Università degli Studi di Perugia

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Elettroproduzione di mesoni π^0, $\pi^\pm$ e η con l'esperimento HERMES

Tesi di dottorato di ricerca in fisica (XI ciclo)

di

Pasquale Di Nezza

Coordinatore: Prof. Claudio Ciofi degli Atti

Relatore: Prof. Claudio Ciofi degli Atti

Tutore: Prof. Enzo De Sanctis

Dicembre 1998

Indice

Introduzione

I primi esperimenti di diffusione profondamente anelastica (*Deep Inelastic Scattering* o DIS) hanno messo in luce, per la prima volta, come la struttura interna del nucleone sia composta da particelle puntiformi (partoni) permettendo la formulazione del cosiddetto “Modello a Quark-Partoni” (*Quark Parton Model* o QPM). Il QPM identifica i partoni con particelle di spin $\frac{1}{2}$ dette quark e mostra come le interazioni che coinvolgono gli adroni possano essere spiegate attraverso le interazioni dei rispettivi sub-costituenti o quark. Tale modello risultò molto soddisfacente nel descrivere i primi esperimenti DIS ma, all'aumentare dell'energie in gioco e con la scoperta del gluone quale mediatore delle interazioni forti, si dovette ricorrere a sostanziali modifiche introducendo la *Cromo-Dimanica Quantistica* o QCD.

La teoria QCD è la teoria di campo delle interazioni forti: essa non riesce però a descrivere la fenomenologia quando le distanze interessate superano le dimensioni di un nucleone ($\sim 10^{-13}\ cm$) e molti aspetti restano tuttora poco capiti. Solo a distanze inferiori, quando l'interazione forte diminuisce ed un quark può cosiderarsi “quasi” libero, si entra nel cosiddetto regime di libertà asintotica. In tal caso si ottengono risultati confrontabili, per precisione, con quelli della *Elettro-Dinamica Quantistica* (QED) dalla quale la teoria di gauge della QCD si è strettamente ispirata. Due dati emergono chiaramente: il primo è che i quark ed i gluoni sono confinati all'interno dell'adrone; il secondo è che, per brevi distanze o, il che è equivalente, ad alte energie, si possono utilizzare tecniche perturbative per studiare le interazioni forti.

Nello schema del QPM un processo DIS viene descritto come lo scambio di un fotone virtuale tra l'elettrone incidente ed un protone costituente carico, presumibilmente un quark. L'urto avviene in un tempo così breve rispetto al periodo dei moti dei partoni nel nucleone che l'urto si può considerare elastico su un quark a riposo e la sezione d'urto si può calcolare usando la QED poiché sia l'elettrone incidente che il quark bersaglio sono carichi, puntiformi ed hanno spin $\frac{1}{2}$.

Le interazioni forti intervengono nella formazione dello stato finale adronico quale processo finale della frammentazione del nucleone con conseguente formazione di stati fisici. Processi di questo tipo vengono definiti di elettroproduzione e, come si è accennato, forniscono informazioni non solo sulla struttura del nucleone, ma anche su tutti i meccanismi di formazione degli adroni legati al QPM ed alla QCD.

L'esperimento HERMES (*HERa MEasurement of Spin*), in presa dati presso il collisore elettroni-protoni HERA del laboratorio DESY di Amburgo, si propone di investigare la struttura di spin del nucleone. Oltre alla determinazione delle funzioni di struttura polarizzate del nucleone tramite misure inclusive di DIS dove si rivela il solo elettrone diffuso, HERMES è in grado di studiare anche i processi semi-inclusivi dove vengono identificati i prodotti dello stato finale adronico. Il processo d'interazione coinvolge un fascio di elettroni (o positroni) polarizzati da 27.5 GeV e bersagli atomici polarizzati di H, D o ^3He. Grazie alle ottime capacità di ricostruzione delle tracce delle particelle cariche e all'identificazione delle particelle, HERMES permette di investigare, in un ampio piano cinematico, i processi dinamici di formazione degli adroni attraverso la frammentazione e la adronizzazione del quark colpito.

Il lavoro di tale tesi tratta proprio questo secondo punto ed in particolare prende in considerazione l'elettroproduzione dei mesoni pseudoscalari π^0, $\pi^\pm$ ed η nei processi di diffusione profondamente anelastica attraverso l'analisi delle sezioni d'urto, delle deviazioni dal QPM corrette dall'introduzione della QCD e di altri processi legati alla dinamica della produzione adronica.

Il lavoro di tesi è strutturato nel modo seguente:

Il **primo capitolo** introduce gli aspetti fisici che hanno portato alla realizzazione dell'esperimento HERMES e chiarisce i concetti formali della diffusione anelastica inclusiva e semi-inclusiva sia nell'ottica del QPM che delle modifiche apportare dalla QCD all'ordine α_s.

Il **secondo capitolo** è mirato alla descrizione dell'apparato sperimentale utilizzato, al funzionamento ed alle caratteristiche operative dei vari rivelatori.

Il **terzo capitolo** è dedicato alla simulazione Monte Carlo, ai controlli di affidabilità e alle procedure per la correzione della misura di sezioni d'urto anche ad ordini successivi.

Il **quarto capitolo** riguarda la selezione dei dati raccolti da HERMES dal 1995 al 1997, i limiti cinematici imposti e le ragioni di tali scelte. Vengono trattate esaurientemente le tecniche utilizzate per il riconoscimento di particelle (*Particle IDentification*, PID) con particolare riferimento agli elettroni, ai mesoni neutri π^0 ed η nonché ai mesoni carichi π^+ e π^-. In particolare, si descriverà come è avvenuta, da un punto di vista *hardware* e *software* la gestione del calorimetro elettromagnetico di HERMES che, insieme all'analisi dei dati, ha riguardato il lavoro affettuato in questa tesi. Verrà poi chiarita la procedura per il calcolo e l'applicazione delle correzioni radiative QED.

Nel **quinto capitolo** si mostrano e si discutono i risultati ottenuti relativi alle sezioni d'urto, alla violazione dello scaling e della fattorizzazione nel QPM. Relativamente al calcolo delle sezioni d'urto effettuate in funzione dell'energia frazionaria portata dall'adrone, di Q^2, di x_{Bj} e di W^2, si mostra come l'introduzione delle correzioni QCD all'ordine α_s e della dipendenza della scala d'energia nelle funzioni di frammentazione chiarisca gli andamenti sperimentali trovati. Un ulteriore test dell'invarianza di isospin mostra l'affidabilità dei dati analizzati.

Il **sesto capitolo** è dedicato all'elettro-produzione del mesone η, alla misura della sezione d'urto del processo e alla capacità di un modello statistico di legare la produzione dei due mesoni neutri η e π^0 mostrando la violazione della simmetria unitaria SU(6).

Il **settimo capitolo** fornisce una spiegazione teorica ed una evidenza sperimentale di come il processo di adronizzazione viene modificato se l'interazione avviene in un nucleone che appartiene ad un nucleo, nel caso specifico un nucleo di ^3He.

L'**ottavo capitolo** sfrutta, in maniera evidente, le potenzialità dell'esperimento HERMES che, grazie all'ampia regione del piano cinematico coperta, permette di osservare la transizione dell'interazione descritta dal VDM a quella più propriamente DIS.

Il **nono capitolo** riassume i risultati ottenuti e delinea i possibili sviluppi futuri.

Il lavoro personale ha riguardato la partecipazione alla raccolta dati, al controllo *on-line* delle prestazioni del calorimetro a vetri a piombo che fornisce il *trigger* dell'esperimento, le simulazioni Monte Carlo e l'analisi completa dei dati.

I risultati ottenuti hanno evidenziato la violazione dello *scaling* e la non applicabilità dell'ipotesi prevista dal teorema della fattorizzazione della QCD di separarazione della parte perturbativa "dura" del processo, da quella non-perturbativa "soffice". Sono inoltre descritte le relazioni che intercorrono tra la produzione di π^0 ed η e le loro conseguenze sulla simmetria unitaria SU(6), le modifiche che i processi di formazione subiscono se la diffusione avviene su un nucleone legato in un nucleo e l'osservazione della transizione del processo da un regime descrivibile attraverso il *Vector-meson Dominance Model* al regime DIS.

Capitolo 1

La diffusione profondamente anelastica

Il presente capitolo vuole descrivere il formalismo e chiarire i concetti di base per affrontare lo studio delle interazioni elettromagnetiche nei processi di diffusione profondamente anelastica, *Deep Inelastic Scattering* usualmente abbreviato in DIS. Particolare attenzione sarà riservata ai processi semi-inclusivi, alla formulazione della sezione d'urto nel *Quark Parton Model* e, partendo dai concetti ad esso legati come la fattorizzazione, l'adronizzazione o lo *scaling*, si mostreranno i cambiamenti indotti dalla teoria QCD all'ordine $O(\alpha^0)$ ed $O(\alpha^1)$.

1.1 Aspetti fisici dei processi DIS

La diffusione di leptoni su un oggetto non puntiforme (p.es. nucleo o nucleone), costituisce uno strumento molto potente per sondare la struttura interna del bersaglio. A livello più basso, la sonda è rappresentata dal fotone virtuale scambiato nell'interazione elettromagnetica, il cui potere risolutivo è determinato dalla quantità $\hbar/Q^2$ dove $Q^2 = -q^2$ e q è il quadrimpulso del fotone virtuale.

Se si sperimenta una interazione leptone-nucleo, per bassi valori di Q^2 ($\sim 0.01\ GeV^2$) il nucleo tende a comportarsi come un unico oggetto e si ha quella che viene chiamata *diffusione coerente* oppure raggiunge uno stato eccitato. La dimensione finita del nucleo implica una rapida discesa della sezione d'urto all'aumentare di Q^2 cosicchè, per $Q^2 \sim 0.1\ GeV^2$, il processo più probabile è la diffusione da parte di un costituente del nucleo. Per valori di $Q^2 \sim 0.5 \div 1\ GeV^2$ i fattori di forma del nucleone e delle risonanze sono molto piccoli e la

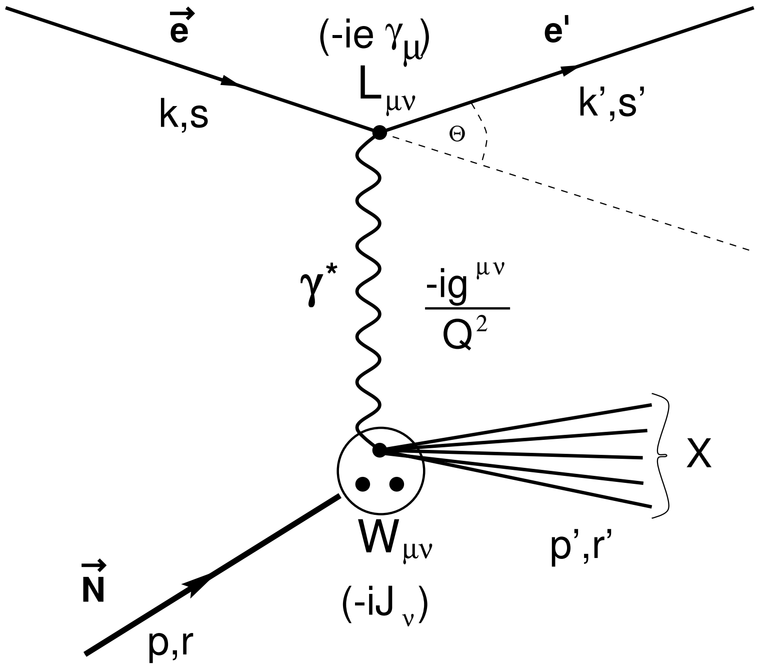


Figure 1.1: Diagramma OPA della diffusione leptone-nucleone.

regione sondata diventa dal fotone virtuale scambiato diventa quella interna del nucleone ($\leq 1\ fm$). In tale caso di parla di diffusione profondamente anelastica o *DIS*.

Un modo per descrivere l'interazione leptone-adrone da un punto di vista formale, è quella di separare la parte relativa al leptone da quella relativa all'adrone nella cosiddetta *approssimazione di singolo fotone* (OPA) [1], cioè considerando un solo fotone come mediatore dell'interazione trascurando lo scambio multiplo e tutte le correzioni radiative [4]. In Fig.1.1 è schematizzato un diagramma DIS puramente elettromagnetico tenendo conto che il *Quark Parton Model (QPM)* [2], in maniera semplicistica, mette in stretta relazione la sezione d'urto di diffusione con le distribuzioni cinematiche dei partoni nel nucleone. Il partone colpito (*partone di corrente*) non puó essere emesso isolatamente e quindi passa attraverso il processo di adronizzazione dando luogo alla produzione di adroni; analogo processo subisce la parte rimanente del nucleone bersaglio che si ricombina in un numero variabile di particelle.

L'esiguità della forza elettromagnetica ($\alpha = \frac{1}{137}$) permette di trattare, con buona approssimazione, l'interazione considerando, per il momento, solo il primo ordine dell'espansione nell'espressione della formula dell'interazione; ordini successivi sono molto piccoli e contribuiscono come $(1/\alpha)^n$.

1.2 Sezione d'urto e funzioni di struttura nel processo inclusivo

Nelle formule presentate in questa tesi si è adottata la convenzione $\hbar = c = 1$. La cinematica del DIS è caratterizzata dall'impulso trasferito q^μ definito come la differenza tra l'impulso del leptone incidente $k^\mu = (E, \vec{k})$ e quello del leptone diffuso $k'^\mu = (E', \vec{k'})$:

$$q^\mu = k^\mu - k'^\mu. \tag{1.1}$$

Nel sistema del laboratorio, si possono definire due variabili indipendenti, invarianti di Lorentz:

$$\begin{aligned} q^2 &= k^2 + k'^2 - 2k \cdot k', && (1.2) \\ \nu &= \frac{p \cdot q}{M}, && (1.3) \end{aligned}$$

dove p è il quadrimpulso del bersaglio ed M la sua massa. La massa invariante W dello stato adronico finale è definita da:

$$W^2 = (p+q)^2 = M^2 + q^2 + 2M\nu. \tag{1.4}$$

Chiamando θ l'angolo tra le direzioni dei leptoni diffuso ed incidente, trascurando la massa dell'elettrone e considerando il bersaglio a riposo, si ha:

$$\begin{aligned} Q^2 &= -q^2 \stackrel{lab}{=} 2EE'(1 - cos\theta) \stackrel{lab}{=} 4EE' sin^2\frac{\theta}{2}, && (1.5) \\ \nu &= q_0 \stackrel{lab}{=} E - E'. && (1.6) \end{aligned}$$

Usualmente si usano due variabili adimensionali y e x che rappresentano: la prima la frazione della energia del leptone incidente portata dal fotone virtuale e la seconda la frazione dell'impulso totale del nucleone portata dal partone colpito:

$$\begin{aligned} y &= \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}, && (1.7) \\ x &= \frac{q^2}{2(p \cdot q)} \stackrel{lab}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}. && (1.8) \end{aligned}$$

Per le due variabili, gli intervalli cinematici permessi sono:

$$0 < x \leq 1, \tag{1.9}$$

$$0 < y < \frac{1}{1+xM/2E} < 1. \tag{1.10}$$

Facendo riferimento a tali variabili, si può calcolare l'ampiezza d'interazione corrispondente al processo inclusivo così come illustrato in Fig.1.1:

$$-iM = (\bar{u}_f(k', s')(-ie)\gamma^\mu u_i(k, s)) \times \left(\frac{-ig_{\mu\nu}}{Q^2}\right) \times (-iJ^\nu(Q)). \tag{1.11}$$

Dalla teoria dei campi si ricava che la relazione tra la sezione d'urto e tale ampiezza è:

$$d\sigma = \frac{dP|M|}{\Phi}, \tag{1.12}$$

dove

$$dP = \sum_X \frac{d^3k'd^3p'}{(2\pi)^3 2k'_0} \times (2\pi)^4\delta^4(k + p - k' - p'), \tag{1.13}$$

$$\Phi = 4\sqrt{(p \cdot k)^2 - m^2M^2} \overset{hrl}{\simeq} 4(p \cdot k) \overset{lab}{=} 4ME \tag{1.14}$$

e *hrl* sta ad indicare il limite ultra-relativistico (*highly relativistic limit*).

Quando l'energia degli stati creati supera la regione delle risonanze e l'impulso trasferito è molto piú alto della scala QCD degli impulsi ($\lambda_{QCD} \sim 300$ MeV), si può ritenere che l'interazione sia avvenuta sul singolo partone. In generale, i limiti imposti sono: $Q^2 > 1$, $W^2 > 4\ GeV^2$.

A questo punto, si definiscono il tensore leptonico $L^{\mu\nu}$ per l'accoppiamento tra il fotone mediatore ed il leptone puntiforme e quello adronico $W^{\mu\nu}$ che descrive l'accoppiamento tra il fotone ed il nucleone, non più puntiforme, ma con una sua estensione spaziale:

$$L^{\mu\nu} =< k', s'|j^\mu(0)|k, s >< k, s|j^\nu(0)|k', s' >, \tag{1.15}$$

$$W^{\mu\nu} = \frac{1}{\pi}\sum_X d^3p'(2\pi)^4\delta^4(q+p-p') < X|J^\mu(0)|p, r >< p, r|J^\nu(0)|X >, \tag{1.16}$$

di conseguenza la sezione d'urto assume la forma compatta:

$$d\sigma = \frac{e^4}{Q^4} \times \frac{d^3\vec{k}'}{(2\pi)^3 2E'} \times \frac{4\pi}{4EM} \times L^{\mu\nu}W\mu\nu, \tag{1.17}$$

che puó essere ancora scritta come:

$$\frac{d\sigma}{dxdQ^2} = \frac{e^4}{8\pi Q^4} \times \frac{y^2}{Q^2} \times L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}. \tag{1.18}$$

La parte leptonica è facilmente calcolabile dall'equazione di Dirac, si ha che:

$$\begin{aligned} L^{\mu\nu} &= 2(k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu - g^{\mu\nu}(kk' - m^2) - i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha s_\beta) \\ &= 2\left(k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu - \frac{1}{2} Q^2 g^{\mu\nu} - i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha s_\beta\right), \end{aligned} \tag{1.19}$$

dove ϵ è il tensore di Levi-Civita totalmente antisimmetrico, mentre s è lo spin definito dal vettore di proiezione:

$$\bar{u}(k,s)u(k,s) = (\gamma^\mu p_\mu + m)\frac{1}{2}\left(1 + \gamma_5 \frac{\gamma^\mu s_\mu}{m}\right). \tag{1.20}$$

Nel limite ultra-relativistico il vettore di spin diventa il prodotto del quadrimpulso del leptone per la sua elicità: $h\vec{k}$.

Il calcolo del tensore adronico è molto più complesso perché presume la conoscenza della struttura dell'adrone stesso; per tale motivo $W_{\mu\nu}$ viene espresso utilizzando delle funzioni (F, g) misurabili sperimentalmente chiamate *funzioni di struttura* [3]:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= F_1(x,Q^2)\left[-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right] \\ &+ F_2(x,Q^2)\left[\frac{\left(p_\mu - \frac{q_\mu(pq)}{q^2}\right)\left(p_\nu - \frac{q_\nu(pq)}{q^2}\right)}{pq}\right] \\ &+ ig_1(x,Q^2)\left[\frac{\epsilon_{\mu\nu\gamma\delta} q^\gamma s_n^\delta}{pq}\right] + ig_2(x,Q^2)\left[\frac{\epsilon_{\mu\nu\gamma\delta} q^\gamma((pq)s_n^\delta - (s_n q)p^\delta)}{(pq)^2}\right]. \end{aligned} \tag{1.21}$$

Il vettore di spin nucleare è definito in maniera analoga al caso leptonico, inoltre, anche qui, nel limite ultra-relativistico, che equivale a essere nel regime DIS, la massa nucleare è trascurabile rispetto all'impulso trasferito, cosicchè $\vec{s_n} = h_n \vec{p}$.

Nel limite OPA, usando tali tensori, la sezione d'urto DIS inclusiva può essere scritta per interazioni non polarizzate, quindi mediando sugli stati di spin iniziali e sommando su quegli finali in modo che si elidano i contributi asimmetrici allo spin in $L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}$, nella forma:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{e^4}{4\pi Q^4}\left[y^2 F_1(x,Q^2) + \left(1 - y - \frac{x^2 y^2 M^2}{Q^2}\right)\frac{F_2(x,Q^2)}{x}\right] \tag{1.22}$$

ed invece, indicando con $\Delta\sigma = (\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow})$ la differenza delle sezioni d'urto dove il leptone incidente ed il nucleone bersaglio hanno elicità, rispettivamente, opposte ed uguali, la parte non polarizzata si cancella e si può formulare la sezione d'urto per interazioni polarizzate come:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\sigma}{dxdQ^2} &= \frac{e^4 y^2}{2\pi Q^4}\Big[g_1(x,Q^2)\left(\frac{s\cdot s_n}{p\cdot q} + \frac{(q\cdot s)(q\cdot s_n)}{2x(p\cdot q)^2}\right) + \\ &\quad + g_2(x,Q^2)\left(\frac{s_n\cdot s}{p\cdot q} - \frac{(p\cdot s)(q\cdot s_n)}{(p\cdot q)^2}\right)\Big]. \end{aligned} \tag{1.23}$$

Nel limite ultra-relativistico per il leptone e DIS per il nuclone, si possono considerare solo i termini dell'ordine M^2/Q^2 ed ottenere così :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\sigma}{dxdQ^2} &\simeq \frac{e^4}{2\pi Q^4} h h_n \Big[y g_1(x,Q^2)\left(2 - y - \frac{2x^2y^2M^2}{Q^2}\right) \\ &\quad + g_2(x,Q^2)\left(\frac{4x^2y^2M^2}{Q^2}\right)\Big]. \end{aligned} \tag{1.24}$$

È da sottolineare che, dovendosi verificare che $\vec{s}\cdot\vec{k} = 0$, il processo di diffusione con il leptone polarizzato longitudinalmente è favorito di un fattore E/m rispetto al caso di polarizzazione trasversale, risulta infatti:

$$d\sigma^L \sim \frac{E}{m} d\sigma^T. \tag{1.25}$$

L'informazione sulla struttura dell'adrone è quindi portata dalle funzioni di struttura $F_{1,2}$ e $g_{1,2}$; prima di affrontare tale problema, è però indispensabile chiarire alcuni concetti fondamentali.

