.013	0.560±0.025	0.416±0.014	0.426±0.013	0.511±0.009

Tabla 6.1: *Multiplicidades medias de $h^\pm$ y K^0 con $p_T \geq 0.5$ GeV por jet (E_T(jet) > 8 GeV, $|\eta$(jet)$| < 0.5$), integradas sobre $R \leq 1$, en sucesos dentro del rango cinemático $134 < W < 277$ GeV. Las predicciones Monte Carlo corresponden a HERWIG, PYTHIA y PYTHIA MI con diferentes factores de supresión del quark s (P_s/P_u = 0.3, 0.2). El primer error representa el error estadístico, el segundo el error sistemático.*

	N(K^0) / suceso	pendiente de p_T [GeV^{-1}]
Data	0.289 ± 0.015 ± 0.014	–1.31 ± 0.09 ± 0.06
CDM		
con $P_s/P_u = 0.3$	0.342 ± 0.005	–1.40 ± 0.05
con $P_s/P_u = 0.2$	0.264 ± 0.003	–1.37 ± 0.04
MEPS		
con $P_s/P_u = 0.3$	0.348 ± 0.006	–1.36 ± 0.05

Tabla 6.2: *Multiplicidad diferencial de K^0 medida como función de p_T y η para sucesos con $10 < Q^2 < 640$ GeV^2, $0.0003 < x < 0.01$ e $y > 0.04$ y kaones con $0.5 < p_T < 4.0$ GeV y $|\eta| < 1.3$, junto con la predicción de distintas muestras Monte Carlo.*

	Tipo de Data	N(K^0) /suceso	N(K^0) / N(trazas)
$\eta_{\max} > 1.5$	ZEUS data	0.344 ± 0.023 ± 0.025	0.077 ± 0.006 ± 0.008
NRG	CDM		
	con $P_s/P_u = 0.3$	0.396 ± 0.009	0.095 ± 0.003
	con $P_s/P_u = 0.2$	0.296 ± 0.011	0.071 ± 0.003
	MEPS		
	con $P_s/P_u = 0.3$	0.375 ± 0.009	0.096 ± 0.003
$\eta_{\max} <1.5$	ZEUS data	0.156 ± 0.047 ± 0.007	0.071 ± 0.021 ± 0.007
LRG	POMPYT	0.106 ± 0.010	0.058 ± 0.006
	NZ	0.173 ± 0.017	0.073 ± 0.007

Tabla 6.3: *Multiplicidad de K^0 y razón de multiplicidades de K^0 y $h^\pm$ para sucesos LRG y NRG para datos de DIS (ZEUS 1993) y para distintas predicciones MC. Las muestras difractivas se generaron con un factor de supresión del quark s $P_s/P_u = 0.3$. Las incertidumbres en el MC representan únicamente las debidas a la estadística utilizada.*

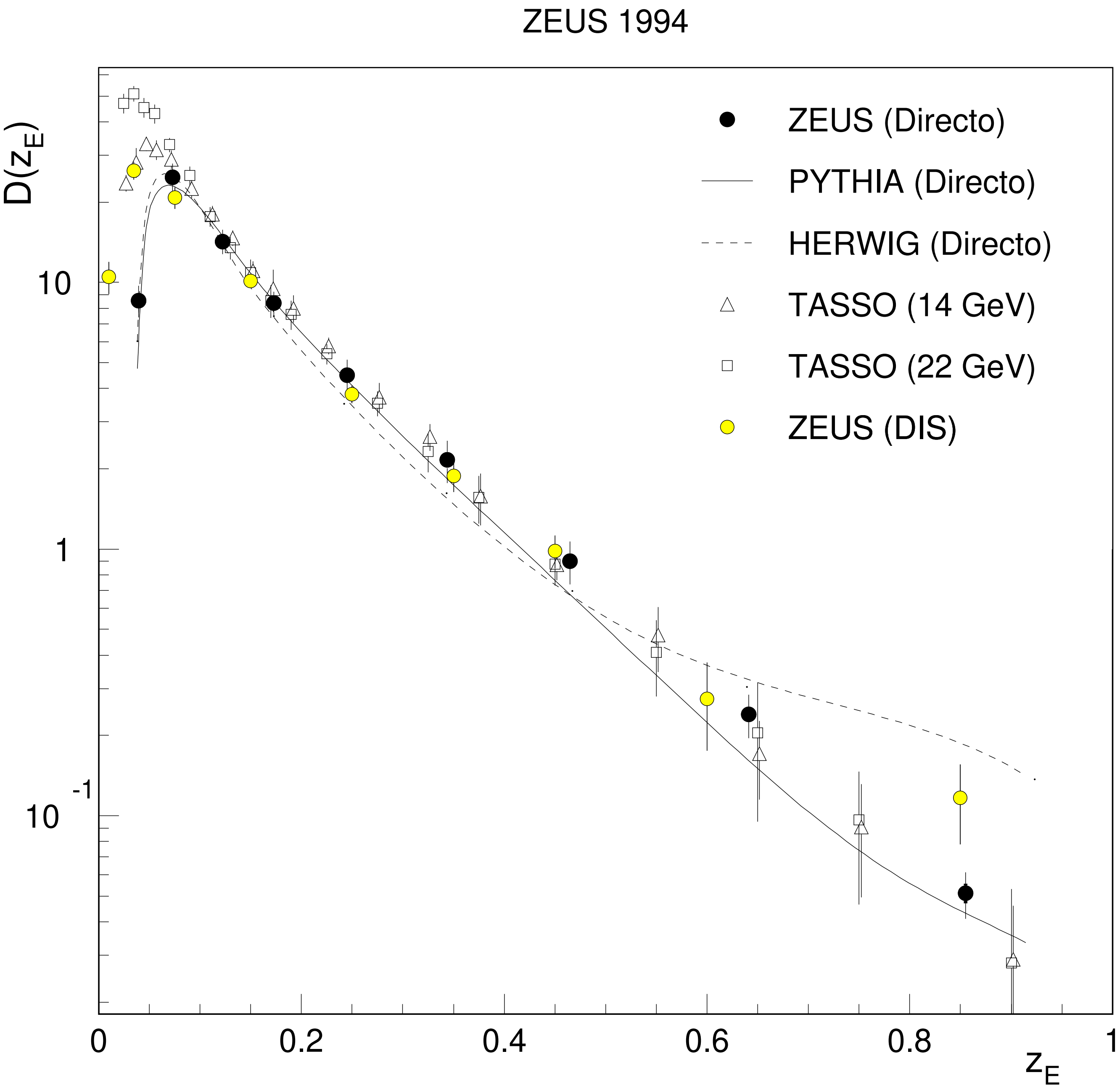


Figura 6.23: *Funciones de fragmentación $D(z_E)$ para $h^{\pm}$, obtenidas de una muestra de sucesos enriquecida en el canal directo de fotoproducción. También se presenta (i) la predicciones estándar de PYTHIA y HERWIG para el canal directo a LO, (ii) datos de experimentos e^+e^- en un rango similar de la energía del jet y con energías en el centro de masas según se indica en [90] (dividido por dos para tener en cuenta el par $q\bar{q}$ predominante en el estado final), y (iii) datos de ZEUS medidos en dispersión profundamente inelástica [76] con jets (en el sistema de referencia Breit) en el rango 6.3-8.9 GeV. La variable z_E se define como $E(h^{\pm})/E(jet)$ para los datos de ZEUS 1994 de DIS y fotoproducción y $z_E = E(h^{\pm})/E(max)$ para los demás puntos experimentales. Los errores estadísticos y totales se muestran en los datos de ZEUS 1994 del mismo modo que en las figuras anteriores. Los errores en los puntos de TASSO y ZEUS DIS son errores totales.*

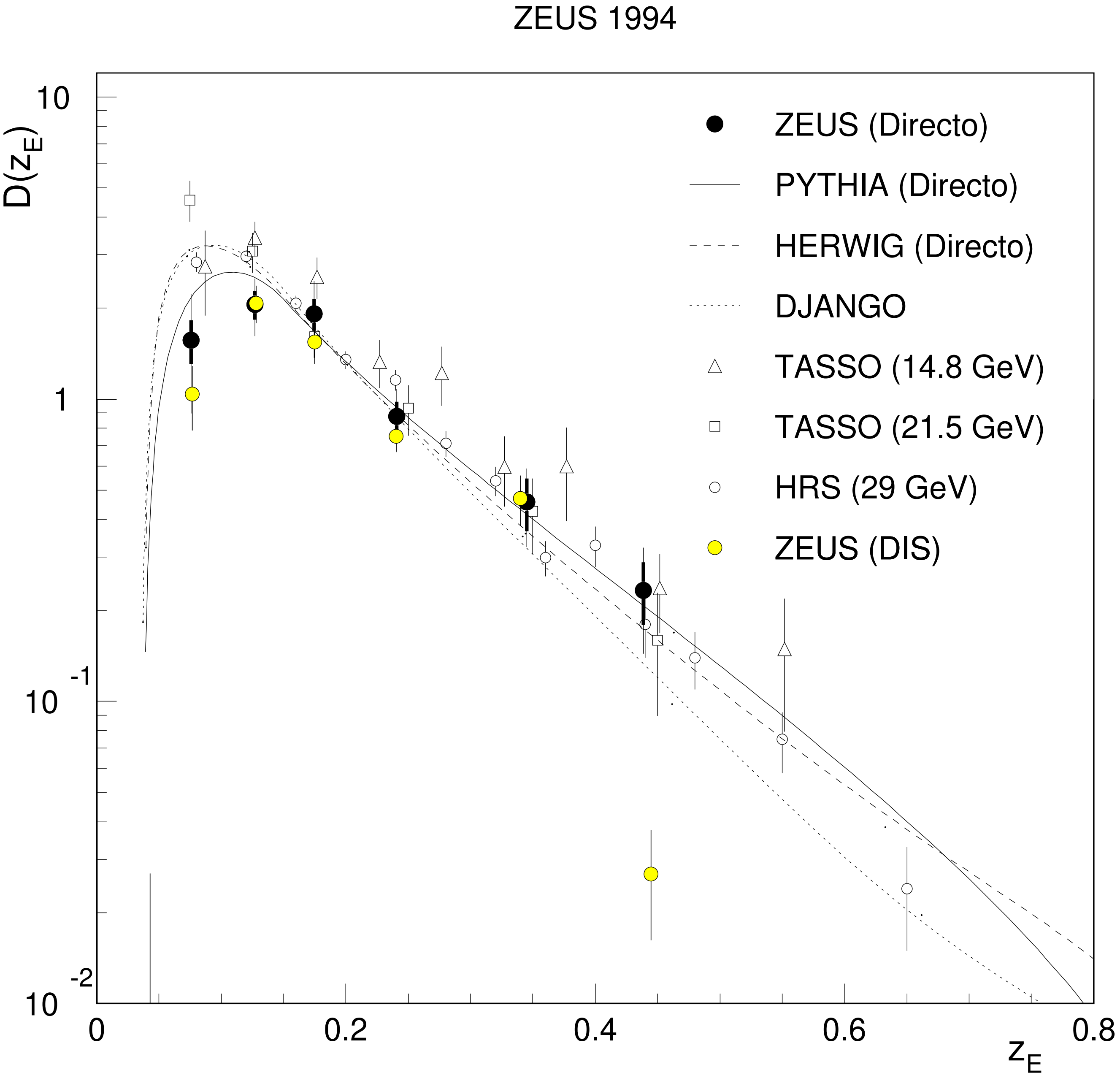


Figura 6.24: *Funciones de fragmentación* $D(z_E)$ *para* K^0 *obtenidas de una muestra enriquecida en el canal directo de fotoproducción. También se presenta (i) la predicciones estándar de PYTHIA y HERWIG para el canal directo a LO, (ii) datos de experimentos* e^+e^- *en un rango similar de la energía del jet y con energías en el centro de masas según se indica en [91, 92], y (iii) datos de ZEUS medidos en éste análisis en dispersión profundamente inelástica. Las definiciones de* z_E *son las mismas utilizadas para* $h^{\pm}$. *Los errores estadísticos y totales se muestran en los datos de ZEUS 1994 del mismo modo que en las figuras anteriores. Los errores en los puntos de TASSO y HRS son errores totales.*

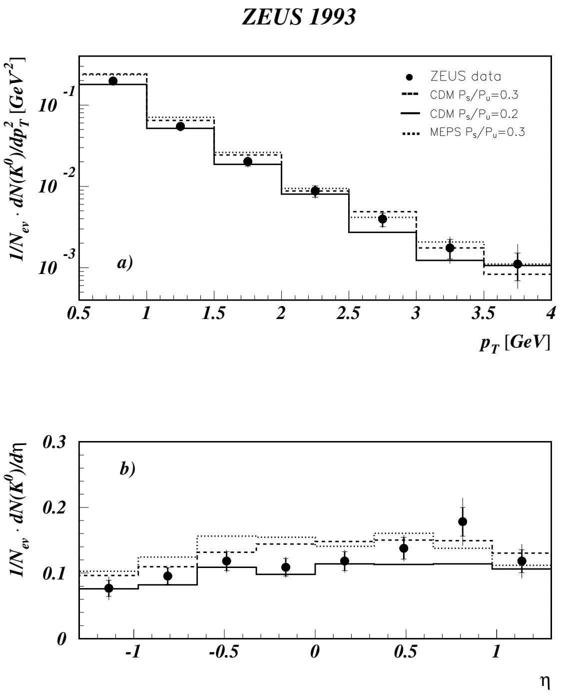


Figura 6.25: *Multiplicidad diferencial de K^0 como función del momento transverso (a) y la pseudo-rapidez (b) para sucesos DIS en datos de 1993. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). También se muestra la predicción de distintas muestras Monte Carlo.*

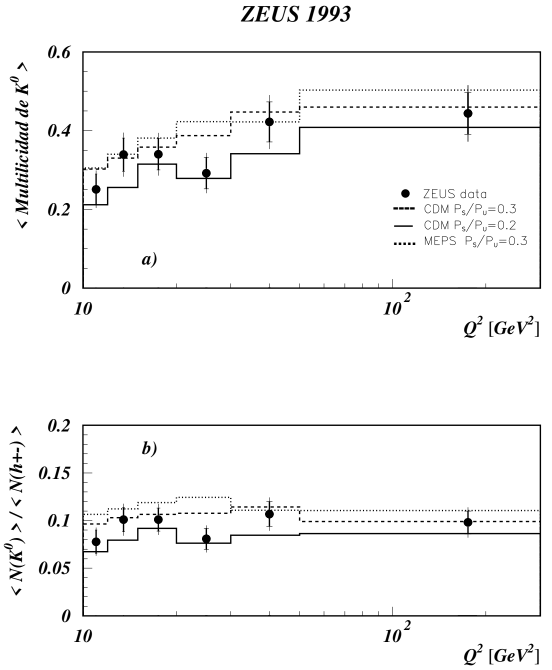


Figura 6.26: *a) Multiplicidad media de K^0 como función del Q^2 del suceso en la región cinemática. b) Cociente de la multiplicidad media de K^0 y la de partículas cargadas como función de Q^2. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). También se muestra la predicción de distintas muestras Monte Carlo.*

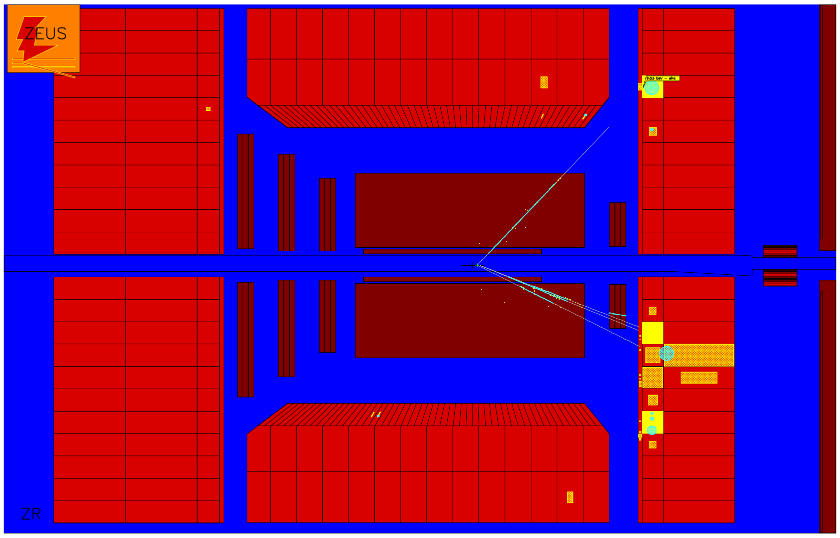
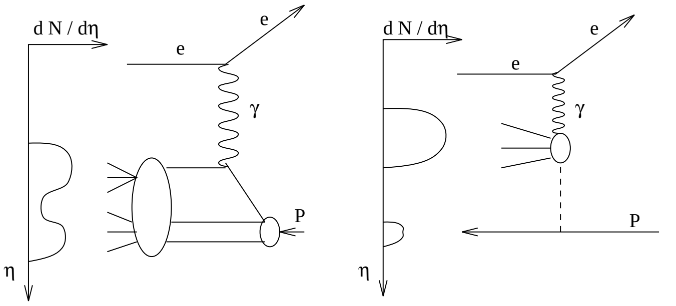


Figura 6.27: *Suceso de DIS con LRG.*



a. Normal DIS

b. Rapidity gap event

Figura 6.28: *Comparación de la topología de un suceso estándar de DIS con la de un suceso difractivo. Obsérvese la ausencia de actividad hadrónica entre el remanente del protón y el remanente del struck quark (obsérvese también que en algunos casos puede no haber remanente del protón).*

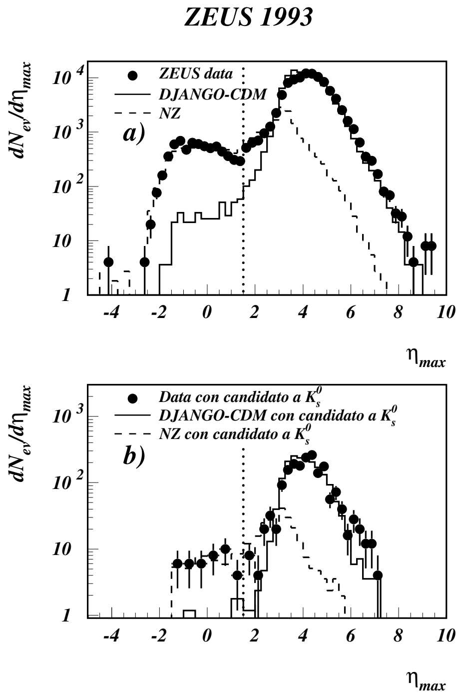


Figura 6.29: *(a) Distribución en $\eta_{\max}$ para la muestra datos de ZEUS de 1993 en DIS, para un Monte Carlo normal de DIS (DJANGO) y para un Monte Carlo difractivo (NZ). (b) Distribución en $\eta_{\max}$ para aquellos sucesos en los que además se ha reconstruido un K^0_S. La línea punteada corresponde a $\eta_{\max} = 1.5$.*

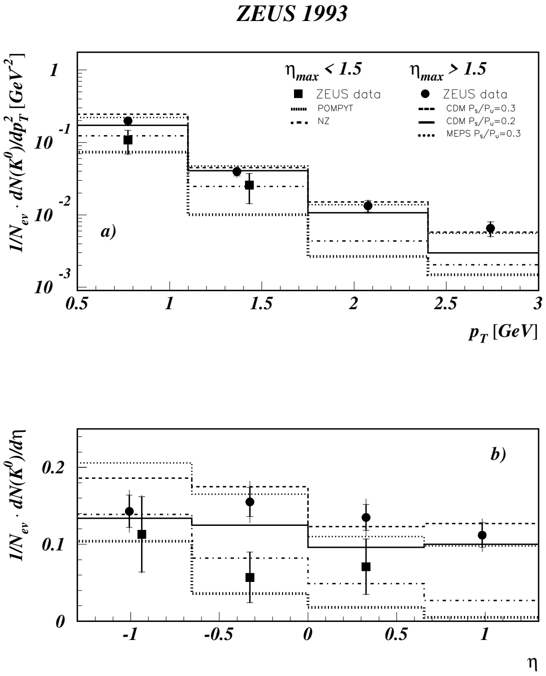


Figura 6.30: *Multiplicidad de K^0 como función del momento transverso (a) y la pseudo-rapidez (b) para sucesos NRG y LRG en DIS y en datos de 1993. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). También se muestra la predicción de distintas muestras Monte Carlo.*

Capítulo 7

Análisis de D^*

En este capítulo se presenta un estudio detallado de los D^* producidos en DIS. Los D^* se estudian a través del canal de desintegración

$$D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^- \pi^+)\pi^+ (+\, c.c.) \tag{7.1}$$

usando el procedimiento propuesto por primera vez en [98].

Para establecer el mecanismo de producción de *charm* se investiga la distribución en la fracción de momento del quark c que se lleva el mesón D^*, x_{D^*}.

Se presentan además la sección eficaz inclusiva e^+p para la producción de D^* y las secciones eficaces diferenciales en función de $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$, W y Q^2. Las medidas se comparan con cálculos analíticos basados en QCD a NLO con PGF como mecanismo de producción de *charm* [30]. Mediante la extrapolación fuera del rango cinemático medido en $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$, se estima la contribución *charm* a F_2, $F_2^{c\bar{c}}$, y se compara con los cálculos analíticos basados en QCD a NLO. Más detalles sobre este análisis se pueden encontrar en [99]. Un análisis similar fue llevado a cabo por la colaboración de H1 [100].

7.1 Reconstrucción de D^*

La búsqueda de D^*, al igual que la de K^0, se realiza mediante la identificación de alguno de sus canales de desintegración. En el caso del D^* la elección del canal de desintegración está constreñida por el tamaño del *branching ratio* y por la habilidad de detectar los productos de desintegración. El canal de desintegración que mejor satisface estos criterios generales es el canal 7.1. El *branching ratio* para este canal de desintegración es 3.83% [62]. El algoritmo de reconstrucción de un $D^{*\pm}$ empieza con la reconstrucción del D^0 en el que se desintegra el $D^{*\pm}$. Un D^0 tiene una vida media mucho más corta que un K^0 ($0.415 \cdot 10^{-12}$ s). La resolución de la CTD no permite distinguir el vértice secundario del D^0. Así pues las trazas hijas de un D^0 serán asignadas con toda seguridad al vértice primario. Por lo tanto, para reconstruir un D^0 se combinan pares de trazas con carga opuesta y p_T>0.29 GeV procedentes del vértice primario. Una de las partículas de esta pareja se considera como el kaón y la otra como el pión. Cada traza ha de considerarse alternativamente como un kaón o un pión, ya que no se ha empleado ningún método de identificación de partículas.

Ambas trazas se combinan para formar un precandidato a D^0 que se acepta como tal si la masa invariante de tal combinación ($M(K\pi)$) se encuentra en el rango 1.4-2.5 GeV. Cada precandidato a D^0 se combina posteriormente con una tercera traza (también procedente del vértice primario y con p_T>0.09 GeV) que ha de tener signo opuesto al signo de la traza asignada como kaón. Se asume que esta tercera traza es un pión (el así llamado pión lento, *soft pion*, π_s). Con esta tercera traza se obtiene el momento y la masa invariante de la combinación de las tres trazas, $M(K\pi\pi_s)$ y se evalúa la diferencia en masa del precandidato a D^0 y a D^*,

$$\Delta M = M(K\pi\pi_s) - M(K\pi) \tag{7.2}$$

Un precandidato a D^* se considera como tal si $\Delta M < 180$ MeV . El uso de ΔM en lugar de la propia masa del D^* a la hora de seleccionar D^*s está motivado por el hecho de que la diferencia en masa, ΔM, está confinada en una región muy restringida del espacio de fases. La diferencia entre las masas invariantes de D^0 y D^* es pequeña debido a que el momento de los productos de desintegración del D^* en el sistema de referencia en el que éste está en reposo es de sólo 40 MeV. Por lo tanto, muy pocas trazas que no procedan de la desintegración del D^* tienen el momento lo suficientemente pequeño como para dar una ΔM en la correcta región.

Para la reconstrucción de trazas se hizo uso del del programa de reconstrucción VCTRAK [79] (ver apéndice B.1).

La figura 7.1 muestra (a) la distribución en momento transverso del π_s y (b) la pseudo-rapidez de las tres trazas consideradas como hijas del precandidato a D^* (formado como anteriormente se ha descrito) para los datos y las muestras Monte Carlo utilizadas en este análisis: AROMA, HERWIG y DJANGO. Las distribuciones mostradas están normalizadas a un mismo área. DJANGO para este caso en particular contiene, el proceso de PGF $\gamma^* g \to q\bar{q}$ y QCD Compton $\gamma^* q \to q$ para quarks pesados y también ligeros ($q = u,d,s,c,b$ y t). Los Monte Carlo con sólo $\gamma^* g \to c\bar{c}$ (indicados en 2.5, AROMA y HERWIG en este caso) no son capaces de reproducir las distribuciones de los datos. DJANGO, que incorpora quarks ligeros además del quark c, si es capaz de reproducir tal distribución por esta misma razón. Una preselección así definida, selecciona D^* pero con un aporte considerable de fondo procedente de quarks ligeros, con una distribución más suave (con mayor pendiente) en momento transverso y una pseudo-rapidez con una ligera tendencia hacia valores más altos, como puede verse.

Es necesaria la aplicación de un criterio de selección más fuerte, es decir, que sea capaz de reducir el fondo que resulta de combinaciones aleatorias que cumplen los requisitos anteriormente indicados. Con tal fin se aplica el siguiente criterio:

(i) $p_T(\pi_s) > 125$ MeV y $|\eta(\pi_s)| < 1.75$.
Para restringir la selección a la región cinemática donde tanto los detectores de trazas como el programa de reconstrucción VCTRAK [79] reconstruyen bien las trazas se han tomado sólo aquellas con un momento transverso superior a 125 MeV y una pseudo-rapidez menor que 1.75 en valor absoluto (equivalente en ángulo polar a $20° < \theta < 160°$).

(ii) $p_T(K,\pi) > 400$ MeV.
La función de fragmentación para quarks c muestra comportamiento "duro"; un quark pesado pierde menos fracción de momento en el proceso de materialización en un mesón (ver sección 3.3.3). Por ello, se espera que las trazas hijas del D^0 tengan un espectro en p_T más duro (menor pendiente) que el espectro en p_T del fondo que procede mayormente de quarks más ligeros. Este hecho se ha tenido en cuenta requiriendo un momento transverso a kaón y pión superior a 400 MeV.

(iii) $|\eta(K,\pi)| < 1.75$.
Por la misma razón que en (i) la pseudo-rapidez de kaón y pión (trazas hijas del D^0) ha de se estar comprendida en el rango de -1.75 a 1.75.

(iv) $|\eta(D^*)| < 1.5$ (equivalente a $25° < \theta < 155°$ en ángulo polar).
Aquellos candidatos con una dirección de vuelo demasiado próxima al tubo del haz no

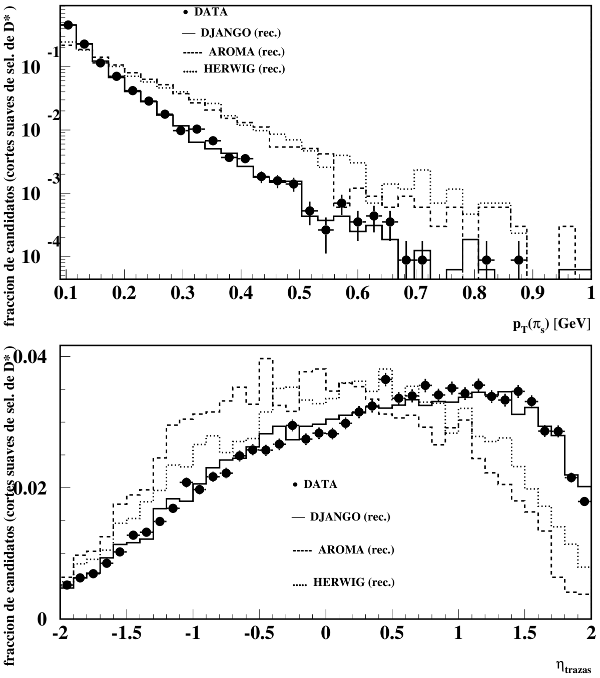


Figura 7.1: *(a) Distribución en momento transverso del π_s y (b) pseudo-rapidez de las tres trazas consideradas como hijas del precandidato a D^* (que satisfacen unos cortes suaves de selección, $|\eta_{trazas}| < 2, p_T(\pi_s) > 90MeV$ y $p_T(K,\pi) > 290MeV$) para los datos y las muestras Monte Carlo utilizadas en este análisis: AROMA, HERWIG y DJANGO.*

fueron considerados en este análisis.

