Università degli Studi di Roma "La Sapienza"
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Elettroproduzione di mesoni pseudoscalari con l'esperimento HERMES

Relatore interno:
Prof. Daniele Prosperi

Relatore esterno:
Prof. Enzo De Sanctis

Laureando:
Lucio Cerrito
(matr. 11094796)

Anno Accademico 1997-98

Tesine di Laurea:

- Strutture cellulari nelle instabilità

  Relatore: Prof. V. Bouché

- Eventi rapidi nel folding delle proteine innescati da laser-fotolisi

  Relatore: Prof. A. Congiu

NOTA: Questa tesi è stata preparata presso il gruppo HERMES dei Laboratori Nazionali di Frascati, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN).

Indice

Premessa

Nonostante la comprensione di massima delle interazioni forti ed il successo della Cromodinamica Quantistica (QCD), una parte importante della fenomenologia che caratterizza la forza cromodinamica continua a restare al di là delle nostre attuali possibilità di descrizione. A distanze inferiori a circa 10^{-13} centimetri - che è il diametro di un protone - l'interazione forte diminuisce tanto da concedere ai quark, reciprocamente legati, una certa indipendenza. Solamente in queste condizioni la QCD, teoria di gauge strettamente modellata sull'elettrodinamica quantistica (QED), acquista una parte della stessa precisione della QED.

Quando invece le interazioni forti non risultano sensibilmente indebolite, le possibilità di calcolo si riducono notevolmente. Il calcolo delle sezioni d'urto dei processi di alta energia che coinvolgono adroni, è praticamente impossibile senza ricorrere alle informazioni sperimentali sulla parte adronica del processo.

La diffusione profondamente anelastica (*Deep Inelastic Scattering*) di positroni su nucleoni è essenzialmente un'interazione elettromagnetica, ma le interazioni forti hanno un ruolo fondamentale nelle correzioni alla sezione d'urto e nella formazione dello stato finale. Lo stato finale di una diffusione profondamente anelastica su nucleone è infatti il risultato della frammentazione del nucleone, che coinvolge la creazione di coppie di quark ed antiquark e la successiva formazione di adroni, gli stati legati dei quark attraverso le interazioni forti. Per questo la diffusione profondamente anelastica semi-inclusiva, attraverso l'osservazione delle particelle prodotte, è un potente strumento per lo studio del comportamento a piccole distanze della QCD, ma anche dei meccanismi, ancora poco chiariti, che caratterizzano la formazione degli adroni nello stato finale. Il DIS semi-inclusivo guarda cioè alle interazioni forti in entrambi i suoi aspetti e permette non solo una verifica della QCD, ma anche lo studio della struttura del nucleone e l'osservazione dei fenomeni di adronizzazione.

L'esperimento HERMES (HERa MEasurment of Spin) è un esperimento di seconda generazione di diffusione profondamente anelastica e raccoglie dati di processi DIS semi-inclusivi di positroni su bersagli di H, D, ^{3}He polarizzati e non polarizzati. Lo spettrometro a grande accettanza in quantità di moto ed angolo, la purezza dei bersagli gassosi ed il valore contenuto degli errori sistematici, ne fanno uno strumento di punta per dare risposta alle questioni ancora aperte sulla struttura di spin del nucleone, sulle asimmetrie dei quark del mare, sulla produzione diffrattiva di adroni e sulla adronizzazione di particelle.

Questa tesi tratta lo studio dell' elettroproduzione dei mesoni pseudoscalari π^0, $\pi^\pm$ ed η in processi di diffusione profondamente anelastica di positroni su bersagli di H ed ^{3}He con l'esperimento HERMES.

In particolare è stata ricavata la sezione d'urto di elettroproduzione di π^0, $\pi^\pm$ ed η dai dati di diffusione profondamente anelastica raccolti con i bersagli di H ed ^{3}He non polarizzati. Ciò ha permesso di studiare il processo sotto l'aspetto della dinamica, attraverso l'analisi del comportamento della sezione d'urto dovuto alle correzioni di ordine α_s (la costante d'accoppiamento delle interazioni forti), e sotto l'aspetto dei rapporti di produzione delle tre particelle emesse, strettamente legato alle proprietà di simmetria delle interazioni forti. Lo studio dell' elettroproduzione di adroni da bersagli di ^{3}He è stato qui effettuato essenzialmente allo scopo di misurare l'attenuazione della sezione d'urto dovuta all'interazione col mezzo nucleare.

Sono state anche ricavate le distribuzioni dell'impulso trasverso, rispetto alla direzione del fotone virtuale scambiato, dell'adrone prodotto nel processo. La misura dell'impulso trasverso medio fornisce informazioni sulla natura della interazione quark-fotone virtuale.

La tesi è suddivisa in quattro capitoli:

Il *primo* capitolo fornisce una panoramica sull'approccio formale ai processi di diffusione profondamente anelastica inclusiva e semi-inclusiva. In particolare viene discussa la formula della sezione d'urto della diffusione profondamente anelastica semi-inclusiva nel contesto del modello a quark-partoni e le correzioni determinate dall'introduzione dei termini di ordine α_s.

Il *secondo* capitolo descrive l'esperimento HERMES, il fascio utilizzato e l'apparato di rivelazione.

Il *terzo* capitolo riguarda la procedura adottata nell'analisi e nel trattamento dei dati raccolti da bersagli di ^{3}He ed H rispettivamente negli anni 1995 e 1996-97. È incluso anche il calcolo delle correzioni radiative, le correzioni di "smearing" dovuto alle risoluzioni sperimentali ed una valutazione degli errori sistematici.

Il *quarto* capitolo è quindi dedicato alla presentazione delle misure effettuate ed alla discussione dei risultati ottenuti. In particolare le misure hanno riguardato le sezioni d'urto di elettroproduzione di π^0, $\pi^\pm$ ed η in funzione di z, la sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 al variare di Q^2, x, W^2, i rapporti di elettroproduzione $\pi^0/\pi^\pm$ e π^0/η. Inoltre vengono presentate misure di elettroproduzione di π^0 da bersagli di ^{3}He e quindi il rapporto di attenuazione dell' elettroproduzione rispetto ai bersagli di H. Chiudono il capitolo le misure di impulso trasverso medio di π^0 e $\pi^\pm$ rispetto alla direzione del fotone virtuale nell'intervallo di Q^2 (il quadrimpulso portato dal fotone) tra 0.5 e 7 GeV^2/c^2.

I risultati ottenuti in questo lavoro sono i seguenti:

- La sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 su bersaglio di H mostra che il modello a quark-partoni è insufficiente per descrivere in maniera accurata un processo di diffusione profondamente anelastica semi-inclusiva. Correzioni di ordine α_s devono essere prese in considerazione per spiegare la violazione di *scaling* delle funzioni di frammentazione e l'andamento osservato con x e W^2 della sezione d'urto.

- I rapporti di elettroproduzione $\pi^0/\pi^\pm$ e π^0/η sono in buon accordo con le previsioni fornite dalle simmetrie del modello a quark.

- L'attenuazione della sezione d'urto da bersagli di ^{3}He è stata misurata al variare dell'energia trasferita. I risultati mostrano che l'attenuazione si riduce all'aumentare dell'energia trasferita. Più puntuali conclusioni sono attese in futuro utilizzando dati con errori statistici inferiori all'1% e misure con un bersaglio di N.

- L'andamento con Q^2 dell'impulso trasverso medio mostra chiaramente una transizione tra la regione DIS e la regione descritta dal modello Vector Meson Dominance. I dati indicano che il valor medio della componente trasversa dell'impulso (rispetto alla direzione del fotone virtuale) dell'adrone prodotto diminuisce quando il quadrimpulso trasferito tende a zero.

Capitolo 1

La produzione di adroni nei processi di diffusione profondamente anelastica

La diffusione di leptoni di alta energia su protoni e neutroni rappresenta a tutt'oggi uno dei più potenti strumenti per la verifica della Cromodinamica Quantistica (QCD) e lo studio della struttura del nucleone. Diffusione profondamente anelastica, abbreviata in genere come DIS (Deep Inelastic Scattering), è l'espressione comunemente usata per indicare tali processi insieme alla ricca fenomenologia che li caratterizza.

Nella parte iniziale di questo capitolo, nei paragrafi 1.1 ed 1.2, descriveremo il formalismo del DIS e l'idea fondamentale del modello a quark-partoni (QPM), in quanto costituiscono un ingrediente indispensabile per afforontare lo studio di queste reazioni. Una trattazione completa può essere ricercata tra la vasta bibliografia esistente sull'argomento [1] [2] [3].

La seconda parte del capitolo è invece dedicata alla diffusione semi-inclusiva, cioè diffusione profondamente anelastica nella quale viene rivelato, in aggiunta al leptone, almeno un adrone h dello stato finale X. Il processo è quindi: $e + p \to e' + h + X$. Presenteremo le caratteristiche generali del teorema di fattorizzazione dei processi perturbativi e non-perturbativi, che sta alla base di qualunque formulazione teorica che coinvolge adroni, compreso quindi anche il DIS. Nel quarto e nel quinto paragrafo mostriamo l'applicazione del modello a quark-partoni per il DIS semi-inclusivo, mentre il sesto ed il settimo paragrafo sono dedicati ad una discussione sul modo in cui i risultati del naive-QPM vengono corretti dalla QCD. Concludiamo il capitolo con alcuni argomenti di interesse particolare come l'impulso trasverso di uscita degli adroni, i modelli attualmente noti per il calcolo delle funzioni di frammentazione e l'adronizzazione in ambiente nucleare.

1.1 Il formalismo del DIS e lo scaling di Bjorken

Consideriamo un processo di diffusione di elettroni su nucleoni. Lo stato finale è costituito dall'elettrone diffuso e da un insieme di particelle prodotte, che indichiamo con X, provenienti dalla frammentazione del nucleone: $e+N \rightarrow e+X$. Il caso in cui solo l'elettrone, nello stato finale, viene rivelato si chiama DIS inclusivo, ed è descritto come una interazione elettromagnetica tra l'elettrone ed il nucleone con scambio di un fotone virtuale γ^* (all'ordine più basso in QED), come mostrato in figura 1.1. Se indichiamo con k e k' i quadrimpulsi rispettivamente dell'elettrone entrante ed uscente, con P il quadrimpulso del nucleone di massa M, con q il quadrimpulso del fotone virtuale, allora la sezione d'urto sarà espressa in termini delle seguenti combinazioni covarianti:

$$\begin{gathered} q = k - k' \qquad \nu = \frac{P \cdot q}{M} \qquad W^2 = (P+q)^2 \\ Q^2 = -q^2 \qquad x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \qquad y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \end{gathered} \tag{1.1}$$

Nel sistema di riferimento del nucleone a riposo e trascurando la massa dell'elettrone, queste variabili si scrivono:

$$\begin{gathered} Q^2 \simeq 4EE' sin^2\frac{\theta}{2}, \qquad \nu = (E - E') \\ x = \frac{Q^2}{2M\nu} \qquad y = \frac{\nu}{E'} \qquad W^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \end{gathered} \tag{1.2}$$

q^2 rappresenta la "massa" del fotone virtuale, $E(E')$ è l'energia dell'elettrone entrante(uscente), ν è l'energia trasferita nel sistema del laboratorio, W^2 è

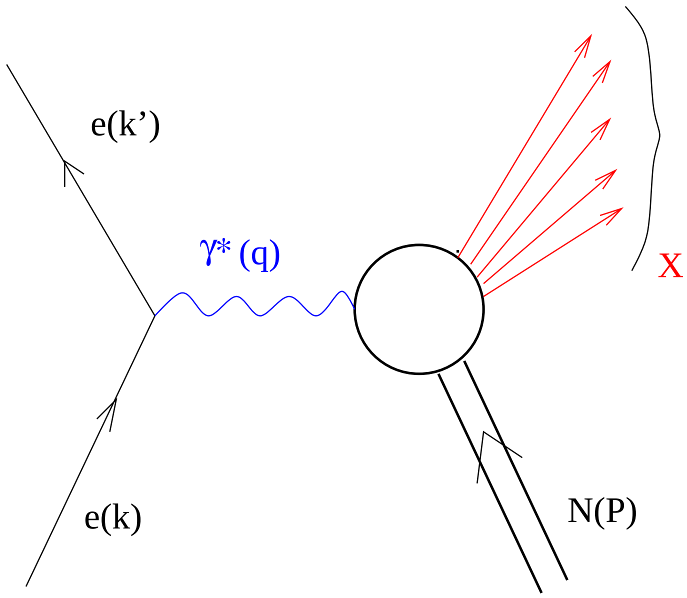

Figura 1.1: Rappresentazione grafica di un processo DIS: $e + N \rightarrow e + X$.

il quadrato della massa invariante del sistema adronico finale, x ed y sono variabili adimensionali comprese tra zero ed uno. La x viene chiamata x di Bjorken ed indicata talvolta con x_{Bj}.

La sezione d'urto, all'ordine più basso in elettrodinamica quantistica, si scrive usualmente separando la parte "leptonica" del processo da quella "adronica" e definendo per ciascuna un tensore:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{Q^4}\frac{E'}{E}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}, \tag{1.3}$$

Ω è l'angolo solido dell'elettrone diffuso. Il tensore leptonico $L_{\mu\nu}$ descrive l'emissione del fotone virtuale e si calcola con l' elettrodinamica quantistica. Nell'espressione precedente sono anche evidenziati la costante d'accoppiamento elettromagnetica α ed il fattore $1/Q^4$ che proviene dal propagatore del fotone. Formalmente il tensore leptonico $L_{\mu\nu}$ è dato semplicemente da (ref. [4]):

$$L_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\sum_{s'} \bar{u}(k', s')\gamma^{\mu}u(k, s)\bar{u}(k, s)\gamma^{\nu}u(k', s'), \tag{1.4}$$

dove u,$\bar{u}$ sono spinori ed s,s' sono le direzioni dello spin, mentre il tensore adronico $W^{\mu\nu}$ contiene gli elementi di matrice incogniti della corrente elettromagnetica J^{em} tra lo stato del nucleone e lo stato finale:

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{4M}\sum_{\sigma}\sum_{n}\int\prod_{i=1}^{n}\left[\frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 2p_{i0}}\right] < p,\sigma|J_{\mu}^{+em}(0)|n >< n|J_{\nu}^{em}(0)|p,\sigma > \cdot(2\pi)^3\delta^{(4)}(p_n - p - q). \tag{1.5}$$

Non essendo calcolabile da principi primi, in quanto contiene informazioni sulla struttura del nucleone, il tensore $W^{\mu\nu}$ deve essere parametrizzato. Nel caso di scattering non polarizzato, imponendo la conservazione della corrente $\partial^{\mu}J_{\mu}^{em} = 0$ e la simmetria per scambio degli indici μ e ν, restano solo due funzioni incognite nella decomposizione di $W^{\mu\nu}$, dette per questo "funzioni di struttura" $W_1(\nu, Q^2)$ e $W_2(\nu, Q^2)$:

$$W_{\mu\nu}(p,q) = -W_1\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) + \frac{W_2}{M^2}\left(p_\mu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu - \frac{p\cdot q}{q^2}q_\nu\right). \tag{1.6}$$

In termini di W_1 e W_2 la formula della sezione d'urto 1.3 diventa, nel sistema di riferimento del nucleone a riposo:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}\left(2W_1(\nu,Q^2)sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + W_2(\nu,Q^2)cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right), \tag{1.7}$$

Definendo due funzioni adimensionali di struttura: F_1 ed F_2

$$\begin{cases} F_1(x, \frac{Q^2}{M^2}) = MW_1(\nu, Q^2) \\ F_2(x, \frac{Q^2}{M^2}) = \nu W_2(\nu, Q^2) \quad , \end{cases} \tag{1.8}$$

è possibile scrivere la sezione d'urto differenziale utilizzando le variabili adimensionali x ed y:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{8\pi\alpha^2}{MEx^2y^2}\left[xy^2F_1 + \left(1 - y - \frac{M}{2E}xy\right)F_2\right]. \tag{1.9}$$

Le funzioni F_1 ed F_2, che si estraggono misurando la sezione d'urto, sono in linea di principio dipendenti da entrambe le variabli x e Q^2. Tuttavia nel limite di Q^2 grandi con x fissato diventano indipendenti da Q^2:

$$lim_{|q^2|\to\infty, x fissato}F_i\left(x, \frac{Q^2}{M^2}\right) = F_i(x). \tag{1.10}$$

Questa proprietà secondo cui le funzioni di struttura adimensionali diventano indipendenti da qualunque scala di massa è nota come scaling di Bjorken (1969) ed è stata osservata a partire da valori di $Q^2 \geq 2\ GeV^2$ ([1]) in processi di diffusione di elettroni su protoni.

1.2 Il modello a quark-partoni

La spiegazione del fenomeno dello scaling di Bjorken si ottiene in maniera naturale pensando alla diffusione anelastica leptone-nucleone come se fosse dovuta allo scattering elastico incoerente su costituenti puntiformi e di spin 1/2 (partoni) presenti all'interno del nucleone. D'altra parte poiché il potere risolutivo del fotone virtuale è legato al Q^2 trasferito attraverso la lunghezza d'onda:

$$\lambda \propto \frac{1}{P} = \frac{1}{\sqrt{\nu^2 + Q^2}} \approx \frac{2Mx}{Q^2}, \tag{1.11}$$

dove M è la massa del nucleone, lo scaling osservato per Q^2 crescente con x fissato può certamente essere il segnale di un processo che coinvolge la struttura interna del nucleone stesso. Possiamo formulare in maniera più precisa le ipotesi alla base del QPM:

- il nucleone è composto di partoni, costituenti puntiformi con spin 1/2;
- ad alti Q^2 il tempo di interazione e la distanza spaziale risolta dal fotone virtuale sono considerevolmente più piccoli delle distanze tipiche tra i partoni, in modo tale che le interazioni mutue diventano trascurabili;
- le interazioni dello stato finale (che portano alla frammentazione dei partoni in adroni) avvengono su una scala di tempo molto maggiore e possono essere ignorate nel calcolo della sezione d'urto inclusiva.

Il diagramma mostrato in figura 1.2 indica allora come si può calcolare il tensore adronico, e quindi la sezione d'urto DIS, all'ordine più basso in elettrodinamica quantistica utilizzando il modello a partoni. I partoni sono

[1] In questa tesi porremo sempre $c = 1$

rappresentati da una linea fermionica di massa zero, l'impulso iniziale è una frazione ξ dell'impuso P del nucleone: $p = \xi P$. Ciascun partone fornisce un contributo al tensore adronico che è:

$$K_{\mu\nu}(\xi) = \frac{1}{4\xi M} \sum_{spin} \bar{u}(\xi p)\gamma_\mu u(p')\bar{u}(p')\gamma_\nu u(\xi p)\delta(p'_0 - \xi p_0 - q_0)/2p'_0, \qquad (1.12)$$

quindi il tensore adronico totale è un integrale su tutte le frazioni d'impulso portate dai partoni e deve contenere una funzione $p(\xi)$ che rappresenta la densità partonica all'interno del nucleone, o in altre parole la probabilità di trovare un partone con frazione d'impuso ξ.

$$W_{\mu\nu} = \int_0^1 p(\xi)K_{\mu\nu}(\xi)d\xi. \qquad (1.13)$$

Le funzioni di densità partonica sono la parte non calcolabile che deve essere estratta dai dati per completare il modello. Confrontando infine il tensore adronico, così calcolato, con quello espresso in termini delle W_1 e W_2, si ottengono i risultati del QPM per le funzioni di struttura, che rappresentano il primo grosso successo del modello a partoni:

$$F_1(x) = \frac{1}{2}p(x), \qquad F_2(x) = xp(x), \qquad (1.14)$$

insieme alla relazione di Callan-Gross:

$$2xF_1(x) = F_2(x). \qquad (1.15)$$

Le funzioni di struttura misurano quindi la densità di partoni all'interno del nucleone ed essendo indipendenti da Q^2 verificano lo scaling di Bjorken. La relazione di Callan-Gross è una conseguenza dell'ipotesi di spin 1/2 e può essere controllata sperimentalmente, fornendo un test diretto del modello.

Fu naturale identificare i partoni con i quark che erano stati introdotti per spiegare le proprietà spettroscopiche degli adroni. La teoria dei campi che descrive le interazioni tra quark, la cromodinamica quantistica (QCD) è stata quindi sviluppata come una generalizzazione non-Abeliana dell'elettrodinamica quantistica (QED). In QCD i quark, come gli elettroni in QED, sono i campi

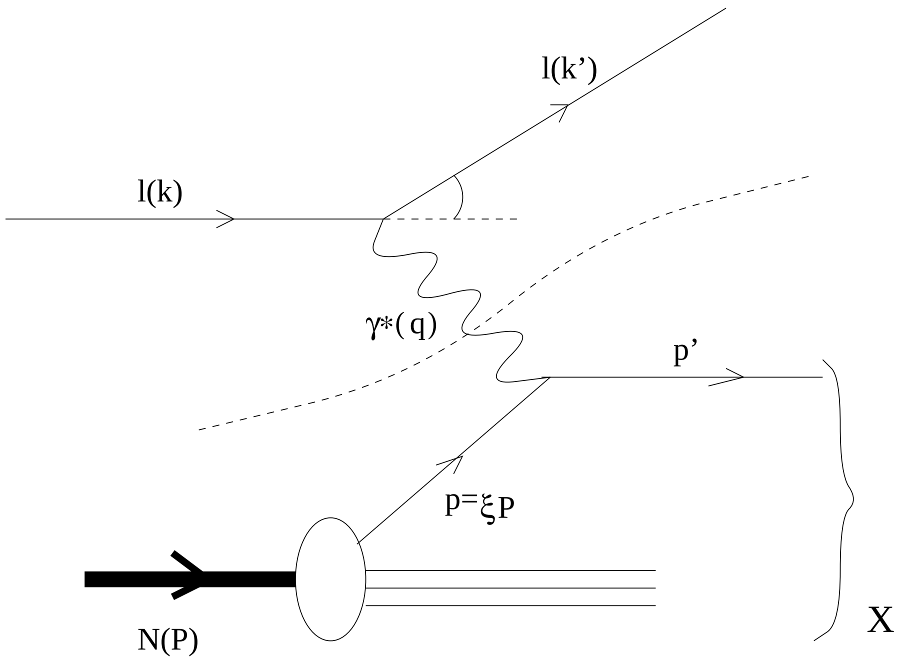

Figura 1.2: Diffusione profondamente anelastica secondo il QPM.

di materia e le interazioni sono mediate da campi vettoriali, i gluoni, che corrispondono ai fotoni per le interazioni elettromagnetiche. La costante d' accoppiamento delle interazioni forti α_s, analoga alla costante d'accoppiamento α in QED, non è tuttavia piccola da permettere l'uso della teoria delle perturbazioni, se non quando le energie coinvolte sono sufficientemente alte. In tal caso infatti α_s diminuisce per effetto della "libertà asintotica", una caratteristica propria delle teorie dei campi non-Abeliane, e si possono utilizzare tutte le tecniche di calcolo sviluppate per la QED. In queste condizioni la QCD acquista le stesse capacità predittive dell'elettrodinamica quantistica, e viene chiamata QCD perturbativa. Per una trattazione dell'argomento si vedano, per esempio, reff. [5] [1].

1.3 Fattorizzazione dei processi Hard e Soft in QCD

La costante d'accoppiamento delle interazioni forti, che serve come parametro di espansione perturbativa in QCD, diventa piccola solo su piccole distanze. Questo corrisponde ad elevati impulsi, cosicché gli stati legati formati da oggetti di colore, non possono essere calcolati. Perché la teoria delle perturbazioni sia di qualche utilità in QCD, devono essere separati i processi su piccola scala dai processi restanti. Per questo motivo il teorema di fattorizzazione di regioni soft ed hard in QCD (che corrispondono rispettivamente a piccole e grandi distanze) è di fondamentale importanza per qualunque calcolo perturbativo. Consideriamo un processo di alta energia, come per esempio un urto $p\bar{p}, ep, e^+e^-$ e così via, la proprietà di fattorizzazione si può rappresentare graficamente come in figura 1.3.

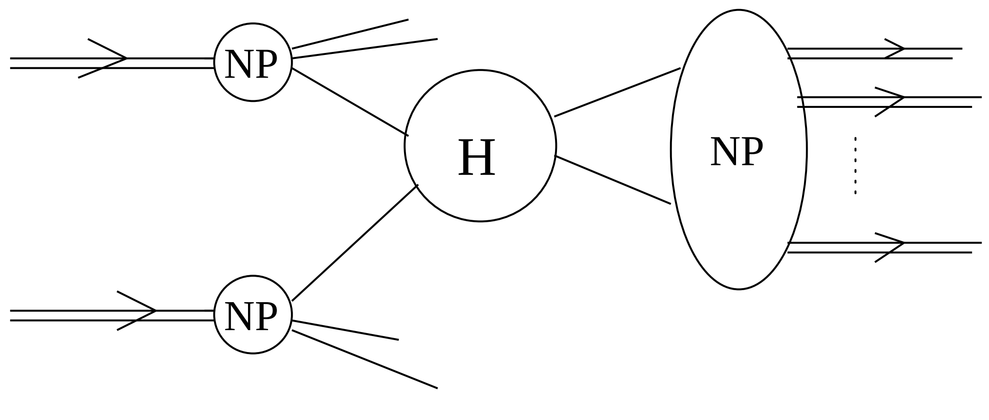

Figura 1.3: Struttura generale della fattorizzazione di una sezione d'urto di alta energia.

Le doppie linee rappresentano adroni nello stato iniziale o finale, le bolle indicate con NP rappresentano la parte non-perturbativa del processo, come le funzioni di densità partonica degli adroni (PDF) e le funzioni che descrivono la frammentazione dei quark in adroni (FF), la H indica invece il processo duro perturbativo.

In sostanza le PDF e le FF sono parametrizzazioni, in termini di funzioni fenomenologiche, dei processi di confinamento dei quali non abbiamo una sufficiente descrizione. Dal punto di vista formale, il teorema di fattorizzazione afferma che le parti soft ed hard della sezione d'urto si fattorizzano nello spazio di Fourier, in modo tale che la sezione d'urto possa essere scritta come la convoluzione della parte non perturbativa con la parte perturbativamente calcolabile. Inoltre le funzioni che parametrizzano la parte non-perturbativa sono indipendenti dal processo particolare preso in considerazione, caratteristica quest'ultima nota col nome di universalità delle PDF e delle FF.

Il teorema di fattorizzazione vale per contributi di ordine $\mathrm{O}(1/\mathrm{Q}^2)$, cioè per termini detti twist due. Per il DIS è stato provato che i termini successivi sono twist 4, cosicché il contributo di questi termini è soppresso per un fattore relativo $1/\mathrm{Q}^2$ [6]. Inoltre, quanta parte della sezione d'urto complessiva viene inserita nelle funzioni non-perturbative è univocamente determinato solo quando il calcolo viene fatto a tutti gli ordini. Infatti, ad ogni ordine finito, si fissa la scala alla quale le singolarità infrarosse vengono fattorizzate nella parte non-perturbativa, analogamente a quando le divergenze collineari vengono assorbite nella ridefinizione delle PDF. Resta tuttavia un'arbitrarietà nel trattare i contributi finiti, e la scelta di come fattorizzarli è chiamata "schema di fattorizzazione". Per una trattazione formale del teorema di fattorizzazione rimandiamo a ref. [7].

1.4 Sezione d'urto semi-inclusiva

In questa sezione consideriamo il processo di diffusione di positroni su nucleoni e la produzione semi-inclusiva di un canale adronico, $e^+(k) + H(p_H) \to e^+(k') + h(p_h) + X$. La diffusione è semi-inclusiva nel senso che oltre a rivelare il positrone uscente, si identifica almeno un'altra particella, un adrone h, dello stato finale inclusivo X. Uno schema del processo è mostrato in figura 1.4. La sezione d'urto può essere scritta, grazie al teorema di fattorizzazione che abbiamo appena discusso, come la convoluzione della sezione d'urto perturbativa con le funzioni di densità partonica $q^H(\xi, Q^2)$ e le funzioni di frammentazione

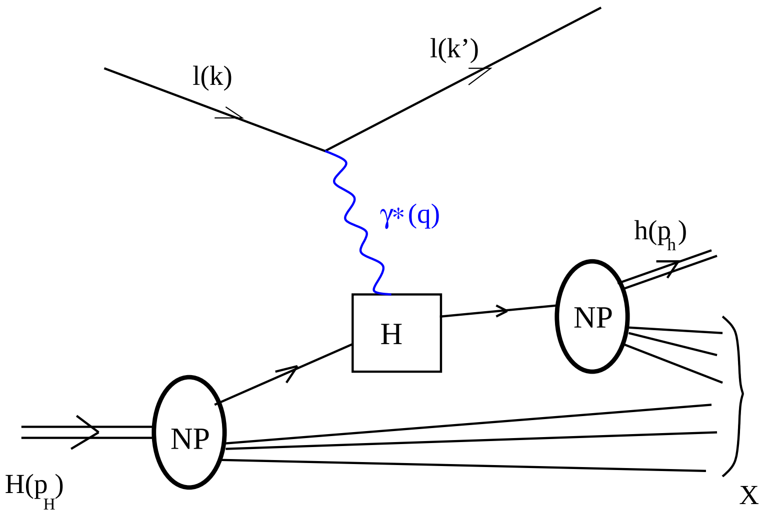

Figura 1.4: Schema di diffusione semi-inclusiva con produzione dell'adrone h.

$D^h(\xi', Q^2)$:

$$d\sigma \sim q_i^H(\xi, Q^2) \otimes d\sigma_{ij} \otimes D_j^h(\xi', Q^2), \tag{1.16}$$

dove, lo ricordiamo, l'operatore di convoluzione corrisponde a:

$$[f(x_1) \otimes g(x_2)](x) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f(x_1) g(x_2) \delta(x - x_1 x_2) = \int_x^1 \frac{dz}{z} f\left(\frac{x}{z}\right) g(z). \tag{1.17}$$

Vogliamo derivare, come primo passo, i risultati del Quark Parton Model. Siano le PDF funzione solo della variabile ξ e le FF funzione solo di ξ'; $q_i^H(\xi)$ è la probabilità di avere un quark i con frazione di impulso ξ nell'adrone H, mentre $D_j^h(\xi')$ è la probabilità che il quark j frammenti in un adrone h con frazione d'impulso ξ'. Quando l'impulso trasverso dell'adrone uscente non viene misurato, la sezione d'urto dipende dalle seguenti variabili:

$$x = \frac{Q^2}{2p_H \cdot q} \qquad y = \frac{p_H \cdot q}{p_H \cdot k} \qquad z = \frac{p_h \cdot p_H}{p_H \cdot q} \tag{1.18}$$

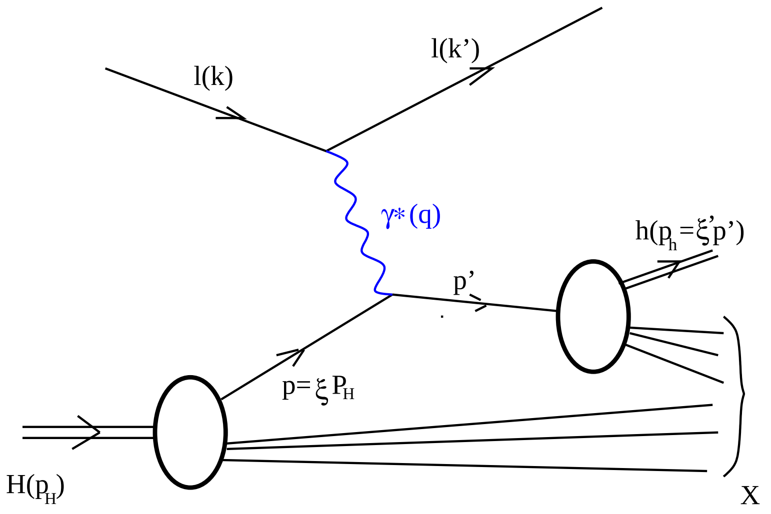

Figura 1.5: Diagramma all'ordine più basso (QPM) per il DIS semi-inclusivo.

con $q = k - k' \quad Q^2 = -q^2 > 0$, e trascurando tutte le masse coinvolte, sia dei leptoni che degli adroni, si scrive come:

$$\frac{d\sigma^{H,h}}{dxdydz} = \sum_{i,j} \int dx_p d\xi dz_p d\xi' \delta(x - \xi x_p) \delta(z - \xi' z_p) q_i^H(\xi) \left(\frac{d\sigma^{i,j}}{dx_p dy dz_p} \right) D_j^h(\xi'). \tag{1.19}$$

Per i partoni le variabili x_p, y e z_p sono definite in modo analogo a quelle relative all'adrone h:

$$x_p = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \qquad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \qquad z_p = \frac{p' \cdot p}{p \cdot q}. \tag{1.20}$$

Infine le frazioni d'impulso ξ, ξ' sono date rispettivamente da $p = \xi p_H$ e $p_h = \xi' p'$.

Se guardiamo all'ordine più basso in teoria delle perturbazioni, solo i quark contribuiscono e la sezione d'urto partonica si ottiene dallo scattering di fermioni di massa zero che scambiano un fotone, come nel diagramma della figura 1.5, quindi:

$$\frac{d\sigma^{i,j}}{dx_p dy dz_p} = \frac{2\pi\alpha^2 s\xi}{Q^4} [1 + (1-y)^2] e_f^2 \delta(1 - z_p) \delta(1 - x_p) \delta_{i,j} \tag{1.21}$$

con $s = 2p_H \cdot k = Q^2/xy$.

Le due funzioni delta presenti in questa espressione indicano le variabili di scaling per le funzioni di distribuzione dei quark $q_i^H(\xi)$ e le funzioni di frammentazione $D_j^h(\xi')$. Infatti se $x_p = 1$ e $z_p = 1$ allora $\xi = x$ e $\xi' = z$, che corrispondono rispettivamente alla nota variabile $x_{Bjorken} = Q^2/2M\nu$ e a $z = E_h/\nu$ quando si passa nel sistema di riferimento di H a riposo. Inserendo la sezione d'urto partonica 1.21 nella 1.19 si ottiene, per la sezione d'urto di produzione adronica:

$$\frac{d\sigma^{H,h}}{dxdydz} = \sum_f e_f^2 q_f^H(x) \left[\frac{2\pi\alpha^2 sx}{Q^4}(1+(1-y)^2)\right] D_f^h(z). \tag{1.22}$$

La somma è estesa a tutti i quark attivi, secondo la virtualità di Q^2. Il calcolo per la sezione d'urto totalmente inclusiva: $e^+(k) + H(p_H) \rightarrow e^+(k') + X$, procede in maniera analoga ed il risultato è identico senza, naturalmente, le FF e la variabile z. Essendo la parte tra parentesi quadre indipendente dal sapore, può essere fattorizzata rispetto alla sommatoria e la sezione d'urto relativa di produzione adronica, cioè normalizzata alla sezione d'urto totalmente inclusiva, all'ordine più basso diventa:

$$\frac{1}{\sigma^{DIS}}\frac{d\sigma^{H,h}}{dz} = \frac{\sum_f e_f^2 q_f^H(x) D_f^h(z)}{\sum_f e_f^2 q_f^H(x)}. \tag{1.23}$$

Questo è un risultato fondamentale del modello a quark, indica z come variabile di scaling, e predice una indipendenza esatta da Q^2. Inoltre le funzioni di frammentazione e le densità partoniche entrano nella formula attraverso una struttura a prodotto.

1.5 Produzione di π^0 e $\pi^\pm$ nel QPM

In questa sezione specifichiamo la formula 1.23 al caso di produzione di pioni. Consideriamo un esperimento $e + p \rightarrow e + \pi + X$ e scegliamo il sistema di riferimento in cui il protone p è a riposo. La nostra osservabile è la quantità $(1/N_e)dN^\pi(z)/dz$, dove N_e è il numero di elettroni diffusi ed $N^\pi(z)$ è il numero di pioni prodotti. Questa quantità corrisponde alla sezione d'urto di produzione di π normalizzata al DIS. Poiché per i π la struttura a quark è una combinazione $\pi^0 \sim (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$, $\pi^+ \sim u\bar{d}$, $\pi^- \sim d\bar{u}$, per invarianza di isospin e coniugazione di carica le funzioni di frammentazione indipendenti sono ridotte dalle seguenti uguaglianze:

$$\left\{ \begin{array}{ll} D_u^{\pi^0} = D_{\bar{u}}^{\pi^0} = D_d^{\pi^0} = D_{\bar{d}}^{\pi^0} & \\ D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-} = D_{\bar{d}}^{\pi^+} = D_{\bar{u}}^{\pi^-} \equiv & D^+(z) \\ D_d^{\pi^+} = D_u^{\pi^-} = D_{\bar{u}}^{\pi^+} = D_{\bar{d}}^{\pi^-} \equiv & D^-(z) \\ D_s^{\pi^+} = D_s^{\pi^-} = D_{\bar{s}}^{\pi^+} = D_{\bar{s}}^{\pi^-} \equiv & D_s(z) \end{array} \right. \tag{1.24}$$

inoltre

$$\frac{D^+(z) + D^-(z)}{2} = D_u^{\pi^0}(z) \quad .$$

$D^+(D^-)$ sono chiamate rispettivamente funzioni di frammentazione favorite (sfavorite) essendo relative a frammentazione di quark che partecipano (non partecipano) al contenuto di valenza del π^+ o π^-. I quark s sono ipotizzati frammentare in modo differente rispetto ai quark u e d, ma tutti allo stesso modo riguardo alla produzione di π. I quark c e b sono trascurati, considerato il fatto che la soglia di produzione in termini di Q^2 è 4 GeV^2 e 100 GeV^2. La sezione d'urto relativa di produzione di pioni si può scrivere allora come:

$$\frac{1}{N^e}\frac{dN^{\pi^+}}{dz} = (F_u + F_{\bar{d}})D^+ + (F_{\bar{u}} + F_d)D^- + (F_s + F_{\bar{s}})D_s \tag{1.25}$$

$$\frac{1}{N^e}\frac{dN^{\pi^-}}{dz} = (F_{\bar{u}} + F_d)D^+ + (F_u + F_{\bar{d}})D^- + (F_s + F_{\bar{s}})D_s \tag{1.26}$$

$$in \quad cui \qquad F_f = \frac{e_f^2 q_f(x)}{\Delta_H(x)}, \quad con \quad \Delta_H(x) = \sum_f e_f^2 q_f(x) \quad ,$$

e la somma di π^+ e π^- fornisce:

$$\frac{1}{N^e}\left(\frac{dN^{\pi^+}}{dz} + \frac{dN^{\pi^-}}{dz}\right) = (F_u + F_{\bar{d}} + F_{\bar{u}} + F_d)(D^+ + D^-) + 2(F_s + F_{\bar{s}})D_s =$$

$$= (D^+ + D^-)A + 2BD_s = (D^+ + D^-)\left[A + 2B\frac{D_s}{D^+ + D^-}\right], \tag{1.27}$$

dove abbiamo posto $A = (F_u + F_{\bar{d}} + F_{\bar{u}} + F_d)$ e $B = (F_s + F_{\bar{s}})$, con $A + B = 1$.

Se consideriamo trascurabile il contenuto di $s, \bar{s}$, ed è noto [3] che la distribuzione dei quark del mare nel protone non è SU(3) simmetrica (cioè il contributo dei quark strani è inferiore al contributo di $\bar{u}$ e $\bar{d}$), allora si ha $A = 1$ e $B = 0$ e si ottiene la formula approssimata:

$$\frac{1}{N^e}\left(\frac{dN^{\pi^+}}{dz} + \frac{dN^{\pi^-}}{dz}\right) \simeq D^+(z) + D^-(z), \tag{1.28}$$

che collega direttamente le funzioni di frammentazione alla sezione d'urto senza far ricorso alle densità di quark nel bersaglio.

Per quanto riguarda la produzione di π^0, la sezione d'urto relativa si scrive, analogamente ai $\pi^\pm$:

$$\frac{1}{N^e}\frac{dN^{\pi^0}}{dz} = (F_u + F_{\bar{d}} + F_{\bar{u}} + F_d)D_u^{\pi^0} + (F_s + F_{\bar{s}})D_s^{\pi^0} = AD_u^{\pi^0} + BD_s^{\pi^0}. \tag{1.29}$$

Per $A = 1$ e $B = 0$ si ottiene semplicemente:

$$\frac{1}{N^e}\frac{dN^{\pi^0}}{dz} \simeq D_u^{\pi^0}(z). \tag{1.30}$$

Quindi la sezione d'urto di produzione relativa di pioni neutri è approssimativamente data dalla funzione di frammentazione del quark u (o d) in π^0. La bontà di questa approssimazione è mostrata in figura 1.6, dove è riportata la differenza percentuale, in funzione di z, tra la funzione di frammetazione $D_u^{\pi^0}$ e l'espressione completa del modello a partoni per la produzione di π^0 (espressione 1.29). La differenza tra le due è minore del 2.5% su quasi tutto l'intervallo di z. Il calcolo è stato fatto utilizzando le parametrizzazioni delle funzioni di frammentazione dei π fornite in ref. [8] e le densità di quark ed antiquark u, d, s nel protone, date in ref. [9].

Infine, come conseguenza dell'invarianza di isospin (equazioni (1.24)), la differenza delle sezioni d'urto di produzione di π^0 e $(\pi^+ + \pi^-)/2$ è uguale a zero:

$$\frac{1}{N^e}\frac{dN^{\pi^0}}{dz} - \frac{1}{2}\frac{1}{N^e}\left(\frac{dN^{\pi^+}}{dz} + \frac{dN^{\pi^-}}{dz}\right) = A\left(D_u^{\pi^0} - \frac{D^+ + D^-}{2}\right) + B(D_s - D_s^{\pi^0}) = 0. \tag{1.31}$$

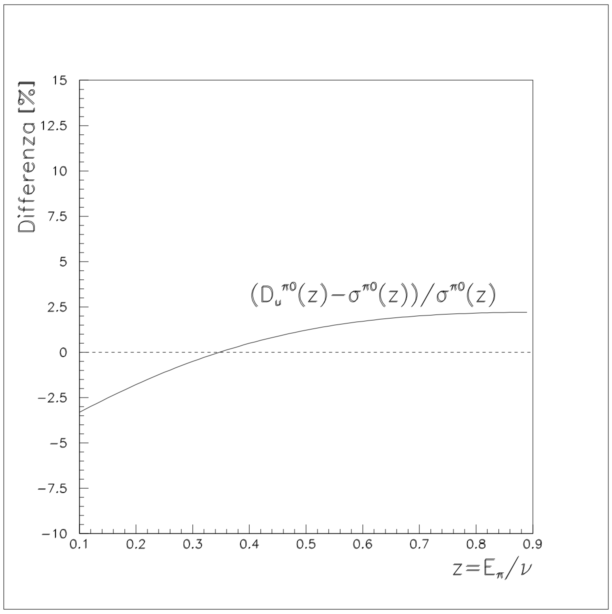

Figura 1.6: Differenza percentuale tra la funzione di frammentazione dei quark u (d, $\bar{d}$, $\bar{u}$) in π^0 e l'espressione completa QPM che include anche i quark s. La discrepanza indica il contributo del quark strano alla produzione di π^0 da bersagli di protoni.

1.6 Correzioni O(α_s) alla sezione d'urto semi-inclusiva

Abbiamo visto nel paragrafo 1.4 che la sezione d'urto semi-inclusiva del processo leptone+adrone⟶leptone+adrone+altro(X) calcolata nel QPM assume, per ciascun quark accoppiato alla corrente elettromagnetica, una struttura a prodotto (equazione (1.23)) tra la funzione di distribuzione $q_f^H(x)$ del quark f nel bersaglio H e la funzione di frammentazione $D_f^h(z)$ del quark diffuso che frammenta nell'adrone finale h. Inoltre la formula (1.23) non dipende da Q^2. Nella QCD perturbativa il calcolo della sezione d'urto di produzione adronica sfrutta ancora il teorema di fattorizzazione dei processi soft ed hard, tuttavia la fattorizzazione di tutte le singolarità di massa e infrarosse richiede

la ridefinizione delle PDF ed FF che acquistano una dipendenza dal momento trasferito Q^2. La loro evoluzione è governata dalle equazioni integro-differenziali di Altarelli-Parisi.
In questa sezione diamo la traccia ed i risultati del calcolo dei termini di ordine α_s per la sezione d'urto leptone + adrone $\longrightarrow$ leptone + adrone + altro(X), per mostrare come questi termini rompano la struttura a prodotto dell'espressione QPM (1.23). Usiamo lo stesso formalismo del paragrafo 1.4, $e^+(k) + H(p_H) \to e^+(k') + h(p_h) + X$.
Trascurando sempre le masse dei leptoni e degli adroni, la sezione d'urto è usualmente scritta in termini di due funzioni di struttura:

$$\frac{d\sigma^{H,h}}{dxdydz} = \frac{2\pi\alpha^2 s}{Q^4}\left[(1+(1-y)^2)F_2^{H,h}(x,z,Q^2) - y^2 x F_L^{H,h}(x,z,Q^2)\right], \quad (1.32)$$

con $F_L^{H,h} = F_2^{H,h}/x - 2F_1^{H,h}$ ed $s = 2p_H \cdot k = Q^2/xy$.