Nel regime DIS, quando cioè $Q^2 \gg M^2$, $\nu \gg M$ ed x è finito, la dipendenza da Q^2 può essere trascurata. D'altro canto, il significato di Q^2 è proprio quello di risoluzione spazio-temporale della sonda leptonica ed aumentare indefinitamente il suo valore lasciando x fissato significherebbe far tendere le funzioni di struttura a zero. Dal *principio di indeterminazione di Heisenberg*, infatti, si ha che le risoluzioni spaziale e temporale sono date da $\Delta x \sim \hbar/|\vec{q}|$ e $\Delta t \sim \hbar/\nu$.

Tutto questo, nell'ipotesi che i costituenti adronici (partoni) siano puntiformi, privi di massa e liberi, non accade e tale fenomeno prende il nome di *scaling* [5].

In Fig.1.2 sono mostrati i valori misurati della funzione di struttura non polarizzata F_2 del protone in funzione di Q^2 per vari valori di x. Per un ampio intervallo di x ($10^{-5} \div 0.65$) si rivela una sostanziale indipendenza da Q^2 di F_2. Ciò evidenzia, in questa regione di x e Q^2, la validità dello *scaling* e la presenza di particelle puntiformi costituenti l'adrone che diffondono il leptone in maniera elastica. A valori molto bassi di x le correzioni radiative QCD giocano un ruolo predominante e quindi, pur ritenendo sempre valido il fenomeno di *scaling*, bisogna porre dei limiti inferiori al valore di x.

Ruotando idealmente la direzione del fotone virtuale lungo la direzione z ed imprimendo un *boost* $\beta = \nu'/q'_z$ lungo tale asse, si può assumere che il nucleone abbia un impulso così elevato da rendere gli impulsi trasversi e le masse dei partoni praticamente trascurabili (*Riferimento di Breit*):

$$q_\mu = (\nu, \vec{q}) \overset{rotaz}{\rightarrow} q'_\mu = (\nu', 0, 0, q'_z) \overset{boost}{\rightarrow} q''_\mu = \gamma(\nu' - \beta q'_z, 0, 0, q'_z - \beta\nu') = \left(0, 0, 0, \sqrt{Q^2}\right), \tag{1.26}$$

$$p_\mu = (M, \vec{0}) \overset{rotaz}{\rightarrow} p'_\mu = p_\mu \overset{boost}{\rightarrow} p''_\mu = \gamma(M, 0, 0, -\beta M) \sim \left(\frac{\sqrt{Q^2}}{2x}, 0, 0, -\frac{\sqrt{Q^2}}{2x}\right). \tag{1.27}$$

Applicando ora la conservazione del quadrimpulso nel vertice d'assorbimento del fotone tra il fotone stesso ed un partone avente una frazione ξ dell'impulso del nucleone originario, si può scrivere:

$$0 \overset{m_q \sim 0}{\sim} (p''_\mu + q''_\mu)^2 \overset{Breit}{\sim} (\xi p''_\mu + q'')^2 = \xi^2 M^2 + 2\xi p'' \cdot q'' + q''^2 \overset{Q^2 \gg M^2}{\sim} 2\xi p'' \cdot q'' + q''^2 \tag{1.28}$$

e quindi

$$\xi = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = x. \tag{1.29}$$

Nel processo DIS, x rappresenta la frazione dell'impulso del nucleone portato dal partone che interagisce con il fotone. A questo punto, sempre rimanendo nell'ambito del QPM dove i partoni (quark) sono definitivamente particelle puntiformi, prive di massa, di spin 1/2, carica e_i, impulso ξp ed elicità h_q, si ha che:

$$\begin{aligned} F_1^q(x) &= \frac{e_i^2}{2}\delta(\xi - x), \qquad (1.30) \\ F_2^q(x) &= e_i^2 \xi \delta(\xi - x), \\ g_1^q(x) &= \frac{e_i^2}{2}\delta(\xi - x)\left[\delta\left(h_q + h_\gamma + \frac{1}{2}\right) + \delta\left(h_q + h_\gamma - \frac{1}{2}\right)\right], \\ g_2^q(x) &= 0. \end{aligned}$$

La funzione δ nella funzione g_1 sta ad indicare che fotoni polarizzati longitudinalmente vengono diffusi solo da partoni con polarizzazione opposta : se

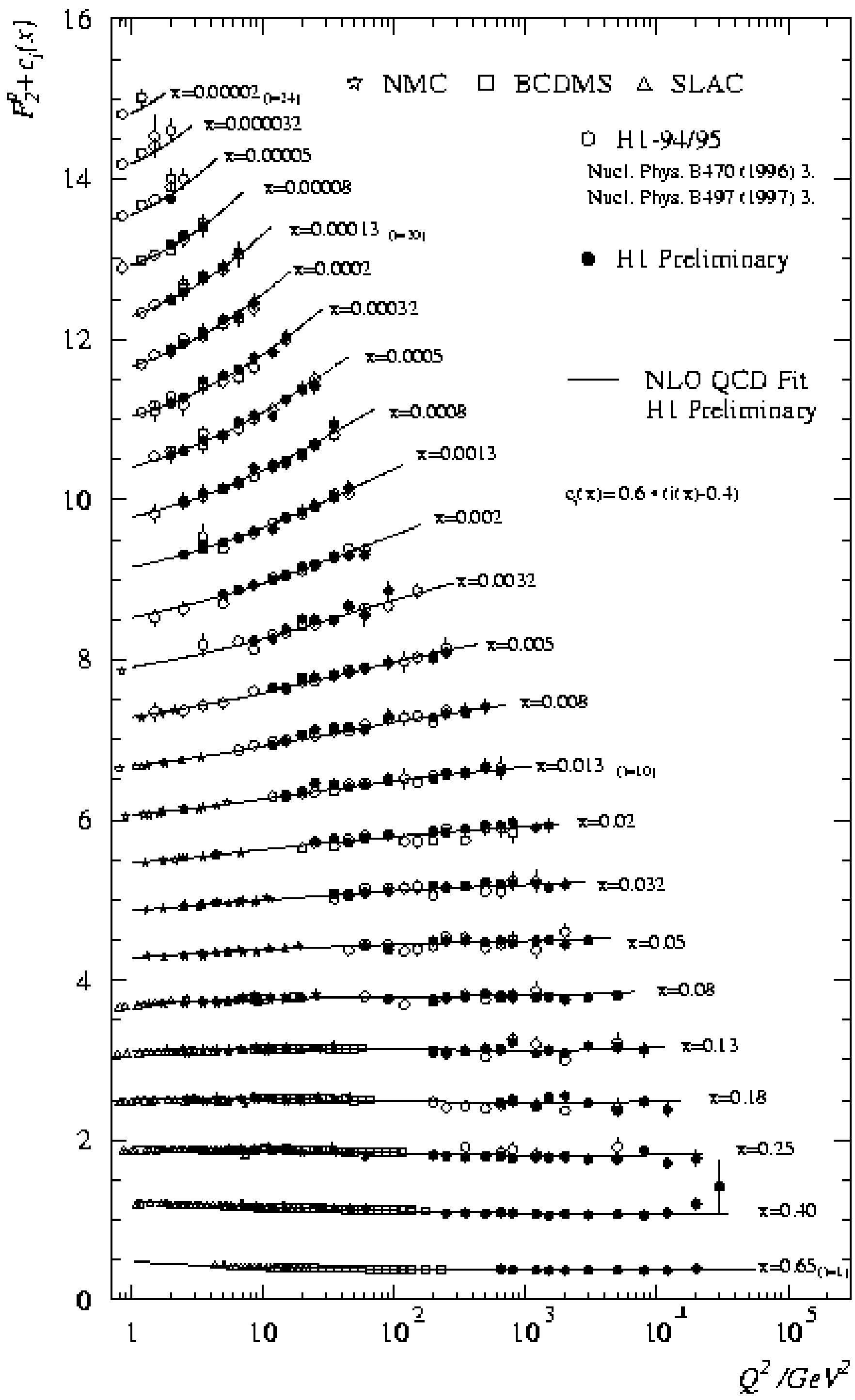


Figure 1.2: Funzione di struttura del protone, non polarizzata, in funzione di Q^2 e x.

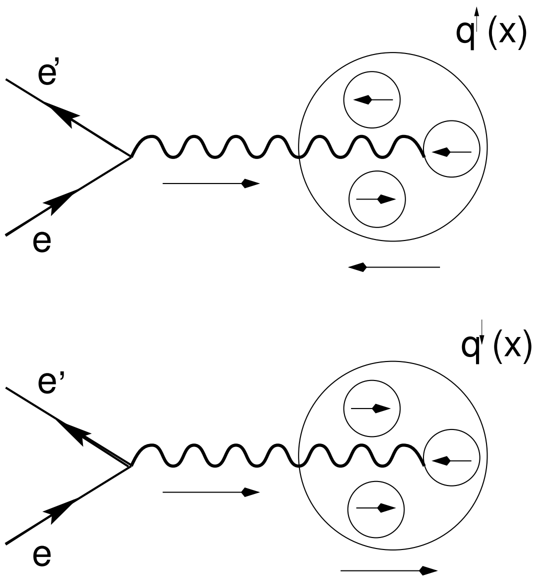


Figure 1.3: Schematizzazione dell'interazione fotone-quark entrambi polarizzati.

il fotone ha spin $S = 1$, $S_z = \pm 1$ ed il quark $S = 1/2$, appare chiaro quello appena detto per semplice conservazione dell'elicità, Fig.1.3 .

Tutto questo suggerisce il modo di determinare il numero di quark con polarizzazione uguale (o opposta) a quella del nucleone invertendo la polarizzazione del nucleone stesso e lasciando invariata quella del leptone interagente.

In definitiva, le funzioni che definiscono la struttura del nucleone possono essere ottenute sommando su tutti i *flavour*, gli spin ed integrando sugli impulsi. Da un punto di vista formale, indicando con $q_i^{\uparrow}(x)$ e $q_i^{\downarrow}(x)$ le *funzioni polarizzate di distribuzione* del quark i-esimo, rispettivamente con elicità uguale o contraria all'elicità del nucleone e x la frazione di impulso, si possono esprimere le funzioni di struttura come:

$$\begin{aligned} F_1^q(x) &= \sum_i \frac{e_i^2}{2}(q_\uparrow(x) + \bar{q}_\uparrow(x) + q_\downarrow(x) + \bar{q}_\downarrow(x)), \\ F_2^q(x) &= 2xF_1(x), \\ g_1^q(x) &= \sum_i \frac{e_i^2}{2}(q_\uparrow(x) - \bar{q}_\uparrow(x) - q_\downarrow(x) + \bar{q}_\downarrow(x)) = \sum_i \frac{e_i^2}{2}\Delta q_i(x), \\ g_2^q(x) &= 0. \end{aligned} \tag{1.31}$$

Nello schema del *naive*-QPM, il nucleone è formato da 3 quark di valenza (*uud* per il protone e *udd* per il neutrone) e da coppie $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ per il mare, pertanto, per i singoli *flavor* le funzioni di distribuzione d'impulso possono essere scritte come:

$$
\begin{aligned}
\delta u &= \delta u_v + \delta u_{sea} + \delta \bar{u}_{sea}, \\
\delta d &= \delta d_v + \delta d_{sea} + \delta \bar{d}_{sea}, \\
\delta s &= \delta s_{sea} + \delta \bar{s}_{sea},
\end{aligned}
\tag{1.32}
$$

da cui segue che, per un protone ed un neutrone:

$$
\begin{aligned}
g_1^p &= \frac{1}{18}(4\delta u + \delta d + \delta s), \\
g_1^n &= \frac{1}{18}(4\delta d + \delta u + \delta s).
\end{aligned}
\tag{1.33}
$$

1.2.1 La misura sperimentale di g_1

Le funzioni di struttura di spin del nucleone possono essere determinate sperimentalmente attraverso la misura della sezione d'urto inclusiva della diffusione leptone-nucleone nelle due configurazioni di polarizzazione longitudinale del sistema fascio+bersaglio.

Indicando con $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ ($\sigma^{\uparrow\downarrow}$) la sezione d'urto del processo con bersaglio e fascio aventi vettori di polarizzazione paralleli e con lo stesso verso (con verso opposto) e con $\sigma^{\uparrow\rightarrow}$ e $\sigma^{\uparrow\leftarrow}$ le sezioni d'urto del processo per le due possibili configurazioni nel caso di polarizzazione trasversale del bersaglio, si possono definire le *asimmetrie*:

$$
A_{||} = \frac{\sigma\uparrow\downarrow - \sigma\uparrow\uparrow}{\sigma\uparrow\downarrow + \sigma\uparrow\uparrow}, \tag{1.34}
$$

$$
A_{\perp} = \frac{\sigma\uparrow\rightarrow - \sigma\uparrow\leftarrow}{\sigma\uparrow\rightarrow + \sigma\uparrow\leftarrow}. \tag{1.35}
$$

Dal momento che il fotone non è collineare al leptone, ma viene emesso con un certo angolo, le asimmetrie misurate $A_{||,\perp}$ relative al leptone incidente, devono essere traslate nelle asimmetrie della diffusione virtuale Compton $A_{1,2}$ [21]:

$$
A_{||} = D(A_1 + \eta A_2), \tag{1.36}
$$

$$
A_{\perp} = d(A_2 - \xi A_1). \tag{1.37}
$$

I fattori cinematici sono:

$$
\begin{aligned}
D &= \frac{y(2-y)}{y^2+2(1-y)(1+R(x,Q^2))}, && (1.38)\\
\eta &= \frac{2\gamma(1-y)}{2-y}, && (1.39)\\
d &= D\sqrt{\frac{2\epsilon}{1+\epsilon}}, && (1.40)\\
\xi &= \eta\frac{1+\epsilon}{2\epsilon}, && (1.41)
\end{aligned}
$$

dove $F_{1,2}$ sono le due funzioni di struttura non polarizzate e $R(x, Q^2)$ è il rapporto tra la sezione d'urto longitudinale σ_L e quella trasversa σ_T:

$$
R(x,Q^2) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{(1+4M^2x^2/Q^2)F_2 - 2xF_1}{2xF_1}. \tag{1.42}
$$

Dopo le dovute sostituzioni, le asimmetrie possono essere espresse in termini delle funzioni di struttura come:

$$
\begin{aligned}
A_1 &= \frac{\sigma\uparrow\downarrow - \sigma\uparrow\uparrow}{\sigma\uparrow\downarrow + \sigma\uparrow\uparrow} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1}, && (1.43)\\
A_2 &= \frac{\sigma_{TL}}{\sigma_T}\gamma\frac{g_1+g_2}{F_1}. && (1.44)
\end{aligned}
$$

Nell'ipotesi che l'asimmetria $A_2 \simeq 0$, la determinazione di $g_1(x, Q^2)$ può essere effettuata con la sola misura di $A_{||}$. Tale assunzione è avvalorata principalmente dalla relazione:

$$
|A_2| \leq R(x,Q^2), \tag{1.45}
$$

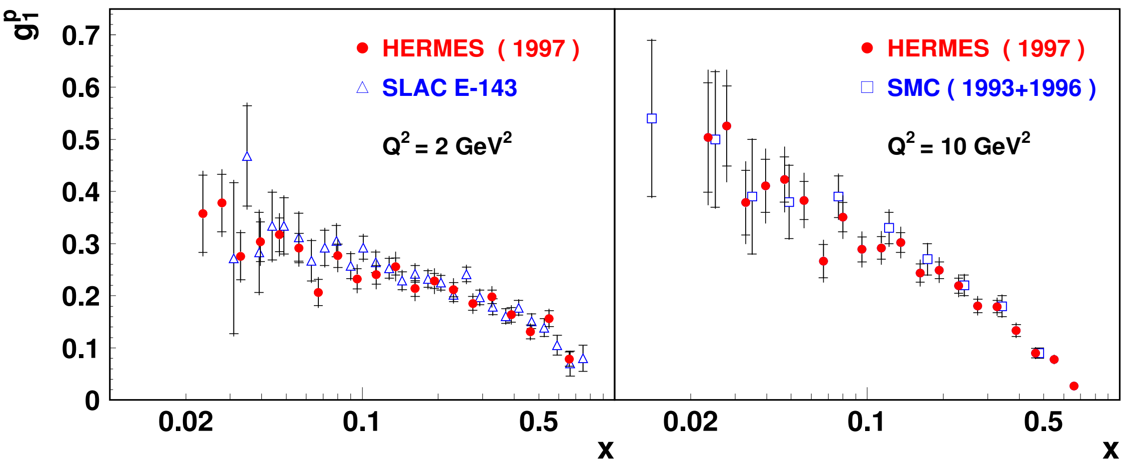
segue quindi che:

$$
\begin{aligned}
A_{||} &\simeq DA_1, && (1.46)\\
\frac{g_1}{F_1} &\simeq \frac{A_{||}}{D}\cdot\frac{1}{1+\gamma^2}, && (1.47)
\end{aligned}
$$

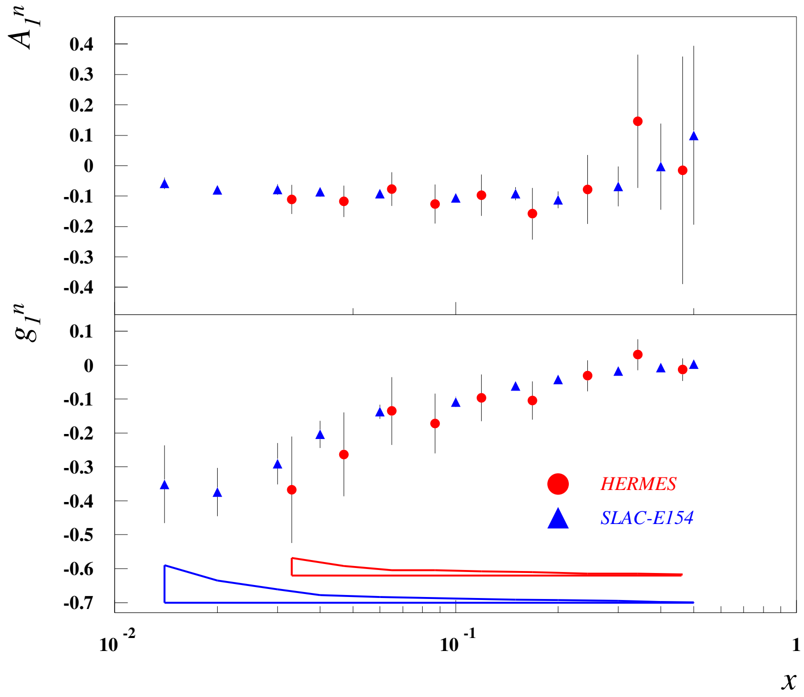
usando così la (1.42) si può determinare la funzione di struttura $g_1(x, Q^2)$ dalla misura dell'asimmetria longitudinale di spin, dalle funzione di struttura non polarizzata $F_2(x, Q^2)$ e dal rapporto $R(x, Q^2)$:

$$
g_1(x,Q^2) \simeq \frac{A_{||}(x,Q^2)}{D}\frac{F_2(x,Q^2)}{2x[1+R(x,Q^2)]}. \tag{1.48}
$$

La Fig.1.4 mostra le ultime misure della g_1^p per diversi valori di Q^2, l'asimmetria A_1^n e g_1^n effettuate da HERMES [33][34] e dagli esperimenti SLAC E-143 [35], SLAC E-154 ed SMC [36].



(a)



(b)

Figure 1.4: Misure di $g_1(x)$ e di asimmetria secondo gli esperimenti: HERMES, SLAC E-143, SLAC E-154 ed SMC, rispettivamente per il protone (a) ed il neutrone (b). Quest'ultimo è stato ottenuto da misure con bersagli di ^3He.

1.2.2 Le regole di somma

La complicata dinamica della QCD rende, a volte, difficile predire l'andamento teorico di quantità fisiche misurabili sperimentalmente. Inoltre, andando a scale di bassa energia, la costante di accoppiamento forte α_s, scrivibile come:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)ln(Q^2/\Lambda_0^2)}, \tag{1.49}$$

(dove n_f rappresenta il numero di *flavour presenti*) non permette di effettuare calcoli perturbativi ed i modelli teorici falliscono.

Al contrario, gli integrali di tali quantità risultano prevedibili e calcolabili in maniera più semplice; queste relazioni integrali prendono il nome di *Regole di Somma*. Nel caso specifico, dato che la teoria non è in grado di fornire l'andamento esatto delle funzioni di struttura in funzione di x, si considerano i momenti delle $g_1(x)$ che, nel caso generale di una funzione $f(x)$ sono definiti dalla seguente formula:

$$M_n(g) = \int_0^1 x^{n-1} g(x) dx. \tag{1.50}$$

L'unico neo di tale metodo è che, sperimentalmente, non si riesce a coprire l'intero intervallo cinematico di x e questo porta a dover necessariamente effettuare delle estrapolazioni nelle regioni non misurate.

Considerando che, alle energie di HERMES, i *flavour* dominanti sono u, d ed s e facendo uso della simmetria di isospin, le (1.34) possono essere usate per scrivere il momento primo della funzione di struttura polarizzata $g_1(x)$ per il protone ed il neutrone:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^p &= \int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right), \\ \Gamma_1^n &= \int_0^1 g_1^n(x) dx = \frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta s\right), \end{aligned} \tag{1.51}$$

con $\Delta q_i = \int_0^1 \delta q_i(x) dx$.