(v) $1.3 < p_T(\ D^*) < 9.0\,\mathrm{GeV}$.
Combinaciones de trazas con un momento transverso inferior a 1.3 GeV no fueron consideradas. La contaminación de las posibles combinaciones aleatorias es mayor cuanto menor es el momento transverso del candidato a D^*. Dicho de otro modo, el fondo puebla mayormente valores en p_T del D^* bajos. Por otra parte, dada la fuerte correlación existente entre el momento transverso de D^* y π_s, un valor inferior en p_T del D^* empezaría a sufrir los efectos en aceptancia del corte $\pi_s > 125MeV$ arriba requerido. El corte superior en p_T viene definido por el máximo valor al que alcanza la estadística disponible en 1994.

Los llamados candidatos a D^* son aquellas combinaciones de trazas que satisfacen los cortes anteriores y que además poseen

(1) una masa invariante $K\pi$ en el rango $1.8 < \ M(K\pi)\ < 1.92\,\mathrm{GeV}$.

(2) una diferencia en masas en el rango $143 < \ \Delta M\ < 148\,\mathrm{MeV}$.

(1) y (2) definen la región de señal de D^*.

Trazas hijas. La figura 7.2 muestra (a) la distribución en momento transverso de las trazas consideradas como kaón o pión, (b) la distribución en momento transverso del π_s y (c) la pseudo-rapidez de las tres trazas consideradas como hijas del precandidato a D^* una vez aplicado el anterior criterio de selección de D^*. A la distribución de los datos se le añade la de los Monte Carlo AROMA, HERWIG y DJANGO. Las distribuciones mostradas están normalizadas de tal forma que el área que ocupan sea la misma. A este nivel los datos y los distintos Monte Carlo (tanto los que sólo cuentan con $\gamma^* g \to c\bar{c}$ como los que cuentan con todo) muestran un buen

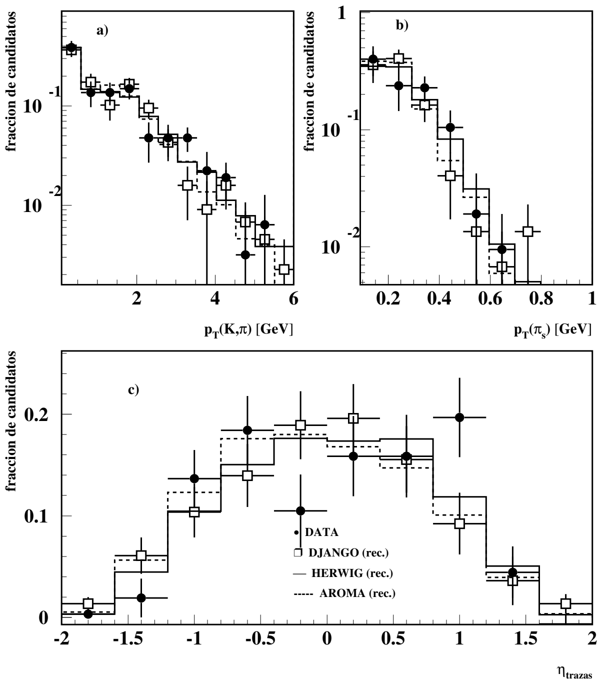


Figura 7.2: *(a) Distribución en momento transverso de las trazas consideradas como kaón o pión, (b) distribución en momento transverso del π_s, (c) pseudo-rapidez de las tres trazas consideradas como hijas del candidato a D^* una vez aplicado el criterio de selección de D^*. A la distribución de los datos se le añade la de los Monte Carlo AROMA, HERWIG y DJANGO.*

acuerdo.

Masa invariante. La figura 7.3 presenta la distribución de las masas ΔM y $M(K\pi)$ de aquellos candidatos a $D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$ que sobreviven los criterios de selección de DIS y de reconstrucción de D^*. El corte en $M(K\pi)$ (ΔM) sólo se ha requerido en la distribución en ΔM ($M(K\pi)$). La muestra MC de DJANGO aparece también en la figura (normalizada al número de sucesos en los datos). El valor medio, la anchura y la altura de los picos de las distribuciones de masa ΔM y $M(K\pi)$ que predice DJANGO están de acuerdo con la de los datos. Lo mismo es cierto para la forma del fondo y la razón señal-fondo del MC. Se observan claras señales alrededor de los valores nominales de $M(D^*) - M(D^0)$ y $M(D^0)$.

Ajustando el espectro de ΔM a una Gausiana y un fondo de la forma $dN/d\Delta M = a\,(\Delta M - m_\pi)^b$ en la región comprendida entre 140 y 180 MeV (a y b son parámetros libres) se obtiene una masa $M(D^*) - M(D^0) = 145.44 \pm 0.09$ MeV en buen acuerdo con el valor nominal en [62], 145.42 ± 0.05 MeV. La desviación estándar tiene un valor de 0.65 ± 0.10 MeV. El exceso de sucesos en la figura 7.3(c),(d) en el rango de masas entre 1.5 y 1.7 GeV se debe principalmente al canal de desintegración $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$. El π^0 no ha sido detectado. De forma análoga, ajustando el espectro de masa $M(K\pi)$ en el rango $1.7 < M(K\pi) < 2.5$ GeV a una Gausiana y un fondo con forma exponencial se obtiene una masa para el D^0 de 1858 ± 3 MeV ligeramente inferior al valor nominal en [62], 1864.6 ± 0.5 MeV. La desviación estándar es de 19 ± 3 MeV. La curvas continuas en la figura 7.3(a),(c) muestran el resultado de los respectivos ajustes a los espectros de ΔM y $M(K\pi)$. La región de señal, como puede verse en la figura 7.3(a) se extiende desde 143 hasta 148 MeV.

En las figuras 7.4 y 7.5 se muestran las masas invariantes ΔM y D^0 en los rangos en

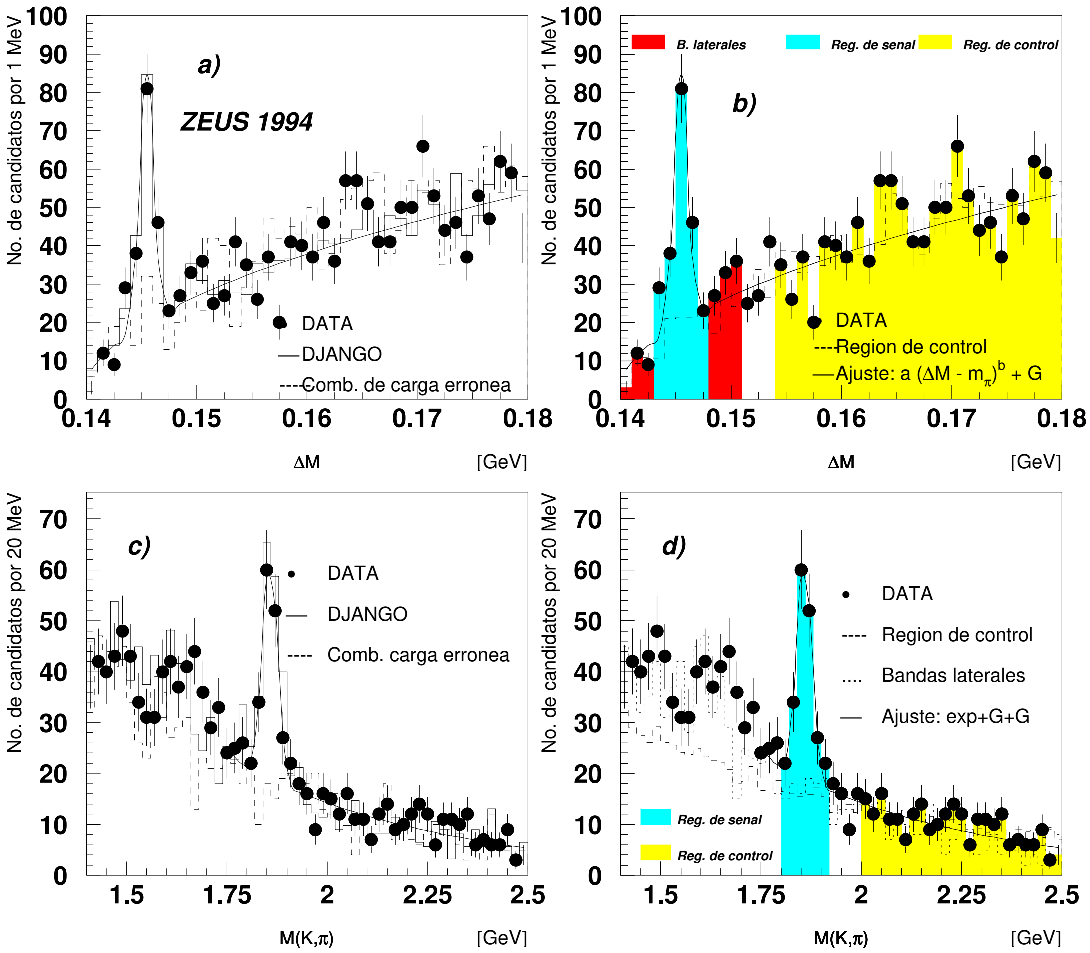


Figura 7.3: *(a) ΔM para combinaciones $K\pi$ en la región de señal de $M(K\pi)$ ($1.80 < M(K\pi) < 1.92\,GeV$, región semi-sombreada en (d)). (b) Histograma en línea discontinua = ΔM para las combinaciones $K\pi$ en la región de control de $M(K\pi)$ ($2.0 < M(K\pi) < 2.5\,GeV$, región sombreada en claro en (d)). (c) $M(K\pi)$ para combinaciones $K\pi\pi_s$ en la región de señal de $\Delta M = M(K\pi\pi_s) - M(K\pi)$ ($143 < \Delta M < 148\,MeV$, región semi-sombreada en (b)). Histograma en línea continua en (a) y (c) = resultado del Monte Carlo DJANGO, histograma en línea discontinua = resultado para las combinaciones de carga errónea. (d) $M(K\pi)$ para combinaciones $K\pi\pi_s$ en la región de señal de ΔM. Histograma en línea discontinua = $M(K\pi)$ para las combinaciones $K\pi\pi_s$ en la región de control de ΔM ($155 < \Delta M < 180\,MeV$, región sombreada en claro en (b)). Histograma en línea punteada = $M(K\pi)$ para combinaciones $K\pi\pi_s$ en bandas laterales de ΔM ($140.5 < \Delta M < 143\,MeV$ y $148 < \Delta M < 150.5\,MeV$, regiones sombreadas en oscuro en (b)). La curva sólida en todas las distribuciones muestra el resultado del ajuste.*

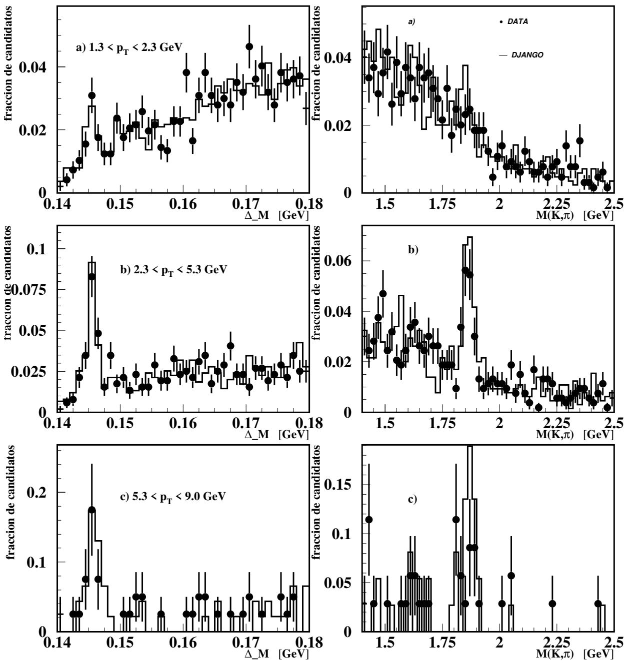


Figura 7.4: *ΔM y D^0 para tres rangos en momento transverso del D^* reconstruido (a: $1.3 < p_T < 2.3$ GeV, b: $2.3 < p_T < 5.3$ GeV, c: $5.3 < p_T < 9.0$ GeV). Se muestran tanto los datos como el Monte Carlo DJANGO.*

p_T y η del D^* que se utilizarán en 7.3.2 para calcular las secciones eficaces diferenciales de producción de D^* (tres en momento transverso, a: $1.3 < p_T < 2.3$ GeV, b: $2.3 < p_T < 5.3$ GeV, c: $5.3 < p_T < 9.0$ GeV, y tres en pseudo-rapidez d: $-1.5 < \eta < -0.5$, e: $-0.5 < \eta < 0.5$, f: $0.5 < \eta < 1.5$). Se muestran tanto los datos como el Monte Carlo DJANGO que sigue razonablemente la tendencia que muestran los datos. El valor del ajuste en cada región obtenida en datos y en Monte Carlo es similar (ver la tabla 7.1).

Substracción de la contaminación de fondo. La reconstrucción de candidatos a D^* y la aplicación del criterio de selección nos deja con una clara señal sobre un fondo procedente de combinaciones aleatorias de quarks más ligeros que el c. Para poder comparar y corregir los datos con muestras Monte Carlo con sólo $\gamma^* g \to c\bar{c}$ (que no modelizan el fondo de quarks ligeros presente en los datos) es necesario substraer el fondo de la señal. Una distribución Monte Carlo que a nivel de reconstrucción no es comparable con la de los datos no podría utilizarse para corregir los datos, debido a que no reproduciría los mismos efectos que el detector produce sobre la realidad. Una corrección así no tendría sentido.

Es importante substraer convenientemente la distribución de fondo. El fondo debajo de la señal se estima de varias formas independientes:

(i) Contando el número de combinaciones con pares de trazas de igual signo para el candidato a D^0 y que satisfacen el criterio de selección arriba expuesto (combinaciones de carga errónea, mostrados en la figura 7.3(a) y (c) como un histograma trazado con líneas discontinuas). El signo del π_s ha de ser opuesto al signo de la traza asignada como kaón.

(ii) Haciendo uso de la región de control, $2.0 < M(K\pi) < 2.5$ GeV en lugar de la región de señal $1.80 < M(K\pi) < 1.92$ GeV donde los sucesos de la región de control se normalizan al número de sucesos con $155 < \Delta M < 180$ MeV. En la figura 7.3 (b) y (d) se indican,

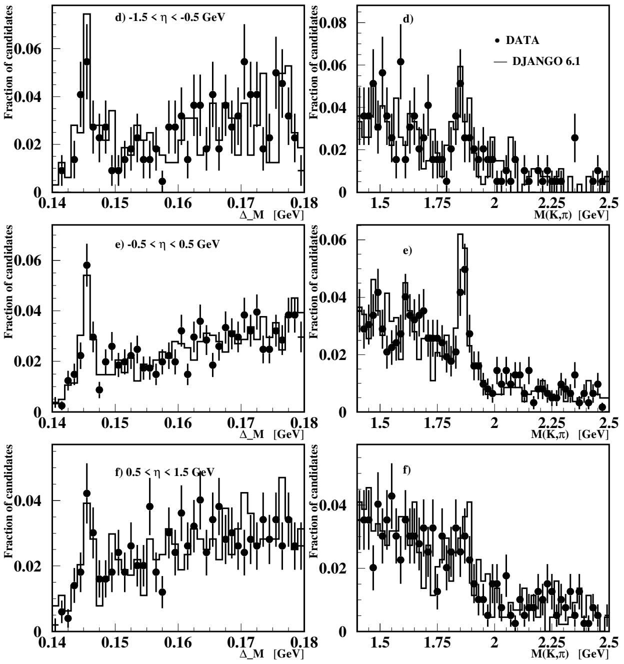


Figura 7.5: *ΔM y D^0 para tres rangos en pseudo-rapidez del D^* reconstruido (d: $-1.5 < \eta < -0.5$, e: $-0.5 < \eta < 0.5$, f: $0.5 < \eta < 1.5$). Se muestran tanto los datos como el Monte Carlo DJANGO.*

Restricción cinemática	Media data	Media DJANGO6.1	σ data	σ DJANGO6.1
ΔM				
$1.3 < p_T < 2.3$ GeV	145.47±0.20	145.31±0.21	0.64±0.16	0.73±0.16
$2.3 < p_T < 5.3$ GeV	145.56±0.13	145.53±0.09	0.78±0.16	0.66±0.08
$5.3 < p_T < 9.0$ GeV	145.47±0.26	145.82 ±0.27	0.72±0.28	1.21±0.19
$-1.5 < \eta < -0.5$	145.34±0.42	145.51±0.16	1.02±0.52	0.58±0.12
$-0.5 < \eta < 0.5$	145.55±0.12	145.43±0.11	0.64±0.08	0.79±0.11
$0.5 < \eta < 1.5$	145.70±0.23	145.58±0.25	0.71±0.19	0.67±0.15
$M(K,\pi)$				
$1.3 < p_T < 2.3$ GeV	1853.1±7.5	1846.9±5.9	17.0±5.8	21.7±8.1
$2.3 < p_T < 5.3$ GeV	1859.9±2.6	1865.2±2.9	9.8±0.5	21.4±2.9
$5.3 < p_T < 9.0$ GeV	1865.1±5.3	1864.0±14.2	21.2±5.5	26.9±12.0
$-1.5 < \eta < -0.5$	1857.7±7.5	1856.9±8.0	26.6±8.3	29.0±5.7
$-0.5 < \eta < 0.5$	1859.7±3.6	1858.4±2.6	18.5±2.7	17.9±2.6
$0.5 < \eta < 1.5$	1853.0±3.7	1869.4±8.1	14.0±3.2	22.0±7.4

Tabla 7.1: *Valor medio y σ de las curvas Gauss+fondo-correspondiente utilizadas para ajustar la distribución en masa invariante ΔM y D^0 de datos y DJANGO, para tres regiones distintas en p_T y η del D^* reconstruido. Todos los valores están en MeV.*

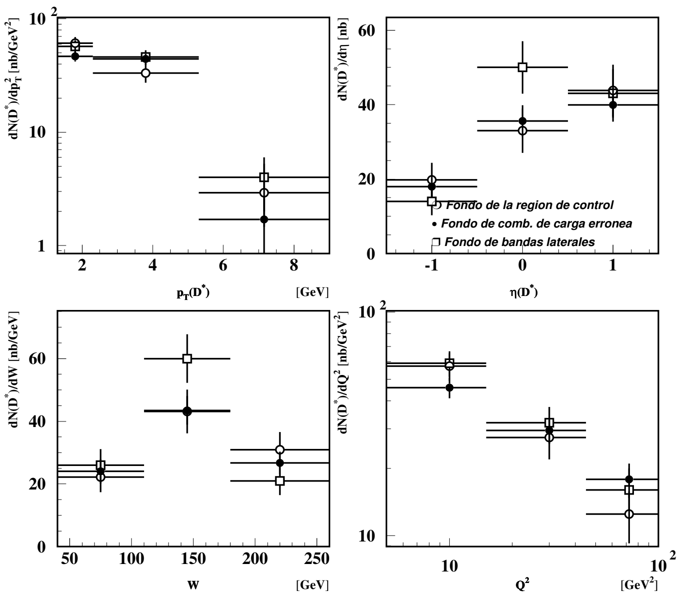


Figura 7.6: *Distribución de fondo del momento transverso del D^* reconstruido, de su pseudo-rapidez, de la energía en el sistema centro de masas fotón-protón, $\gamma^* p$, (W) y de menos el cuadrado del cuadrimomento transferido entre el positrón inicial y dispersado (Q^2) para todos los métodos de estimación del fondo.*

en trazos discontinuos, las regiones de control utilizadas a todo lo largo de este análisis. Los detalles de qué distribución en ΔM ($M(K\pi)$) corresponde a qué región en $M(K\pi)$ (ΔM) se dan en el pie de la figura 7.3.

(iii) Un método alternativo de estimación del fondo es el que utiliza dos bandas laterales, adyacentes y de igual anchura que la región de señal. Este último método es usado como sistemático en la determinación del fondo.

El método de estimación de fondo mediante combinaciones de carga errónea tiene la ventaja (frente al método que utiliza una región de control) de utilizar combinaciones de trazas en la misma región cinemática en la que se encuentra el fondo que puebla la región de señal. A pesar de ello y como puede verse en la figura 7.6 los tres métodos presentan unas distribuciones de fondo similares en $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$, W y Q^2 para la muestra de datos que estamos analizando.

El número de candidatos de fondo se toma como la media ponderada de las estimaciones (i) y (ii). Finalmente, el número de candidatos a D^* reconstruidos se toma como el número de entradas en la región de señal menos el número de candidatos de fondo. Para $5 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$, $y < 0.7$ en la región cinemática en p_T y η $1.3 < p_T(D^*) < 9.0\,\mathrm{GeV}$ y $|\eta(D^*)| < 1.5$ resultan 122 ± 17 mesones D^* sobre un fondo de 95 ± 8. Para la medida de la dependencia de la producción de D^* en $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$, Q^2 y W, la muestra de datos en cada variable ha sido dividida en tres regiones o bines. El número de D^* obtenidos en cada región se determina siguiendo el mismo procedimiento arriba descrito. La figura 7.7 muestra el resultado de tal operación. En concreto presenta el espectro diferencial en (a) momento transverso del D^* reconstruido, (b) pseudo-rapidez del D^*, (c) diferencia en ángulo azimutal entre el positrón dispersado y el D^*, (d) W y (e) Q^2, tanto para datos como para los MC AROMA, HERWIG y DJANGO. Todas las distribuciones están normalizadas de tal forma que el área que ocupan es la misma. En líneas generales, los distintos Monte Carlo reproducen bien la tendencia que siguen los datos (excepto el bin central en η donde se observa un defecto de sucesos en los datos respecto al Monte Carlo compatible con una fluctuación estadística).

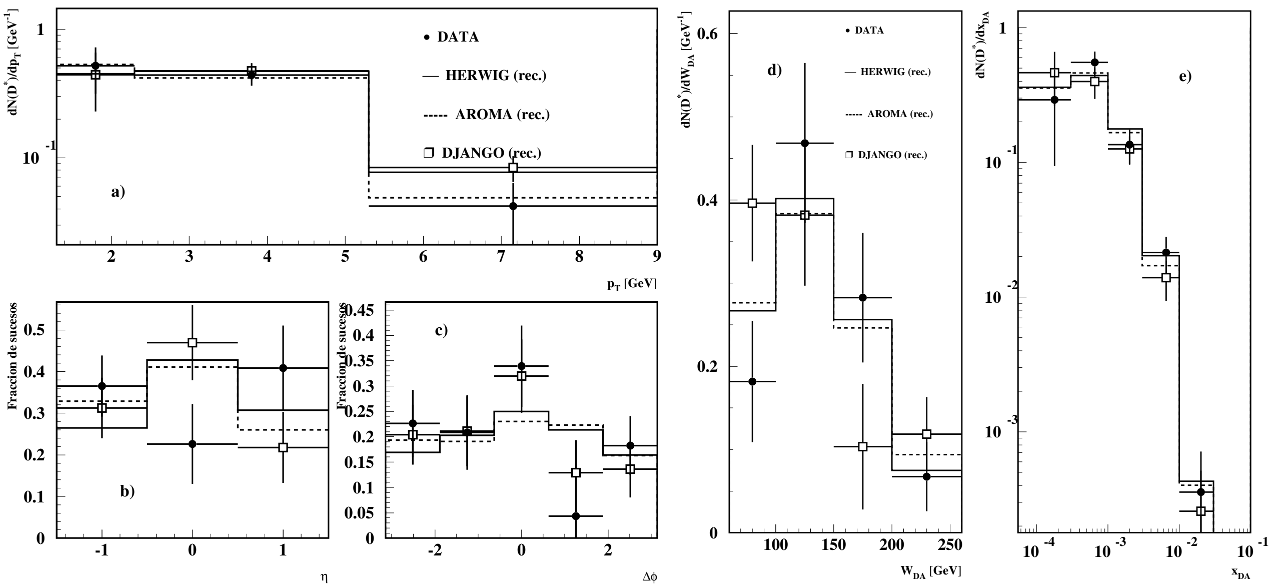


Figura 7.7: *Espectro diferencial en (a) momento transverso del D^* reconstruido, (b) pseudo-rapidez del D^*, (c) diferencia en ángulo azimutal entre el positrón dispersado y el D^*, (d) W y (e) Q^2, tanto para datos como para los MC AROMA, HERWIG y DJANGO. Todas las distribuciones están normalizadas de tal forma que el área que ocupan es la misma.*

La distribución diferencial normalizada de la fracción de momento del D^* en el sistema $\gamma^* p$ ($x_{D^*} = \frac{2|\vec{p}^{\,*}_{D^*}|}{W}$) medida, la predicción de AROMA (con sólo *charm* producido dinámicamente) y la predicción de LEPTO (con sólo *charm* producido por excitación) se muestran en la figura 7.8 a nivel de reconstrucción. Se observa, a este nivel, que AROMA reproduce bastante bien la distribución de los datos.

7.2 Eficiencias y método de corrección

Una vez visto que los distintos Monte Carlo son capaces de reproducir las características generales que muestran los datos a nivel de reconstrucción podemos utilizar los mismos para determinar los efectos del *trigger*, de la selección de sucesos en DIS, de las migraciones y de las ineficiencias de reconstrucción de trazas y D^*, para la posterior corrección de los datos medidos en el régimen de DIS.

El factor de corrección global es el resultado de combinar adecuadamente las eficiencias que a continuación se describen.

7.2.1 Eficiencia de selección de sucesos de DIS

Red bidimensional. La eficiencia de selección de sucesos se calcula en función de las variables cinemáticas del suceso $log_{10}(Q^2)$ (abreviado a LQ^2) e y. Para cada bin en $log_{10}(Q^2)$, y la eficiencia de selección de sucesos se define como el **cociente entre**

(a) número de sucesos Monte Carlo reconstruidos que verifican el criterio de selección de DIS con un valor de LQ^2_{DA} en el bin i y de y_{DA} en el bin j ($N(LQ^2_{DA_i}, y_{DA_j})$).