Il risultato QPM per $F_2^{H,h}$ ed $F_L^{H,h}$ è, come si può controllare confrontando l'equazione (1.22),

$$\begin{aligned} F_2^{H,h}(x,z) &= \sum_f e_f^2 x q_f^H(x) D_f^h(z) \\ F_L^{H,h}(x,z) &= 0 \quad . \end{aligned} \quad (1.33)$$

Al primo ordine nella costante d'accoppiamento α_s devono essere calcolati i contributi provenienti dai diagrammmi (b) e (c) in figura 1.7: $\gamma^* + q \to q + g$, dove sia il quark che il gluone possono frammentare nell'adrone h, e dai diagrammi (e) ed (f): $\gamma^* + g \to q + \bar{q}$ con il quark (o l'anti-quark) che frammenta in h. Per il processo elastico $\gamma^* + q \to q$ va considerata l'interferenza del termine di Born 1.7 (a) col grafico 1.7 (d).
Il risultato di questi conti è divergente, come nel caso inclusivo dove i grafici di emissione di gluoni comportano una divergenza "collineare" quando l'impulso trasverso del gluone k_T tende a zero. Per ottenere dei risultati finiti le divergenze devono essere inglobate in una ridefinizione delle parti non-perturbative del processo, le funzioni di densità dei quark e le funzioni di frammentazione.

La ridefinizione delle PDF effettive viene fatta attraverso il processo inclusivo di diffusione profondamente anelastica $e + p \to e + X$, nello schema di

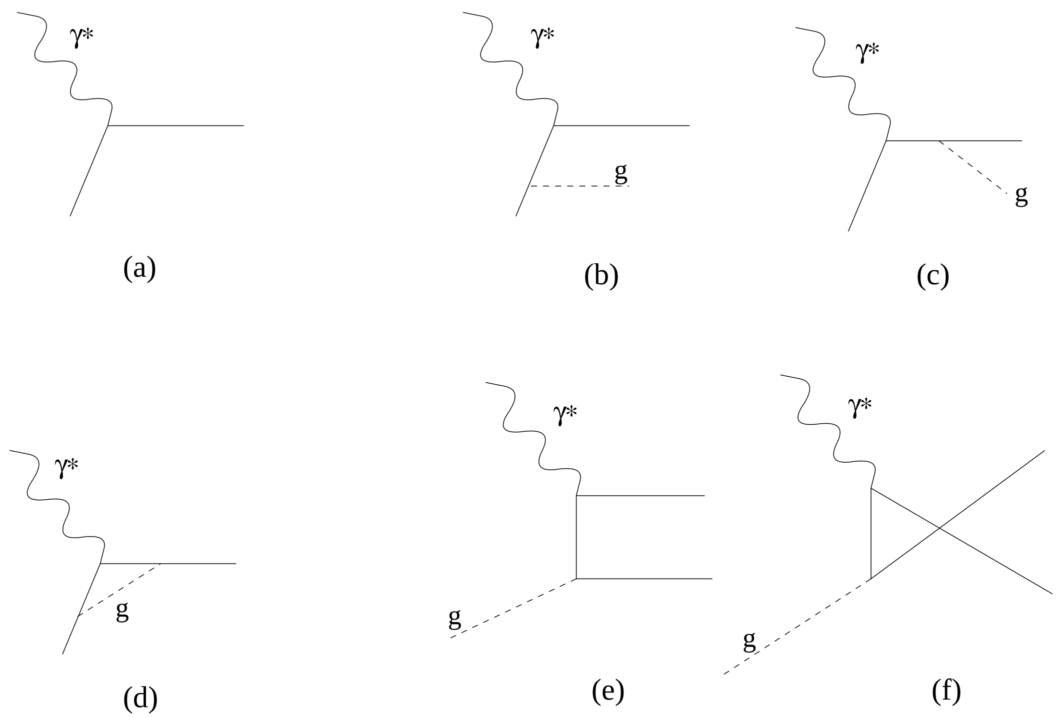

Figura 1.7: Contributi al primo ordine in α_s. Le linee tratteggiate indicano gluoni

fattorizzazione DIS, imponendo che la $F_2^H(x,Q^2)$ (inclusiva) abbia la stessa forma del QPM anche quando sono considerati i termini finiti di ordine α_s:

$$F_2^H(x,Q^2) = \sum_q e_q^2 x q_q^H(x,Q^2). \tag{1.34}$$

In questo modo le PDF sono ridefinite come:

$$\begin{aligned} q_q^H(x,Q^2) \;\; &\equiv \;\; q_q^H(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[\left(P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)q_q^H(y) + P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)g^H(y)\right) ln\frac{Q^2}{\mu^2} + \right. \\ &\left. \left(f_q\left(\frac{x}{y}\right)q_q^H(y) + f_g\left(\frac{x}{y}\right)g^H(y)\right)\right]. \end{aligned} \tag{1.35}$$

Le funzioni P_{qq}, P_{qg} sono chiamate funzioni di *splitting*, ed esprimono la probabilità che il quark q, con frazione d'impulso x, provenga da un quark che ha emesso un gluone o da un gluone che ha prodotto una coppia $q\bar{q}$.

Le funzioni di frammentazione effettive $D_q^h(z,Q^2)$, invece, sono definite usualmente attraverso il processo $e^+e^- \to h + X$ richiedendo che, incluse le correzioni finite α_s, valga ancora l'espressione analoga al QPM:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}}\frac{d\sigma^{e^+e^-\to hX}}{dz} = \sum_f e_f^2 D_f^h(z,Q^2)/\sum_f e_f^2 \quad . \qquad (1.36)$$

In questo modo le $D_q^h(z,Q^2)$ in termini delle $D_q^h(z)$ sono date da espressioni del tipo:

$$\begin{aligned} D_q^h(z,Q^2) \quad \equiv \quad & D_q^h(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_z^1 \frac{dy}{y}\left[\left(P_{qq}\left(\frac{z}{y}\right) ln\frac{Q^2}{\mu^2} + d_{qq}\left(\frac{z}{y}\right)\right) D_q^h(y) + \right. \\ & \left.\left(P_{gq}\left(\frac{z}{y}\right) ln\frac{Q^2}{\mu^2} + d_{gq}\left(\frac{z}{y}\right)\right) D_g^h(y)\right] , \qquad (1.37) \end{aligned}$$

dove d_{qq} e d_{gq} sono termini finiti.

Una volta riscritte così le PDF ed FF, grazie all'universalità dei termini $ln(Q^2/\mu^2)$, il risultato finale per la sezione d'urto semi-inclusiva non contiene più singolarità di massa e divergenze infrarosse, essendo state tutte assorbite nelle effettive PDF ed FF.

Le correzioni di ordine α_s alla sezione d'urto sono state calcolate, per esempio, in reff. [10]-[14]. La $F_2^{H,h}(x,z,Q^2)$ prende un termine correttivo ed assume la forma:

$$F_2^{H,h}(x,z,Q^2) = \sum_q e_q^2 x q_q^H(x,Q^2) D_q^h(z,Q^2) + F_{corr.}^{H,h}(x,z,Q^2) \quad , \qquad (1.38)$$

mentre $F_L^{H,h}(x,z,Q^2)$ diventa diversa da zero per un termine proporzionale ad α_s. Nel caso di produzione di $(\pi^+ + \pi^-)$ il risultato, al posto dell' espressione QPM:

$$\frac{1}{d\sigma/dx}\left[\frac{d\sigma^{\pi^+}}{dxdz} + \frac{d\sigma^{\pi^-}}{dxdz}\right] \simeq D_u^{\pi^+}(z) + D_u^{\pi^-}(z) \quad , \qquad (1.39)$$

diventa:

$$\begin{aligned} \frac{1}{d\sigma/dx}\left[\frac{d\sigma^{\pi^+}}{dxdz} + \frac{d\sigma^{\pi^-}}{dxdz}\right] \simeq D_u^{\pi^+}(z,Q^2) + D_u^{\pi^-}(z,Q^2) + \left\{\frac{1}{F_2^p(x,Q^2)} \cdot \right. \\ \left. \cdot \left[F_{corr}^{p,\pi^++\pi^-}(x,z,Q^2) - \frac{1}{4}x(F_L^{p,\pi^++\pi^-}(x,z,Q^2) - F_L^p(x,Q^2))\right]\right\} \quad . \qquad (1.40) \end{aligned}$$

Anche trascurando il contributo del quark strano, ora la produzione relativa di $(\pi^+ + \pi^-)$ è dipendente sia da x che da Q^2. In particolare, nella produzione di pioni carichi a $< Q^2 >= 2.8\ GeV^2$, sono state calcolate variazioni in x del 30% a $z > 0.5$ [10].

1.7 Evoluzione di Altarelli-Parisi per le Funzioni di Frammentazione

Le funzioni di frammentazione sono non-perturbative e non possono essere calcolate, a tutt'oggi, con sufficiente accuratezza ma devono essere estratte dai dati esistenti ad una qualche scala Q_0^2. La loro evoluzione ad altre scale, tuttavia, è determinata dalla QCD perturbativa. In questa sezione presenteremo le equazioni di Altarelli-Parisi (AP) che governano le FF. Al primo ordine in α_s queste equazioni si ottengono derivando rispetto al lnQ^2 le espressioni (1.37). Ad ordini successivi le funzioni di splitting devono comprendere anche $P_{q\bar{q}}$, che non si ottiene dai diagrammi mostrati in figura 1.7 e le equazioni di Altarelli-Parisi assumono una forma più complessa.

Siano $D_q^h(z,Q^2)$, $D_{\bar{q}}^h(z,Q^2)$ e $D_G^h(z,Q^2)$ le funzioni di frammentazione di N_f quark q, antiquark $\bar{q}$ e del gluone G nello stesso adrone h con frazione d'impulso z alla scala Q^2. L'evoluzione con Q^2 di queste FF è convenientemente formulata definendo le combinazioni lineari, $D_\Sigma^h(z,Q^2)$, $D_{(+),i}^h(z,Q^2)$ e $D_{(-),i}^h(z,Q^2)$:

$$\begin{aligned}
D_\Sigma^h(z,Q^2) &= \sum_{i=1}^{N_f}\left(D_{q_i}^h(z,Q^2)+D_{\bar{q}_i}^h(z,Q^2)\right), \\
D_{(+),i}^h(z,Q^2) &= D_{q_i}^h(z,Q^2)+D_{\bar{q}_i}^h(z,Q^2)-\frac{1}{N_f}D_\Sigma^h(z,Q^2), \\
D_{(-),i}^h(z,Q^2) &= D_{q_i}^h(z,Q^2)-D_{\bar{q}_i}^h(z,Q^2).
\end{aligned} \tag{1.41}$$

Infatti il gluone si disaccoppia dalle combinazioni di non-singoletto (+) e asimmetrica (-), come si può notare nelle prime due equazioni qui sotto. Le equazioni AP complete sono:

$$Q^2\frac{d}{dQ^2}D_{(+),i}^h(z,Q^2)=\left[P_{(+)}(\alpha_s(Q^2))\otimes D_{(+),i}^h(Q^2)\right](z),$$

$$Q^2\frac{d}{dQ^2}D_{(-),i}^h(z,Q^2)=\left[P_{(-)}(\alpha_s(Q^2))\otimes D_{(-),i}^h(Q^2)\right](z),$$

$$\begin{aligned}
Q^2\frac{d}{dQ^2}D_\Sigma^h(z,Q^2) &= \left[P_\Sigma(\alpha_s(Q^2))\otimes D_\Sigma^h(Q^2)\right](z)+ \\
&+ 2N_f\left[P_{q\to G}(\alpha_s(Q^2))\otimes D_G^h(Q^2)\right](z),
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
Q^2 \frac{d}{dQ^2} D_G^h(z,Q^2) &= \frac{1}{2N_f}\left[P_{G\to q}(\alpha_s(Q^2)) \otimes D_\Sigma^h(Q^2)\right](z) + \\
&+ \left[P_{G\to G}(\alpha_s(Q^2)) \otimes D_G^h(Q^2)\right](z).
\end{aligned} \tag{1.42}
$$

L'operatore $\otimes$ è l'operatore di convoluzione, le funzioni P che appaiono sopra sono definite in termini delle funzioni di splitting di singoletto (S) e non-singoletto (V) di sapore come:

$$
\begin{aligned}
P_{q_i q_k} &= \delta_{ik} P_{qq}^V + P_{qq}^S, \\
P_{q_i \bar{q}_k} &= \delta_{ik} P_{q\bar{q}}^V + P_{q\bar{q}}^S, \\
P_{(+)}\left(z,\alpha_s(Q^2)\right) &= P_{q\to q}^V\left(z,\alpha_s(Q^2)\right) + P_{q\to\bar{q}}^V\left(z,\alpha_s(Q^2)\right), \\
P_\Sigma\left(z,\alpha_s(Q^2)\right) &= P_{(+)}\left(z,\alpha_s(Q^2)\right) + 2N_f P_{q\to q}^S\left(z,\alpha_s(Q^2)\right), \\
P_{(-)}\left(z,\alpha_s(Q^2)\right) &= P_{q\to q}^V\left(z,\alpha_s(Q^2)\right) - P_{q\to\bar{q}}^V\left(z,\alpha_s(Q^2)\right).
\end{aligned} \tag{1.43}
$$

L'espansione perturbativa per le funzioni P è della forma:

$$
P\left(z,\alpha_s(Q^2)\right) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P^{(0)}(z) + \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\right)^2 P^{(1)}(z) + O\left(\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\right)^3\right). \tag{1.44}
$$

Inoltre, per la conservazione dell'impulso, la somma della frazione d'impulso portata da ciascun adrone h, estesa a tutti gli adroni, deve risultare 1:

$$
\sum_h \int_0^1 z D_a^h(z,Q^2) dz = 1 \quad . \tag{1.45}
$$

Abbiamo mostrato le equazioni ad ordini successivi per le funzioni di frammentazione (equazioni (1.42)) perché in questa tesi utilizzeremo le parametrizzazioni delle funzioni di frammentazione ottenute da un lavoro di Binnewies et al. [8] al secondo ordine. Dal punto di vista del calcolo l'evoluzione è fatta come segue: misurata ad una certa scala Q_0^2, la FF è parametrizzata secondo una funzione a tre costanti, N, α, β:

$$
D(z)\mid_{Q^2=Q_0^2} = N z^\alpha (1-z)^\beta. \tag{1.46}
$$

Il cambiamento di una generica FF ad una scala diversa Q^2 può essere calcolato attraverso le equazioni AP mostrate, scrivendo $D(z)$ (1.46), in (1.42), e risolvendole mediante la tecnica delle trasformate di Mellin. Il risultato sarà Q^2 dipendente attraverso la dipendenza della costante di normalizzazione e degli esponenti, che diventano funzione della variabile di scala:

$$\bar{s} \equiv \bar{s}(Q^2, Q_0^2) = ln\frac{ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}{ln(Q_0^2/\Lambda_{QCD}^2)}. \tag{1.47}$$

La parametrizzazione delle funzioni di frammentazione dipendente da Q^2 è quindi:

$$D(z, Q^2) = N(\bar{s}) z^{\alpha(\bar{s})} (1-z)^{\beta(\bar{s})}. \tag{1.48}$$

L'andamento di queste funzioni, per diversi Q^2, al variare di z è stato calcolato al secondo ordine in α_s da Binnewies et al. [8] ed è mostrato in figura 1.8. La linea continua è l'andamento con z della funzione di frammentazione del quark u in π^0, alla scala $Q^2 = 25\ GeV^2$. Le altre linee sono la stessa funzione di frammentazione a scale differenti: $4\ GeV^2$ la linea punteggiata e $2\ GeV^2$ la linea tratteggiata. La differenza raggiunge valori del $\sim 40\%$ ad alti z. Queste parametrizzazioni sono state stimate dagli autori essere sufficientemente accurate per $0.1 < z < 0.8$, mentre sono possibili deviazioni del 10% per $z < 0.1$ e $z > 0.8$.

1.8 L'impulso trasverso p_t nella produzione di adroni

1.8.1 Il p_t in QPM-QCD

Finora abbiamo considerato il processo $e^+ + p \to e^+ + h + X$ integrando su tutte le variabili dell'adrone finale eccetto l'energia E_h. In questo paragrafo facciamo alcune considerazioni a proposito dell'impulso trasverso di uscita dell'adrone h. Definiamo impulso trasverso p_t la componente trasversa dell'impulso dell'adrone h rispetto alla direzione del gamma virtuale γ^*. Il valor medio di p_t è dato dall'integrale sulla sezione d'urto relativa, doppiamente differenziale:

$$< p_t >= \int p_t \left(\frac{d^2\sigma^h}{dp_t dz} \frac{1}{\sigma^{DISinclus.}} \right) dp_t \Big/ \int \left(\frac{d^2\sigma^h}{dp_t dz} \frac{1}{\sigma^{DISinclus.}} \right) dp_t \quad .$$

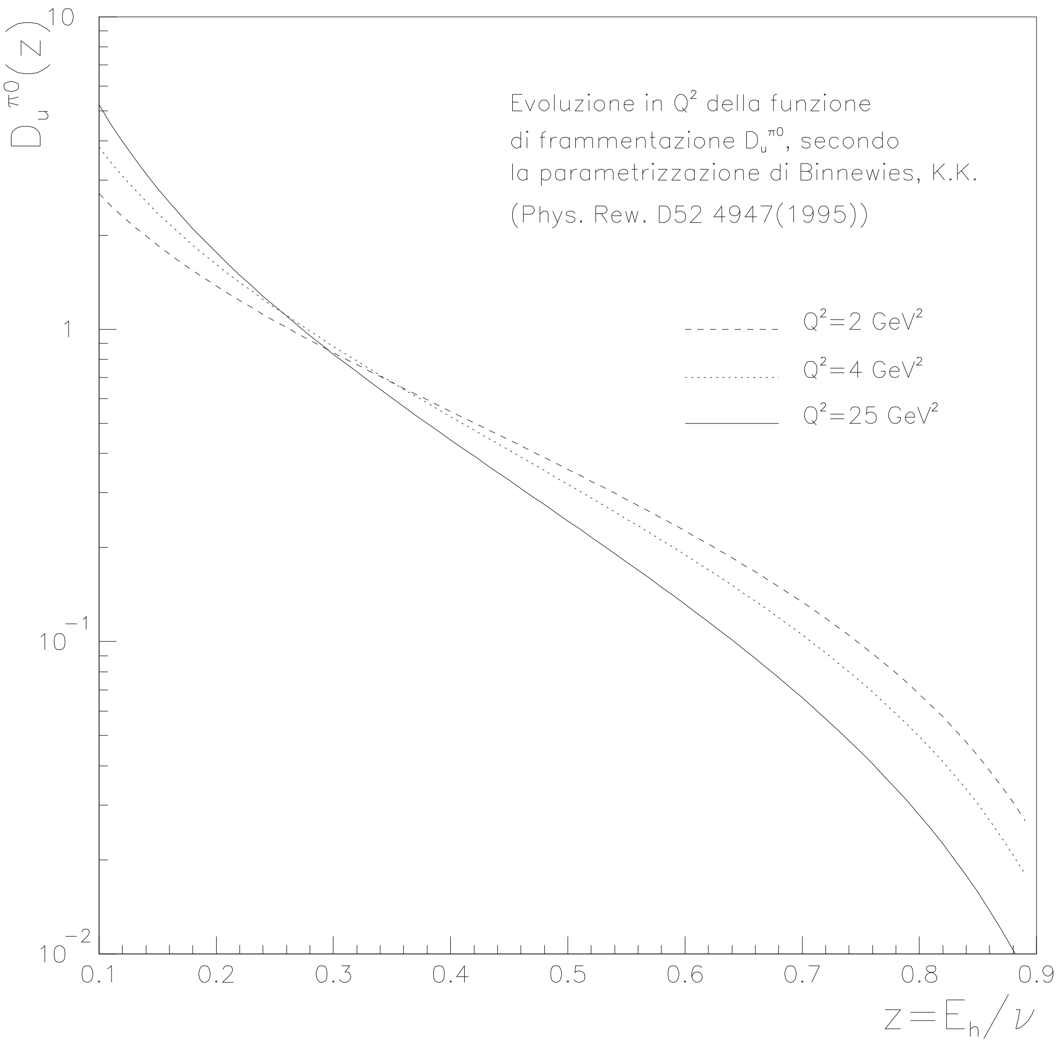

Figura 1.8: Funzione di frammentazione $D_u^{\pi^0}(z, Q^2)$ calcolata al Next-to-Leading Order in α_s per tre diversi valori di Q^2.

Ci sono diverse sorgenti che contribuiscono all'impulso trasverso:

- Durante il processo di frammentazione, le coppie quark-antiquark sono prodotte con un certo p_t nel campo di forze di colore. In un campo senza eccitazioni trasverse il quark e l'antiquark otterrebbero un p_t uguale ed opposto distribuito secondo una gaussiana con $< p_t^2 >= 0.19\ GeV^2$;

- un contributo di QCD al primo ordine determina l'emissione di gluoni di alta energia da parte dei quark e la produzione di getti adronici. I quark stessi acquistano un impulso trasverso che dipende essenzialmente dalla massa adronica totale W;

- la presenza di un impulso trasverso "primordiale" k_t del quark all'interno del protone bersaglio comporta un p_t sull'adrone finale proporzionale a z^2;

- un ulteriore contributo QCD viene dall'emissione di gluoni di bassa energia, che non producono getti, ma che possono avere un effetto sull'impulso dell'adrone h a causa del rinculo del quark.

È stato mostrato attraverso simulazioni MC [15] che eventi ad alto p_t^2, circa $p_t^2 > 0.5\ GeV^2$, ricevono un contributo dominante dai processi di emissione di gluoni [16]-[19]. Tuttavia una buona riproduzione dei dati, per la misura del valore medio $< p_t >$, si ottiene solo se si considerano tutti i tipi di sorgenti elencate sopra. In particolare l'emissione di gluoni è determinante per giustificare l'aumento con W^2, mentre la presenza di un moto trasverso originario, con $< p_t^2 >\simeq 0.19\ GeV^2$, fornisce il contributo dipendente da z^2. Al variare di Q^2 le interazioni forti prevedono per $< p_t >$ un valore tipico lentamente variabile $< p_t >\approx 0.5\ GeV$.

1.8.2 Il p_t nell'interazione γ^*-Nucleone a basso Q^2

È noto che un fotone, sotto una serie di aspetti, si comporta ad alta energia come un adrone. Un'interpretazione naturale di questa generale proprietà può essere data in termini di una descrizione in cui il fotone si converte in un sistema adronico, con gli stessi numeri quantici, che poi interagisce col bersaglio. In generale, quanto più alta è l'energia del fotone, tanti più stati adronici massivi possono essere effettivamente eccitati. Supponiamo tuttavia che lo spettro degli stati adronici, generato dalla corrente elettromagnetica, sia dominato dagli stati di massa più piccola, i più importanti dei quali sono i mesoni vettoriali. La conversione del fotone in adrone è ovviamente un processo virtuale che ha luogo per un intervallo di tempo consistente col principio di indeterminazione.

Se consideriamo per esempio la diffusione di un elettrone su un nucleone e scegliamo il sistema di riferimento del nucleone a riposo, il fotone virtuale sarà caratterizzato dalla sua energia ν e dalla sua "$massa^2$" $= -Q^2$, ed indicando con m la massa dell'adrone, la differenza di energia tra i due stati si può scrivere (si conserva solo la parte spaziale dell'impulso):

$$\Delta E = \sqrt{\nu^2 + Q^2 + m^2} - \nu, \tag{1.49}$$

che per grandi ν diventa:

$$\Delta E \simeq (Q^2 + m^2)/2\nu. \tag{1.50}$$

L'intervallo di tempo durante il quale il fotone può essere osservato come un adrone è quindi:

$$\Delta t \simeq 2\nu \Big/ (Q^2 + m^2) \; . \tag{1.51}$$

Questa quantità viene chiamata anche "lunghezza di coerenza" perché esprime la tipica distanza di volo delle fluttuazioni del fotone virtuale in un sistema adronico, ed è convenientemente scritta:

$$l = \frac{2\nu}{m^2 + Q^2} = \frac{1}{Mx}\frac{1}{1 + m^2/Q^2}, \tag{1.52}$$

dove M è la massa del nucleone.

Quando la lunghezza di coerenza diventa confrontabile con le dimensioni del nucleone [20]-[23], il comportamento dell'interazione può assumere caratteristiche interessanti. In particolare, come è stato puntualizzato già neglia anni 70 da Bjorken [24], effetti di struttura del fotone possono riflettersi sulla distribuzione del momento trasverso degli adroni finali rispetto alla direzione del

γ^*, con una andamento per $< p_t > \propto \sqrt{Q^2}$, analogo a quello osservato nei processi di collisione adrone-adrone o e^+e^-. Questo andamento può presentarsi, quando le energie trasferite sono di alcuni GeV, nella regione $Q^2 \sim 1 \div 2\ GeV^2$, prima che la lunghezza di coerenza diventi abbastanza piccola ed il fotone interagisca in maniera essenzialmente puntiforme. Per $Q^2 \leq 1\ GeV^2$ invece l'interazione non è più profondamente anelastica ed è l'intero nucleone ad essere coinvolto. Il modello migliore per la descrizione di quest'ultima regione cinematica è la Vector Meson Dominance [25]-[29] e l'impulso trasverso medio può essere una buona osservabile per mettere in evidenza la transizione tra i due processi.

1.9 Modelli di frammentazione

Poiché i processi di frammentazione non possono essere calcolati da principi primi, sono stati creati dei modelli per la frammentazione allo scopo di fornire un contesto generale in cui le proprietà dell'adroproduzione possano essere studiate in maniera fenomenologica. In particolare, i modelli sono stati creati per essere usati nei programmi Monte Carlo.

Il punto di partenza è il modello a partoni, cui viene aggiunta l'ipotesi di dualità locale partone-adrone (LPHD) secondo la quale lo scambio dei numeri quantici, dallo stato partonico a quello adronico durante il processo di frammentazione, è localmente conservativo. Questa importante ipotesi è alla base di tutte le analisi che producono delle conclusioni sui partoni a partire dalle osservazioni delle proprietà adroniche. Ci sono varie indicazioni che LPHD sia valida [30] [31].

1.9.1 Frammentazione indipendente

Il modello di frammentazione indipendente è stato sviluppato nei primi anni '70 da Field e Feynman [32], per riprodurre il limitato momento trasverso e lo *scaling* approssimato delle distribuzioni di energia osservate nei getti prodotti dall'annichilazione e^+e^-. Esso è basato sulla semplice assunzione che ciascun

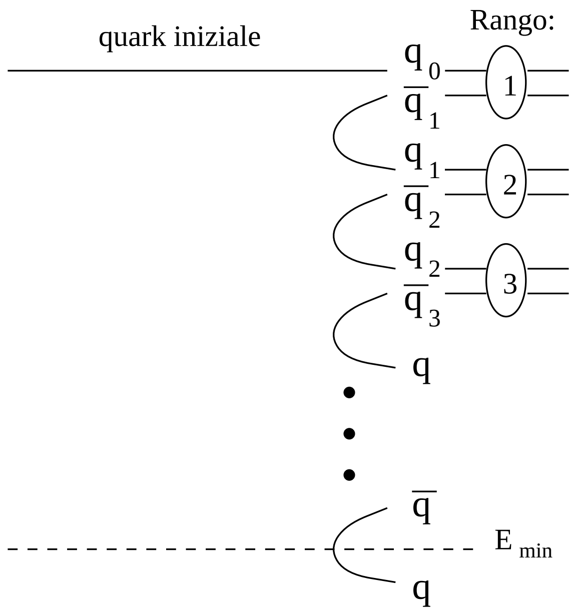

Figura 1.9: Schema del modello di frammentazione indipendente.

partone frammenta indipendentemente. Nel modello, il quark colpito q_0 si combina con l'antiquark $\bar{q}_1$ prodotto nella coppia $q_1\bar{q}_1$ per creare il primo mesone primario di rango uno con energia frazionaria, rispetto all'energia portata dal fotone virtuale, z_0 (vedi figura 1.9).

Il "rango" di uno specifico adrone è l'ordine di tempo con cui l'adrone viene prodotto, nel sistema del centro di massa, partendo dall'adrone che contiene il quark colpito. Gli adroni così ottenuti sono detti "primari" poiché discendono direttamente dalla frammentazione dei partoni, e qualora dovessero successivamente decadere, i loro prodotti di decadimento sono chamati secondari, terziari ecc.

La parte che resta dell' energia frazionaria $(1-z_0) = z_1$ del mesone primario di rango uno, composto da $q_0\bar{q}_1$, viene assegnata al quark q_1 e così via. Andando avanti in tal senso le coppie quark-antiquark $q_i\bar{q}_i$ sono create con frazione di energia $(1 - z_i)$. L'energia è assegnata in modo casuale, in accordo ad una distribuzione universale $f(z)$ tale che la frammentazione scali con l'energia frazionaria. L'antiquark $\bar{q}_i$ si combina quindi col quark di rango precedente

q_{i-1} per formare un mesone $q_{i-1}\bar{q}_i$. Questo processo è iterato fino ad una certa energia minima E_{min} ed il quark rimanente viene trascurato. L'aspetto formale della frammentazione indipendente è un'equazione integrale che descrive la probabilità di ottenere un mesone primario con energia z all'interno di un jet di adroni [32],

$$F(z)dz = f(1-z)dz + \int_z^1 f(\eta)d\eta F(z/\eta)dz/\eta, \tag{1.53}$$

dove $f(1-z)dz$ è la probabilità che il particolare mesone sia di rango uno, in caso contrario il mesone primario di rango uno ha lasciato una frazione d'impulso η con probabilità $f(\eta)d\eta$. La probabilità che il mesone abbia energia z, in questa procedura a cascata, è uguale a $F(z/\eta)dz/\eta$, poiché $F(z)$ scala con l'energia. Una semplice soluzione per l'equazione (1.53) si ottiene ponendo $f(z) \propto z^d$, ovvero:

$$f(z) = 1 - a + 3a(1-z)^2, \tag{1.54}$$

con $a = 0.77$ determinato da un fit sui dati [32]. La funzione $f(z)$ parametrizza la probabilità che una frazione di energia z sia lasciata alla rimanente cascata. Con questa scelta, si ottiene: $zF(z) = f(1-z)$. Se infine separiamo i quark prodotti in base ai loro sapori, è necessario aggiungere una probabilità γ_u di creare una coppia $u\bar{u}$, o γ_d per creare $d\bar{d}$, con $\gamma_u + \gamma_d + \gamma_s = 1$ e $\gamma \equiv \gamma_u = \gamma_d$. La probabilità di creare una coppia $s\bar{s}$ va invece soppressa come $\gamma_s = 0.3\gamma$, in accordo al rapporto misurato di produzione K/π [33]. Nel caso quindi di tre sapori, si ottiene $\gamma = 0.435$, per la richiesta di normalizzazione. Mesoni pseudoscalari e mesoni vettori sono formati con uguale probabilità, mentre l'energia trasversa è distribuita secondo una gaussiana con $< p_t^2 >= 0.35\, GeV^2$. La frammentazione indipendente non predice un ordine per quanto riguarda gli impulsi degli adroni prodotti, tuttavia è probabile che adroni di primo rango abbiano impulsi maggiori di quelli di rango successivo.

Molte proprietà dei jet adronici sono descritte con un certo successo dal modello di frammentazione indipendente, ciò nonostante alcune lacune hanno richiesto lo sviluppo di altri modelli. Per esempio, nella frammentazione indipendente, le trasformazioni di Lorentz in un altro sistema di riferimento portano alla violazione della conservazione dell'impulso. Inoltre la molteplicità delle particelle dipende dal sistema di riferimento. Il modello LUND a stringhe, più recentemente sviluppato, viene usato oggi al posto della frammentazione indipendente, che continua però a servire come confronto.

1.9.2 Il Modello LUND a stringhe

Il modello LUND a stringhe per l'adronizzazione [34] è basato sulla predizione QCD del confinamento. A tutt'oggi è il modello più soddisfacente, poiché combina una consistente e covariante descrizione della frammentazione di quark e gluoni e riproduce molto bene i dati sperimentali. Il modello viene descritto meglio nell'annichilazione e^+e^-. Subito dopo un urto e^+e^- di alta energia, i quark della coppia $q_0\bar{q}_0$ si allontanano l'uno dall'altro ma sono connessi dal campo di colore. Ad una certa distanza l'energia potenziale del campo è sufficiente per produrre una coppia quark-antiquark $q_1\bar{q}_1$, in qualunque punto dell'iperbole $x^2 - t^2 = m^2/\kappa^2$ (vedi fig. 1.10) dove κ è l'energia del campo per unità di lunghezza, x e t sono la distanza nello spazio e nel tempo tra q_0 e $\bar{q}_0$. Il campo compreso tra la coppia quark-antiquark appena creata si cancella con l'altro, in modo che restino due stringhe che si muovono in direzione opposta, una con frazione di energia z, l'altra con energia $(1-z)$. Per ciascuna stringa il processo iterativo continua finché una coppia quark-antiquark connessa da una stringa si avvicina al *mass-shell* di un adrone. Quale sia il tipo di adrone nello stato finale è una scelta casuale che rispetta però tre condizioni: il rapporto di produzione dei sapori $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 1 : 1 : 0.3$, il rapporto tra mesoni vettori e pseudoscalari $1 : 1$ ed il rapporto tra produzione di quark e diquark che controlla la quantità di mesoni e di barioni.

Questo meccanismo di frammentazione continua finché l'energia, l'impulso ed i numeri quantici sono stati tutti distribuiti tra gli adroni primari. In tale processo la produzione di adroni conserva l'energia, l'impulso e tutti i numeri quantici interni. La funzione di distibuzione della frazione di energia longitudinale assegnata ad una stringa è la cosiddetta funzione di frammentazione simmetrica LUND:

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \cdot exp\left(\frac{-bm_\perp^2}{z}\right), \tag{1.55}$$

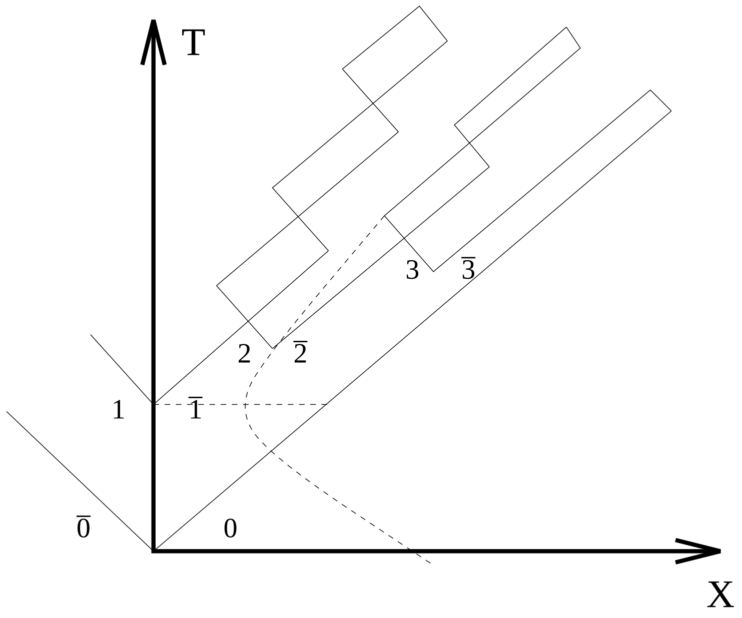

Figura 1.10: Produzione di adroni in un processo di annichilazione e^+e^- secondo il modello LUND a stringhe. I quark inizialmente prodotti $q_0\bar{q}_0$, indicati qui con 0 e $\bar{0}$, si muovono in direzione opposta. Le coppie quark-antiquark sono prodotte, nel campo di forze che li lega, in un punto dell'iperbole data da: $(\Delta x)^2 - (\Delta t)^2 = costante$.

dove la massa trasversa al quadrato è $m_\perp^2 = m^2 + p_\perp^2$, ed a, b devono essere determinati dai dati. L'equazione (1.55) è la più semplice, non banale, funzione che resta invariante sotto *boost* di Lorentz simmetrico.

Il meccanismo delle stringhe sembra molto simile a quello della frammentazione indipendente, essendo basato anch'esso su una produzione iterativa di coppie quark-antiquark. Tuttavia la frammentazione indipendente non fornisce nessuna descrizione dinamica del processo di frammentazione, mentre il modello a stringhe è formulato in maniera relativistica. Esso è stato sviluppato prendendo come linea guida il modello 1+1 dimensionale di Schwinger [35]. Il modello di Schwinger infatti è un modello esattamente risolvibile di un campo di forze lineare, formulato in QED a massa nulla, con la caratteristica del confinamento.

Una importante predizione del modello LUND riguarda la frammentazione dei gluoni. Il cosiddetto effetto stringa avviene quando un gluone è emesso da una stringa e decade in una coppia $q\bar{q}$, con separazione della stringa originale in due stringhe. Un'altra differenza dalla frammentazione indipendente riguarda l'ordine degli adroni. Il modello LUND possiede un esplicito ordine temporale, infatti gli adroni meno energetici sono prodotti per primi. Quest'ordinamento è Lorentz invariante poiché q_0 e $\bar{q}_0$ sono trattati come un sistema, anziché in maniera separata, ed è la stringa a frammentare al posto dei singoli partoni. Ciò è una diretta conseguenza del fatto che la coppia $q\bar{q}$ viene prodotta su una iperbole nello spazio-tempo. Tuttavia il particolare ordine degli adroni prodotti dipende dal sistema di riferimento, un adrone che è più veloce in un sistema di riferimento (e quindi viene prodotto dopo in quel sistema) non necessariamente lo è in un altro sistema di riferimento.

1.9.3 Frammentazione di cluster

Il processo di frammentazione secondo il modello dei cluster è caratterizzato dalla formazione di strutture attraverso il preconfinamento, ed il successivo decadimento determinato dallo spazio delle fasi. Dopo l'interazione col fotone, la formazione di partoni altamente virtuali da luogo a cluster in stato di singoletti di colore con bassa virtualità (fig. 1.11). Questa formazione di strutture è chiamata "preconfinamento". In altre parole il modello di frammentazione dei cluster descrive l'evoluzione dei partoni con grande massa virtuale attraverso cluster di piccola massa usando la teoria delle perturbazioni, al contrario delle stringhe o della frammentazione indipendente che deve parametrizzare questa evoluzione. A questo punto i quark pesanti decadono ed i cluster sono costituiti solo dai quark leggeri u, d ed s. Il metodo perturbativo utilizzato per separare i partoni altamente virtuali è fatto usando l'approssimazione ai logaritmi dominanti (LLA). I cluster non colorati decadono quindi in adroni seguendo semplici argomenti di spazio delle fasi.

Tutto questo porta ad una descrizione dei processi di adronizzazione in cui

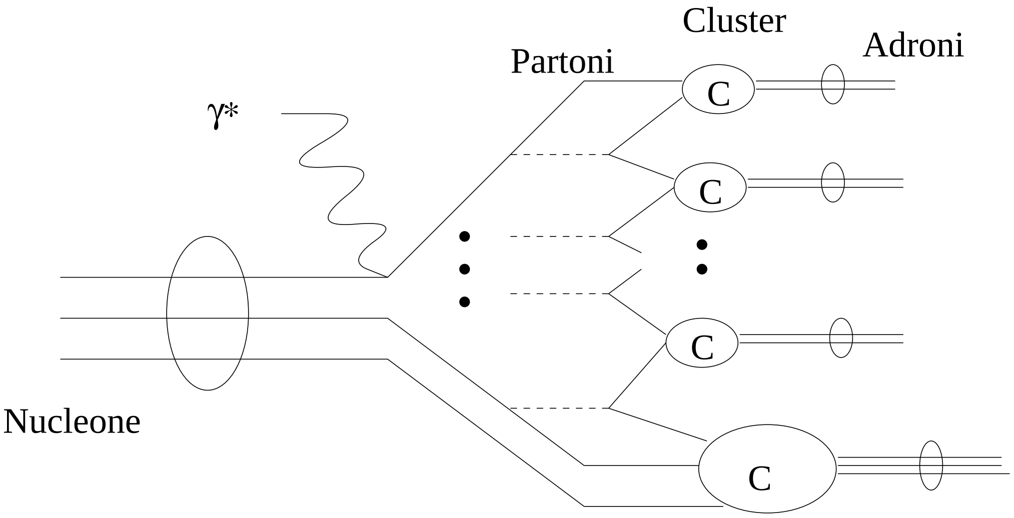

Figura 1.11: Schema del Modello di frammentazione dei cluster; le linee tratteggiate indicano gluoni.

non è necessario introdurre alcuna parametrizzazione fenomenologica, come nel caso del modello LUND a stringhe. Per esempio i barioni o la produzione di quark s sono soppressi naturalmente a causa delle loro masse maggiori. I parametri variabili del modello sono soltanto la scala QCD: Λ_{QCD}, le masse dei partoni e un limite superiore sulla massa dei cluster $M^{max}_{Cluster}$.

Gli adroni sono prodotti ancora in maniera ordinata nell'impulso, cioè quelli con impulso minore sono prodotti prima. Ciò accade come conseguenza dell'emissione di gluoni soffici nella fase iniziale, causata da effetti di interferenza di colore nello sciame di partoni. In sostanza l'adronizzazione secondo il modello di frammentazione di cluster è descritta da una dinamica di bassa energia.

1.10 Frammentazione della corrente e del bersaglio

Una misura ideale dei processi di frammentazione sarebbe l'identificazione di tutti gli adroni, le loro energie ed il loro rango rispetto al tempo di produzione. Come abbiamo visto, questo non è possibile neanche in linea di principio, dal momento che l'ordine del processo di frammentazione dipende dal sistema di riferimento. Inoltre l'apparato sperimentale riduce le informazioni accessibili. L'ipotesi di dualità locale partone-adrone predice una correlazione tra partoni ed adroni [36]. Tuttavia la correlazione col quark colpito può essere misurata solo selezionando quegli adroni prodotti nell'intorno spazio-temporale di tale quark.

Nella diffusione profondamente anelastica, nel sistema del centro di massa del fotone virtuale e del nucleone bersaglio, il quark colpito ed i rimaneti diquark si allontaneranno in direzioni opposte determinando uno "*stretching*" del campo di colore tra essi. Le coppie quark-antiquark saranno create lungo questo campo e la correlazione dell'adrone col quark colpito decrescerà man mano che aumenta la distanza tra essi. Per tale motivo gli adroni misurati vengono spesso divisi in quelli provenienti dalla regione in avanti e quelli apparteneti all'emisfero posteriore, con gli emisferi definiti rispetto alla direzione del fotone virtuale nel sistema del centro di massa nucleone-fotone. L'emisfero in avanti è individuato dai valori positivi della variabile x_F, definita come la frazione di energia del sistema nucleone-fotone portata dall'adrone in direzione del fotone virtuale, e questa è chiamata la regione di frammentazione della corrente [37]. La restrizione dell'origine degli adroni selezionati alla regione di frammentazione della corrente determina una migliore correlazione col quark colpito. L'altra regione è detta regione di frammentazione del bersaglio e gli adroni che ne provengono hanno una correlazione più debole.

Le funzioni di frammentazione possono essere quindi definite come la correlazione nel sapore degli adroni misurati appartenenti alla regione in avanti, con il quark colpito. Tuttavia la restrizione della misura alla sola regione in avanti è piuttosto difficile. Esistono diverse possibilità, non equivalenti:

- nel sistema del laboratorio un criterio è la scelta di un taglio minimo per la variabile z, frazione di energia trasferita che viene portata dall'adrone;
- nel sistema del centro di massa nucleone-fotone si utilizza $x_F > 0$ in quanto x_F ha una relazione diretta con la direzione del fotone.

In questo lavoro di tesi è stata utilizzata la variabile z.