Si consideri ora la simmetria unitaria SU(3) [6] dove si assume che i *flavour* dei quark formino un tripletto ed i barioni ed i mesoni si sistemino in un ottetto; gli elementi di matrice della corrente assiale possono essere scritti come:

$$j_a^{A_\mu} = \vec{\Psi}\frac{\gamma^\mu \gamma_5 \lambda_a}{2}\vec{\Psi}, \tag{1.52}$$

dove le λ_a rappresentano le matrici dei generatori (matrici di Gell-Mann). Applicando il teorema di Wigner-Eckart alla matrice identità λ_0 ed alle altre due uniche matrici diagonali λ_3 e λ_8, ed integrando in x, si arriva alle relazioni:

$$
\begin{aligned}
2 < p,s|j_0^{A_\mu}|p,s > &= (\Delta u + \Delta d + \Delta s)s^\mu \doteq (\Delta\Sigma)s^\mu, \\
2 < p,s|j_3^{A_\mu}|p,s > &= (\Delta u - \Delta d)s^\mu \doteq (F+D)s^\mu, \qquad (1.53)\\
2 < p,s|j_8^{A_\mu}|p,s > &= (\Delta u + \Delta d - 2\Delta s)s^\mu \doteq (3F-D)s^\mu.
\end{aligned}
$$

D'altro canto, si può dimostrare che, tramite il processo di decadimento debole alla Gamow-Teller:

$$
2 < p,s|j_3^{A_\mu}|p,s > = s^\mu\left(\frac{g_a}{g_v}\right), \qquad (1.54)
$$

$$
2 < p,s|j_8^{A_\mu}|p,s > = s^\mu\frac{g_a}{g_v}\left(\frac{3\frac{F}{D}-1}{\frac{F}{D}+1}\right) \qquad (1.55)
$$

e che quindi le costanti F e D sono in stretta relazione con le costanti d'accoppiamento assiale e vettoriale [8]. I momenti primi delle funzioni di struttura, tramite semplici sostituzioni, assumono la forma:

$$
\begin{aligned}
\Gamma_1^p &= \frac{1}{12}\frac{g_a}{g_v}\left(\frac{5}{3}\frac{3\frac{F}{D}-1}{\frac{F}{D}+1}+1\right)+\frac{1}{3}\Delta s \qquad (1.56)\\
&= \frac{1}{36}(3F-D)+\frac{1}{12}(F+D)+\frac{1}{9}\Delta\Sigma, \\
\Gamma_1^n &= \frac{1}{12}\frac{g_a}{g_v}\left(\frac{5}{3}\frac{3\frac{F}{D}-1}{\frac{F}{D}+1}-1\right)+\frac{1}{3}\Delta s \qquad (1.57)\\
&= \frac{1}{36}(3F-D)-\frac{1}{12}(F+D)+\frac{1}{9}\Delta\Sigma.
\end{aligned}
$$

Si può mettere in relazione g_1^p con g_1^n attraverso la differenza dei momenti primi formulando la **Regola di somma di Bjorken** [9]:

$$
\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \int_0^1 (g_1^p - g_1^n)dx = \frac{1}{6}\frac{g_a}{g_v}(1 + Correzioni\ QCD). \qquad (1.58)
$$

Le correzioni QCD sono necessarie per tenere in considerazione le interazioni tra quark attraverso lo scambio di gluoni e vengono inserite nella formula (1.58) attraverso potenze di α_s. Nel lavoro [89] le correzioni a tale regola di somma sono state calcolate fino al terzo ordine e la formula completa diventa:

$$
\begin{aligned}
\Gamma_1^p - \Gamma_1^n &= \int_0^1 (g_1^p - g_1^n)dx \qquad (1.59)\\
&= \frac{1}{6}\frac{g_a}{g_v}\left[1-\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}-3.5833\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^2-20.2153\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^3\right].
\end{aligned}
$$

È importante sottolineare che tale regola di somma implica semplicemente la validità dell'invarianza di isospin e pertanto costituisce un valido metodo di test per la QCD.

Se si vogliono misurare tutti i contributi allo spin provenienti dai singoli *flavour*, bisogna calcolare Γ_1^p e Γ_1^n in modo indipendente. Ellis e Jaffe hanno effettuato questo calcolo assumendo la forte ipotesi che non ci sia un contributo alla polarizzazione del nucleone da parte dei quark strani ($\Delta s \doteq 0$). Le espressioni trovate, note come **Regole di somma di Ellis-Jaffe** [10], sono:

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{12}\frac{g_a}{g_v}\left(\frac{5}{3}\frac{3\frac{F}{D}-1}{\frac{F}{D}+1}+1\right) = 0.199, \tag{1.60}$$

$$\Gamma_1^n = \frac{1}{12}\frac{g_a}{g_v}\left(\frac{5}{3}\frac{3\frac{F}{D}-1}{\frac{F}{D}+1}-1\right) = -0.009. \tag{1.61}$$

Anche qui, come per la (1.60), correzioni QCD ad ordini superiori introducono fattori moltiplicativi dipendenti da Q^2.

Citiamo inoltre per completezza e perché pure studiate dalla collaborazione HERMES, la regola di somma di Gerasimov-Drell-Hearn *GDH* [11][12], che mette in relazione il contributo anomalo del momento magnetico del nucleone con l'integrale della differenza delle sezioni d'urto con polarizzazioni opposte e quella di Gottfried [13], relativa alle funzioni di struttura non polarizzate F_2 che mostra come la simmetria di *flavour* sia rotta per i quark del mare [14].

1.2.3 La crisi dello spin

La regola di somma di Bjorken è risultata sempre verificata da misure sperimentali; al contrario, la regola di somma di Ellis-Jaffe, sin dai primi dati dell'esperimento EMC, è risultata violata [15][16]. Attualmente risulta:

$$\Gamma_1^p = 0.175 \pm 0.007(stat) \qquad (valore\ previsto\ dalla\ teoria), \tag{1.62}$$

$$\Gamma_1^p = 0.126 \pm 0.011(stat) \pm 0.014(syst) \qquad (misura\ sperimentale).$$

La discrepanza tra la previsione teorica ed il dato sperimentale supera le 2 deviazioni standard. Per capire il significato di un tale risultato separiamo i contributi di spin dei singoli quark ricordando la relazione con le costanti di accoppiamento debole per il decadimento di un neutrone ed un iperone:

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right) = 0.126 \pm 0.011,$$

$$\begin{aligned} g_a^{np} &= \Delta u - \Delta d = 1.254 \pm 0.006, \\ g_a^{\Sigma n} &= \Delta d - \Delta s = -0.34 \pm 0.02. \end{aligned} \tag{1.63}$$

da cui si deduce che:

$$\begin{aligned} \Delta u &= \ \ 0.782 \pm 0.056, \\ \Delta d &= -0.472 \pm 0.056, \\ \Delta s &= -0.190 \pm 0.056. \end{aligned} \tag{1.64}$$

Questo risultato mostra come il contributo allo spin del nucleone dovuto ai quark è:

$$\Delta q = 0.120 \pm 0.168. \tag{1.65}$$

pari quindi soltanto al 12% dello spin del protone, mentre il modello a partoni prevede che i valori suddetti siano $\Delta u = 4/3$, $\Delta d = -1/3$, $\Delta s = 0$ e quindi $\Delta q = 1$.

Le possibili spiegazioni di questa discrepanza sono molteplici; elenchiamo qui di seguito quelle di maggiore importanza [17].

Da un punto di vista teorico:

• così come per l'impulso, anche lo spin non è plausibile che sia portato dai soli quark, ma bisogna aggiungere altri contributi, quali quello dei gluoni (ΣG) ed il momento angolare (L_z) che una coppia $q\bar{q}$, qg o gg acquista in un ambiente immerso in un campo magnetico. La formula completa risulta quindi essere:

$$\frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z = \frac{1}{2}. \tag{1.66}$$

• la somma dei vettori di spin non è un invariante relativistico e, di conseguenza, quando si effettua la misura della g_1 nel sistema di riferimento di Breit, il contributo dei singoli quark viene ridotto dal valore totale 1 al valore 0.7 (Effetto di rotazione di Wigner);

• il valore di $\Delta\Sigma$ potrebbe risultare più piccolo dell'effettivo valore a causa dell'evoluzione della QCD indotta dall'*anomalia assiale* [18]; la differenza è del tipo:

$$\Delta\Sigma^{reale} - \Delta\Sigma^{misurato} = N_f \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \Delta G(Q) = N_f \frac{|\Delta\Gamma(Q^2)|}{2\pi}. \tag{1.67}$$

In pratica vi è un contributo anomalo da parte dei gluoni. È possibile dimostrare [19] che, nell'equazione di evoluzione ad 1 loop della QCD, il termine gluonico va come $\Delta G(Q) \sim [\alpha_s(Q)]^{-1}$ e dato che è compensato dalla

$\Delta u^p \simeq 0.80 \div 0.90$
$\Delta d^p \simeq -0.35 \div -0.45$
$\Delta s \simeq -0.12 \div 0$
$\Delta u_s + \Delta d_s \simeq 0$
$\Delta\Sigma \simeq 0.2 \div 0.5$
$\Delta G \simeq 0 \div 1.5$
$L_z \simeq 0 \div 1.2$

Table 1.1: Contributi allo spin del nucleone. A causa dei grandi errori, gli intervalli dei valori sono molto ampi. I valori di ΔG ed L_z rispecchiano solo previsioni teoriche.

diminuzione di α_s, nell'approssimazione *leading*, il contributo è praticamente costante in Q^2;

• il modello di Skyrme [20] è un modello alternativo al modello a partoni e prevede una soppressione del termine $\Delta\Sigma$ di un fattore legato al numero di quark che intervengono nel processo, inoltre ipotizza dei $\Delta q \sim 1$. La problematica maggiore consiste però nel come tale modello riesca a collegarsi alla QCD;

Da un punto di vista sperimentale:

•vi è l'incertezza nell'estrapolazione delle misure sull'intero intervallo di x. Eventi ad alti x ($x \to 1$) sono difficili da raccogliere perché la sezione d'urto diventa molto piccola. Inoltre, in questo caso, il partone trasporta l'intero impulso del nucleone e determina anche il suo spin. Eventi a bassi x sono contaminati da un notevole fondo dovuto alla diffusione a basso angolo del leptone diffuso e da un altissimo numero di coppie $q\bar{q}$ del mare, con basso impulso e polarizzazione difficile da valutare. Per bassi valori di Q^2 si può pensare di realizzare estrapolazioni seguendo gli andamenti previsti dalla teoria di Regge che prevede una dipendenza $g_1(x) \propto x^{-\alpha}$ con $-0.5 < \alpha < 0$ se la diffusione è dominata dalle traiettorie dei mesoni, oppure $g_1(x) \propto lnx$ se entra in gioco la fisica del pomerone; in ogni caso per valori di $Q^2 > 1\ GeV^2$ i calcoli richiedono l'introduzione dei fenomeni perturbativi.

In pratica, le misure della polarizzazione dei quark di valenza e del mare non-strano sono consistenti con i valori previsti dal QPM, Tab. 1.1 , tuttavia per una descrizione quantitativa dello spin del nucleone è necessaria una misura accurata dei contributi ΔG, L_z e Δs_s.

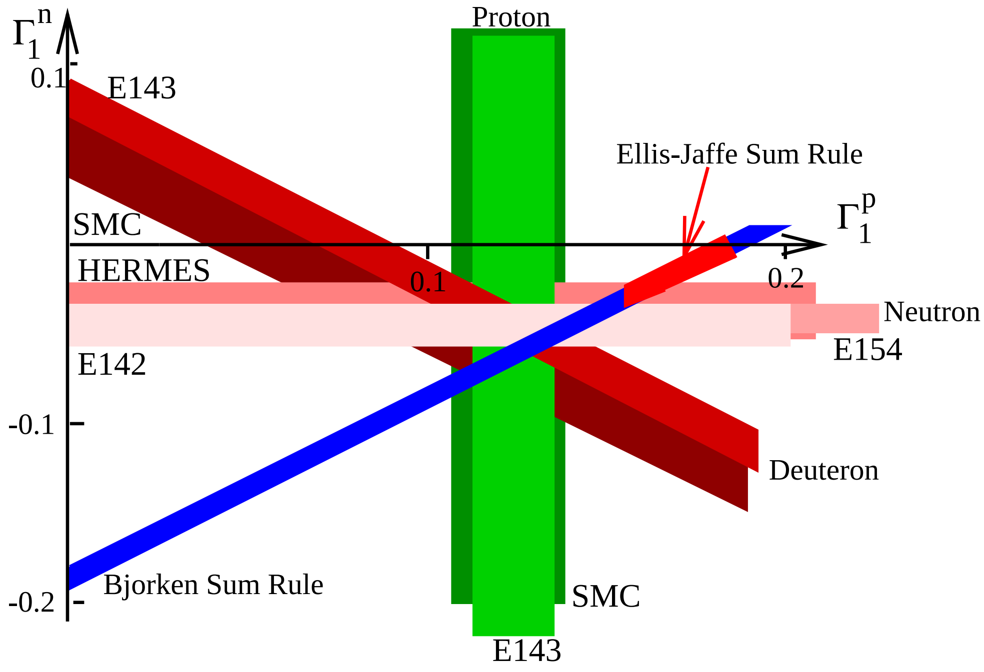


Figure 1.5: Misure dei momenti primi Γ_1^n, Γ_1^p, Γ_1^d per gli esperimenti HERMES, SMC, E-142, E-143, E-154. I risultati sono confrontati con le previsioni teoriche della regola di somma di Bjorken e di Ellis-Jaffe.

In Fig.1.5 i valori forniti da alcuni dei maggiori esperimenti per i momenti primi Γ_1^n, Γ_1^p, Γ_1^d sono confrontati con le previsioni teoriche per la regola di somma di Bjorken e di Ellis-Jaffe.

1.3 Il DIS semi-inclusivo

I processi semi-inclusivi sono caratterizzati dalla produzione e rivelazione di almeno un adrone in coincidenza con il leptone diffuso: $e + N \rightarrow e' + h + X$ dove h è l'adrone prodotto ([1]) ed X rappresenta i rimanenti prodotti della frammentazione del bersaglio che, nella maggior parte dei casi, non vengono rivelati, Fig.1.6.

Tali processi forniscono informazioni sulle grandezze polarizzate e non-polarizzate separatamente per i singoli costituenti del nucleone. Ad esempio, l'asimmetria di produzione di mesoni π permette di valutare il contenuto di spin por-

[1] si intende un adrone di corrente e non un adrone proveniente dalla frammentazione del bersaglio.

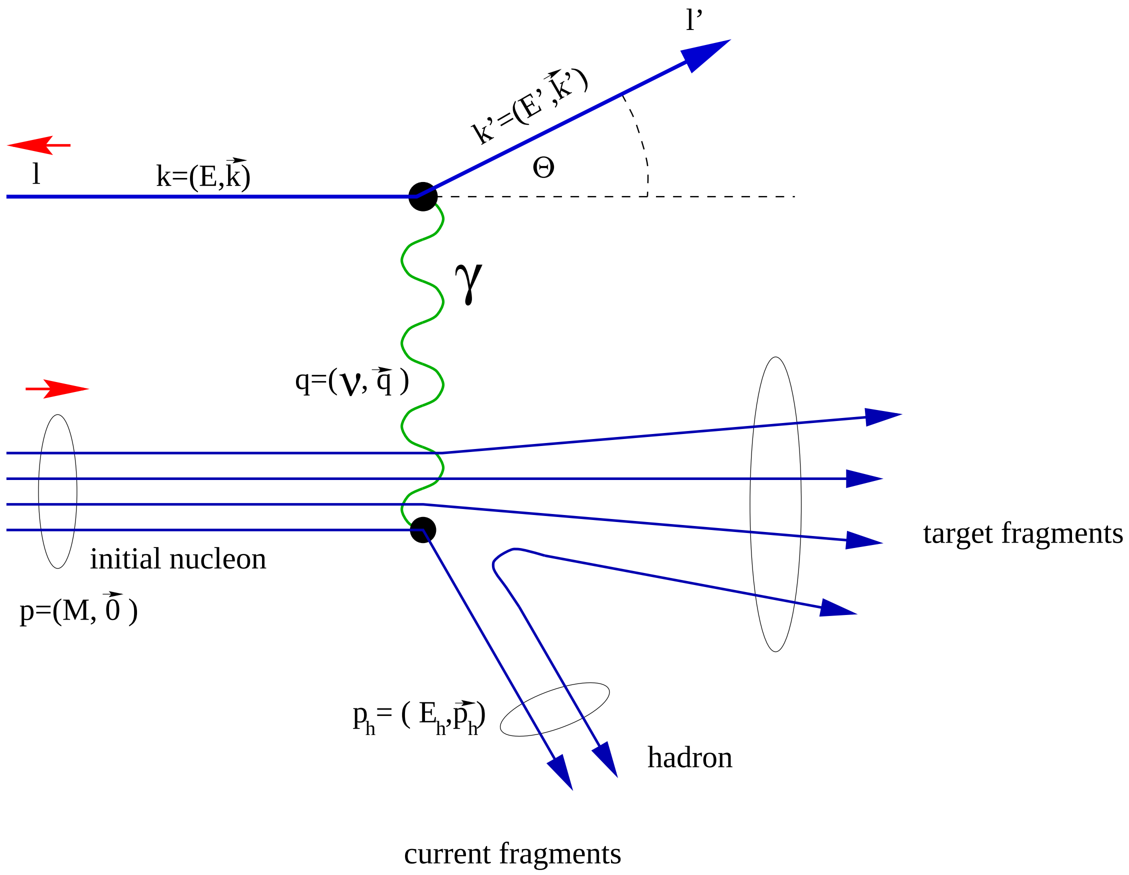


Figure 1.6: Diagramma all'ordine più basso del DIS semi-inclusivo.

tato dai quark di valenza, oppure le funzioni di frammentazione relativamente ai singoli adroni. Attraverso lo studio dei mesoni K e Λ si può valutare il contributo del quark strano ed ancora attraverso processi di *photon-gluon fusion* è possibile effettuare la misura del contenuto di spin portato dai gluoni per mezzo della rivelazione dei mesoni con contenuto di *charm* quali D o J/Ψ.

1.3.1 Sezione d'urto e fattorizzazione

Contrariamente al caso inclusivo, per determinare univocamente lo stato finale occorrono cinque variabili: due di queste x e Q^2 sono determinate dai leptoni incidente e diffuso, le altre tre sono determinate dall'adrone prodotto: $z, |\vec{p_T}|, \phi$.

Con evidenti notazioni, z può essere scritta come:

$$z = \frac{p_h \cdot p}{q \cdot p} =\sim \frac{E_h}{\nu} \tag{1.68}$$

e rappresenta l'energia frazionaria portata dall'adrone rispetto a quella del fotone virtuale. $\vec{p_T}$ rappresenta la componente trasversale dell'impulso dell'adrone relativamente alla direzione individuata da $\vec{q}$; ϕ è, invece, l'angolo azimutale:

$$cos\phi = \frac{(-\vec{q} \times \vec{k}) \cdot (-\vec{q} \times \vec{p_h})}{|\vec{q} \times \vec{k}||\vec{q} \times \vec{p_h}|} \tag{1.69}$$

ovvero l'angolo che il piano individuato dagli impulsi del leptone entrante e dal leptone diffuso forma con il piano individuato dagli impulsi del fotone virtuale e dell'adrone prodotto.

Nell'approssimazione OPA (par. 1.1) la sezione d'urto, mediata sugli spin, risulta espressa in termini di quattro funzioni di struttura indipendenti H_i:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{N,h}}{dxdydzdp_T^2 d\phi} &= \frac{4\pi\alpha^2 2M_N E}{Q^4}[xy^2 H_1^{N,h} + (1-y)H_2^{N,h} \qquad (1.70) \\ &+ \left(\frac{2p_T}{Q}\right)(2-y)(1-y)^{1/2} cos\phi H_3^{N,h} + \frac{p_T^2}{Q^2}(1-y)cos2\phi H_4^{N,h}]. \end{aligned}$$

Per determinare H_3 ed H_4 è necessario studiare la dipendenza da ϕ, ma in questo caso si andrà ad integrare su ϕ e su p_T^2 in modo che la (1.71) si riduca a:

$$\frac{d\sigma^{N,h}}{dxdydz} = \frac{4\pi\alpha^2 2M_N E}{Q^4}[xy^2 \bar{H_1}^{N,h}(x,z) + (1-y)\bar{H_2}^{N,h}(x,z)]. \tag{1.71}$$

È importante notare che nel QPM le funzioni $\bar{H_i}^{N,h}$ sono indipendenti da Q^2.

Nel QPM $R \equiv \sigma_L/\sigma_T \simeq 0$ e si può dimostrare [64] che $\bar{H}_2 \simeq 2x\bar{H}_1$ cosicchè la (1.71) diventa più semplicemente:

$$\frac{d\sigma^{N,h}}{dxdydz} = \frac{4\pi\alpha^2 2M_N E}{Q^4}\left[\frac{1+(1-y)^2}{2}\right]\bar{H_2}^{N,h}(x,z). \tag{1.72}$$

Nel caso inclusivo, la conservazione del quadrimpulso mostra che:

$$\sum_h \int d^3p \; p^\mu \frac{d\sigma^h}{d^3p} = P^\mu \sigma_{tot}, \tag{1.73}$$

dove P^μ è il quadrimpulso totale. Applicata la (1.73) al caso semi-inclusivo si ha una relazione tra le funzioni $\bar{H_i}^{N,h}$ e le funzioni di struttura totalmente inclusive F_i^N:

$$\sum_h \int_0^1 dz \; z\bar{H_i}^{N,h}(x,z) = F_i^N(x). \tag{1.74}$$

Si ricorda, inoltre che, tramite le funzioni di densità partonica degli adroni (PDF) $q_f^N(x)$, che rappresentano la probabilità di avere un quark f con frazione di impulso x nell nucleone N, si può scrivere:

$$F_2^{eN} = \sum_f e_f^2 x q_f^N(x). \tag{1.75}$$

Dopo l'interazione, a causa del confinamento, il quark dà origine all'adrone h. Questo processo di frammentazione (si veda in seguito) viene descritto per mezzo della *funzione di frammentazione* (FF) $D_f^h(z)$ definita come la probabilità che un quark di *flavour* f frammenti in un adrone h avente una frazione di impulso $z \div z + dz$ dell'impulso del quark [65][66]. Si definiscono poi due regioni di frammentazione: nella prima, detta *regione di frammentazione del bersaglio*, il prodotto $(p_h \cdot p)$ è costante e $(q \cdot p)$ aumenta proporzionalmente a Q^2; l'adrone prodotto ha un impulso relativamente basso nel sistema di riferimento a riposo del bersaglio. Non essendoci in questo caso alcun significato concettuale nella $\bar{H_2}^N(x, z)$, il concetto di funzione di frammentazione non può essere applicato in tale regione. Nella seconda zona, detta *regione di frammentazione del quark* o *di corrente*, l'adrone viene prodotto direttamente dal quark che interviene dell'interazione con il fotone virtuale. Questa volta è il prodotto $(p_h \cdot p)$ che cresce proporzionalmente a Q^2 con $0 < z < 1$. Se l'impulso trasferito al quark colpito è sufficientemente grande, è naturale supporre che la frammentazione del quark in adroni sia indipendente dal processo che ha prodotto il quark. La frammentazione viene così descritta indipendente da x e risulta funzione soltanto di z. Per valori di $W \geq 8$ GeV [67][68] si può considerare, per l'adrone prodotto, l'intero intervallo in z, ma quando si scelgono valori di W inferiori, come nel nostro caso, solo alti valori di z ($z \geq 0.1 \div 0.2$) ci assicurano che l'adrone sia stato generato nella regione di corrente.