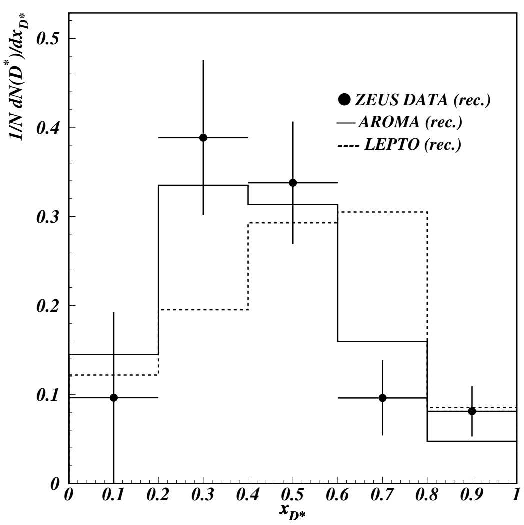


Figura 7.8: *Distribución diferencial normalizada de la fracción de momento del* D^* *en el sistema* $\gamma^* p$ *(*$x_{D^*} = \frac{2|\vec{p}^{\,*}_{D^*}|}{W}$*) medida, la predicción de AROMA (con sólo charm producido dinámicamente) y la predicción de LEPTO (con sólo charm producido por excitación) a nivel de reconstrucción. Las distribuciones están normalizadas a 1.*

y

(b) número de sucesos Monte Carlo generados con un valor de LQ^2_{gen} en el bin i y de y_{gen} en el bin j $(N(LQ^2_{gen_i}\,,\, y_{gen_j}))$.

$$\epsilon^{ev}(LQ^2_i\,,\, y_j) = N(LQ^2_{DA_i}\,,\, y_{DA_j})/N(LQ^2_{gen_i}\,,\, y_{gen_j}) \tag{7.3}$$

Para la determinación de esta eficiencia se requirió la presencia en el suceso de un $D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$ generado en la región cinemática

$$1.3 < p_T < 9.0 \; GeV \;\; y \;\; |\eta| < 1.5. \tag{7.4}$$

$\epsilon^{ev}(LQ^2_i\,,\, y_j)$ se muestra en la figura 7.9 en función de $log_{10}(Q^2)$ey . Las muestras MC DJANGO y AROMA han sido utilizadas para obtener esta eficiencia bidimensional. ϵ^{ev} crece con Q^2 del suceso y decrece levemente con y. Esto se debe, en parte, a lo ya comentado en 5.2.4. A medida que aumenta el Q^2 del suceso disminuye el ángulo polar (θ_e) al que el positrón es dispersado. En estos casos, el positrón está más aislado y es más fácil de encontrar.

La eficiencia media de selección de sucesos se obtiene promediando sobre todos los bines y resulta ser del 75% en DJANGO, del 74% en AROMA y del 72% en HERWIG (no mostrado en la figura 7.9).

Eficiencia bin a bin. Para cada bin de cada distribución (x_i) la eficiencia de selección de sucesos se define como el **cociente entre**

(a) el número sucesos que verifican el criterio de selección (N^{events}_{rec})

y

(b) el número sucesos con $y_{gen} < 0.7$ y $5 < Q^2 < 100$ GeV^2 (N^{events}_{gen})

$$\epsilon^{ev}(x_i) = \frac{N^{events}_{rec}(x_i)}{N^{events}_{gen}(x_i)} \tag{7.5}$$

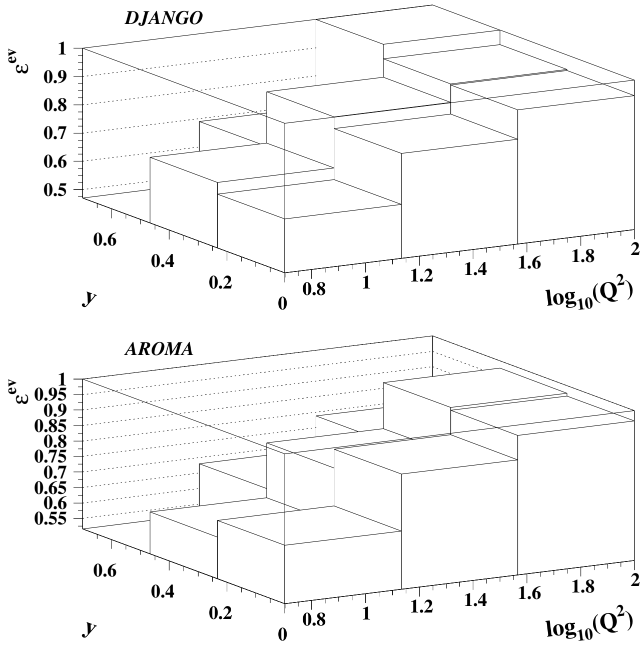


Figura 7.9: *Eficiencia* ϵ^{ev} *en función de* $log_{10}(Q^2)$ *e* y *para distintos Monte Carlo.*

Del mismo modo que en 7.3, para la determinación de esta eficiencia se requirió la presencia en el suceso de un $D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$ (+c.c.) generado en la región cinemática $1.3 < p_T < 9.0$ GeV y $|\eta| < 1.5$.

La figura 7.10 muestra $\epsilon^{ev}(x_i)$ donde x_i es para cada caso, (a) el momento transverso del candidato a D^*, (b) la pseudo-rapidez del candidato a D^*, (c) $cos\Delta\phi$ y las variables cinemáticas (d) Q^2_{DA}, (e) x_{DA} y (f) W_{DA}.

Las muestras MC de DJANGO, AROMA y HERWIG han sido utilizadas para obtener dichos factores. $\epsilon^{ev}(x_i)$ crece levemente con p_T, notoriamente con Q^2 y x (salvo el último bin) y decrece con W. No se observa una dependencia marcada ni en $cos\Delta\phi$ ni en η.

7.2.2 Eficiencia de reconstrucción de D^*

Red bidimensional. La eficiencia de reconstrucción de D^* (ϵ^{D^*}) se calcula en función de las variables $1/p_T$ y η del D^* reconstruido. Para cada bin en $1/p_T$, η ϵ^{D^*} se define como el **cociente entre**

(a) el número de D^* reconstruidos (una vez substraído el fondo)
con un valor de $1/p_T$ en el bin i y de η en el bin j ($N(1/p_{T_i}\,,\,\eta_j)$).

y

(b) el número de $D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$ (+c.c.) generados
con un valor de $1/p_{T_{gen}}$ en el bin i y de η_{gen} en el bin j ($N(1/p_{T_{gen_i}}\,,\,\eta_{gen_j})$).

$$\epsilon^{D^*}(1/p_{T_i}\,,\,\eta_j) = N(1/p_{T_i}\,,\,\eta_j)/N(1/p_{T_{gen_i}}\,,\,\eta_{gen_j}) \tag{7.6}$$

Para la determinación de esta eficiencia se utilizaron aquellos sucesos que verifican el criterio de selección de DIS (descrito en la sección 5.2).

Esta eficiencia se muestra en la figura 7.11 en función de $1/p_T$ y η . Las muestras MC AROMA y HERWIG han sido utilizadas para obtener esta eficiencia bidimensional. ϵ^{ev} crece

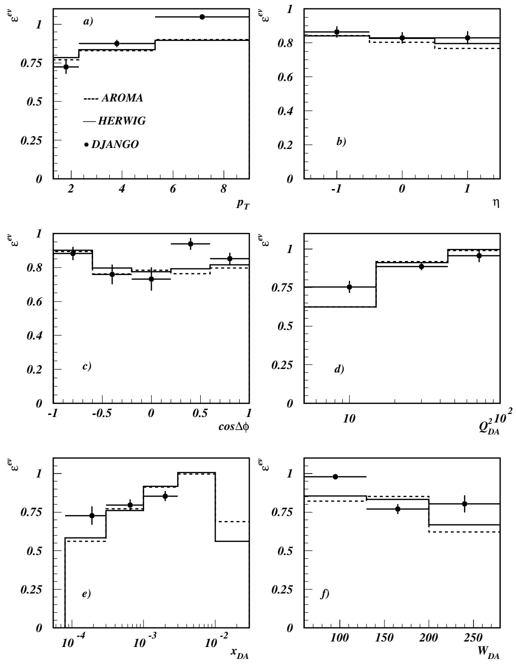


Figura 7.10: *Eficiencia ϵ^{ev} en función (a) el momento transverso del candidato a D^*, (b) la pseudo-rapidez del candidato a D^*, (c) $cos\Delta\phi$ y las variables cinemáticas (d) Q^2_{DA}, (e) x_{DA} y (f) W_{DA} para distintos Monte Carlo.*

con p_T y decrece con $|\eta|$ (conforme nos aproximamos a los bordes de la CTD).

La eficiencia media de reconstrucción es $\sim$ 37% (36%) para AROMA (HERWIG) . En la región central de la CTD alcanza valores cercanos al 40% y en los bordes baja hasta un 20%. La restricción en p_T y η de las trazas constituye uno de los principales factores que reducen considerablemente el valor de la eficiencia.

Eficiencia bin a bin. Para cada bin de cada distribución (x_i) la eficiencia de reconstrucción de D^* se define como el **cociente entre**

(a) el número de D^* reconstruidos (una vez substraído el fondo) ($N^{D^*}_{rec}$)

y

(b) el número de $D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$ (+c.c.) generados
en la región cinemática $1.3 < p_T < 9.0$ GeV y $|\eta| < 1.5$ ($N^{D^*}_{gen}$).

$$\epsilon^{D^*}(x_i) = \frac{N^{D^*}_{rec}(x_i)}{N^{D^*}_{gen}(x_i)} \tag{7.7}$$

Del mismo modo que en la ecuación 7.6, para la determinación de esta eficiencia se utilizaron aquellos sucesos que verifican el criterio de selección de DIS.

La figura 7.12 muestra $\epsilon^{D^*}(x_i)$ donde x_i es para cada caso, (a) el momento transverso del candidato a D^*, (b) la pseudo-rapidez del candidato a D^*, (c) $cos\Delta\phi$ y las variables cinemáticas (d) Q^2_{DA}, (e) x_{DA} y (f) W_{DA}. Las muestras MC de AROMA y HERWIG (con distintas masas m_c como se indica) han sido utilizadas para obtener tal eficiencia de reconstrucción. $\epsilon^{D^*}(x_i)$ crece levemente con Q^2, notoriamente con p_T y x (salvo el último bin) y decrece suavemente con W y con $|\eta|$. No se observa una dependencia marcada en $cos\Delta\phi$.

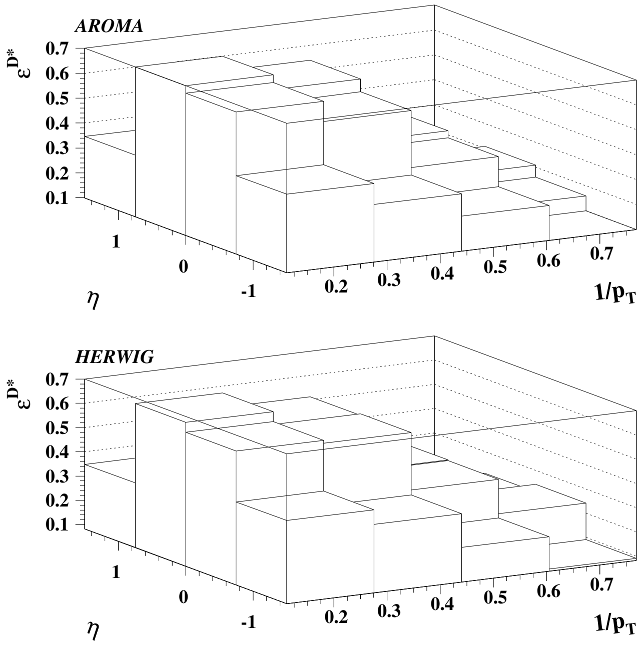


Figura 7.11: *Eficiencia ϵ^{D^*} en función de $1/p_T$ y η para distintos Monte Carlo.*

La eficiencia promediada a todos los bines aumenta de 36% a 38% al aumentar la masa del quark c de 1.35 GeV a 1.8 GeV (con MRSA para la distribución de partones). Para $m_c = 1.35$ GeV, se obtiene un valor promedio de 35% si se utiliza MRSD-$'$ para la parametrización de la función de estructura del protón. La forma de la eficiencia de reconstrucción para las variables bajo estudio no cambia significativamente (ver la figura 7.12).

7.2.3 Eficiencia total

El hecho de que la eficiencia de selección de sucesos DIS no dependa de las variables de reconstrucción del candidato a D^* (ver figura 7.10) y, del mismo modo, que la eficiencia de reconstrucción de D^* no dependa de las variables cinemáticas del suceso (ver figura 7.12) nos permite realizar una factorización de la eficiencia total en la eficiencia de selección de sucesos DIS y eficiencia de reconstrucción de D^*.

$$\epsilon^{ev+D^*}(LQ^2\,, y, 1/p_T\,, \eta) = \epsilon^{ev}(LQ^2\,, y)\epsilon^{D^*}(1/p_T\,, \eta) \tag{7.8}$$

Esta eficiencia así definida tiene en cuenta la eficiencia de reconstrucción de D^* debido al criterio de selección 7.1, la ineficiencia de reconstrucción de trazas, las posibles migraciones en p_T y η de D^*, la eficiencia de selección de sucesos (descrita en 5.2) y las posibles migraciones en las variables cinemáticas del suceso (Q^2, x, y y W).

Por completitud mostramos la eficiencia combinada de selección de sucesos DIS (determinada en la ecuación 7.5) y de reconstrucción de D^* (determinada en la ecuación 7.7)

$$\epsilon^{ev+D^*}(x_i) = \epsilon^{ev}(x_i)\epsilon^{D^*}(x_i) \tag{7.9}$$

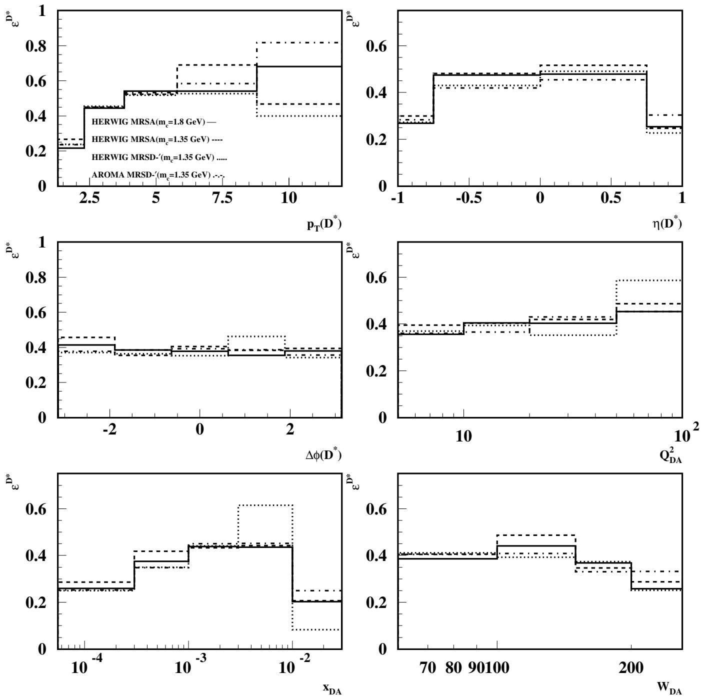


Figura 7.12: *Eficiencia* ϵ^{D^*} *en función (a) el momento transverso del candidato a* D^*, *(b) la pseudo-rapidez del candidato a* D^*, *(c)* $cos\Delta\phi$ *y las variables cinemáticas (d)* Q^2_{DA}, *(e)* x_{DA} *y (f)* W_{DA} *para distintas muestras Monte Carlo.*

7.2.4 Método de corrección

Como ya se ha mencionado, este análisis utiliza dos tipos de criterios de selección. El primero se centra en la selección de una muestra pura de sucesos de DIS (ver 5.2) con una contaminación mínima de fondo (fotoproducción, *pgas*, muones cósmicos). La muestra de DJANGO ha sido la utilizada para estimar el efecto de los cortes de 5.2. El segundo tipo se centra en la selección de una muestra de D^* (ver 7.1) a partir de la muestra de DIS. Los Monte Carlo $\gamma^* g \to c\bar{c}$ (MC $c\bar{c}$) HERWIG y AROMA fueron usados para estimar los efectos de tal criterio de selección de D^*.

Las secciones eficaces diferenciales han sido corregidas por las eficiencias correspondientes a los criterios de selección 5.2 y 7.1 (reunidos en la ecuación 7.8) del mismo modo que por los *branching ratios* $B = B(D^{*+} \to D^0 \pi_s^+) \times B(D^0 \to K^- \pi^+) = 0.0262 \pm 0.0010$ [62] para así tener en cuenta modos de desintegración no observados. No se ha aplicado ningún factor de corrección adicional debido a efectos radiactivos de QED, ya que a través del Monte Carlo se estima que éstos son del orden de un 3 %. El proceso de corrección se puede resumir en la siguiente fórmula

$$\frac{d\sigma}{dz}(z_i) = \{ \sum_{j=1}^{n_{cand.\ en\, senal\,\&\, z_i}} \frac{1}{\epsilon^{ev}(\, LQ^2_{DA_j}\, , y_{DA_j}\,) \cdot \epsilon^{D^*}(\, 1/p_{T_{rec_j}}\, , \eta_{rec_j}\,)} - \tag{7.10}$$

$$\sum_{k=1}^{n_{cand.\ en\, fondo\,\&\, z_i}} \frac{1}{\epsilon^{ev}(\, LQ^2_{DA_k}\, , y_{DA_k}\,) \cdot \epsilon^{D^*}(\, 1/p_{T_{rec_k}}\, , \eta_{rec_k}\,)} \} \cdot \frac{1}{B} \cdot \frac{1}{L} \cdot \frac{1}{\Delta z_i} \tag{7.11}$$

donde B es el *branching ratio* del canal de desintegración 7.1, L es la luminosidad, $\Delta\, z_i$ es la anchura del bin y z_i es el i^{esimo} bin de la distribución en la variable z bajo estudio. En este análisis z hace referencia a las siguientes variables: p_T , η del D^*, x_{D^*} o Q^2, W, y del suceso.

El proceso de corrección usando el segundo bloque de eficiencias (definido en las ecuaciones 7.5,7.7 y combinado en 7.9) se puede resumir en la siguiente fórmula

$$\frac{d\sigma}{dz}(z_i) = \frac{N^{D^*}_{medidos}(z_i)}{\epsilon^{ev+D^*}(z_i)\Delta z_i BL} \tag{7.12}$$

B, L, $\Delta\, z_i$ y z_i ya han sido introducidos en la ecuación anterior.

La ecuación 7.12 constituye un método alternativo (bin a bin) al método de corrección utilizado en la ecuación 7.10-7.11 y es más común aunque más sensible a las características del modelo utilizado para la corrección.

7.3 Resultados

7.3.1 Mecanismo de producción de *charm*

Una forma de investigar el mecanismo de producción de *charm* es a través de la distribución de la fracción de momento del D^* en el sistema $\gamma^* p$

$$x_{D^*} = \frac{E_{D^*}}{E_c} \tag{7.13}$$

Consideremos como método de formación de *charm* el de excitación de quarks c del mar. En este caso el fotón virtual interacciona con un quark c digamos de forma directa. En el sistema centro de masas fotón-protón podemos escribir

$$W = (E_r + E_c) \tag{7.14}$$

donde W es la energía en el centro de masas fotón-protón, E_c es la energía del quark c y E_r es la energía del remanente dada por

$$E_r = |\vec{p}^{\,*}_R|^2 + M_R^2 \tag{7.15}$$

$\vec{p}^{\,*}_R$ [1] es el momento del remanente del protón y M_R es su masa invariante,

$$M_R^2 = (\sum_i E_i)^2 - |\sum_i \vec{p}^{\,*}_i|^2 \tag{7.16}$$

una suma sobre las partículas en el jet del remanente con $E_i^2 - |\vec{p}^{\,*}_i|^2 = 0$. Dado que para las partículas individuales que comprenden el jet del remanente $\vec{p}^{\,*}_{T_i} \approx 0$ se tiene que $|\sum_i \vec{p}^{\,*}_i| = \sum_i |\vec{p}^{\,*}_i|$. De este modo, la ecuación 7.16 se puede simplificar

$$M_R^2 = (\sum_i E_i)^2 - (\sum_i |\vec{p}^{\,*}_i|)^2 \tag{7.17}$$

y considerar M_R como cero. Esto significa que $E_R = E_c$ de forma que la ecuación 7.13 se transforma en

$$x_{D^*} = \frac{2|\vec{p}^{\,*}_{D^*}|}{W} \tag{7.18}$$

---

[1] El asterisco indica que nos encontramos en el sistema centro de masas fotón-protón para distinguirlo del momento del c en otros sistemas de referencia.

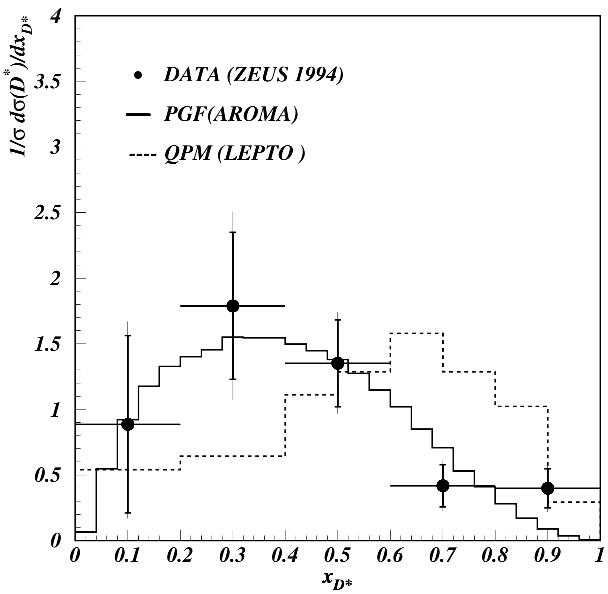


Figura 7.13: *Sección eficaz normalizada* $e^+p \to e^+D^*X$ *en la región cinemática* $5 < Q^2 < 100\,GeV^2$, $y < 0.7$ *para* D^*s *con* $1.3 < p_T < 9.0\,GeV$ *y* $|\eta| < 1.5$ *en función de* x_{D^*}. *Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). Las barras horizontales representan la anchura del bin. La predicción de PGF obtenida con AROMA y la contribución obtenida con un modelo de excitación de charm (LEPTO) se muestran como histogramas. Las distribuciones están normalizadas a la sección eficaz total.*

El punto importante es que esta ecuación depende de que la relación $\vec{p}\,^*_{T_i} \approx 0$ sea cierta. En PGF tenemos dos quarks c en el sistema, pudiendo tener ambos un momento transverso en el sistema centro de masas fotón-protón hasta un máximo de $p_T = \sqrt{\frac{\hat{s}}{4} - m_c^2}$ donde $\hat{s}$ es la energía en el sistema centro de masas fotón-gluón. Como ambos quarks c se reparten la energía en el sistema centro de masas y en la mayoría de los casos se reconstruye una sola partícula con quark c, el efecto del segundo quark c (posiblemente no reconstruido) es el de suavizar la distribución en x_{D^*}. Este efecto se vio en la figura 7.8 a nivel de reconstrucción y puede verse de nuevo en la figura 7.13 ya como una distribución corregida. La figura 7.13 muestra la distribución diferencial normalizada x_{D^*} medida y la predicción de AROMA. Para comparar se muestra también la predicción de LEPTO que cuenta con sólo producción directa de *charm*. Ambas muestras MC hacen uso de la parametrización de la densidad de partones de MRSD$-'$ [29]. La forma de la distribución medida es compatible con PGF, de acuerdo con los resultados de H1 [100] (ver apéndice C.1 para más detalles y checks).

7.3.2 Secciones eficaces diferenciales en la región cinemática en p_T y η

Esta sección presenta las primeras medidas de distribuciones en p_T, η, W y Q^2 de partículas que contienen el quark c en el régimen de dispersión profundamente inelástica en forma de secciones eficaces diferenciales e integradas en la región cinemática $1.3 < p_T(D^*) < 9.0\,\mathrm{GeV}$ y $|\eta(D^*)| < 1.5$. Las secciones eficaces diferenciales $e^+p \to e^+D^{*\pm}X$ están corregidas por la eficiencia de los criterios de selección 5.2 y 7.1 (reunidos en la ecuación 7.8) del mismo modo que por los *branching ratios* de acuerdo con la ecuación 7.10-7.11.

La figura 7.14 muestra la sección eficaz diferencial $e^+p \to e^+D^{*\pm}X$ en función de a) $p_T(D^*)$, b) $\eta(D^*)$, c) W y d) Q^2 en el región cinemática $5 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$, $y < 0.7$. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). Los puntos en las distribuciones en $p_T(D^*)$ y Q^2 se muestran, para cada bin, en el valor medio de un ajuste a una distribución exponencial y polinómica respectivamente (ver apéndice C.2).

La sección eficaz diferencial $d\sigma/dp_T{}^2(D^*)$ exhibe una caída exponencial en $p_T(D^*)$. $d\sigma/d\eta(D^*)$ es aproximadamente plana. La caída de la sección eficaz en W en PGF viene determinada a bajo W por la restricción cinemática en $p_T(D^*) > 1.3\,\mathrm{GeV}$ y $|\eta(D^*)| < 1.5$ y a alto W por el factor de flujo. La sección eficaz cae fuertemente a medida que Q^2 aumenta.

La predicción teórica basada en QCD a NLO [30] usando GRV[7] NLO para parametrizar la densidad de gluones, $xg(x, Q^2)$, del protón se muestra como una banda en la figura 7.14, donde el límite superior (inferior) de la banda corresponde a una masa del quark c de 1.35 (1.7) GeV. Los cálculos teóricos están basados exclusivamente en PGF y no se considera la producción de *charm* por otros medios (*charm* por excitación o *charm* intrínseco). La densidad de partones de GRV NLO proporciona una buena descripción de la función de estructura F_2 medida en HERA [104, 105] y trata el quark c como un quark masivo, de forma consistente con el *ansatz* de [30]. Los quarks c se hadronizaron de acuerdo con la función de fragmentación de Peterson [52] (ver 3.3.3) con un valor de $\epsilon_c = 0.035 \pm 0.009$ [106]. Para la probabilidad de que un quark c se fragmente en un D^*, $P(c \to D^*)$, se tomó 0.26 ± 0.02 [106]. Tanto para los factores de renormalización como el de factorización de escala se tomó $\mu = \sqrt{Q^2 + 4\,m_c^2}$. En este cálculo la mayor incertidumbre está relacionada con el valor de masa del quark c. La incertidumbre asocia a otros parámetros como ϵ_c, μ o $xg(x, Q^2)$ es menor en el presente rango cinemático. La predicciones en (a) y (b) se muestran mas allá del rango en $p_T(D^*)$ y $\eta(D^*)$ respectivamente medido en los datos. Los cálculos analíticos NLO reproducen bien la forma de las distribuciones en $p_T(D^*)$, W y Q^2 y son consistentes con la dependencia en $\eta(D^*)$ dentro de la región cinemática 7.4. Como se puede observar en la figura 7.14 un valor de m_c de 1.35 GeV proporciona una mejor descripción de los datos que un valor de m_c de 1.7 GeV.

A partir de ahora, a menos que se mencione explicitamente, los cálculos analíticos LO y NLO son aquellos de[30] y hacen uso de la parametrización de la densidad de gluones de GRV [7] (LO y NLO respectivamente) y una masa del quark c, $m_c = 1.5$ GeV.

En la figura 7.14 se comparan los datos con los cálculos analíticos, LO, mostrados como histogramas. Los cálculos LO de los programas Monte Carlo utilizados para el cálculo de las eficiencias en 7.2 están de acuerdo con los cálculos analíticos LO. Obsérvese que los cálculos MC incluyen cascadas partónicas a demás de los elementos de matriz LO. Tanto el MC, LO, como cálculos analíticos, LO, describen bien la forma de las distribuciones $p_T(D^*)$, Q^2 y W.

Sería interesante medir las distribuciones para p_T, η, W y x_{D^*} en bines en Q^2. Esta subdivisión proporcionaría una visión más clara de a qué Q^2 este método dinámico de producción de *charm* dejaría de ser válido (como se espera que así sea).