1.11 Adronizzazione in ambiente nucleare

Finora abbiamo parlato di bersagli di protoni, e del processo di frammentazione successivo alla diffusione sui quark costituenti. Cosa accade se anziché utilizzare protoni, e quindi nucleoni liberi, utilizziamo dei nuclei come bersagli? L'influenza dell'ambiente nucleare sui processi di adronizzazione, può essere usato per estrarre informazioni sulle scale temporali che coinvolgono la formazione degli adroni stessi. La diffusione profondamente anelastica su nucleo è visualizzata in figura 1.12. Il tempo di formazione (τ_f) è definito come l'intervallo di tempo che va dal momento in cui il quark viene colpito, fino a quando si ha la configurazione finale dell'adrone h. La quantità che viene estratta dagli esperimenti è il rapporto di attenuazione R_A, dato dal numero di adroni h osservati per evento profondamente anelastico su un bersaglio di numero atomico A, diviso per lo stesso numero misurato su un bersaglio di deuterio:

$$R_A(z,\nu) = \frac{\left(\frac{1}{N_e}\frac{dN^h}{dzd\nu}\right)_A}{\left(\frac{1}{N_e}\frac{dN^h}{dzd\nu}\right)_D}, \tag{1.56}$$

come al solito ν è l'energia trasferita dal positrone diffuso, e z è la frazione di ν portata dall'adrone h, mentre N_e è il numero di eventi profondamente anelastici (inclusivi) per ciascun bersaglio. A causa dell'interazione tra l'adrone formato (o che si sta formando) e l'ambiente nucleare, il rapporto di attenuazione può essere minore di uno. In pratica non è possibile descrivere l'adronizzazione nel

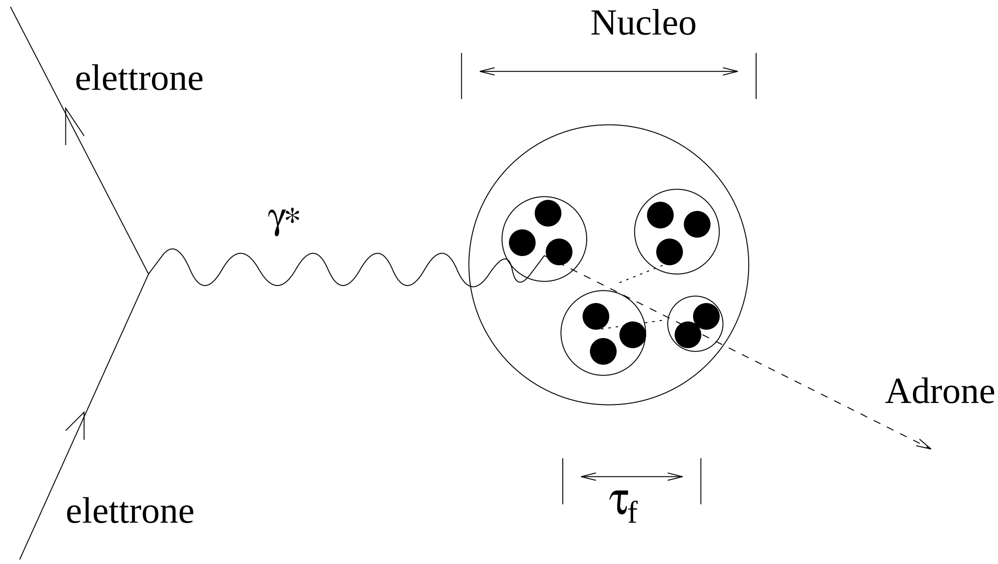

Figura 1.12: Definizione del tempo di formazione τ_f di un adrone.

contesto della QCD perturbativa, per cui sono necessari modelli fenomenologici per ottenere valori di R_A, che solitamente partono da una stima del tempo di formazione τ_f. Una possibilità per la stima di τ_f è di descrivere il tempo di formazione come una costante tipica dell'adrone (τ_h), moltiplicata per un fattore di Lorentz, basato sulle variabili dell'adrone stesso [38], che tenga conto della dilatazione temporale:

$$\tau_f = \tau_h \frac{E_h}{m_h} = \tau_h \frac{z\nu}{m_h}. \tag{1.57}$$

Alternativamente, è possibile considerare il quark che è stato colpito dal fotone virtuale come se fosse una particella instabile [40], con un tempo di vita τ_q. In questo caso il fattore di Lorentz dovrebbe essere costruito utilizzando le variabili del quark,

$$\tau_f = \tau_q \frac{E_q}{m_q} = \tau_q \frac{\nu}{m_q}. \tag{1.58}$$

Entrambe queste espressioni mostrano una crescita di τ_f con ν ma solo la prima ha una diretta dipendenza da z e dalla massa dell'adrone (m_h). I rapporti di attenuazione sono generalmente dell'ordine del 10÷15% minori di 1 e tendono ad 1 per $\nu \geq 70$ GeV [43]. Ulteriori approfondimenti sui modelli di adronizzazione in ambiente nucleare, che utilizzano anche i modelli di frammentazione descritti nei paragrafi precedenti, possono essere ottenuti in reff. [39] [41] [42].

Capitolo 2

L'apparato sperimentale di HERMES

HERMES (HERa MEasurement of Spin) è un esperimento di seconda generazione di diffusione profondamente anelastica polarizzata, progettato per lo studio della struttura di spin del nucleone. Diversi esperimenti, in passato, hanno raccolto dati di diffusione inclusiva, in cui solo il leptone diffuso viene rivelato ed hanno mostrato che non più del 30% dello spin del nucleone è dovuto allo spin dei quark. Progressi nella conoscenza dell'origine dello spin del nucleone possono essere fatti attraverso l'analisi dei processi semi-inclusivi, che riguardano la rivelazione di adroni in coincidenza con il leptone diffuso. Questi dati permettono infatti di isolare i contributi provenienti dai singoli sapori dei quark, compresi i quark del mare, attraverso l'identificazione del tipo di adrone.

HERMES utilizza il fascio di positroni polarizzati di 27.5 GeV di HERA e bersagli gassosi di H, D ed ^{3}He polarizzati. Lo spettrometro a grande accettanza, la purezza dei bersagli gassosi ed il valore contenuto degli errori sistematici ne fanno uno strumento di punta per lo studio dei processi semi-inclusivi polarizzati. Il programma di fisica di HERMES è molto ampio, e riguarda tra l'altro lo studio delle asimmetrie inclusive e delle funzioni di struttura, l'estrazione delle funzioni di frammentazione e lo studio della struttura del fotone attraverso l'osservazione della produzione diffrattiva di vari stati finali.

In questo capitolo descriveremo il fascio di positroni di HERA, i bersagli utilizzati, e le caratteristiche salienti dello spettrometro di HERMES.

2.1 Il Fascio di HERA

2.1.1 L'acceleratore HERA

L'anello di accumulazione HERA (High Energy Ring Anlage) è stato costruito alla fine degli anni '80 (l'anello è stato terminato nel novembre 1990), al Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY) di Amburgo, con lo scopo di disporre di una macchina a fasci collidenti di alta energia in grado di verificare il Modello Standard e cercare una frontiera per la nuova fisica. HERA è costituito da due anelli indipendenti collocati nello stesso tunnel e progettati per accelerare protoni e positroni fino ad un'energia massima rispettivamente di 820 e 30 GeV. Il tunnel ha una circonferenza di 6637 m ed è composto da quattro sezioni curve e quattro dritte. Al centro delle sezioni dritte, lunghe 360 metri ciascuna, sono installati quattro esperimenti (H1, HERA-B, HERMES, ZEUS), due dei quali (H1 e ZEUS), utilizzano entrambi i fasci per lo studio delle collisioni positrone-protone. HERMES ed HERA-B sono esperimenti a bersaglio fisso ed utilizzano i soli fasci rispettivamente di positroni e protoni. L'anello di accumulazione HERA può essere riempito sia con elettroni che con positroni. Dal 1995 sono stati usati positroni perché la vita media del fascio è maggiore. Gli elettroni, infatti, nelle rivoluzioni nella ciambella hanno probabilità più elevata di essere catturati dagli ioni positivi che si addensano lungo l'orbita.

HERMES è collocato nella sezione EST di HERA. I positroni vengono iniettati da un acceleratore lineare e portati, utilizzando un sistema di preacceleratori (DESY II,PETRA), fino ad un'energia di 11 GeV. Entrano quindi nell'anello principale raggruppati in pacchetti (*bunches*), in numero fino a 220, ognuno dei quali contiene circa $3.8 \cdot 10^{10}$ particelle in un intervallo di 27 ps, con una frequenza di "*bunch crossing*" (le collisioni protoni-positroni) di 10.4

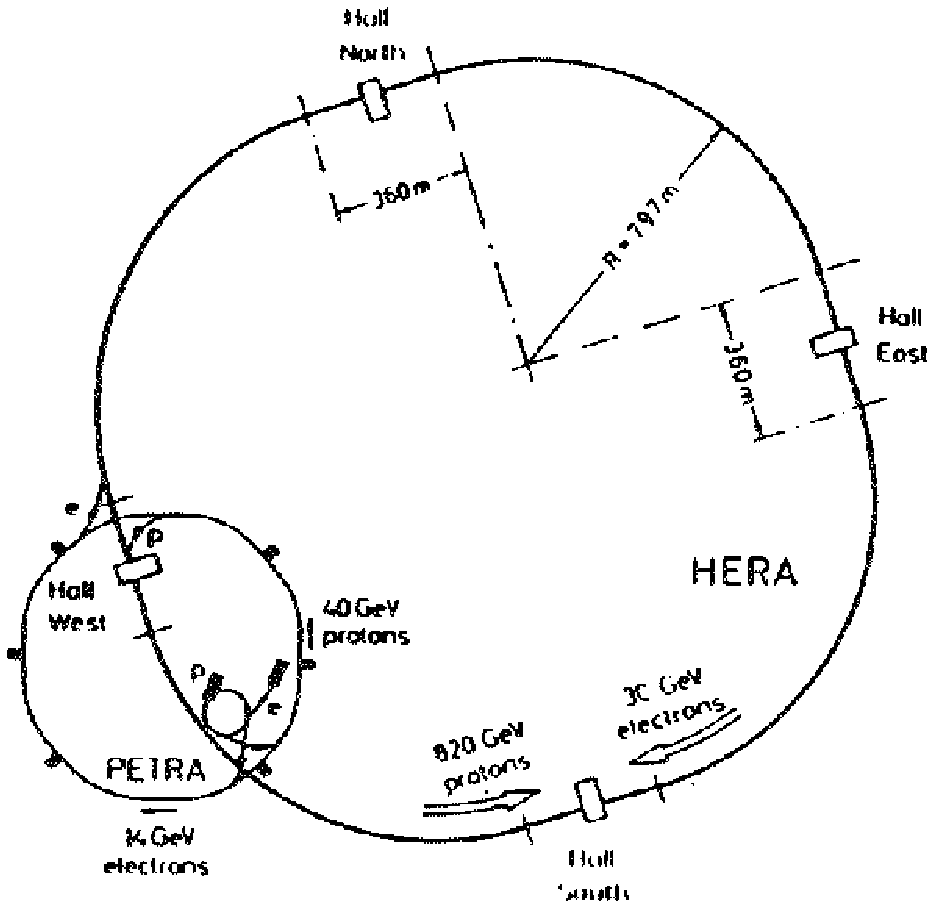

Figura 2.1: L'anello di accumulazione HERA

MHz. I positroni vengono quindi accelerati fino all'energia massima tramite cavità a radio-frequenza.

La figura 2.1 mostra uno schema dell'anello di accumulazione HERA e dei preacceleratori di iniezione. Nelle condizioni di presa dati l'energia dei positroni è stata di 27.5 GeV.

2.1.2 Polarizzazione del fascio

Il fascio di positroni di HERA è polarizzato spontaneamente, lungo l'asse trasverso alla direzione del moto, grazie al cosiddetto effetto Sokolov-Ternov

[44]. Infatti il processo di radiazione di sincrotrone in un campo magnetico omogeneo, contiene un'ampiezza di probabilità per l'inversione dello spin che è asimmetrica e favorisce lo stato in cui il positrone è polarizzato parallelamente al campo magnetico. Pur essendo un processo molto raro (soppresso di circa 10 ordini di grandezza rispetto all'ordinaria radiazione di sincrotrone) la radiazione con inversione di spin produce un'ottima auto-polarizzazione del fascio: nel caso ideale di una macchina "piatta" (cioè in cui il campo magnetico è sempre verticale) senza effetti depolarizzanti, la polarizzazione raggiungibile con un fascio di positroni di 27.5 GeV è del 92.4%.

La bremsstrahlung produce una polarizzazione trasversale per i positroni. Per avere la polarizzazione longitudinale nella zona d'interazione, sono stati installati dei "rotatori di spin" [45] lungo il tunnel di HERA, prima dell'area sperimentale, per ruotare di 90° lo spin dei positroni del fascio (vedi figura 2.2). Altri rotatori di spin, installati a valle della sezione EST di HERA, riportano lo spin del fascio in direzione trasversale alla direzione del moto. Ciascun rotatore è lungo 56 metri ed è composto da sei magneti dipolari, tre orizzontali e tre verticali, disposti in modo da ottenere la rotazione voluta dello spin, senza alterare considerevolmente la traiettoria dell'orbita dei positroni.

Nel caso reale la polarizzazione del fascio cresce nel tempo secondo una funzione:

$$P(t) = P_{max}(1 - e^{-t/\tau}), \tag{2.1}$$

dove τ è la costante di crescita della polarizzazione e P_{max} è la polarizzazione di equilibrio. La principale sorgente di depolarizzazione del fascio è costituita da una deviazione del campo magnetico sull'orbita delle particelle rispetto all'esatta orientazione verticale. Inoltre i rotatori di spin sopra descritti riducono ulteriormente del 3% la polarizzazione massima. La polarizzazione media del fascio nei primi tre anni di misure è stata di circa il 55%. La polarizzazione viene misurata con un polarimetro che rivela la diffusione Compton del fascio con luce polarizzata di un laser. I fotoni diffusi all'indietro vengono rivelati da un calorimetro posto a 64 metri di distanza dal punto di interazione. Poiché la sezione d'urto della diffusione Compton dipende dallo spin degli elettroni, misurando l'asimmetria alto/basso nella distribuzione dei fotoni diffusi si può

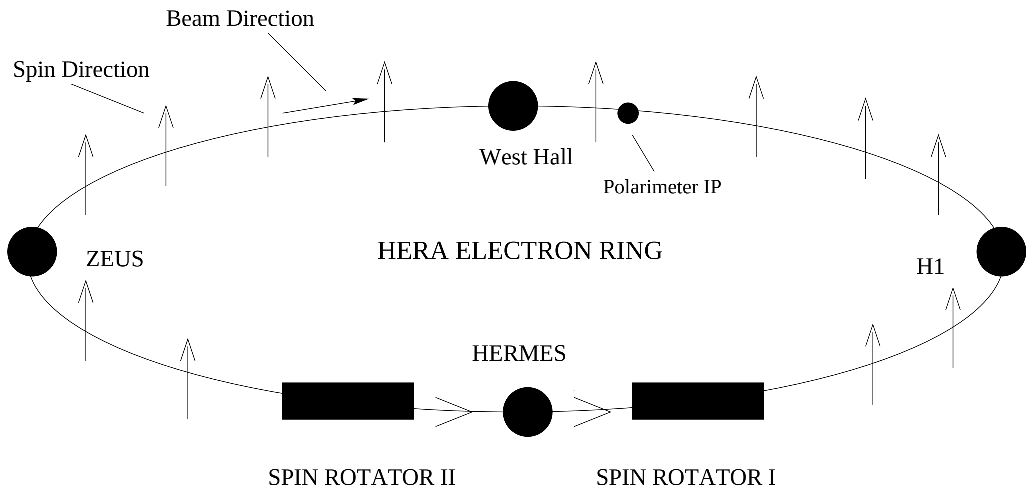

Figura 2.2: Vista schematica dell'anello di accumulazione HERA dove sono evidenziate le posizioni dei rotatori di spin. Nella regione di interazione di HERMES la polarizzazione è longitudinale.

risalire alla polarizzazione del fascio.

2.2 I Bersagli

Come bersagli HERMES utilizza gas puri di H, D, ^{3}He polarizzati. Oltre ai bersagli polarizzati HERMES raccoglie dati, per alcuni periodi, anche su bersagli non polarizzati di H, D, ^{3,4}He ed N che sono utilizzati per lo studio di proprietà non strettamente relative allo spin del nucleone, come le funzioni di frammentazione o l'asimmetria dei quark del mare. I sistemi sperimentali impiegati producono un elevato grado di polarizzazione per idrogeno e deuterio ed una polarizzazione sufficientemente alta per l'elio, e costituiscono la caratteristica più innovativa di HERMES rispetto agli altri esperimenti DIS effettuati a SLAC e al CERN. Infatti i bersagli gassosi non soffrono del problema della diluizione dovuta alla presenza di altri atomi, ineliminabile nel caso vengano usati bersagli allo stato solido. Altri vantaggi di questi bersagli sono la notevole rapidità (da qualche ms a qualche s) con cui è possibile invertire lo spin (l'inversione frequente riduce l'errore sistematico), la lunghezza di radiazione trascurabile, la resistenza alle radiazioni e l'uso di sottili pareti di contenimento.

2.2.1 Polarizzazione dei bersagli

La sorgente di idrogeno e deuterio è una sorgente a fascio atomico (Atomic Beam Source). Le molecole H_2 o D_2 vengono dissociate da una scarica a radio-frequenza in un getto di atomi singoli a velocità termica, fuoriuscente da opportuni ugelli. Il getto passa quindi attraverso un sistema di magneti sestupolari, in cui gli atomi vengono focalizzati o defocalizzati, per effetto Stern-Gerlach, a seconda dello spin degli elettroni. Una radio-frequenza (RF) induce transizioni tra gli stati iperfini dell'atomo di idrogeno, e permette di focalizzare solo gli stati in cui il nucleo è polarizzato nella direzione voluta. Il risultato è la produzione di $6 \cdot 10^6$ atomi/s con una polarizzazione di circa il 95%. La direzione di polarizzazione può essere invertita in pochi millisecondi cambiando la frequenza della RF che induce le transizioni.

La produzione di ^{3}He polarizzato viene fatta invece seguendo una procedura del tutto diversa. Gli atomi di ^{3}He, nello stato fondamentale, si polarizzano attraverso collisioni con atomi che sono stati eccitati in uno stato metastabile e polarizzati tramite pompaggio ottico. La sorgente di ^{3}He può produrre una intensità di $2 \cdot 10^{17}$ atomi/s e valori di polarizzazione di circa il 50%. È possibile invertire la polarizzazione del bersaglio in circa 20 secondi cambiando l'elicità della luce laser di pompaggio.

2.2.2 La cella di accumulazione

HERMES utilizza un bersaglio a cella di accumulazione posta direttamente sul percorso del fascio di positroni. Nella figura 2.3 è mostrato uno schema del sistema di contenimento ed iniezione dei gas. Gli atomi vengono iniettati nel centro di un tubo a forma di T, dove avviene l'interazione col fascio, escono dalle estremità del tubo, prive di pareti, e sono allontanati dalla ciambella da pompe a vuoto. Gli atomi del gas urtano circa 300 volte contro le pareti

del tubo prima di lasciare la cella attraverso una delle aperture, così la densità del bersaglio aumenta di diversi ordini di grandezza rispetto alla densità di un gas libero. Il tratto del tubo a T, che costituisce la cella di accumulazione, ha sezione ellittica ed è di alluminio purissimo (99.999%) di dimensioni $40 \times 3 \times 1\ cm^3$. Le pareti relativamente sottili (125 μm nel 1995 e 75 μm nel 1996-97) riducono la diffusione multipla e l'irraggiamento esterno. Per limitare la depolarizzazione degli atomi durante gli urti con le pareti, nei bersagli di H e D la superficie interna della cella è rivestita di un sottile strato di silicone.
La polarizzazione degli atomi nel bersaglio è mantenuta da un campo magnetico, la cui intensità dipende dal tipo di gas: per l'elio è sufficiente un campo debole (0.003 T) generato da due bobine di Helmoltz, mentre per l'idrogeno ed il deuterio il campo dev'essere più forte (0.35 T) e richiede un solenoide superconduttore. Il raffreddamento della cella aumenta la densità del bersaglio (perché gli atomi impiegano più tempo ad uscire) ma può indurre meccanismi depolarizzanti in prossimità delle pareti. Le temperature che vengono utilizzate sono 100 K per H e D, e 20 K per ^{3}He.

2.3 Lo Spettrometro

HERMES è un esperimento a bersaglio fisso, per questo l'apparato sperimentale è costituito da uno spettrometro disposto a valle del bersaglio, rispetto alla direzione del fascio. Lo spettrometro è composto di due parti separate e simmetriche rispetto al piano orizzontale che contiene il fascio, si tratta di fatto di due spettrometri uguali e ciò contribuisce a ridurre gli errori sistematici. Nei paragrafi seguenti daremo prima una panoramica generale dell'apparato sperimentale di HERMES e della procedura utilizzata per la ricostruzione del processo di diffusione, poi una descrizione più dettagliata sui singoli rivelatori. Per ulteriori approfondimenti si rimanda al Technical Design Report di HERMES [46] ed all'articolo [47].

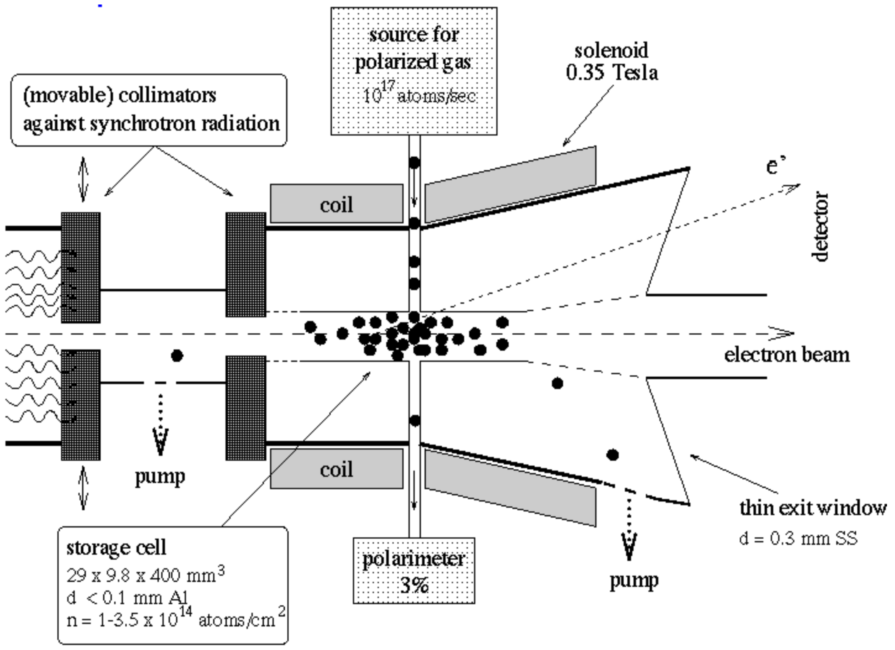

Figura 2.3: Schema della regione del bersaglio di HERMES con la cella di accumulazione.

2.3.1 Descrizione generale

Uno schema dello spettrometro è mostrato in figura 2.4. Il sistema di coordinate usato da HERMES ha l'asse z lungo l'impulso del fascio, l'asse y in direzione verticale, verso l'alto, e l'asse x orizzontale che punta nella direzione esterna dell'anello di accumulazione HERA.

Ricostruzione delle tracce

Gli angoli di diffusione polare (θ) e azimutale (ϕ), così come la traiettoria iniziale per la determinazione dell'impulso delle particelle, sono misurati dal sistema di tracciamento frontale che consiste di camere a micro-strip (MSGC, chiamate Vertex Chambers VC1/2) e camere a deriva (DVC,FC1/2). Il magnete al centro è un magnete dipolare a forma di H. La misura dell'impulso è completata con due coppie di camere a deriva poste dietro il magnete (BC1/2 e

BC3/4). In aggiunta, ci sono tre camere proporzionali all'interno del magnete (MC1-3), per aiutare la ricostruzione delle tracce in presenza di eventi ad alta molteplicità, o permettere la ricostruzione delle tracce di particelle con basso impulso che non raggiungono la parte posteriore dello spettrometro.

Identificazione delle particelle

L'identificazione delle particelle (PID) è fatta con un calorimetro di vetro al piombo, un rivelatore preshower (H2), un rivelatore a radiazione di transizione (TRD) ed un rivelatore a soglia Čerenkov (CER). Il rivelatore preshower è composto da una lastra di due lunghezze di radiazione di piombo seguita da un odoscopio a scintillatore plastico. Il sistema di identificazione delle particelle di HERMES discrimina tra positroni, pioni ed altri adroni. Il calorimetro, preceduto dal preshower, consente una separazione positroni-adroni pari ad un fattore 4000:1. Il principio che permette il riconoscimento delle tracce di positroni è la differenza topologica tra gli sciami elettromagnetici e gli sciami adronici (si veda il paragrafo 2.3.5). La separazione è migliorata di un fattore 100 dal rivelatore a radiazione di transizione, che è sensibile al fattore di Lorentz delle particelle, mentre la separazione tra i pioni e gli altri adroni carichi (kaoni e protoni) viene fatta utilizzando il rivelatore a soglia Čerenkov. Per ottenere una completa separazione anche dei kaoni è stato istallato nei primi mesi del 1998 un contatore Čerenkov del tipo *Ring Image*.

Il trigger

Il calorimetro ed il rivelatore preshower provvedono al trigger insieme con un secondo odoscopio (H1) posto davanti al TRD. Un odoscopio aggiuntivo per il trigger (H0) è stato predisposto nel 1996 di fronte ad FC1 per ridurre la contaminazione al trigger dovuta al fondo prodotto dal fascio di protoni di HERA. Tutti i segnali devono essere in coincidenza temporale con un *bunch* di positroni di HERA (HERA clock). Altri due livelli di trigger sono previsti, l'uno per il controllo della lettura del sistema di acquisizione dati tramite i computer on-line, e con un tempo di trattamento di circa 100 μs, l'altro per il controllo della scrittura su nastro con un tempo medio di trattamento di circa

10 ms. Le frequenze di trigger sono dell'ordine dei 10 Hz per buoni eventi DIS, ma considerato il fondo, la frequenza di acquisizione dati è dell'ordine dei 50 Hz.

L'accettanza

L'accettanza è limitata a piccoli angoli da una piastra di ferro, disposta sul piano del fascio, che scherma i fasci di protoni e positroni dal campo magnetico del magnete. Nella piastra sono praticati due fori entro cui passano le linee da vuoto dei fasci, che sono separati da 72 cm. L'angolo minimo di accettanza è determinato da questa piastra. L'accettanza complessiva è espressa attraverso gli angoli orizzontale (θ_{oriz}) e verticale (θ_{vert}) [1] di diffusione ed è:

$$40\ mrad < |\theta_{vert}| < 140\ mrad$$

$$|\theta_{oriz}| < 170\ mrad$$

e corrisponde al limite per l'angolo di diffusione polare θ:

$$40\ mrad < \theta < 220\ mrad \quad .$$

2.3.2 Il magnete

Il magnete dello spettrometro è un dipolo a forma di H, in grado di produrre un integrale di campo di $\int Bdl = 1.3\ Tm$. Uno schema del magnete è mostrato in figura 2.5. Il profilo dei poli segue gli angoli di accettanza geometrica in direzione verticale ($\pm 140\ mrad$) ed orizzontale ($\pm 170\ mrad$). Ulteriori $\pm 100\ mrad$, a partire dal centro del magnete in direzione orizzontale, permettono un'ulteriore deflessione delle particelle.

2.3.3 I rivelatori di traccia

Il sistema dei rivelatori di traccia provvede a diverse funzioni:

[1] Gli angoli θ_{oriz} e θ_{vert} sono definiti tramite l'angolo polare(θ) ed azimutale(ϕ) di diffusione dalle relazioni: $tan\theta_{oriz} = tan\theta cos\phi$ e $tan\theta_{vert} = tan\theta sin\phi$.

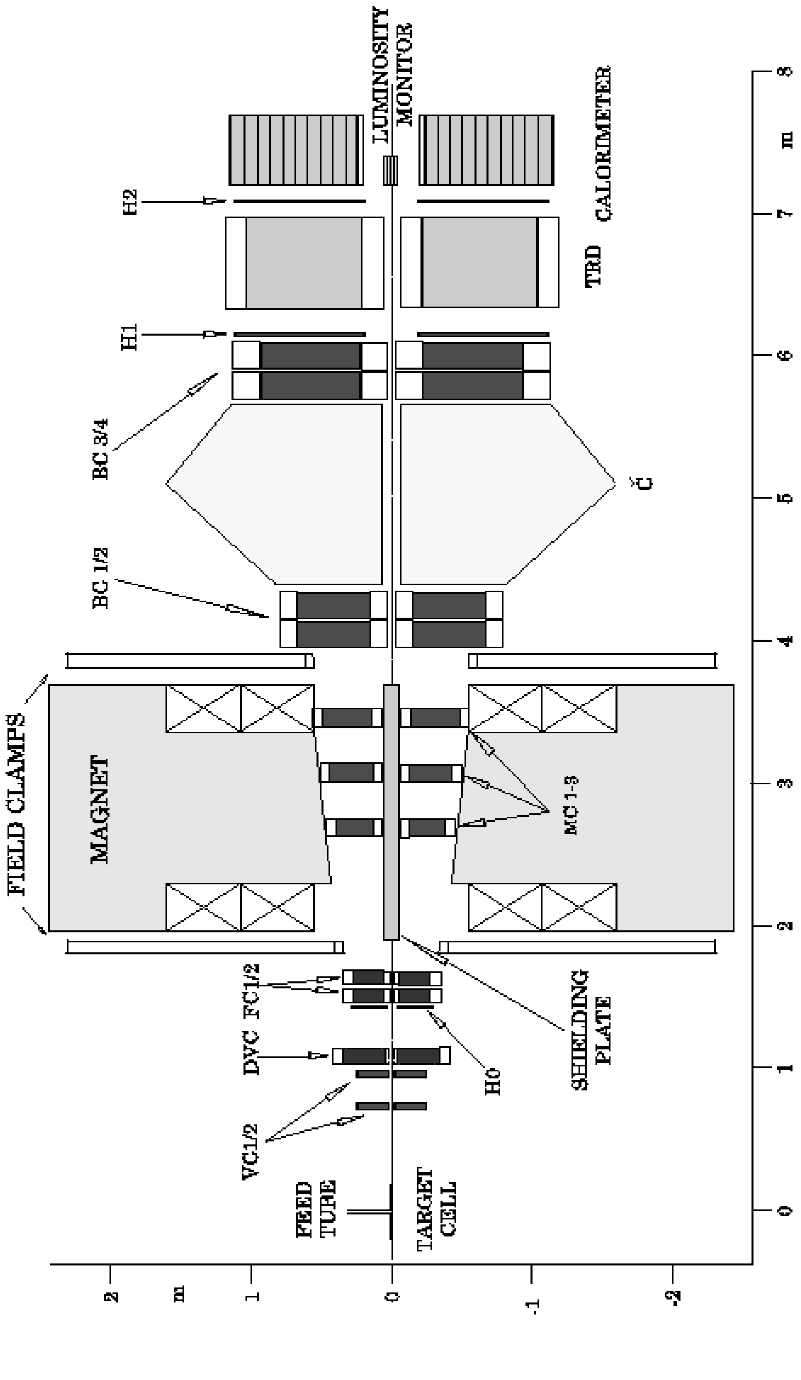

Figura 2.4: Vista schematica laterale dello spettrometro di HERMES. Il significato delle abbreviazioni è spiegato nel testo.

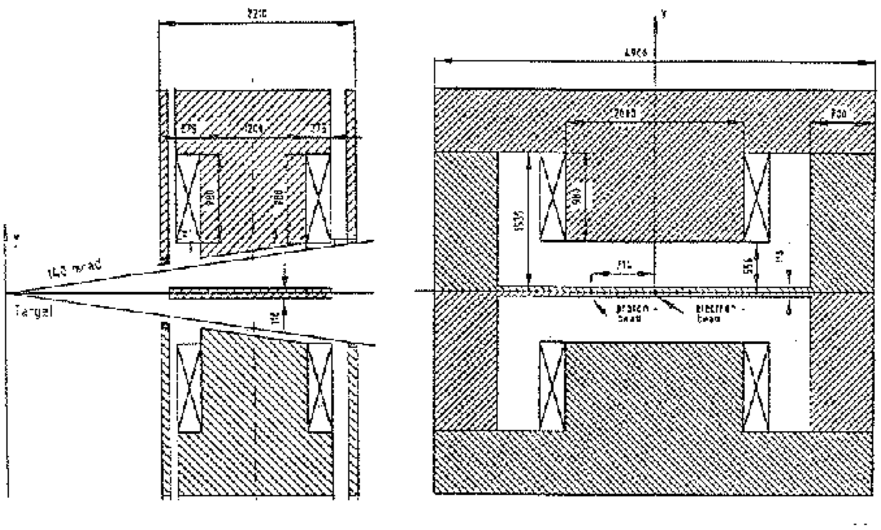

Figura 2.5: Schema del magnete di HERMES (vista di lato e di fronte) con al centro la piastra di ferro che protegge i fasci di positroni e protoni.

- Determina il vertice dell'evento all'interno della cella di accumulazione del bersaglio.
- Misura l'angolo di diffusione per la ricostruzione della cinematica.
- Misura l'impulso delle particelle attraverso la deflessione delle tracce nel magnete.
- Identifica i segnali nei rivelatori PID associati con ciascuna traccia.

La risoluzione dell'impulso e dell'angolo è mostrata nelle figure 2.6 e 2.7, ottenute con una simulazione Monte Carlo. La misura dell'impulso ha una precisione di circa 1%, mentre la risoluzione dell'angolo di diffusione è di 3-4 mrad.

La risoluzione dell'impulso e dell'angolo di diffusione sono limitate generalmente dalla *bremsstrahlung*, dovuta alla diffusione multipla nel materiale delle pareti della cella di accumulazione o nei primi rivelatori di traccia.

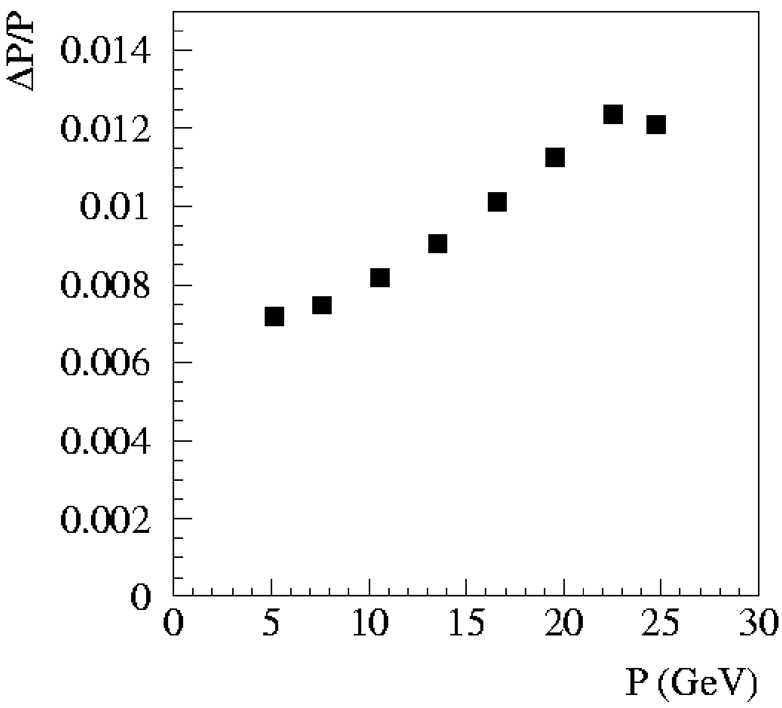

Figura 2.6: Risoluzione dell'impulso nello spettrometro di HERMES, ottenuta da una simulazione Monte Carlo.

La ricostruzione delle tracce prima e dopo il magnete è affidata ai rivelatori di vertice (VC1/2), alle camere a deriva (FC1/2, BC1/2, BC3/4) ed alle camere proporzionali (MC1-3). Tutti questi rivelatori hanno una geometria basata su tre piani, chiamati X U e V: il piano X ha i fili verticali, e quindi consente una risoluzione orizzontale, mentre i piani U e V hanno i fili ruotati rispettivamente di $+30°$ e $-30°$. Come tutto il resto dello spettrometro, il sistema di rivelatori di traccia è simmetrico rispetto al piano orizzontale che contiene il fascio. Le posizioni dei rivelatori di traccia nello spettrometro di HERMES sono mostate in figura 2.4 e le caratteristiche principali sono riportate in figura 2.8.

Per avere una buona ricostruzione delle tracce è necessario che tutte le camere siano ben allineate; i possibili movimenti dei rivelatori, causati ad

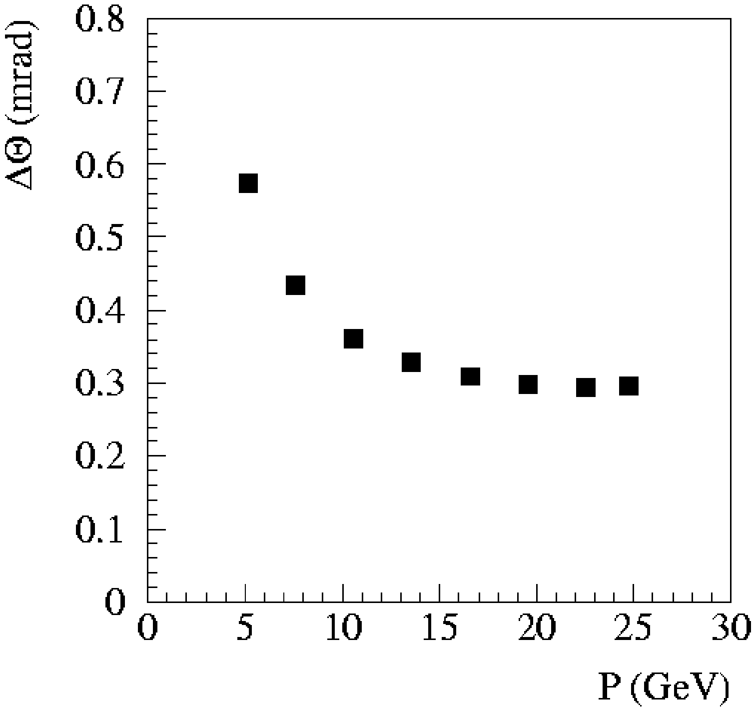

Figura 2.7: Risoluzione dell'angolo di diffusione nello spettrometro di HERMES, secondo una simulazione Monte Carlo.

esempio dall'espansione termica delle strutture di supporto, sono controllati attraverso un sistema ottico di controllo e verifica dell'allineamento basato sull'interferenza di fasci laser.

Rivelatori di vertice:
Le Vertex Chambers VC1 e VC2 permettono di determinare la posizione del vertice e l'angolo di diffusione con elevata risoluzione, tollerando l'alto fondo presente vicino alla zona di interazione. Per queste camere è stata utilizzata la tecnologia innovativa delle Micro-Strip Gas Counters (MSGC): la nuvola di ioni creata dal passaggio delle particelle in uno spessore di gas di 3 mm, si muove in un campo elettrico di circa 5 kV/cm verso un substrato di vetro spesso 300 μm, su cui sono depositate sottili strisce anodiche e catodiche di

CHAMBER	Vertex	Drift Vertex	Front	Magnet	Back
Detector name	VC1 VC2	DVC	FC1 FC2	MC1 MC2 MC3	BC1/2 BC3/4
mm from target	731 965	1100	1530 1650	2725 3047 3369	4055 5800
Active area:					
Horizontal (mm)	323 393	474	660 660	996 1210 1424	1880 2890
Vertical (mm)	137 137	290	180 180	263 306 347	520 710
Cell design	microstrip gas	horizontal-drift	horizontal-drift	MWPC	horizontal-drift
Cell width (mm)	0.193	6	7	2	15
A-C plane gap (mm)	3	3	4	4	8
Anode (A) material	22μm glass(Al)	W(Au)	W(Au)	W(Au)	W(Au)
Anode wire diameter	7μm	30μm	20μm	25μm	25μm
Potential wire mat'l	Al strip	Be-Cu(Au)	Al(Au)		Be-Cu(Au)
Potential wire dia.	85μm	50μm	50μm		127μm
Cathode (C) material	Al on glass	Al on Mylar	Al on Mylar	Be-Cu wires	C on Kapton
Cathode thickness	200μm	34μm	6.4μm	90μm @ 0.5 mm pitch	25.4μm
Gas composition:	DME/Ne	$Ar/CO_2/CF_4$	$Ar/CO_2/CF_4$	$Ar/CO_2/CF_4$	$Ar/CO_2/CF_4$
(%):	50/50	90/5/5	90/5/5	65/30/5	90/5/5
U,V stereo angle	$+5°, -90°$	$\pm 30°$	$\pm 30°$	$\pm 30°$	$\pm 30°$
Resolution/plane(σ)	65μm	220μm	225μm	700μm	275μm 300μm
Wires in X plane	1674 2046	80	96 96	496 608 720	128 192
Wires in U,V plane	2170 2170	96	96 96	512 608 720	128 192
Module config.	VUX XVU	XX$'$ UU$'$ VV$'$	UU$'$ XX$'$ VV$'$	UXV	UU$'$ XX$'$ VV$'$
Rad. length/module	0.8%	0.25%	0.075%	0.29%	0.26%
Number of modules	1 1	1	1 1	1 1 1	2 2
(upper or lower)					
Channels/module	6014 6386	544	576 576	1520 1824 2160	768 1152
Total channels	24800	1088	2304	11008	7680

Figura 2.8: Le caratteristiche dei rivelatori di traccia.

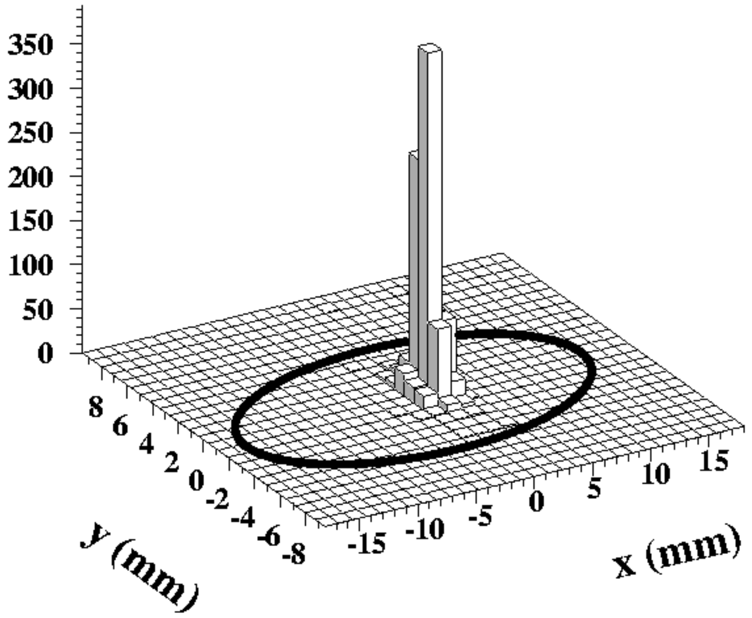

Figura 2.9: Ricostruzione del vertice nelle coordinate trasverse utilizzando soltanto le VC. Le pareti della cella del bersaglio sono rappresentate dall'ellisse.

alluminio (rispettivamente di 7 e 90 μm di larghezza). Tra le strisce è applicata una differenza di tensione di 600 V, quindi il passaggio degli ioni produce una cascata nel gas in prossimità delle strisce anodiche, come accade nelle camere a fili.

Le MSGC dell'esperimento HERMES sono composte da due moduli uguali, posti uno sopra e l'altro sotto il fascio, ciascuno dei quali contiene 3 piani (U, X, V) di strisce lunghe 8 cm. Rispetto alle camere a deriva tradizionali questa tecnica garantisce una risoluzione spaziale più elevata (45 μm per piano), ma presenta uno spessore piuttosto notevole (0.012 lunghezze di radiazione) e una dipendenza dall'angolo della traccia incidente. In figura 2.9 è mostrata la capacità di ricostruzione del vertice delle VC, attraverso un istogramma nelle coordinate trasverse del punto di raccordo di due tracce. La figura mostra anche che i vertici sono ben separati dalle pareti della cella di accumulazione del bersaglio, rappresentate dall'ellisse.

Camere a deriva
Le camere a deriva FC1, FC2, BC1/2, BC3/4 sono di tipo convenzionale con deriva orizzonatale. Ogni camera contiene tre moduli con i fili orientati nelle direzioni X U V e tre moduli con i fili, X' U' V', sfasati rispetto ai primi di metà della lunghezza di una cella di deriva, in modo da risolvere le ambiguità destra-sinistra. Ciascun modulo è costituito da un piano di fili anodici e catodici alternati, posto tra una coppia di fogli catodici. I fili e i fogli catodici sono a potenziale negativo, mentre i fili anodici sono al potenziale di terra. Le dimensioni delle celle di deriva sono 7 mm per le FC e 15 mm per le BC. Le camere sono riempite con una miscela gassosa non infiammabile di Ar (90%), CO_2 (5%), CF_4 (5%); il tempo massimo di deriva è di 150 ns e la risoluzione di ciascun piano è di 150 μm.

Camere proporzionali
Le camere MC1-3, poste all'interno del magnete, hanno la funzione di risolvere le ambiguità negli eventi con tracce multiple e di rivelare particelle con impulsi relativamente bassi, provenienti dal decadimento della Λ per esempio, che non raggiungono le BC. La scelta delle camere proporzionali è stata imposta dalla necessità di operare in un campo magnetico, sebbene a causa della loro bassa risoluzione (1mm), questi rivelatori non siano di aiuto nella ricostruzione delle singole tracce. Ogni camera è composta da tre sottomoduli, ciascuno dei quali consiste in un piano di fili anodici e due di fili catodici. La miscela di gas utilizzata è analoga a quella delle camere a deriva.

2.3.4 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro di HERMES [48] provvede alle seguenti funzioni:

- fornisce, insieme con l'odoscopio, il primo livello di trigger per i positroni diffusi;
- assicura una separazione dei positroni dagli adroni di alta energia, con

fattore ≥ 10 nel trigger di primo livello e ≥ 100 nell'analisi off-line;

- misura l'energia dei positroni e dei fotoni provenienti dal decadimento di particelle (come π^0 o η) o da processi radiativi.