A questo punto si possono unire le varie informazioni e, attraverso il teorema di fattorizzazione [69] e la definizione di $D_f^h(z)$, scrivere:

$$\bar{H_2}^{N,h}(x, z) = \sum_f e_f^2 x q_f^N(x) D_f^h(z), \tag{1.76}$$

con

$$\sum_h \int_0^1 dz \; z D_f^h(z) = 1. \tag{1.77}$$

Combinando le Eq. (1.72), (1.75) e (1.76), la sezione d'urto viene scritta come la convoluzione ([2]) della sezione d'urto perturbativa con le PDF e la FF:

$$d\sigma \sim q_i^N(x) \otimes d\sigma_{ij} \otimes D_j^h(z). \tag{1.78}$$

Normalizzando la sezione d'urto adronica a quella totalmente inclusiva, segue che:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma(eN \to e'hX)}{dz} \equiv \frac{\frac{d\sigma(eN \to e'hX)}{dxdydz}}{\frac{d\sigma(eN \to e'X)}{dxdy}} = \frac{\sum_f e_f^2 q_f^N(x) D_f^h(z)}{\sum_f e_f^2 q_f^N(x)}. \tag{1.79}$$

Il risultato raggiunto è importante dato che si è fattorizzata la sezione d'urto nello spazio di Fourier in modo da poterla scrivere come convoluzione di una parte non-perturbativa, relativa cioè alle funzioni di densitá partonica degli adroni (PDF), alle funzioni di frammentazione (FF) ed al processo di frammentazione, con una parte calcolabile perturbativamente, relativa al vero e proprio processo di interazione fotone virtuale-partone. La parte non-perturbativa, inoltre, è indipendente dal particolare processo studiato e questo viene indicato come "universalità" delle FF e delle PDF. Il teorema di fattorizzazione vale per contributi di ordine $O(1/Q^2)$ cioè per termini detti *twist-2*. Nel caso del DIS i termini successivi sono *twist-4* e di conseguenza sono soppressi di un fattore relativo $1/Q^2$ [70]. L'entità del valore della sezione d'urto, contenuta nei successivi ordini finiti, è comunque dettata solo dallo schema di fattorizzazione adoperato.

Importanti particolari della formula (1.79) sono: l'indipendenza da Q^2, la presenza della variabile z come variabile di scaling e la struttura a prodotto $q_f^N(x) \cdot D_f^h(z)$.

1.3.2 Produzione di mesoni π

Applichiamo ora la formula (1.79) al caso della produzione di *mesoni pseudoscalari* ([3]) π, sia carichi che neutri, Tab.1.2.

In principio si ha una serie di funzioni di frammentazione ognuna per i singoli quark dei singoli mesoni, tuttavia, la simmetria di isospin e la coniugazione di carica, riduce le funzioni indipendenti a 3:

[2]si ricorda che l'operatore di convoluzione corrisponde a

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

[3]Tali mesoni si dicono *pseudoscalari* dato che hanno J=0, parità dispari e cambiano segno sotto inversione spaziale.

I	I_3	S	Combinazione di quark	Q/e	Decadimento nella accettanza di HERMES	Massa (MeV)
1	1	0	$u\bar{d} = \pi^+$	+1	stabile	140
1	-1	0	$\bar{u}d = \pi^-$	-1	stabile	140
1	0	0	$\sqrt{\frac{1}{2}}(d\bar{d} - u\bar{u}) = \pi^0$	0	$\pi^0 \to \gamma\gamma$	135

Table 1.2: Caratteristiche del tripletto di isospin di mesoni pseudoscalari π.

$$\begin{cases} D_u^{\pi^0} = D_{\bar{u}}^{\pi^0} = D_d^{\pi^0} = D_{\bar{d}}^{\pi^0}, \\ D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-} = D_{\bar{d}}^{\pi^+} = D_{\bar{u}}^{\pi^-} \equiv D^+(z), \\ D_d^{\pi^+} = D_u^{\pi^-} = D_{\bar{u}}^{\pi^+} = D_{\bar{d}}^{\pi^-} \equiv D^-(z), \\ D_s^{\pi^+} = D_s^{\pi^-} = D_{\bar{s}}^{\pi^+} = D_{\bar{s}}^{\pi^-} \equiv D_s(z), \end{cases} \tag{1.80}$$

inoltre

$$\frac{D^+(z) + D^-(z)}{2} = D_u^{\pi^0}(z). \tag{1.81}$$

Le D^+ e D^- prendono, rispettivamente, il nome di funzione di frammentazione favorita e sfavorita a seconda che il pione prodotto (in generale l'adrone) abbia, tra i quark di valenza, quello che ha dato origine alla frammentazione. I quark strani frammentano in modo differente rispetto agli *up* o *down*, ma comunque tutti in modo uguale relativamente ai mesoni π. Per quanto riguarda i quark c e b, si assume che il loro contributo alla frammentazione sia sotto soglia e quindi trascurabile nella cinematica di HERMES ($Q^2 \sim 4\ GeV^2$ e $Q^2 \sim 100\ GeV^2$ per c e b, rispettivamente).

La sezione d'urto di produzione di π^+ e π^- può essere espressa come:

$$\frac{1}{N^e}\frac{N^{\pi^+}}{dz} = \frac{1}{\sum_f e_f^2 q_f}\left[\left(\frac{4}{9}u + \frac{1}{9}\bar{d}\right)D^+ + \left(\frac{4}{9}\bar{u} + \frac{1}{9}d\right)D^- + \frac{1}{9}(s+\bar{s})D_s\right], \tag{1.82}$$

dove le funzioni di distribuzione dei quark $q_f(x)$ sono indicate come $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}$.

La somma della molteplicità $(dN^{\pi^+} + dN^{\pi^-})$ mette in relazione le funzioni di frammentazione direttamente con la sezione d'urto, eliminando il contributo delle funzioni di densità:

$$\frac{1}{N^e}\left(\frac{N^{\pi^+}}{dz} + \frac{N^{\pi^-}}{dz}\right) = \tag{1.83}$$

$$= \frac{1}{\sum_f e_f^2 q_f} \left[\left(\frac{4}{9}u + \frac{1}{9}\bar{d} + \frac{4}{9}\bar{u} + \frac{1}{9}d \right) (D^+ + D^-) + \frac{2}{9}(s+\bar{s})D_s \right]$$

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

ove si è posto:

$$A = \frac{1}{\sum_f e_f^2 q_f} \left(\frac{4}{9}u + \frac{1}{9}\bar{d} + \frac{4}{9}\bar{u} + \frac{1}{9}d \right),$$

$$B = \frac{1}{\sum_f e_f^2 q_f} \left(\frac{1}{9}(s+\bar{s})D_s \right),$$

da cui, per definizione, A+B=1 .

È noto che, in un nucleone, la densità dei quark strani nel mare è inferiore a quella degli $\bar{u}$ e $\bar{d}$ (cioè la distribuzione dei quark del mare non è SU(3) simmetrica) [71]. Pertanto, con buona approssimazione, è prossibile trascurare il contenuto di $s, \bar{s}$ il che comporta $A \simeq 1$ e $B \simeq 0$. Segue, così la formula approssimata:

$$\frac{1}{N^e} \left(\frac{N^{\pi^+} + N^{\pi^-}}{dz} \right) \simeq D^+(z) + D^-(z). \tag{1.84}$$

Seguendo la procedura usata per i pioni carichi, si può arrivare ad una formula analoga alla (1.84) per i π^0:

$$\frac{1}{N^e}\frac{N^{\pi^0}}{dz} = \frac{1}{\sum_f e_f^2 q_f} \left[\left(\frac{4}{9}u + \frac{1}{9}\bar{d} + \frac{4}{9}\bar{u} + \frac{1}{9}d \right) D_u^{\pi^0} + \frac{1}{9}(s+\bar{s})D_s^{\pi^0} \right] = AD_u^{\pi^0} + BD_s^{\pi^0}. \tag{1.85}$$

Restando nell'approssimazione $A \simeq 1$ e $B \simeq 0$ si ottiene:

$$\frac{1}{N^e}\frac{N^{\pi^0}}{dz} \simeq D_u^{\pi^0}(z), \tag{1.86}$$

ossia la sezione d'urto di produzione di π^0 è pari, in prima approssimazione, alla funzione di frammentazione di quark u o d in π^0.

Facendo riferimento alla parametrizzazione teorica BKK [72] della $D_u^{\pi^0}(z)$ ed alla GRV-95 [73] per le densità partoniche nel protone (par. 1.3.1), si può valutare quanto, in effetti, pesi l'approssimazione $A \simeq 1$ e $B \simeq 0$. In Fig.1.7 è riportata la differenza percentuale, in funzione di z, tra la funzione di frammentazione $D_u^{\pi^0}(z)$ e la sezione d'urto completa secondo il modello a partoni, così come risulta dalla (1.85). Il grafico mostra che il contributo del quark strano alla produzione di π^0 sul protone è minore del $\sim 2.5\%$ su tutto l'intervallo di z.

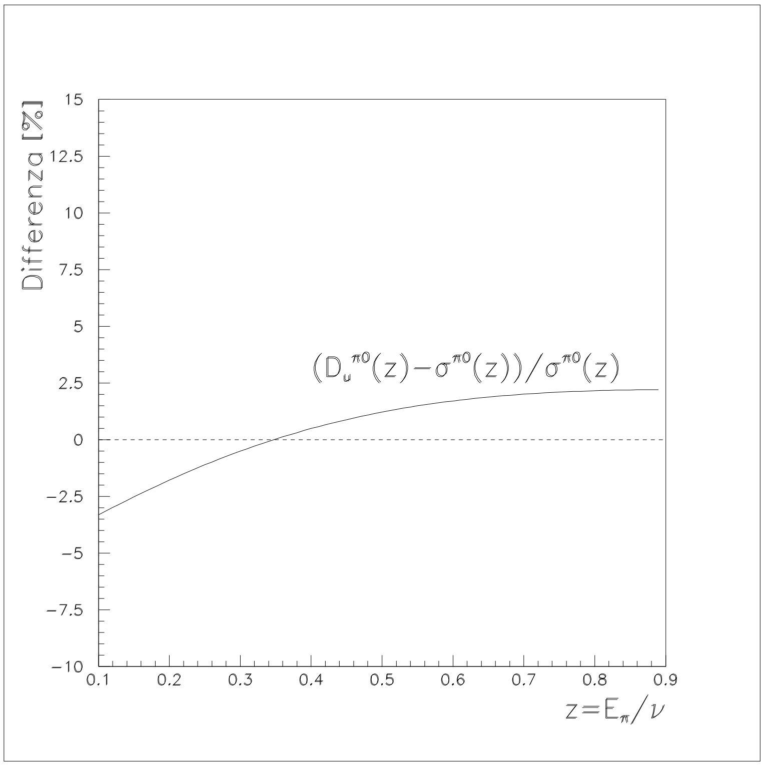


Figure 1.7: Differenza percentuale tra la funzione di frammentazione $D_u^{\pi^0}(z)$ e la sezione d'urto completa secondo il modello a partoni (parametrizzazione BKK+GRV95).

Dalla simmetria di isospin, esplicitando in funzione delle FF nelle (1.80), si nota come la differenza delle sezioni d'urto tra π^0 e $(\pi^+ + \pi^-)/2$ sia nulla:

$$\frac{1}{N^e}\left(\frac{N^{\pi^0}}{dz} - \frac{1}{2}\left(\frac{N^{\pi^+}}{dz} + \frac{N^{\pi^-}}{dz}\right)\right) = A\left(D_u^{\pi^0} - \frac{D^+ + D^-}{2}\right) + B(D_s - D_s^{\pi^0}) = 0. \tag{1.87}$$

1.4 Il processo di frammentazione

La descrizione fenomenologica del processo secondo cui un partone, frammentando, dà luogo ad un adrone è essenziale. Per valutare la sezione d'urto con metodi Monte Carlo è necessario disporre di un modello che descriva il processo di frammentazione del partone che porta alla formazione di un adrone. L'approccio perturbativo dà una buona descrizione dei processi quando l'espansione del parametro α_s è ragionevolmente piccola. Questo implica piccole distanze ed alti Q^2; al contrario, per grandi distanze e/o piccoli impulsi trasferiti, α_s è grande e l'approccio perturbativo non funziona. Questo è proprio il caso del processo di frammentazione dei partoni che si realizza, in definitiva, proprio attraverso il meccanismo di confinamento. Molti sono i modelli proposti: qui verranno analizzati i tre più usati e presenti nei programmi di simulazione Monte Carlo. Il punto di partenza è sempre il modello a partoni a 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 si conserva localmente [74][75].

1.4.1 Frammentazione indipendente

Il modello a *frammentazione indipendente* è stato proposto per la prima volta da Field e Feynman [76] allo scopo di riprodurre l'impulso trasverso e lo *scaling* nei processi di annichilazione e^+e^-. L'assunzione fondamentale è che ogni partone frammenta indipendentemente dagli altri.

Si supponga che un quark iniziale q_1 si allontani dal *sistema di colore*, a causa del confinamento si crea un campo potenziale del tipo:

$$V(r) \propto r^{\alpha_0} \tag{1.88}$$

(nel lavoro [77] α_0 è stimato essere 0.104) che, se sufficientemente elevato, dà luogo ad una coppia $q_2\bar{q}_2$. Il quark originario q_1 si combina con l'antiquark $\bar{q}_2$ dando luogo al mesone non colorato $M_1 = q_1\bar{q}_2$. Il quadrimpulso di q_1 è diviso tra M_1 e q_2 secondo la distribuzione di probabilità universale $f(z)$ dove z è la frazione di energia fornita ad M_1; $(1-z)$ è la frazione di energia che invece riceve q_2. In pratica il processo di frammentazione scala con l'energia frazionaria. Il processo continua in modo ricorsivo creando mesoni di rango sempre maggiore ([4]) fino a quando l'energia disponibile non è più sufficiente a creare alcun adrone, Fig.1.8.

Il modello prevede oggetti collineari ed allora si indroduce *ad hoc* un impulso trasverso uguale ed opposto per ogni quark della coppia $q\bar{q}$ distribuito in modo gaussiano intorno al valor medio $< p_T^2 >= 0.35\ GeV^2$. Per quanto riguarda l'impulso dell'adrone, esso diminuisce al crescere del rango.

Una difficoltà tecnica, relativa a tale algoritmo, è relativa alla non conservazione simultanea dell'energia e dell'impulso longitudinale.

[4] Il *rango* di un adrone è l'ordine di tempo con cui l'adrone viene prodotto partendo dall'adrone che contiene il quark colpito detto anche *primario*.

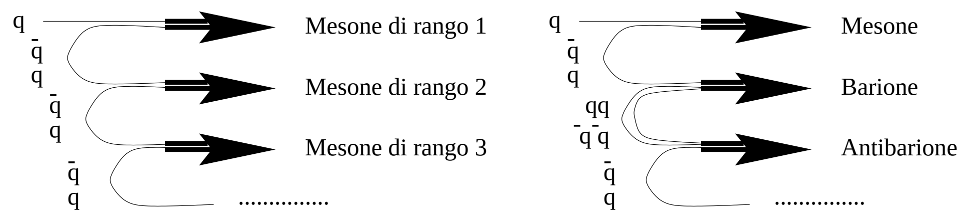


Figure 1.8: Schema della frammentazione indipendente per mesoni e barioni.

Punto centrale dell'intero modello è la determinazione della funzione $f(z)$ che fornisce la probabilità per l'assegnazione dell'esatto impulso frazionario z. Field e Feynman hanno suggerito di usare la funzione:

$$f(z) = 1 - a - 3a(1-z)^2, \tag{1.89}$$

dove a è un parametro determinabile in modo da far coincidere i dati reali con il Monte Carlo; $f(z)$ è invece determinabile tramite la funzione misurabile sperimentalmente:

$$D(z) = f(z) + \int_z^1 f(1-\eta) d\left(\frac{\eta}{z}\right) \frac{d\eta}{z}, \tag{1.90}$$

dove il primo termine rappresenta la probabilità che il mesone appartenga al primo rango ed il secondo termine che esso invece venga prodotto successivamente. La soluzione più semplice consisite nella funzione: $f(z) \propto z^d$.

Altro parametro da tener sotto controllo è la probabilità che si formi, dal vuoto, una coppia $q\bar{q}$ di un determinato *flavour*. Trascurando, nel nostro caso, la produzione di $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$, si assume che, per simmetria di isospin, $u\bar{u}$ e $d\bar{d}$ abbiano la stessa probabilità, mentre la coppia $s\bar{s}$, essendo più pesante, è soppressa nello spazio delle fasi. Per le probabilità di formazione delle tre coppie si può in pratica scrivere:

$$u : d : s = 1 : 1 : \gamma_s, \tag{1.91}$$

dove, dallo studio della produzione del rapporto K/π, risulta $\gamma_s = 0.33$ [78]. Tenuto conto che la probabilià totale deve essere normalizzata ad 1, ossia che $\gamma_u + \gamma_d + \gamma_s = 1$ e che $\gamma_u = \gamma_d = \gamma$ e $\gamma_s = 0.33\gamma$, segue che $\gamma = 0.429$.

Il rapporto tra le probabilità che si formi un mesone pseudoscalare e vettoriale è generalmente riportata uguale ad 1, ma studi più approfonditi [79] mostrano che il risultato dipende dalla massa dei mesoni vettoriali (M_V) e pseudoscalari (M_P) secondo la formula:

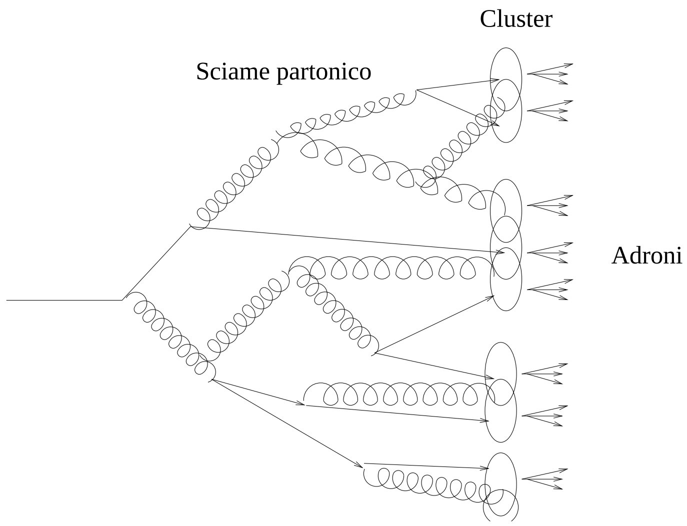


Figure 1.9: Schema della frammentazione di *cluster*.

$$P/V = \frac{1}{3}\left(\frac{M_V}{M_P}\right)^{0.5}. \qquad (1.92)$$

Nonostante molti miglioramenti apportati a tale modello [80], questioni come la dipendenza della molteplicità dal sistema di riferimento o la non conservazione dell'impulso in trasformazioni di Lorentz, fanno preferire altri modelli.

1.4.2 Frammentazione di *cluster*

Il modello a *cluster* è stato suggerito da Odorico [81], Fox e Wolfram [82]: un partone iniziale viene considerato come una particella virtuale, in uno stato di singoletto di colore avente la stessa massa complessiva degli adroni finali e che evolve verso le masse minori attraverso l'emissione di gluoni secondo l'equazione di Altarelli-Parisi (cfr 1.6). Le masse virtuali dei prodotti sono distribuite secondo il *fattore di forma di Sudakov* [83]. Tale formazione di strutture è detto *preconfinamento* (vedi Fig.1.9). In altre parole il modello di frammentazione di cluster descrive l'evoluzione dei partoni con grande massa virtuale attraverso cluster di piccola massa in accordo con la teoria delle perturbazioni e la *Leading Logarithmic Approximation (LLA)*.

In questa descrizione non è necessario introdurre alcuna parametrizzazione fenomenologica per la descrizione del modello di adronizzazione. Per esempio, la produzione dei quark più pesanti, inclusi i quark s, è soppressa naturalmente a causa della loro massa piú grande. I soli parametri variabili da utilizzare

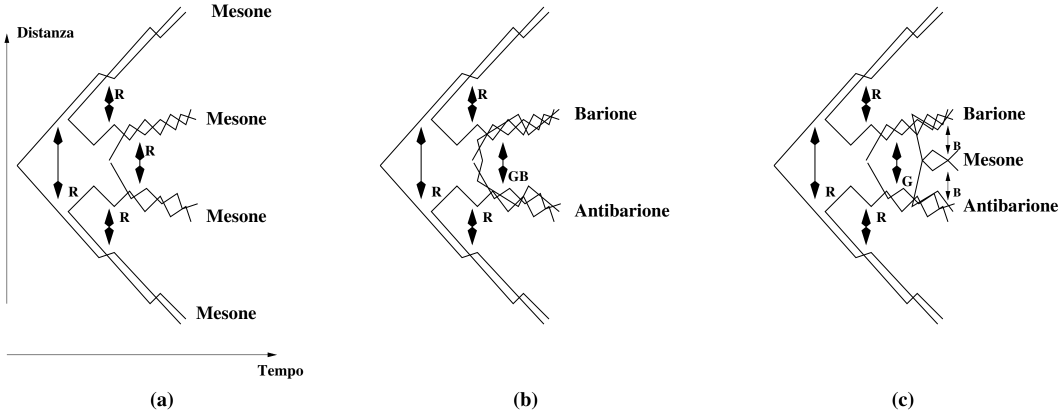


Figure 1.10: Schema della frammentazione a stringhe (Modello di LUND) dove è riportata una stringa che si espande nel tempo. (a) rappresenta la produzione di mesoni, (b) la produzione di barioni e (c) è detto schema *pop-corn*.

sono: la scala QCD Λ_{QCD} (che dà il valore di $\alpha_s(Q^2)$), le masse dei partoni ed il limite superiore della massa dei cluster. Gli adroni sono prodotti e quindi ordinati partendo da quello con impulso minore proprio a causa dell'emissione di gluoni soffici nella fase iniziale causata dall'interazioni di colore tra i partoni dello sciame.