Integrado sobre la región cinemática $5 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ e $y < 0.7$, la sección eficaz $e^+p \to e^+D^{*\pm}X$ para D^*, en la región cinemática $1.3 < p_T(D^*) < 9.0\,\mathrm{GeV}$ y $|\eta(D^*)| < 1.5$ es

$$\sigma_{p_T,\eta}(e^+p \to e^+\, D^{*\pm}\, X) = 5.3 \pm 1.0 \pm 0.8\,\mathrm{nb}$$

donde el primer error representa el error estadístico y el segundo el error sistemático. La sección eficaz $e^+p \to e^+D^{*\pm}X$ representa alrededor de un 4 % la sección eficaz de DIS en el mismo rango cinemático en Q^2 e y. La tabla 7.2 compara la sección eficaz medida con las predicciones

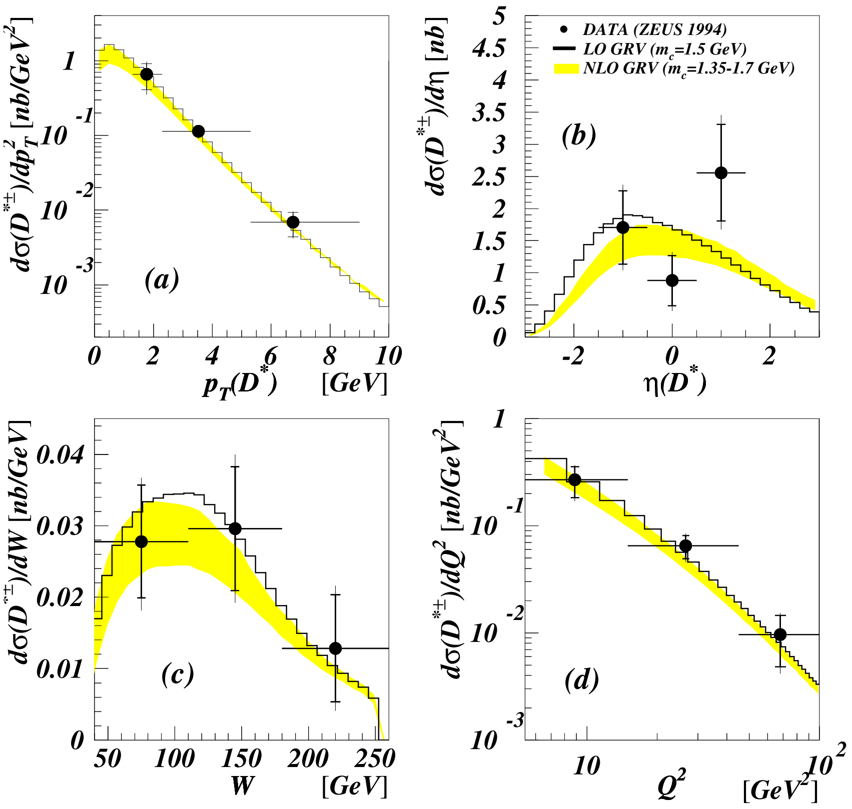


Figura 7.14: *Sección eficaz diferencial* $e^+p \rightarrow e^+D^{*\pm}X$ *para* $5 < Q^2 < 100\mathrm{GeV}^2$*,* $y < 0.7$ *en la región cinemática* $1.3 < p_T(D^*) < 9.0$ *GeV y* $|\eta(D^*)| < 1.5$ *en función de* $p_T(D^*)$ *(a),* $\eta(D^*)$ *(b),* W *(c) y* Q^2 *(d). Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). Las barras horizontales representan la anchura del bin. La predicción NLO de QCD con la densidad de gluones de GRV(NLO) para distintos valores de la masa del quark c se muestran en forma de una banda (ver texto). La predicción LO con la densidad de gluones de GRV(LO) se muestra en forma de histograma. La predicciones en (a) y (b) se muestran mas allá del rango en* $p_T(D^*)$ *y* $\eta(D^*)$ *respectivamente medido en los datos.*

LO y NLO. La sección eficaz integrada predicha en NLO muestra un acuerdo razonable con la medida. El MC, LO, y los cálculos analíticos, LO, muestran un buen acuerdo con los datos, aunque su sensibilidad a parámetros del modelo como pueden ser m_c, $xg(x, Q^2)$, ϵ_c o μ, es más alta que para los cálculos analíticos NLO.

7.3.3 Sección eficaz extrapolada y $F_2^{c\bar{c}}$

La extracción de la contribución *charm* a F_2, $F_2^{c\bar{c}}$, constituye una técnica alternativa para la determinación de la densidad de gluones del protón y supone un test de QCD. La extracción precisa de $F_2^{c\bar{c}}$ en el rango en x medido en HERA empieza a jugar un papel crucial en la comprensión de QCD y en la determinación de las PDFs y sus incertidumbres en general.

Las primeras medidas de $F_2^{c\bar{c}}$ a alto x fueron realizadas por las colaboraciones EMC [102] y FNAL [109]. Sus medidas se basaron en la identificación de sucesos con dos y tres muones en interacciones $\mu^+ - Fe$, que fueron causados predominantemente por producción de *charm* en

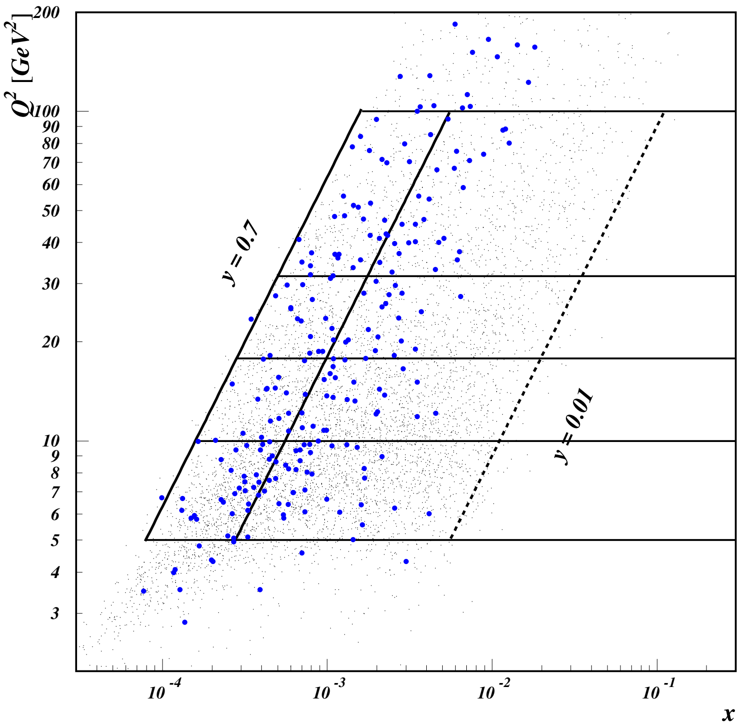


Figura 7.15: *El plano (x, Q^2) con la región cinemática y las diferentes regiones en Q^2 e y elegidos para este análisis. Los puntos gruesos corresponden a los candidatos a D^*. Los puntos finos corresponden a una submuestra de sucesos en DIS.*

la que las partículas que contienen quarks c se desintegraban semileptónicamente a muones.

La sección eficaz inclusiva de producción de *charm*, $e^+p \rightarrow e^+\, c\bar{c}X$, $\sigma^{c\bar{c}}$, se puede expresar en términos de $F_2^{c\bar{c}}$ (de forma análoga a como veíamos en 1.1.2) mediante:

$$\frac{d^2\sigma^{c\bar{c}}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4x}[(1+(1-y)^2)\,F_2^{c\bar{c}}(x,Q^2)\; - \;y^2\,F_L^{c\bar{c}}(x,Q^2)] \tag{7.19}$$

En el modelo estándar, la contribución que procede del intercambio de un bosón Z en lugar de un γ^* es pequeña en el rango cinemático en (Q^2, x) del presente análisis, así pues la contribución de $F_3^{c\bar{c}}$ se desprecia. La contribución de $F_L^{c\bar{c}}$ se ha estimado con [107] y resulta ser menor del 2%, por lo tanto, no se ha aplicado ninguna corrección adicional.

Para estimar $\sigma^{c\bar{c}}$ y evaluar $F_2^{c\bar{c}}$ en función de Q^2 e y, las secciones eficaces medidas en cada región Q^2,y han de ser extrapoladas de la región cinemática 7.4 a todo el rango cinemático en $p_T(D^*)$ y $\eta(D^*)$. La figura 7.15 muestra la distribución de una submuestra de sucesos DIS y la de aquellos sucesos con un candidato a D^* en el plano (x, Q^2). Las líneas de y y Q^2 constante delimitan la región cinemática elegida para este estudio y las diferentes regiones en Q^2 y y para las cuales se ha extraído $\sigma^{c\bar{c}}$ y $F_2^{c\bar{c}}$.

En cada rango (Q^2,y), $\sigma^{c\bar{c}}$ se obtiene de las secciones eficaces de D^* a través de:

$$\sigma(e^+p \rightarrow e^+\, c\bar{c}X) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma(e^+p \rightarrow e^+\, D^*\, X)}{P(c \rightarrow D^*)}. \tag{7.20}$$

De acuerdo con el factor de extrapolación obtenido con los cálculos analíticos NLO, desde un 50 % (a $Q^2 = 45\,\mathrm{GeV}^2$) hasta un 65 % (a $Q^2 = 7\,\mathrm{GeV}^2$) de la producción de D^* se encuentra fuera de la región cinemática 7.4.

Para la determinación de la sección eficaz integrada se ha dividido la muestra de datos en dos intervalos en Q^2, $5< Q^2 < 10\,\mathrm{GeV}^2$ y $10< Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$. El factor de extrapolación se calcula con los cálculos analíticos de [30] usando GRV[7] con m_c=1.5 GeV, $\mu = \sqrt{Q^2 + 4m_c^2}$, $P(c \to D^{*+}) = 0.26 \pm 0.02$ y $\epsilon_c = 0.035 \pm 0.009$ [106]. La sección eficaz integrada, $\sigma(e^+p \to e^+ c\bar{c} X)$, en $y < 0.7$, es $13.5 \pm 5.2 \pm 1.8\,^{+1.6}_{-1.2}$ nb para $5< Q^2 <10\,\mathrm{GeV}^2$, y $12.5 \pm 3.1 \pm 1.8\,^{+1.5}_{-1.1}$nb para $10< Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$. El primer error representa el error estadístico, el segundo el error sistemático y el tercero la incertidumbre en la extrapolación. El último factor se estudia variando los parámetros del modelo usados para la extrapolación, como m_c (de 1.35 a 1.7 GeV), μ (de $2m_c$ a $2\sqrt{Q^2 + m_c^2}$), ϵ_c (de 0.025 a 0.045), y $xg(x, Q^2)$ (GRV [7], MRSG [108], CTEQ3 [20], MRSA′[6]) [2] y también incluye el error en la probabilidad de $c \to D^*$. En ambos rangos en Q^2 se obtiene una incertidumbre entre $-12\,\%$ y $+9\,\%$.

Las secciones eficaces integradas, del mismo modo que las correspondientes predicciones LO y NLO se muestran en la tabla 7.2. Los cálculos analíticos son una desviación estándar más pequeños que los valores medidos en el primer intervalo en Q^2 (de 5 a $10\,\mathrm{GeV}^2$) pero están de acuerdo con los datos en el segundo intervalo en Q^2 (de 10 a $100\,\mathrm{GeV}^2$). La sección eficaz obtenida en el intervalo $10< Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ se muestra en razonable acuerdo con los resultados obtenidos por la colaboración H1 en la misma región en Q^2 [100].

La figura 7.16 muestra los valores resultantes de $F_2^{c\bar{c}}$ en función de x para los distintos bines en Q^2 y y tal y como se definen en la figura 7.15. Las resultados de H1 [100] también aparecen en la figura 7.16. Tales medidas fueron realizadas en los mismos bines en Q^2. Se observa un buen acuerdo entre ambos. También se incluye en la figura 7.16 los datos del experimento a blanco fijo EMC [102] que fueron medidos a valores de x entre 0.02 y 0.3. En la región en x cubierta por ZEUS y H1, la contribución *charm*, $F_2^{c\bar{c}}$, a la función de estructura del protón aumenta un orden de magnitud con respecto a los resultados obtenidos en experimentos a blanco fijo. Los cálculos analíticos para $F_2^{c\bar{c}}$ se muestran en la figura 7.16 como una banda (el límite superior (inferior) de la banda corresponde a una masa del quark c de 1.35 (1.7) GeV). En la región cinemática bajo estudio, $5 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$, $y < 0.7$, el uso de las densidades de gluones de CTEQ4F3 [8] o MRRS [21] proporcionan unos resultados similares a los de GRV dentro de un margen de un 5% . En el presente rango en Q^2, $F_2^{c\bar{c}}$ escala someramente con la densidad de gluones en QCD, NLO. El incremento de $F_2^{c\bar{c}}$ a medida que x disminuye (desde la región a alto x de los experimentos a blanco fijo hasta la región a bajo x de ZEUS y H1) está bien descrito por QCD, NLO.

7.3.4 Análisis de D^* con los datos de 1995 y 1996

En los periodos de 1995 y 1996, HERA aumento más de dos y tres veces la luminosidad del año 1994 respectivamente (ver la figura 4.2). La luminosidad (después de EVTAKE) disponible ascendió a ~ 6 pb^{-1} en 1995 y a ~ 10 pb^{-1} en 1996.

Con el propósito de reducir el error estadístico repetimos el análisis previamente descrito combinando apropiadamente las muestras de 1995 y 1996.

Selección de sucesos de DIS en 1995 y 1996. Las diferencias más resaltables a nivel de selección de sucesos de DIS respecto al criterio de selección definido en 5.2 fueron:

---

[2] Obsérvese que mientras que GRV (y también CTEQ4F3, ver más adelante) siguen el tratamiento de [30] basado en PGF, las distribuciones de CTEQ3 y MRS tratan el quark c como un quark no masivo con una densidad de *charm* parametrizada que contribuye a la función de estructura por encima de cierto umbral en Q^2 y por lo tanto no es totalmente consistente con el programa de [30].

		$\sigma_{p_T,\eta}$ [nb]	σ_1 [nb]	σ_2 [nb]
Data		$5.3 \pm 1.0 \pm 0.8$	$13.5 \pm 5.2 \pm 1.8\,^{+1.6}_{-1.2}$	$12.5 \pm 3.1 \pm 1.8\,^{+1.5}_{-1.1}$
AROMA				
$m_c\,(GeV)$	$xg(x,Q^2)$	$\sigma_{p_T,\eta}$ [nb]	σ_1 [nb]	σ_2 [nb]
1.5	GRVLO	4.57 ±0.02	12.6 ±0.2	14.2 ±0.2
Cálculo analítico LO				
1.5	GRVLO	4.79	11.0	12.4
Cálculo analítico NLO				
1.35	GRVNLO	4.64	11.6	12.8
1.5	“	4.15	9.4	11.1
1.7	“	3.51	7.5	9.5
1.5	MRSG [2]	4.36	10.3	11.6
1.5	CTEQ3 [2]	3.71	8.7	10.5
1.5	CTEQ4F3 [2]	4.25	9.9	11.5
1.5	MRSA′ [2]	3.51	7.9	10.3

Tabla 7.2: *La sección eficaz* $e^+p \to e^+D^{*\pm}X$ *medida en* $5 < Q^2 < 100\,GeV^2$, $y < 0.7$ *en la región cinemática* $1.3 < p_T(D^*) < 9.0\,GeV$ *y* $|\eta(D^*)| < 1.5$ ($\sigma_{p_T,\eta}$)*; la sección eficaz extrapolada* $e^+p \to e^+c\bar{c}X$ *para* $y < 0.7$ *y* $5 < Q^2 < 10\,GeV^2$ (σ_1) *ó* $10 < Q^2 < 100\,GeV^2$ (σ_2)*. Las secciones eficaces medidas se comparan con los cálculos analíticos de [30] con la densidad de partones de GRV NLO, con el Monte Carlo (LO) y con cálculos analíticos a primer orden en teoría de perturbaciones (LO). El error estadístico de las predicciones es del orden de 0.01 el tamaño de los errores de los datos.*

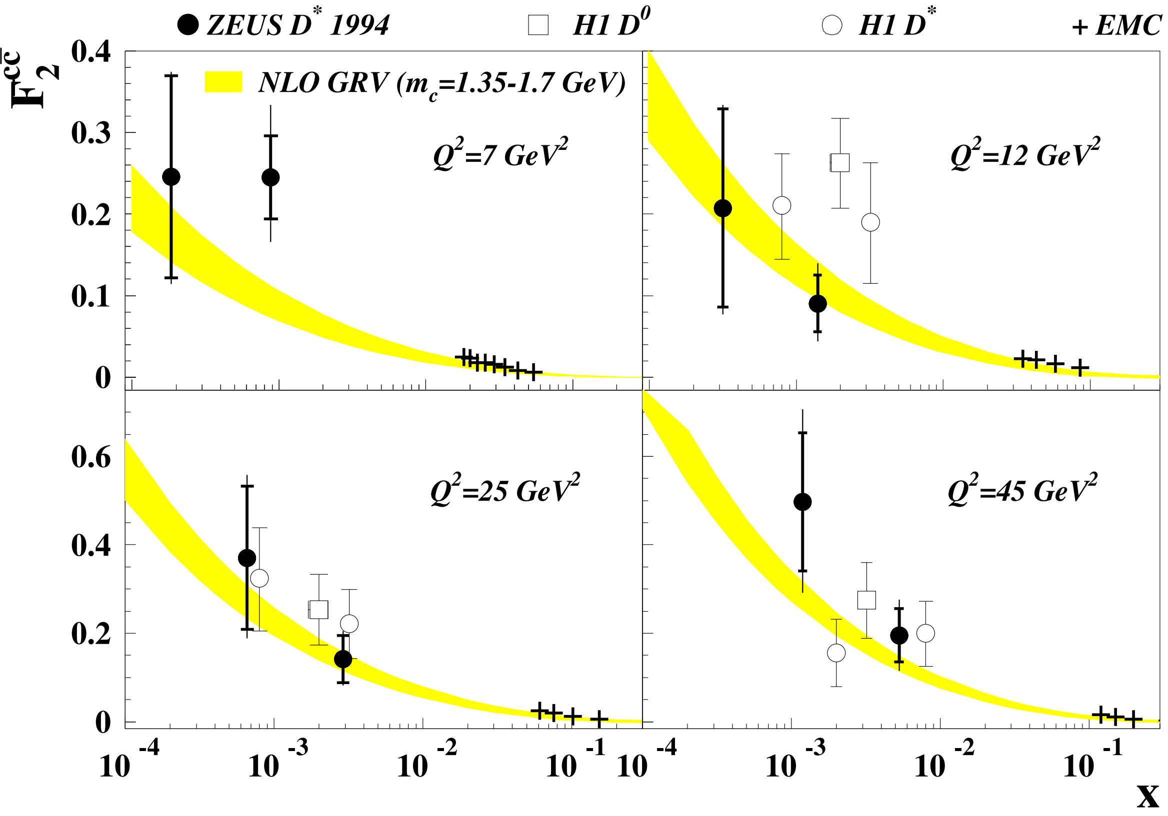


Figura 7.16: *La contribución charm,* $F_2^{c\bar{c}}$*, a la función de estructura del protón* F_2 *tal y como se deriva de la producción inclusiva de* D^**(ZEUS y H1) y* D^0*(H1) comparado con las predicciones NLO de QCD basadas en la distribución partónica de GRV con diferentes masas para del quark c para* Q^2*=7, 12, 25 y 45* GeV^2*. El límite superior (inferior) de la banda corresponde a una masa del quark c de 1.35(1.7)*GeV*. Los resultados de la colaboración EMC se muestran en forma de cruces. Las barras de error, para los datos de ZEUS, representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). La barra de error, para los datos de H1, representa la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico. Las barras de error de los datos de EMC están dentro de los símbolos.*

(i) Se desplazó la posición tanto del calorímetro como de la SRTD de forma que quedaron más próximos al tubo del haz. La idea fue la de obtener sucesos con un Q^2 más bajo detectando electrones a ángulos inferiores a los detectados en 1994. Debido a ello el *box cut* aplicado en este análisis pasó de 13×13 cm en 1994 a 13×7 cm en 1995 y 1996.

(ii) Debido al aumento de la luminosidad instantánea suministrada por HERA y a (*i*) (que provocó un aumento en el número de colisiones por segundo y unidad de área y en el fondo *pgas*) se tuvo que diseñar un sistema de *trigger* más sofisticado. Tal sistema constaba de varias configuraciones en función de lo alta o baja que fuera la luminosidad instantánea (configuraciones de alta, media y baja luminosidad). En 1995 sólo se tomaron datos en las configuraciones de luminosidad media (durante este periodo se tomaron ≈ 2 pb^{-1}) y baja (≈ 4 pb^{-1}).

Para la configuración de luminosidad media el *box cut* paso a ser de 14×14 cm. No obstante, se preescalaron los sucesos a bajo Q^2 por un factor 1/100, lo cual quiere decir, más concretamente, que de 100 sucesos con un positrón identificado en un área comprendida entre los paralelogramos de 12×6 y 14×14 cm (nuevo *box cut* en la configuración de media luminosidad) se tomó sólo uno. En 1996 también se tomaron datos en dos configuraciones distintas, media (≈ 6 pb^{-1}) y baja (≈ 4 pb^{-1}). La diferencia estribó en que en ≈ 1 pb^{-1} de los tomados en configuración media el *box cut* pasó de ser de 14×14 cm a ser un *box cut* radial de 25 cm.

En este análisis hemos tenido en cuenta este efecto pesando convenientemente los sucesos de las muestras Monte Carlo para así simular el defecto de sucesos en las distintas regiones comprendidas entre los diferentes *box cuts*. Por ejemplo, en 1995, aquellos sucesos con un positrón identificado en un área comprendida entre el rectángulo 12×6 cm y el cuadrado 14×14 se pesaron por la razón de luminosidades $(L_{total} - L_{low})/L_{total}$, siendo L_{low} la luminosidad correspondiente al periodo de baja luminosidad y L_{total} la luminosidad total en el periodo de 1995. Algo similar se realizó para las muestras Monte Carlo de 1996.

(iii) Se extrajo el VXD pero la conveniente corrección de la energía del positrón mediante la SRTD condujo a la misma distribución $E_{e'}$, una vez corregida, que la obtenida en 1994 (demostrando que el método de corrección de la energía del positrón dispersado mediante la SRTD corrige verdaderamente por la cantidad de material inerte que existe en el detector).

(iv) Se utilizó el presampler para corregir convenientemente la energía de aquellos positrones dispersados más allá de los límites de la SRTD en el RCAL.

Reconstrucción de D^* 1995 y 1996. Las diferencias más destacables a nivel de reconstrucción de D^* respecto al criterio de selección definido en 7.1 fueron:

(i) Se requirió que todas las trazas hijas del D^* alcanzaran como mínimo la tercera supercapa para así reducir aún más si cabe el fondo de combinaciones aleatorias.

(ii) Se aplicó el siguiente corte (introducido en [100]): $\frac{p_{D^0}}{p_{\pi_s}} > 8.5$. Este corte no produce ningún efecto sobre la región de señal y sólo reduce el número de sucesos de fondo en la región de alto ΔM.

Resultados. Una vez descritas las características principales de selección de sucesos DIS y de reconstrucción de D^* no presentes en el análisis realizado con los datos de 1994, mostramos algunos resultados combinando apropiadamente las muestras de datos de ZEUS de 1995 y 1996.

La figura 7.17 presenta la distribución de las masas ΔM y $M(K\pi)$ de aquellos candidatos a $D^{*+} \to (D^0 \to K^-\pi^+)\pi^+$ que sobreviven los criterios de selección de DIS y de reconstrucción de D^*. El corte en $M(K\pi)$ (ΔM) sólo se ha requerido en la distribución en ΔM ($M(K\pi)$). Se observan claras señales alrededor de los valores nominales de $M(D^*) - M(D^0)$ y $M(D^0)$ que contienen ≈ 600 candidatos (una vez substraído el fondo).

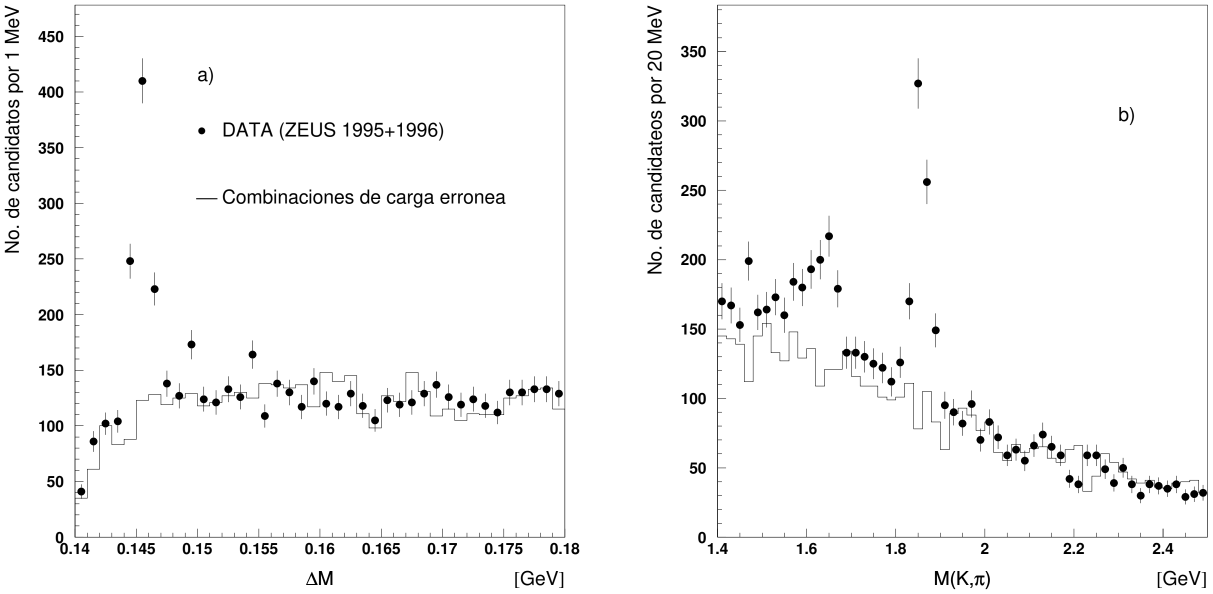


Figura 7.17: *(a)* ΔM *para combinaciones* $K\pi$ *en la región de señal de* $M(K\pi)$ *(1.80* $<$ $M(K\pi)$ $<$ *1.92 GeV). (b)* $M(K\pi)$ *para combinaciones* $K\pi\pi_s$ *en la región de señal de* $\Delta M = M(K\pi\pi_s) - M(K\pi)$ *(143* $<$ ΔM $<$ *148 MeV). Histograma en línea continua en (a) y (b) = resultado para las combinaciones de carga errónea. A pesar de las diferentes condiciones del trigger en 1995 y 1996 hemos combinado las masas invariantes reconstruidas en ambos periodos en esta figura.*

La figura 7.18 muestra la sección eficaz diferencial $e^+p \to e^+D^{*\pm}X$ en función de a) $p_T(D^*)$, b) $\eta(D^*)$, c) W y d) Q^2 en el región cinemática $5 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$, $y < 0.7$. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). Los puntos en las distribuciones en $p_T(D^*)$ y Q^2 se muestran, para cada bin, en el valor medio de un ajuste a una distribución exponencial y polinómica respectivamente (ver apéndice C.2).

La predicción teórica NLO de [30] con GRV[7] NLO como parametrización de la densidad de gluones, $xg(x, Q^2)$, del protón se muestra como una banda en la figura 7.18, donde el límite superior (inferior) de la banda corresponde a una masa del quark c de 1.35 (1.7) GeV.

Como se puede apreciar en la figura 7.18, los resultados obtenidos con los datos de ZEUS de 1995 y 1996, confirman los ya mostrados con los datos de 1994 y conducen a las mismas conclusiones escritas en 7.3.2. La única diferencia se asienta en el primer bin en Q^2 donde parece que los datos sobresalen de forma particular. Este efecto observado habría de ser cuidadosamente estudiado antes de su publicación.