Il calorimetro, schematizzato in figura 2.10, è costituito da due muri, posti uno nella parte superiore e l'altro nella parte inferiore rispetto al fascio, composti ciascuno di 42×10 contatori di vetro al piombo F101. I contatori hanno la forma di un parallelepipedo di 9×9 cm^2 per 50 cm di lunghezza, corrispondente a circa 18 lunghezze di radiazione. Le due pareti del calorimetro sono disposte ad una distanza dal fascio di 24 cm e sono montate su un supporto mobile, che permette di allontanare le due parti verticalmente, di 50 cm, durante le fasi di iniezione e stabilizzazione del fascio, per evitare i danni provocati dalle alte dosi di radiazione. Misure con fasci di elettroni di 1-30 GeV sono state fatte al CERN e a DESY con una matrice di 3×3 contatori. Ciascun contatore di vetro al piombo è stato calibrato entro $\approx 1\%$ a DESY con un fascio di elettroni di 3 GeV incidente al centro del blocco.

Le prestazioni del calorimetro, sono le seguenti:

Risoluzione in energia:
Gli sciami elettromagnetici rilasciano la loro energia negli otto moduli che circondano il contatore che è stato colpito. L'insieme dei nove contatori costituisce una matrice 3×3 chiamata *cluster*. Anche se la distribuzione di energia sui singoli contatori dipende sensibilmente dal punto in cui il modulo centrale viene colpito e dall'angolo di incidenza, l'energia depositata in un cluster è indipendente da ciò, per un fattore migliore dell'1% [49]. La risoluzione in energia di un *cluster*, in condizioni di regolare funzionamento nello spettrometro di HERMES, è mostrata in figura 2.11 e può essere parametrizzata come:

$$\frac{\sigma(E)}{E}[\%] = \frac{(5.1\pm1.1)\%}{\sqrt{E/GeV}} + (2.0\pm0.5)\% + \frac{(10.0\pm2.0)\%}{E/GeV}. \qquad (2.2)$$

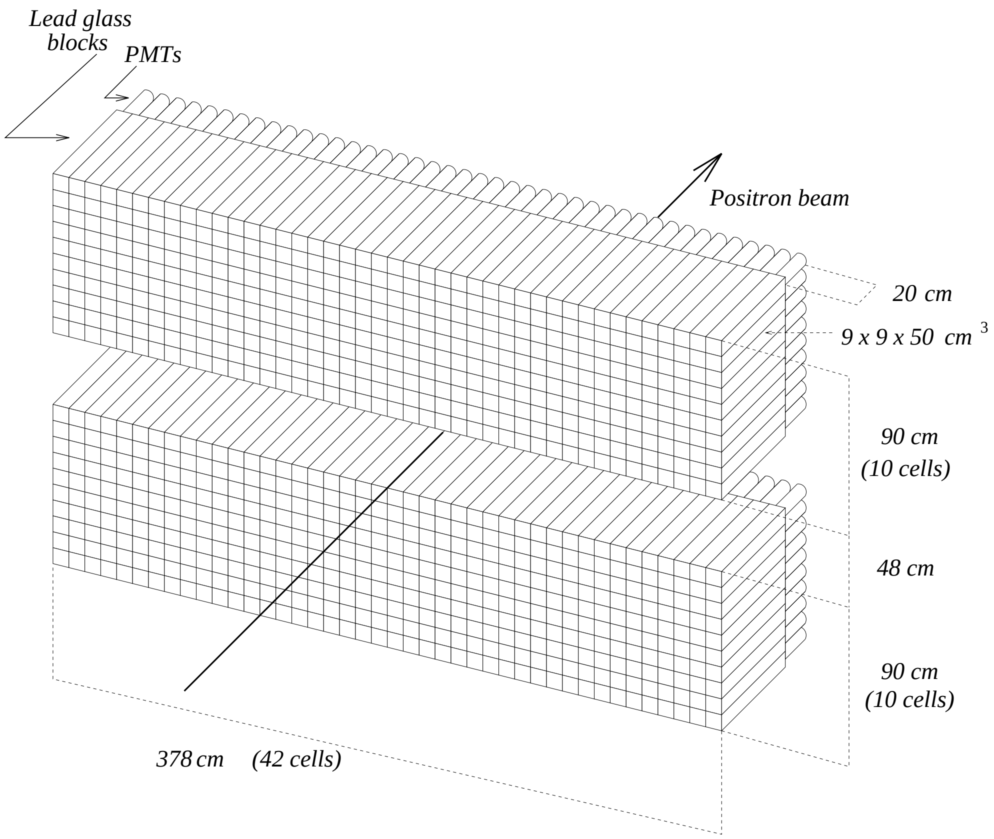

Figura 2.10: Vista isometrica del calorimetro elettromagnetico di HERMES

Il termine E^{-1} è dovuto alla presenza del preshower prima del calorimetro, che migliora la discriminazione tra positroni ed adroni ma peggiora leggermente la risoluzione in energia.

Risoluzione nella posizione:
La segmentazione del calorimetro permette di identificare la posizione del punto di impatto con una risoluzione migliore delle dimensioni dei blocchi. Le coordinate x ed y del punto di incidenza della particella vengono calcolate utilizzando una media pesata con l'energia rilasciata dallo sciame in ciascuna cella:

$$x = \frac{\sum_{i=1}^{9} x_i \sqrt{E_i}}{\sum_{i=1}^{9} \sqrt{E_i}}$$

e

$$y = \frac{\sum_{i=1}^{9} y_i \sqrt{E_i}}{\sum_{i=1}^{9} \sqrt{E_i}},$$

dove x_i ed y_i sono le coordinate del centro dell'i-modulo ed E_i è l'energia depositata. La figura 2.12 mostra la distribuzione (per i positroni DIS) della differenza $\Delta x = x_{calo} - x_{track}$ tra la posizione del punto di incidenza stimata col calorimetro (x_{calo}) e quella estrapolata attraverso la ricostruzione della traccia (x_{track}). Come si vede, la risoluzione del punto di incidenza è:

$$\sigma_x \approx \sigma_y \approx 7mm,$$

ed è sensibilmente migliore delle dimensioni dei singoli contatori.

Trigger:
L'energia dello sciame elettromagnetico, misurata dal calorimetro, è usata per provvedere al primo livello di trigger per definire i positroni diffusi nei processi profondamente anelastici. La soglia di energia minima depositata è stata di 3.5 GeV nel 1995 e nei primi mesi del 1996, e di 1.4 GeV nella seconda metà del 1996 e nel 1997, ed è relativa alla somma dell'energia rilasciata in due colonne adiacenti del calorimetro. Il primo livello di trigger fornisce una soppressione del fondo adronico di circa un ordine di grandezza.

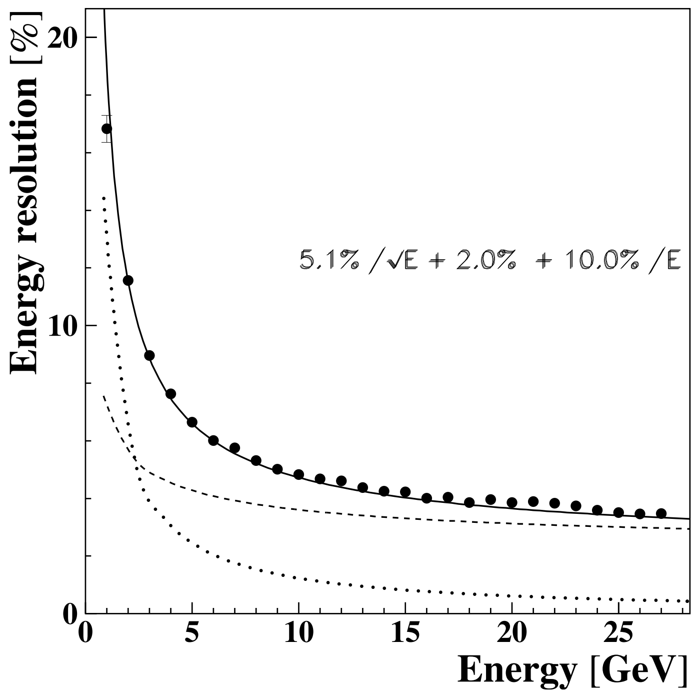

Figura 2.11: Risoluzione in energia del calorimetro; i punti corrispondono ai dati del 1996, la linea continua è la somma dei contributi provenienti dal vetro al piombo (linea tratteggiata) e dal preshower (linea punteggiata).

2.3.5 Gli odoscopi

Gli odoscopi H0, H1 ed H2 sono utilizzati per il trigger e possono essere usati per le misure del tempo di volo. L'odoscopio H2 che è istallato di fronte ad entrambe le pareti di vetro al piombo del calorimetro è in realtà un contatore preshower. Consiste di una lastra di 11 mm di piombo seguita da un odoscopio di contatori a scintillazione. L'odoscopio è costituito da 42 lastre di scintillatori plastici (*paddles*) di dimensioni $9.3 \times 91 \times 1$ cm^3 in corrispondenza ciascuno con una colonna di blocchi di vetro al piombo del calorimetro. Il preshower ed il calorimetro possono quindi essere considerati come un unico calorimetro elettromagnetico con una segmentazione longitudinale.

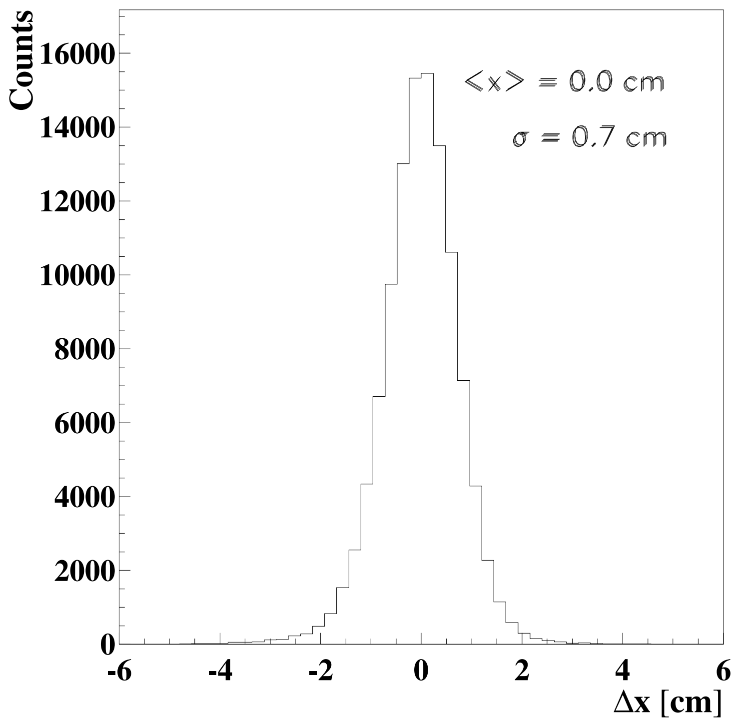

Figura 2.12: Distribuzione della differenza $\Delta x = x_{calo} - x_{track}$ fra la posizione del punto di incidenza misurata dal calorimetro e quella determinata dallo spettrometro.

L'utilizzo di un preshower permette di ottimizzare la separazione tra positroni ed adroni. L'identificazione dei positroni rispetto agli adroni sfrutta infatti le differenze nello sviluppo dello sciame elettromagnetico rispetto a quello adronico. In figura 2.13 è mostrata schematicamente la topologia degli sciami elettromagnetici ed adronici nel calorimetro di HERMES. Uno sciame elettromagnetico inizia praticamente appena il positrone entra nel calorimetro, è in gran parte contenuto in un contatore di vetro al piombo ed è completamente contenuto in un *cluster* di 3×3 blocchi. Solo una piccola frazione dell'energia dello sciame esce dalla parte posteriore del calorimetro. Uno sciame adronico inizia invece nella seconda metà del calorimetro, ha una apertura laterale che supera le dimensioni di una matrice di 3×3 contatori, ed esce dalla parte

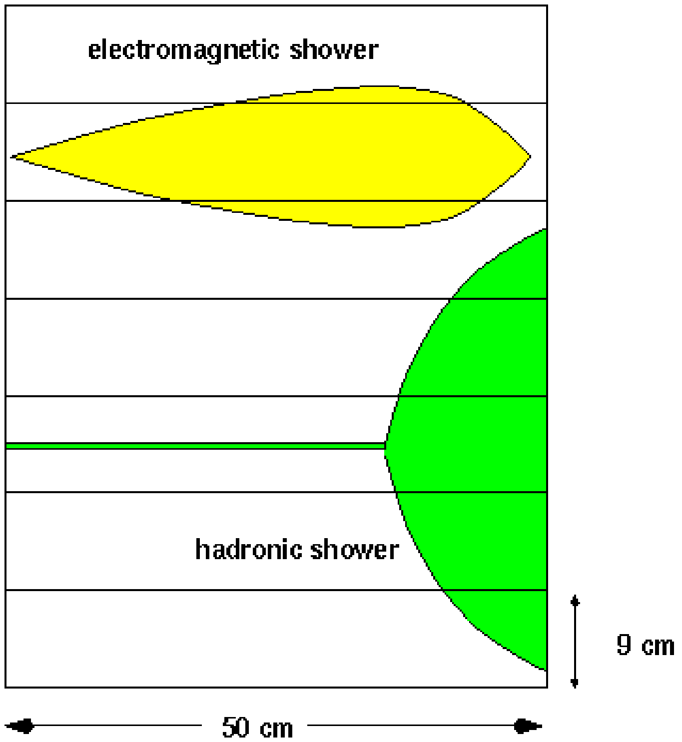

Figura 2.13: Vista schematica della topologia degli sciami elettromagnetici ed adronici nel calorimetro di HERMES.

posteriore senza aver depositato tutta l'energia.

Il sistema preshower+calorimetro è in grado di contenere completamente uno sciame elettromagnetico mentre rappresenta solo il 6.4% della lunghezza di interazione nucleare λ che caratterizza gli sciami adronici [2]. In questo modo il rapporto tra l'energia rilasciata in un *cluster* del calorimetro e l'impulso della particella misurato dallo spettrometro è un valido parametro per l'identificazione dei positroni. Questo rapporto (E/p) è tipicamente 1 per i positroni ed è < 1 per gli adroni.

[2] La lunghezza di interazione inelastica nucleare è il parametro analogo, per gli sciami adronici, della lunghezza di radiazione per gli sciami elettromagnetici.

2.3.6 Il rivelatore a radiazione di transizione (TRD)

Una particella carica altamente relativistica, che passa da un materiale ad un altro con differenti costanti dielettriche (ϵ_1, ϵ_2), emette radiazione di transizione. Una analogia intuitiva per comprendere il carattere della radiazione di transizione è l'irraggiamento. Nel caso della *bremsstrahlung* la particella emette radiazione a causa del suo rapido cambiamento di velocità in un mezzo con costante dielettrica ϵ, mentre la radiazione di transizione è emessa da una particella che attraversa, con velocità costante, un mezzo con un brusco cambiamento della costante dielettrica. Nel caso di una particella relativistica la radiazione di transizione è emessa in avanti, come nell'irraggiamento, e l'angolo di emissione rispetto alla direzione del moto della particella è proporzionale ad $1/\gamma$. La radiazione di transizione da particelle ultra-relativistiche ($\gamma > 1000$) è nell'intervallo dei raggi X, (da 2 a 15 KeV) e ciò la rende utile per applicazioni di fisica delle particelle.

Il rivelatore a radiazione di transizione (TRD) di HERMES permette di migliorare la separazione tra positroni ed adroni, sfruttando il fatto che per il fondo adronico si ha $\gamma < 250$ mentre per i positroni con energia superiore alla soglia di 3.5 GeV vale $\gamma > 7000$.

Il TRD è costituito da 6 moduli consecutivi, ciascuno dei quali contiene un radiatore seguito da una camera proporzionale per la rivelazione dei raggi X. Il radiatore è una matrice, spessa 6.5 cm, di fibre di propilene di $17 \div 20$ μm di diametro, orientate in modo casuale, mentre il rivelatore è una camera planare a fili contenente un gas ad alto Z (Xenon) par un assorbimento efficiente dei raggi X. L'assorbimento dei raggi X produce nel gas la formazione di agglomerati (cluster) di elettroni; grandi segnali sono indice di radiazione di transizione e quindi di positroni relativistici. La combinazione dei 6 moduli accresce il rapporto di reiezione positroni-pioni di un fattore 100:1 a 5 GeV.

2.3.7 Il rivelatore a soglia Čerenkov

Una particella carica emette luce Čerenkov se la sua velocità è più grande della velocità locale di fase della luce. Se una particella carica attraversa un mezzo con velocità v e percorre una distanza di $vt = \beta ct$, il fronte d'onda durante lo stesso tempo si muove di ct/n, dove n è l'indice di rifrazione. La luce Čerenkov emessa forma un angolo:

$$cos\theta_c = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n} \ , \tag{2.3}$$

ed alla velocità di soglia $v_s = c/n$, il beta e gamma β_s e γ_s, sono:

$$\beta_s = \frac{1}{n} \quad e \quad \gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_s^2}} \ . \tag{2.4}$$

L'impulso di soglia per una specifica particella di massa m è dato allora dall'espressione:

$$p_s = \beta_s \gamma_s mc \ . \tag{2.5}$$

La funzione del rivelatore Čerenkov di HERMES è di provvedere alla separazione dei pioni dai kaoni e protoni. Il radiatore utilizzato è una miscela di gas a pressione atmosferica composto da azoto e perfluorurobutano, C_4F_{10}, le cui percentuali possono essere variate per scegliere gli intervalli di impulso in cui i pioni sono distinti senza ambiguità dagli altri adroni. Durante il primo anno di presa dati (1995), il radiatore è stato azoto puro, che ha determinato le soglie di impulso per pioni, kaoni e protoni rispettivamente a 5.6, 19.8 e 37.6 GeV. Nel 1996-97 è stata invece usata una miscela di 70% azoto e 30% perfluorurobutano, con le corrispondenti soglie di impulso a 3.8, 13.6 e 25.8 GeV.

Il rivelatore è costituito da due blocchi uguali, posti l'uno sopra e l'altro sotto il fascio. La radiazione Čerenkov viene riflessa da un sistema di 2×20 specchi di dimensioni $31 \times 20\ cm^2$ e quindi raccolta da fotomoltiplicatori di 5" di diametro, posti fuori della regione del fascio. Il radiatore è lungo circa 1 m e lo spessore è di 0.035 lunghezze di radiazione.

2.3.8 Il monitor di luminosità

Per misurare la luminosità del fascio di positroni viene utilizzato un monitor di luminosità, basato sulla rivelazione della diffusione Bhabha sugli elettroni degli atomi che costituiscono il bersagio. Il monitor di luminosità è costituito da due piccoli calorimetri in coincidenza (posti a sinistra ed a destra del fascio, subito dopo il calorimetro elettromagnetico). Ogni calorimetro è formato da 12 cristalli di ($NaBi(WO_4)_2$) di dimensioni $22 \times 22 \times 200\ mm^3$ (19.4 lunghezze di radiazione nella direzione longitudinale), altamente resistenti alle radiazioni.

2.3.9 Il sistema di controllo del guadagno (GMS)

Per il controllo del guadagno dei vari fotomoltiplicatori viene usato un sistema GMS (Gain Monitoring System) costituito da un laser che, attraverso fibre ottiche, invia impulsi luminosi con lunghezza d'onda di 500 nm e differenti intensità ai fotomoltiplicatori del calorimetro, degli odoscopi, del monitor di luminosità e ad un fotodiodo di riferimento. Le diverse intensità degli impulsi di calibrazione vengono ottenute tramite la rotazione di un disco con vari filtri di attenuazione. La luce viene quindi divisa in più parti ed inviata, mediante fibre ottiche, ai segnali dei fotomoltiplicatori. I segnali da questi forniti sono confrontati con quelli del fotodiodo di riferimento.

2.4 Il piano cinematico di HERMES

Con un'energia dei positroni incidenti di 27.5 GeV, ed un angolo di diffusione compreso tra 40 e 220 $mrad$, la regione cinematica accessibile è quella riassunta nella tabella seguente:

angolo di diffusione	Q^2	x_{Bj}	W^2
$\theta_{min} = 40\ mrad$	$Q^2_{min} = 0.2\ GeV^2$	$x_{Bj\ min} = 0.01$	$W^2_{max} = 45\ GeV^2$
$\theta_{max} = 220\ mrad$	$Q^2_{max} = 20\ GeV^2$		

Nella fase di analisi viene generalmente selezionata la regione cinematica definita dalle due seguenti condizioni:

- quadri-impulsi trasferiti Q^2 superiori ad 1 GeV^2, per permettere l' interpretazione dei dati nell'ambito del modello a partoni,
- massa dello stato adronico finale W^2 superiore a 4 GeV^2, per evitare la contaminazione dei dati dalla regione delle risonanze.

La figura 2.14 mostra il piano cinematico DIS a 27.5 GeV. Sono tracciate linee a Q^2, W^2, y, x, θ costanti.

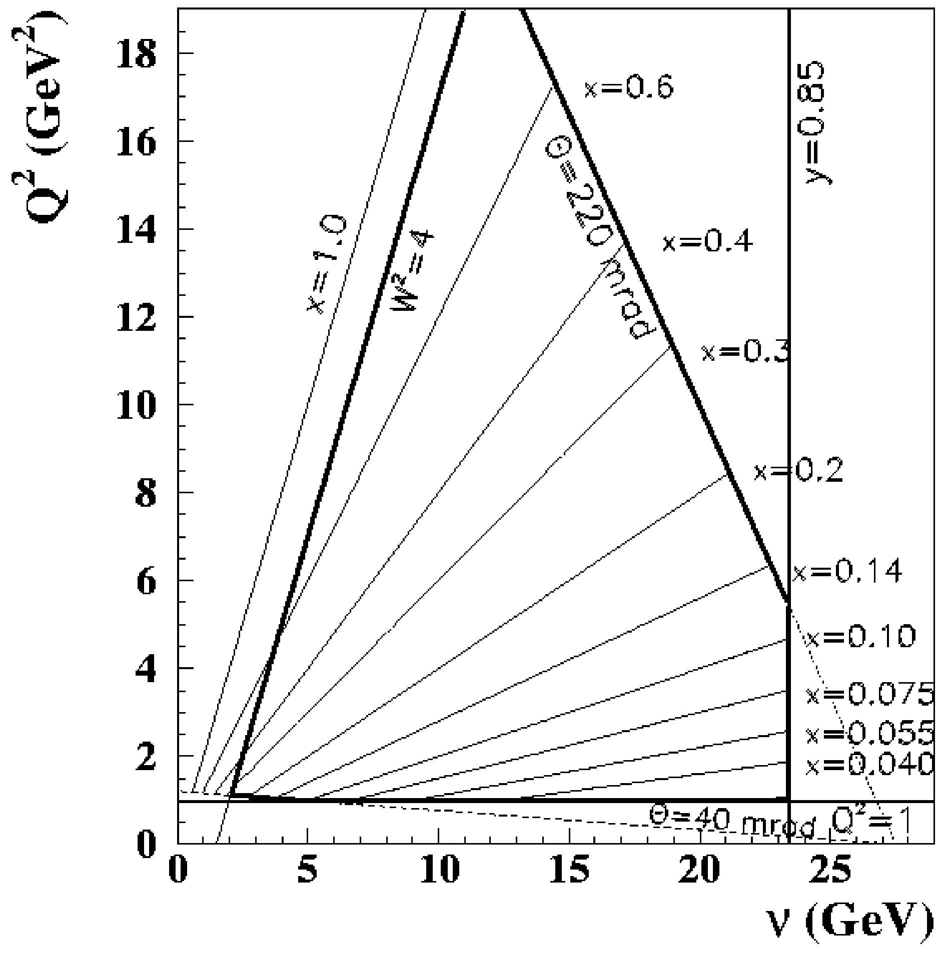

Figura 2.14: Il piano cinematico dell'esperimento HERMES.

Capitolo 3

Analisi dei dati

In questo capitolo presentiamo la procedura di analisi dei dati che abbiamo utilizzato per determinare le sezioni d'urto relative di produzione di π^0, $\pi^\pm$, η. La sequenza dei paragrafi rispetta l'ordine con cui i dati vengono trattati, dalla loro registrazione e struttura, alla selezione di qualità (Data Quality), all'identificazione delle tracce (PID). Le sezioni successive riguardano il Monte Carlo e le correzioni di efficienza, accettanza e *smearing*, poi l'analisi delle correzioni radiative ed infine una valutazione dell'errore sistematico.

3.1 Trattamento dei dati *on-line* ad HERMES

La risposta dell'apparato sperimentale di HERMES è un insieme di informazioni, composte da segnali provenienti dai vari rivelatori, associate ad un segnale di trigger che definisce un "evento"[1]. Oltre a questo c'è un insieme di parametri di controllo come la temperatura del bersaglio, la luminosità, la polarizzazione, che sono registrati ogni 10 secondi. Una volta che i dati sono stati registrati vengono processati da una catena di diversi programmi, come mostrato in figura 3.1.

I segnali dei rivelatori sono convertiti da HDC, il decodificatore di HERMES,

[1] Un evento secondo il segnale di trigger non coincide necessariamente con un reale evento DIS, per esempio se il trigger è stato attivato da un segnale del fondo. Questo deve essere controllato nell'analisi off-line.

in informazioni fisiche. Così i fili delle camere di traccia che sono stati coinvolti, vengono letti come percorsi nello spazio, i segnali degli odoscopi come energia depositata ecc. Il programma di ricostruzione di HERMES (HRC) trasforma poi le traiettorie nello spazio in tracce di particelle diffuse, usando un algoritmo predefinito [50]. HRC assegna anche l'impulso a ciascuna particella, secondo una tecnica di confronto con una tabella di momenti. I segnali dei rivelatori preposti all'identificazione delle particelle (rivelatori PID), cioè il preshower, il TRD, il Čerenkov ed il calorimetro, vengono raggruppati ed assegnati a ciascuna traccia. Quindi si calcola la probabilità della traccia di essere un positrone o un adrone secondo un metodo di "verosimiglianza" (likelihood): la risposta del rivelatore ad una certa traccia viene confrontata con la distribuzione "parente", ottenuta da una particella nota. Il rapporto delle probabilità che ne risultano è una misura, per la traccia, di essere un positrone o un adrone.

Dopo il calcolo delle efficienze di traccia tramite il programma ACE (Alignment, Calibration, Efficiency), le informazioni di slow-control vengono aggiunte ai dati dell'evento.

3.2 Struttura dei dati

La registrazione dei dati viene fatta in "pacchetti" di eventi (circa 50000), corrispondenti ad una determinata lunghezza nella memoria del sistema di acquisizione, e vengono trasferiti in un file su nastro identificato da un numero progressivo (run). All'interno di un run, tutti gli eventi compresi tra due successive letture dello slow-control definiscono un burst. Il file che contiene ciascun run è chiamato Data Stream Tape (DST), e gli viene attribuito un prefisso, m o μ, che indica il livello di selezione dei dati. I dati contenuti nei μDST possono quindi essere analizzati da un programma basato su HANNA, una libreria di routine in C per l'analisi dei dati ad HERMES, o da HEP, l'HERMES Event Processor.

L'intero trattamento ed analisi dei dati è realizzato utilizzando il formato ADAMO [51], un data-base che organizza le informazioni seguendo un mo-

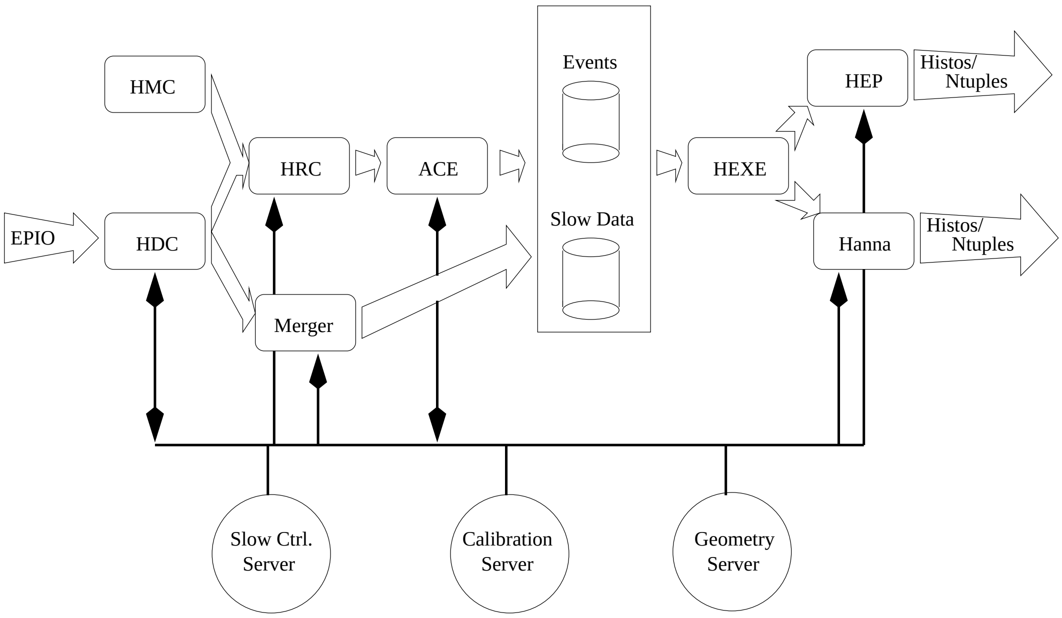

Figura 3.1: Schema dei componenti che prendono parte alla catena di analisi dei dati di HERMES. Il Monte Carlo di HERMES (HMC) ha l'uscita simile a quella di HDC, il decodificatore di HERMES per i dati reali.

dello tipo Entità-Relazioni, cioè registrando sia i dati che le relazioni tra loro. L'accesso al data-base di ADAMO è limitato ad un singolo processo e computer, è stato quindi sviluppato un sistema DAD (Distributed ADAMO Database) per permettere un accesso multiplo da diversi computer anche via TCP/IP (Transmission Control Protocol/Internet Protocol).
Diversi server contengono le informazioni necessarie all'esperimento, come la geometria, le costanti di calibrazione ecc., (vedi figura 3.1). La struttura DAD viene utilizzata anche per il programma che esegue il filtraggio degli eventi, HEXE, e per la produzione del MONTE CARLO, in quanto possiede una potente ed economica gestione del tempo e degli spazi su disco.

3.3 Selezione sulla qualità dei dati

I dati che abbiamo analizzato in questa tesi sono relativi alle acquisizioni fatte nel 1995 su bersagli polarizzati di ^{3}He (prendendo entrambi gli stati di polarizzazione) e 1996, 1997 su bersagli non polarizzati di H. Gli stessi criteri di selezione sono stati applicati ai dati del Monte Carlo, eccetto ovviamente le condizioni di slow-control che non esistono nel caso del Monte Carlo. I programmi di analisi sono identici per entrambi, ma dal Monte Carlo sono accessibili anche le informazioni "vere", cioè quelle del generatore.

Come abbiamo già anticipato i dati sono strutturati in differenti livelli secondo differenti scale di tempo. La scala di tempo più grande è il "fill", che misura il tempo di vita dei pacchetti di positroni nell'anello di accumulazione HERA ($\approx$ 10 h). Un fill è suddiviso in "run", della durata di 10 minuti per gestire meglio i dati [2], che sono quindi trattati come descritto sopra. La scala temporale delle informazioni di slow-control è il "burst" e corrisponde a 1001 eventi (da 8 a 10 secondi). Dopo il data processing, tutti gli eventi di un burst sono registrati in un "record", insieme con le informazioni di slow-control. I criteri di selezione dei dati, sono applicati per ottenere un campione di dati "buoni" e la selezione si sviluppa su tre livelli:

- selezione sui run
- selezione sui burst
- selezione sulle tracce

3.3.1 Selezione sui run

La selezione sui run viene fatta in accordo a criteri generali come la funzionalità del bersaglio e le condizioni di funzionamento dei rivelatori. Il numero di run analizzati è stato: 1457 per il 1995, 4721 per il 1996 e 8453 per il 1997.

[2] Un file di dati contenente un run occupa circa 500Mb.

3.3.2 Selezione sui burst

La selezione sui burst riguarda una serie di problemi come:

- Acquisizione dei dati: vengono eliminati tutti i burst la cui lunghezza non è compresa tra 9 ed 11 secondi, (perché ciò può indicare un possibile problema nella lettura dello slow-control), e tutti quelli in cui il tempo morto del DAQ è troppo lungo

- Luminosità: I valori dati dalla frequenza misurata dal monitor di luminosità, i valori di corrente del fascio e di densità del bersaglio devono essere entro dei limiti prefissati.

- Efficienza dei rivelatori: questi tagli sono in genere applicati separatamente per ciascuna metà (parte alta e bassa) del rivelatore e riguardano le Front e Back Chambers, il calorimetro, gli odoscopi il Čerenkov ed il TRD.

Le percentuali tipiche dei dati che vengono selezionati a livello dei burst sono mostrate nella tabella seguente:

	persi	restanti
Dati μDST	-	100.00%
Contaminazione del gas nel bersaglio	0.17%	
Problemi di efficienza	0.05%	
Il primo burst di ciascun run viene eliminato	1.46%	
Tempo morto del DAQ troppo lungo	9.10%	
Luminosità fuori dai limiti	0.37%	
Fondo di protoni troppo alto	0.84%	
Rivelatore TRD non funzionante	0.06%	
Totale	12.05%	87.95%

3.3.3 Stabilità globale

I periodi in cui le prestazioni del rivelatore non sono costanti vengono rimossi dall'analisi. Per esempio per quanto riguarda i singoli run, si richiede che la frazione di burst buoni sia almeno del 40%. Inoltre vengono eliminati i run in cui la qualità dei burst cambia troppe volte, il rapporto tra burst cattivi e burst buoni per ciascun run non deve superare il 10%.

3.3.4 Selezione sulle tracce

In questa tesi abbiamo studiato le caratteristiche di produzione di $\pi^0, \pi^\pm, \eta$ per eventi DIS, quindi le tracce di cui parliamo sono positroni, tracce adroniche, e fotoni. I tagli sulle tracce, in generale, riguardano l'accettanza geometrica del rivelatore ed eliminano principalmente gli "effetti di bordo". Questi sono, per esempio, processi di diffusione multipla in prossimità dei bordi delle camere di traccia, particelle di fondo, tracce "fantasma" (un fenomeno non fisico prodotto dalla ricostruzione), o tracce che sono troppo vicine al bordo del calorimetro, dove parte dell'energia non viene raccolta. Inoltre viene generalmente posta una soglia minima per l'impulso.

Tagli geometrici: Per le tracce cariche le condizioni sono state:

- $|x|_{calo} < 175\ cm$
- $|y|_{calo} > 30\ cm$
- $|\theta_y| > 40\ mrad$
- $|z|_{vertice} < 20\ cm$ ($< 30\ cm$ per i dati 1995)
- $|r_T|_{vertice} < 0.75\ cm$

Le prime due riguardano le coordinate all'ingresso del calorimetro e sono rispettivamente 14 cm e 6 cm all'interno del bordo fisico del calorimetro. La terza definisce l'angolo di accettanza minima che riguarda tutti i rivelatori:

$$\theta_y = |atan(tan(\theta) \cdot sin(\phi))| \,,$$

Le ultime due sono la coordinata longitudinale del vertice $z_{vertice}$ rispetto al centro del bersaglio, e la distanza trasversale r_T del vertice dall'asse del fascio;

la condizione richiede che esse siano all'interno della zona del bersaglio.

Tagli sulla cinematica dei positroni: La regione cinematica è selezionata in maniera preliminare dalle seguenti condizioni:

- $Q^2 > 1\ GeV^2$
- $W^2 > 4\ GeV^2$
- $y < 0.85$

La prima consente una interpretazione dei risultati nel contesto del modello a quark costituenti, il taglio sull'energia del sistema adronico finale W elimina la regione delle risonanze, mentre l'energia trasferita relativa, $y < 0.85$, esclude la zona cinematica dove le correzioni radiative diventano troppo consistenti. Questi tagli sono stati eventualmente resi più stringenti per la maggior parte dei risultati di questa tesi (Sez. 3.5), mentre per la misura dell'impulso trasverso nella regione di transizione QPM-VMD, il Q^2_{min} è stato abbassato a 0.5 GeV^2.

Pioni e fotoni: Nell'analisi dei pioni la condizione generale che sia $z = E_\pi/\nu > 0.1$, è necessaria per restringere l'analisi alla regione di frammentazione della corrente (vedi Sez. 1.10). Per quanto riguarda i fotoni abbiamo applicato un taglio fiduciale sull'energia minima di ciascun cluster, per eliminare il fondo di bassa energia e ridurre il background sullo spettro di massa, ed abbiamo selezionato solo i fotoni entro la prima e l'ultima riga del bordo del calorimetro:

- $E_\gamma > 1.4\ GeV$
- $33\ cm < |y_\gamma|_{calo} < 105\ cm$.

3.4 Identificazione delle particelle (PID)

Una chiara identificazione del positrone diffuso è cruciale per l'esperimento HERMES, a causa del notevole fondo adronico presente. Inoltre è la separazione di differenti adroni che consente l'analisi semi-inclusiva. Abbiamo già detto che HERMES utilizza quattro rivelatori per il PID: il calorimetro, il preshower, il contatore Čerenkov ed il TRD, insieme naturalmente al magnete per la discriminazione della carica elettrica. In prima approssimazione si possono usare i segnali provenienti dal calorimetro, dal preshower e dal TRD applicando delle soglie che dividono in due lo spettro di risposta: positroni DIS per valori superiori alla soglia ed adroni per valori inferiori. Infatti questi tre rivelatori danno risposte differenti (Sez. 2.3), in termini di energia rilasciata o luce emessa, per i due tipi di tracce. Tale metodo, "hard cuts", è tuttavia piuttosto inefficiente, anche se molto semplice, ed è stato quindi sviluppato il metodo probabilistico che decriveremo di seguito:

3.4.1 Quantità PID

Consideriamo due probabilità:

1. $P(A|X)$: Probabilità che una particella di tipo A determini una risposta X nel rivelatore

2. $P(X|A)$: Probabilità che una risposta misurata X del rivelatore sia stata causata da una particella di tipo A

Queste due probabilità sono collegate in maniera non banale.

Consideriamo, come caso semplice, che ci sia un solo tipo di particella A ed un solo rivelatore. Normalizzando la funzione di risposta del rivelatore ad avere un integrale 1, si ottiene una distribuzione di probabilità $p(X)$. La probabilità $P(A|X) = p(X)$, cioè è data da questa distribuzione, mentre $P(X|A) = 1$ dal momento che c'è solo un tipo di particella.

Assumiano adesso che ci siano diversi tipi di particelle A_i. La probabilità $P(A_i|X)$ è ancora data dalla risposta normalizzata del rivelatore, ma la probabilità di osservare la particella A_i con risposta X diventa: $P(A_i) \cdot P(A_i|X)$, dove $P(A_i)$ è la probabilità che la particella osservata sia di tipo A_i. La probabilità $P(A_i)$ viene indicata, in terminologia di fisica delle particelle, come il

fattore di flusso ϕ^i della particella A_i.
La probabilità $P(X|A_i)$, per varie particelle A_i è data dal teorema di Bayes:

$$P(X|A_i) = \frac{P(A_i) \cdot P(A_i|X)}{\sum_j P(A_j) \cdot P(A_j|X)} \ . \tag{3.1}$$

Per utilizzare un'analisi di tipo probabilistico nell'identificazione delle particelle bisogna prima convertire la risposta di ciascun rivelatore D, ad una particella i, in una probabilità condizionata L^i_D. Questo può essere fatto usando distribuzioni generate dai dati provenienti da fasci di prova, o da campioni di particelle ottenuti con tagli molto restrittivi su un altro dei rivelatori dedicati al PID. Le distribuzioni vengono quindi normalizzate ed usate direttamente o con un fit analitico. In entrambi i casi queste distribuzioni di probabilità condizionata sono indicate come distribuzioni "parente" L^i_D. Il termine "probabilità condizionata" si riferisce al fatto che le distribuzioni parente sono normalizzate ad 1.
Le probabilità relative a diversi rivelatori possono essere combinate in una probabilità complessiva:

$$L^i = \prod_D L^i_D \tag{3.2}$$

A questo punto le probabilità condizionate possono essere trasformate in probabilità vere P^i che la particella sia di tipo i, se tutti i flussi di particelle, in termini dei fattori di flusso ϕ^i, sono noti. Ovviamente questo non si può ricavare dai dati sperimentali finché le particelle non sono state identificate. Il problema si risolve attraverso simulazioni Monte Carlo o con una procedura iterativa: partendo da un flusso iniziale arbitrario ϕ^i_0 si usano i dati sperimentali per identificare le particelle e ricavare ϕ^i_1 dopodiché si ripete la procedura (ricavando ϕ_{n+1} da ϕ_n), fino a quando la distribuzione non converge al valore "vero".

Quando tutti i flussi sono noti, la probabilità P^i è data dal teorma di Bayes (3.1):

$$P^i = \frac{\phi^i L^i}{\sum_j \phi^j L^j}. \tag{3.3}$$

Nel caso semplice di soli due tipi di particelle, positroni ed adroni, la probablilità del positrone è quindi data da:

$$P^e = \frac{L^e}{\Phi L^h + L^e}, \tag{3.4}$$

in cui devono essere note le probabilità condizionate ed il rapporto di flusso $\Phi = \phi^h/\phi^e$.

Dal rapporto tra le probabilità di positroni ed adroni si può definire un parametro di PID prendendone il logaritmo:

$$PID = log_{10}\left(\frac{P^e}{P^h}\right) = log_{10}\left(\frac{L^e}{\Phi L^h}\right) = log_{10}\left(\frac{L^e}{L^h}\right) - log_{10}\Phi \ . \tag{3.5}$$

Il vantaggio di questa quantità è che somiglia intuitivamente alla risposta di un rivelatore. Inoltre $PID = 0$ è semplicemente il valore per cui la particella ha la stessa probabilità di essere un positrone o un adrone e quindi è il valore naturale per la soglia. Se si trascura il rapporto di flusso Φ, la distribuzione PID è traslata di $log_{10}\Phi$. Quindi Φ può essere trascurata se non dipende troppo sensibilmente dall'impulso e dall'angolo di diffusione, che sono in generale le variabili da cui dipendono i vettori di flusso ϕ^i.

Un'altra maniera di esprimere la quantità PID è introducendo un parametro PID per ciascun rivelatore:

$$PID_D = log_{10}\left(\frac{L_D^e}{L_D^h}\right), \tag{3.6}$$

da cui si definisce:

$$PID = \sum_D PID_D - log_{10}\Phi \ . \tag{3.7}$$

3.4.2 Identificazione dei positroni

Vediamo adesso come si applicano queste quantità PID all'identificazione dei positroni nello spettrometro di HERMES. Le risposte del calorimetro, del preshower e del Čerenkov vengono combinate nella variabile detta $PID3$:

$$PID3 = PID_{cal} + PID_{pre} + PID_{cer} = log_{10}\left(\frac{L_{cal}^e L_{pre}^e L_{cer}^e}{L_{cal}^h L_{pre}^h L_{cer}^h}\right). \tag{3.8}$$

$PID3$ non è equivalente alla probabilità P^e poiché non include il rapporto di flusso, ma questo è stato fatto per non influenzare il parametro $PID3$ rispetto a differenti tagli cinematici. Per i dati del 1995 l'identificazione dei positroni va fatta combinando la variabile $PID3$ con il segnale del TRD (che è maggiore per i positroni rispetto agli adroni). Nei run in cui il TRD non ha funzionato correttamente si usa un semplice taglio su $PID3$, mentre quando manca la risposta del Čerenkov si usa una variabile PID2, definita come nell'equazione (3.8), ma utilizzando solo il calorimetro ed il preshower. Le condizioni perché una traccia, con carica positiva e nei tagli geometrici e cinematici richiesti, sia un positrone sono:

- TRD e Čerenkov funzionanti: $PID3 + 0.31 \cdot TRD > 5.48$
- TRD non funzionante: $PID3 > 0$
- Čerenkov non funzionante: $PID2 + 0.51 \cdot TRD > 9.0$

In figura 3.2 è mostrata la separazione dei positroni dagli adroni attraverso l'uso combinato PID3-TRD.