1.4.3 Modello a stringhe (LUND)

Il modello di LUND si basa sull'assunzione che vi sia un flusso cromodinamico tra due cariche di colore che può essere schematizzato come un tubo molto stretto oppure come una stringa [84]. È tutt'ora il modello più accreditato in quanto fornisce una descrizione consistente e covariante della frammentazione in ottimo accordo con i dati sperimentali. Se due partoni sono stati prodotti in una interazione e si allontanano l'un l'altro, la stringa che si sta estendendo tra di loro necessita di energia, infatti la tensione k è ~ 1 GeV/fm. La stringa può rompersi in più parti di lunghezza minore se l'energia accumulata è sufficiente a produrre oggetti colorati (quark o gluoni). In genere questo accade già quando la stringa è lunga qualche Fermi. Le sotto-stringhe possono, a loro volta, rompersi in un processo a cascata fino a quando l'energia disponibile lo consente, cioè fino a quando la stringa non si avvicina al *mass-shell* di un adrone. La rottura avviene in qualsiasi punto dell'iperbole $(x^2 - t^2) = m^2/k^2$ dove x e t rappresentano la distanza nello spazio e nel tempo, Fig.1.10.

Per la conservazione dei numeri quantici vengono sempre create due stringhe che viaggiano in direzioni opposte e aventi energia frazionaria z la prima e $(1-z)$ la seconda. Alla rottura di una stringa, una coppia $q\bar{q}$ esce dal tubo e la probabilità che ciò avvenga è proporzionale a:

$$e^{-\pi M_T^2/k} = e^{-\pi M^2/k} e^{-\pi P_\perp^2/k}, \tag{1.93}$$

dove M_T è la massa trasversa $\sqrt{M^2 + P_\perp^2}$. Tale formulazione spiega il limitato valore dell'impulso trasverso $P_\perp^2$ e la soppressione dei quark strani perché più pesanti dei quark u e d. I principi che regolano la produzione degli adroni sono:

- la scelta del particolare adrone è casuale;
- la produzione dei sapori deve avvenire nel rapporto $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 1 : 1 : 0.3$;
- il rapporto di produzione dei mesoni vettori e scalari è $1 : 1$;
- il rapporto $q/\bar{q}$ regola la produzione relativa di mesoni e barioni.

La frazione di energia longitudinale assegnata ad una stringa è detta *funzione di frammentazione simmetrica di LUND* [85]. Essa è invariante sotto *boost* di Lorentz simmetrico ed è scrivibile come:

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} e^{-bM_T^2/z}, \tag{1.94}$$

dove i parametri a e b sono determinati dai dati sperimentali.

Le stringhe non sono solo di un colore (p.es. $r\bar{r}$), ma possono portare anche più colori, ad esempio si potrà anche avere $rg - \bar{r}\bar{g}$ da dove scaturisce poi la coppia barione-antibarione. La forza prodotta dal campo, in questo caso, è meno intensa di un fattore ~ 2. Un processo di questo tipo, detto processo *pop-corn*, evidenzia come un mesone possa originarsi tra due barioni (vedi Fig.1.10 (c)).

Il meccanismo di stringhe, proprio perché si basa sulla produzione a cascata di coppie $q\bar{q}$, è molto simile a quello della frammentazione indipendente. Tuttavia il modello di Lund viene formulato in maniera relativistica al contrario del modello a frammentazione indipendente che non fornisce alcuna descrizione dinamica del processo di frammentazione. Il modello di Lund possiede, poi, un esplicito ordine temporale, infatti gli adroni meno energetici sono prodotti per primi; tale ordinamento è Lorentz invariante. La coppia originaria $q\bar{q}$ è trattata come un unico sistema e non in maniera separata; è la stringa a frammentare e non i singoli partoni, come conseguenza del fatto che le coppie $q\bar{q}$ vengono prodotte in una regione limitata dello spazio-tempo (iperbole). Anche in tale modello, però, il particolare ordine degli adroni prodotti dipende dal sistema di riferimento; un adrone veloce (quindi prodotto dopo) non rimane necessariamente tale in un altro sistema di riferimento. Un'importante predizione del modello a stringhe è la frammentazione dei gluoni: la stringa originale si separa in due, viene emesso un gluone e questo fluttua in una coppia $q\bar{q}$ (*effetto stringa*).

Il modello di Lund è quello più accreditato ed è quello che è stato usato nelle simulazioni descritte in questo lavoro di tesi. Nel codice Monte Carlo usato, tale frammentazione è stata inserita attraverso il programma *Jetset* [86]. Spesso si usa indicare tale caratteristica dicendo che il *modello standard* presente è il modello $SU(3) \times SU_L(2) \times U_1 \times LUND$.

1.5 Emisferi di frammentazione

Uno studio ideale del processo di frammentazione prevederebbe la rivelazione di tutti gli adroni prodotti e delle loro energie e rango rispetto al tempo di produzione. Questo non è possibile non solo perché l'apparato di rivelazione ha una accettanza limitata ed una efficienza < 1, ma anche perché, come si è appena visto, anche da un punto di vista teorico, il processo di frammentazione dipende dal sistema di riferimento. Ad ogni modo, l'ipotesi della dualità partone-adrone predice una stretta correlazione tra i partoni e gli adroni; tale correlazione può essere misurata rivelando, se possibile, gli adroni prodotti nello spazio-tempo vicino al partone colpito (*partone di corrente*). Nel DIS, nel sistema del centro di massa del nucleone bersaglio e del fotone virtuale, il quark colpito ed il *di-quark* residuo si muovono in direzione opposta legati da un flusso di colore. Le coppie $q\bar{q}$ sono prodotte in tale campo e la correlazione degli adroni con il quark colpito diminuisce all'aumentare della distanza tra essi (cioè all'aumentare della lunghezza della stringa iniziale).

Seguendo tale schematizzazione, gli adroni prodotti sono in genere divisi tra adroni appartenenti all'emisfero posteriore ed adroni appartenenti all'emisfero anteriore, dove gli emisferi sono definiti rispetto alla direzione del fotone virtuale nel sistema del centro di massa fotone-nucleone. Definendo la variabile di Feynman $x_F = \frac{p_\parallel}{p_{\parallel\ max}} \simeq \frac{2p_\parallel}{W}$ dove $p_\parallel = (p \cdot q)/|q|$ indica la frazione di energia del sistema fotone-nucleone portata dall'adrone nella direzione del fotone virtuale, l'emisfero anteriore è caratterizzato dalla variabile $x_F > 0$; questo emisfero è anche chiamato *regione di frammentazione della corrente* [88]. L'emisfero posteriore è anche detto *regione di frammentazione del bersaglio* e i relativi adroni hanno una correlazione più debole. La selezione di adroni provenienti dalla regione di frammentazione della corrente determina una migliore correlazione con il quark colpito. In tal caso le funzioni di frammentazione possono essere anche definite come la correlazione tra gli adroni rivelati ed appartenenti all'emisfero anteriore ed il *flavour* del quark colpito.

Non esiste un metodo capace di definire la regione di corrente in modo univoco ed efficiente, ma si può mirare ad ottimizzare la scelta di limiti su variabili cinematiche che sopprimano la regione di frammentazione del bersaglio. In particolare:

• nel sistema del laboratorio si può introdurre un limite minimo sulla frazione dell'energia trasferita z portata dall'adrone;

• nel sistema del centro di massa fotone-nucleone si può porre un limite sulla variabile $x_F > 0$ o sulla rapidità $\eta > \eta_{min}$, dove $\eta = \frac{1}{2}ln(\frac{E+p_{\parallel}}{E-p_{\parallel}})$.

Nessun limite è equivalente all'altro ed ogni valore deve essere ottimizzato per la particolare analisi e lo specifico rivelatore usato. In questo lavoro è più efficace porre un limite sulla variabile z.

1.6 L'equazione di Altarelli-Parisi per le Funzioni di Frammentazione

Nella QCD perturbativa il calcolo della sezione d'urto di produzione adronica sfrutta ancora il teorema della fattorizzazione dei processi *soft* ed *hard*, ma la fattorizzazione delle singolarità di massa ed infrarosse richiede una ridefinizione delle *Funzioni di Frammentazione* e delle *Funzioni di Densità Partonica* che a questo punto non sono più indipendenti da Q^2. La definizione non-perturbativa di tali funzioni, non permette di effettuare calcoli analitici per una loro valutazione accurata. È necessario quindi estrarre dette funzioni dai dati sperimentali ad una scala fissata $Q^2 = Q_0^2$ ed effettuare l'evoluzione ad altre scale tramite le *equazioni di Altarelli-Parisi* (AP) [96][97][98].

Al primo ordine in α_s, le equazioni AP si ottengono derivando rispetto a lnQ^2 le *Funzioni di Densità Partonica (PDF)* e le *Funzioni di Frammentazione (FF)* rispettivamente scrivibili come:

$$\begin{aligned} q_q^H(x,Q^2) &\equiv q_q^H(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[\left(P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) q_q^H(y) + P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) g^H(y)\right) ln\frac{Q^2}{\mu^2}\right. \\ &\quad \left. + \left(f_q\left(\frac{x}{y}\right) q_q^H(y) + f_g\left(\frac{x}{y}\right) g^H(y)\right)\right], \qquad (1.95) \\ D_q^h(z,Q^2) &\equiv D_q^h(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_z^1 \frac{dy}{y}\left[\left(P_{qq}\left(\frac{z}{y}\right) ln\frac{Q^2}{\mu^2} + d_{qq}\left(\frac{z}{y}\right)\right) D_q^h(y)\right. \\ &\quad \left. + \left(P_{gq}\left(\frac{z}{y}\right) ln\frac{Q^2}{\mu^2} + d_{gq}\left(\frac{z}{y}\right)\right) D_g^h(y)\right], \qquad (1.96) \end{aligned}$$

dove P_{qq}, P_{qg} sono le cosiddette funzioni di *splitting* che esprimono la probabilità che il quark q, con frazione di impulso x provenga da un quark che ha emesso un gluone o da un gluone che ha prodotto una coppia $q\bar{q}$. Nelle FF, d_{qq} e d_{gq} sono termini finiti. Quando poi si passa ad ordini superiori, le equazione AP diventano molto più complesse avendo delle funzioni di *splitting* che contengono anche termini del tipo $P_{q\bar{q}}$.

Tenuto conto che il gluone di disaccoppia dalle combinazioni di non-singoletto (+) e asimmetrica (-), l'evoluzione delle FF con Q^2, per uno stesso adrone h, può essere scritta tramite combinazioni lineari per un numero N_f di quark ($D^h_q(z,Q^2)$), di antiquark ($D^h_{\bar{q}}(z,Q^2)$) e di gluoni ($D^h_G(z,Q^2)$) come:

$$\begin{aligned} D^h_\Sigma(z,Q^2) &= \Sigma_{i=1}^{N_f}\left(D^h_{q_i}(z,Q^2)+D^h_{\bar{q}_i}(z,Q^2)\right), \\ D^h_{(+),i}(z,Q^2) &= D^h_{q_i}(z,Q^2)+D^h_{\bar{q}_i}(z,Q^2)-\frac{1}{N_f}D^h_\Sigma(z,Q^2), \\ D^h_{(-),i}(z,Q^2) &= D^h_{q_i}(z,Q^2)-D^h_{\bar{q}_i}(z,Q^2). \end{aligned} \tag{1.97}$$

Le equazioni AP, complete, diventano così :

$$\begin{aligned} Q^2\frac{d}{dQ^2}D^h_{(+),i}(z,Q^2) &= \left[P_{(+)}(\alpha_s(Q^2))\otimes D^h_{(+),i}(Q^2)\right](z), \\ Q^2\frac{d}{dQ^2}D^h_{(-),i}(z,Q^2) &= \left[P_{(-)}(\alpha_s(Q^2))\otimes D^h_{(-),i}(Q^2)\right](z), \\ Q^2\frac{d}{dQ^2}D^h_\Sigma(z,Q^2) &= \left[P_\Sigma(\alpha_s(Q^2))\otimes D^h_\Sigma(Q^2)\right](z) \\ &+ 2N_f\left[P_{q\to G}(\alpha_s(Q^2))\otimes D^h_G(Q^2)\right](z), \\ Q^2\frac{d}{dQ^2}D^h_G(z,Q^2) &= \frac{1}{2N_f}\left[P_{G\to q}(\alpha_s(Q^2))\otimes D^h_\Sigma(Q^2)\right](z) \\ &+ \left[P_{G\to G}(\alpha_s(Q^2))\otimes D^h_G(Q^2)\right](z). \end{aligned} \tag{1.98}$$

qui l'operatore $\otimes$ è l'operatore di convoluzione.

L'espansione perturbativa di P assume la forma:

$$\begin{aligned} P\left(z,\alpha_s(Q^2)\right) &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}P^{(0)}(z) \\ &+\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\right)^2P^{(1)}(z)+O\left(\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\right)^3\right). \end{aligned} \tag{1.99}$$

Le funzioni di *splitting* P, inoltre, possono essere separate in una parte di singoletto (S) ed una di non-singoletto (V) di sapore:

$$
\begin{aligned}
P_{q_i q_k} &= \delta_{ik} P^V_{qq} + P^S_{qq}, \\
P_{q_i \bar{q}_k} &= \delta_{ik} P^V_{q\bar{q}} + P^S_{q\bar{q}}, \\
P_{(+)}\Big(z, \alpha_s(Q^2)\Big) &= P^V_{q\to q}\Big(z, \alpha_s(Q^2)\Big) + P^V_{q\to\bar{q}}\Big(z, \alpha_s(Q^2)\Big), \qquad (1.100) \\
P_\Sigma\Big(z, \alpha_s(Q^2)\Big) &= P_{(+)}\Big(z, \alpha_s(Q^2)\Big) + 2N_f P^S_{q\to q}\Big(z, \alpha_s(Q^2)\Big), \\
P_{(-)}\Big(z, \alpha_s(Q^2)\Big) &= P^V_{q\to q}\Big(z, \alpha_s(Q^2)\Big) - P^V_{q\to\bar{q}}\Big(z, \alpha_s(Q^2)\Big).
\end{aligned}
$$

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

$$\Sigma_h \int_0^1 z D^h_a(z, Q^2) dz = 1. \qquad (1.101)$$

Nel lavoro di analisi di questa tesi sono state usate le funzioni di frammentazione ad ordini successivi (1.99) secondo le parametrizzazioni di Binnewies [72] al secondo ordine. Le FF così parametrizzate, ad una certa scala Q_0^2, assumono una forma del tipo:

$$D(z)|_{Q^2=Q_0^2} = N z^\alpha (1-z)^\beta, \qquad (1.102)$$

dove N, α e β cono parametri costanti.

L'evoluzione di una FF generale ad una diversa scala può essere calcolata attraverso le equazioni AP sostituendo la (1.102) nella (1.99) e risolvendo queste ultime mediante la tecnica delle trasformate di Mellin. Il risultato è dipendente da Q^2 attraverso le dipendenze che hanno la costante di normalizzazione e gli esponenti α e β. La (1.102), in funzione di Q^2 diventa infatti:

$$D(z, Q^2) = N(\bar{s}) z^{\alpha(\bar{s})} (1-z)^{\beta(\bar{s})}, \qquad (1.103)$$

con:

$$\bar{s} = \bar{s}(Q^2, Q_0^2) = ln \frac{ln(Q^2/\Lambda^2_{QCD})}{ln(Q_0^2/\Lambda^2_{QCD})}. \qquad (1.104)$$

Per la $D_u^{(\pi^0, NLO)}(x, Q^2)$, i parametri costanti alla scala Q^2 sono:

$$N(\bar{s}) = 1.150 - 1.522\bar{s} + 1.378\bar{s}^2 - 0.527\bar{s}^3, \qquad (1.105)$$

$$\alpha(\bar{s}) = -0.740 - 1.680\bar{s} + 1.546\bar{s}^2 - 0.596\bar{s}^3, \qquad (1.106)$$

$$\beta(\bar{s}) = 1.430 + 0.543\bar{s} - 0.023\bar{s}^2. \qquad (1.107)$$

L'andamento delle funzioni dei quark u nel mesone π^0 usate per la sezione d'urto di produzione di π^0 in funzione di z e per tre valori di Q^2 ($Q^2 = 2,\ 4,\ 25\ GeV^2$), è riportato in Fig.1.11. La differenza tra le varie curve nell'intervallo $Q^2 = 2 \div 25\ GeV^2$ raggiunge valori del $\sim 40\%$ per alti z. È da sottolineare che tali parametrizzazioni sono valide nell'intervallo $0.1 < z < 0.8$, mentre, al di fuori di tali limiti, sono possibili deviazioni del 10%.

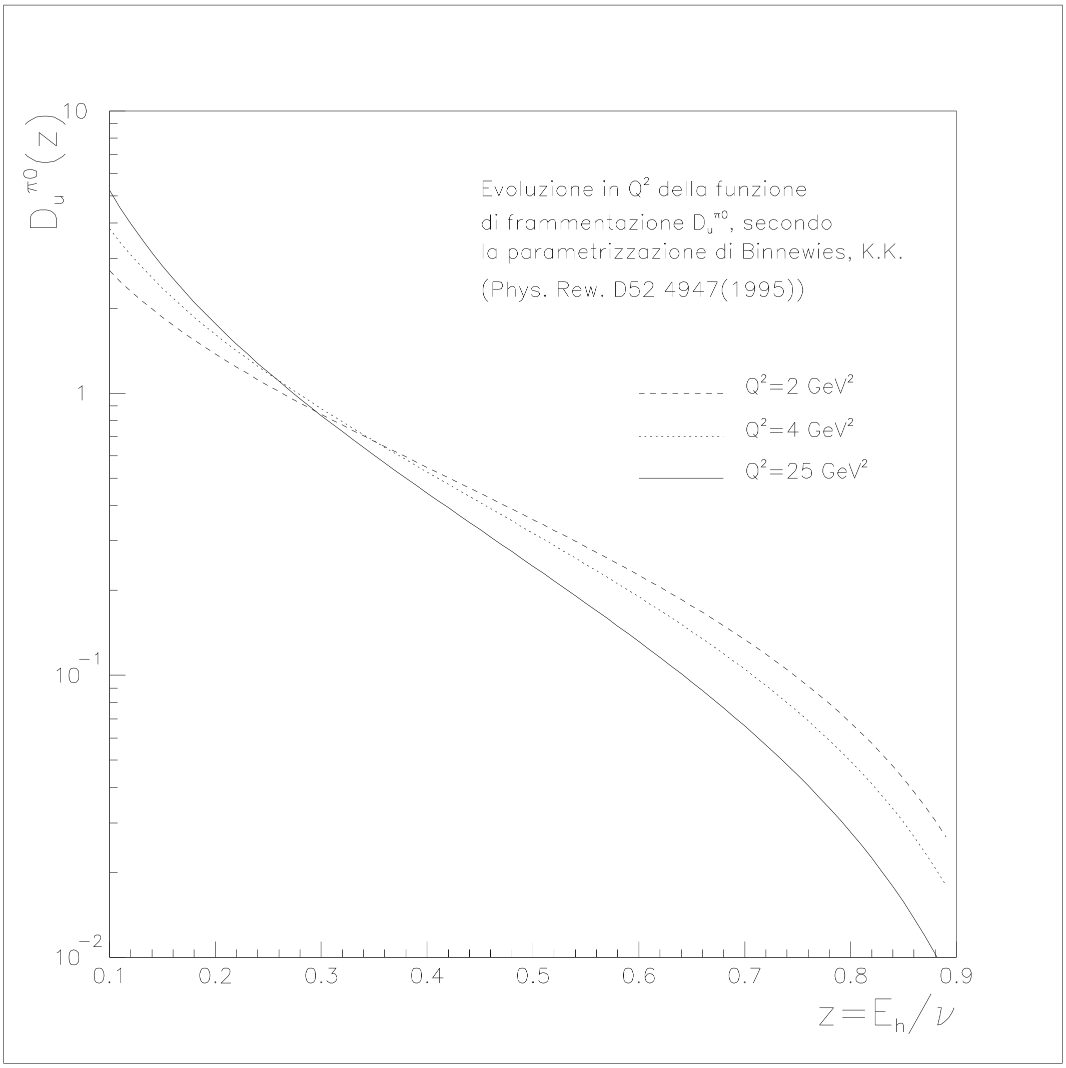


Figure 1.11: Evoluzione della Funzione di Frammentazione $D_u^{\pi^0}(z, Q^2)$ per diversi valori di Q^2 e calcolata all'ordine NLO in α_s.

Capitolo 2

L'apparato sperimentale di HERMES

L'esperimento HERMES (acronimo di *HERa MEasurement of Spin*) è stato progettato per effettuare misure di precisione dello spin del nucleone. Si tratta di un esperimento di seconda generazione che utilizza due tecniche innovative: un anello di accumulazione per positroni o elettroni polarizzati, e bersagli gassosi polarizzati di nuclei di H, D, ^3He contenuti in celle prive di finestre poste all'interno all'anello di accumulazione. Il rivelatore di HERMES è uno spettrometro a grande accettanza angolare in grado di identificare, con grande efficienza, le diverse particelle prodotte. Queste caratteristiche, la purezza dei bersagli e la possibilità di invertire rapidamente la polarizzazione, consentono di realizzare sia misure di fisica inclusiva che semi-inclusiva con bassi errori sistematici e statistici.