Integrado sobre la región cinemática $5 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ e $y < 0.7$, la sección eficaz $e^+p \to e^+D^{*\pm}X$ para D^*, en la región cinemática $1.3 < p_T(D^*) < 9.0$ GeV y $|\eta(D^*)| < 1.5$ es

$$\sigma_{p_T,\eta}(e^+p \to e^+ D^{*\pm} X) = 5.4 \pm 0.5 \pm 0.6\,\mathrm{nb}$$

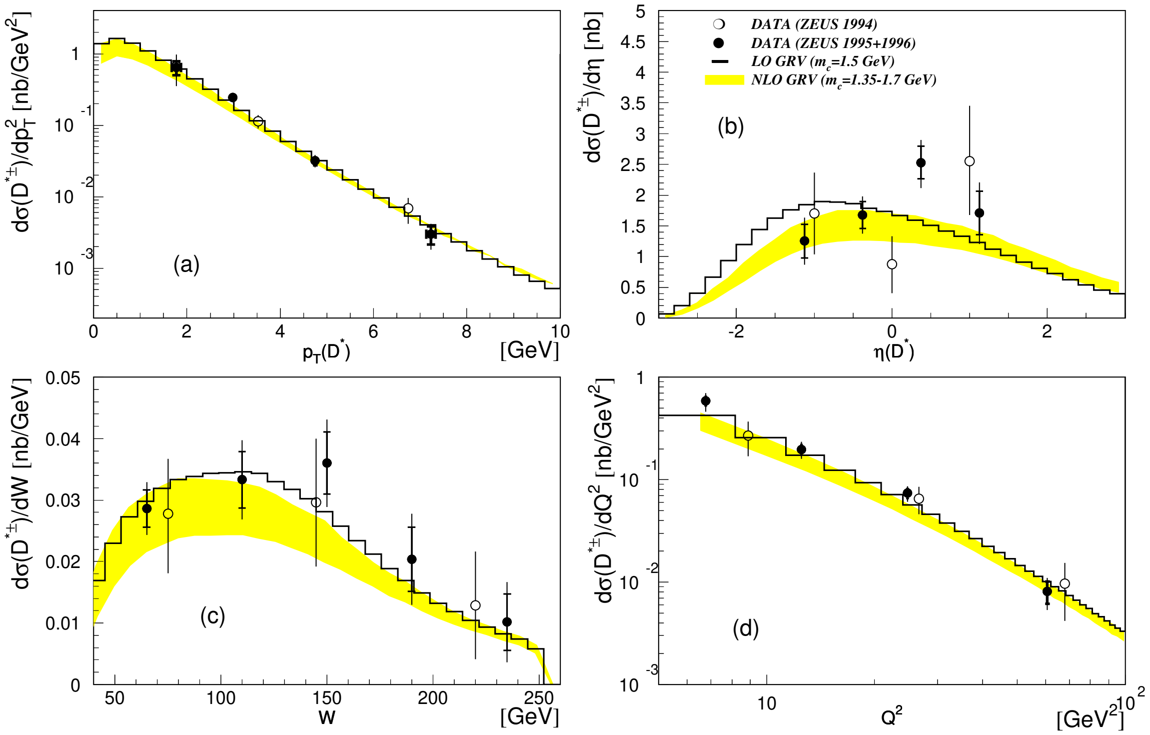


Figura 7.18: *Sección eficaz diferencial* $e^+p \rightarrow e^+D^{*\pm}X$ *para* $5 < Q^2 < 100\mathrm{GeV}^2$, $y < 0.7$ *en la región cinemática* $1.3 < p_T(D^*) < 9.0\,GeV$ *y* $|\eta(D^*)| < 1.5$ *en función de* $p_T(D^*)$ *(a),* $\eta(D^*)$ *(b),* W *(c) y* Q^2 *(d) para las muestras de datos de 1994 y de la combinación 1995-1996. Las barras de error para los datos de 1995 y 1996 representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). La barra de error para la muestra de datos de 1994 representa la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico. La predicción NLO de QCD con la densidad de gluones de GRV(NLO) para distintos valores de la masa del quark c se muestran en forma de una banda. La predicción LO con la densidad de gluones de GRV(LO) se muestra en forma de histograma. La predicciones en (a) y (b) se muestran mas allá del rango en* $p_T(D^*)$ *y* $\eta(D^*)$ *respectivamente medido en los datos.*

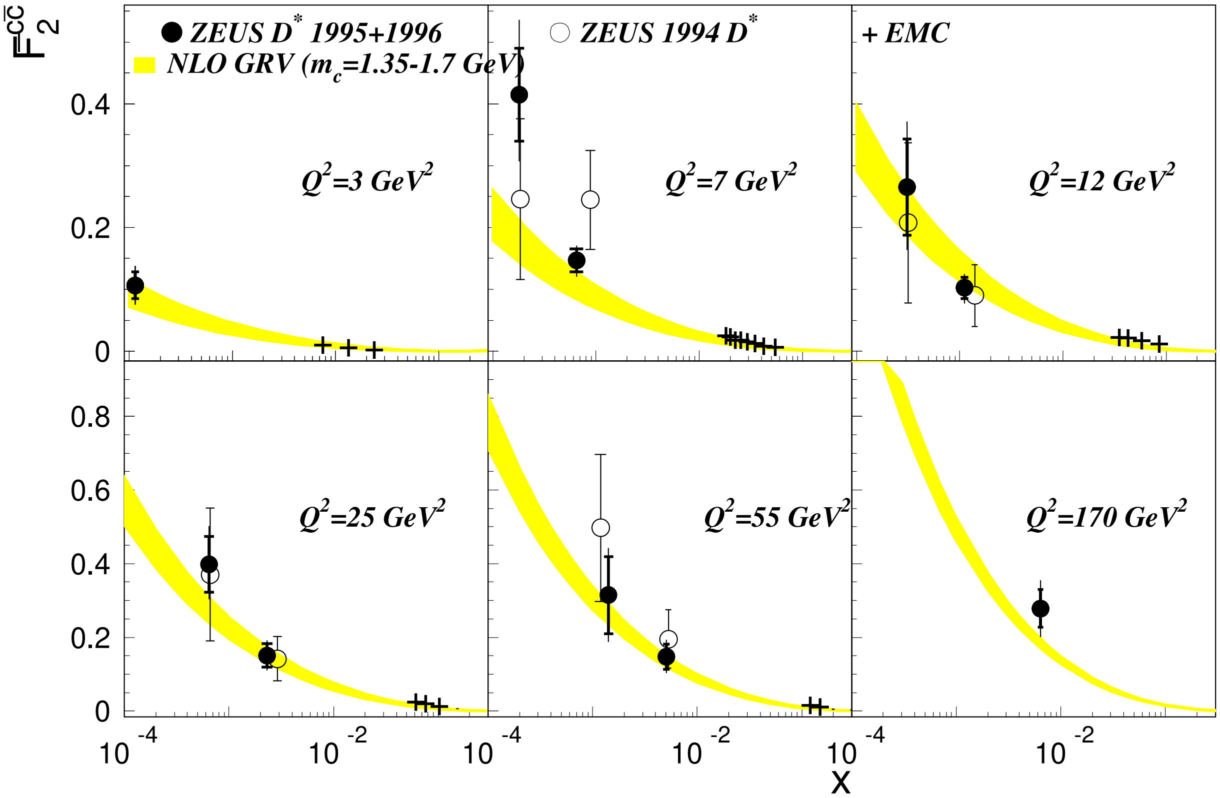


Figura 7.19: *La contribución charm,* $F_2^{c\bar{c}}$*, a la función de estructura del protón* F_2 *tal y como se deriva de la producción inclusiva de* D^* *de ZEUS de 1994 y de la combinación de 1995-1996 comparado con las predicciones NLO de QCD basadas en la distribución partónica de GRV con diferentes masas para del quark c para* Q^2*=3, 7, 12, 25, 45 y 170* GeV^2*. El límite superior (inferior) de la banda corresponde a una masa del quark c de 1.35 (1.7)* GeV*. Los resultados de la colaboración EMC se muestran en forma de cruces. Las barras de error, para los datos de ZEUS de 1995-1996, representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). Las barras de error, para los datos de ZEUS de 1994, representan la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico. Las barras de error de los datos de EMC están dentro de los símbolos.*

donde el primer error representa el error estadístico y el segundo el error sistemático.

La figura 7.19 muestra los valores resultantes de $F_2^{c\bar{c}}$ en función de x para Q^2=3, 7, 12, 25, 45 y 170 GeV^2 tal y como se deriva de la producción inclusiva de D^* de ZEUS de 1994 y de la combinación de 1995-1996. Se observa un buen acuerdo entre ambos. La única diferencia se asienta en el segundo bin en Q^2 (el mismo bin en Q^2 que se ha mencionado en la figura7.18) donde parece que los datos sobresalen particularmente. Este efecto habría de ser cuidadosamente estudiado antes de su publicación. También se incluye en la figura 7.19 los datos del experimento a blanco fijo EMC [102] que fueron medidos a valores de x entre 0.02 y 0.3. Los cálculos analíticos para $F_2^{c\bar{c}}$ se muestran en la figura 7.19 como una banda (el límite superior (inferior) de la banda corresponde a una masa del quark c de 1.35 (1.7) GeV). El incremento de $F_2^{c\bar{c}}$ a medida que x disminuye (desde la región a alto x de los experimentos a blanco fijo hasta la región a bajo x de ZEUS) está bien descrito por QCD, NLO, también en los nuevos rangos de Q^2 mostrados, Q^2=3 y 170 GeV^2.

7.4 Conclusiones

Los primeros estudios realizados sobre la producción de *charm* en HERA en dispersión profundamente inelástica han sido publicados en [103]. En tal análisis se han medido las secciones eficaces integradas y diferenciales de producción de D^* en DIS, $e^+p \rightarrow e^+D^{*\pm}X$, a $\sqrt{s} = 300\,\mathrm{GeV}$ y se han comparado al mismo tiempo con cálculos analíticos basados exclusivamente en PGF [30]. En el presente rango cinemático, $5 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$, $y < 0.7$, $1.3 < p_T(D^*) < 9.0\,\mathrm{GeV}$ y $|\eta(D^*)| < 1.5$ la comparación es aceptable tanto en la forma como en el valor absoluto de las secciones eficaces medidas (los cálculos analíticos reproducen bien la forma de las distribuciones en $p_T(D^*), W$, Q^2 y son consistentes con la dependencia en $\eta(D^*)$).

Se ha obtenido la fracción de momento del c que se lleva el mesón D^*, x_{D^*}, como una forma de desvelar el mecanismo de producción de *charm* en HERA. Los resultados son compatibles con un modelo dinámico (PGF) de producción de *charm*.

La sección eficaz medida en el rango cinemático $1.3 < p_T(D^*) < 9.0\,\mathrm{GeV}$ y $|\eta(D^*)| < 1.5$ ha sido extrapolada a todo p_T y η usando [30] para así poder extraer la componente *charm* de la función de estructura del protón, es decir, $F_2^{c\bar{c}}$ para x Bjorken entre $2{\cdot}10^{-4}$-$5\cdot 10^{-3}$ y para poder comparar de nuevo con [30] a este nivel. $F_2^{c\bar{c}}$ aumenta un orden de magnitud con respecto a los resultados obtenidos en experimentos a blanco fijo realizados en un rango diferente en x $(0.02 < x < 0.3)$. Comparando con la medida de $F_2(x, Q^2)$ [105], observamos que la razón $F_2^{c\bar{c}}/F_2$ es aproximadamente 25% en todos los intervalos en (Q^2, x) del presente análisis. Con una densidad de gluones compatible con los cálculos realizados en [30], el incremento de $F_2^{c\bar{c}}$ a medida que x disminuye está bien descrito por los cálculos teóricos.

El estudio de la producción de *charm* en DIS se ha convertido en un factor importante para la determinación de la densidad de partones en el protón. La razón es que el contenido *charm* $F_2^{c\bar{c}}$ en la función de estructura del protón F_2 ha crecido desde alrededor de un 1% en la región cinemática de x y Q^2 cubierta por los experimentos a blanco fijo como EMC [102] hasta aproximadamente un 25 en la región cinemática de x y Q^2 cubierta por los experimentos de ZEUS [103] y H1 [100] en HERA. Así pues, el análisis de los datos para determinar la densidad de partones no puede tratar la producción de *charm* en e^+p como una pequeña corrección. Asumiendo la ausencia de *charm* intrínseco en el protón, el *charm* del protón se origina enteramente a partir del mecanismo de producción de PGF.

Capítulo 8

Conclusiones

En esta tesis se han realizado diversos tests de QCD en el detector ZEUS en HERA.

En primer lugar, a través de la descripción del espectro y las funciones de fragmentación de hadrones ligeros (con quarks u, d o s), se ha llevado a cabo un test de la hadronización en sucesos de fotoproducción y dispersión profundamente inelástica procedentes de interacciones e^+p con una alta energía transversa como seña identificadora.

La comparación con diversos Monte Carlo, con los propios datos de ZEUS obtenidos en otro régimen (DIS), con cálculos basados en ajustes fenomenológicos hasta segundo orden en teoría de perturbaciones y con otros experimentos, e^+e^- y $p\bar{p}$ para $z_E > 0.1$ y $z_E > 0.15$, en el caso de $h^\pm$ y K^0 respectivamente, es satisfactoria e ilustra la propiedad de universalidad que se cree que poseen los procesos de fragmentación de quarks, es decir, la propiedad de independencia de las funciones de fragmentación del proceso inicial. La comparación no es satisfactoria a bajo z, debido a la restricción cinemática: sucesos con jets de $E_T(\text{jet}) > 8$ GeV y $|\eta(\text{jet})| < 0.5$ y partículas con $p_T(h^\pm)$, $p_T(K^0) > 0.5$ GeV y $\eta(h^\pm)$, $\eta(K^0) < 1.5$ Esta restricción limita el valor más bajo de z que podemos medir.

En segundo lugar mediante la descripción de secciones eficaces diferenciales para hadrones pesados (con un quark c en nuestro caso) y de la la componente *charm* de la función de estructura del protón, se ha realizado un test del mecanismo de producción del quark c en sucesos de dispersión profundamente inelástica e^+p.

La comparación con un modelo dinámico de producción del quark c, basado en PGF, en el presente rango cinemático ($5 < Q^2 < 100\,\text{GeV}^2$ e $y < 0.7$, para D^*, en la región cinemática $1.3 < p_T(D^*) < 9.0\,\text{GeV}$ y $|\eta(D^*)| < 1.5$) es satisfactoria. Se espera una ruptura con este modelo a un cierto Q^2 que por el momento no ha sido observada.

El estudio llevado a cabo en esta tesis se puede considerar como un test satisfactorio del funcionamiento adecuado de QCD como teoría que describe las interacciones fuertes que tienen lugar entre quarks y gluones (en conexión con el estudio del mecanismo de producción del quark c) y cómo se combinan para formar hadrones (en conexión con el estudio de las funciones de fragmentación).

Apéndice A

Reconstrucción de la componente z de las trazas

Este apéndice trata de describir cómo se determina la componente z de las trazas haciendo uso de la CTD.

Una primera estimación se realiza con la medida de dos pulsos uno por cada extremo del filamento. La diferencia en tiempo en llegar a uno y otro extremo nos dice cual es su supuesta posición en z. Esta es una primera aproximación de cual es la posición en z de la traza que se afinara con lo que se explica a lo largo de todo esta discusión [1].

En ZEUS se mide el tiempo al cual un determinado filamento (por ejemplo el 543) recibe un pulso. Ese tiempo, t_T, es una suma de diferentes períodos de tiempo más cortos.

El tiempo t_T empieza a contarse a partir del cruce de los paquetes de protones y positrones. El reloj de HERA proporciona el tiempo en el que dos paquetes (uno de protones y otro de positrones) se deben cruzar.

El tiempo t_T se subdivide en:

(1) Tiempo que necesita la partícula (suponiendo que se mueve a una velocidad cercana a la velocidad de la luz) para llegar al filamento 543. Es necesario puntualizar que, dependiendo del ángulo polar con el que la partícula se aleja del origen, esta partícula puede pasar con el centro del filamento 543 o por el borde, recorriendo una distancia distinta en cada caso. El tiempo necesario para llegar al centro es menor que el necesario para llegar al borde del filamento. Dada la velocidad de la partícula que genera la traza (1) supone un aporte muy pequeño a t_T.

(2) El tiempo que tarda en crearse una corriente en el filamento, inducida por el movimiento de electrones e iones positivos originados por la ionización del gas al atravesarlo la partícula. Este tiempo es el llamado tiempo de deriva t_d.

(3) Tiempo que tarda la señal en llegar al final del filamento.

(4) Tiempo que tarda la señal en llegar al *rucksack*.

(5) Tiempo que tarda la señal en pasar del *rucksack* a la electrónica de la CTD (tarjetas de la CTD).

---

[1] El tiempo en llegar al extremo a(b) de la CTD se denota por t_a (t_b). La longitud recorrida para llegar al extremo a(b) es L_a (L_b). La velocidad de transmisión por el filamento es conocida (v_t). La longitud del filamento es conocida (L_c). La diferencia en recibir un pulso por uno y otro extremo es conocida, $t_a - t_b = \delta t$. $L_c = L_a + L_b$. t_a y t_b vienen dados por $t_a * v_t = L_a; t_b * v_t = L_b$. Con todo esto podemos extraer en primera aproximación t_a, t_b, L_a, L_b, es decir, el punto en z en el que la señal empieza a transmitirse a través del filamento.

Todos estos subintervalos de tiempo son conocidos, excepto t_d. Dado que conocemos el tiempo total es posible conocer t_d ($t_d = t_T$ - demás tiempos).

Una vez conocido el tiempo de deriva y dada la velocidad de deriva de un electrón por el medio gaseoso es posible saber a que distancia (D_1) del filamento 543 se ha originado la ionización. Esto limita el paso de la partícula en el plano r, z a una recta $r = r_{filamento_{543}} + D_1$, constante para todo z.

Dado que conocemos D para filamentos axiales (paralelos a la dirección del haz) y para filamentos con un cierto ángulo respecto a la dirección de haz de partículas, poseemos en el plano r, z la supuesta posición, D_1, D_2, respecto a dos sistemas de referencia rotados uno respecto del otro. Es decir que poseemos dos rectas en el plano r, z que se deben cruzar en un punto P_0 que constituye la posición en z que queremos determinar.

Apéndice B

Reconstrucción de trazas y vértices primario y secundario

B.1 Reconstrucción de trazas

Los algoritmos de reconstrucción de K_S^0 y D^* utilizados en este análisis hacen uso, como input, de trazas que provienen del programa de reconstrucción VCTRAK [79]. En una primera fase de la reconstrucción se reconocen trazas. En una segunda se determinan los parámetros de las trazas anteriormente encontradas.

En la primera fase, se arranca con un segmento de tres semillas procedentes de una de las supercapas más externas. A medida que se extiende la trayectoria hacia capas más internas se van añadiendo más y más puntos[1]. Para guiar a la trayectoria hacia el interior de la CTD se utiliza un punto virtual en $x = y = 0$. Una vez reunidos todos los puntos se obtiene una trayectoria circular en el plano xy. Para estimar la pendiente y el punto de intersección de la trayectoria con respecto al eje z se combina la información procedente de puntos de ciertos filamentos. Estos filamentos están especialmente equipados para determinar la posición z de la trayectoria al pasar por ellos (reciben como señal dos pulsos, uno por cada extremo del filamento como se explica en el apéndice anterior). Una vez conocida la inclinación en z de la traza, se añaden los puntos estéreos, superponiéndolos sobre la trayectoria circular (previamente formada y situada en z).

En la segunda fase, se ajustan las trazas candidatas a un modelo en hélice de cinco parámetros. El ajuste se realiza extrapolando sobre la trayectoria proporcionada en la primera fase, partiendo del punto más interior y yendo hacia afuera: una vez realizado el ajuste en una supercapa, se calcula la distancia entre la traza extrapolada y el punto en la siguiente supercapa; ésto proporciona una estimación del error del ajuste al considerar el próximo punto de la trayectoria. Se reajusta la trayectoria minimizando el χ^2 del ajuste. El proceso de extrapolación se repite hasta que se llegue al último punto de la trayectoria.

Una vez finalizado el ajuste VCTRAK proporciona las trazas parametrizadas en término de las siguientes variables (también llamados parámetros de *perigeo* [110]).

(i) ϕ_H, el ángulo azimutal de la tangente de la traza en el punto de máxima aproximación a la recta $x = y = 0$.

(ii) Q/R, donde Q es la carga y R es el radio local.

---

[1] Un punto (hit) es la señal que deja una partícula cargada sobre un filamento de la CTD. Los puntos procedentes de las supercapas orientadas paralelamente al haz se denominan puntos axiales (axial hits). Los puntos procedentes de las supercapas inclinadas entre 5^o y 7^o se denominan puntos estéreos (stereo hits).

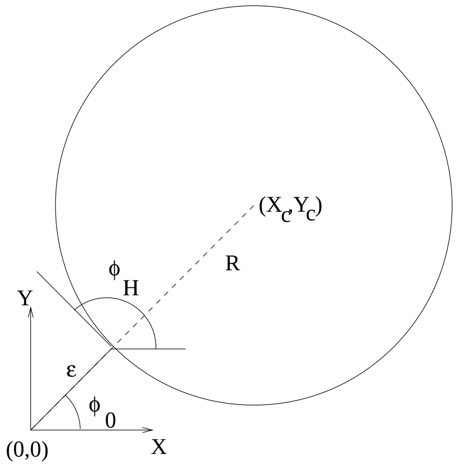


Figura B.1: *Parámetros de reconstrucción de una traza dados por VCTRAK .*

(iii) ϵ, la distancia de máxima aproximación de la traza a la recta $x = y = 0$.

(iv) Z_H, la coordenada z de la traza en el punto de máxima aproximación a la recta $x = y = 0$.

(v) $cot\theta_H$, donde θ_H es el ángulo polar de la traza.

Los parámetros se muestran en la figura B.1.

El método de ajuste calcula y proporciona la matriz de covariancia[2] a utilizar en la determinación del vértice primario que se detalla a continuación.

B.2 Determinación del vértice primario

El vértice primario se determina mediante el ajuste χ^2 de las trazas previamente parametrizadas con los denominados parámetros de *perigeo* [110]. El *perigeo* de una traza es el punto de máxima aproximación al vértice nominal en el plano $r\phi$. Se considera que las trazas ocupan una región en el espacio que viene dada por sus parámetros y errores. Una media ponderada de las posiciones *perigeo* de las trazas determina la posición inicial del vértice. El proceso de ajuste posterior tiene tres etapas:

(1) Sólo se utilizan aquellas trazas que alcanzan la primera supercapa de la CTD cuyo origen procede de la dirección del tubo del haz (por ejemplo trazas paralelas a la dirección del tubo del haz no serían consideradas).

(2) Se realiza un primer ajuste. Para ello se calcula el centro de gravedad de las trazas seleccionadas. Las trazas que contribuyen considerablemente al χ^2 del vértice son eliminadas del ajuste, que se repite hasta que se alcanza un χ^2 aceptable.

(3) El vértice primario resultante se utiliza para la realización de un ajuste completo que finaliza con la posición final del vértice. Posteriormente se reajustan las trazas utilizadas para la determinación del vértice primario, constriñendolas al mismo.

B.3 Determinación del vértice secundario (K^0_S)

El algoritmo de cálculo del vértice secundario del K^0_S hace uso de la posición ($\vec{x}$), del momento ($\vec{p}$) y de la carga (Q) de las trazas reconstruidas por el programa de reconstrucción VCTRAK

---

[2] La matriz de covariancia incluye la dispersión Coulomb entre la región de interacción y el punto más interior.

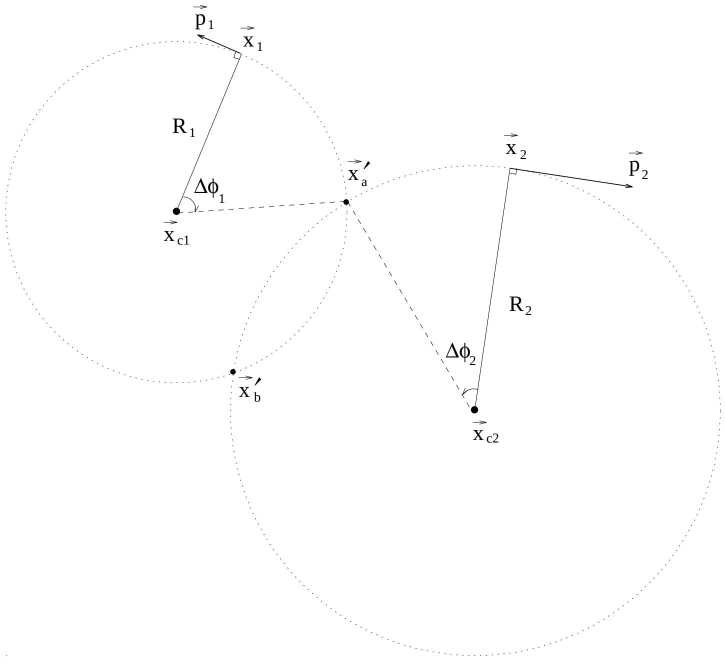


Figura B.2: *Ejemplo representativo de dos trazas que provienen de un vértice común.*

(ver sección B.1). En la figuraB.2 se muestra un ejemplo representativo.

A partir de esta información se obtiene el radio de curvatura de cada traza (en cm), asumiendo un campo magnético constante y perpendicular al plano xy

$$R = 3335.64\frac{p_{xy}}{B_z} \tag{B.1}$$

donde p_{xy} (en GeV/c) es el momento transverso de la traza, B_z (en kG) es la componente longitudinal del campo magnético y 3335.64 es el factor de escala para estas unidades.

El centro de curvatura de cada traza se calcula de acuerdo con

$$x_c = x + QR\frac{p_y}{p_{xy}} \qquad y_c = y + QR\frac{p_x}{p_{xy}} \tag{B.2}$$

A partir de estas coordenadas se calcula el punto(s) de intersección de un par de trazas dado, sin más que resolver el sistema de ecuaciones

$$(x' - x_{c_1})^2 + (y' - y_{c_1})^2 = R_1^2 \tag{B.3}$$

$$(x' - x_{c_2})^2 + (y' - y_{c_2})^2 = R_2^2 \tag{B.4}$$

Hay dos soluciones al sistema de ecuaciones B.3,B.4:

$$x'_a = x_{c_1} + \frac{d_x K^2 + d_y\sqrt{R_1^2 D^2 - K^4}}{D^2} \qquad y'_a = y_{c_1} + \frac{d_y K^2 - d_x\sqrt{R_1^2 D^2 - K^4}}{D^2} \tag{B.5}$$

y

$$x'_b = x_{c_1} + \frac{d_x K^2 - d_y\sqrt{R_1^2 D^2 - K^4}}{D^2} \qquad y'_b = y_{c_1} + \frac{d_y K^2 + d_x\sqrt{R_1^2 D^2 - K^4}}{D^2} \tag{B.6}$$

donde $d_x = x_{c_1} - x_{c_2}$, $d_y = y_{c_1} - y_{c_2}$, $D^2 = d_x^2 + d_y^2$ y $K^2 = \frac{R_2^2 - R_1^2 - D^2}{2}$.