Per i dati del 1996 e 1997 è stata definita una nuova variabilie PID5, applicando il metodo probabilistico anche al TRD: $PID5 = L^e_{TRD}/L^h_{TRD}$. La condizione di selezione è:

- positroni: $PID3 + PID5 > 1$
- adroni: $PID3 + PID5 < -1$

Efficienza e contaminazione

L'efficienza nell'identificazione di positroni è definita dal rapporto tra il numero totale di positroni diffusi ed il numero di quelli effettivamente riconosciuti. Il grado di contaminazione adronica è dato invece dalla percentuale di adroni nel campione di particelle che sono state identificate come positroni. Per quanto riguarda i dati sperimentali 1995, in cui si utilizza la combinazione PID3-TRD, simulazioni Monte Carlo hanno indicato una efficienza superiore al 97%

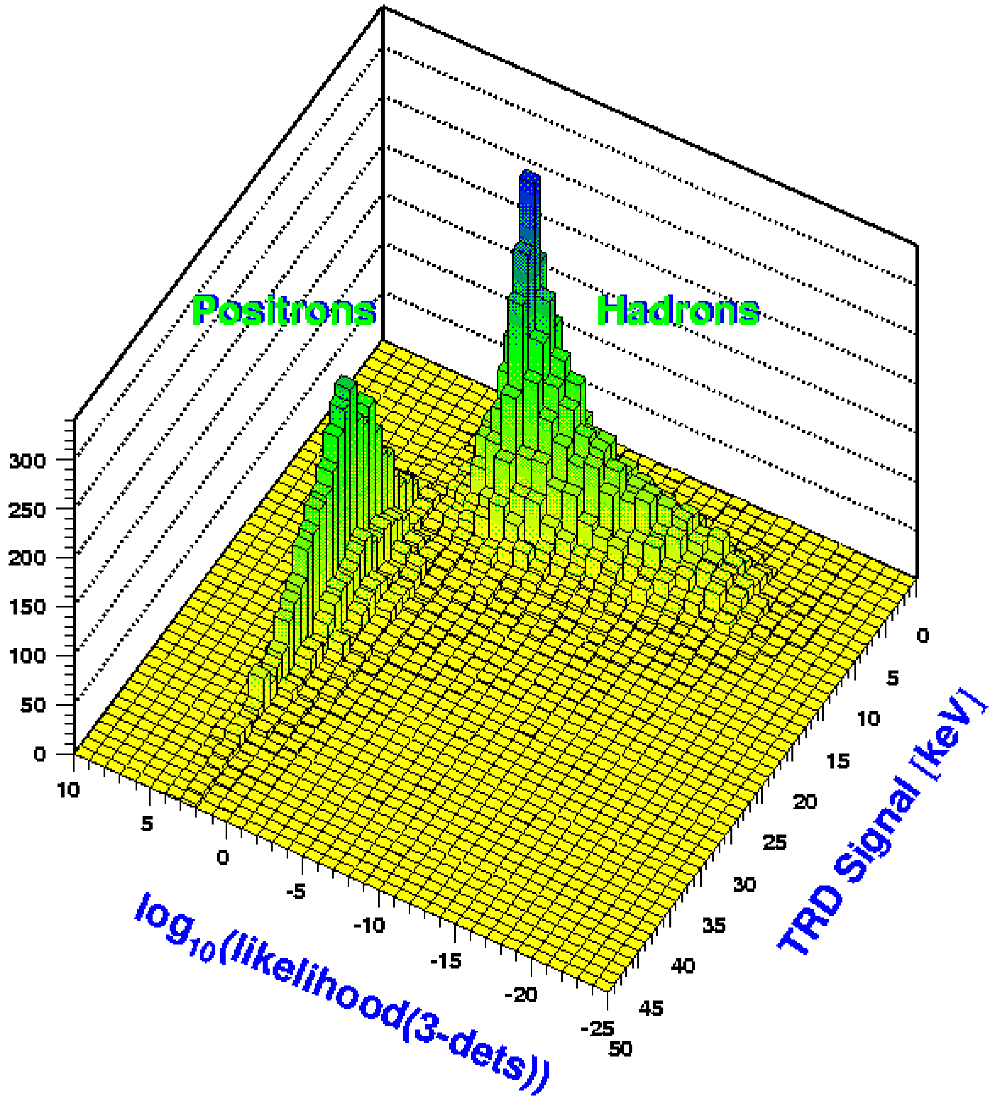

Figura 3.2: Distribuzione delle particelle sul piano TRD vs PID3.

con una contaminazione inferiore all'1% [52] (maggiore ad alti valori di ν, corrispondenti a positroni di bassa energia). L'uso della combinazione PID3-PID5 nei dati 1996 e 1997 ha permesso un'efficienza $\geq 99\%$ con contaminazione $< 1\%$ [52]. Per quanto riguarda la maggior parte dei risultati di questa tesi, abbiamo applicato dei tagli cinematici più restrittivi sull'energia minima del positrone diffuso (vedi Sez. 3.5). La valutazione che abbiamo fatto, tramite Monte Carlo, della contaminazione sul campione di positroni così selezionato ha fornito il valore di $\sim 0.04\%$.

3.4.3 Identificazione di $\pi^{\pm}$

Una volta separate le tracce di positroni da quelle di adroni è il contatore Čerenkov che permette l'identificazione dei $\pi^{\pm}$ rispetto al fondo di kaoni e protoni. Gli impulsi compresi tra la soglia per l'emissione di luce Čerenkov dei pioni (nei dati 1996-1997 è di 3.8 GeV) e la soglia dei K (13.6 GeV), vengono attribuiti a particelle $\pi^{\pm}$.
La figura 3.3 mostra come sono distribuiti gli adroni rivelati dallo spettrometro di HERMES come tracce cariche, in tre diverse regioni di z, secondo una simulazione Monte Carlo. La simulazione riguarda processi DIS di positroni su protoni. È evidente, oltre alla presenza di π, anche una cospicua produzione di protoni e di K. Notare inoltre l'asimmetria di carica, a vantaggio ovviamente degli adroni positivi, che è di circa il 66%.

Nella nostra analisi abbiamo reso più stringente la condizione sulle soglie d'impulso, abbassando il valore superiore ad 8.5 GeV, per ridurre al minimo la contaminazione di K. La selezione di pioni è stata quindi ottenuta sottoponendo tutte le tracce ai seguenti vincoli (dati 1996-97):

- $PID3 + PID5 < -1$ (adroni)
- $4.4\ GeV < Impulso < 8.5\ GeV$
- Segnale Čerenkov > 0.25

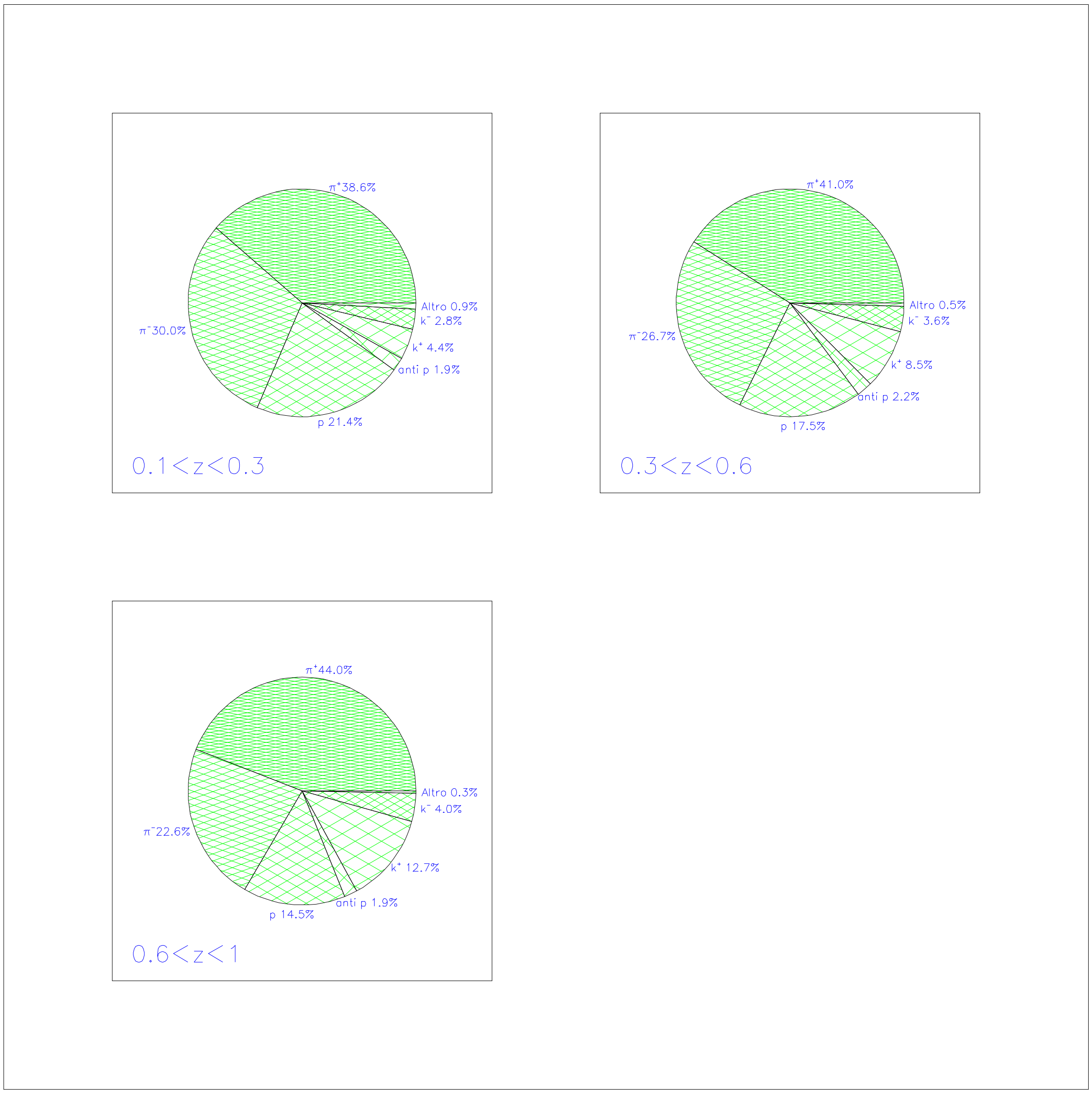

Figura 3.3: Spettro di adroni rivelati come tracce cariche per tre intervalli di $z = E_h/\nu$.

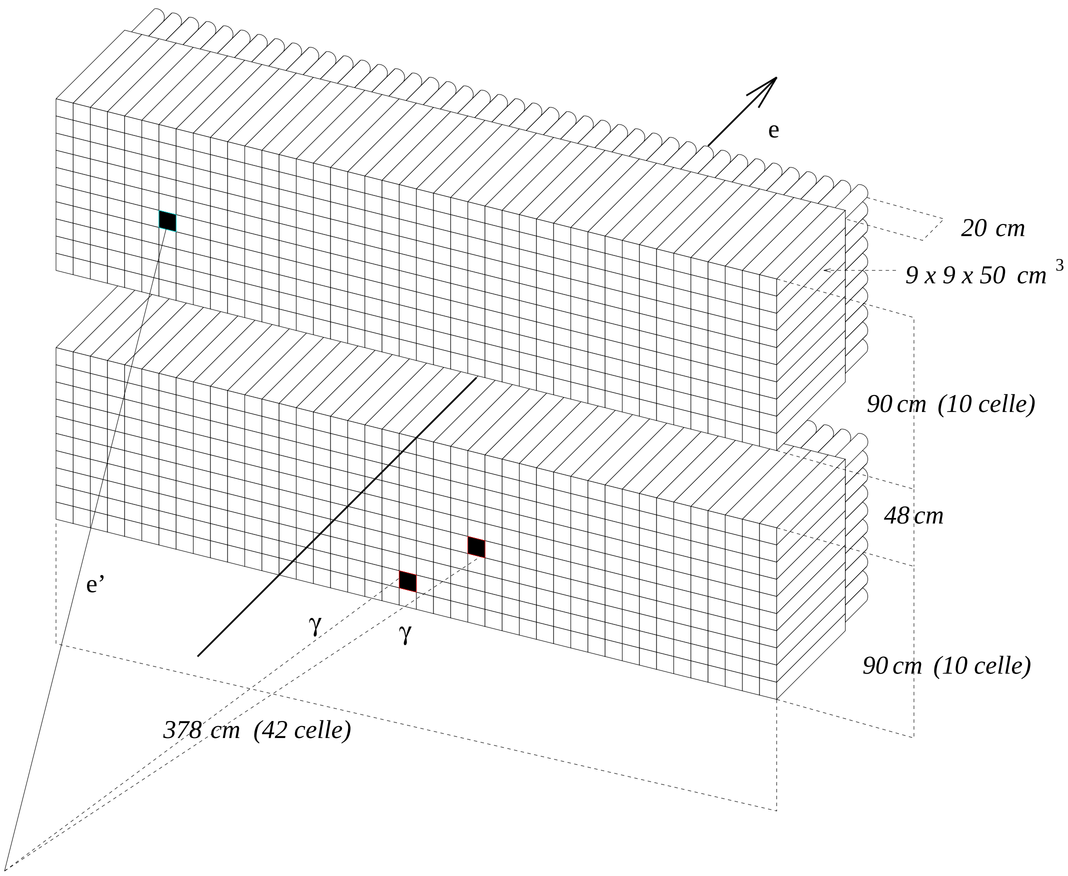

Figura 3.4: Evento DIS con identificazione del positrone diffuso e di due fotoni provenienti dal decadimento di un π^0 o η.

3.4.4 Identificazione di π^0 ed η

L'identificazione dei π^0 ed η è stata fatta utilizzando lo spettro di massa invariante dei fotoni rivelati nel calorimetro elettromagnetico. Infatti il $(98.80\pm0.03)\%$ dei π^0 decade in due fotoni, dopo un tempo di vita di $\sim 8\cdot10^{-17}$ secondi. Per l'η la percentuale del decadimento $\eta\rightarrow 2\gamma$ è del $(39.2\pm0.3)\%$, ma la parte non rivelata è stata considerata nell'efficienza estratta con la simulazione Monte Carlo.

La figura 3.4 mostra un evento di diffusione con rivelazione di due fotoni nel calorimetro provenienti dal decadimento di un π^0 o η. I fotoni sono rivelati come "*clusters*" nel calorimetro (segnali associati ad un gruppo di 3×3 contatori) cui non corrisponde alcun segnale nei rivelatori di taccia. A ciascun fotone vengono attribuite delle coordinate spaziali sulla base di una media, pesata con l'energia, delle coordinate dei nove contatori che costituiscono il cluster. La coordinata longitudinale z è data dalla profondità stimata di penetrazione dello sciame più la distanza del calorimetro dal vertice:

$$x = \frac{\sum_{i=1}^{9} x_i \sqrt{E_i}}{\sum_{i=1}^{9} \sqrt{E_i}},$$

$$y = \frac{\sum_{i=1}^{9} y_i \sqrt{E_i}}{\sum_{i=1}^{9} \sqrt{E_i}}.$$

Il vertice da cui si assume partire i fotoni è quello indicato dalla traccia del positrone uscente. Ciascuna coppia di segnali neutri di energia maggiore di 1.4 GeV, che è il valore imposto come soglia per eliminare il fondo, viene quindi utilizzata per il calcolo della massa invariante della particella corrispondente:

$$M_{\gamma\gamma}^2 = 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - cos\theta_{\gamma_1\gamma_2}). \tag{3.9}$$

Un esempio di come appare lo spettro di massa invariante $M_{\gamma\gamma}$ è mostrato in figura 3.5, in cui si vedono chiaramente due picchi in corrispondenza uno della massa del π^0 ($M_{\pi^0} = 0.135\ MeV$) e l'altro della massa della η ($M_{\eta^0} = 0.547\ MeV$). Il fondo continuo corrisponde a tutte le coppie di fotoni che non provengono dai processi $\pi^0 \to 2\gamma$ o $\eta \to 2\gamma$.

Per sottrarre il fondo di fotoni non correlati, abbiamo eseguito un fit della distribuzione di massa, nelle due regioni contenenti i picchi, utilizzando per ciascuna regione la somma di una gaussiana e di una retta. In questo modo, al segnale contenuto in una finestra di $\pm 3\sigma$ centrata sul picco, viene sottratta l'area al di sotto della retta. Il numero risultante è il conteggio dei π^0 o η identificati. Le figure 3.6 e 3.7 mostrano i picchi di massa invariante di π^0 ed η, con il fit per la sottrazione del fondo. I valori delle masse ricavati sono $(0.135 \pm 0.011)\ GeV$ per il π^0 e $(0.549 \pm 0.030)\ GeV$ per l'η.

La risoluzione del valore M calcolato per la massa invariante può essere

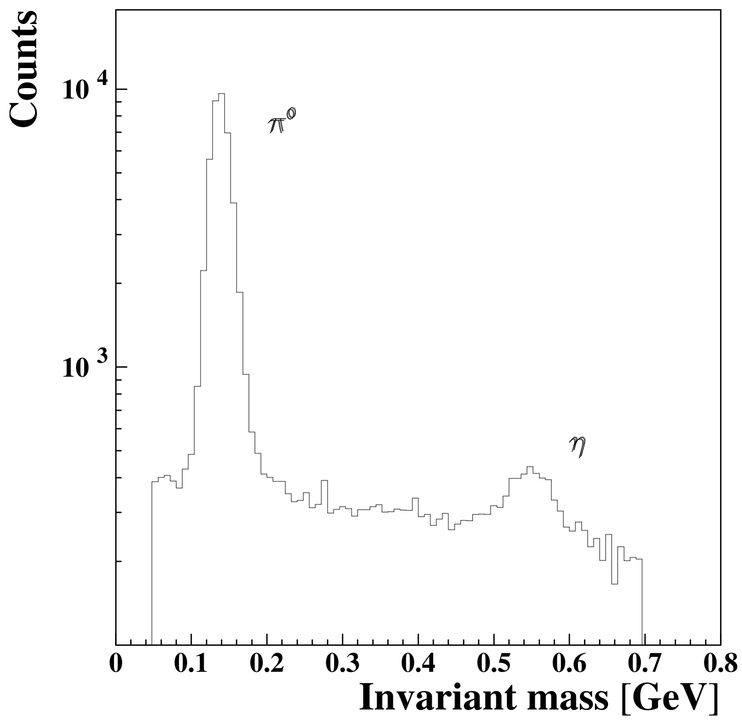

Figura 3.5: Spettro di massa invariante di due fotoni rivelati nel calorimetro elettromagnetico. I due picchi che si vedono corrispondono al decadimento di π^0 ed η.

espressa come segue:

$$\frac{\sigma}{M} = \left[\left(\frac{\sigma_{E_1}}{2E_1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_2}}{2E_2} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_\theta}{2tan(\theta/2)} \right)^2 \right]^{1/2}, \tag{3.10}$$

separando cioè i contributi provenienti dalla risoluzione in energia da quelli dovuti alla risoluzione spaziale. L'andamento della risoluzione con l'energia è stato studiato per il π^0 [48] ed è riportato in figura 3.8. La risoluzione è lentamente variabile, nell'intervallo tra 2 GeV e 10 GeV, ed ha valori di circa il 10%. A basse energie domina il termine dovuto alla risoluzione energetica mentre ad alte energie è il termine che viene dalla risoluzione angolare ad essere più importante.

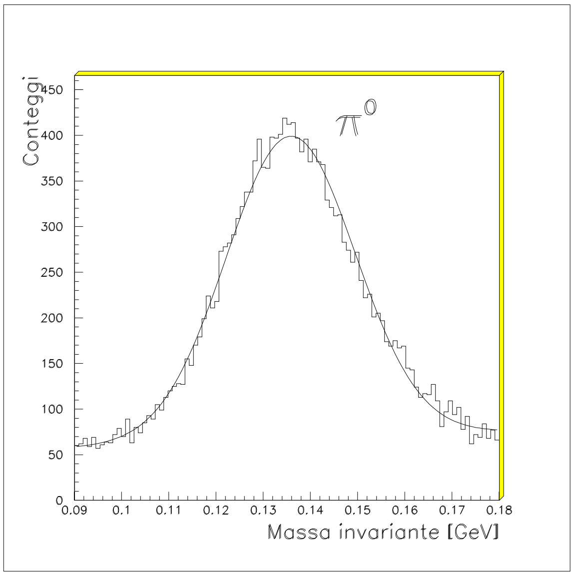

Figura 3.6: Identificazione di π^0 e fit sul picco di massa invariante. La funzione di fit è la somma di una gaussiana più una retta.

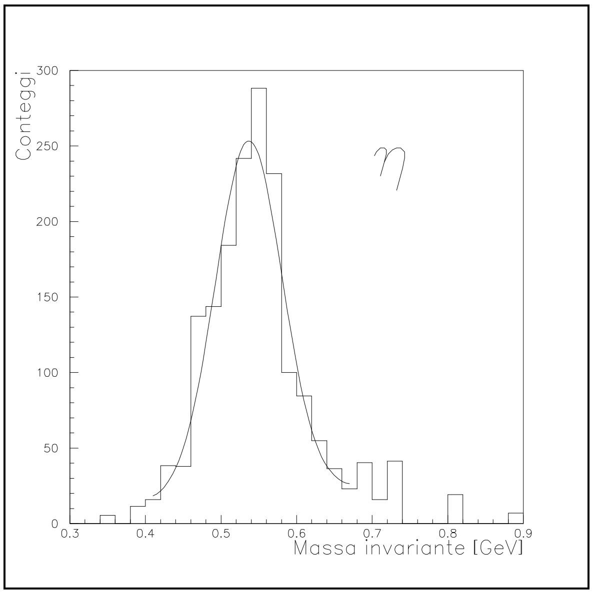

Figura 3.7: Identificazione di η e fit sul picco di massa invariante. La funzione di fit è la somma di una gaussiana più una retta.

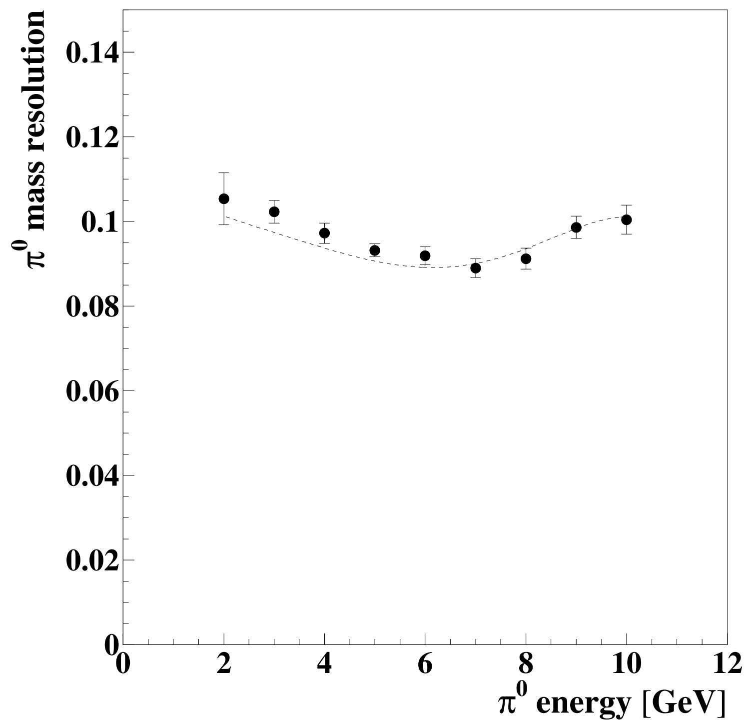

Figura 3.8: Risoluzione della massa invariante del π^0, misurata al variare dell'energia. La linea tratteggiata è il calcolo fatto sulla base delle risoluzioni in energia ed angolo dei singoli fotoni, che costituiscono la coppia $m_{\gamma\gamma}$, nel calorimetro [48].

3.5 Tagli cinematici e statistica dei dati

Quasi tutti i risultati ottenuti in questa tesi sono relativi ad eventi di diffusione profondamente anelastica appartenenti alla regione del piano cinematico delimitata dalle seguenti condizioni:

- $Q^2 > 1\ GeV^2$
- $y < 0.85$
- $10\ GeV^2 < W^2 < 38\ GeV^2$

Abbiamo già discusso come la richiesta $Q^2 > 1\ GeV^2$ permetta una chiara interpretazione nel contesto del modello a quark costituenti, mentre $y < 0.85$ esclude la regione in cui ci sono forti correzioni radiative. Per quanto riguarda W^2, un taglio $W^2 > 4\ GeV^2$ è sufficiente per sopprimere la zona delle risonanze. Noi abbiamo portato la selezione, a livello delle tracce del positrone, a $W^2 > 10\ GeV^2$ per aumentare l'efficienza di rivelazione dello spettrometro e ridurre così l'errore sistematico (vedi Sez.3.6.3 e figura 3.17) e a $W^2 < 38\ GeV^2$ per rendere ottimale l'accordo Monte Carlo-Dati nella simulazione del campione di positroni. Non abbiamo invece imposto restrizioni dirette sulla variabile x_{Bj}, che ha tuttavia un valore minimo ~ 0.02 determinato dal taglio in Q^2 e W^2.
Il numero di $\pi^{\pm}$, π^0 ed η estratti dall'analisi dei dati raccolti negli anni 1995, 1996, 1997 è riassunto in tabella 3.1. I dati di diffusione da bersagli di ^{3}He del 1995 sono stati raccolti su bersagli polarizzati e noi abbiamo analizzato entrambi gli stati di polarizzazione. I dati su H sono stati raccolti su bersagli polarizzati e non polarizzati. Noi abbiamo analizzato i dati non polarizzati e ripetuto la misura di sezione d'urto su dati polarizzati come una delle stime per la valutazione dell'errore sistematico. L'elettroproduzione di $\pi^{\pm}$ ed η è stata studiata in questa tesi solo da bersagli di H.

Anno	Bersaglio	π^+	π^-	π^0	η
1995	^{3}He	–	–	37555	–
1996	H	25414	17016	10772	1300
1997	H	51000	32000	17500	1500

Tabella 3.1: Statistica dei dati analizzati.

3.6 Correzioni Monte Carlo

Gli esperimenti di fisica delle alte energie impiegano dispositivi molto complessi, progettati per ricostruire le tracce di particelle prodotte e diffuse nei vari processi esaminati. I rivelatori hanno fili, strisce o blocchi sensibili con una risoluzione spaziale finita, quindi i parametri delle tracce ricostruite deviano dai parametri originari “veri”. Inoltre le efficienze di rivelazione sono inferiori al 100%, e questo comporta a volte la perdita di particelle. Altre influenze dei rivelatori sugli eventi sono, per esempio, la diffusione multipla, la perdita di energia per irraggiamento e così via. La misura delle quantità come sezioni d'urto o funzioni di frammentazione sarà quindi affetta da questo tipo di processi. Per questo i valori misurati devono essere “corretti” e ciò è possibile solo attraverso una tecnica di simulazione. Un programma Monte Carlo divide la dinamica di un evento di diffusione in vari sottoprocessi, ciascuno dei quali viene simulato in accordo alle distribuzioni, per esempio, di sezione d'urto differenziale, di energia irraggiata, di funzioni di efficienza. L'uscita dei programmi Monte Carlo è quindi costituita da risposte dei rivelatori, nello stesso formato di uscita dei dati sperimentali, e viene ricostruita allo stesso modo. Oltre a questo però il risultato di un Monte Carlo contiene anche le informazioni “vere”, cioè quelle generate, come l'angolo o l'energia del leptone diffuso e che saranno, a causa degli effetti menzionati sopra, diverse dai valori ricostruiti. Allora il rapporto tra le informazioni generate dal Monte Carlo e quelle ricostruite è il fattore che corregge i dati misurati.

In questo paragrafo descriveremo il Monte Carlo di HERMES utilizzato nella nostra analisi e discuteremo le correzioni di efficienza, accettanza e smearing che abbiamo apportato ai risultati.

3.6.1 Il Monte Carlo di HERMES

Il Monte Carlo di HERMES (HMC) [53], che è stato usato per simulare l'esperimento, è basato sul generatore di eventi LEPTO [54] per la simulazione dei processi di diffusione profondamente anelastica. LEPTO utilizza elementi di matrice QCD al primo ordine per il calcolo degli stati partonici dopo che è avvenuta l'interazione col fotone virtuale. La frammentazione ed il decadimento di adroni instabili primari è fatta col codice JETSET [55], basato sul modello a stringhe LUND. Alla fine il pacchetto di simulazione dei rivelatori GEANT [56] processa le tracce secondo un dettagliata modellizzazione

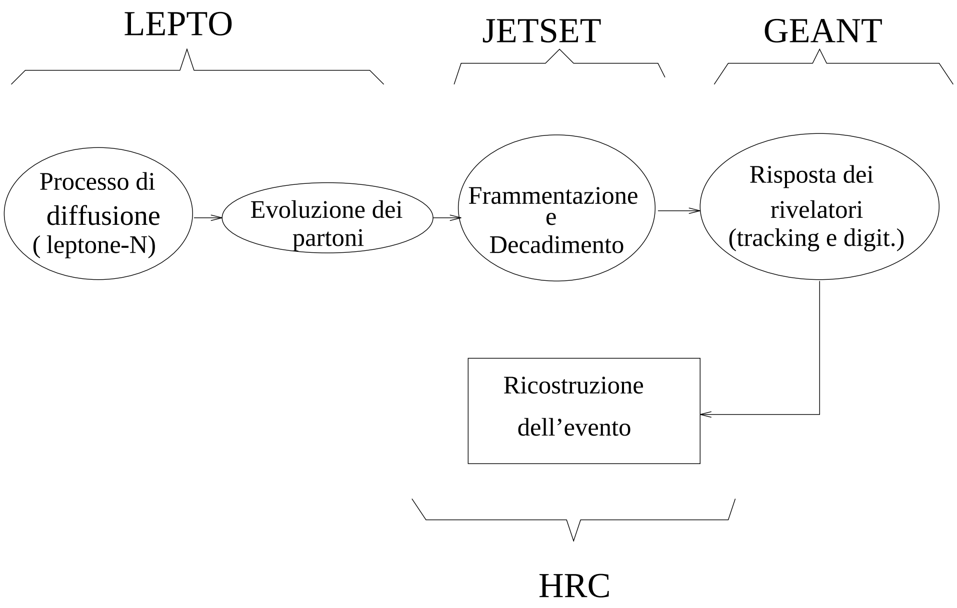

Figura 3.9: Le differenti parti della simulazione di un evento, dalla generazione (LEPTO) alla ricostruzione delle tracce (HRC).

dei rivelatori. La parte finale di questa catena di simulazione è la "digitizzazione", cioè la trasformazione in segnali di risposta delle varie componenti dello spettrometro. In figura 3.9 è tracciato uno schema del Monte Carlo e della ricostruzione degli eventi (HRC) [53]:

Un esempio di un evento di diffusione può essere visto in figura 3.10. Sono ricostruite solo le tracce complete, che passano attraverso l'intero apparato.

3.6.2 Confronto Dati-Monte Carlo degli spettri inclusivi e semi-inclusivi

Per determinare qualunque correzione dei dati attraverso il Monte Carlo è essenziale che la simulazione dell'apparato sperimentale sia quanto più precisa possibile. Per controllare questo abbiamo confrontato le distribuzioni di alcune variabili, inclusive e semi-inclusive, ottenute dai dati reali con quelle fornite dal Monte Carlo.

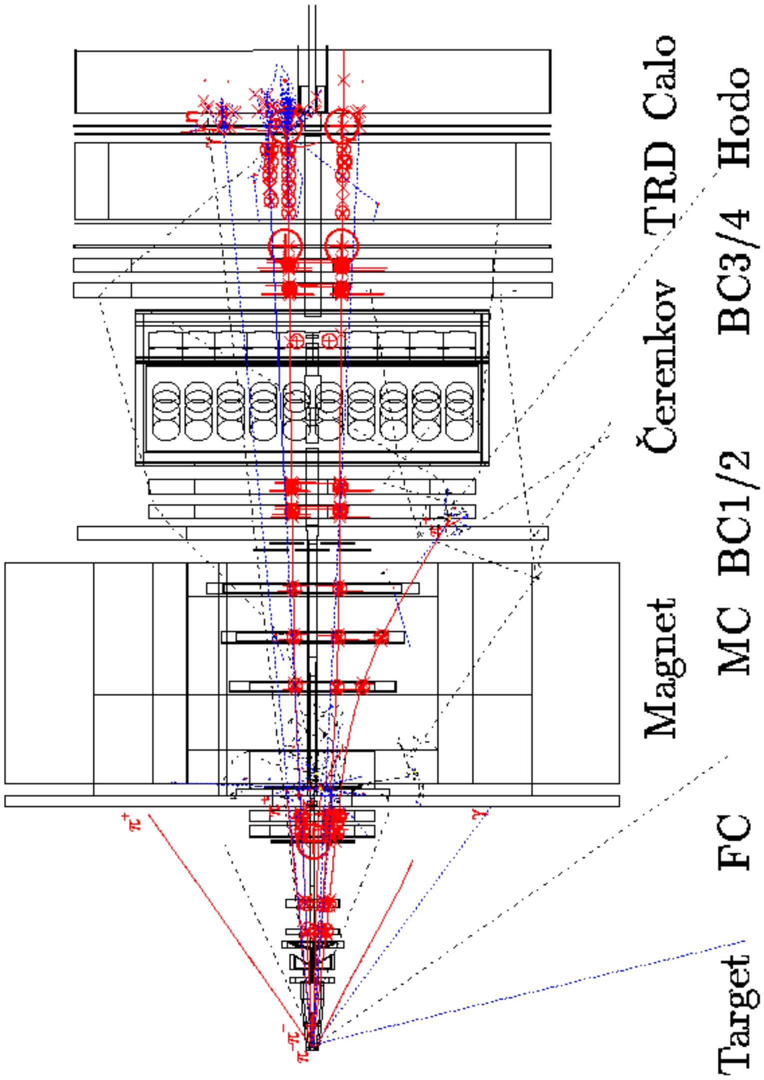

Figura 3.10: Esempio di simulazione di un evento di diffusione, lo spettrometro di HERMES è mostrato dall'alto.

Le figure 3.11, 3.12 e 3.13, mostrano lo spettro di energia e le distribuzioni in x_{Bj} e Q^2 del positrone diffuso. Come si vede, l'accordo è molto buono, la discrepanza che si osserva nella figura 3.11 per l'energia del positrone ad $E < 7\ GeV$, è dovuta ad una contaminazione adronica. È stato mostrato [57] che è possibile effettuare una sottrazione del fondo utilizzando il contributo di elettroni. Infatti, così come c'è una contaminazione di adroni nel numero di positroni DIS identificati, ci sarà un certo numero di adroni che vengono identificati come elettroni con energia ed angolo di diffusione tali da verificare i tagli cinematici DIS. Al numero di positroni DIS si sottrae allora il numero di questi elettroni DIS, moltiplicato però per un fattore pari al rapporto di adroni positivi su negativi per tener conto dell'asimmetria di carica degli adroni.

Noi non abbiamo operato in questa tesi tale sottrazione, che d'altra parte non permette di eliminare gli eventi non buoni, come sarebbe necessario per l'analisi semi-inclusiva, ma solo di stimarne il numero. Il limite superiore in W^2 ($W^2 < 38\ GeV^2$) che abbiamo imposto sul piano cinematico, corrisponde ad $E_{min} \simeq 8\ GeV$ quindi quella zone è esclusa dalla nostra analisi. L'accordo Monte Carlo-Dati è molto buono per la maggior parte dello spettro e per le distribuzioni di x_{Bj} e Q^2 (figg. 3.12 e 3.13), e ciò indica che l'accettanza e la risoluzione dei vari rivelatori è ben simulata.

Per quanto riguarda le distribuzioni di adroni, queste sono più difficili da trattare poiché la frammentazione è descritta da modelli in cui sono coinvolti ed interferiscono diversi processi. In generale è necessario un aggiustamento fine dei parametri nei modelli di frammentazione, dal momento che usualmente i parametri standard sono relativi ai fit su dati ad energie maggiori. La fig. 3.14 mostra la distribuzione di energia dei π^0, qui il confronto Monte Carlo-Dati è buono, mentre nelle figg. 3.15 e 3.16, che rappresentano lo spettro in z rispettivamente dei π^0 e dei $\pi^{\pm}$, si nota una leggera discrepanza. Tuttavia quando si usa il Monte Carlo per la correzione degli effetti del rivelatore sui dati, è rilevante solo il rapporto degli spettri generati e ricostruiti. Facendo tale rapporto, le dipendenze dal modello si cancellano al primo ordine, lasciando solo l'influenza della simulazione dei rivelatori. Effetti al secondo ordine sono stati studiati variando i modelli di frammentazione [57], e le indicazioni sono

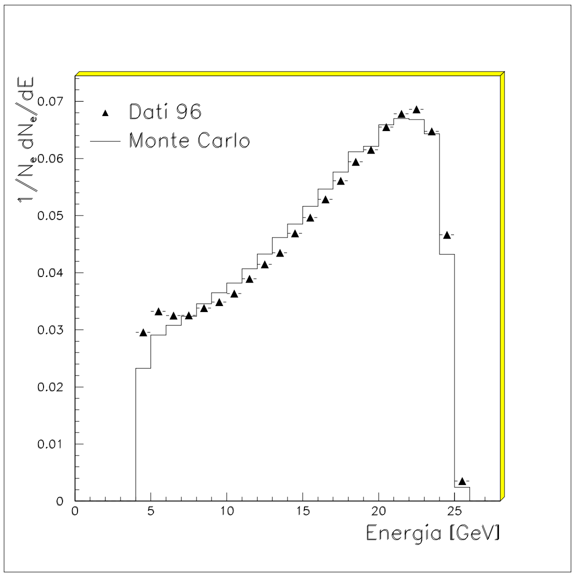

Figura 3.11: Confronto MC-Dati per lo spettro di energia del positrone diffuso e^+.

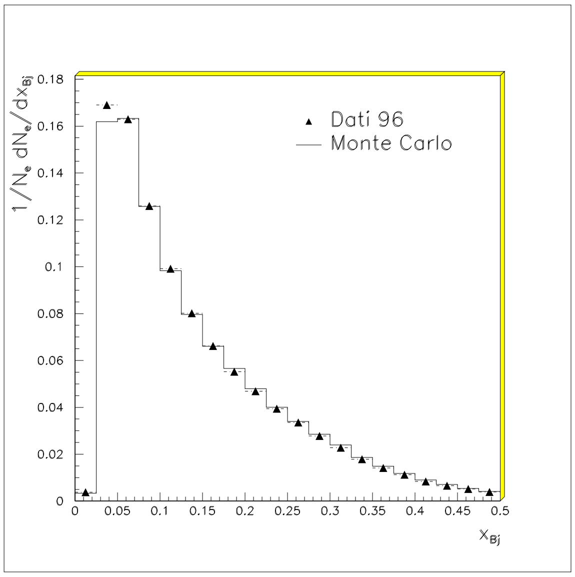

Figura 3.12: Confronto MC-Dati per la distribuzione della variabile x_{Bj} del positrone diffuso e^+.

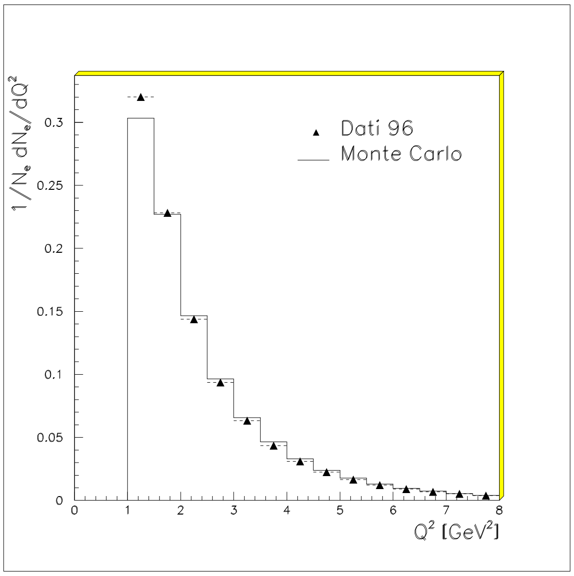

Figura 3.13: Confronto MC-Dati per la distribuzione della variabile Q^2 del positrone diffuso e^+.

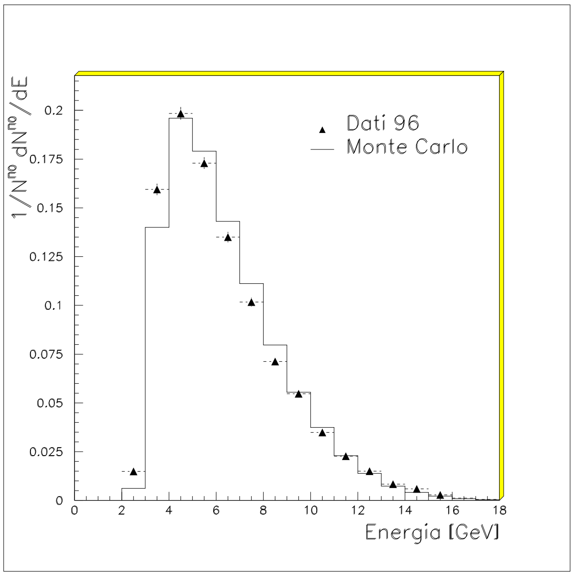

Figura 3.14: Confronto MC-Dati per lo spettro di energia dei π^0.

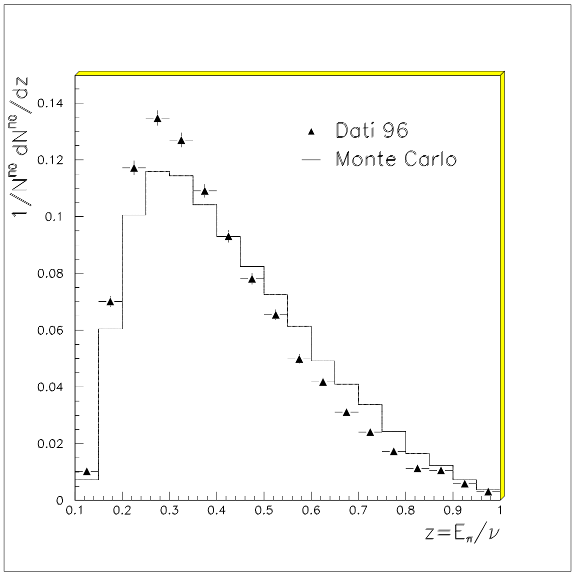

Figura 3.15: Confronto MC-Dati per lo spettro in z dei π^0.

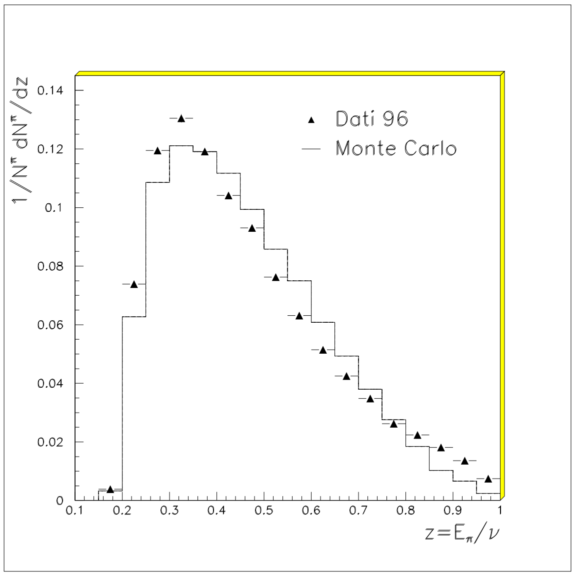

Figura 3.16: Confronto MC-Dati per lo spettro in z dei $\pi^\pm$.

per un impatto sulle misure di sezione d'urto relativa di $\pi^{\pm}$ (con $z > 0.2$) di solo qualche percento.

3.6.3 Correzioni MC alle misure di sezione d'urto

Lo scopo della nostra analisi è di estrarre dai dati la sezione d'urto relativa e normalizzata di produzione di adroni. Il termine "relativa" si riferisce al fatto che gli adroni sono cercati solo in coincidenza con eventi profondamente anelastici, cioè quando il positrone diffuso viene rivelato e verifica le condizioni per la cinematica DIS scelta. Il termine "normalizzata" sta ad indicare che questa sezione d'urto viene divisa per quella inclusiva ed il risultato è adimensionale.

Efficienza ed accettanza angolare

La sezione d'urto di produzione relativa agli eventi DIS è definita, introducendo un fattore di efficienza ε per il conteggio degli adroni, come:

$$\sigma^{\pi} = \frac{N^{\pi}}{\varepsilon(\pi \cap e^{+}) \cdot L}, \tag{3.11}$$

In questa espressione N^{π} è il numero di pioni, L è la luminosità mentre l'argomento di ε, scritto tra parentesi, indica che l'identificazione dei π, e quindi l'efficienza, dipende anche dall'efficienza di rivelare il positrone diffuso e^{+}. In termini di probabilità si tratta dell'intersezione ($\cap$) di due eventi. Poiché la sezione d'urto DIS è data da: $N^{DIS}/(\varepsilon(e^{+}) \cdot L)$, è possibile normalizzare la (3.11) ed ottenere che:

$$\frac{\sigma^{\pi}}{\sigma^{DIS}} = \frac{N^{\pi}\varepsilon(e^{+})}{\varepsilon(\pi \cap e^{+})N^{DIS}}. \tag{3.12}$$

Infine, essendo $\varepsilon(\pi \cap e^{+}) = \varepsilon(\pi|e^{+}) \cdot \varepsilon(e^{+})$, dove $\varepsilon(\pi|e^{+})$ è la probabilità condizionata di rivelare i pioni dopo aver identificato un evento DIS, resta:

$$\frac{\sigma^{\pi}}{\sigma^{DIS}} = \frac{N^{\pi}}{N^{DIS}} \frac{1}{\varepsilon(\pi|e^{+})} . \tag{3.13}$$

Per misurare la sezione d'urto relativa bisogna quindi estrarre dai dati N^{π} ed N^{DIS} e determinare $\varepsilon(\pi|e^{+})$ utilizzando il Monte Carlo. Questa procedura è praticamente indipendente da qualunque effetto di efficienza ed accettanza del positrone, e l'errore sistematico resta legato principalmente ad una buona simulazione dei rivelatori preposti all'identificazione degli adroni. Possibili effetti dovuti ad una disomogeneità del campione di eventi DIS vengono discussi nel paragrafo 3.8, dove trattiamo la valutazione dell'errore sistematico, e sono risultati essere del tutto ininfluenti per il calcolo della sezione d'urto. Il vantaggio di questo metodo, rispetto all'altra possibilità di correggere con il Monte Carlo tutto lo spettro normalizzato: $(1/N_e)/dN^h/dz$, è una minore influenza degli errori sistematici.