2.1 L'anello di accumulazione HERA

L'esperimento HERMES è installato nella sala sperimentale est dell'acceleratore HERA (*High Energy Ring Anlage*) del centro di ricerche DESY (*Deutsches Elektronen-Synchroton*) di Amburgo in Germania. HERA è un doppio anello di accumulazione con una circonferenza di 6.3 Km che utilizza fasci di positroni e protoni circolanti in direzioni opposte ad energie e correnti medie rispettivamente di 27.5 GeV e 30 mA, 820 GeV e 80 mA. Le particelle sono raccolte in 182 pacchetti di dimensioni 8.3 mm (lunghezza) $\times$ 280 μm (larghezza) $\times$ 50 μm (altezza) che interagiscono nei punti di interazione delle sale sperimentali ogni 96 ns. Due esperimenti, H1 e ZEUS, utilizzano l'anello in configurazione a

	anello p	anello e^+	Unità
Energia	820	27.5	GeV
Luminosità	1.5×10^{31}		$cm^{-2}s^{-1}$
Campo magnetico	4.68 (magn.supercond.)	0.165	T
Numero pacchetti	182 (210 max)		
Intervallo interazione	96		ns
Lunghezza pacchetto	27	27	ps
Circonferenza	6337		m
Corrente pacchetto	760	290	μA
Energia iniezione	12	40	GeV
Dimensione pacchetto σ_x	0.29	0.28	mm
Dimensione pacchetto σ_y	0.07	0.05	mm
Dimensione pacchetto σ_z	11	0.83	cm
Perdita di energia/giro	6.2×10^{-6}	127	MeV

Table 2.1: Principali parametri dell'anello di accumulazione HERA.

fasci collidenti e altri e due, HERMES e HERA-B in configurazione a bersaglio fisso. HERMES utilizza soltanto il fascio di elettroni e HERA-B soltanto quello di protoni. In Fig.2.1 è schematizzato HERA ed i pre-acceleratori a cascata necessari alla produzione, all'accumulazione e all'accelerazione delle particelle prima che quest'ultime vengano iniettate nell'anello principale. In tabella 2.1 sono invece riportate le principali caratteristiche di HERA [22] [23].

Negli anni 1995-1997 nell'anello sono stati iniettati positroni per disporre di una maggiore vita media del fascio accumulato; gli elettroni tendono infatti a ricombinarsi con gli ioni del gas residuo nella ciambella dell'acceleratore diminuendo la corrente e di conseguenza la vita media del fascio. Va sottolineato che, all'ordine più basso della QED, non vi è nessuna differenza nell'usare positroni anziché elettroni in interazioni *ep*. Gli esperimenti H1 e ZEUS, però, hanno notato che nei processi elettrodeboli vi sono differenze ad ordine superiore nel cambiamento della carica del leptone e quindi dal 1998 nell'anello viene di nuovo accumulato un fascio di elettroni. Per tale motivo, in questa tesi, d'ora in poi, ci si riferirà indifferentemente ad elettroni o positroni.

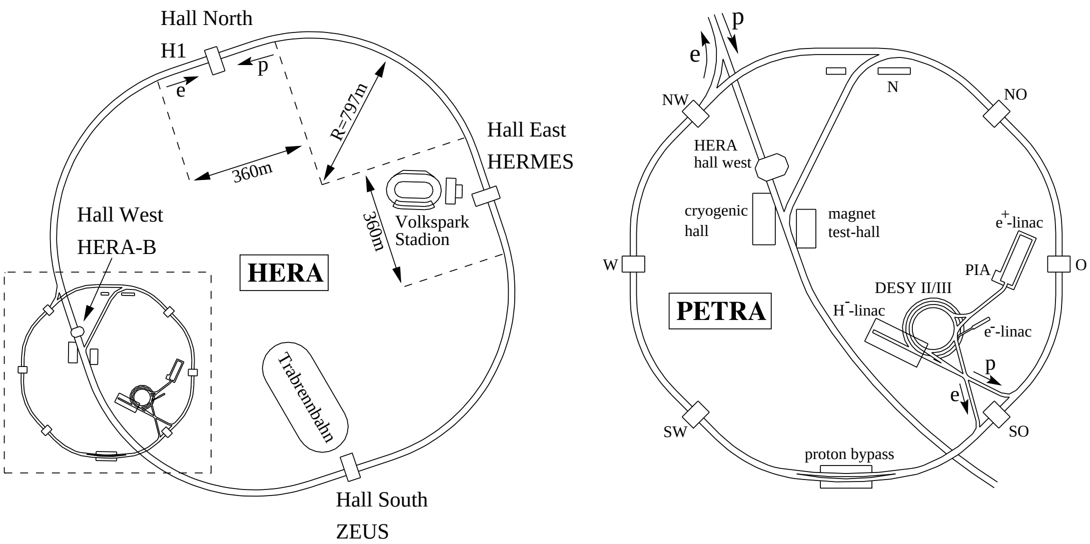


Figure 2.1: HERA, le sale sperimentali ed i pre-acceleratori a cascata.

2.2 La polarizzazione del fascio

2.2.1 Polarizzazione trasversa

A causa dell'emissione di luce di sincrotrone, nella loro traiettoria entro l'anello HERA, i positroni si polarizzano spontaneamente con direzione trasversale al proprio impulso. Ciò avviene perché, a causa di una piccola asimmetria di produzione (soppressa da un fattore $\sim 10^{10}$) nell'ampiezza di transizione, il processo radiativo privilegia gli stati polarizzati in modo antiparallelo al campo magnetico deflettente. Tale processo fisico prende il nome di *"Effetto Sokolov-Ternov"* [24][25].

Il rapporto tra la probabilità che, all'emissione di un fotone di sincrotrone abbia luogo il processo di *auto-polarizzazione* e quella che non vi sia cambio nello stato di spin dell'elettrone, è definita da:

$$\frac{P_{spin-flip}}{P_{non-flip}} = 3\left(\frac{\hbar\gamma^2}{mc\rho}\right)^2 \left(1 \pm \frac{35\sqrt{3}}{64}\right) \tag{2.1}$$

dove il segno $\pm$ dipende dallo stato iniziale di spin della particella.

In una macchina ideale, per positroni che si muovono in un piano perpendicolare ad un campo magnetico uniforme e costante, la polarizzazione viene definita come:

$$P = \frac{N^{\downarrow} - N^{\uparrow}}{N^{\downarrow} + N^{\uparrow}} \tag{2.2}$$

con $N^{\uparrow}$ e $N^{\downarrow}$ il numero di positroni con direzione dello spin, rispettivamente, parallelo ed anti-parallelo al piano dell'orbita. Tale polarizzazione, in funzione del tempo, può essere scritta come:

$$P(t) = P_0 \left(1 \pm e^{-\frac{t}{\tau_P}}\right), \tag{2.3}$$

dove P_0 è il valore asintotico di polarizzazione, caratteristica della macchina, τ_P è la costante di accrescimento della polarizzazione ed il segno $\pm$ dipende dalla condizione iniziale, - per positroni inizialmente non polarizzati, + per positroni con polarizzazione del 100 %. Per un acceleratore ideale risulta $P_0 = 92.38$, quindi $P_{ideale}(\infty) = 92.38$ %. Il tempo tipico di polarizzazione τ_P dipende fortemente dall'energia del fascio e dal raggio di curvatura ρ essendo direttamente collegato all'emissione di radiazione:

$$\tau_P = \left(\frac{5\sqrt{3}c\bar{\lambda}_c r_0 \gamma^5}{8\rho^3}\right)^{-1}, \tag{2.4}$$

dove $\bar{\lambda}_c$ ed r_0 sono rispettivamente la lunghezza ridotta d'onda Compton ed il raggio classico, entrambe riferite all'elettrone. La polarizzazione così definita, è antiparallela al campo magnetico per gli elettroni e parallela per i positroni.

Per una macchina reale, la situazione è completamente diversa ed incredibilmente più complicata. L'estensione ad un campo magnetico non uniforme può essere studiata tramite l'equazione *Thomas-BMT* riguardo alla precessione dello spin [26] [27]:

$$\frac{d\vec{P}}{ds} = \frac{e\vec{P}}{m_e c\gamma} \times ((1 + a\gamma)\vec{B}_{\perp} + (1 + a)\vec{B}_{||}). \tag{2.5}$$

La polarizzazione del vettore $\vec{P}$ è definita nel sistema di riposo del leptone, $a = \frac{g-2}{2}$ dove g è il momento magnetico anomalo dell'elettrone ed s è la coordinata longitudinale. Orbite chiuse portano a soluzioni periodiche per la precessione dello spin ed il numero di precessioni per giro è chiamato *spin tune*. La polarizzazione, a questo punto, non è più diretta secondo il campo locale ed il tempo τ_P viene modificato dall'introduzione, nella (2.4) del raggio di curvatura ρ_{eff} effettivo al posto di ρ:

$$\rho_{eff}^{-3} = \frac{1}{C} \int \frac{ds}{|\rho(s)|^3}, \tag{2.6}$$

dove C è la circonferenza dell'anello. Bisogna ora aggiungere gli effetti depolarizzanti o di *diffusione di spin* dovuti alla natura quantistica dell'emissione

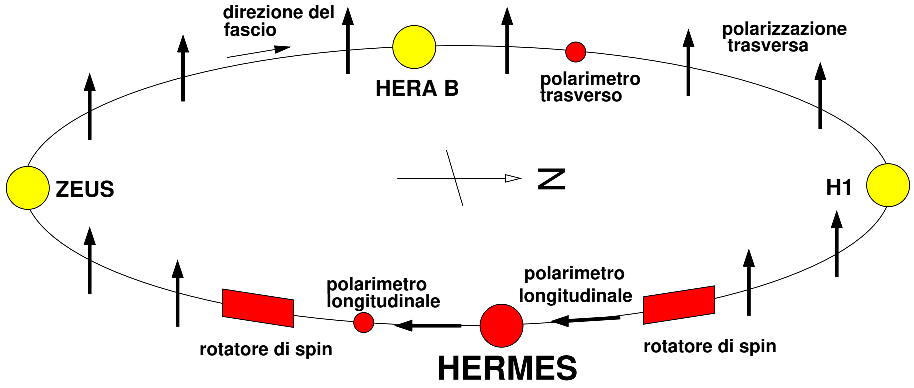


Figure 2.2: Schema di HERA, degli esperimenti e dei rotatori di spin.

di radiazione di sincrotrone che modificano τ_P e abbassano la polarizzazione massima raggiungibile. Questa, nel caso di HERA, è pari a $\sim 85\%$.

Lo *spin tune* di HERA è 62.5 a 27.5 GeV con un tempo proprio di polarizzazione di 37 minuti. In condizioni sperimentali, la polarizzazione media raggiunta è del $60 \div 65\%$.

2.2.2 Polarizzazione longitudinale

La polarizzazione che occorre in HERMES, è una polarizzazione longitudinale e non trasversale. Questo cambiamento di direzione è realizzato tramite l'introduzione di due rotatori di spin [30] [31] posti uno prima ed uno dopo l'area sperimentale di HERMES, come mostrato in Fig.2.2.

Tali rotatori sono composti da una serie 6 dipoli magnetici, 3 disposti in direzione orizzontale e 3 in verticale (la lunghezza complessiva di un rotatore di spin è di 56 metri) che, oltre a ruotare lo spin di $90°$ riportano il fascio nella direzione e nel piano dell'orbita, come mostrato in Fig.2.3.

2.2.3 La misura della polarizzazione del fascio

La misura della polarizzazione del fascio è effettuata tramite due polarimetri Compton, l'uno trasversale e l'altro longitudinale. Il polarimetro trasversale è posto nella sezione ovest di HERA e utilizza la dipendenza azimutale della sezione d'urto Compton da leptoni polarizzati trasversalmente. L'intensità del laser ad Argon utilizzato è scelta in modo tale che, in media, avvenga una diffusione di singolo fotone ogni 100 pacchetti di positroni. Il fotone diffuso viene rivelato da un calorimetro posto a 64 metri dal punto di interazione e la asimme-

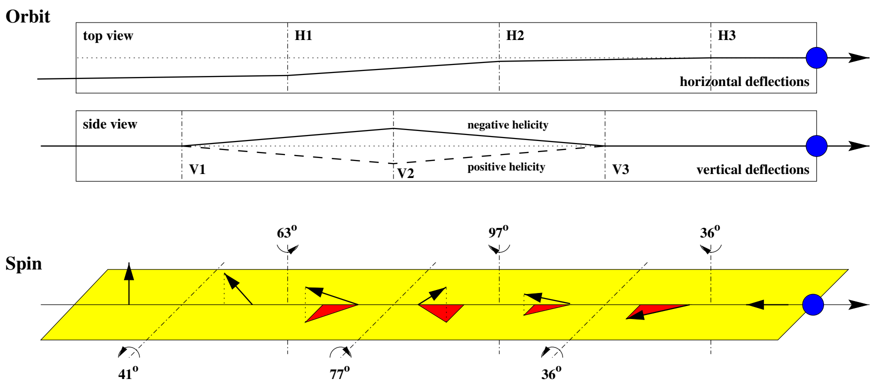


Figure 2.3: I rotatori di spin di HERA.

tria spaziale alto/basso misurata è utilizzata per la misura della polarizzazione del fascio [28] [32].

Il secondo polarimetro, situato nell'area sperimentale di HERMES, misura la polarizzazione longitudinale vicino al punto di interazione dell'esperimento. Questo polarimetro sfrutta la dipendenza dello spin della distribuzione angolare della sezione d'urto Compton su elettroni polarizzati longitudinalmente. Ciò si riflette in una distribuzione in energia dipendente dallo spin. In questo caso è usato un laser che emette un fascio di fotoni polarizzati circolarmente e di intensità elevata in modo da produrre parecchie migliaia di diffusioni per pacchetto di elettroni e superare il segnale di fondo dei fotoni di Bremsstrahlung. Nel calorimetro del polarimetro viene misurata l'asimmetria dell'energia depositata dai fotoni, che sono stati diffusi dai positroni, nelle due configurazioni di polarizzazione circolare del fascio laser; dallo spostamento dello spettro energetico dei fotoni diffusi si risale alla polarizzazione del fascio di positroni [29].

In Fig.2.4 è mostrata una classica curva di crescita nel tempo della polarizzazione del fascio di positroni, misurata sia con il polarimetro trasversale che con quello longitudinale, per un breve *fill* durante una presa dati.

2.3 Il bersaglio

HERMES fa uso di una tecnica completamente innovativa utilizzando un bersaglio gassoso interno al fascio con una cella di contenimento (di dimensioni 9.8 $\times$ 29.0 $\times$ 400 mm^3) senza finestre. La finestra d'uscita della camera a vuoto del bersaglio è costituita da un sottile foglio di acciaio dello spessore di 0.3 mm, Fig.2.5.

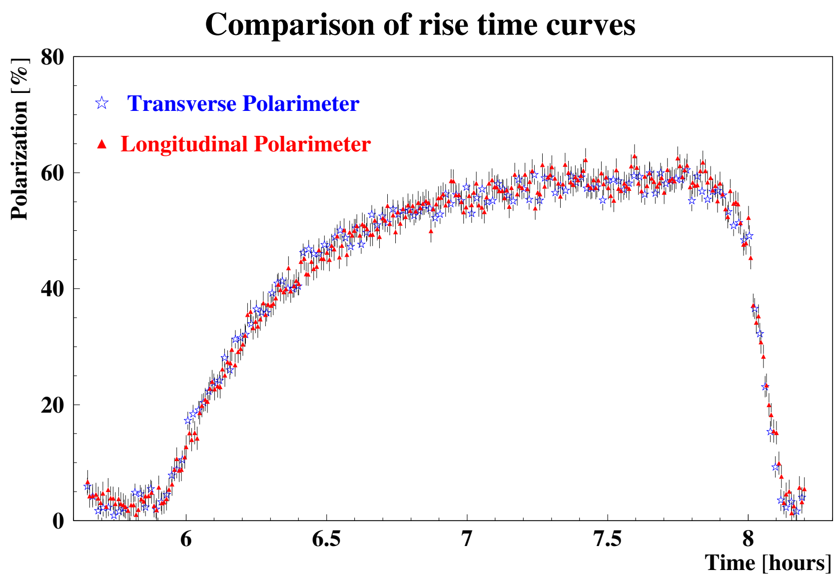


Figure 2.4: Polarizzazione del fascio di positroni di HERA in funzione del tempo. E' mostrato l'ottimo accordo tra i valori del polarimetro trasversale e di quello longitudinale.

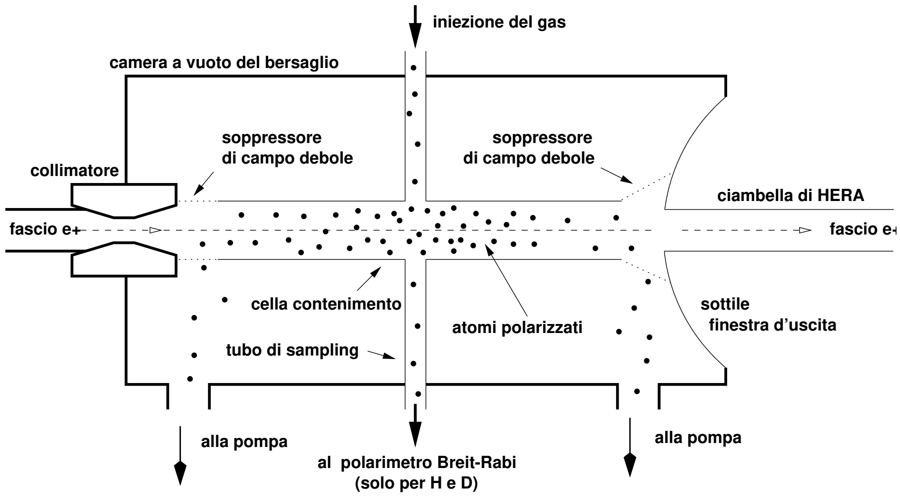


Figure 2.5: Schema della cella di contenimento di HERMES.

La cella viene riempita da una sorgente di gas polarizzato e consiste in un tubo a T di alluminio puro (99.995 %), a sezione ellittica, dello spessore di 75 μm, con pareti mantenute a bassa temperatura per aumentare la densità interna del gas riducendo la velocità di migrazione degli atomi (densità $\propto 1/\sqrt{temp}$).

Per evitare il riscaldamento della cella e la formazione di sciami sulle pareti della cella, tutta la regione del bersaglio è stata attentamente schermata dalla radiazione di sincrotrone e dagli aloni del fascio da alcuni collimatori fissi e mobili situati entro una distanza di 2 metri dal punto di interazione.

La polarizzazione del bersaglio viene mantenuta da un piccolo magnete superconduttore che circonda la cella ed induce una polarizzazione longitudinale oltre che a ridurre i possibili effetti depolarizzanti causati dalla struttura a pacchetti del fascio.

Un bersaglio gassoso ha densità sempre inferiore a quella di un bersaglio solido o liquido, ma ha il vantaggio di essere formato da singoli atomi ed avere così bassissime percentuali di materia non polarizzata (alto fattore di diluizione ~ 1). Inoltre esso permette di invertire rapidamente e frequentemente la direzione dello spin, minimizzando, in questo modo, molti errori sistematici.

HERMES ha anche raccolto dati con bersagli non polarizzati: in questo caso la densità del gas può essere aumentata fino ad un ordine di grandezza senza influire in maniera sostanziale sulla vita media del fascio di positroni ([1]).

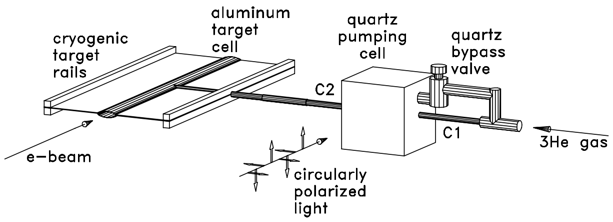
I gas utilizzati come bersaglio dall'esperimento HERMES sono ^3He, H, D ed N; esaminiamo i primi tre bersagli.

2.3.1 Il bersaglio di ^3He

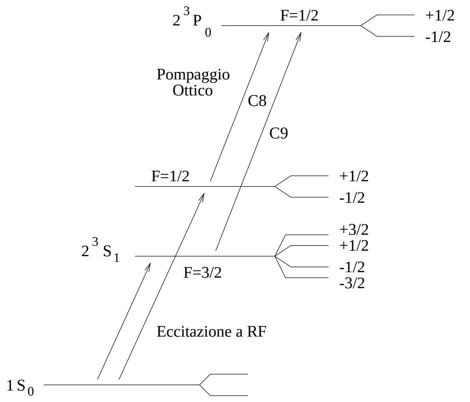
Il bersaglio di ^3He permette di studiare la struttura di spin del neutrone. Infatti, per il principio di Pauli, i due protoni nel nucleo di elio di dispongono con spin antiparalleli facendo si che sia il neutrone a portare il contrinuto di spin del nucleo [34].

Il principio di funzionamento del bersaglio di ^3He è il seguente: una debole scarica a radiofrequenza eccita una frazione di atomi di ^3He allo stato metastabile 2^3S_1. A questo punto, si effettua un pompaggio ottico per mezzo di un laser a luce polarizzata circolarmente fino al livello superiore 2^3P_0. Tale stato eccitato ritorna allo stato metastabile emettendo isotropicamente luce non polarizzata. In questo decadimento si ha un cambiamento nello spin nucleare e gli atomi risultano polarizzati nuclearmente. A questo punto il sistema ritorna nello stato fondamentale attraverso processi si scambio (collisioni). Invertendo

[1] A parità di densità del gas, la vita media del fascio viene modificata dal tipo di gas presente secondo la relazione $\tau(Z) = \tau_0 \left(ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) Z(Z+1) \right)^{-1}$.



(a)



(b)

Figure 2.6: Schema di polarizzazione per il bersaglio di ^3He.

la polarizzazione circolare della luce laser si può invertire la polarizzazione del nucleo, il tutto in tempi dell'ordine di 20 ns [37] [38]. Uno schema del sistema di polarizzazione è mostrato in Fig.2.6.

Esistono due possibili metodi per misurare la polarizzazione raggiunta dal bersaglio di ^3He: nel primo si misura l'intensità della luce polarizzata circolarmente nel processo di decadimento dallo stato metastabile osservando i fotoni sinistrorsi e destrorsi; nel secondo metodo si effettua una misura diretta nella cella di contenimento attraverso un monitor ottico (TOM). Il fascio di positroni, infatti, eccita il gas all'interno della cella e, attraverso accoppiamenti iperfini, la polarizzazione nucleare è trasferita ad un sistema elettronico che emette luce polarizzata circolarmente; parte della luce è poi raccolta da uno specchio ed analizzata. Entrambi i metodi hanno dato risultati confrontabili entro gli errori.