Para decidir cual de las dos soluciones es el correcto vértice secundario (o punto de desintegración del K_S^0) se calcula la posición z de cada una de las trazas. El punto que conduce a la menor $\Delta z \equiv |z_1' - z_2'|$ se toma como vértice ya que las dos trazas (las supuestas trazas hijas del K_S^0) tendrán la misma posición z sólo para el punto de cruce que es también el vértice secundario. La posición z de cada traza se determina calculando el tiempo que necesita la partícula para trazar un arco desde el punto de cruce al punto original ($\vec{x}$)

$$z' = z + \frac{p_z}{p_{xy}} R\,|\Delta\phi|\,\tau \tag{B.7}$$

donde $\Delta\phi$ es el ángulo de rotación necesario para llevar el vector momento $\vec{p}$ de su posición inicial al punto de cruce y la variable $\tau = 1$ (-1) si $\vec{p}$ se mueve hacia adelante (atrás) en el tiempo (ver figura B.2).

Como coordenadas del vértice secundario se toman las coordenadas xy del punto de intersección y la coordenada z del punto medio de ambas trazas en V_{K^0}. Después de encontrado el vértice secundario (V_{K^0}) se lleva el momento de la traza a V_{K^0}

$$\begin{pmatrix} p_x' \\ p_y' \\ p_z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\Delta\phi & sen\Delta\phi & 0 \\ -\,sen\Delta\phi & cos\Delta\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \tag{B.8}$$

Una vez se han calculados los momentos de las trazas hijas en V_{K^0} se suman los cuadrimomentos (asumiendo que las trazas son piones) y se obtiene el momento y la masa del hipotético K_S^0.

Si el radical $R_1^2 D^2 - K^4 < 0$, las dos trazas no intersectan y se utiliza una técnica alternativa para determinar el punto de desintegración. Hay dos posibilidades (ver figura B.3):

(1) Ninguna de las trazas engloba a la otra (es decir, $D > R_1 + R_2$). En este caso, el punto de desintegración se determina del siguiente modo

$$\vec{x}' = \vec{x}_1 + \frac{D + R_1 - R_2}{2D}(\vec{x}_{c_2} - \vec{x}_{c_1}) \tag{B.9}$$

(2) Una de las trazas engloba a la otra (es decir, $R_1 < R_2$ o $R_1 > R_2$). En este caso, el punto de desintegración se determina del siguiente modo

$$\vec{x}' = \frac{D + R_1 + R_2}{2D}\vec{x}_{c_1} + \frac{D - R_1 - R_2}{2D}\vec{x}_{c_2} \tag{B.10}$$

si $R_1 < R_2$ y

$$\vec{x}' = \frac{D - R_1 - R_2}{2D}\vec{x}_{c_1} + \frac{D + R_1 + R_2}{2D}\vec{x}_{c_2} \tag{B.11}$$

si $R_1 > R_2$.

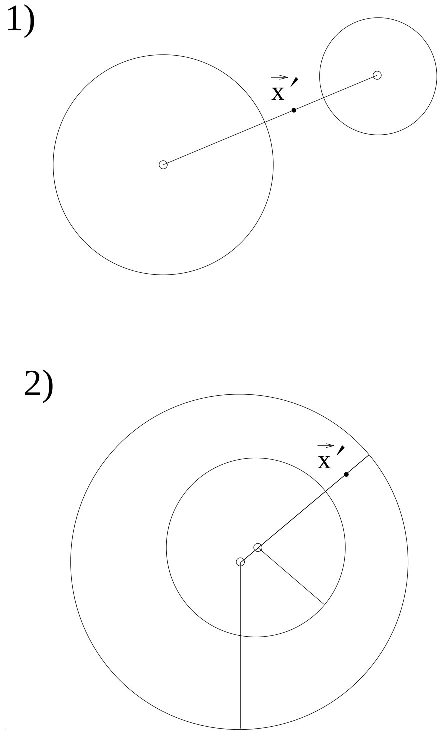


Figura B.3: *Dos ejemplos de dos trazas que no intersectan.*

Apéndice C

Producción de *charm* y determinación de $< x >$ en p_T y Q^2

C.1 Mecanismos de producción de *charm*

Consideremos PGF y que el quark c que no interacciona con el fotón virtual tiene poco momento transverso y continúa por el tubo del haz. En este caso se esperaría obtener una distribución en x_{D^*} similar a la obtenida mediante un modelo de excitación de *charm*. La figura figura C.1(izda.) muestra la distribución en η a nivel de generador para el D^* que procede del quark c que interacciona con el fotón virtual y del D^* que proviene del quark c que no interacciona con el fotón sonda. El quark c que no interviene en la interacción con el fotón virtual se puede detectar en la CTD como puede verse debido a la similar distribución en η de ambos quarks c. Hay, sin embargo una fracción considerable de sucesos en los cuales se esperaría ver sólo uno de los quarks c, es decir, cuando el quark c que no interacciona con el fotón sonda tiene $\eta > 5$. En este caso se puede aseverar que este quark c tiene un momento transverso despreciable. La figura C.1(dcha.) muestra la distribución en x_{D^*} para los sucesos en los que sólo uno de los quarks c procedentes de PGF tiene un momento transverso no despreciable. Como puede verse, su distribución en x_{D^*} es similar a la distribución obtenida con un modelo de excitación. Ahora bien, dada la correlación existente entre el momento transverso de los dos quarks c en PGF, en este caso en que el quark c que no interacciona con el fotón sonda tiene una $\eta > 5$, la distribución en momento transverso del quark dispersado es más suave que en el caso en el que los dos quarks tienen un p_T cuantificable. Por el contrario, en un modelo de excitación la distribución en momento transverso del quark dispersado sería más fuerte en lugar de ser más suave.

Tanto en el modelo de PGF como en el modelo de excitación los ingredientes son los mismos. Se podría decir que son el mismo proceso. El denominarlo de un modo u otro podría depender precisamente de cual es el máximo p_T de uno respecto del otro. Si el p_T es similar podría considerarse como una producción dinámica de *charm* (PGF), si uno de ellos es mucho mayor que el otro, podría considerarse como una producción de *charm* por excitación. Existiría de este modo una transición continua entre un proceso y otro. En el rango en Q^2 que estamos estudiando se observa una preferencia por producir *charm* dinámicamente (el p_T del c sería similar al del $\bar{c}$), vía PGF, según se desprende de las figuras 7.8 y 7.13.

C.2 Determinación del $< x >$ para las secciones eficaces diferenciales en p_T y Q^2

La localización dentro del bin de un punto dado en las distribuciones en $p_T\,(D^*)$ y Q^2 se discute a continuación.

El método asume que el Monte Carlo reproduce la forma de las secciones eficaces diferenciales de los datos en $p_T\,(D^*)$ y Q^2. Esta asunción es razonable como se ha mostrado en 7.3.2. El valor x elegido fue el que resultó de lo siguiente:

- La forma de la secciones eficaces diferenciales en $p_T\,(D^*)$ y Q^2 se expresó en término de una particular función:
    - Se ajustó la sección eficaz diferencial en $p_T\,(D^*)$ predicha por AROMA a una exponencial en el rango de 1.3 a 9 GeV

      $$f(p_T) = e^{-\delta\, p_T}$$

      resultando un valor de δ=0.75.
    - Se ajustó la predicción de AROMA para la sección eficaz diferencial en Q^2, en el rango de 5 a 100 GeV^2, a una función de la forma

      $$g(Q^2) = \alpha\, Q^{2^{-\beta}} + \gamma$$

      resultando el conjunto de parámetros: α=6.75, β=1.52, γ=-0.004
- Dado un cierto bin i en $p_T\,(D^*)$ (delimitado por $p_{T\,1}$ y $p_{T\,2}$) se evaluó la siguiente integral

  $$I_{p_i} = \int_{p_{T\,1}}^{p_{T\,2}} f(p_T) dp_T$$

  .
- Dado un cierto bin i en Q^2 (delimitado por Q_1^2 y Q_2^2) se evaluó la siguiente integral

  $$I_{q_i} = \int_{Q_1^2}^{Q_2^2} g(Q^2) dQ^2$$

  .
- El valor de p_T en el eje de las ordenadas para el bin i en particular, $p_{T\,i^0}$, es el que verifica

  $$f(p_{T\,i^0}) = \frac{I_{p_i}}{p_{T\,2} - p_{T\,1}}$$
- El valor de Q^2 en el eje de las ordenadas para el bin i en particular, $Q_{i^0}^2$, es el que verifica

  $$g(Q_{i^0}^2) = \frac{I_{q_i}}{Q_2^2 - Q_1^2}$$

Se realizó este cálculo para los tres bines de las secciones eficaz diferenciales en $p_T\,(D^*)$ y Q^2.

La tabla C.1 presenta los valores para el eje x obtenidos para cada bin de la sección eficaz diferencial de $p_T\,(D^*)$ y Q^2 usando el procedimiento arriba expuesto (x_0), el valor medio que predice el Monte Carlo ($< x >_{MC}$) y el valor medio del bin ($< x >_b$).

rango en x	$< x >_{MC}$	x_0	$< x >_b$
p_T[GeV]			
1.3-2.3	1.74	1.77	1.80
2.3-5.3	3.27	3.53	3.80
5.3-9.0	6.38	6.74	7.15
Q^2 [GeV^2]			
5-15	8.62	8.87	10
15-45	25.54	26.61	30
45-100	63.90	67.94	72.5

Tabla C.1: *Valores para el eje x obtenidos para cada bin de la sección eficaz diferencial de p_T (D^*) y Q^2 usando el procedimiento aquí expuesto (x_0), el valor medio que predice el Monte Carlo ($< x >_{MC}$) y el valor medio del bin ($< x >_b$).*

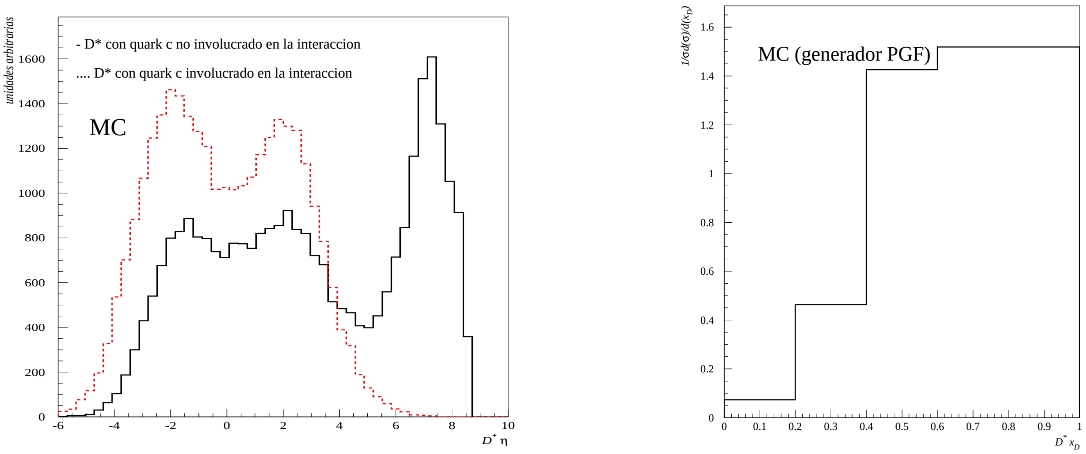


Figura C.1: *(Izda.) Distribución en* η *a nivel de generador para el* D^* *que procede del quark c que interacciona con el fotón virtual y del* D^* *que proviene del quark c que no interacciona con el fotón sonda. (Dcha.) Aplicando un corte en* $\eta(D^*) > 5$ *conseguimos una muestra en la que sólo se detecta uno de los quarks c. Su correspondiente distribución en* x_{D^*}*, como puede observarse, es similar a la distribución obtenida con un modelo de excitación.*

Apéndice D

Estudio sistemático

D.1 Análisis de K^0 y $h^\pm$

La sensibilidad de los resultados a la elección de los cortes usados en el criterio de selección de sucesos y de reconstrucción de K^0_S ($h^\pm$,) se ha investigado variando sus valores nominales. Como resultado de tal variación el error sistemático está comprendido entre 10-15% en el espectro en p_T 5-10% en el de η , 20% en la multiplicidad media por jet y entre 20-30% en z . Para partículas cargadas el error sistemático es inferior al 10% para todas las distribuciones mostradas. La versión estándar del Monte Carlo PYTHIA ha sido la utilizada para determinar tales números.

La incertidumbre en la escala en energía del calorímetro es del 20% en el número de jets reconstruidos pero no afecta los resultados ya que éstos están normalizados al número total de jets reconstruidos en el suceso.

Para la determinación del error sistemático de cada distribución se ha seguido el siguiente proceso:

- Primero se modificaron uno a uno los cortes que constituyen el criterio de selección y reconstrucción de K^0_S ($h^\pm$) tal y como sigue:
  - (i) **Selección de sucesos:**
    - (1) Se repitió el análisis con un corte en la energía del positrón de 4 GeV;
    - (2) se repitió el análisis aumentando y_{se} a .75;
    - (3) el rango en z_{vtx} (coordenada z del vértice) se modificó a -45$<$ z_{vtx} $<$50 cm;
    - (4) el rango en z_{vtx} se modificó a -30$<$ z_{vtx} $<$35 cm;
    - (5) se requirieron menos de 5 "malas" trazas;
    - (6) se requirieron menos de 3 "malas" trazas;
    - (7) $\frac{\not{E}_t}{\sqrt{E_t}}$ disminuyó a 1.25 $(\mathrm{GeV})^{\frac{1}{2}}$;
    - (8) se aumentó $\frac{\not{E}_t}{\sqrt{E_t}}$ a 2.75 $(\mathrm{GeV})^{\frac{1}{2}}$;
  - (ii) K^0:
    - (9) el corte en K^0_{xy} (la distancia en xy desde el vértice primario a V_{K^0}) se situó a 50 cm;
    - (10) el corte en K^0_{xy} se puso 30 cm;
    - (11) el corte en $K^0_{\Delta z}$ (la separación en z entre las dos trazas extrapoladas al punto de máxima aproximación al vértice primario en xy) se situó a 25 cm;

- (12) el corte en $K^0_{\Delta z}$ se situó a 15 cm;
- (13) $\cos(\alpha_{xy})$ (el coseno del ángulo entre el momento del K^0_S y su dirección de vuelo desde el vértice primario proyectado en el plano transverso) se aumentó a 0.995;
- (14) $\cos(\alpha_{xy})$ se bajó a 0.985;
- (15) el corte en K^0_z (la distancia en z desde el vértice primario a V_{K^0}) se situó a 50 cm;
- (16) el corte en K^0_z se situó a 30 cm;
- (17) ϵ (distancia de máxima aproximación de la traza al vértice primario reconstruido) se aumentó a .375 cm;
- (18) ϵ disminuyó hasta .225 cm;
- (19) el corte en el momento transverso de las trazas hijas se aumentó un +25% (K^0 **y** $h^{\pm}$);
- (20) el corte en el momento transverso de las trazas hijas disminuyó un -25% (K^0 **y** $h^{\pm}$);
- (21) el corte en $c\tau$ (la longitud propia de desintegración) se situó a 12 cm;
- (22) el corte en $c\tau$ se situó a 8 cm;
- (23) el corte en $M_{p\pi}$ (masa invariante considerando el par de trazas como un par protón-pión) se situó a 1.11 GeV;
- (24) el corte en $M_{p\pi}$ se situó a 1.09 GeV;
- (25) $|\Delta Z|$ (la separación en z entre las dos trazas en su punto de intersección) se aumentó un +20%;
- (26) $|\Delta Z|$ disminuyó un -20%;
- (27) el corte en pseudo-rapidez de las trazas se relajó a 2 (K^0 **y** $h^{\pm}$);
- (28) el corte en pseudo-rapidez de las trazas se subió a 1.5 (K^0 **y** $h^{\pm}$);
- (29) la región de señal se situó a $0.4625\,GeV < M_{\pi\pi} < 0.5375\,GeV$ y las regiones de control a $0.425\,GeV < M_{\pi\pi} < 0.4625\,GeV$ & $0.5375\,GeV < M_{\pi\pi} < 0.575\,GeV$;
- (30) la región de señal se situó a $0.4775\,GeV < M_{\pi\pi} < 0.5225\,GeV$ y las regiones de control a $0.455\,GeV < M_{\pi\pi} < 0.4775\,GeV$ & $0.5225\,GeV < M_{\pi\pi} < 0.545\,GeV$;

(iii) **MC**

- (31) se hizo uso de la muestra estándar de HERWIG para calcular las eficiencias en lugar de PYTHIA.

- Para cada cambio se obtuvo un nuevo conjunto de eficiencias que fueron usadas para corregir la muestra de datos modificada por dicho cambio. De esta forma se obtuvo un conjunto de valores para los distintos bines en el espectro en p_T , η , multiplicidades medias y funciones de fragmentación.

Como ejemplo, la figura D.1 muestra el error sistemático de cada cambio realizado, en todo el rango en η (a) y para cada bin en η (b-e) de la multiplicidad media de K^0 por jet. Los valores representan el % de desviación respecto al resultado obtenido con los cortes nominales.

Finalmente, la figura D.2 muestra, para cada bin del espectro en p_T ,η multiplicidades medias y funciones de fragmentación el resultado de añadir en cuadratura todas las variaciones sistemáticas.

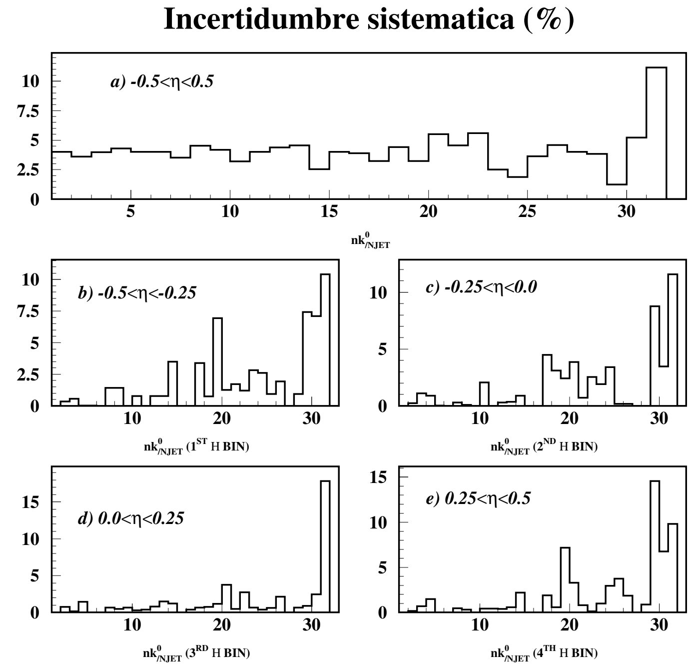


Figura D.1: *Error sistemático de cada cambio particular realizado en todo el rango en* η *(a) y para cada bin en* η *(b-e) de la multiplicidad media de* K^0 *por jet. El orden de los puntos coincide con el orden de los cambios arriba enumerados.*

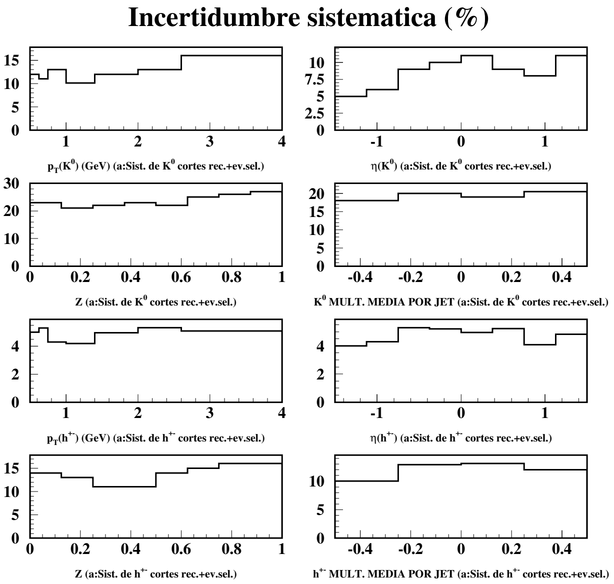


Figura D.2: *Errores sistemáticos en cada bin procedentes de la variación del criterio de selección y reconstrucción de* $K^0(h^{\pm})$*. Cada número es el resultado de sumar en cuadratura todas las variaciones sistemáticas.*

D.2 Análisis de D^*

La incertidumbre sistemática surge de varios efectos. Los más resaltables son: el corte en el momento transverso del pión, π_s, (7%), el rango de la masa invariante $K\,\pi$ (5%) y el corte en la energía del positrón (5%). La diferencia en aceptancia evaluada a través de distintas muestras MC corresponde a una incertidumbre en la sección eficaz integrada $e^+p \rightarrow e^+D^{*\pm}X$ del 7% . Los efectos radiactivos contribuyen un 3 % al error sistemático. El error sistemático atribuido a los *branching ratios* es del 4%. La incertidumbre en la normalización debida a la determinación de la luminosidad y la eficiencia del *trigger* es del 2%. No se ha encontrado una contribución significativa al error sistemático por requerir sólo trazas del vértice primario. Sumando en cuadratura todos los errores anteriores, se obtiene un total de 15% como error sistemático en la determinación de la sección eficaz total. Para las secciones eficaces diferenciales el error sistemático se evaluó bin a bin.

Explicamos a continuación el proceso seguido en todas las distribuciones presentadas en este análisis para estimar la contribución al error sistemático de los cortes de selección de sucesos, reconstrucción de D^* y del MC.

1. Para determinar cual es la sensibilidad de los resultados a variaciones en el criterio de selección de sucesos y reconstrucción de D^* se realizó lo siguiente.
   (i) Primero se modificaron uno a uno los cortes que forman el criterio de selección tal y como sigue:
      - (1) se repitió el análisis usando un algoritmo de búsqueda de electrones diferente (EEXOTIC);
      - (2) se disminuyó a 0.7 el corte en la probabilidad de que la isla sea el positrón dispersado (P_{SI}), en SINISTRA;
      - (3) el *box cut* se cambió a 14 *cm*;
      - (4) las coordenadas xy medidas con la SRTD fueron desplazadas + 0.2 cm y + 0.15 cm respectivamente;
      - (5) la energía del positrón dispersado en el MC se modificó linealmente en torno a un + 2% a 5 GeV y un + 1% a 27.52 GeV;
      - (6) z_{vtx} se desplazó + 4 cm en el MC;
      - (7) el método del electrón se utilizó para reconstruir las variables cinemáticas en lugar del método del ángulo doble;
      - (8) se incrementó el corte en $E - p_z$ a 38 GeV;
      - (9) se disminuyó el corte en $E - p_z$ a 32 GeV;
      - (10) la energía del positrón dispersado en el MC se modificó linealmente en torno a un - 2% a 5 GeV y un - 1% a 27.52 GeV;
      - (11) z_{vtx} se desplazó - 4 cm en el MC;
      - (12) se incrementó el corte en la energía del positrón dispersado a 9 GeV;
      - (13) se disminuyó el corte en la energía del positrón dispersado a 7 GeV;
      - (14) se hizo uso de un rango en la masa invariante del D^0 de $1.795 < M(D^0) < 1.925$;
      - (15) se hizo uso de un rango en la masa invariante del D^0 de $1.805 < M(D^0) < 1.915$;
      - (16) el corte en pseudo-rapidez de las trazas se relajó a 2;

- (17) el corte en pseudo-rapidez de las trazas se subió a 1.5;
- (18) el corte en momento transverso del pión, π_s, se incrementó un +15%;
- (19) el corte en momento transverso del pión, π_s, disminuyó un -15%;
- (20) el corte en momento transverso de kaón y pión del D^0 se incrementó un +15%;
- (21) el corte en momento transverso de kaón y pión del D^0 disminuyó un -15%;
- (22) se añadió un corte en el número de grados de libertad de las trazas (5);
- (23) se añadió un corte en el número de grados de libertad de las trazas (15);
- (24) se utilizaron las bandas laterales para la determinación de la contaminación de fondo en lugar de la región de control y se cambió la región de señal a $143.25 MeV < \Delta M < 147.75 MeV$ y las bandas laterales a $141 MeV < \Delta M < 143.25 MeV$ & $147.75 MeV < \Delta M < 150 MeV$;
- (25) se utilizaron las bandas laterales para la determinación de la contaminación de fondo en lugar de la región de control y se cambió la región de señal a $142.5 MeV < \Delta M < 148.5 MeV$ y las bandas laterales a $139.5 MeV < \Delta M < 142.5 MeV$ & $148.5 MeV < \Delta M < 151.5 MeV$;
- (26) se añadió un corte en el número de grados de libertad de las trazas correspondientes a kaón o pión del D^0 (40);
- (27) se añadió un corte en el número de grados de libertad de las trazas correspondientes a kaón o pión del D^0 (50);
- (28) se utilizaron las bandas laterales para la determinación de la contaminación de fondo en lugar de la región de control;
- (29) las coordenadas xy medidas por la SRTD fueron desplazadas - 0.2 cm y - 0.15 cm respectivamente;
- (30) se utilizó una nueva muestra MC, DJANGO (MEPS), para obtener la eficiencia de selección de sucesos DIS.

(ii) Para cada cambio se obtuvo un nuevo conjunto de eficiencias que fueron usadas para corregir la muestra de datos modificada por dicho cambio. De esta forma se obtuvo un conjunto de valores para los distintos bines de las diferentes distribuciones bajo estudio.

La figura D.3 muestra el error sistemático de cada cambio realizado (a) y la contribución de cada error sistemático al error total (b). Los valores representan el % de desviación respecto al resultado obtenido con los cortes nominales.

La figura D.4 muestra, para cada bin de la sección eficaz diferencial en p_T , η ,Q^2 y W, el error sistemático de cada particular cambio sistemático realizado.

2. Finalmente, la figura D.5 muestra, para cada bin de las secciones eficaces diferenciales en p_T , η ,Q^2 y W el resultado de añadir en cuadratura todas las variaciones sistemáticas considerando positivas y negativas separadamente.