Per le sezioni d'urto differenziali in z si procede nello stesso modo, bin per bin, e l'efficienza sarà una funzione di z. I valori di $\varepsilon(\pi|e^+)$ si ottengono dal rapporto, nella simulazione, tra il numero di pioni rivelati dall'apparato sperimentale, in un campione di positroni identificati come nei dati, ed il numero di pioni effettivamente presenti per ciascun evento:

$$\varepsilon(\pi|e^+) = \left(\frac{N^{\pi}_{rec}(z)}{N^{\pi}_{gen}(z)}\right)_{e^+_{rec}} \tag{3.14}$$

Questo fattore corregge la perdita di π per accettanza angolare, efficienza dei rivelatori e tagli fiduciali, come sono per esempio la condizione sull'energia dei fotoni ($E_\gamma > 1.4\ GeV$) per l'identificazione dei π^0, o la condizione sull'energia dei $\pi^\pm$ dovuta all'utilizzo del Čerenkov. Inoltre poiché la variabile z dello spettro generato deve essere calcolata con l'energia "vera" dell'adrone, vengono compensati tutti gli effetti di deformazione della distribuzione energetica dovuti ad irraggiamento, effetti di bordo, cattiva ricostruzione delle tracce ecc.. La deformazione delle distribuzioni, determinata dall'insieme di tali processi, è chiamata "*smearing*".

La figura 3.17 mostra l'efficienza $\varepsilon(\pi|e^+)$ in funzione di z per l' elettroproduzione di π^0. Il calcolo è stato fatto per tre diversi tagli cinematici nella massa dello stato adronico finale W, e si può notare che l'efficienza aumenta all'aumentare del taglio in W^2. La condizione $W^2 > 4\ GeV^2$ è la condizione minima imposta a livello di selezione sulla cinematica (vedi par.3.3.4). Per migliorare l'efficienza abbiamo scelto di applicare il valore intermedio, $W^2 > 10\ GeV^2$, perché ciò contribuisce a ridurre l'errore sistematico. La

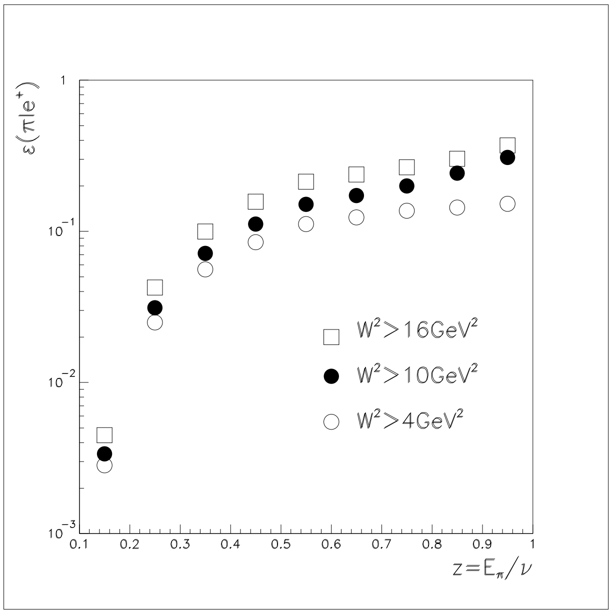

Figura 3.17: Fattore di correzione di efficienza ed accettanza angolare di π^0, per differenti tagli cinematici in W^2.

figura 3.18 mostra invece il fattore di efficienza per π^+ e π^-, separatamente, nella regione con $W^2 > 16\ GeV^2$. I pioni carichi sono identificati con energia compresa tra $4.4\ GeV < E < 13.5\ GeV$, il valore sul primo bin di z non è misurabile a causa del limite inferiore in energia, che esclude un contributo non trascurabile di pioni con energia frazionaria così bassa.

Smearing del positrone

Lo smearing del positrone viene corretto automaticamente se lo spettro in z generato: $N^{\pi}_{gen}(z)$, viene calcolato utilizzando l'energia trasferita ν "vera". Il fattore dato dal rapporto tra lo spettro generato con la ν "vera" e quello con la ν "misurata" può essere usato come fattore correttivo di smearing (SC):

$$SC = \frac{N^{\pi}_{gen}(z_{vera})}{N^{\pi}_{gen}(z)} \tag{3.15}$$

La figura 3.19 riporta il fattore correttivo di smearing del positrone calco-

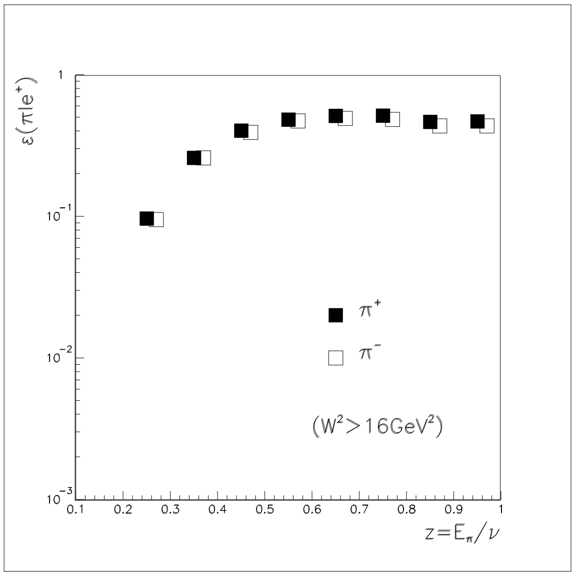

Figura 3.18: Fattore di correzione di efficienza ed accettanza angolare di π^+ e π^-, nella regione cinematica con $W^2 > 16\ GeV^2$.

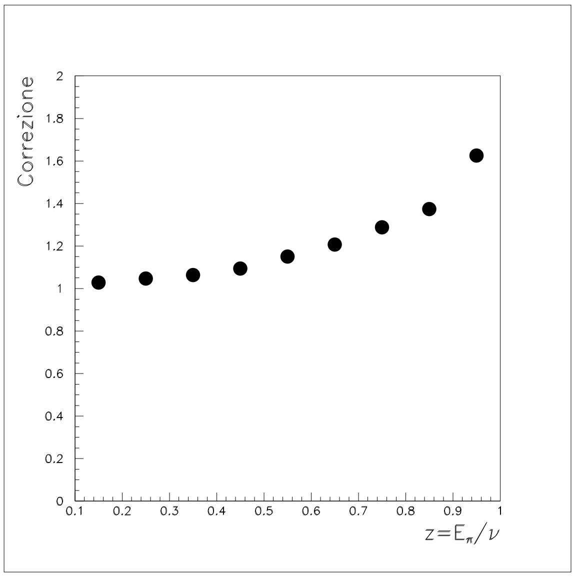

Figura 3.19: Fattore correttivo alla sezione d'urto di π^0 per lo smearing del positrone in funzione di z.

lato per la sezione d'urto di produzione di π^0. Ovviamente questo fattore correttivo può essere inserito direttamente nella $\varepsilon(\pi|e^+)$ (eq. (3.14)) sostituendo $N^{\pi}_{gen}(z)$ con $N^{\pi}_{gen}(z_{vera})$.

3.7 Correzioni radiative

Nei processi di interazione positrone-nucleone, il contributo dominante alla sezione d'urto deriva dallo scambio di un fotone virtuale come rappresentato nel diagramma (a) della figura 3.20. Tuttavia nella sezione d'urto misurabile sperimentalmente intervengono anche altri processi, essenzialmente quelli descritti dai termini QED di ordine successivo in α elettromagnetica. La figura (3.20) riporta i diagrammi di Feynman che riguardano le correzioni radiative (RC) al primo ordine nell'elettrodinamica quantistica: la modifica del vertice con un fotone virtuale (b), la polarizzazione del vuoto attraverso la produzione di una coppia (c), l'emissione di un fotone reale, per Bremsstrahlung, da parte del leptone incidente (d) e del leptone diffuso (e). Il risultato per le correzioni radiative alla sezione d'urto di elettroproduzione adronica è stato calcolato, per esempio, in [58].

L'emissione di fotoni reali è una caratteristica che crea problemi all'identificazione della cinematica del processo anelastico. Questo perché una parte dell'energia può essere portata dal fotone emesso e le variabili misurate direttamente E' e θ (l'energia del leptone diffuso e l'angolo di uscita nel sistema del laboratorio) non sono più sufficienti a ricostruire correttamente l'evento. La cinematica corrispondente al processo "effettivo" (di Born) è:

- $\nu_{vero} = E - E' - E_{Brems} < \nu$
- $Q^2_{vero} \neq Q^2$
- $x^2_{vero} \neq x$

Dal momento che non è possibile identificare con sicurezza nel rivelatore i fotoni emessi per Bremsstrahlung, ed eliminare così dall'analisi gli eventi corrispondenti, è necessario calcolare delle correzioni da apportare all'osservabile che si sta misurando. Negli esperimenti con bersaglio solido, le correzioni radiative devono tener conto degli effetti "interni", cioè quelli che avvengono sul nucleo responsabile della diffusione anelastica, ma anche degli effetti "esterni", in cui l'energia dell'elettrone è modificata dalle interazioni (irraggiamento, ionizzazione) con gli altri atomi del bersaglio prima e dopo l'evento di diffusione. Uno dei vantaggi dei bersagli gassosi è il fatto che la probabilità che l'elettrone interagisca con più di un nucleo è trascurabile, quindi nel calcolo delle correzioni radiative è sufficiente prendere in considerazione gli effetti interni.

3.7.1 Correzioni radiative nei processi semi-inclusivi: il programma SIRAD

Nell'ambito del DIS semi-inclusivo l'emissione di fotoni radiativi da parte del leptone entrante o uscente comporta uno scostamento dell'energia trasferita, misurata con le variabili cinematiche nei rivelatori, da quella relativa all'evento di diffusione, e quindi una deviazione della frazione di energia z dell'adrone. Quest'effetto dev'essere corretto perché deforma la sezione d'urto di elettroproduzione misurata in bin di z. Il programma che abbiamo utilizzato per estrarre le correzioni è SIRAD (*Semi-Inclusive RADiative corrections*) [59]. Questo programma permette di calcolare la deformazione alla sezione d'urto semi-inclusiva di Born, dovuta ai processi schematizzati in figura 3.20, per elettroproduzione di pioni, kaoni, protoni ed antiprotoni, scegliendo contestualmente il bersaglio tra H, D ed ^{3}He. Le correzioni radiative causate dall'emissione di fotoni da parte dello stato adronico finale sono invece, in generale, molto piccole e non sono state applicate in questo lavoro.

In figura 3.21 mostriamo come cambia la sezione d'urto di produzione di π^0 su H a causa dalle correzioni radiative. Il calcolo è stato fatto nella regione cinematica limitata da $Q^2 > 1\ GeV^2$ e con un valore di x_{Bj} medio di 0.1, che sono i valori tipici della nostra analisi. La linea passante per lo zero è la sezione d'urto di Born, mentre i punti in nero sono la deviazione percentuale della sezione d'urto che verrebbe misurata sperimentalmente. In figura 3.21

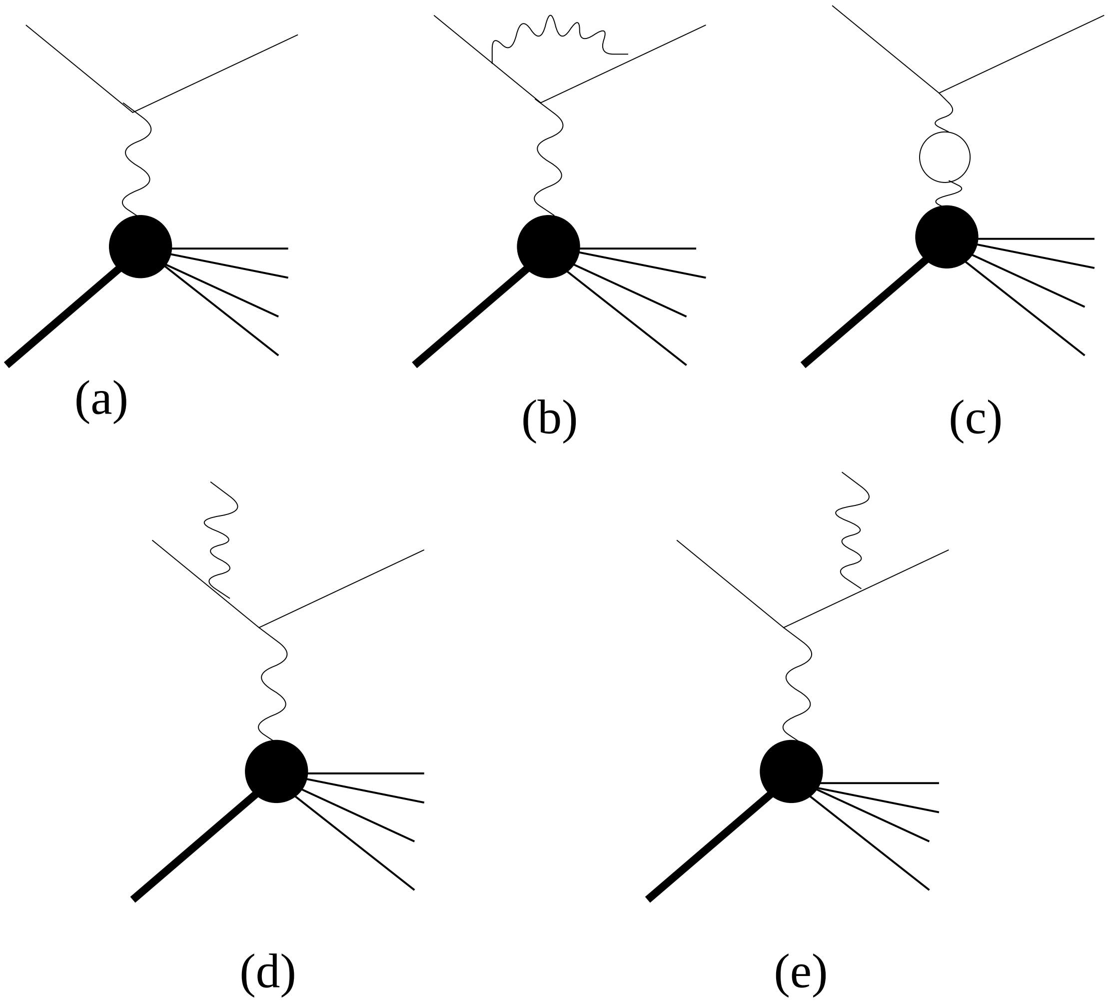

Figura 3.20: Diagrammi al primo ordine in QED che intervengono nel DIS.

(a) si può osservare l'andamento in z della deformazione; essa varia da $\sim 4\%$ a bassi valori dell'energia frazionaria z, fino a $\sim 20\%$ per $z = 0.95$. Le figure 3.21 (b), (c) e (d) mostrano invece le correzioni in diverse zone del piano cinematico. Il comportamento generale è una sovrastima della sezione d'urto per alti y e bassi x ((b) e (d)), dove l'energia del positrone diffuso è piccola e vengono così incluse tracce che hanno subito irraggiamento. Al contrario c' è una sottostima nella regione a bassi y ed alti x, dove gli eventi mancanti sono stati ricostruiti con energia trasferita maggiore. La figura 3.21 (c) indica che tali correzioni sono pressoché costanti al variare di Q^2 tra 2 e 8 GeV^2.

Una volta che è nota la deformazione prevista per la sezione d'urto, la misura sperimentale viene corretta per risalire alla sezione d'urto di Born. Se indichiamo con α la deformazione:

$$\alpha = \frac{\sigma_{sperim} - \sigma_{Born}}{\sigma_{Born}}. \tag{3.16}$$

allora, invertendo la formula avremo:

$$\sigma_{Born} = \frac{\sigma_{sperim}}{1 + \alpha}. \tag{3.17}$$

In tutti i valori di sezione d'urto che presentiamo nel prossimo capitolo sono state incluse le correzioni radiative calcolate secondo questa tecnica. Per quanto riguarda invece le misure di impulso trasverso, le correzioni sono state applicate utilizzando la simulazione dei processi radiativi nel Monte Carlo ed inserendo le variabili cinematiche "originali" nella parte del fattore di efficienza che contiene lo spettro generato.

3.8 Valutazione dell'errore sistematico

Le incertezze di una misura sono di varia origine. A parte gli errori di natura puramente statistica, esistono altre sorgenti che non dipendono dalla statistica ma che influenzano tutti i punti misurati, hanno cioè un carattere sistematico. Questi errori sono per esempio approssimazioni nei calcoli, limiti nelle simulazioni Monte Carlo dei processi o dei rivelatori, errori introdotti dal metodo

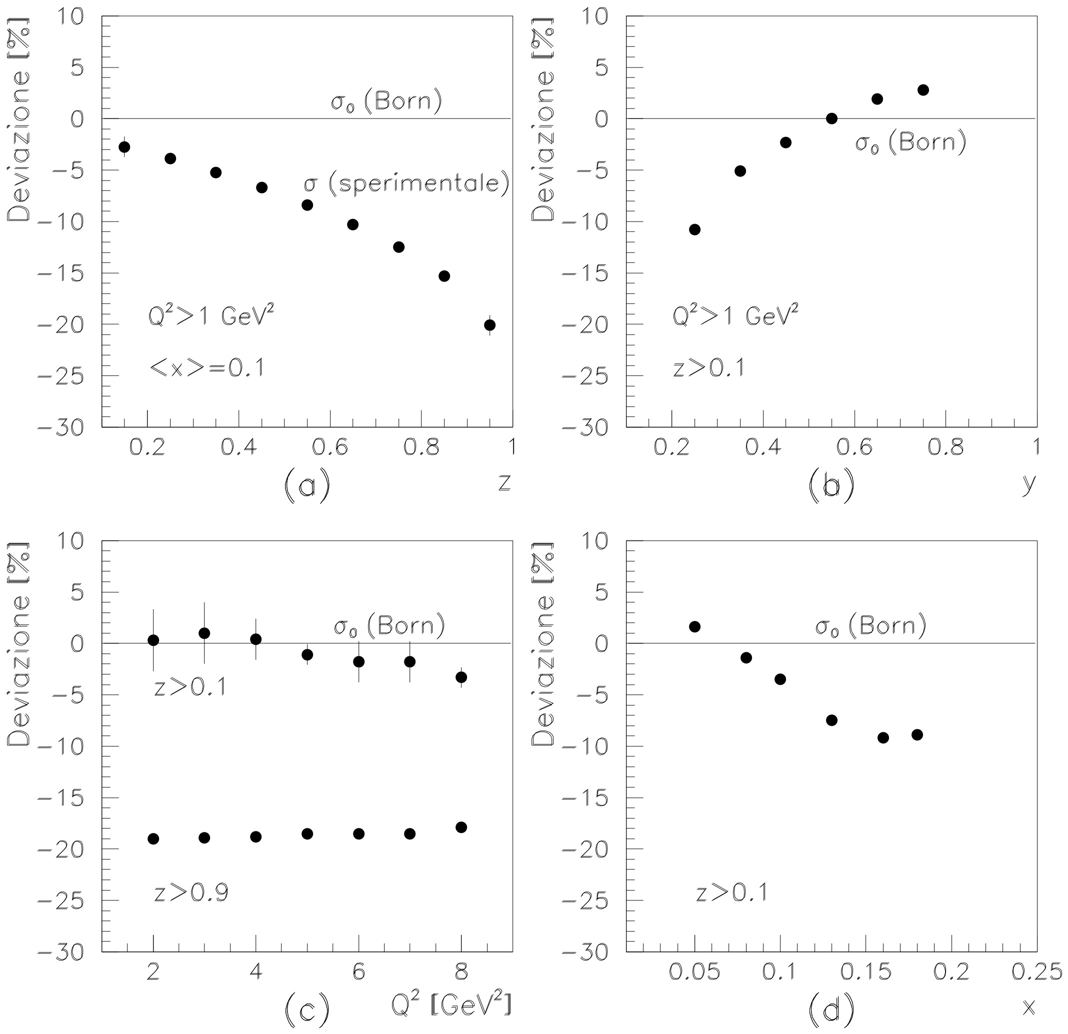

Figura 3.21: Correzioni radiative all'elettroproduzione di π^0 su H calcolate col programma SIRAD. Le correzioni sono mostrate come deformazione della sezione d'urto di Born, in funzione di z (fig. (a)), e per varie zone del piano cinematico attraverso le variabili y, Q^2 ed x (figg. (b), (c) e (d)).

di analisi. Determinare le possibili sorgenti di errore sistematico è importante per avere una stima quantitativa dell'accuratezza dei risultati ottenuti.

Le sorgenti di errore sistematico possono essere separate in gruppi, secondo la parte dell'analisi in cui intervengono:

- Misura:
  - Bersaglio (determinazione del tipo di gas)
  - Positroni DIS identificati
  - Contaminazione nell'identificazione degli adroni (PID)
  - Ricostruzione (effetti di tracking)
- Correzioni Monte Carlo:
  - Bontà del generatore
  - Simulazione dei rivelatori
- Altre correzioni:
  - Sottrazione del fondo
  - Correzioni radiative

Non ci sono, nella nostra analisi, sorgenti di errore dovute al metodo di estrazione delle grandezze. Errori sistematici di questo tipo si presentano quando la misura è indiretta, e vengono utilizzate approssimazioni o assunzioni di varia natura per determinare la grandezza finale. Le misure di molteplicità relativa sono dirette, cioè riguardano direttamente l'osservabile.

Misura:
La massa del bersaglio viene controllata attraverso verifiche incrociate tra le informazioni provenienti dalle valvole di iniezione del gas, le misure di diffusione Bhabha dei positroni sugli elettroni atomici del bersaglio (la frequenza è proporzionale alla carica Z), ed il controllo off-line del numero di positroni DIS e della densità ρ_T (che sono proporzionali al numero di massa A). Un confronto

di queste tre misure è in grado di segnalare possibili contaminazioni durante il cambio dei bersagli. Errori sistematici provenienti da questa sorgente sono stati stimati essere trascurabili [57].

Per quanto riguarda l'identificazione dei positroni DIS, l'insieme dei positroni rivelati attraverso lo spettrometro di HERMES non viene corretto col Monte Carlo. Possibili disomogeneità di tale insieme, rispetto all'insieme totale di positroni diffusi (compresi quelli non rivelati), potrebbero selezionare un campione non rappresentativo di quello reale. Tuttavia la regione cinematica che abbiamo analizzato è limitata dalle condizioni $10\ GeV^2 < W^2 < 38\ GeV^2$, quindi sono escluse le zone di bordo a piccola e grande energia trasferita. In questa regione l'efficienza dei rivelatori non subisce brusche variazioni e la selezione resta pressoché omogenea. Inoltre la sezione d'urto relativa scala al primo ordine con l'energia frazionaria z, per cui piccole variazioni nelle distribuzioni di energia ed angolo non alterano l'osservabile che stiamo considerando. Anche possibili contaminazioni di adroni nell'insieme di positroni DIS possono influenzare il numero N_e che normalizza le sezioni d'urto. Abbiamo effettuato una simulazione Monte Carlo per valutare questo tipo di contaminazione: quest'ultima è risultata pari a $\sim 0.04\%$ con un impatto sulla sezione d'urto relativa $\leq 10^{-4}\%$, quindi assolutamente trascurabile.

Per quanto riguarda il PID degli adroni, problemi di contaminazione sono corretti automaticamente dal Monte Carlo, nei limiti dell'accuratezza della simulazione dei rivelatori, che tuttavia è buona, come abbiamo visto nel paragrafo 3.6.2. Effetti di "tracking", cioè problemi nella ricostruzione delle tracce, sono anch'essi corretti, in generale, dal Monte Carlo. Noi abbiamo valutato un possibile errore sistematico sull'angolo misurato di apertura dei fotoni prodotti dal decadimento delle particelle neutre, derivante dall'incertezza sulla coordinata z di sviluppo dello sciame elettromagnetico nel calorimetro. Questo valore entra nella formula della massa invariante per π^0 ed η (equazione 3.9) ed abbiamo stimato un errore sistematico medio del 2.9%.

Correzioni Monte Carlo:

Nell'applicazione delle correzioni Monte Carlo è rilevante solo il rapporto degli spettri generati e ricostruiti. Facendo tale rapporto, le dipendenze dal modello si cancellano al primo ordine, lasciando solo l'influenza della simulazione dei rivelatori. Effetti al secondo ordine causati dalla scelta di vari modelli di frammentazione sono stati studiati, per esempio, in [57]. I risultati hanno indicato un errore sulle misure di sezione d'urto relativa di $\pi^{\pm}$ del 4%. Solo sul primo bin in z, quello con $0.2 < z < 0.3$, è possibile avere un errore anche del 100%. Questo è dovuto al fatto che la condizione $E > 4.4\ GeV$, che è la soglia Čerenkov per l'identificazione dei π carichi, lascia ai modelli di frammentazione la ricostruzione della parte restante dello spettro. D'altra parte per quanto riguarda i π^0 quest'errore è in larga parte assorbito poiché lo spettro di energia è misurato completamente da 2.8 GeV a 18 GeV.

Come controllo ulteriore sull'affidabilità della simulazione dei rivelatori, abbiamo ripetuto la misura di produzione di π^0 utilizzando solo una delle due metà del calorimetro. Infatti, lo ricordiamo, tutto lo spettrometro di HERMES è essenzialmente costituito da due parti, speculari rispetto al piano orizzontale che contiene la retta del fascio di positroni: la parte superiore è convenzionalmente chiamata Top e quella inferiore Bottom. Utilizzando solo il calorimetro Top (o solo quello Bottom) per rivelare le coppie di fotoni abbiamo ottenuto un errore medio, rispetto all'uso di entrambi, del 2.1%.

Altre correzioni:
Un'altra possibile sorgente di errore sistematico nel numero di π^0 ed η rivelati, risiede nel metodo di fit degli spettri di massa invariante e sottrazione del fondo. Diminuzione di statistica o piccole deformazioni dello spettro, possono rendere poco efficace il fit sul picco di massa invariante. Inoltre differenti scelte possono essere utilizzate per l'intervallo considerato come segnale ($\pm 2\sigma$, $\pm 3\sigma$). Anche questi effetti sono essenzialmente corretti dal fattore di efficienza Monte Carlo, poiché la stessa tecnica è utilizzata anche per il conteggio nella simulazione. L'errore sistematico residuo che abbiamo osservato è dell'1.9%.

Differenti scelte nelle funzioni di frammentazione e densità partoniche utilizzate dal programma SIRAD danno un errore medio nel termine delle correzioni radiative dello 0.6%. Infine è stata ripetuta la misura della sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 utilizzando i dati raccolti nel 1996 con bersagli di H polarizzati. Abbiamo preso entrambi gli stati di polarizzazione e confrontato i risultati con quelli ottenuti da bersagli non polarizzati. Si tratta quindi di una valutazione ottenuta da un set di dati completamente diverso. La differenza è stata di circa il 2%.

In conclusione possiamo stimare per l'errore sistematico complessivo, nella misura della sezione d'urto relativa di pioni neutri, un valore dell'8-9%, compatibile con le aspettative di affidabilità e precisione richieste per la misura effettuata.

Capitolo 4

Risultati di elettroproduzione di π^0, $\pi^\pm$, η

In questo capitolo presentiamo i risultati che abbiamo ottenuto nell'elettroproduzione di mesoni pseudoscalari π^0, $\pi^\pm$, η da bersagli di H ed ^{3}He, analizzando i dati raccolti dall'esperimento HERMES nei primi tre anni di misure. Le procedure di analisi dei dati effettuate e le correzioni apportate sono state già discusse nel capitolo 3, qui forniremo qualche ulteriore chiarimento ove necessario.

Il capitolo è strutturato come segue: la prima parte riguarda i dati di sezioni d'urto, presenteremo la sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 da bersagli di idrogeno, discutendo la violazione di scaling in Q^2 ed x anche attraverso il confronto con altri esperimenti (EMC, SLAC). Quindi mostreremo il confronto tra la produzione di pioni carichi e pioni neutri, a proposito della verifica dell'invarianza di isospin SU(2). Per quanto riguarda l'elettroproduzione di η è stata misurata la sezione d'urto ed è stato ricavato il rapporto di produzione π^0/η. Tale rapporto è un indice della violazione di SU(3) di sapore, a causa dello stretto legame tra i processi di frammentazione ed il modello a quark. La parte riguardante le misure di sezione d'urto si chiude con i risultati di produzione di π^0 da bersagli di ^{3}He e la misura del rapporto di elettroproduzione di π^0 su elio ed idrogeno.

La seconda parte del capitolo è dedicata alle misure dell' impulso trasverso medio di uscita dell'adrone ($< p_t >$). Presenteremo l'andamento di $< p_t >$ al variare di Q^2 per π^0 e $\pi^\pm$. L'analisi è estesa a valori di $Q^2 > 0.5\ GeV^2$ ([1]) per consentire l'osservazione della regione di transizione tra processi di diffusione profondamente anelastica e interazioni di tipo Vector Meson Dominance (vedi sez. 1.8.2).

4.1 Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 su H

Le misure della sezione d'urto semi-inclusiva nella diffusione di positroni sono volte a valutare quantitativamente la produzione di adroni nel processo. Per questo la grandezza misurata è la sezione d'urto di elettroproduzione dell'adrone h, relativa al processo DIS e normalizzata:

$$\frac{1}{N_e^{DIS}} \cdot \frac{\Delta N^h(\alpha, \beta, ..)}{\Delta\alpha\Delta\beta..}. \tag{4.1}$$

In questa espressione N_e^{DIS} è il numero di positroni DIS, N^h è il numero di adroni, mentre le variabili α, β,.. sono l'insieme di variabili da cui dipende la sezione d'urto. Nel seguito useremo indifferentemente le espressioni "sezione d'urto" o "produzione", per indicare la stessa quantità (4.1), anche senza specificare i termini "relativa" e "normalizzata".

Richiamiamo, brevemente, alcune caratteristiche generali dell'elettroproduzione di adroni (cfr. capitolo 1) per facilitare la lettura dei risultati. La variabile principale da cui dipende l'elettroproduzione di adroni è l'energia frazionaria $z = E_h/\nu$, cioè la frazione dell'energia totale trasferita ν. Tecnicamente si dice che l'elettroproduzione "scala" con z. Il modello a quark-partoni (QPM) prevede infatti che la sezione d'urto per la produzione di un adrone h, dalla diffusione di positroni su un bersaglio H, sia espressa dalla formula:

$$\frac{1}{\sigma^{DIS}} \frac{d\sigma^{H,h}}{dz} = \frac{\sum_f e_f^2 q_f^H(x) D_f^h(z)}{\sum_f e_f^2 q_f^H(x)}, \tag{4.2}$$

[1] In questa tesi poniamo sempre c=1.

in cui l'energia E_h dell'adrone è contenuta nelle funzioni di frammentazione $D_f^h(z)$ solo attraverso il rapporto $z = E_h/\nu$. Se l'adrone h è un π^0 l'espressione (4.2) è ottimamente approssimata dalla sola funzione di frammentazione $D_u^{\pi^0}(z)$ (cfr. paragrafo 1.5), cioè:

$$\frac{1}{\sigma^{DIS}}\frac{d\sigma^{H,\pi^0}}{dz} = \frac{\sum_f e_f^2 q_f^H(x) D_f^{\pi^0}(z)}{\sum_f e_f^2 q_f^H(x)} \simeq D_u^{\pi^0}(z). \tag{4.3}$$

L'andamento di $D(z)$ con z è decrescente, all'aumentare di z, in maniera approssimativamente esponenziale. Esso può essere parametrizzato da un'espressione del tipo:

$$D_f^h(z) = N z^\alpha (1-z)^\beta, \tag{4.4}$$

con N, α, β costanti da determinare.

Per quanto riguarda le altre eventuali variabili che caratterizzano l'elettroproduzione di adroni, la formula (4.2) del QPM non prevede alcuna dipendenza da Q^2. Infatti Q^2 non compare singolarmente come variabile nella (4.2), che invece contempla una dipendenza da x, almeno in linea di principio, attraverso le funzioni di densità dei quark $q_f^H(x)$.

Nell'elettroproduzione di π^0 però tale dipendenza è molto piccola, inferiore all'1%. Questo risulta dalla figura 4.1 in cui è riportata la sezione d'urto di produzione di π^0 secondo la formula (4.2) del QPM, al variare di x, tra 0.01 e 0.5, e per diversi valori fissati di z. Il calcolo è stato fatto utilizzando le parametrizzazioni delle funzioni di frammentazione dei π fornite in ref. [8], e le densità di quark ed antiquark u, d, s nel protone date in ref. [9]. La ragione che porta ad una dipendenza così debole da x della sezione d'urto sta nella struttura a prodotto della (4.2) . Le funzioni di frammentazione del π^0 sono uguali per i quark u, d, $\bar{u}$, $\bar{d}$, e possono essere fattorizzate insieme. Restano da parte i quark s ed $\bar{s}$, ed è la variazione del loro contributo, al variare di x, a determinare la dipendenza da x della sezione d'urto nel QPM. Di fatto però il contributo dei quark strani alla eq. (4.2) è minore del 3% (vedi paragrafo 1.4, figura 1.6), e pur considerando la variazione del loro contenuto con x nel protone, il loro contributo resta molto basso. Il risultato finale è una dipendenza da x, della sezione d'urto di elettroproduzione di π^0, calcolata con il QPM, minore dell'1%.

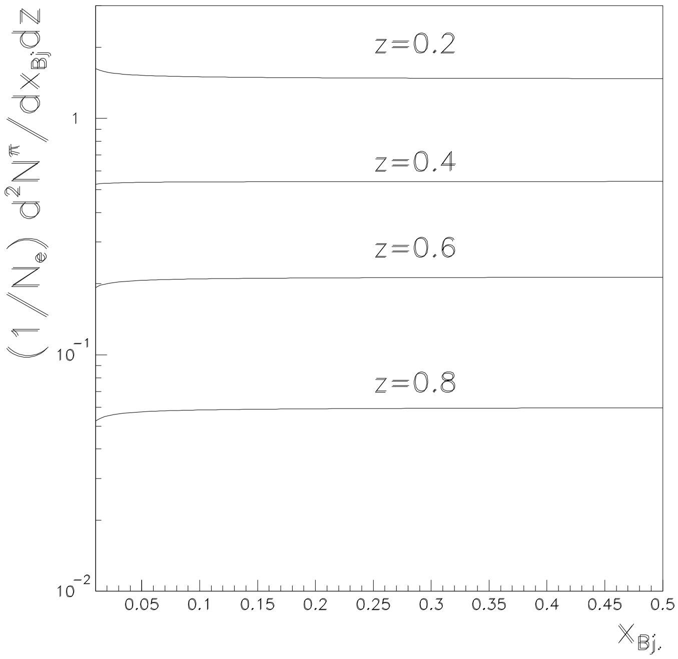

Figura 4.1: Andamento con x (tra 0.01 e 0.5) della sezione d'urto di π^0 secondo il QPM per diversi valori di z.

Quindi il QPM predice che z sia effettivamente la sola variabile di scaling per l'elettroproduzione di π^0.

Nei sottoparagrafi che seguono presentiamo i risultati delle misure di sezione d'urto di elettroproduzione di π^0. I dati sono stati raccolti con lo spettrometro dell'esperimento HERMES inviando il fascio di positroni di 27.5 GeV di HERA su bersagli di idrogeno. Tutti i risultati si riferiscono alla regione del piano cinematico delimitata dalle condizioni: $Q^2 > 1\ GeV^2$ e $10\ GeV^2 < W^2 < 38\ GeV^2$. I valori medi delle variabili x e Q^2 sono: $< x >= 0.11$ e $< Q^2 >= 2.5\ GeV^2$. I pioni sono stati selezionati in un ampio intervallo di z compreso tra 0.1 e 0.9.

4.1.1 Dipendenza da z nell'elettroproduzione di π^0

In figura 4.2 è mostrata la sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 che abbiamo misurato a vari valori di z. Abbiamo riportato anche i risultati di altri due esperimenti: SLAC [60], (DIS di elettroni di 20.5 GeV su protoni, con $< Q^2 >\simeq 3.6\ GeV^2$, 1979) ed EMC [61] (DIS di muoni di 200 GeV su protoni, con $< Q^2 >\simeq 25\ GeV^2$, 1983). L'errore statistico è indicato come barra verticale sui simboli: quello di HERMES è inferiore alle dimensioni dei simboli stessi. L'errore sistematico è stato stimato pari all'8-9% (vedi paragrafo 3.8). Per EMC l'errore sistematico fornito è $\leq 13\%$ mentre SLAC indica valori del 10-15% oltre ad una già cospicua incertezza di natura statistica per $z > 0.5$. Come risulta dalla figura i nostri risultati e quelli di SLAC sono compatibili tra loro su tutta la regione di z esplorata. I punti di SLAC tendono a fornire un andamento più ripido che però è riassorbito dall'errore statistico. I dati di EMC coincidono con quelli di HERMES a $z = 0.15$ ma sono poi più bassi, fino all'80% per alti valori di z. Questo comportamento è dovuto alla violazione di scaling delle funzioni di frammentazione, di cui discuteremo ampiamente tra breve.

Poiché secondo l'espressione (4.3) la sezione d'urto normalizzata di elettroproduzione di π^0 è approssimata ottimamente dalla sola funzione di frammentazione dei quark up o down, abbiamo riportato in figura 4.2 una parametrizzazione (Field & Feynman (1976) [62]) della funzione di frammentazione $D_u^{\pi^0}(z)$. Si tratta di una parametrizzazione a scala fissa, (ossia non dipendente da Q^2) che è stata utilizzata nel lavoro originale di SLAC [60]. Essa è data da una espressione in z del tipo:

$$D^{\pi^0}(z) = \frac{(1-z)^2}{2z} \sum_{k=0,7} a_k C_k(z) + d, \tag{4.5}$$

dove $C_k(z) = cos[kcos^{-1}(2z-1)]$ sono polinomi di Chebyshev ed a_k, d sono delle costanti determinate dai fit su dati sperimentali. Come si vede dalla figura 4.2, la $D(z)$ è in accordo coi dati sperimentali di sezione d'urto. L'accordo è particolarmente buono con i dati di HERMES e SLAC, mentre i valori di EMC hanno, anche rispetto alla $D(z)$ di Field & Feynman, un andamento più ripido.

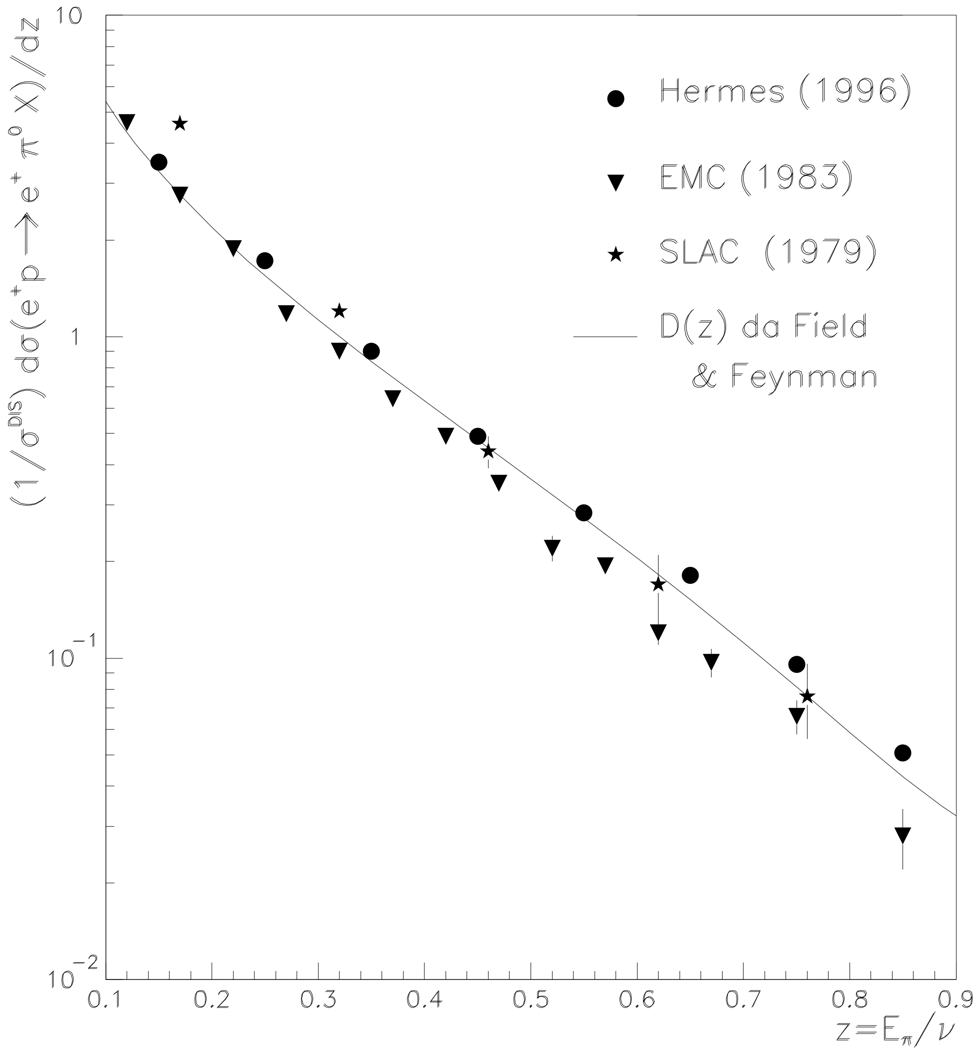

Figura 4.2: Sezione d'urto relativa di produzione di π^0 su H estratta dai dati di HERMES del 1996. Sono mostrati i risultati di altri esperimenti (EMC, SLAC) e la parametrizzazione della funzione di frammentazione $D_u^{\pi^0}(z)$ secondo Field & Feynman. L'errore sistematico della nostra misura ha un valore stimato dell'8-9%, per EMC e SLAC l'errore sistematico è rispettivamente $\leq 13\%$ e $\simeq 10 \div 15\%$.

Utilizzando la misura della sezione d'urto possiamo calcolare la frazione di energia totale trasferita al π^0, attraverso l'integrale:

$$\int_0^1 z D_u^{\pi^0}(z) dz. \tag{4.6}$$

La somma su tutti gli adroni è infatti vincolata dalla regola di somma dell'impulso (sez. 1.7):

$$\sum_h \int_0^1 z D_f^h(z) dz = 1, \tag{4.7}$$

per cui, se la sommatoria è ristretta ad una sola specie adronica, si ottiene l'energia frazionaria portata da quel tipo di particella. Vogliamo puntualizzare che la (4.6) non rappresenta il valor medio di z, cioè l'energia media di uscita, perché:

$$\int_0^1 D_f^h(z) dz \neq 1. \tag{4.8}$$

In particolare quest'ultimo integrale è la probabilità che il quark f frammenti nell'adrone h (con qualunque z) ([2]).

Utilizzando la curva di Field & Feynman nelle regioni di z non coperte dai dati ($0 < z < 0.1$ e $0.9 < z < 1$) e la misura di sezione d'urto nella parte centrale ($0.1 < z < 0.9$), otteniamo nell'approssimazione $1/\sigma^{DIS}(d\sigma^{\pi^0}/dz) \simeq D_u^{\pi^0}(z)$:

$$\int_0^1 z D_u^{\pi^0}(z) dz = 0.29 \pm 0.03 \pm 0.05, \tag{4.9}$$

cioè circa il 30% dell'energia disponibile a seguito di un urto profondamente anelastico su un quark up o down è portata da π^0.

4.1.2 Violazione di scaling nell'elettroproduzione di π^0

Nonostante la formula (4.2) del QPM preveda che la sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 dipenda solo da z, violazioni di scaling sia in Q^2 che in x sono attese considerando i termini correttivi di ordine α_s nel calcolo della sezione d'urto. Questi termini correttivi introducono una dipendenza da x anche trascurando del tutto i quark strani (vedi par. 1.6). Inoltre effetti di

[2]Le funzioni di frammentazione $D_f^h(z)$ contengono una doppia probabilità: la probabilità che f frammenti in h e la probabilità che h abbia energia frazionaria z.