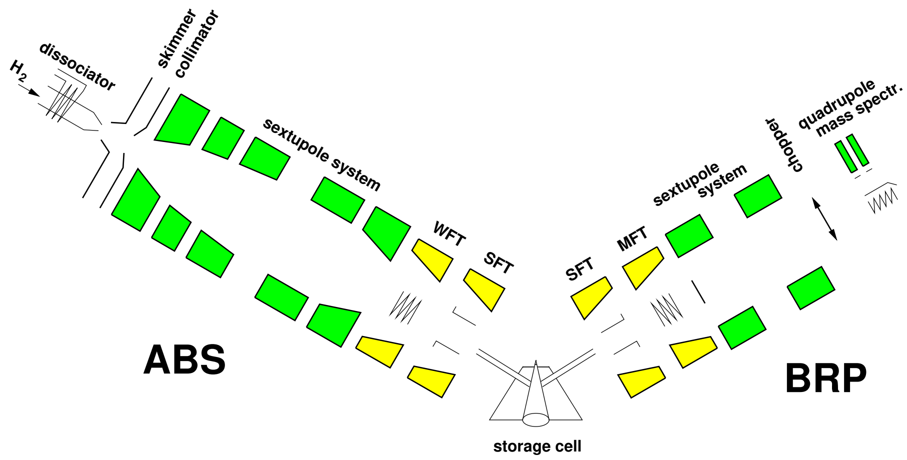


Figure 2.7: Schema di polarizzazione per bersagli monoatomici quali H o D.

2.3.2 Il bersaglio atomico: H e D

Il meccanismo di polarizzazione per singoli atomi di H o D è completamente differente dal quello realizzato per l'^3He ed utilizza il processo di separazione iperfine di Stern-Gerlach tramite un ABS *(Atomic Beam Source)*. In un primo stadio le molecole di idrogeno H_2 (o D_2) vengono dissociate in atomi da una scarica a radiofrequenza, quindi con un opportuno ugello e collimatore viene formato un fascio atomico non polarizzato. Questo fascio di atomi viene quindi focalizzato da una serie di sestupoli focalizzanti o defocalizzanti a seconda dello spin elettronico. La popolazione degli stati iperfini selezionati viene modificata con transizioni ad alta frequenza formando un fascio atomico costituito dai due stati iperfini più energetici aventi lo stesso spin nucleare e opposta polarizzazione elettronica [39], Fig.2.7.

La polarizzazione degli atomi di H o D è misurata tramite un polarimetro di Breit-Rabi (BRP). Data la difficoltà che gli atomi polarizzati hanno nel diffondersi nella cella, è importante che la misura venga fatta direttamente dall'interno della cella. Quindi una piccola frazione del gas della cella viene estratta ed inviata ad un apparato che è sostanzialmente un ABS invertito, Fig.2.7. Oltre alla misura della polarizzazione p_{BRP} all'uscita del BRP, si misura il grado di dissociazione α delle molecole che si sono ricombinate con un analizzatore di gas. La polarizzazione finale p_T del gas monoatomico all'interno della cella si ricava dalla polarizzazione p_{BRP} degli atomi di idrogeno con la formula:

	Bersaglio di ^3He	Bersaglio di H o D
Polarizzazione	46%	99%
Spessore	10^{15} $nucleoni/cm^2$	$3.5 \cdot 10^{14}$ $nucleoni/cm^2$
Intensità della sorgente	10^{17} atomi/s	$6 \cdot 10^{16}$ atomi/s
Principio di funzionamento	Pompaggio ottico	Transizione iperfine di Stern-Gerlach
Polarimetro	Ottico	Breit-Rabi
Temperatura cella	20 K	100 K
Campo Magnetico	3.2 mT	335 mT
Rivestimento cella	-	Dri-film

Table 2.2: Principali parametri del bersaglio di HERMES.

$$p_T = \alpha_0(\alpha + (1-\alpha)\beta)c_p p_{BRP}, \tag{2.7}$$

dove $(1-\alpha_0)$ rappresenta la frazione di atomi di idrogeno che entrano nella cella come molecole, c_p è una costante di calibrazione e β è la polarizzazione molecolare. Tali misure di polarizzazione danno un errore sistematico inferiore al 3%.

In tabella 2.2 sono riassunti i principali parametri del bersaglio per atomi di ^3He, H e D.

2.4 Lo spettrometro

Il rivelatore è costituito da uno spettrometro magnetico installato sulla linea di fascio; entrambi i fasci di positroni e protoni attraversano lo spettrometro e, pertanto, l'apparato è diviso in due parti eguali e simmetriche, al di sopra ed al di sotto delle linee di fascio. In pratica, la presa dati è effettuata in modo simultaneo da due spettrometri assolutamente uguali, questo ha come conseguenza una riduzione sensibile dell'errore sistematico delle misure effettuate. In Fig.2.8 è schematizzata la vista laterale dell'intero apparato che è diviso essenzialmente in tre sezioni: la prima è la regione frontale attrezzata con rivelatori traccianti ed usata principalmente per rivelare il vertice di interazione e misurare precisamente l'angolo di diffusione del positrone e delle particelle emesse senza che queste abbiano attraversato molto materiale inerte che peggiorerebbe la risoluzione della misura a causa della diffusione multipla; vi e' poi un dipolo magnetico usato per deflettere le particelle cariche in funzione del loro impulso ed infine la terza sezione che, oltre a rivelatori in grado di ricostruire la traccia, include apparati per l'identificazione della particelle e per il *trigger*.

L'accettanza angolare dello spettrometro è di $40 < |\theta_y| < 140\ mrad$ sul piano verticale e di $|\theta_x^{BACK}| < 170\ mrad$ e $|\theta_x^{FRONT}| < 270\ mrad$ su quello orizzontale, rispettivamente per la regione successiva e precedente al magnete.

Verranno ora brevemente descritti i vari componenti dello spettrometro seguendo l'ideale traccia di una particella prodotta nel bersaglio [40].

2.4.1 Il dipolo magnetico

Le particelle cariche sono deflesse da un magnete dipolare con un campo di 1.3 $T \cdot m$. Per risalire all'impulso p si usa la formula:

$$p \simeq 0.3 \cdot R \cdot B, \tag{2.8}$$

con il raggio di curvatura R espresso in metri, l'induzione magnetica B in tesla e p in GeV. La risoluzione dell'impulso può essere espressa come:

$$\frac{\Delta p}{p} \simeq \Delta k \cdot R, \tag{2.9}$$

con Δk la risoluzione dell'inverso di R. Per il magnete di HERMES l'errore relativo sull'impulso è dell'ordine dell' 1.3%.

La regione cinematica accessibile può essere riassunta dai limiti mostrati nella tabella 2.3 e dalla Fig.2.9 dove oltre ai limiti sono graficati eventi raccolti senza l'imposizione di alcun taglio. La condizione $y < 0.85$ elimina una zona critica dove le correzioni radiative intervengono in maniera troppo determinante.

$40 < \theta < 220$	$mrad$
$0.2 < Q^2 < 20$	GeV^2
$0.8 < W^2 < 45$	GeV^2
$0.01 < x_{bj} < 1$	-
$0 < y < 1$	-

Table 2.3: Limiti cinematici dell'esperimento.

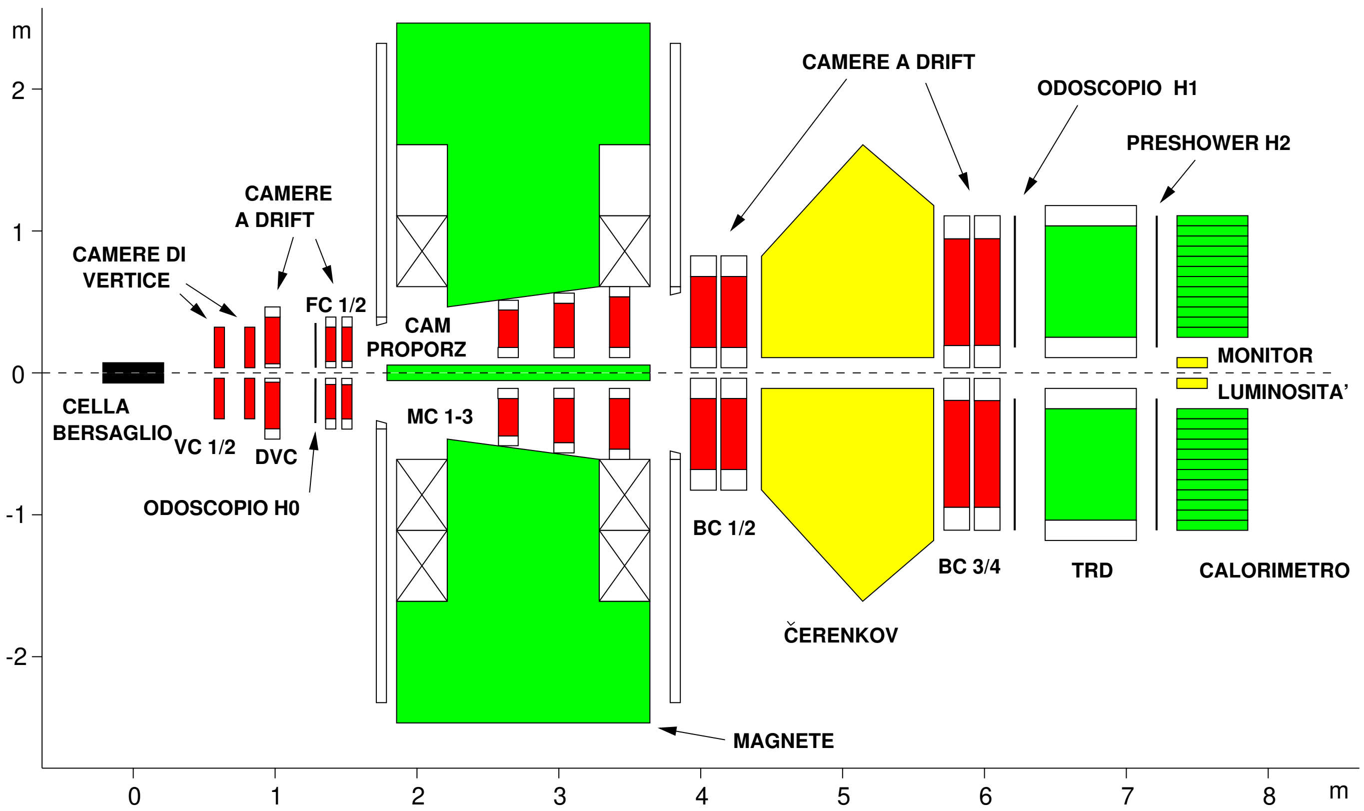


Figure 2.8: Vista laterale dei detector dello spettrometro HERMES.

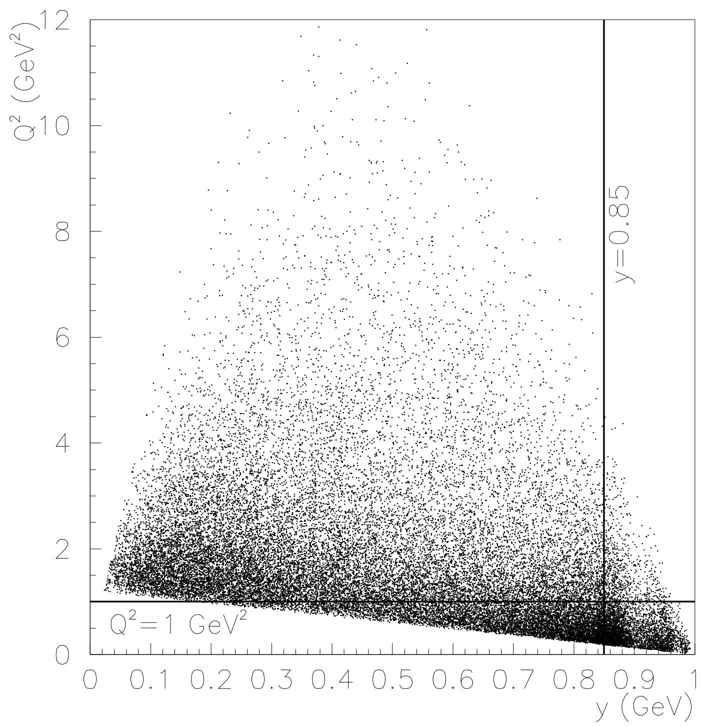


Figure 2.9: Piano cinematico di HERMES.

2.4.2 I rivelatori di tracciamento

Le camere di vertice a microstrip (VC)

La scopo principale delle camere di vertice è di fornire un'accurata misura dell'angolo di diffusione e la posizione del punto di interazione. Per la vicinanza al bersaglio e al fascio (20 mm), il fondo è estremamente intenso e per questo la scelta è caduta su camere a gas a microstrip (MSGC) [41]; ulteriore vantaggio è costituito dalla minimizzazione del materiale inerte che, altrimenti, modificherebbe il quadrimpulso delle particelle. Ogni camera consiste in due moduli contenenti ognuna un piano per le tre direzioni u, v ed x; la coordinata x giace nel piano del fascio (i fili delle camere sono pertanto verticali). Le coordinate u e v sono individuate da fili montati con un angolo di $\pm 30°$ rispetto all'asse verticale. Il principio di funzionamento è simile a quello delle camere proporzionali, ma qui ogni piano ha un substrato di vetro spesso 300 μm su cui sono depositate strisce anodiche e catodiche di alluminio permettendo campi di drift maggiori (5 kV/cm) e minori distanze tra gli elettrodi. La larghezza delle *strip* catodiche ed anodiche, distanti 200 μm l'una dall'altra, è, rispettiva-

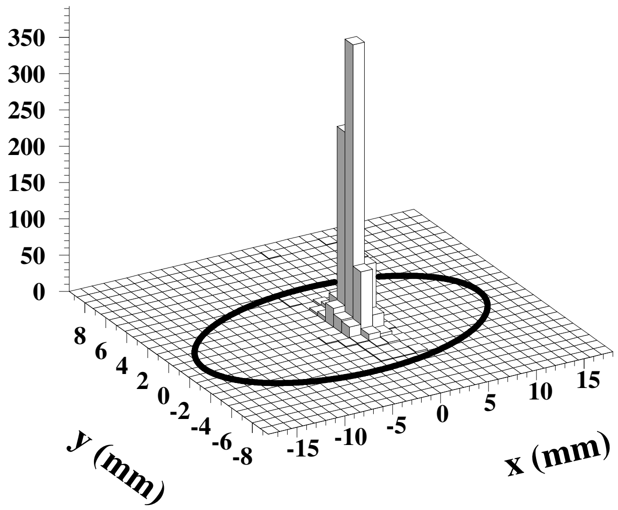


Figure 2.10: Ricostruzione del vertice di eventi fornita dal rivelatore a microstrip a gas, l'ellisse disegnata nel piano xy mostra la posizione delle pareti della cella di contenimento.

mente, di 7 e 90 μm dando, alla fine, una cella delle dimensioni di 0.2 mm per un totale di 24800 canali. Il gas utilizzato, una miscela di DME (60%) e CO_2 (40%), permette efficienze di rivelazione superiori al 95% e una risoluzione di $\sim 45\ \mu m$ per piano; lo spessore, al contrario, risulta essere relativamente alto e dell'ordine di 0.012 lunghezze di radiazione.

Una vista schematica delle VC e della loro ricostruzione del vertice di eventi è in Fig.2.10; come si vede, la ricostruzione del punto di interazione è molto localizzata e lontana dalle pareti della cella di accumulazione.

Le camere frontali (FC)

Il secondo set di rivelatori traccianti nella regione frontale è rappresentato da camere a deriva con una configurazione convenzionale di drift orizzontale. Ogni camera è costituita da 6 piani, due per ogni coordinata u, v ed x. Il secondo piano di ogni coordinata è sfalsato di mezza cella rispetto al primo per risolvere l'ambiguità destra-sinistra del drift. La miscela di gas usata consiste in 90% Argon, 5% CF_4 e 5% CO_2 con una velocità di deriva di 7 $cm/\mu s$. La larghezza della cella di soli 7 mm è stata scelta per ridurre l'influenza del fondo e avere una risoluzione globale di 150 μm. A causa di interferenze con le radiofrequenze del bersaglio, questa risulta più grande e pari a $\sim$ 250 μm. L'influenza del campo magnetico residuo di 0.1 T, dovuto alla vicinanza del magnete, è invece compensata nel programma di ricostruzione utilizzando la mappa dei valori del campo magnetico.

Le camere di vertice a drift (DVC)

Un'ulteriore coppia di camere a drift, le DVC, è stata montata dopo il primo anno di presa dati tra le VC e le FC per assicurare un'accurata ricostruzione del vertice di interazione anche in caso di mancata risposta da alcune delle VC. La struttura di tali camere, con 6 piani ciascuna, è simile alle FC appena descritte, ma con celle di drift leggermente più piccole. La loro copertura angolare si estende da ± 35 a ± 270 mrad sul piano verticale e ± 200 mrad nel piano orizzontale.

Le camere del magnete (MC)

All'interno dell'intraferro del magnete dipolare sono state posizionate tre camere proporzionali, ognuna contenente tre piani, uno per ogni direzione spaziale u,v ed x. Tale rivelatore consente di migliorare la ricostruzione delle tracce risolvendo problemi di ambiguità in caso di eventi ad alta molteplicità e risulta molto utile per la rivelazione di particelle di basso impulso che non raggiungono i successivi rivelatori di tracciamento perché fortemente deviate dal campo magnetico. La scelta di questo tipo di rivelatore è stata dettata dal forte valore del campo magnetico nel quale sono immerse e dalla relativa bassa risoluzione richiesta. I fili anodici sono separati da 2 mm e danno una risoluzione di $\sim$ 600 μm [44].

Le camere posteriori (BC)

La ricostruzione delle tracce nella zone successiva al magnete è affidata a quattro camere a drift posizionate a coppie a 3.95 e 5.70 metri dal punto di interazione. Anche in questo caso la configurazione è a drift orizzontale, così come per le FC, ma la dimensione della cella è maggiore ed è di 15 mm. La miscela di gas usata è la stessa delle FC e la risoluzione da progetto è di 150 μm. A causa della maggiore dimensione della cella, il tempo di drift è di 150 ns che risulta paragonabile al tempo di separazione dei pacchetti di positroni in HERA (pari a 96 ns) cosicchè il verificarsi di alcune sovrapposizioni dei segnali di due interazioni successive degrada la risoluzione a $\sim 300\ \mu m$.

Le caratteristiche principali di tutte le camere traccianti di HERMES sono riassunte in tabella 2.4

2.4.3 I rivelatori di identificazione delle particelle

Il rivelatore Čerenkov

Il rivelatore Čerenkov fornisce una misura della velocità β delle particelle che lo attraversano. Nel caso di HERMES, il rivelatore Čerenkov è a soglia ed è posto a circa 5 metri dal punto di interazione. Le particelle entrano ed escono dall'apparato attraverso due finestre in Mylar e Tedlar, mentre i fotoni prodotti vengono riflessi da una schiera di 20 specchi sferici con raggi di curvatura da 1.3 a 1.7 m e riflettività del 90% per lunghezze d'onda di 400 nm. I fotoni riflessi vengono raccolti da una matrice di 20 fotomoltiplicatori del diametro di 12.7 cm, ognuno preceduto da un cono riflettente di Winston che copre le zone cieche tra un fototubo e l'altro. In totale il rivelatore, lungo 1 metro, ha uno spessore complessivo di sole 3.5% lunghezze di radiazione e pertanto non compromette la ricostruzione dell'impulso.

La soglia di emissione $\beta = n^{-1}$ è determinata dalla scelta del gas che funge da radiatore e dalla sua pressione; in questo caso la miscela a pressione atmosferica è composta da 70% di N e dal 30% di C_4F_{10} con un indice di rifrazione n=1.001223. Secondo la formula $p_s = m/\sqrt{n^2-1}$, l'impulso di soglia per le singole particelle, risulta essere: 0.015 GeV per positroni, 3.99 GeV per pioni, 14.13 GeV per kaoni e 26.83 GeV per protoni.

Nel 1998 il Čerenkov a soglia è stato sostituito da un Čerenkov a ricostruzione dell'angolo di apertura del cono di luce emessa RICH (*Ring Image Čerenkov*). Questo rivelatore dispone di un doppio radiatore (gas+aerogel) e 2 matrici di circa 2000 fototubi ciascuna, e fornirà una più accurata identificazione delle singole particelle su tutto l'intervallo di impulsi esplorato [45][44].

In questa tesi tale rivelatore non è stato preso in considerazione perché i dati analizzati sono quelli raccolti fino a tutto il 1997.

Il rivelatore a radiazione di transizione (TRD)

Il rivelatore a radiazione di transizione fornisce una misura del $\gamma = 1/(1-\beta^2)$ delle particelle. Il TRD di HERMES consiste in una serie di fibre di polietilene/propilene con diametro di 17-20 μm raccolte in 6 moduli di 6.5 cm di

CAMERA	Vertice		Vertice a Drift	Frontale		int. Magnete			Posteriore	
Nome detector	VC1	VC2	DVC	FC1	FC2	MC1	MC2	MC3	BC1/2	BC3/4
mm dal bersaglio	731	965	1100	1530	1650	2725	3047	3369	4055	5800
Area Attiva oriz. (mm)	323	393	474	660	660	996	1210	1424	1880	2890
Area Attiva vert. (mm)	137	137	290	180	180	263	306	347	520	710
Tipo di Cella	microstrip a gas		drift orizzontale	drift orizzontale		MWPC			drift orizzontale	
Larghezza Cella (mm)	0.193		6	7		2			15	
Spazio tra A-C (mm)	3		3	4		4			8	
Materiale Anodo (A)	200 μm vetro(Al)		W(Au)	W(Au)		W(Au)			W(Au)	
Diametro filo anodo	7 μm		30 μm	20 μm		25 μm			25 μm	
Mat filo potenziale	Al strip		Be-Cu(Au)	Al(Au)					Be-Cu(Au)	
Diametro filo potenziale	85 μm		50 μm	50 μm					127 μm	
Materiale catodo (C)	Al su vetro		Al su Mylar	Al su Mylar		fili Be-Cu			C su Kapton	
Composizione gas:	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	
Risoluzione/piano (σ)	65 μm		220 μm	225 μm		700 μm			275 μm	300 μm
Fili sul piano X	1674	2046	80	96	96	496	608	720	128	192
Fili sui piani U, V	2170	2170	96	96	96	512	608	720	128	192
Lungh Rad./modulo	0.8%		0.25%	0.075%		0.29%			0.26%	
Canali/modulo	6014	6386	544	576	576	1520	1824	2160	768	1152
Totale canali	24800		1088	2304		11008			7680	

Table 2.4: Proprietà delle camere traccianti.