La figura D.6 muestra la sensibilidad del análisis al MC usado para la corrección. El valor de cada bin se calculó usando la siguiente fórmula:

$$\frac{(d\sigma/dp_T\ (\ or\ \eta\ )_{HERWIG,std}\ -\ d\sigma/dp_T\ (\ or\ \eta\ )_{AROMA,std})\ *\ 100}{0.5\ *\ (d\sigma/dp_T\ (\ or\ \eta\ )_{HERWIG,std}\ +\ d\sigma/dp_T\ (\ or\ \eta\ )_{AROMA,std})}$$

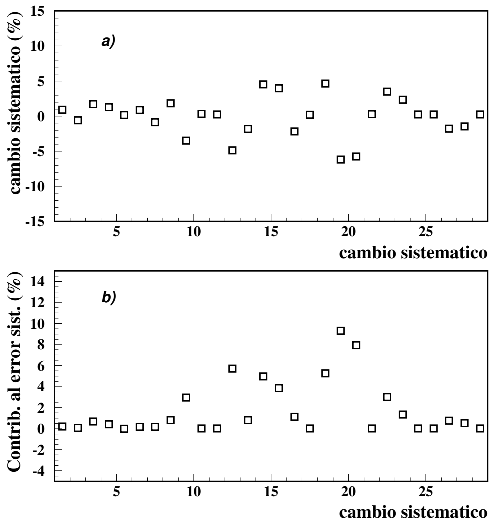


Figura D.3: *Error sistemático de cada cambio realizado (a) y la contribución de cada error sistemático al error total (b). El orden de los puntos coincide con el orden de los cambios arriba enumerados.*

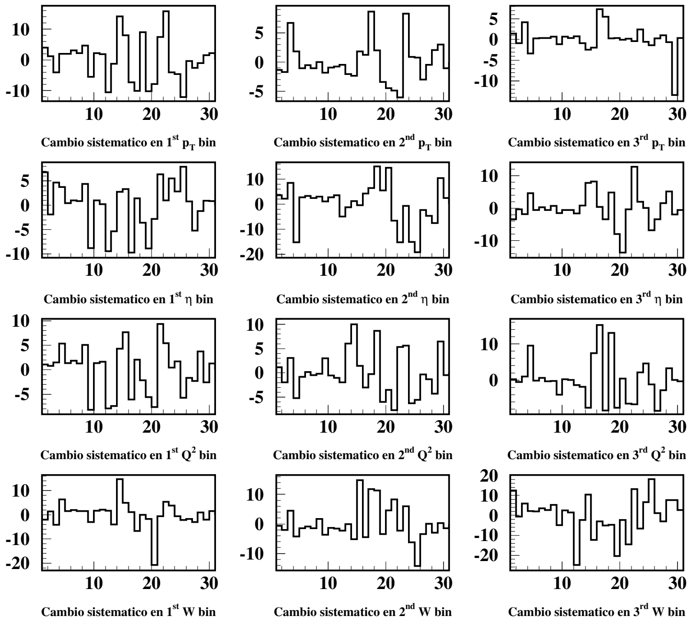


Figura D.4: *Error sistemático de cada particular cambio sistemático realizado en los diferentes bines en* p_T *,* η *,*Q^2 *y* W*. El orden de los puntos coincide con el orden de los cambios arriba enumerados.*

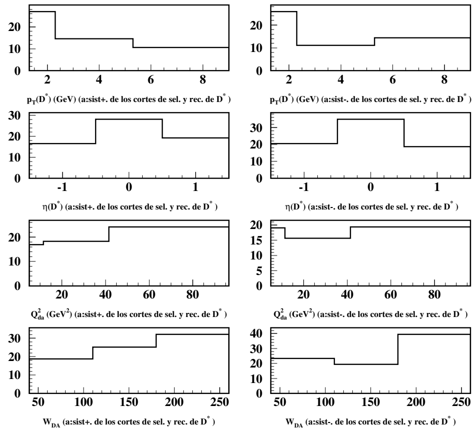


Figura D.5: *Errores sistemáticos bin a bin que resultan de la variación del criterio de selección de sucesos y de reconstrucción de D^*. Cada número se ha obtenido añadiendo en cuadratura y por separado las variaciones sistemáticas positivas (primera columna de distribuciones) y negativas (segunda columna de distribuciones).*

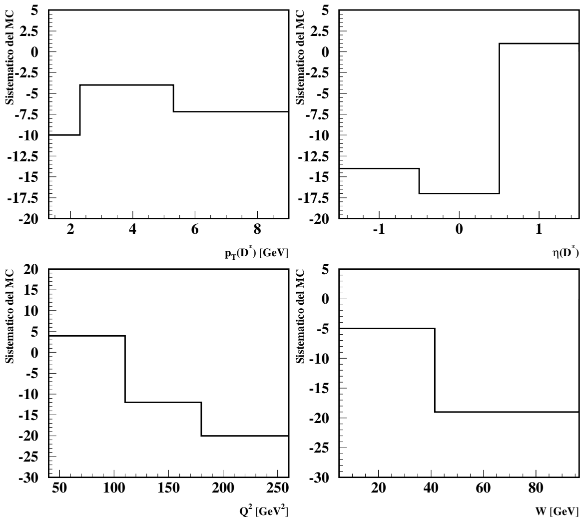


Figura D.6: *Sensibilidad del análisis al MC usado para la corrección.*

donde $d\sigma/dp_T$ (or η $)_{HERWIG/AROMA,std}$ significa el valor obtenido para cada bin de cada sección eficaz diferencial en particular cuando se usa HERWIG o AROMA para corregir los datos (los cortes son los nominales).

Los errores así obtenidos se suman cuadráticamente a los ya calculados al variar el criterio de selección (considerando separadamente errores positivos y negativos).

El error sistemático global (bin a bin) se toma como la suma en cuadratura del resultado anteriormente obtenido y del error sistemático relacionado con los efectos radiactivos, los *branching ratios*, luminosidad y determinación de la eficiencia del *trigger*.

Apéndice E

Comparaciones con otros análisis

E.1 Análisis de K^0 y $h^{\pm}$

Un segundo análisis independiente se llevó a cabo en [111]. Las principales diferencias entre ambos análisis fueron:

(i) Este análisis utiliza EEXOTICS como algoritmo de búsqueda de electrones y no corrige la energía del positrón dispersado por efectos del material muerto delante del calorímetro (ver sección 4.2.3).

(ii) Sólo se utilizaron para formar preconglomerados (que han de convertirse posteriormente en jets) y calcular las variables cinemáticas con el método de Jacquet-Blondel aquellas celdas con $E_{EMC} > 60$ MeV y $E_{HAC} > 110$ MeV en las secciones electromagnética y hadrónica del calorímetro respectivamente (ver sección 5.1.1).

(iii) Para obtener el número de kaones se utilizó un algoritmo de búsqueda de K^0_S distinto y unas regiones de señal y de control diferentes a las de este análisis (como región de señal se tomó un rango de 25 MeV en torno al valor nominal de la masa del K^0_S [62] y como regiones de control ventanas en masa entre $0.4 < M_{\pi\pi} < 0.45$ y $0.55 < M_{\pi\pi} < 0.6$, multiplicando el valor calculado por 0.5)

(iv) El análisis realizado en [111] utiliza la información proporcionada por todas las cámaras de trazas (CTD+VXD+RTD) para reconstruir las mismas. Este análisis utiliza sólo la información de la CTD [1].

Mostramos ahora las distribuciones corregidas obtenidas en [111] que pueden compararse con las obtenidas en esta tesis. Como puede deducirse de la comparación el acuerdo entre ambos análisis es razonable.

La figura E.1 presenta las distribuciones corregidas de $dN(h^{\pm})/dp_T^2$ y $dN(h^{\pm})/d\eta$ en $p_T(h^{\pm})$ y $\eta(h^{\pm})$ respectivamente acompañadas de diversas predicciones Monte Carlo (a comparar con las mostradas en 6.3.1, figura 6.11). Como se indica en 5.1.2 los jets reconstruidos en el calorímetro con $E_T^{ucal} \geq 7$ GeV y $|\eta^{ucal}| \leq 0.5$ se corrigen para dar jets con $E_T(\text{jet}) \geq 8$ GeV y $|\eta(\text{jet})| \leq 0.5$. La distribución en $p_T(h^{\pm})$ se promedia sobre $-1.5 \leq \eta(h^{\pm}) < 1.5$; la distribución en $\eta(h^{\pm})$ sobre $p_T(h^{\pm}) \geq 0.5$ GeV. Las barras de error representan la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico y están dominadas por el error sistemático.

---

[1] El detector de vértices dio un considerable número de problemas no descritos apropiadamente por el MC debido a su complejidad durante el período de toma de datos de 1994. Finalmente, ya en 1995 se decidió extraer el detector de vértices de ZEUS.

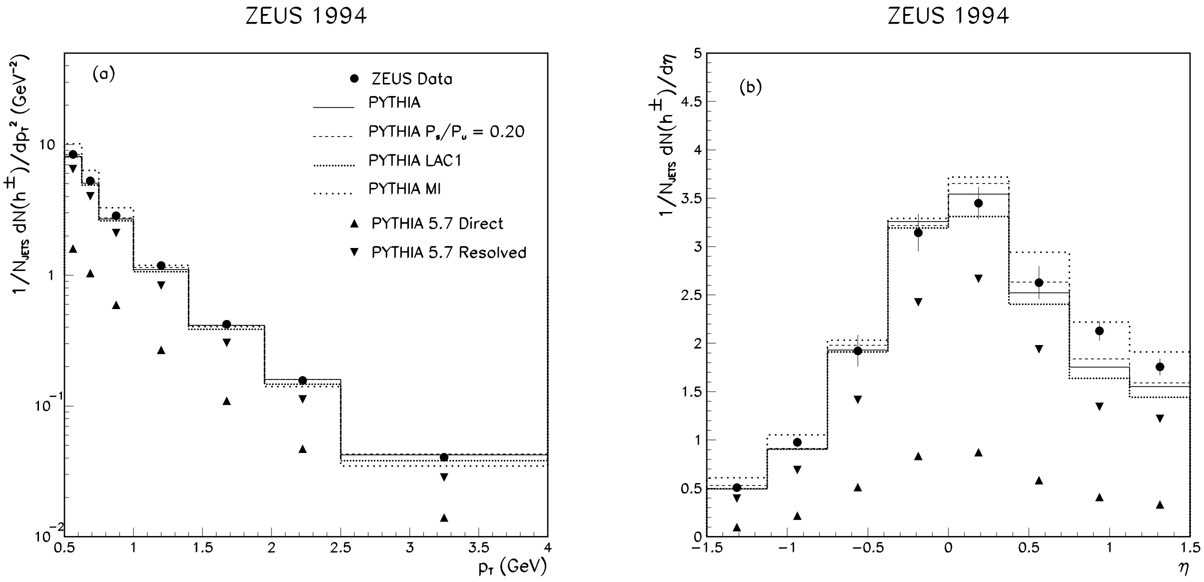


Figura E.1: *Espectro de partículas cargadas por jet en sucesos con al menos un jet con* E_T*(jet)*$\geq$ *8 GeV y* $|\eta(jet)| \leq 0.5$. *(a)* $(1/N_{jets})dN(h^{\pm})/dp_T^2$ *en función de* p_T*(*$h^{\pm}$*) para* $|\eta$*(*$h^{\pm}$*)*$| \leq$ 1.5*; (b)*$(1/N_{jets})dN(h^{\pm})/d\eta$ *en función de* η*(*$h^{\pm}$*) para* p_T*(*$h^{\pm}$*)*$\geq$ 0.5 *GeV. Las barras de error representan la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico y están dominadas por el error sistemático. Los resultados corresponden a los obtenidos en [111].*

La figura E.2 muestra las distribuciones corregidas $dN(K^0)/dp_T^2$ y $dN(K^0)/d\eta$ en función de $p_T(K^0)$ y $\eta(K^0)$ acompañadas de diversas predicciones Monte Carlo (a comparar con las mostradas en 6.3.1, figura 6.12). La distribución en $p_T(K^0)$ se promedia sobre $-1.5 < \eta(K^0) < 1.5$; la distribución en $\eta(K^0)$ se muestra promediada sobre $p_T(K^0) \geq 0.5$ GeV. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas).

Las figuras E.3(a) y E.4(a) presentan la distribución $D(z_L)$ resultante para $h^{\pm}$ y K^0 respectivamente, con masas de piones asignadas a $h^{\pm}$ (a comparar con las obtenidas en 6.3.4, figuras 6.18(a) y 6.19(a)). También se muestran las correspondientes distribuciones obtenidas con PYTHIA. Las distribuciones están promediadas sobre η(jet) y E_T(jet) en los mismos rangos definidos en 6.3.1.

Para una comparación con e^+e^-, los resultados medidos en [111] se comparan con los cálculos basados en ajustes fenomenológicos hasta segundo orden en teoría de perturbaciones realizados por Binnewies et al [48], previamente introducidos en 3.3.2 (figuras E.3(b), E.4(b) a comparar con figuras 6.18(b) y 6.19(b)). Los autores utilizan una definición de z, $z = z_E = E(X)/E(\text{max})$, en el rango $0.1 < z < 0.8$ (E(max) es la máxima energía de la que un partón dispersado puede disponer). Se adopta en [111] la correspondiente definición, $z = z_E = E(X)/E(\text{jet})$. Se desconoce el sabor del partón dispersado. Por lo tanto, dos líneas en trazo continuo limitan la máxima extensión que cubren los diferentes valores de $D(z)$ proporcionados por la fragmentación de gluones y de los distintos tipos de quark (es decir, u, d, s, c) en LO y NLO (en esta tesis se ha considerado únicamente NLO).

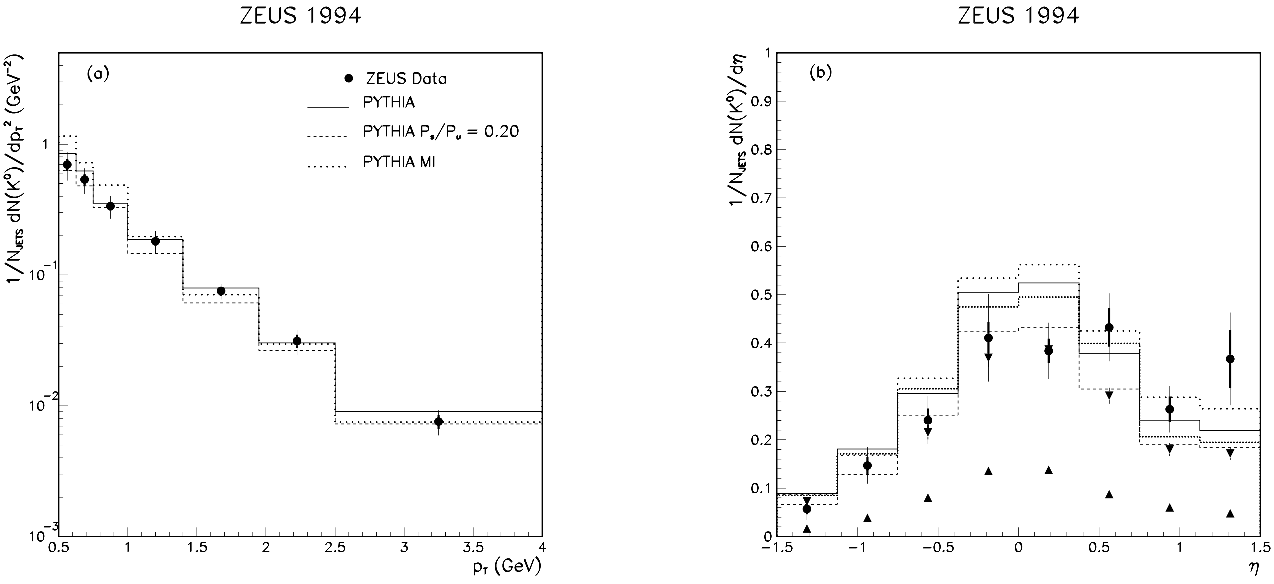


Figura E.2: *Espectro de mesones* K^0 *por jet en sucesos con al menos un jet con* E_T*(jet)*$\geq$ *8 GeV y* $|\eta(jet)| \leq 0.5$. *(a)* $(1/N_{jets})dN(K^0)/dp_T^2$ *en función de* $p_T(K^0)$ *para* $|\eta(K^0)| \leq 1.5$*; (b)* $(1/N_{jets})dN(K^0)/d\eta$ *en función de* $\eta(K^0)$ *para* $p_T(K^0) \geq 0.5$ *GeV. Las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). Los resultados corresponden a los obtenidos en [111].*

E.2 Análisis de D^*

Un segundo análisis independiente se llevó a cabo en [112]. Las principales diferencias entre ambos análisis fueron:

(i) Para obtener el número de D^* se utilizó un criterio de selección que incluía un corte en x_{D^*} (x_{D^*} >0.18) puesto que la contaminación de fondo procedente de combinaciones aleatorias puebla mayormente valores pequeños en esta variable.

(ii) Para la substracción del fondo [112] utilizó única y exclusivamente el método de combinaciones de carga errónea (ver 7.1).

(iii) El método de corrección empleado es el definido en 7.2.4 (ecuación 7.12), es decir, un método de corrección bin a bin en cada variable.

Mostramos ahora las distribuciones corregidas obtenidas en [112] que pueden compararse con las obtenidas en esta tesis. Como puede deducirse de la comparación el acuerdo entre ambos análisis es razonable.

La figura E.5 muestra la sección eficaz diferencial $e^+p \to e^+D^{*\pm}X$ en función de a) $p_T(D^*)$, b) $\eta(D^*)$, c) W y d) Q^2 en el región cinemática $5 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$, $y < 0.7$. Las barras de error representan el error estadístico. Las barras horizontales representan la anchura del bin. JPF representa el resultado obtenido en esta tesis. JR representa el resultado obtenido en [112].

Finalmente, la figura E.6 muestra los valores resultantes de $F_2^{c\bar{c}}$ en función de x para los distintos bines en Q^2 y y (a comparar con lo obtenido en 7.3.3, figura 7.16). También se incluye en la figura 7.16 los datos del experimento a blanco fijo EMC [102] que fueron medidos a valores de x entre 0.02 y 0.3. Los cálculos analíticos para $F_2^{c\bar{c}}$ (m_c = 1.5 GeV) se muestran en la figura E.6 acompañadas de las densidades de gluones de CTQ3 [20], GRV [7] y la parametrización obtenida a partir de un ajuste a los datos de F_2 de ZEUS de 1994, mostrando un razonable

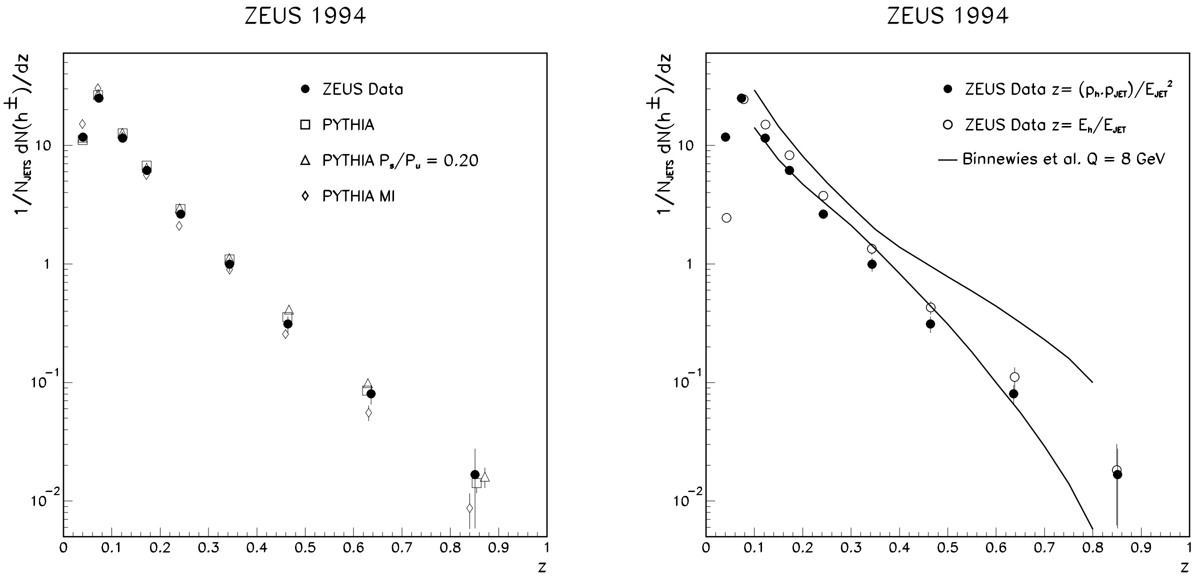


Figura E.3: *Función de fragmentación* $D(z)$ *para partículas cargadas* ($h^{\pm}$) *con* $p_T(h^{\pm}) \geq 0.5$ *GeV, en jets con* $E_T(jet) > 8$ *GeV y* $|\eta(jet)| \leq 0.5$*; las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). En (a) los datos se comparan con distintas variaciones de la versión estándar de PYTHIA. En (b) los datos se comparan con dos líneas continuas que definen los límites superior e inferior del ajuste fenomenológico de [48]. Las líneas continuas limitan la extensión que cubren los diferentes valores de* $D(z)$ *proporcionados por la fragmentación de gluones y de los distintos tipos de quark (es decir, u, d, s, c) en LO y NLO (en esta tesis se ha considerado únicamente NLO). Los resultados corresponden a los obtenidos en [111].*

acuerdo con los datos medidos.

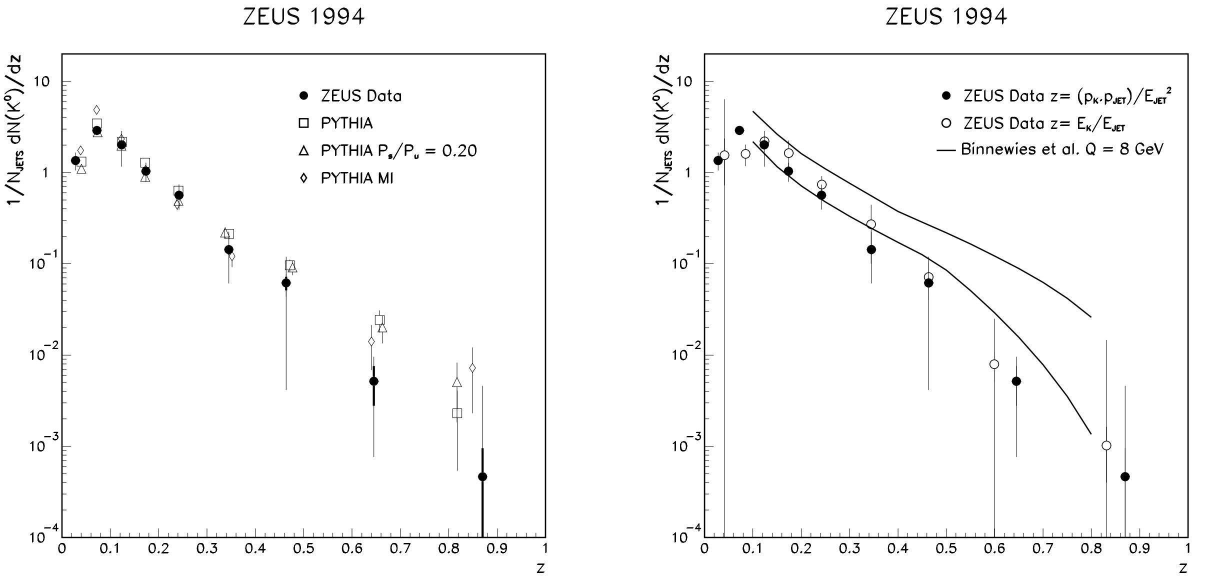


Figura E.4: *Función de fragmentación $D(z)$ para K^0 con $p_T(K^0) \geq 0.5$ GeV, en jets con $E_T(jet) > 8$ GeV y $|\eta(jet)| \leq 0.5$; las barras de error representan el error estadístico (barras gruesas) y la suma en cuadratura de error sistemático y estadístico (barras finas). En (a) los datos se comparan con distintas variaciones de la versión estándar de PYTHIA; En (b) los datos se comparan con dos líneas continuas que definen los límites superior e inferior del ajuste fenomenológico de [48]. Las líneas continuas limitan la extensión que cubren los diferentes valores de $D(z)$ proporcionados por la fragmentación de gluones y de los distintos tipos de quark (es decir, u, d, s, c) en LO y NLO (en esta tesis se ha considerado únicamente NLO). Los resultados corresponden a los obtenidos en [111].*

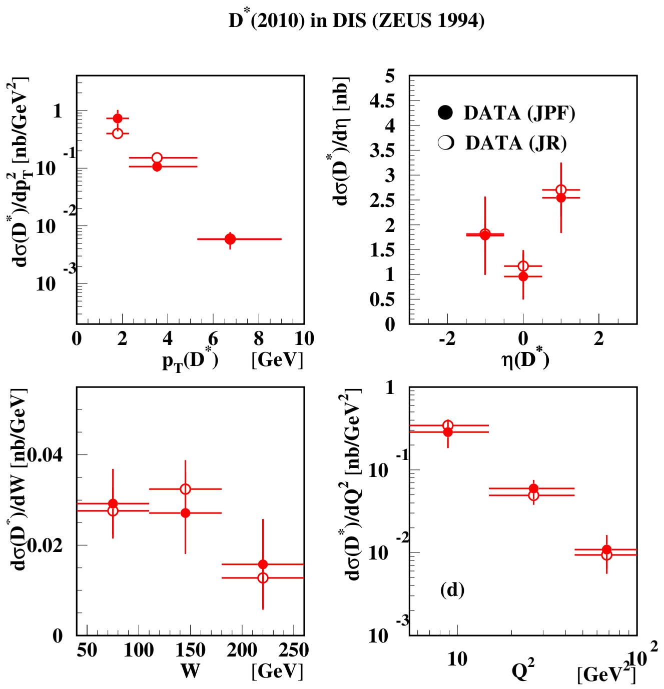


Figura E.5: *Sección eficaz diferencial* $e^+p \to e^+D^{*\pm}X$ *para* $5 < Q^2 < 100\text{GeV}^2$, $y < 0.7$ *en la región cinemática* $1.3 < p_T(D^*) < 9.0\,GeV$ *y* $|\eta(D^*)| < 1.5$ *en función de* $p_T(D^*)$ *(a),* $\eta(D^*)$ *(b),* W *(c) y* Q^2 *(d). Las barras de error representan el error estadístico. Las barras horizontales representan la anchura del bin. JPF representa el resultado obtenido en esta tesis. JR representa el resultado obtenido en [112].*

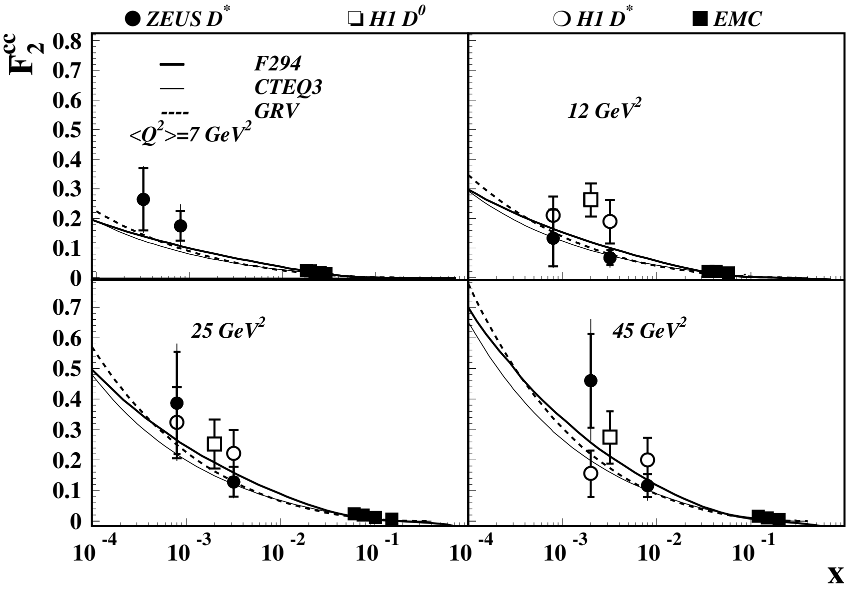


Figura E.6: *La contribución charm,* $F_2^{c\bar{c}}$*, a la función de estructura del protón* F_2 *tal y como se deriva de la producción inclusiva de* D^* *(ZEUS y H1) y* D^0 *(H1) comparado con las predicciones NLO de QCD basadas en las distribuciones partónicas de CTQ3[20], GRV[7] y la parametrización obtenida a partir de un ajuste a los datos de* F_2 *de ZEUS de 1994 para* Q^2*=7, 12, 25 y 45* GeV^2*. Los datos de ZEUS son los obtenidos en [112].*

Apéndice F

Resultados en tablas

Presentamos en este apéndice los resultados obtenidos a lo largo de la tesis en distintas tablas.

F.1 Análisis de K^0 y $h^{\pm}$

El espectro en p_T y η para K^0 y partículas cargadas mostrado en 6.3.1 se presenta en la tabla F.1.

Las funciones de fragmentación para K^0 y partículas cargadas mostradas en 6.3.4 y 6.4.2 se presentan en las tablas F.2 y F.3.

F.2 Análisis de D^*

La sección eficaz normalizada $e^+p \to e^+D^*X$ en función de x_{D^*} mostrada en 7.3.1 se presenta en la tabla F.4.

Las secciones eficaces diferenciales $e^+p \to e^+D^*X$ en función de $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$, W y Q^2 mostradas en 7.3.2 y 7.3.4 se presentan en la tabla F.5.