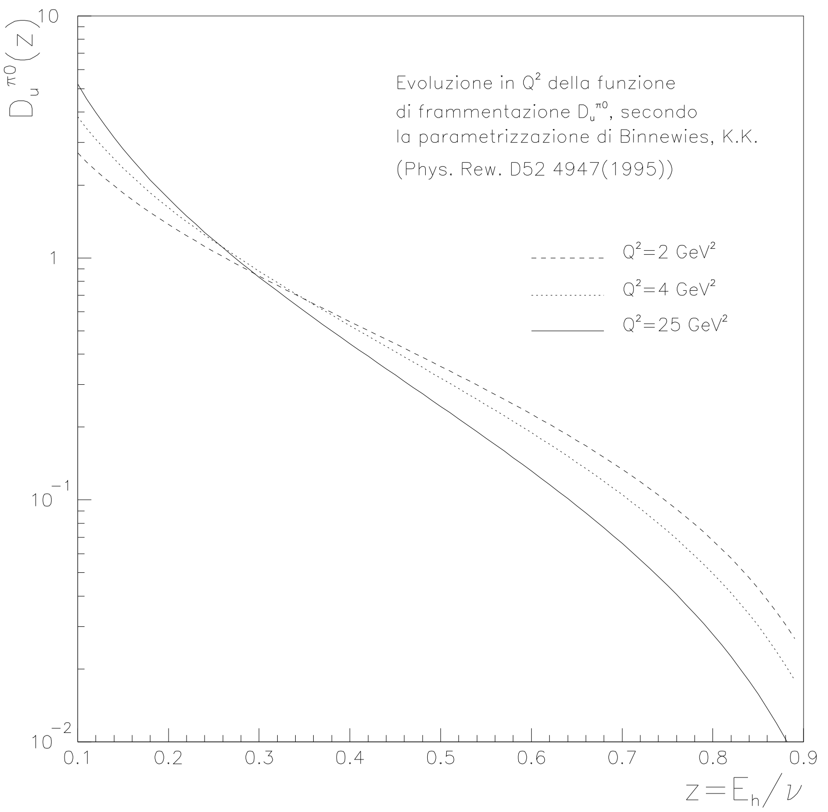

Figura 4.3: Funzione di frammentazione $D_u^{\pi^0}(z, Q^2)$ calcolata al Next-to-Leading Order per tre diversi valori di Q^2.

QCD perturbativa determinano una dipendenza piuttosto sensibile da Q^2 nelle funzioni di frammentazione. Riportiamo qui la figura 4.3 del capitolo 1 che mostra l'evoluzione della funzione di frammentazione del π^0 da $Q^2 = 2\ GeV^2$ a $Q^2 = 25\ GeV^2$ secondo la parametrizzazione (di Binnewies et al., che indicheremo talvolta con B.K.K.) riportata in ref. [8]. Queste parametrizzazioni sono state ottenute calcolando l'ordine Next-to-Leading nella costante d'accoppiamento delle interazioni forti α_s.

Se torniamo a guardare la figura 4.2, la discrepanza tra i dati di HERMES (che sono in accordo, entro gli errori, con SLAC) e quelli di EMC, ha un comportamento analogo all'evoluzione delle funzioni di frammentazione in figura 4.3. D'altra parte HERMES e SLAC riguardano processi DIS a $< Q^2 >$ simile (HERMES: $< Q^2 > \simeq 2.5\ GeV^2$, SLAC:$< Q^2 > \simeq 3.6\ GeV^2$) mentre i dati di EMC appartengono ad una regione diversa del piano cinematico, con $< Q^2 > \simeq 25\, GeV^2$. Possiamo utilizzare l'evoluzione prevista per le parametrizzazioni delle funzioni di frammentazione ed "evolvere" i nostri dati alla regione del piano cinematico di EMC. Il risultato di questa evoluzione è mostrato in figura 4.4. I triangoli pieni sono gli stessi dati di EMC della figura 4.2, i cerchi vuoti sono i punti di HERMES moltiplicati per il fattore di evoluzione dato dalle parametrizzazioni B.K.K.:

$$\sigma(z, Q_1^2) = \sigma(z, Q_0^2) \frac{D^{\pi^0}(z, Q_1^2)}{D^{\pi^0}(z, Q_0^2)}. \tag{4.10}$$

Come si vede, le misure sono compatibili entro gli errori. Questo risultato indica che le funzioni di frammentazione violano lo scaling in z ed hanno una dipendenza dalla "scala" di energia Q^2. La dipendenza da Q^2 delle funzioni di frammentazione, calcolata all'ordine Next-to-Leading in α_s in ref. [8], descrive bene l'evoluzione dei dati sperimentali.

4.1.3 Dipendenza da Q^2, x e W^2 nell'elettroproduzione di π^0

Abbiamo visto nel paragrafo precedente come confrontare dati di HERMES e dati di EMC utilizzando l'evoluzione con Q^2 prevista per le funzioni di frammentazione dei quark. In questo paragrafo invece vogliamo osservare come i dati di elettroproduzione si raccordano quando appartengono a regioni contigue in Q^2 ed x, pur essendo stati prodotti da fasci di leptoni di energia estremamente diversa. Sarà possibile ricavare anche un andamento con Q^2, x e W^2 della sezione d'urto.

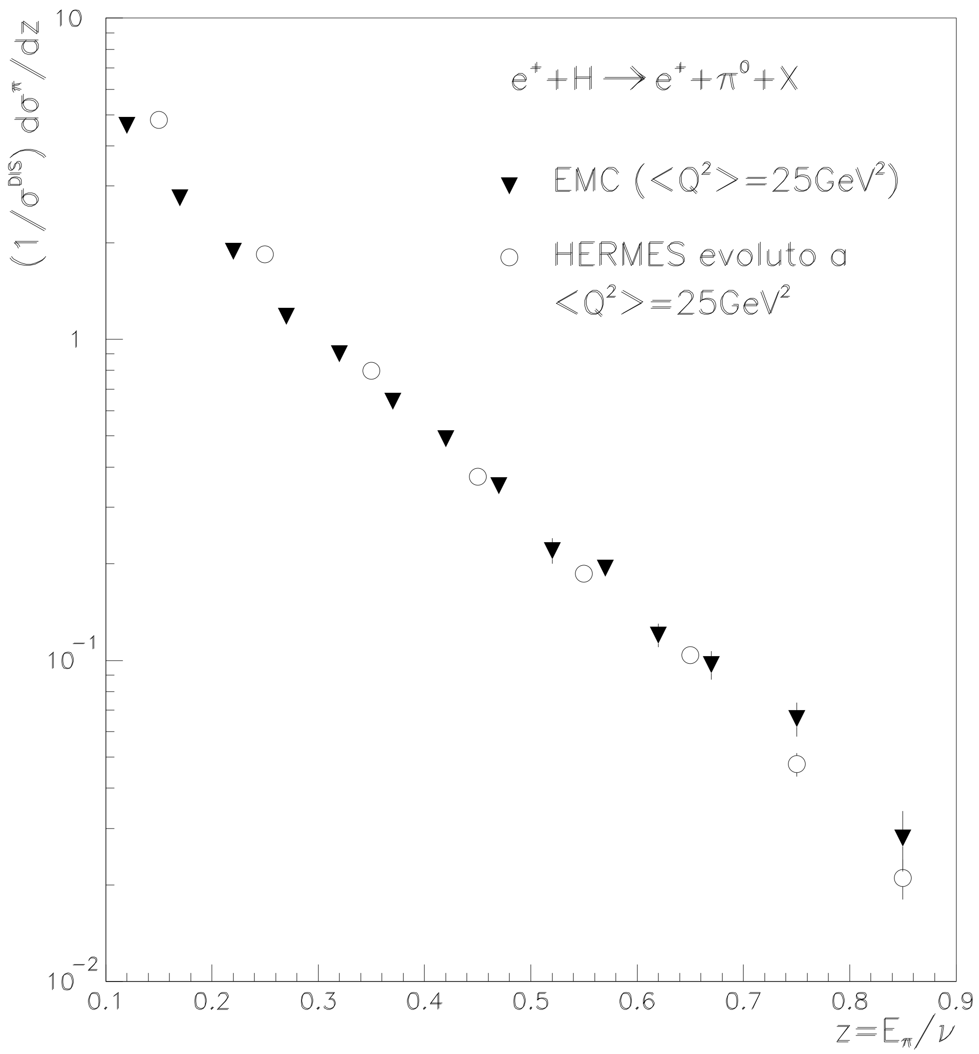

Figura 4.4: Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0: evoluzione dei dati di HERMES ($< Q^2 >= 2.5\ GeV^2$) alla regione cinematica di EMC ($< Q^2 >= 25\ GeV^2$). L'evoluzione è stata ottenuta utilizzando le parametrizzazioni delle funzioni di frammentazione dipendenti da Q^2 di B.K.K. [8].

Dipendenza da Q^2

Abbiamo diviso il piano cinematico esplorato da HERMES in zone di x e Q^2 ed abbiamo ricavato la sezione d'urto di π^0 in ciascuna zona, per z fissato. Nella figura 4.5 (a) è mostrato l'andamento della sezione d'urto al variare di Q^2 tra 1 e 4 GeV^2, con x fissato tra 0.05 e 0.09. Nella figura 4.5 (b) la sezione d'urto è riportata per Q^2 che varia tra 2 e 45 GeV^2, con x fissato nell'intervallo $0.09 \div 0.2$. I diversi simboli nelle figure corrispondono ai diversi intervalli di z, come indicato esplicitamente. Nella figura 4.5 (b) i dati con $Q^2 > 6$ GeV^2 (i simboli vuoti) sono stati presi dai risultati della collaborazione EMC e sono relativi ad adroni carichi prodotti da μ di 200 GeV, selezionati nelle regioni a basso Q^2 [64]. Per poter essere messi a confronto con i nostri risultati, dal momento che noi misuriamo la produzione di π^0, mentre i dati di EMC riguardano adroni carichi $(h^+ + h^-)$, abbiamo normalizzato tutti i nostri dati da π^0 ad adroni, attraverso un fattore di scala dato dal rapporto da noi misurato $\sigma^{h^\pm/2}/\sigma^{\pi^0}$, per ciascun bin di z:

z	0.20	0.30	0.40	0.52	0.80
$\sigma^{h^\pm/2}/\sigma^{\pi^0}$	1.25	1.26	1.28	1.35	1.40

Dal grafico 4.5 (a) risulta che la sezione d'urto è costante entro il 10% per tutti i valori di z. Nella figura 4.5 (b) si nota invece un andamento della sezione d'urto che è decrescente per Q^2 che aumenta e questa diminuzione è tanto più evidente quanto più alta è l'energia frazionaria trasferita z. Inoltre le misure dei due esperimenti (HERMES ed EMC) si raccordano bene, entro le incertezze di natura statistica e sistematica. Si osservi che la scala delle ascisse in figura (b) è contratta rispetto a quella in figura (a), e Q^2 varia di un fattore 20, da 2 GeV^2 a 40 GeV^2.

In entrambe le figure 4.5 (a) e (b) sono state riportate delle linee tratteggiate e delle linee continue. Le linee tratteggiate corrispondono alla previsione teorica della sezione d'urto normalizzata di elettroproduzione, calcolata all'ordine zero in α_s (equazione 4.2), con le funzioni di frammentazione $D(z)$

non dipendenti da Q^2 riportate in ref. [63]. La sezione d'urto prevista è rigorosamente costante al variare di Q^2, non essendoci alcuna dipendenza esplicita da Q^2 nella (4.2). Le linee continue sono state ottenute attraverso la stessa formula ma utilizzando delle funzioni di frammentazione $D(z, Q^2)$ dipendenti da Q^2 [8]. Queste curve prevedono una diminuzione della sezione d'urto, principalmente ad alti z, con un comportamento analogo a quello che si osserva dai dati sperimentali. Queste ultime parametrizzazioni non sono valide, secondo gli autori, per valori di Q^2 inferiori a 2 GeV^2. Per questo nella figura 4.5 (a), per $Q^2 < 2$ GeV^2, sono da considerarsi soltanto indicative.

I risultati ottenuti indicano che la sezione d'urto di elettroproduzione di adroni dipende da Q^2. L'andamento con Q^2 è sufficientemente descritto introducendo la dipendenza dalla scala Q^2 nelle funzioni di frammentazione ed utilizzando ancora la sezione d'urto all'ordine zero in α_s.

Dipendenza da x e W^2

Nelle figure 4.6 (a) e (b) sono mostrati gli andamenti della sezione d'urto al variare di x per Q^2 fissato. In figura 4.6 (a) x varia tra 0.03 e 0.08 con Q^2 fissato nell'intervallo $1 \div 2$ GeV^2. Anche in questo caso, come per gli andamenti in Q^2, sono stati selezionati cinque intervalli di z. La sezione d'urto è costante, entro gli errori statistici e sistematici. Le linee tratteggiate corrispondono al calcolo della sezione d'urto normalizzata effettuato con la consueta formula (4.2) che, come abbiamo spesso sottolineato, non dipende praticamente da x.

In figura 4.6 (b), x varia tra 0.02 e 0.2 con Q^2 compreso tra 2 e 5 GeV^2. I simboli vuoti sono i risultati dello stesso esperimento di EMC considerato per la figura 4.5 (b). I dati indicano una tendenza all'aumento della sezione d'urto con x, principalmente ad alti z. Le linee tratteggiate sono ancora la previsione dell'equazione (4.2) per la sezione d'urto, mentre le linee continue sono state tratte dal calcolo della sezione d'urto al primo ordine in α_s, pubblicato in [64]. Per $x > 0.08$ le curve sono state estese per estrapolazione. Le correzioni di ordine α_s alla sezione d'urto di elettroproduzione prevedono un aumento con x della sezione d'urto ad alti z. Questo comportamento è in accordo con quello

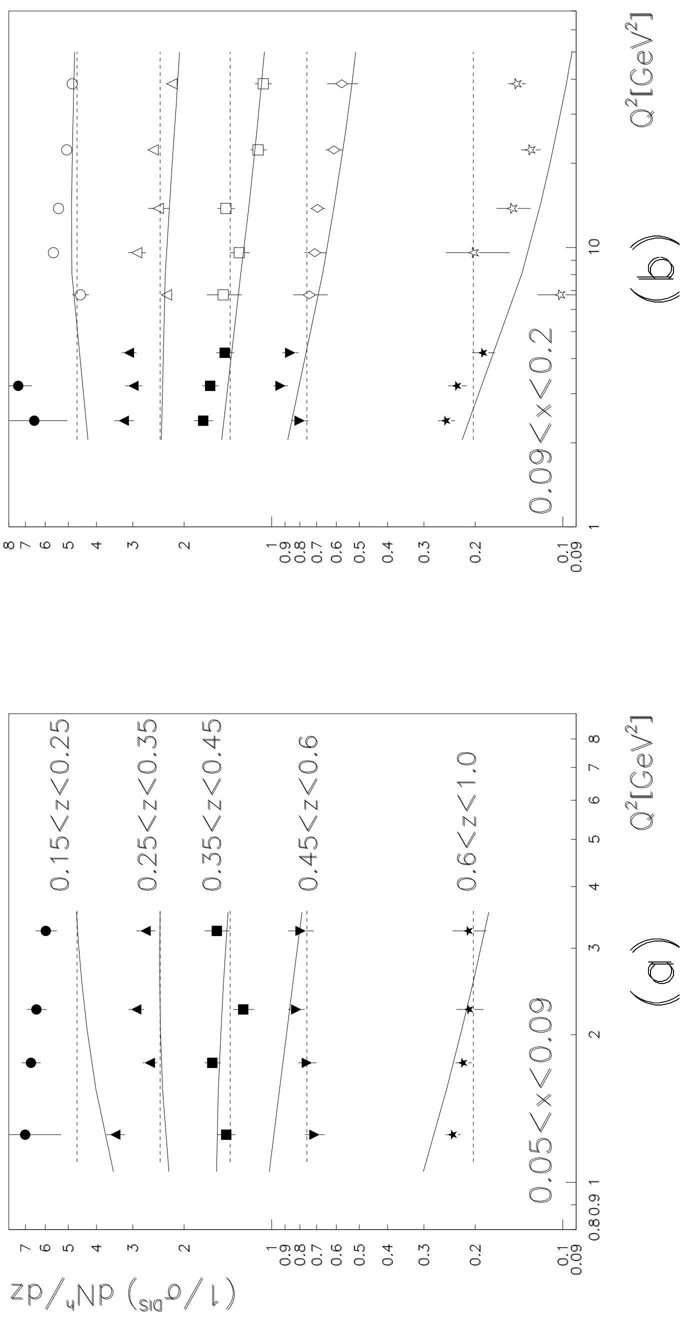

Figura 4.5: Produzione di adroni $h^{\pm}$ in funzione di Q^2 per x fissato e per cinque intervalli di z da 0.15 ad 1. I simboli pieni sono misure di HERMES di π^0 normalizzati alla produzione di adroni carichi, i simboli vuoti sono misure di EMC [64] selezionate a basso Q^2.

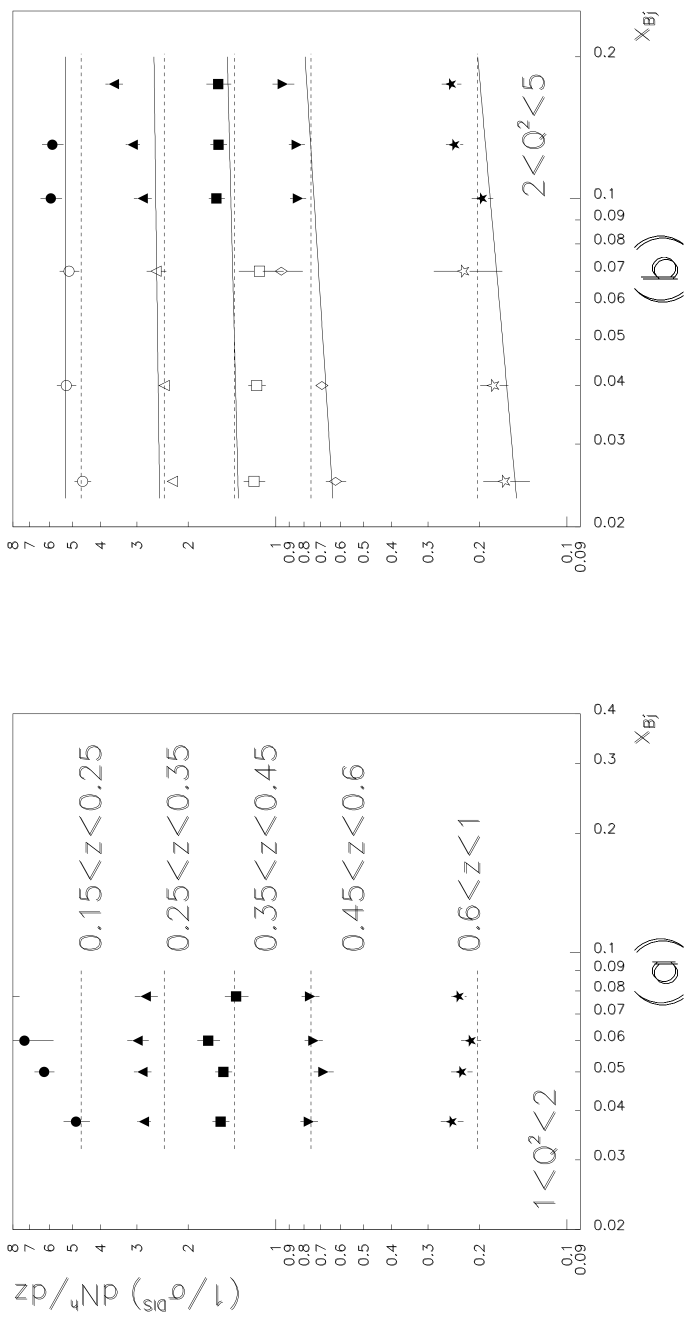

Figura 4.6: Produzione di adroni $h^{\pm}$ in funzione di x per Q^2 fissato e per cinque intervalli di z da 0.15 ad 1. I simboli pieni sono misure di HERMES di π^0 normalizzati alla produzione di adroni carichi, i simboli vuoti sono misure di EMC [64] selezionate a basso Q^2.

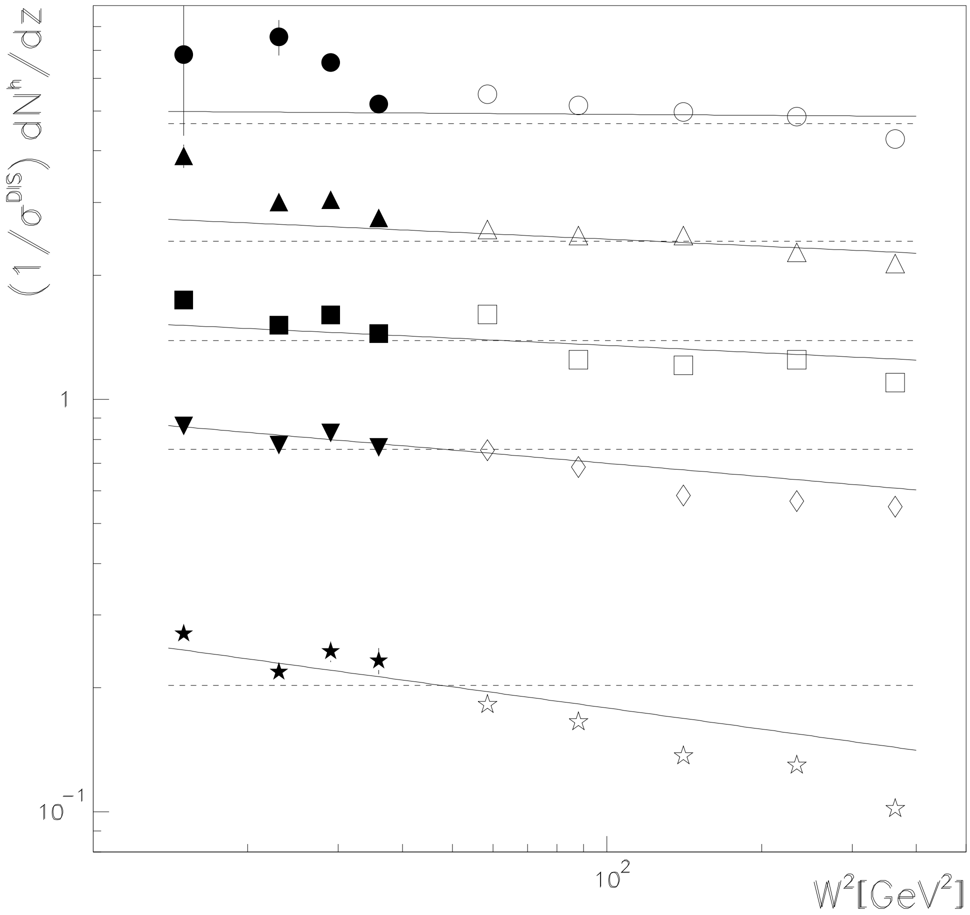

Figura 4.7: Produzione di adroni $h^{\pm}$ in funzione di W^2 per cinque intervalli di z (gli stessi della figura 4.6). I simboli pieni sono misure di HERMES di π^0 (normalizzati alla produzione di adroni carichi), i simboli vuoti sono misure di EMC [64] selezionate a basso Q^2.

che si osserva dai dati sperimentali.

La dipendenza da x e Q^2 può essere rappresentata in termini di W^2, ed è mostrata in figura 4.7. I valori a $W^2 > 40\ GeV^2$ sono quelli dell'esperimento EMC [64]. L'andamento della sezione d'urto è generalmente decrescente con W: per $z > 0.6$ i valori vanno da circa 0.22 per $W^2 < 40\ GeV^2$ a circa 0.11 per $W^2 > 100\ GeV^2$. Inoltre i punti provenienti dai due esperimenti si raccordano molto bene nella regione di W contigua ($W^2 \sim 40 \div 60\ GeV^2$). Le linee tratteggiate sono, come al solito, le previsioni del modello a quark-partoni. Le linee continue sono il calcolo all'ordine α_s della sezione d'urto, ricavate da ref. [33]. Queste curve sono state estrapolate a $W^2 < 50\ GeV^2$ per confronto con i nostri dati.

In conclusione:

- la sezione d'urto di elettroproduzione di pioni, mostra una dipendenza da Q^2. Questa è dovuta alla dipendenza delle funzioni di frammentazione dalla scala Q^2 ed è ben descritta attraverso le parametrizzazioni B.K.K. che abbiamo discusso;

- l'elettroproduzione di pioni ha una dipendenza da x ad alti z. Tale dipendenza non è contemplata né nella sezione d'urto secondo il naive-QPM, né, ovviamente, nelle funzioni di frammentazione. Essa è invece prevista introducendo contributi di O(α_s) nel calcolo della sezione d'urto, secondo quanto calcolato in ref. [10]. Tale dipendenza è visibile anche attraverso grafici in funzione di W^2.

La descrizione del naive-QPM non è quindi sufficiente a spiegare la violazione di scaling delle sezioni d'urto di produzione di pioni. Tuttavia le violazioni osservate possono essere completamente inquadrate nel contesto delle correzioni QCD al QPM.

4.2 Sezione d'urto di elettroproduzione di $\pi^\pm$ su H: invarianza di isospin

La misura della sezione d'urto di elettroproduzione di π^+ e π^- è riportata in figura 4.8. I pioni sono stati selezionati come discusso nel capitolo 3 ed identificati con la condizione $z > 0.2$ perché, per energie frazionarie più basse ($0.1 < z < 0.2$), la statistica è ridotta a causa della soglia di energia minima del rivelatore Čerenkov: $E_\pi > 4.4\ GeV$. La regione cinematica coperta dalla misura è delimitata da $Q^2 > 1\ GeV^2$ e compresa tra $10\ GeV^2 < W^2 < 38\ GeV^2$, ed è uguale alla regione cinematica in cui è stata misurata la sezione d'urto di π^0 nel paragrafo precedente. La figura 4.8 indica che l'elettroproduzione di pioni carichi da bersagli di idrogeno non è simmetrica e favorisce i π^+ rispetto ai π^-. Questo comportamento si comprende facilmente considerando che due dei tre quark di valenza del protone (i quark up), frammentano con maggiore probilità in π^+ che non in π^-, essendo il π^+ una combinazione $\sim u\bar{d}$, mentre il π^- una combinazione $\sim \bar{u}d$ (cfr. paragrafo 1.5). La differenza è di circa il 70% a z intermedi, l'andamento con z è per entrambi una decrescita esponenziale, come per il π^0, ma si nota una deviazione per energie frazionarie alte: $z > 0.7$.

L'invarianza di isospin predice che l'elettroproduzione di pioni carichi, $(\pi^+ + \pi^-)$, sia esattamente il doppio della produzione di π^0 nei processi DIS (paragrafo 1.5). La misura della sezione d'urto di $\pi^\pm$, ed il confronto con la produzione di π^0, non ha tuttavia soltanto l'interesse di una verifica dell'invarianza di isospin. Si tratta infatti di particelle diverse, identificate utilizzando rivelatori differenti dell'apparato (camere a drift per i $\pi^\pm$ e calorimetro per il π^0) e procedure di analisi dei dati differenti. Questo confronto consente, pertanto, anche una ulteriore stima dell'errore sistematico.

In figura 4.9 è mostrato il confronto tra la sezione d'urto di produzione di π^0, (σ^{π^0}) e la semisomma della sezione d'urto di produzione di π^+ e π^-, $(\sigma^{\pi^+} + \sigma^{\pi^-})/2$. L'accordo tra le due sezioni d'urto è ottimo in tutto lo spettro fino a $z = 0.7$. La discrepanza ad alti z è probabilmente dovuta alla non accurata descrizione dei processi di riconbinazione dei frammenti del bersaglio

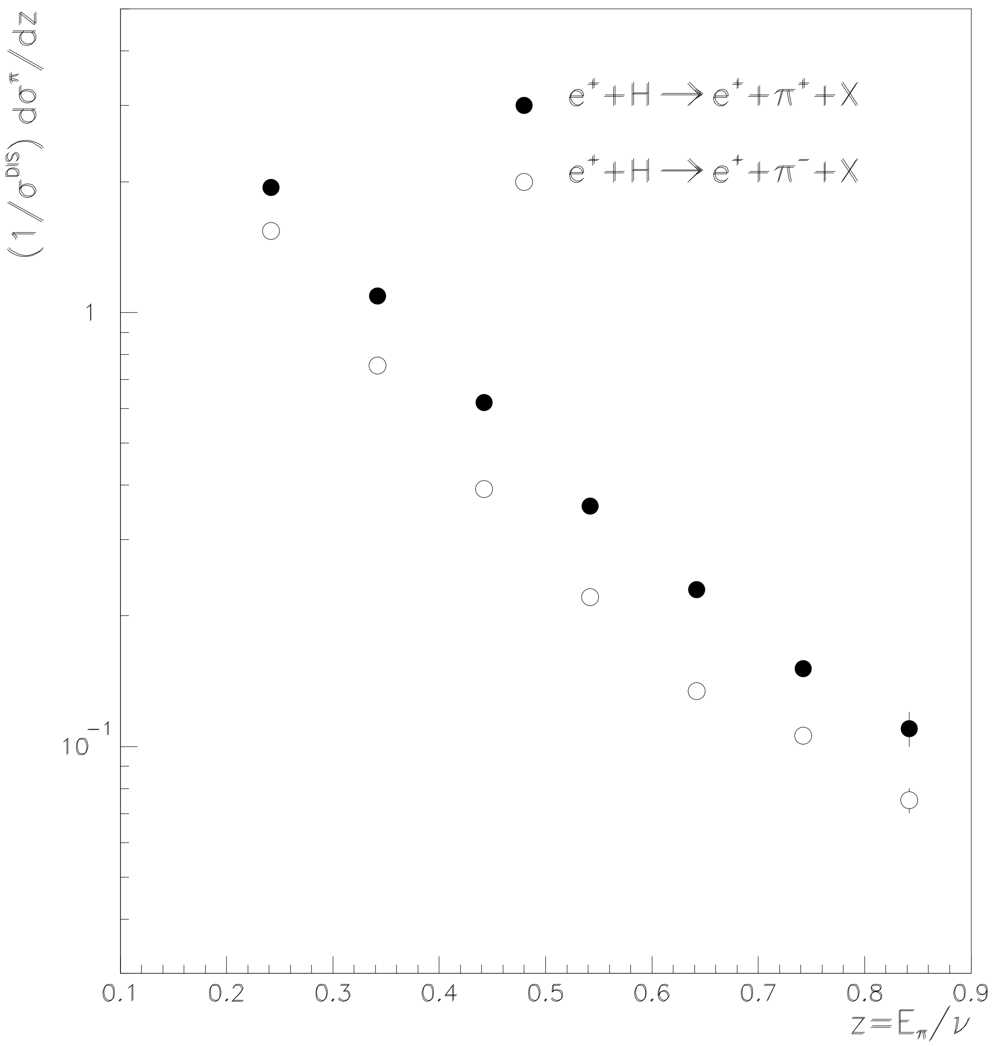

Figura 4.8: Sezione d'urto di elettroproduzione di π^+ e π^-. La misura si estende su un intervallo di z compreso tra 0.2 e 0.9, la regione cinematica è $Q^2 > 1\ GeV^2$ e $10\ GeV^2 < W^2 < 38\ GeV^2$. L'elettroproduzione di pioni carichi da bersagli di idrogeno è asimmetrica e favorisce i π^+. Infatti i quark up di valenza del protone frammentano con maggior probabilità in π^+, che li contiene anch'esso come quark di valenza, che non in π^- (che è invece una combinazione $\bar{u}d$).

nel Monte Carlo di HERMES, ed è attualmete oggetto di studio. Il risultato della figura 4.9 è il più semplice esempio di come intervengono le proprietà di simmetria delle interazioni forti, in questo caso SU(2), nella determinazione dello stato finale della diffusione profondamente anelastica.

4.3 Sezione d'urto di elettroproduzione di η su H

La sezione d'urto di elettroproduzione di η su bersagli di idrogeno è stata misurata utilizzando i dati raccolti da HERMES nel 1996 e 1997. La misura è stata condotta selezionando l'η nell'intervallo di energia frazionaria $0.3 < z < 0.9$. Abbiamo imposto la condizione $z > 0.3$ per sopprimere sufficientemente il fondo presente nello spettro di massa invariante delle coppie di fotoni. Per quanto riguarda il piano cinematico, la necessità di disporre del massimo della statistica ci ha indotto ad utilizzare una condizione meno stringente in W^2 di quella richiesta per i pioni. Abbiamo perciò applicato i limiti: $W^2 > 4\ GeV^2$, che è necessario per escludere la regione delle risonanze, ed $y < 0.85$ relativo alla parte del piano cinematico con alte energie trasferite.

In figura 4.10 è riportato il risultato della misura. Anche per l'elettroproduzione di η, come per i π^0, la sezione d'urto decresce in maniera approssimativamente esponenziale, in questo caso dal valore di ~ 0.3 per $z = 0.35$ al valore ~ 0.02 per $z = 0.85$. L'errore statistico medio è pari al 12%, mentre l'errore sistematico è stimato uguale a quello della sezione d'urto di π^0, ossia circa 8-9%.

4.3.1 Rapporto di elettroproduzione π^0/η: violazione di SU(3)

La possibilità di HERMES di identificare diversi tipi di particelle (noi abbiamo presentato finora la sezione d'urto di π^0, $\pi^{\pm}$ ed η), permette di affrontare lo studio della produzione di adroni sotto un'ottica più completa.

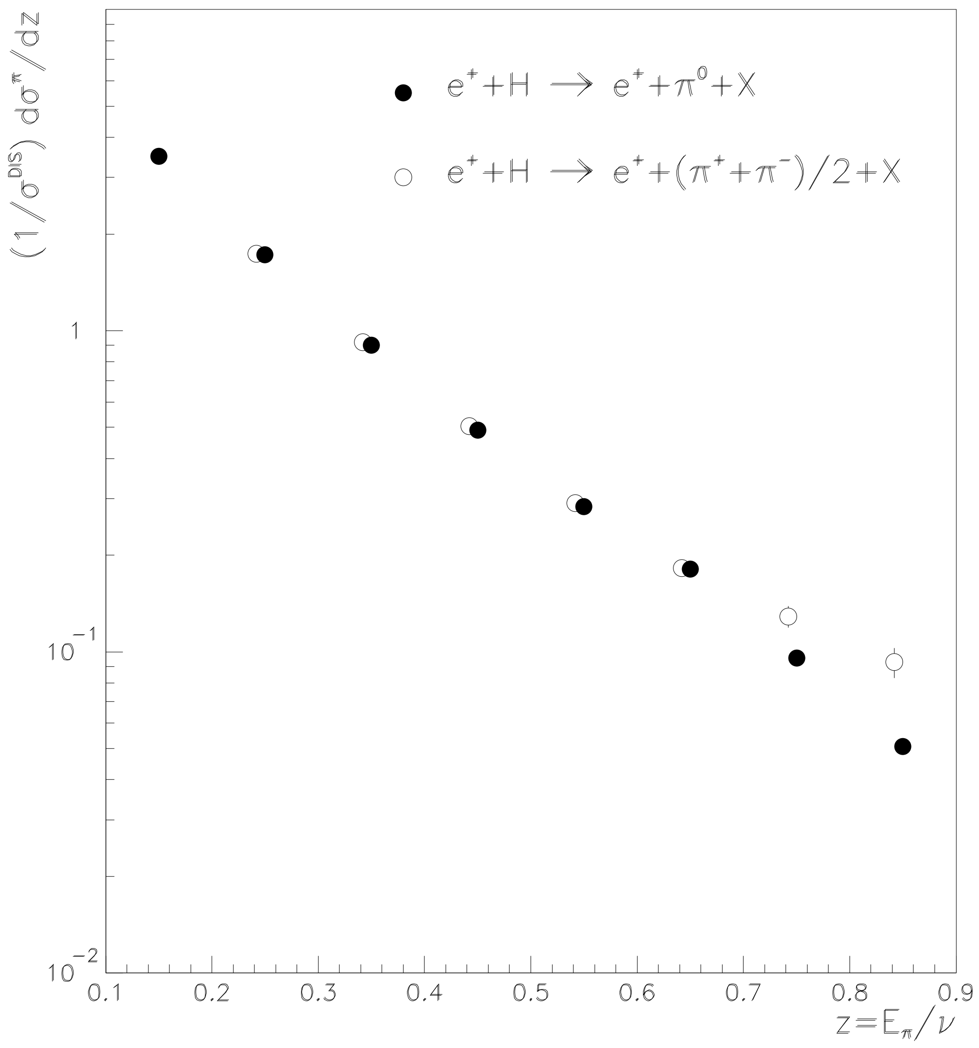

Figura 4.9: Confronto tra l'elettroproduzione di π^0 e metà dell' elettroproduzione di π^+ e π^-, secondo i dati HERMES 1996 su H. Per invarianza di isospin è prevista l'uguaglianza delle due.

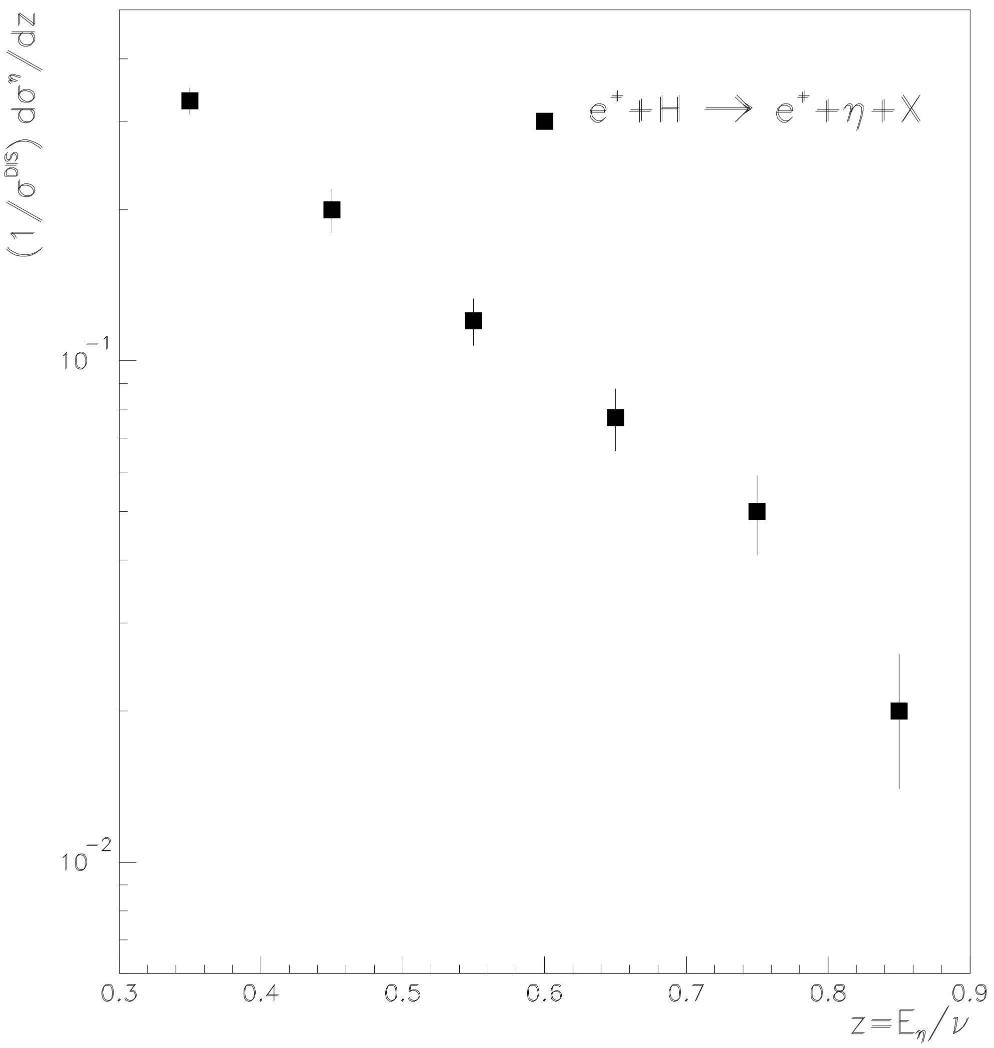

Figura 4.10: Sezione d'urto relativa di elettroproduzione di η ottenuta dai dati raccolti nel 1996-97 da HERMES su bersagli di idrogeno.

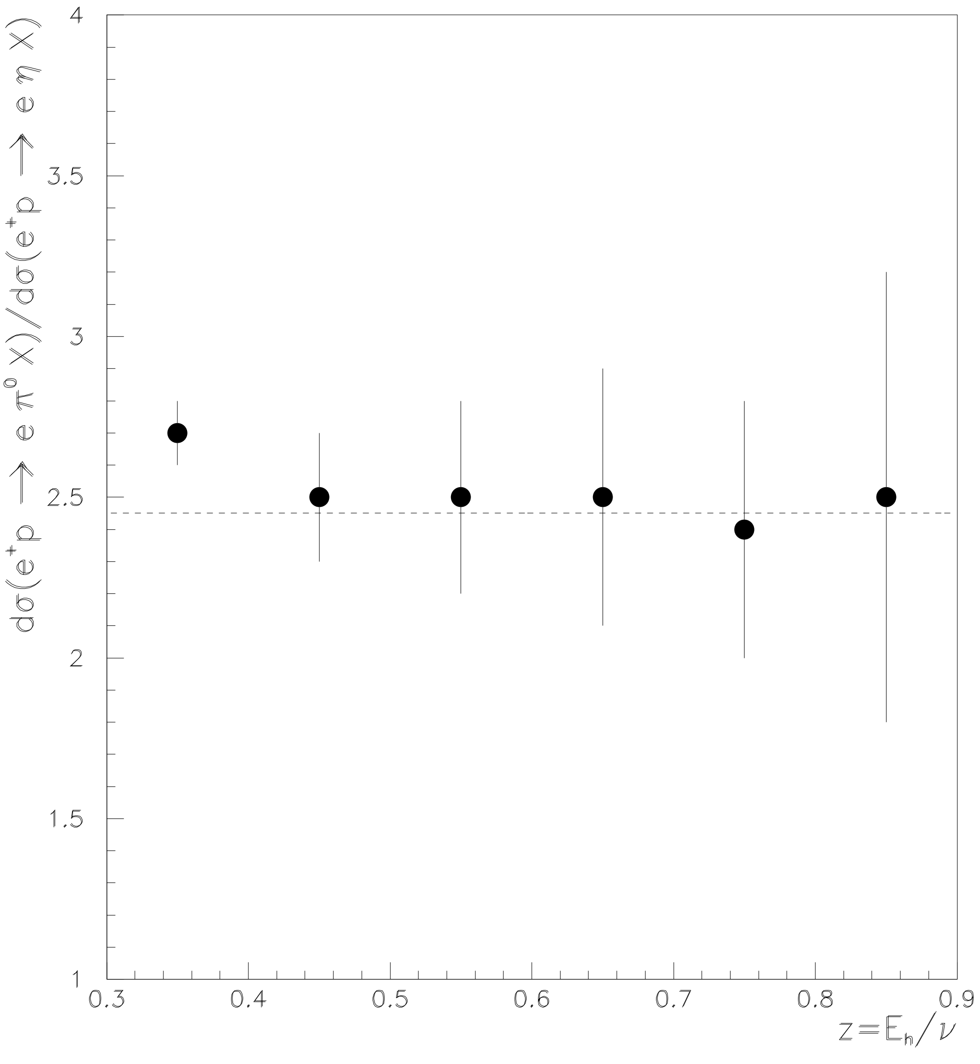

Figura 4.11: Rapporto tra la sezione d'urto di produzione di π^0 e quella di η misurato nel processo DIS di HERMES.

Infatti lo stato finale X che viene prodotto da un processo di diffusione profondamente anelastica può essere descritto sotto due aspetti. Il primo riguarda la dinamica della formazione degli adroni; per esempio lo studio delle sezioni d'urto differenziali nelle variabili cinematiche quali l'impulso longitudinale, l'impulso trasverso e variabili analoghe. Il secondo aspetto si ricollega con alcune proprietà di simmetria delle interazioni forti, e riguarda il problema della determinazione della molteplicità relativa di produzione di particelle di tipo diverso. Per esempio l'uguaglianza prevista per la semisomma della sezione d'urto di pioni carichi e la sezione d'urto di pioni neutri è una conseguenza dell'invarianza di isospin, cioè di una simmetria.

La separazione della dinamica dalla simmetria è solo un'approssimazione, per esempio le probabilità relative di produzione possono non essere le stesse per energie diverse degli adroni. D'altra parte però questa separazione può fornire senz'altro delle indicazioni interessanti per comprendere meglio i meccanismi nella formazione degli stati finali di una reazione di alta energia.

In tabella 4.1 è mostrato il rapporto di elettroproduzione π^0/η che abbiamo misurato al variare di z. I valori sono stati riportati graficamente in figura 4.11. Come si vede, il rapporto è costante, entro gli errori statistici, al variare di z e vale 2.5 ± 0.3.

z	0.35	0.45	0.55	0.65	0.75	0.85
$\sigma^{\pi^0}/\sigma^{\eta}$	2.7±0.1	2.5±0.2	2.5±0.3	2.5±0.4	2.4±0.4	2.5±0.7

Tabella 4.1: Rapporto di elettroproduzione π^0/η su H per diversi valori di z.

La linea tratteggiata, nella figura 4.11, è una indicazione ottenuta da un modello semplice di produzione relativa di adroni differenti, basato sulla rottura di simmetria SU(6) del modello a quark [65]-[68]. Nel modello si considera l'interazione di un fotone virtuale su un nucleone. Se l'energia è sufficientemente alta ed il numero di coppie $q\bar{q}$ prodotte nel processo di frammentazione è grande, la regione d'interazione sarà popolata da un gran numero di quark e di antiquark. I mesoni ed i barioni si formano quindi secondo i pesi statistici nelle rappresentazioni 35 e 56 [69] della simmetria SU(6) (SU(3) con spin) del modello a quark. Poiché in realtà la produzione di quark strani è relativamente soppressa (SU(6) è violata), il modello richiede un fattore di soppressione λ per ciascun quark s contenuto nella funzione d'onda dell'adrone. Il fattore λ corrisponde approssimativamente al rapporto di produzione K/π ($\approx$1/3). Pertanto il rapporto π^0/η viene stimato come:

$$\frac{\sigma^{\pi^0}}{\sigma^{\eta}} = \frac{3}{1+2\lambda^2} \approx 2.45 \quad . \tag{4.11}$$

Nel caso SU(6) fosse esatta ($\lambda = 1$) il rapporto π^0/η sarebbe uguale a 1.