Los valores resultantes de $F_2^{c\bar{c}}$ en función de x para los distintos bines en Q^2 y y tal y como describe en 7.3.3 y 7.3.4 se presentan en la tabla F.6.

rango en p_T[GeV]	$dN(K^0)/dp_T^2$
$h^\pm$	
.5-0.575	9.5 ±0.1 ±1.3
0.575-0.675	6.8 ±0.1 ±0.9
0.675-0.775	4.88 ±0.03 ±0.65
0.775-0.875	3.48 ±0.03 ±0.47
0.875-1.0	2.47 ±0.02 ±0.33
1.0-1.125	1.71 ±0.01 ±0.23
1.125-1.375	1.09 ±0.7E-02 ±0.15
1.375-1.775	0.54 ±0.4E-02 ±0.07
1.775-2.375	0.22 ±0.2E-02 ±0.03
2.375-2.975	0.086 ±0.9E-03 ±0.011
2.975-4.375	0.026 ±0.2E-03 ±0.003
4.375-10.375	0.0018 ±0.2E-04 ±0.0003
K^0	
0.5-0.625	0.72 ±0.12 ±0.12
0.625-0.75	0.62 ±0.10 ±0.11
0.75-1.0	0.30 ±0.03 ±0.06
1.0-1.4	0.19 ±0.02 ±0.03
1.4-2.0	0.075 ±0.008 ±0.013
2.0-2.6	0.030 ±0.005 ±0.006
2.6-4.0	0.0087 ±0.0015 ±0.0019
rango en η	$dN(K^0)/d\eta$
$h^\pm$	
-1.5- -1.125	0.52 ±0.01 ±0.07
-1.125- -0.75	1.01 ±0.01 ±0.14
-0.75- -0.375	1.99 ±0.01 ±0.29
-0.375- 0.0	3.27 ±0.02 ±0.47
0.0-0.375	3.61 ±0.017 ±0.51
0.375-0.75	2.73 ±0.01 ±0.39
0.75-1.125	2.21 ±0.01 ±0.31
1.125-1.5	1.82 ±0.01 ±0.26
K^0	
-1.5- -1.125	0.04 ±0.01 ±0.01
-1.125- -0.75	0.16 ±0.03 ±0.02
-0.75- -0.375	0.28 ±0.04 ±0.04
-0.375- 0.0	0.40 ±0.04 ±0.07
0.0-0.375	0.43 ±0.04 ±0.07
0.375-0.75	0.43 ±0.05 ±0.07
0.75-1.125	0.27 ±0.04 ±0.04
1.125-1.5	0.40 ±0.11 ±0.07

Tabla F.1: $dN(K^0)/dp_T^2$ *y* $dN(K^0)/d\eta$.
El primer error es el error estadístico y el segundo el sistemático.

Fotoproducción (directo y resuelto)	
$<z_L>$	$D(z_L)$
$h^{\pm}$	
0.04	12.2 ±0.1 ±1.7
0.07	26.1 ±0.1 ±3.4
0.12	12.1 ±0.1 ±1.3
0.17	6.48 ±0.06 ±0.68
0.24	2.78 ±0.03 ±0.41
0.34	1.04 ±0.02 ±0.19
0.46	0.34 ±0.6E-02 ±0.06
0.64	0.08 ±0.3E-02 ±0.02
0.85	0.018 ±0.1E-02 ±0.003
K^0	
0.04	1.0 ±0.1 ±0.3
0.08	2.5 ±0.1 ±0.7
0.13	1.86 ±0.10 ±0.43
0.17	1.16 ±0.08 ±0.28
0.24	0.57 ±0.04 ±0.14
0.34	0.19 ±0.02 ±0.06
0.45	0.19 ±0.02 ±0.039
0.62	0.004 ±0.006 ±0.001
0.78	0.0015 ±0.0026 ±0.0005
Fotoproducción (directo)	
$<z_E>$	$D(z_E)$
$h^{\pm}$	
0.04	8.6 ±0.3 ±1.1
0.07	24.8 ±0.3 ±3.1
0.12	14.3 ±0.2 ±1.5
0.17	8.4 ±0.2 ±0.9
0.25	4.49 ±0.08 ±0.65
0.34	2.16 ±0.06 ±0.39
0.46	0.90 ±0.03 ±0.16
0.64	0.24 ±0.01 ±0.04
0.86	0.051 ±0.004 ±0.009
K^0	
0.08	1.56 ±0.26 ±0.59
0.13	2.14 ±0.23 ±0.36
0.17	1.91 ±0.23 ±0.47
0.24	0.88 ±0.11 ±0.17
0.34	0.46 ±0.09 ±0.09
0.44	0.23 ±0.05 ±0.07

Tabla F.2: *Funciones de fragmentación.*
El primer error es el error estadístico y el segundo el sistemático.

DIS	
$<z_E>$	$D(z_E)$
$h^{\pm}$	
0.08	1.04 ±0.25 ±0.24
0.13	2.08 ±0.30 ±0.48
0.18	1.54 ±0.22 ±0.37
0.24	0.75 ±0.09 ±0.18
0.34	0.47 ±0.09 ±0.14
0.45	0.03 ±0.01 ±0.01
0.93	0.005 ±0.003 ±0.002

Tabla F.3: *Funciones de fragmentación en DIS.*
El primer error es el error estadístico y el segundo el sistemático.

rango en x_{D^*}	$1/\sigma \cdot d\sigma/dx_{D^*}$
0.0-0.2	$0.89 \pm 0.67^{+0.24}_{-0.40}$
0.2-0.4	$1.79 \pm 0.56^{+0.45}_{-0.45}$
0.4-0.6	$1.35 \pm 0.33^{+0.19}_{-0.21}$
0.6-0.8	$0.41 \pm 0.16^{+0.11}_{-0.11}$
0.8-1.0	$0.39 \pm 0.15^{+0.10}_{-0.10}$

Tabla F.4: *Sección eficaz normalizada* $e^+p \rightarrow e^+D^*X$ *en función de* x_{D^*}.
El primer error es el error estadístico y el segundo el sistemático.

1994	
$<p_T>$ [GeV]	$d\sigma/dp_T^2$
1.77	$0.66 \pm 0.25^{+0.19}_{-0.18}$
3.53	$0.113 \pm 0.019^{+0.017}_{-0.013}$
6.74	$0.0069 \pm 0.0025^{+0.0009}_{-0.0011}$
$<\eta>$	$d\sigma/d\eta$
-1.0	$1.71 \pm 0.57^{+0.35}_{-0.34}$
0.0	$0.88 \pm 0.39^{+0.22}_{-0.27}$
1.0	$2.56 \pm 0.75^{+0.49}_{-0.47}$
$<W>$ [GeV]	$d\sigma/dW$
75	$0.027 \pm 0.008^{+0.004}_{-0.006}$
145	$0.030 \pm 0.009^{+0.006}_{-0.006}$
220	$0.013 \pm 0.0075^{+0.005}_{-0.005}$
$<Q^2>$ [GeV^2]	$d\sigma/dQ^2$
8.9	$0.27 \pm 0.09\ ^{+0.05}_{-0.05}$
26.6	$0.065 \pm 0.016\ ^{+0.012}_{-0.011}$
67.9	$0.0097 \pm 0.0048\ ^{+0.0029}_{-0.0026}$
1995+1996	
$<p_T>$ [GeV]	$d\sigma/dp_T$
1.77	$0.64 \pm 0.14\ ^{+0.12}_{-0.11}$
2.98	$0.25 \pm 0.02\ ^{+0.02}_{-0.02}$
4.75	$0.032 \pm 0.005\ ^{+0.005}_{-0.004}$
7.23	$0.0030 \pm 0.0008\ ^{+0.0008}_{-0.0007}$
$<\eta>$	$d\sigma/d\eta$
-1.125	$1.25 \pm 0.27\ ^{+0.27}_{-0.25}$
-0.375	$1.68 \pm 0.22\ ^{+0.22}_{-0.20}$
0.375	$2.53 \pm 0.26\ ^{+0.26}_{-0.32}$
1.125	$1.71 \pm 0.35\ ^{+0.31}_{-0.32}$
$<W>$ [GeV]	$d\sigma/dW$
65	$0.029 \pm 0.003\ ^{+0.003}_{-0.003}$
110	$0.033 \pm 0.005\ ^{+0.004}_{-0.005}$
150	$0.036 \pm 0.005\ ^{+0.005}_{-0.004}$
190	$0.020 \pm 0.005\ ^{+0.005}_{-0.005}$
235	$0.010 \pm 0.005\ ^{+0.004}_{-0.005}$
$<Q^2>$ [GeV^2]	$d\sigma/dQ^2$
6.8	$0.59 \pm 0.07\ ^{+0.09}_{-0.11}$
12.5	$0.20 \pm 0.03\ ^{+0.02}_{-0.03}$
24.7	$0.074 \pm 0.009\ ^{+0.008}_{-0.008}$
60.7	$0.009 \pm 0.002\ ^{+0.002}_{-0.002}$

Tabla F.5: *Secciones eficaces diferenciales $e^+p \rightarrow e^+D^*X$ en función de $p_T(D^*)$, $\eta(D^*)$, W y Q^2.*

El primer error es el error estadístico y el segundo el sistemático.

$< Q^2 >$ [GeV^2]	$< x >$	$F_2^{c\bar{c}}$
1994		
7	0.00019	$0.246 \pm 0.124\ ^{+0.035}_{-0.042}$
7	0.00088	$0.245 \pm 0.051\ ^{+0.074}_{-0.061}$
12	0.00032	$0.208 \pm 0.121\ ^{+0.036}_{-0.048}$
12	0.00140	$0.090 \pm 0.035\ ^{+0.035}_{-0.031}$
25	0.00066	$0.371 \pm 0.161\ ^{+0.096}_{-0.086}$
25	0.0029	$0.142 \pm 0.053\ ^{+0.034}_{-0.026}$
45	0.0012	$0.497 \pm 0.156\ ^{+0.140}_{-0.134}$
45	0.0053	$0.196 \pm 0.060\ ^{+0.053}_{-0.054}$
1995+1996		
3	0.00012	$0.107 \pm 0.022\ ^{+0.021}_{-0.022}$
7	0.00018	$0.415 \pm 0.075\ ^{+0.094}_{-0.077}$
7	0.00065	$0.147 \pm 0.018\ ^{+0.015}_{-0.019}$
12	0.00031	$0.265 \pm 0.078\ ^{+0.073}_{-0.064}$
12	0.0011	$0.102 \pm 0.017\ ^{+0.014}_{-0.019}$
25	0.00064	$0.397 \pm 0.076\ ^{+0.070}_{-0.057}$
25	0.0023	$0.150 \pm 0.032\ ^{+0.027}_{-0.024}$
45	0.0014	$0.316 \pm 0.105\ ^{+0.074}_{-0.073}$
45	0.0051	$0.148 \pm 0.034\ ^{+0.031}_{-0.029}$
170	0.0064	$0.278 \pm 0.051\ ^{+0.057}_{-0.058}$

Tabla F.6: $F_2^{c\bar{c}}$.
El primer error es el error estadístico y el segundo el sistemático.

Bibliografía

[1] F. Halzen y A.D.Martin *Quarks and Leptons.* Wiley international edition, 1984.

[2] A. Bodek et al. *Phys. Rev.*, (D 20):1471, 1979.

[3] J.I. Friedmann y W.H.Kendall *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.*, (22):227, 1972

[4] R.E. Taylor en *Proceedings of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, página 679, 1975.

[5] G. Altarelli y G. Parisi *Nucl. Phys.*, (B 126):298, 1977; V.N. Gribov y L.N. Lipatov *Sov. J. Nucl. Phys.*, (15):438, 1972; L.N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.*, (20):96, 1975; Y.L. Dokshitzer, *Sov. Phys. JETP*, (46):641, 1977.

[6] A.D. Martin et al. *Phys. Rev.*, (D 50):6734, 1994.

[7] M. Glück et al. *Z. Phys.*, (C 67):433, 1995.

[8] H. L. Lai y W. K. Tung, *HEP preprint*, hep-ph/9701256.

[9] A. D. Martin et al. *Phys. Lett.*, (B 306):145, 1993.

[10] Zeus Collaboration, M. Derrick et al. *Z. Phys.*, (C 65):379, 1995.

[11] E. Witten *Nucl. Phys.*, (B 120):189, 1977.

[12] C. F.Weizsäcker *Z. Phys.*, (88):612, 1934.

[13] J. J. Sakurai *Ann. Phys.*, (11):1, 1960.

[14] P. Aurenche et al. *Z. Phys.*, (C 64):621, 1994.

[15] H. Abramowicz et al. *Phys. Lett.*, (B 269):458, 1991.

[16] Zeus Collaboration, M. Derrick et al. *Phys. Lett.*, (B 293):404, 1992.

[17] Zeus Collaboration, M. Derrick et al. *Phys. Lett.*, (B 342):417, 1995.

[18] L.E.Gordon y F.K.Storrow *Z. Phys.*, (C 56):307, 1992.

[19] M. Buza et al. *DESY preprint*, DESY 97-124; B.W. Harris en *Proceedings of the American Physical Society*, Division of Particles and Field, Minneapolis, Minnesota, 1996;(hep-ph/9608379).

[20] H.L. Lai et al. *Phys. Rev.*, (D 51):4763, 1995.

[21] A.D.Martin et al. *HEP preprint*, hep-ph/9612449.

[22] M. Buza et al. *DESY preprint*, DESY 96-258.

[23] M.A.G. Aivazis et al. *Phys. Rev.*, (D 50):3102, 1994.

[24] R.S. Thorne y R.G.Roberts *HEP preprint*, hep-ph/9711223, 1997.

[25] S. J. Brodsky et al. *Phys. Lett.*, (B 93):451, 1980; *Nucl. Phys.*, (B 369):519, 1992.

[26] G.Ingelman, J.Rathsman y G.A.Schuler, *DESY preprint*, AROMA 2.1, DESY 95 - Junio 1995, ISSN 0418-9833.

[27] G. Marchesini et al. *Comput. Phys. Comm.*, (67):465, 1992.

[28] K. Charchula, G. Schuler y H. Spiesberger, *CERN preprint*, CERN-TH. 7133/94.

[29] A.D. Martin et al. *Phys. Lett.*, (B 306):145, 1993; *Phys. Lett.*, (B 309):492, 1993 (erratum).

[30] B. W. Harris y J. Smith, *Nucl. Phys.* , (B 452):109 1995; B. W. Harris y J. Smith, *Phys. Lett.* , (B 353):535 1995.

[31] Yu. L. Dokshitzer et al. *Basics of Perturbative QCD.* Editions Frontieres, 1991.

[32] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al. *Z. Phys.*, (C 66):355, 1995; G.D. Cowan en *Proceedings of the XXVII International Conference on High Energy Physics, Glasgow, Scotland, UK*, página 883, 1994.

[33] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. *Z. Phys.*, (C 67):93, 1995.

[34] OPAL Collaboration, G. Alexander et al. *Z. Phys.*, (C 72):1, 1996; *CERN preprint*, CERN-PRE/97-015.

[35] T. Sjöstrand y M. Bengtsson *Comp. Phys. Comm.*, (43):367, 1987; T. Sjöstrand *Comp. Phys. Comm.*, (82):74, 1994.

[36] A. Kwiatkowski et al. en *Proceedings of the HERA Workshop*, Vol.3, página 1294, 1992.

[37] G. Ingelman en Proceedings of the HERA Workshop, Vol.3, página 1366, 1992; G. Ingelman, J.Rathsman y A. Edin, DESY preprint, LEPTO versión 6.3, DESY 95 - Agosto 1995, ISSN 0418-9833.

[38] H.-U. Bengtsson y T. Sjöstrand *Comp. Phys. Comm.*, (46):43, 1987.

[39] B. Andersson et al. *Phys. Rep.*, (97):31, 1983.

[40] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al. *Z. Phys.*, (C 64):361, 1994.

[41] OPAL Collaboration, R. Akers et al. *Z. Phys.*, (C 67):389, 1995.

[42] UA1 Collaboration, G. Arnison et al. *Phys. Lett.*, (B 132):223, 1983; *Nucl. Phys.*, (B 276):253, 1986.

[43] CDF Collaboration, F. Abe et al. *Phys. Rev. Lett.*, (65):968, 1990.

[44] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al. *Z. Phys.*, (C 70):179, 1996.

[45] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al. *Phys. Lett.*, (B 384):353, 1996.

[46] OPAL Collaboration, P.D. Acton et al. *Z. Phys.*, (C 58):387, 1993.

[47] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al. *CERN preprint*, CERN-PRE/96-193.

[48] J. Binnewies, G. Kramer, B. A. Kniehl *Phys. Rev.*, (D 52):4947, 1995; *Phys. Rev.*, (D 53):3573, 1996.

[49] TPC Collaboration, H. Aihara et al. *Phys. Rev. Lett.*, (61):1263, 1988.

[50] MARKII Collaboration, H. Schellman et al. *Phys. Rev.*, (D 31):3013, 1985.

[51] B.A. Kniehl, J.Binnewies y G. Kramer *Z. Phys.*, (C 65):471, 1995.

[52] C. Peterson et al. *Phys. Rev.*, (D 27):105, 1983.

[53] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. *Phys. Lett.*, (B 299):374, 1993.

[54] M. Glück, E. Reya y A. Vogt *Phys. Lett.*, (B 306):391, 1993.

[55] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. *Z. Phys.*, (C 68):29, 1995.

[56] H1 Collaboration, S. Aid et al. *Nucl. Phys.*, (B 480):3, 1996.

[57] E665 Collaboration, M.R Adams et al. *Z. Phys.*, (C 61):539, 1994.

[58] J. M. Butterworth et al. *Z. Phys.*, (C 72):637 1996.

[59] C. Alvisi et al. *Nucl. Instr. Meth.*, (A 305):30, 1991.

[60] K.Kleinknecht *Nucl. Inst. and Meth.*, (A 277):56, 1989.

[61] C. W. Fabjan,*Calorimetry en High–Energy Physics*, T. Ferbel; *Experimental Techniques en High Energy Physics*, Addison–Wesley, página 257, 1987.

[62] Particle Data Group, R.M. Barnett et al. *Phys. Rev.*, (D 54):1, 1996.

[63] B. Rossi *High Energy Particles*, Prentice Hall, 1952.

[64] R. Wigmans *Nucl. Inst. and Meth.*, (A 259):389, 1987.

[65] A. Bamberger et al. *DESY preprint*, DESY 97-157.

[66] W.H. Smith et al. *Nucl. Instr. Meth.*, (A 355):278, 1995.

[67] J.Huth et al. en *Proceedings of the 1990 DRPF Summer Study on High Energy Physics*, página 132, 1992.

[68] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. *Phys. Lett.*, (B 315):481, 1993.

[69] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. *Phys. Lett.*, (B 356):129, 1995.

[70] S. Bentvelsen et al. *Proceedings of the HERA Workshop*, Vol.1, página 23, 1992.

[71] F. Jacquet y A. Blondel en *Proc. Study of an ep Facility in Europe*, página 391, 1979.

[72] W. H. Smith et al. *Nucl. Instr. Meth.*, (A 355):278, 1995.

[73] R. Sinkus, *Nucl. Instr. Meth.*, (A 361):290, 1995.

[74] T. Sjöstrand y M. van Zijl *Phys. Rev.*, (D 36):2019, 1987; G. Schuler y T. Sjöstrand, *Phys. Lett.*, (B 300):169, 1993, *Nucl. Phys.*, (B 407):539, 1993; J. M. Butterworth y J. R. Forshaw *Z. Phys.*, (G 19):1657, 1993; J. M. Butterworth, J. R. Forshaw y M. H. Seymour *Z. Phys.*, (C 72):637, 1996.

[75] H1 Collaboration., C. Adloff et al. *Nucl. Phys.*, (B 504):3, 1997.

[76] ZEUS Collaboration., J. Breitweg et al. *DESY preprint*, DESY 97-183, aceptado por *Phys. Lett.*, (B) - Mo 5050 (PLB12055).

[77] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al. *Z. Phys.*, (C 65):587, 1995.

[78] J.P. Fernández, *ZEUS internal note*, ZEUS 97-085.

[79] G. F. Hartner et al. *VCTRAK (3.06/11): Offline output information. ZEUS Internal Note*, ZEUS 95-003.

[80] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al. *DESY preprint*, DESY 97-229.

[81] H1 Collaboration, S. Aid et al. *Z. Phys.*, (C 70):17, 1996.

[82] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. *Phys. Lett.*, (B 348):665, 1995.

[83] M. Glück et al. *Phys. Rev.*, (D 46):1973, 1992; H Plotow-Besch *Comp. Phys. Comm.*, (75):396, 1993 .

[84] JADE Collaboration, W. Bartel et al. *Phys. Lett.*, (B 107):163, 1981.

[85] TASSO Collaboration, Brandelik et al. *Phys. Lett.*, (B 107):290, 1981; (B 138):219, 1984.

[86] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al. *Z. Phys.*, (C 26):191, 1984.

[87] AMY Collaboration, R.Tanaka et al. *Phys. Lett.*, (B 277):215, 1992.

[88] TOPAZ Collaboration, B.J. Kim et al. *KEK preprint*, KEK 93-97; KEK 93-47.

[89] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. *Phys. Lett.*, (B 322):287, 1994.

[90] TASSO Collaboration, W. Braunschweig et al. *Z. Phys.*, (C 47):187 1990.

[91] TASSO Collaboration, W. Braunschweig et al. *Z. Phys.*, (C 47):167, 1990.

[92] HRS Collaboration, S. Abachi et al. *Phys. Rev.*, (D 40):706, 1989.

[93] S. George, J.P. Fernández, L. Labarga, J. Hartmann, C.G. Matthews y R. Ullmann *ZEUS internal note*, ZEUS 94-155.

[94] V.V. Ammosov et al. *Nucl. Phys.*, (B 177):365, 1981; H. Grässler et al. *Nucl. Phys.*, (B 194):1, 1982; P. Bosetti et al. *Nucl. Phys.*, (B 209):29, 1982.

[95] N.N. Nikolaev y B.G. Zakharov *Z. Phys.*, (C 53):331, 1992.

[96] L. Lönnblad *Comp. Phys. Comm.*, (71):15 ,1992.

[97] P. Bruni y G. Ingelman en *Proceedings of the Europhysics Conference on HEP*, página 595, 1993.

[98] S.Ñussinov *Phys. Rev. Lett.*, (35):1672, 1976.

[99] J.P. Fernández, Luis Labarga y Jesús Roldán, *ZEUS internal note*, ZEUS 97-031.

[100] H1 Collaboration, C. Adloff et al. *Z. Phys.*, (C 72):593, 1996.

[101] M. Basile et al. *Nuov. Cim.*, (A 79):1, 1984.

[102] J. J. Aubert et al. *Nucl. Phys.*, (B 213):31, 1983.

[103] ZEUS Collaboration, J.Breitweg et al. *Phys. Lett.*, (B 407):402, 1997.

[104] H1 Collaboration, S. Aid et al. *Nucl. Phys.*, (B 470):3, 1996.

[105] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. *Z. Phys.*, (C 72):399, 1996.

[106] OPAL Collaboration, R. Akers et al. *Z. Phys.*, (C 67):27, 1995.

[107] E. Laenen et al. *Nucl. Phys.*, (B 392):162, 1993; S. Riemersma et al. *Phys. Lett.*, (B 347):147, 1995.

[108] A.D. Martin et al. *Phys. Lett.*, (B 354):155, 1995.

[109] A.R. Clark et al. *Phys. Rev. Lett.*, (45):1465, 1980.

[110] P. Billoir y S. Qian, *Nucl. Instr. Meth.*, (A 311):139, 1992; (A 350):618, 1994.

[111] A. S. Wilson *Ph. D. Thesis*, University of Glasgow, 1997.

[112] J. Roldán *Proceedings Workshop of DIS97*, Chicago, 1997.

Agradecimientos

Un número considerable de personas me han ayudado y me han guiado durante estos últimos cuatro años de mis estudios como doctorando. Quisiera aprovechar esta oportunidad que ahora tengo para agradecérselo.

En primer lugar quisiera dar las gracias a mi tutor, Prof. Luis Labarga, por su continuo apoyo, por su ánimo, por la fe que puso en mi desde el principio hasta el final, sin vacilar y por sus muchas palabras de sabiduría. Me ha dado la libertad de poder profundizar en aquello que mejor he sabido hacer estos últimos años. Gracias a sus consejos, a través de los cuales me ha guiado no sólo en el ámbito de la física sino en todos los ámbitos, he podido finalizar con éxito mis proyectos. Su predisposición a colaborar conmigo y al mismo nivel, como un doctorando más, me ha dado ánimos y ha sido un ejemplo para mi. Particularmente su inacabable paciencia en leer y comentar todos mis resultados y mi tesis, a través de nuestras muchas conversaciones fueron extremadamente beneficiosas. Por encima de todo Luis es una magnífica persona a quien no podré por más que agradecer con estas palabras toda la perseverancia, fuerza de voluntad, apoyo moral, denuedo y paciencia que me ha transmitido, muchas gracias Luis.

Otra persona a la que estoy agradecido es a Fernando Barreiro. Fernando, gracias a su interés en mi formación como doctorando, me aceptó e introdujo en el grupo, a pesar de las particulares circunstancias en aquel momento, y me concedió la oportunidad de trabajar en Hamburgo y ser un miembro más de la colaboración de ZEUS.

También he de dar las gracias a Brian Harris y Jack Smith quienes a través de sus comentarios, discusiones y apoyo en relación con aspectos teóricos me han proporcionado una más clara visión y un mejor punto de vista de los mismos. Brian Harris me proporcionó su programa NLO para los cálculos de secciones eficaces y $F_2^{c\bar{c}}$. Gracias a ellos pude profundizar algo más en funciones de estructura, análisis de QCD y física de partículas en general.

El trabajo en la colaboración de ZEUS y especialmente en el grupo de DIS fue una gratificante experiencia. Agradezco a los coordinadores del grupo de DIS, Prof.Dr.G. Wolf y Dr.R.Yoshida por establecer tal agradable y productiva atmósfera. Ellos y también los Prof. P. Bussey, J. Terrón , J. Hartmann y K. Daum me han proporcionado muy provechosos comentarios y sugerencias. Gracias.

Otras personas con las que he colaborado de forma muy intensa y próxima son Jesús, *los cuatro caballeros de la orden templaria de los becarios de la Santa Fe* (Ricardo, Juan, Chema y Mario), José, Guy, Allan y este último año Gastón, Florian, Néstor y muchos otros. A ellos debo gran parte de mi trabajo. Sin su apoyo y consejo no hubiera podido llevar a buen fin este proyecto. Me han demostrado qué es ser un compañero. Me han mostrado y han compartido conmigo aquellos conocimientos no sólo relacionados con la física de partículas sino con otros campos. Me han mostrado su propia vivencia. Me han proporcionado su propia experiencia, de un valor incalculable. Me han dado ánimos en aquellos momentos en los que los necesitaba. Ellos forman parte de mi ahora y a ellos debo todo cuanto aquí he logrado.

También quisiera expresar y plasmar un profundo sentimiento por alguien a quien durante tantos años admiré, quien supone para mi uno de los más fuertes motivos por los cuales seguir adelante, quien supone para mi lo más preciado, quien me ha proporcionado una de las más enriquecedoras relaciones que haya podido tener, Irene. Irene.

Por último quisiera expresar mi gratitud a mi hermana, mi pensamiento siempre alegre; nunca podré recordar pundonor y lucha como la suya en sus últimos años de vida, y a mis padres que han sido siempre pacientes, cariñosos y comprensivos. Siempre me han apoyado y animado a llevar a cabo y aprovechar aquellas oportunidades que ellos nunca tuvieron. Esta tesis no habría sido posible sin ellos.

- *Gracias a estos cuatro años de intenso esfuerzo e interés he podido encontrar el encanto oculto no sólo de ZEUS sino de todas aquellas personas con las que he podido conversar, convivir y compartir durante algún instante un hálito de vida. No os sea extraño.*