Questo modello fu proposto indipendentemente da Anisovich e Bjorken negli anni '70 per fornire delle stime sulla produzione relativa di barioni e mesoni. L'indicazione del rapporto $\pi^0/\eta \approx 2.45$ è solo qualitativa, per il carattere molto semplificato del modello, comunque essa è pienamente in accordo coi nostri dati. Per completezza segnaliamo che altri processi di alta energia, come per esempio $pp \to h + X$, danno un rapporto di produzione π^0/η di circa 2 [70]-[72].

4.4 Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 su ^{3}He

L' elettroproduzione di adroni da bersagli nucleari può risultare modificata, rispetto a quella osservata su nucleone libero, a causa degli eventuali effetti di interazione dell'adrone col mezzo nucleare. Le proprietà dell'adronizzazione in ambiente nucleare sono state descritte nel capitolo 1, al paragrafo 11. Essenzialmente la formazione dell'adrone ha luogo in un intervallo definito nello spazio-tempo; quanto minore è questo intervallo rispetto alle dimensioni del nucleo tanto maggiore è la probabilità che ha l'adrone di interagire con i restanti nucleoni che costituiscono il nucleo bersaglio.

A causa della dilatazione di Lorentz il processo di adronizzazione si verifica su una distanza che cresce con l'energia. Se indichiamo con τ_f il tempo di formazione dell'adrone possiamo stimare che [39]:

$$\tau_f = \tau_h \frac{E_h}{m_h} = \tau_h \frac{z\nu}{m_h}, \tag{4.12}$$

dove τ_h è una costante tipica dell'adrone h ed il rapporto E_h/m_h è il fattore di Lorentz costruito con le variabili caratteristiche dell'adrone h.

Alternativamente si può considerare il quark colpito dal fotone virtuale come uno stato instabile con un tempo di vita τ_q, prima che si formi l'adrone h. In questo caso il fattore di Lorentz è costruito con le variabili del quark E_q/m_q:

$$\tau_f = \tau_q \frac{E_q}{m_q} = \tau_q \frac{\nu}{m_q}. \tag{4.13}$$

Quando il tempo di formazione è sufficientemente lungo l'adrone si forma fuori dal nucleo e la sezione d'urto di elettroproduzione diventa indipendente dal bersaglio utilizzato.

Da misure precedenti, non sono stati osservati effetti di interazione degli adroni o dei quark col mezzo nucleare per energie trasferite ν maggiori di 70 GeV [74]. Per energie trasferite più basse la sezione d'urto di elettroproduzione di adroni da bersagli nucleari risulta generalmente attenuata del $10 \div 20\%$ [43]. Come abbiamo già detto, HERMES è in grado di effettuare misure di diffusione profondamente anelastica di positroni su nuclei con energie trasferite $5\ GeV < \nu < 22\ GeV$, in un intervallo quindi in cui è possibile osservare l'eventuale attenuazione della sezione d'urto di adroproduzione.

Abbiamo analizzato i dati raccolti da HERMES nel 1995 con un bersaglio di ^{3}He, e ricavato la sezione d'urto di produzione di π^0 . Il risultato della misura è mostrato in figura 4.12. La misura si estende per energie frazionarie z comprese tra 0.1 e 0.9. La sezione d'urto decresce esponenzialmente dal valore di 3.3 per $z = 0.15$ a circa 0.03 per $z = 0.85$. L'errore statistico medio è del 3% ed è minore della dimensione dei simboli.

Per valutare l'attenuazione nell'elettroproduzione di π^0 da ^{3}He rispetto all'elettroproduzione da H abbiamo estratto il rapporto di produzione:

$$R\left(\frac{^3He}{H}\right) = \left(\frac{1}{N^{DIS}} \frac{dN^{\pi^0}}{dz}\right)_{^3He} \Bigg/ \left(\frac{1}{N^{DIS}} \frac{dN^{\pi^0}}{dz}\right)_H . \tag{4.14}$$

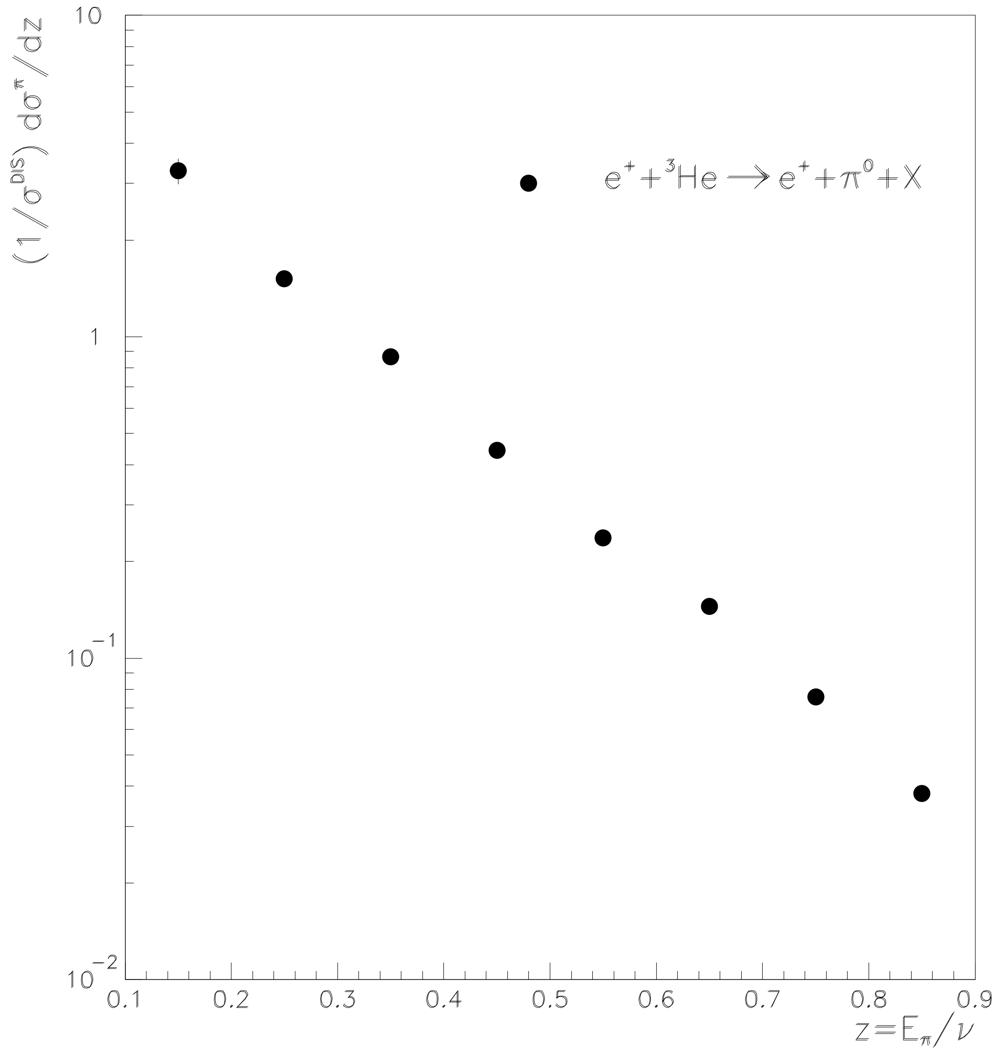

Figura 4.12: Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 da bersaglio di ^{3}He.

I valori di R ottenuti sono riportati in figura 4.13 al variare dell'energia traferita ν da 5 a 22 GeV e per energie frazionarie $z > 0.1$. Il rapporto è sempre minore di 1, e cresce con l'energia trasferita ν, da circa 0.83 per $\nu = 10\ GeV$ a circa 0.92 per $\nu = 20\ GeV$ con un valore medio di circa 0.9. L'ordine di grandezza dell'attenuazione, dovuto alla formazione dell'adrone in ambiente nucleare, è compatibile con quanto atteso per questo tipo di effetti.

Nel grafico sono stati riportati per confronto anche i dati del rapporto di produzione di pioni carichi da bersaglio di azoto rispetto ad un bersaglio di deuterio, pure determinati da misure effettuate dalla collaborazione HERMES [39]. Anche per questi dati l'andamento è simile a quello da noi ottenuto per la produzione di π^0 con bersagli di ^{3}He ed H, con un analogo tasso di riduzione dell'attenuazione all'aumentare di ν. Inoltre il rapporto di attenuazione $R(^3He/H)$ è minore di quello $R(N/D)$ di circa il 3% a $\nu = 10\ GeV$. Il fatto che $R(^3He/H)$ sia minore di $R(N/D)$ è in accordo con la previsione fornita in ref. [43] secondo cui l'attenuazione per diversi nuclei può essere espressa, per ν fissato, con la formula:

$$R(Nucleo_1/Nucleo_2) = e^{-\beta(r_1 - r_2)}, \tag{4.15}$$

dove r_1, r_2 sono i raggi quadratici medi di carica dei nuclei 1 e 2 e β è una costante. Per introdurre la dipendenza da ν del rapporto R nella 4.15 abbiamo posto $\beta = \beta(\nu)$ e sviluppato $\beta(\nu)$ al primo ordine in serie di Taylor.

La formula 4.15, utilizzando i valori di r_1 ed r_2 di ref. [73], non ha consentito tuttavia di riprodurre simultaneamente i dati di attenuazione $R(^3He/H)$ ed $R(N/D)$, prevedendo una dipendenza dell'attenuazione dalla differenza $(r_1 - r_2)$ più forte di quella misurata. La 4.15 fornisce comunque delle buone previsioni qualitative. Una valutazione più accurata verrà fatta in futuro utilizzando dati di elettroproduzione da bersagli di H, D, ^{3}He, N, con un errore statistico sulle sezioni d'urto inferiore all'1%.

In conclusione, le misure di elettroproduzione di adroni da bersagli nucleari hanno mostrato una attenuazione della sezione d'urto rispetto a quella su nucleone libero. Questa attenuazione è di circa il $10 \div 15\%$ e diminuisce con l'aumentare dell'energia trasferita, quando l'adrone tende a formarsi fuori

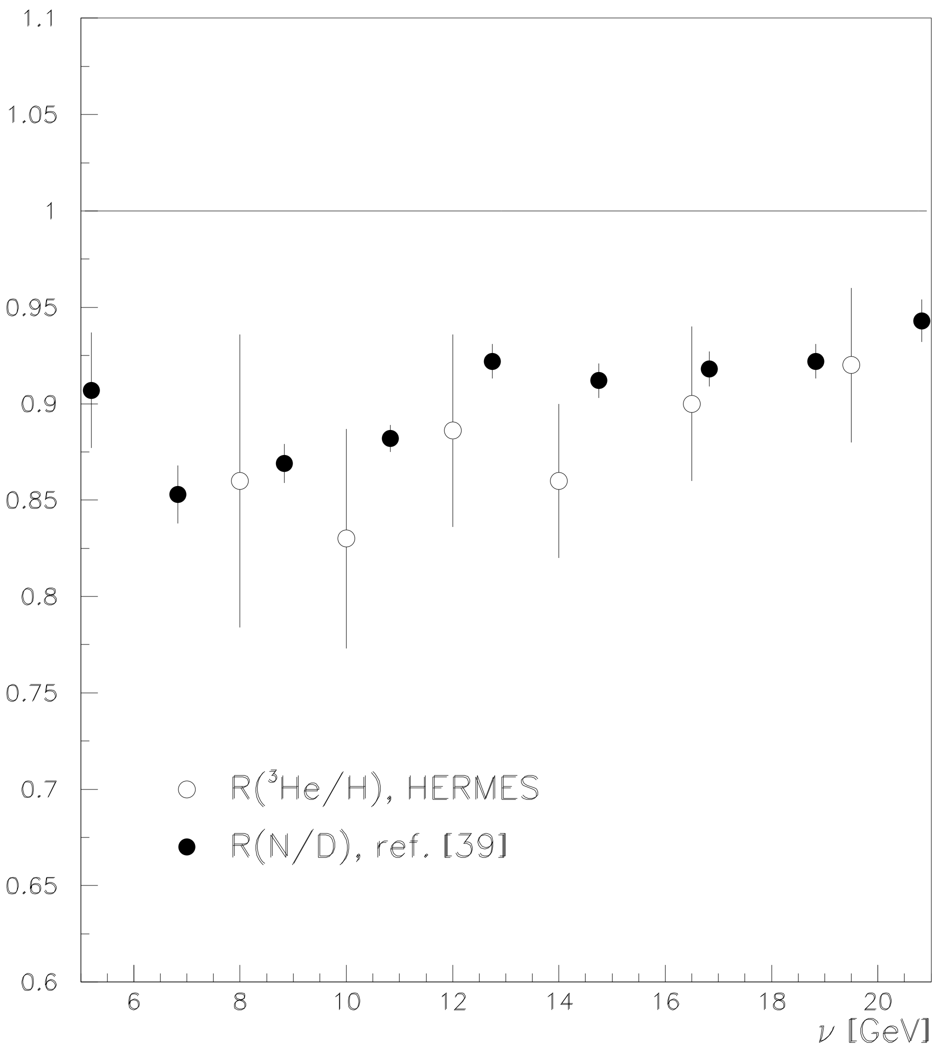

Figura 4.13: Rapporto di attenuazione R tra l'elettroproduzione di π^0 da bersaglio di ^{3}He ed elettroproduzione da bersaglio di H. La misura è stata fatta in funzione di ν e per $z > 0.1$. Sono stati riportati anche i dati di attenuazione di produzione di pioni carichi da bersaglio di N rispetto a D ottenuti in [39].

dal nucleo bersaglio. L'attenuazione per diversi bersagli nucleari può essere parametrizzata, in prima approssimazione, come una funzione dei raggi quadratici medi di carica nucleari.

4.5 Misure di momento trasverso p_t

Gli adroni che vengono prodotti nei processi DIS hanno un momento trasverso p_t non nullo rispetto alla direzione del fotone virtuale.

Come abbiamo discusso nel paragrafo 1.8.2, i processi profondamente anelastici con fotoni altamente virtuali, determinano un impulso trasverso medio lentamente variabile con Q^2, che vale circa $0.4 \div 0.5\ GeV$ [60]. D'altra parte, misure di fotoproduzione [75] e misure a basso Q^2 ($Q^2 < 1\ GeV^2$ [76]) hanno indicato per $< p_t >$ dei valori inferiori, intorno a $0.32\ GeV$. Questo comportamento è stato descritto attraverso i meccanismi di interazione tra i quark ed il fotone virtuale [24] [77]. Infatti, quando i fotoni virtuali hanno alta energia, gli stati adronici virtuali prodotti dai fotoni hanno un tempo di vita sufficientemente lungo per partecipare all'interazione (Vector Meson Dominance), e l'interazione non è più puntiforme. Il tempo di vita di uno stato adronico di massa m è dato dall'espressione:

$$\Delta t \simeq 2\nu \Big/ (Q^2 + m^2) \tag{4.16}$$

HERMES consente di misurare l'impulso trasverso medio nell'intervallo di Q^2 tra $0.5\ GeV^2$ e $7\ GeV^2$ e quindi di osservare la transizione tra la regione DIS (generalmente indicata da $Q^2 > 1\ GeV^2$) e la regione a bassi Q^2.

4.5.1 Momento trasverso di π^0 e $\pi^\pm$

Il momento trasverso è calcolato dai valori misurati dell'energia e dell'angolo di diffusione degli adroni prodotti. Poiché gli adroni sono altamente relativistici, possiamo trascurare la loro massa, e l'impulso trasverso è espresso da:

$$< p_t > = < E_h sin(\theta) > |_{(\gamma^* frame)}. \tag{4.17}$$

La direzione del fotone virtuale viene ricostruita dalla cinematica del positrone diffuso. Per compensare gli effetti di efficienza ed accettanza dei rivelatori, i valori di $< p_t >$ estratti dai dati, in funzione di Q^2, sono stati corretti per la funzione di risposta del rivelatore, fornita dal rapporto tra i valori del $< p_t >$ generato e ricostruito dal Monte Carlo. Le correzioni radiative sono state applicate utilizzando le variabili cinematiche "effettive" del positrone, nello spettro del Monte Carlo generato. Esse sono risultate dell'ordine dell'1%÷5%.

Per sottrarre invece il contributo del fondo, abbiamo calcolato il $< p_t >$ di background attraverso la selezione delle coppie di fotoni con massa invariante fuori dell'intervallo della massa del π^0, precisamente: $0.07 < m_{\gamma\gamma} < 0.095\ GeV$ e $0.175 < m_{\gamma\gamma} < 0.200\ GeV$. Se indichiamo quindi con b il numero di eventi di fondo e con s il numero di π^0, possiamo scrivere che:

$$< p_t >^{totale} = \frac{< p_t > s + < p_t >^{fondo}\, b}{s+b} \tag{4.18}$$

e quindi invertendo:

$$< p_t > = < p_t >^{totale}\, (1 + \frac{b}{s}) - < P_t >^{fondo}\, \frac{b}{s}. \tag{4.19}$$

I valori del $< p_t >$ che abbiamo misurato per π^0 sono mostrati in figura 4.14. I dati di HERMES coprono la regione cinematica tra $Q^2 = 0.5\ GeV^2$ e $Q^2 = 6.5\ GeV^2$. Sono stati riportati anche i risultati dell'esperimento *streamer chamber* di DESY per π^- [76] a Q^2 compreso tra 0.2 ed 1 GeV^2 e dell'esperimento di fotoproduzione (Q^2=0) di $\pi^{\pm}$ a SLAC [75].

Come si vede, l'impulso trasverso è crescente per valori di Q^2 tra 0 e 2 GeV^2 mentre ha un valore costante, entro gli errori, per $Q^2 > 3\ GeV^2$. La transizione tra la regione caratterizzata dal comportamento descritto dai modelli VMD e quella DIS avviene per $Q^2 \sim 2.5\ GeV^2$.

L'andamento di $< p_t >$ con Q^2 è stato misurato anche per π^+ e per π^- ed è riportato in figura 4.15. Anche in questo caso, per entrambi i processi, si ha un andamento sensibilmente crescente per $Q^2 < 2\ GeV^2$ e piatto per $Q^2 > 3\ GeV^2$. Il cambio di pendenza avviene intorno a $Q^2 \sim 2.5\ GeV^2$, in accordo con i dati di π^0.

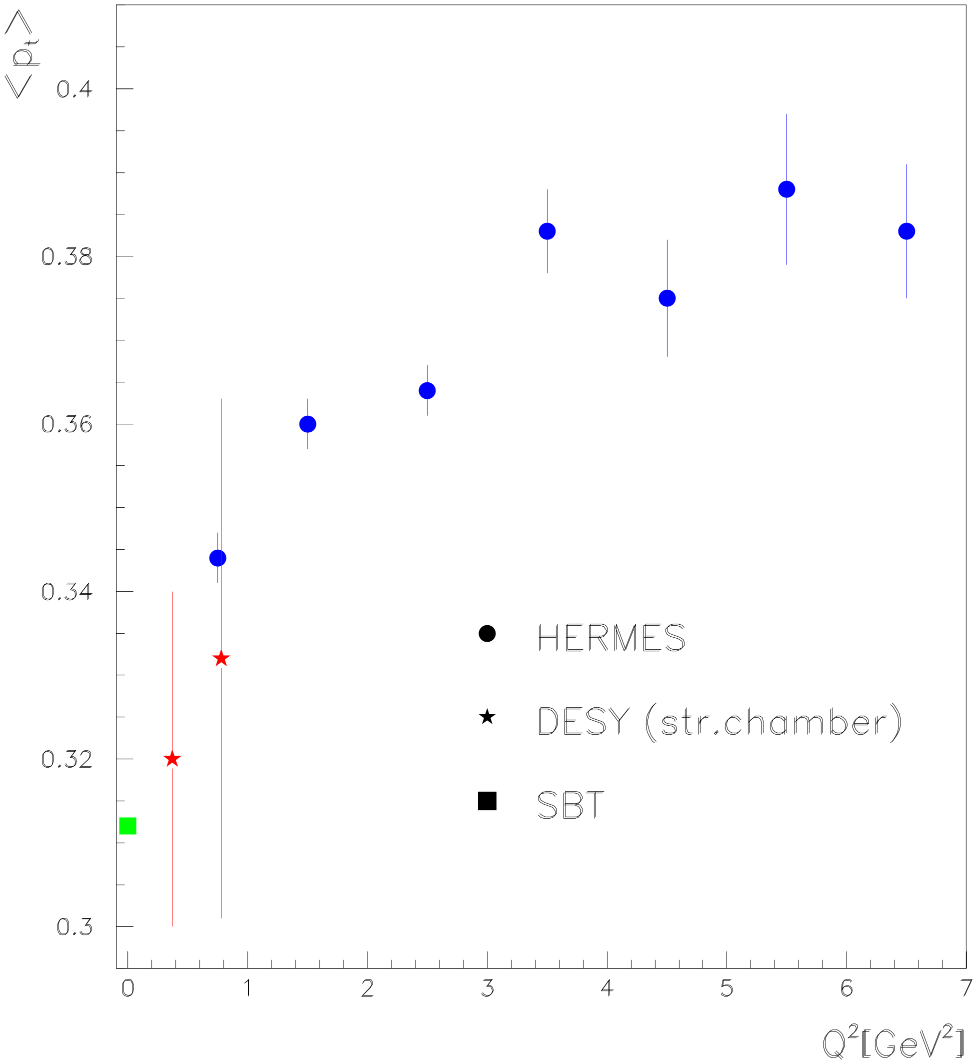

Figura 4.14: Impulso trasverso medio $< p_t >$, nel sistema di riferimento del γ^*, dei π^0 ottenuto dai dati di HERMES 1996-97.

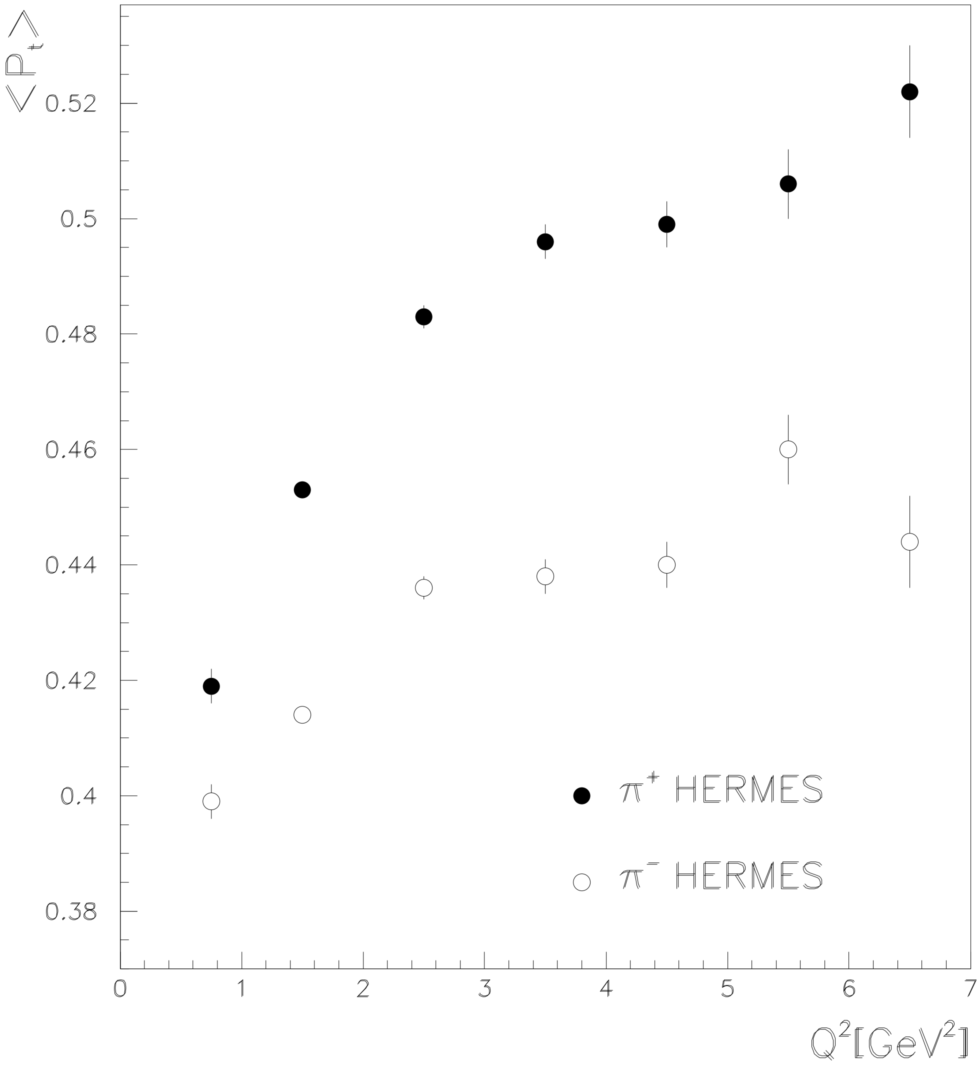

Figura 4.15: Impulso trasverso medio $< p_t >$, nel sistema di riferimento del γ^*, dei π^+ e π^- ottenuto dai dati di HERMES 1996-97.

Possiamo quindi concludere che l'analisi dell'impulso trasverso medio mostra chiaramente una transizione tra la regione VDM e la regione DIS. I dati indicano che il valor medio della componente trasversa dell'impulso (rispetto alla direzione del fotone virtuale) dell'adrone prodotto diminuisce quando il quadrimpulso trasferito tende a zero. La transizione avviene nella regione con Q^2 compreso tra 1 e 3 GeV^2, in accordo con quanto previsto in ref. [24].

Conclusioni

In questa tesi è stata studiata l'elettroproduzione dei mesoni pseudoscalari π^0, $\pi^\pm$ ed η in processi di diffusione profondamente anelastica di positroni su bersagli di H ed ^{3}He con l'esperimento HERMES.

In particolare sono state estratte le sezioni d'urto di elettroproduzione di π^0, $\pi^\pm$ ed η in funzione dell'energia frazionaria trasferita $z = E_h/\nu$. La sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 è stata inoltre misurata al variare di Q^2, x e W^2, ed è stata confrontata con i risultati di altri esperimenti (SLAC, EMC). Alcune parametrizzazioni delle funzioni di frammentazione sono risultate utili nella discussione della violazione di *scaling* della sezione d'urto. I rapporti di elettroproduzione $\pi^0/\pi^\pm$ e π^0/η sono stati misurati al variare di z e confrontati con i valori attesi sulla base delle simmetrie delle interazioni forti. Inoltre sono state presentate misure di elettroproduzione di π^0 da bersaglio di ^{3}He e quindi il rapporto di attenuazione dell'elettroproduzione rispetto al bersaglio di H.

Infine sono state discusse le misure di impulso trasverso medio di π^0 e $\pi^\pm$ rispetto alla direzione del fotone virtuale nell'intervallo di Q^2 (il quadrimpulso portato dal fotone) tra 0.5 e 7 GeV^2/c^2.

Per tutti i risultati, gli spettri misurati degli adroni sono stati corretti con la funzione di risposta dei rivelatori determinata attraverso una simulazione Monte Carlo. La bontà della simulazione è stata preventivamente valutata attraverso il confronto delle distribuzioni delle variabili principali, inclusive e semi-inclusive, ottenute dai dati sperimentali con quelle fornite dal Monte Carlo.

Per compensare la deformazione degli spettri dovuta ai processi radiativi, un programma di simulazione di diffusione semi-inclusiva è stato utilizzato per determinare le correzioni radiative da applicare, di volta in volta, alle misure sperimentali. Nella misura di impulso trasverso queste correzioni sono state invece incluse nella funzione di risposta del Monte Carlo.

Infine è stata effettuata una valutazione degli errori sistematici, considerando le possibili sorgenti nei diversi passi della procedura di analisi dei dati ed estrazione dei risultati. Il valore stimato per l'errore sistematico complessivo è dell'8-9%.

La discussione delle misure effettuate ha portato alle seguenti conclusioni:

- La sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 su bersaglio di H mostra che il modello a quark-partoni è insufficiente per descrivere in maniera accurata un processo di diffusione profondamente anelastica semi-inclusiva. Correzioni di ordine α_s devono essere prese in considerazione per spiegare la violazione di *scaling* delle funzioni di frammentazione e l'andamento osservato con x e W^2 della sezione d'urto.

- I rapporti di elettroproduzione $\pi^0/\pi^\pm$ e π^0/η sono in buon accordo con le previsioni fornite dalle simmetrie del modello a quark.

- L'attenuazione della sezione d'urto da bersaglio di ^{3}He è stata misurata al variare dell'energia trasferita. I risultati mostrano che l'attenuazione si riduce all'aumentare dell'energia trasferita. Più puntuali conclusioni sono attese in futuro utilizzando dati con errori statistici inferiori all'1% e misure con un bersaglio di N.

- L'andamento con Q^2 dell'impulso trasverso medio mostra chiaramente una transizione tra la regione DIS e la regione descritta dal modello Vector Meson Dominance. I dati indicano che il valor medio della componente trasversa dell'impulso (rispetto alla direzione del fotone virtuale) dell'adrone prodotto diminuisce quando il quadrimpulso trasferito tende a zero.

Appendice A

Tabelle

z	π^0 (H)	π^0 (^{3}He)	π^+ (H)	π^- (H)	η (H)
0.15	3.5±0.2	3.3±0.3	-	-	-
0.25	1.72±0.05	1.52±0.05	1.94±0.04	1.54±0.03	-
0.35	0.90±0.02	0.87±0.05	1.09±0.01	0.75±0.01	0.33±0.02
0.45	0.49±0.01	0.44±0.01	0.62±0.01	0.392±0.008	0.20±0.02
0.55	0.283±0.008	0.237±0.007	0.358±0.007	0.221±0.006	0.12±0.01
0.65	0.181±0.006	0.145±0.005	0.230±0.006	0.134±0.005	0.077±0.011
0.75	0.095±0.004	0.075±0.004	0.151±0.005	0.106±0.005	0.050±0.009
0.85	0.051±0.003	0.038±0.002	0.110±0.005	0.075±0.004	0.020±0.006

Tabella A.1: Sezione d'urto di elettroproduzione di mesoni in funzione dell'energia frazionaria z. I mesoni prodotti sono indicati in alto, tra parentesi è riportato il bersaglio utilizzato.

x	Q^2 $[GeV^2]$	z	$d\sigma^{\pi^0}/dz$
0.05÷0.09	1.0÷1.5	0.20	2.8±0.7
	1.0÷1.5	0.30	1.4±0.1
	1.0÷1.5	0.40	0.56±0.04
	1.0÷1.5	0.52	0.26±0.02
	1.0÷1.5	0.80	0.085±0.005
	1.5÷2.0	0.20	2.7±0.2
	1.5÷2.0	0.30	1.04±0.06
	1.5÷2.0	0.40	0.62±0.04
	1.5÷2.0	0.52	0.28±0.02
	1.5÷2.0	0.80	0.078±0.005
	2.0÷2.5	0.20	2.6±0.2
	2.0÷2.5	0.30	1.16±0.07
	2.0÷2.5	0.40	0.50±0.04
	2.0÷2.5	0.52	0.30±0.02
	2.0÷2.5	0.80	0.075±0.008
	2.5÷4.0	0.20	2.4±0.2
	2.5÷4.0	0.30	1.07±0.08
	2.5÷4.0	0.40	0.60±0.06
	2.5÷4.0	0.52	0.29±0.03
	2.5÷4.0	0.80	0.07±0.01

Tabella A.2: Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 da bersaglio di H per $0.05 < x < 0.09$ e diversi intervalli di Q^2 e z.

x	Q^2 $[GeV^2]$	z	$d\sigma^{\pi^0}/dz$
0.09÷0.2	2.0÷2.8	0.20	2.6±0.6
	2.0÷2.8	0.30	1.3±0.1
	2.0÷2.8	0.40	0.67±0.05
	2.0÷2.8	0.52	0.30±0.02
	2.0÷2.8	0.80	0.090±0.006
	2.8÷3.6	0.20	2.9±0.3
	2.8÷3.6	0.30	1.18±0.08
	2.8÷3.6	0.40	0.64±0.04
	2.8÷3.6	0.52	0.34±0.02
	2.8÷3.6	0.80	0.082±0.006
	3.6÷5.0	0.20	-
	3.6÷5.0	0.30	1.23±0.07
	3.6÷5.0	0.40	0.57±0.04
	3.6÷5.0	0.52	0.32±0.02
	3.6÷5.0	0.80	0.067±0.006

Tabella A.3: Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 da bersaglio di H per $0.09 < x < 0.2$ e diversi intervalli di Q^2 e z.

Q^2 $[GeV^2]$	x	z	$d\sigma^{\pi^0}/dz$
1.0÷2.0	0.030÷0.045	0.20	1.9±0.2
	0.030÷0.045	0.30	1.13±0.06
	0.030÷0.045	0.40	0.60±0.04
	0.030÷0.045	0.52	0.28±0.02
	0.030÷0.045	0.80	0.089±0.008
	0.045÷0.055	0.20	2.5±0.2
	0.045÷0.055	0.30	1.14±0.08
	0.045÷0.055	0.40	0.59±0.04
	0.045÷0.055	0.52	0.25±0.02
	0.045÷0.055	0.80	0.082±0.007
	0.055÷0.065	0.20	2.9±0.6
	0.055÷0.065	0.30	1.2±0.1
	0.055÷0.065	0.40	0.67±0.06
	0.055÷0.065	0.52	0.27±0.02
	0.055÷0.065	0.80	0.076±0.006
	0.065÷0.090	0.20	4±1
	0.065÷0.090	0.30	1.2±0.1
	0.065÷0.090	0.40	0.53±0.05
	0.065÷0.090	0.52	0.28±0.02
	0.065÷0.090	0.80	0.084±0.005

Tabella A.4: Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 da bersaglio di H per $1\ GeV^2 < Q^2 < 2\ GeV^2$ e diversi intervalli di x e z.

Q^2 $[GeV^2]$	x	z	$d\sigma^{\pi^0}/dz$
2.0÷5.0	0.09÷0.11	0.20	2.4±0.2
	0.09÷0.11	0.30	1.14±0.08
	0.09÷0.11	0.40	0.62±0.04
	0.09÷0.11	0.52	0.31±0.02
	0.09÷0.11	0.80	0.070±0.006
	0.11÷0.15	0.20	2.3±0.2
	0.11÷0.15	0.30	1.23±0.07
	0.11÷0.15	0.40	0.61±0.04
	0.11÷0.15	0.52	0.31±0.02
	0.11÷0.15	0.80	0.087±0.006
	0.15÷0.20	0.20	-
	0.15÷0.20	0.30	1.4±0.1
	0.15÷0.20	0.40	0.61±0.06
	0.15÷0.20	0.52	0.35±0.03
	0.15÷0.20	0.80	0.089±0.007

Tabella A.5: Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 da bersaglio di H per $2\ GeV^2 < Q^2 < 5\ GeV^2$ e diversi intervalli di x e z.

W^2 $[GeV^2]$	z	$d\sigma^{\pi^0}/dz$
10÷20	0.20	3±1
10÷20	0.30	1.5±0.1
10÷20	0.40	0.68±0.03
10÷20	0.52	0.32±0.01
10÷20	0.80	0.097±0.004
20÷26	0.20	3.0±0.3
20÷26	0.30	1.19±0.05
20÷26	0.40	0.59±0.02
20÷26	0.52	0.29±0.01
20÷26	0.80	0.078±0.003
26÷32	0.20	2.6±0.1
26÷32	0.30	1.21±0.04
26÷32	0.40	0.62±0.02
26÷32	0.52	0.31±0.01
26÷32	0.80	0.087±0.005
32÷40	0.20	2.08±0.06
32÷40	0.30	1.09±0.03
32÷40	0.40	0.56±0.02
32÷40	0.52	0.28±0.01
32÷40	0.80	0.083±0.006

Tabella A.6: Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 da bersaglio di H per diversi intervalli di W^2 e z.

	π^0	π^+	π^-
Q^2 $[GeV^2]$	$< p_t >$ $[GeV]$	$< p_t >$ $[GeV]$	$< p_t >$ $[GeV]$
0.75	0.344±0.003	0.419±0.003	0.399±0.002
1.50	0.360±0.003	0.453±0.001	0.414±0.001
2.50	0.364±0.003	0.483±0.002	0.436±0.002
3.50	0.383±0.005	0.496±0.003	0.438±0.003
4.50	0.375±0.007	0.499±0.004	0.440±0.004
5.50	0.388±0.009	0.506±0.006	0.460±0.006
6.50	0.383±0.008	0.522±0.008	0.444±0.008

Tabella A.7: Impulso trasverso medio, nel sistema di riferimento del γ^*, di elettroproduzione di π^0, π^+ e π^- al variare di Q^2.

Indice delle Figure

Bibliografia

[1] Ta-Pei Cheng and Ling-Fong Li, *Gauge theory of elementary particle physics*, Oxford University Press 1984.

[2] W. Greiner and A. Schäfer, *Quantum Chromodynamics*, Springer (1994).

[3] R.G. Roberts, *The structure of the proton*, Cambridge University Press 1990.

[4] F. Mandl and G. Shaw, *Quantum Field Theory*, Wiley (1984).

[5] G. Altarelli, Partons in quantum chromodynamics, *Phys. Rep.* **81** 1 (1982) 71.

[6] J. Binnewies, *Fragmentation Functions in Next-To-Leading Order QCD*, DESY 97-128 (1997).

[7] J.C. Collins, D.E. Soper, *Perturbative Quantum Chromodynamics*, ed. A.H. Mueller, World Scientific Singapore (1989).

[8] J.Binnewies, B.A. Kniehl, G. Kramer, *Phys. Rev.* D **52**, (1995) 4947.

[9] M. Gluck, E. Reya, A. Vogt, *Z. Phys.* C **67** (1995) 433.

[10] R. Baier and K. Fey, *Z. Physik* C **2**, (1979) 339.

[11] G. Altarelli, R.K. Ellis, G. Martinelli, *Nuclear Physics* **B 160**, (1979) 301.

[12] G. Altarelli, G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B**126 (1977) 298-318.

[13] J.F. Owens, *Phys. Lett.* 76B (1978) 85.

[14] W. Furmanski, R. Petronzio, *Z. Phys.* **C11**, (1982) 293.

[15] EM Collaboration, J.J. Aubert et al., *Z. Physik* C **18**, (1983) 189.

[16] D. Sivers et al., *Phys. Rep.* **C**23 (1976) 1-121.

[17] R. Baier, J. Engels, and B. Petersson, *Z. Phys.* **C**2 (1979) 265-277.

[18] G. Ingelman et al., *Nucl.Phys.* **B**206 (1982) 239.

[19] F.W. BUSSER et al., *Nucl. Phys.* **B**106 (1976) 1-30.

[20] H. Cheng and T.T Wu, *Phys. Rev.* **183 5**, (1969) 1324.

[21] G. Shaw, *Phys. Lett.* **B 318**, (1993) 221.

[22] H.T. Nieh, *Phys. Lett.* **38B**,2 (1972) 100.

[23] H.T. Nieh, *Phys. Rev.* **D1**, (1970) 3161.

[24] J.D. Bjorken, *SLAC-PUB-1756* (Maggio 1976), unpublished.

[25] D.C. Cheng, G.K. O'Neill, *Elementary Particle Physics*, Addison-Wesley (1979).

[26] R.P. Feynman, *Photon-Hadron Interaction*, Addison-Wesley (1972).

[27] J.J. Sakurai, *Phys. Rev. Lett.*, 22 (1969) 981.

[28] G. Shaw, *Phys. Lett.*, bf B 318 (1993) 221-226.

[29] P. Mosley and G. Shaw, *J. Phys.* G: Nucl. Part. Phys. **21** (1995) 1043-1051.

[30] Y.L. Dockshitzer et al., *Basics of Perturbative QCD*, Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, France, (1991).

[31] K. Gottfried and V.F. Weisskopf, *Concepts of Particle Physics*, volume II Oxford University Press, New York (1986).

[32] R.D. Field and R.P. Feynman, A Parametrization of the Properties of Quark Jets, *Nucl. Phys.*, **B 136** (1978) 1.

[33] EM Collaboration, M. Arneodo et al., *Phys. Lett.*, **B 145** (1984) 458.

[34] B. Andersson et al., *Phys. Rep.* **97** (1983) 31.

[35] J.J. Sakurai, *Meccanica quantistica moderna*, Zanichelli.

[36] Y.I. Azimov, Y,L. Dockshitzer et al, *Z. Phys.* **C27** (1985) 65.

[37] A.M. Boyarski et al., *Phys. Rev.* D14 (1976) 1733.

[38] K. Gottfried, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 957 (1974).

[39] J.J Van Hunen, *Hadronization in a nuclear environment*, HERMES coll. HEP. 98-017.

[40] A. Bialas and T. Chmaj, *Phys. Lett.* B **32**, 957 (1974).

[41] A. Bialas and M. Gyulassy, *Nucl. Phys.* B **291**, 793 (1987).

[42] V. Del Duca, S. Brodsky and P. Hoyer, *Phys. Rev* D46 (1992) 931.

[43] L.S. Osborne et al., *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978) 1624.

[44] A.A. Sokolov and I.M. Ternov, *Dov. Phys. Doklady* **8** (1964) 1203.

[45] J. Buon and K. Steffen, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 245**, 248 (1986).

[46] HERMES Collaboration, *HERMES proposal*, DESY PRC 90/01 (1990); *HERMES Technical Design Report*, DESY PRC 93/06 (1993).

[47] HERMES Collaboration, *The HERMES Spectrometer*, submitted to Nucl. Instr. and Meth. A, (1998).

[48] H. Avakian et al., *Performance of the Electromagnetic Calorimeter of the HERMES Experiment*, submitted to Nucl. Instr. and Meth. A (1998).

[49] H. Avakian et al, *Nucl. Instr. and Meth.* **A378** (1996) 155.

[50] W.Wander, *PhD thesis*, HERMES Collaboration, internal note (1996) 96-023.

[51] Programming Techniques Group ADAMO, *An Entity-Relationship Programming System, Version 3.3* ECP Division, CERN, (1994) Geneva.

[52] R. Kaiser, *Particle identification at HERMES*, HERMES Collaboration, internal note (1997) 97-025

[53] *The HERMES Monte Carlo documentation*, http://dznhd1.mpi-hd.mpg.de/ herprod.

[54] G. Ingelman, A. Edin, and J. Rathsman. Lepto 6.5 - *A Monte Carlo Generator for Deep-Inelastic Lepton Nucleon Scattering*, Comp. Phys. Comm. **101** (1997) 108.

[55] T. Sjostrand., High Energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 *Comp. Phys. Comm.* **82** (1994) 74.

[56] CERN Application Software Group. GEANT - *Detector Description and Simulation Tool.* CERN, Geneva, (1994).

[57] P. Geiger, Measurement of Fragmentation Functions at HERMES, HERMES Collaboration, internal note (1998) 98-005.

[58] I.Akushevich et al., *Analytical Formulae for Radiative Corrections to Cross Section of Hadron Electroproduction* HERMES Collaboration, Internal note 97-058 (1997).

[59] SIRAD, http://www-hermes.desy.de/ dryckbos/radcor.html.

[60] T.P. McPharlin et al., *Phys. Lett.* **90B** 4 (1980) 479.

[61] J.J. Aubert et al., *Z. Phys.* C **18** (1983) 189.

[62] R.D. Field and R.P. Feynman, *Phys. Rev* **D15** (1977) 2590.

[63] A. Mendez, *Nucl. Phys.* B **145** (1978) 199

[64] J.J. Aubert et al., *Phys. Lett.* **114B** (1982) 373.

[65] V.V. Anisovich, V.M. Shekhter, *Nucl. Phys.* **B**55 (1973) 455.

[66] J.D. Bjorken and G.R. Farrar, *Phys. Rev.* **D9** (1974) 1449.

[67] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8 (1964) 214.

[68] A. Seiden, *Phys. Lett.* **68B** (1977) 157.

[69] J.J.J. Kokkedee, *The Quark Model* W. A. Benjamin, Inc. (1969).

[70] K. Eggert et al., *Nucl. Phys.* **B98** (1975) 49.

[71] M. Greco, S. Rolli, *Z. Phys. C* **60** (1993) 169.

[72] H.J. Behrend, *Z. Phys. C* **47** (1990) 1.

[73] C.W. De Jager et al. *At. Data and Nucl. Data Tables* **14**, (1974) 479.

[74] E.L. Berger *Proceedings R.G. Arnold and R.C. Minehart* SLAC, Stanford 1987 SLAC 316 (82-91).

[75] A.M. Boyarski et al., *Phys. Rev.* **14D**, (1976) 1733.

[76] C.K. Chen et al., *Nucl. Phys.* **B133**, (1978) 13.

[77] J.J. Sakurai, *Phys. Rev. Lett.* **22**, (1969) 981.