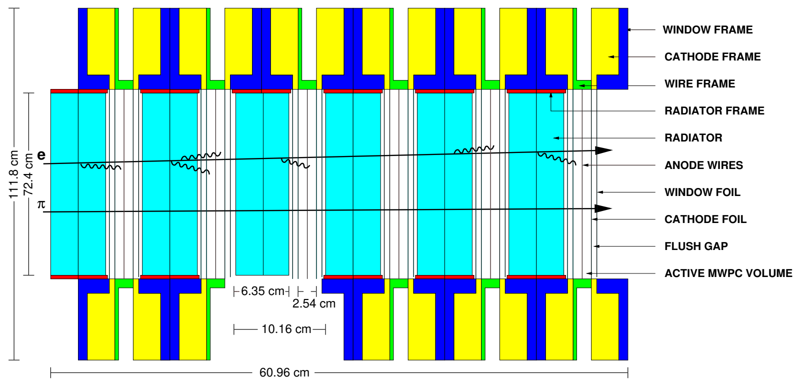
spessore contenenti aria, ognuno seguito da un rivelatore per raggi X formato da una camera proporzionale a fili (spessa 2.54 cm) con 256 celle distanti 0.5 cm. La differenza di potenziale applicata è di 3100 V necessaria per raccogliere la carica di ionizzazione in un tempo $< 1\ \mu m$. Il numero totale di piani dielettrici è 267. Il gas contenuto è una miscela di 90% di xenon i 10% di CH_4. Dal momento che i fotoni, emessi con un angolo $\theta_{TR} \sim 1/\gamma$, hanno energie di alcune decine di keV, risulta che gas nobili ad alto Z, come xenon, sono più efficienti per la rivelazione nella camera a fili. La differenza tra i due gas è che il primo ha un assorbimento totale maggiore nello spettro X, mentre il secondo ha piccole lunghezza d'assorbimento per energie superiori a 10 keV cosicchè i fotoni secondari sfuggono facilmente; nello xenon i secondari sono facilmente assorbiti e convertiti. Il metano è stato aggiunto per permettere bassi guadagni senza causare continue scariche nella camera proporzionale (gas di *quench*). Di fondamentale importanza è evitare contatti con l'ossigeno perché modificherebbe radicalmente il guadagno. A tal proposito l'intero TRD è rivestito da una doppia intercapedine nella quale viene fatto circolare azoto per assicurare il completo isolamento.

In ogni modulo gli adroni depositano energia per ionizzazione (praticamente non emettono fotoni per transizione), mentre i positroni producono 1-2 fotoni da transizione. L'energia depositata è all'incirca di 15 keV per gli adroni con un picco a 12 keV e circa 35 keV per i positroni. I segnali dei singoli moduli sono messi insieme attraverso una "media troncata"([2]). Un elettrone di 5 GeV ha un fattore $\gamma = 10^4$, mentre un pione della stessa energia ha $\gamma = 36$ e questa grande differenza permette di usare il TRD come discriminatore tra pioni e positroni. Anche se il fattore di reiezione di pioni cambia con l'energia delle particelle a causa di fenomeni di saturazione, per una efficienza di rivelazione di positroni del 90%, si può valutarlo intorno a 50 per bassi e a 200 per alti impulsi; combinando i 6 moduli attraverso una analisi probabilistica (*off-line*), il fattore di reiezione sale a ~ 1400. Uno schema del TRD e dei conteggi effettuati in funzione dell'energia della media troncata dei 6 moduli è in Fig.2.11 [46]

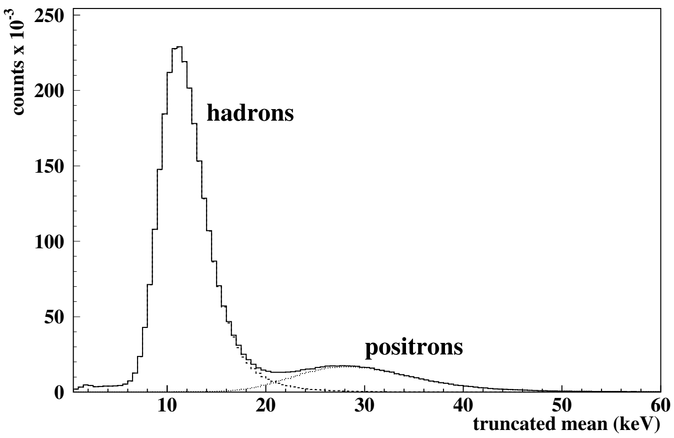
Gli odoscopi ed il pre-sciamatore

Nello spettrometro sono presenti 3 odoscopi di contatori a scintillazione: il primo (H1) consiste in 2 piani di 42 strisce di scintillatori veloci (ciascuno di dimensione $9.3 \times 91 \times 1\ cm^3$ e connesso ad un fotomoltiplicatore). Il suo spessore è pari a $\sim 0.023 X_0$. Il secondo odoscopio (H2 o *preshower*) è identico all'H1, ma

[2]La media troncata è la media aritmentica dalla quale è stato eliminato il valore più lontano dalla media stessa.



(a)



(b)

Figure 2.11: Schema del rivelatore a radiazione di transizione (a) e della separazione adroni/positroni tramite la media troncata dell'energia depositata nei 6 moduli.

è preceduto da una lastra di piombo dello spessore di 1.1 cm ($\sim X_0$). Questo fa si che gli adroni che non sciamano rilasciano energia in H1 soltanto per ionizzazione ($\sim 2\ MeV\ g^{-1}\ cm^2$); al contrario, i positroni producono uno sciame elettromagnetico e rilasciano molta più energia nello scintillatore (20-40 MeV). Le informazioni combinate fornite dall'odoscopio H2 e dal calorimetro elettromagnetico costituiscono il contributo principale per effettuare la separazione di positroni da adroni. Su quest'ultimo punto si tornerà più dettagliatamente nel prossimo paragrafo.

Nel 1996 è stato installato un ulteriore odoscopio (H0) prima delle camere a deriva FC (composto da un unico piano di scintillatori di spessore 3.2 mm) allo scopo di eliminare il fondo generato dal fascio di protoni. Come abbiamo già detto in precedenza, i protoni viaggiano in direzione opposta ai positroni in un anello che attraversa lo spettrometro sul piano orizzontale ad una distanza di 71.4 cm. Pertanto un positrone DIS proveniente dal bersaglio attraversa H1, circa 18 ns dopo aver attraversato H0; al contrario, un protone che viaggia in senso opposto provoca un segnale in H0 ritardato di 36 ns rispetto al segnale generato in H1. Di conseguenza, la coincidenza $H0 \cdot H1 \cdot H2$, permette di eliminare gli eventi di fondo generati dal fascio di protoni.

Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico di HERMES assolve ai seguenti compiti:

• fornisce, in combinazione con il gli odoscopi H1 e H2, il trigger di primo livello per i positroni diffusi rivelando particelle che vi depositano un'energia maggiore di un valore prefissato ($E > 3.5$ GeV per bersaglio non polarizzato e 1.4 GeV per quello polarizzato) in una regione spaziale delimitata;

• riduce il fondo di pioni di un fattore > 10 *on-line*, e > 100 *off-line*;

• fornisce la misura dell'energia del positrone diffuso e dei fotoni provenienti da processi radiativi e da decadimenti di particelle quali π^0 ed η.

Il calorimetro è composto da 840 contatori di vetro al piombo (F101) resistenti alle radiazioni e disposti in due muri di 420 blocchi rispettivamente sopra e sotto la linea del fascio di HERA. In Tab.2.5 sono riportate le principali caratteristiche dei vetri al piombo utilizzati. Ogni contatore ha la forma di un parallelepipedo di $9 \times 9\ cm^2$ di area di base e 50 cm di altezza, corrispondenti a ~ 18 lunghezze di radiazione. In ciascun muro i contatori sono disposti in una matrice di 42 colonne e 10 righe. In Fig.2.12 è schematizzato il calorimetro insieme al *preshower*, sono anche mostrate la direzione ed il verso dei fasci di positroni e protoni.

Ciascun contatore è collegato ad un tubo fotomoltiplicatore PHILIPS mod.

Table 2.5: Proprietà dei vetri al piombo F101.

Composizione chimica (peso %)	
Pb_3O_4	51.2
SiO_2	41.5
K_2O	7.0
Ce	0.2
Lunghezza di Radiazione (cm)	2.78
Densità (g/cm^3)	3.86
Energia Critica (MeV)	17.97
Raggio di Molière (cm)	3.28
Indice di Rifrazione	1.65
Coefficiente di Espansione termica (C^{-1})	8.5 x 10^{-6}

XP3461 con diametro di 7.63 cm rivestito di *μmetal* per schermarlo dal campo magnetico residuo.

La separazione verticale tra i 2 muri è di 48 cm (24 cm, ciascuno, dalla linea del fascio). Nelle fasi di potenziale instabilità del fascio, quali l'iniezione ed il *tuning*, i muri vengono allontanati ulteriormente di 50 cm dal fascio per limitare il possibile danneggiamento da radiazione. Inoltre, blocchi di TF1 [51], molto più sensibili alle radiazioni, sono posti sulla base del detector per monitorare continuamente l'assorbimento da radiazione.

Il principio di funzionamento dei vetri al piombo si basa sull'effetto Čerenkov: le particelle cariche relativistiche formatesi nello sciame emettono luce Čerenkov raccolta poi dal fototubo. Lo sviluppo longitudinale dello sciame è proporzionale all'energia della particella incidente e dunque la luce totale prodotta risulta proporzionale all'energia iniziale [50]. Il vetro al piombo costituisce un mezzo quasi ideale per gli sciami elettromagnetici dato che l'alto Z assicura un rapido sviluppo della cascata elettromagnetica e l'ottima trasparenza del vetro permette una raccolta completa dell'energia depositata.

Per determinare le dimensioni del blocco sono state fatte considerazioni di carattere generale. Un elettrone di alta energia, in un mezzo, perde energia essenzialmente per *bremsstrhalung*, i fotoni emessi creano poi una coppia elettrone-positrone e la cascata elettromagnetica si sviluppa fino a quando, al diminuire dell'energia, intervengono fenomeni di ionizzazione. Il 95% dell'esten-

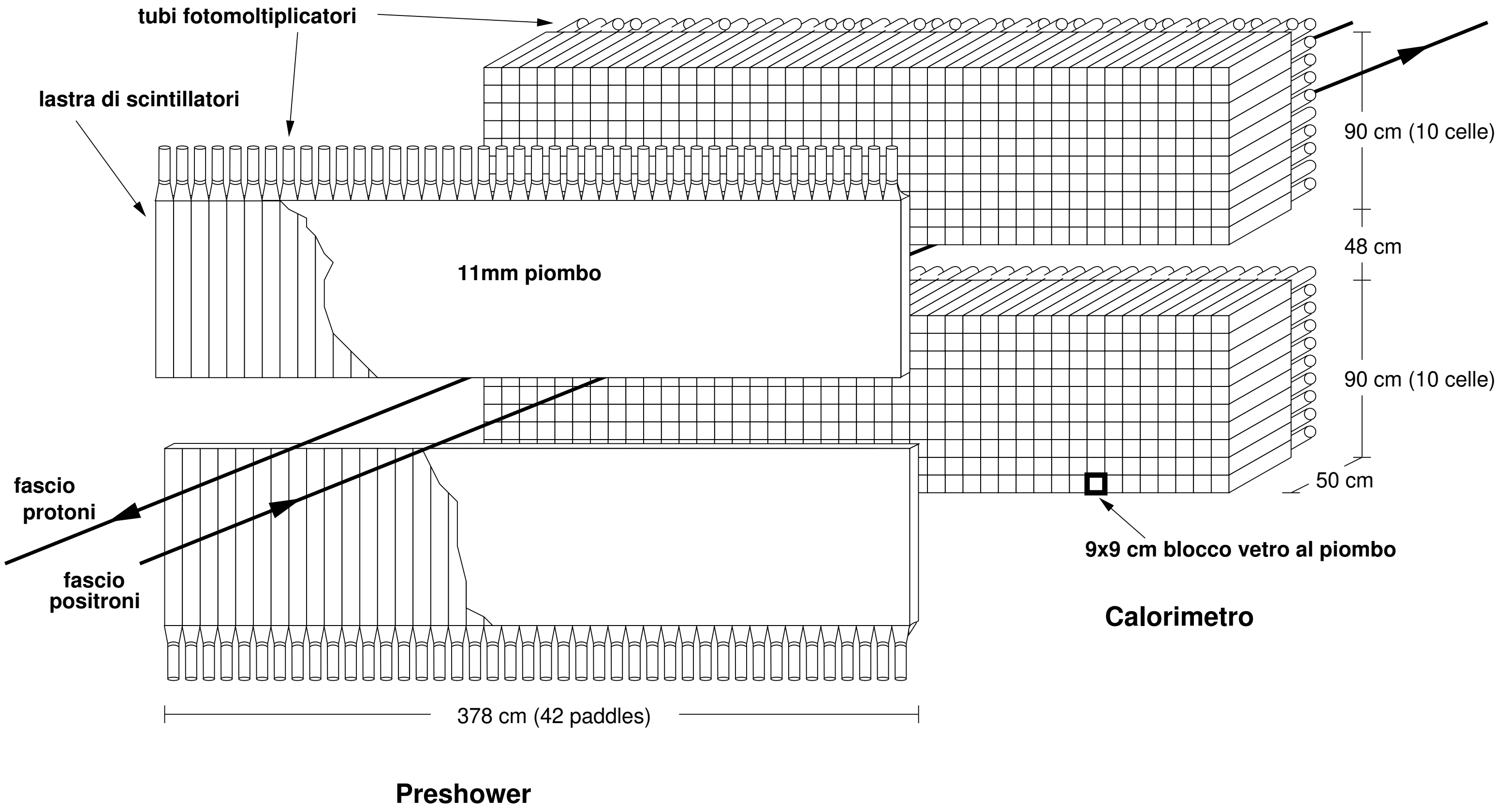


Figure 2.12: Schema del calorimetro elettromagnetico più *preshower*.

sione longitudinale dello sciame viene contenuto in una lunghezza L_e definita come:

$$L_e \sim \left(\frac{E}{E_c} + C + 13.6\right) X_0, \tag{2.10}$$

dove E è l'energia iniziale della particella, E_c l'energia critica ([3]), C una costante uguale a +0.5 per positroni ed a -0.5 per fotoni ([4]) ed X_0 è la lunghezza di radiazione definita come la distanza che l'elettrone deve percorrere per perdere 1/e dell'energia iniziale e può essere espressa come:

$$X_0\left[\frac{g}{cm^2}\right] = \frac{716.4}{Z(Z+1)ln(287/\sqrt{Z})} \sim 180\frac{A}{Z^2} \qquad (per\ Z > 13). \tag{2.11}$$

Il 98% dello sviluppo trasversale è invece contenuto in un cilindro definito dal *Raggio di Moliere* R_e uguale a:

$$R_e \sim 41\frac{X_0}{E_c(in\ MeV)}. \tag{2.12}$$

All'aumentare di Z, si ha quindi un maggiore contenimento dello sciame e questo evidenzia la convenienza ad usare il vetro al piombo per questo scopo.

Per quanto riguarda lo sciame adronico, la situazione è molto diversa. Un adrone può percorrere una distanza rilevante prima di interagire con un nucleo producendo pioni e frammenti nucleari. Tali prodotti, nella cascata, danno luogo anche a fotoni, elettroni, muoni, neutrini ecc... quindi una cascata adronica è, in genere, molto più estesa di una elettromagnetica a parità di energia incidente. Un parametro importante in questo caso è la distanza percorsa dall'adrone tra due interazioni nucleari successive: questa distanza è usulmente definita *lunghezza d'interazione* λ e risulta pari a:

$$\lambda \sim 35A^{1/3} \quad (g/cm^2). \tag{2.13}$$

Si può affermare che la maggior parte di una cascata adronica è contenuta in un cilindro con raggio ed altezza:

$$R_a \leq \lambda, \tag{2.14}$$

$$L_a \sim (0.2lnE + 0.7 + 2.5E^{0.13})\lambda \qquad (con\ E\ in\ GeV). \tag{2.15}$$

[3] E_c è definita come l'energia alla quale la perdita di energia per radiazione e per ionizzazione è uguale.

[4] Lo sciame elettromagnetico generato da un elettrone ha inizio in una frazione di X_0 più piccola rispetto a quella generata da un fotone.

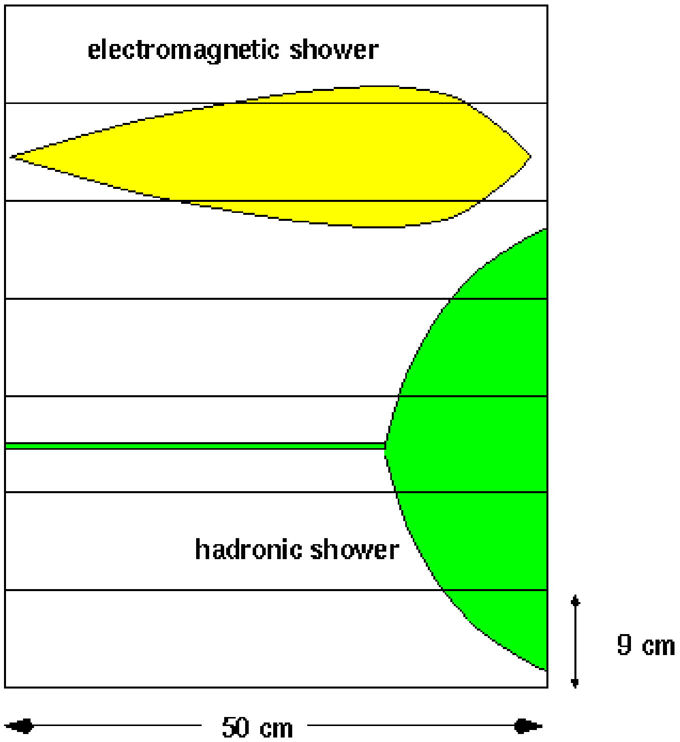


Figure 2.13: Schematizzazione longitudinale e trasversale, in un *cluster* del calorimetro, di uno sciame elettromagnetico e di uno sciame adronico.

In Fig.2.13 è schematizzato lo sviluppo longitudinale e trasversale, in un *cluster* del calorimetro, di uno sciame elettromagnetico e di uno sciame adronico.

A seguito di tali considerazioni, la dimensione della cella è stata determinata dalla richiesta che almeno il 90% dello sciame fosse contenuto in un singolo contatore per un elettrone che incida al centro del blocco. Dimensioni longitudinali maggiori del vetro avrebbero consentito un maggior contenimento dello sciame ma una maggiore attenuazione della luce. Tale attenuazione produce una riduzione della luce raccolta dal fotomoltiplicatore, nel caso di un elettrone incidente, rispetto alla luce prodotta da un adrone; quest'ultimo, come abbiamo detto, perde energia in maniera più uniforme durante il suo cammino nel vetro al piombo. In questo caso, la separazione elettrone/adrone sarebbe risultata inferiore.

Misure di test, calibrazione ed equalizzazione sono state effettuate con fasci di elettroni e pioni da 5 a 30 GeV. La risposta di un singolo blocco di vetro al piombo, al variare dell'energia, con buona approssimazione, è lineare come mostra la Fig.2.14 (a): tutti i dati sono riprodotti, entro l'1%, per energie maggiori di 1 GeV, da un fit lineare del tipo: $E = 0.32 + 0.40 \times 10^{-2} \times ADC$. Per basse energie, i dati sono meglio descritti da un fit cubico del tipo: $E = 0.19 + 0.43 \times 10^{-2} \times ADC - 0.10 \times 10^{-6} \times ADC^2 + 0.10 \times 10^{-10} \times ADC^3$ a causa della presenza del *preshower*. In Fig.2.14 (b), è mostrato il rapporto tra il fit lineare ed i dati (cerchi pieni) ed il fit cubico ed i dati (cerchi vuoti).

In Fig.2.15 è riportata l'energia depositata da uno sciame, in un contatore, in funzione del punto d'impatto del fascio di elettroni. Come risultato, il 98% dell'energia dello sciame è depositato in due blocchi adiacenti. Una particella che incide sul calorimetro rilascia tutta la sua energia in una matrice di 3×3 contatori (usualmente detta *cluster*) formata dal contatore colpito e gli otto circostanti.

In Fig.2.16 è riportata la risoluzione in energia di un cluster di contatori misurata con fasci di elettroni incidenti con energie $1 \div 30\ GeV$. I cerchi vuoti rappresentano il valore della risoluzione ottenuta minimizzando il χ^2 di un fit gaussiano del segnale; i cerchi pieni rappresentano, invece, la risoluzione dopo la "compensazione" dell'energia depositata nel *preshower* che produce una non-linearità della risposta a basse energie. La correlazione osservata tra le energie depositate nel calorimetro e nel *preshower* è stata usata per effettuare tale correzione. La costante di compensazione è stata calcolata confrontando il fit della risposta compensata dei blocchi di vetro con il *preshower* con quella non compensata. Partendo da una struttura generale del tipo $\sigma(E)/E[\%] = A/\sqrt{E[GeV]} + B$, la risoluzione finale ottenuta può essere scritta come:

$$\frac{\sigma(E)}{E}[\%] = \frac{(5.1 \pm 1.1)}{\sqrt{E[GeV]}} + (1.5 \pm 0.5). \tag{2.16}$$

Uso combinato del calorimetro e del *preshower*

Combinare il segnale del *preshower* insieme a quello del calorimetro migliora sensibilmente le reiezione di adroni dal momento che si riescono ad avere informazioni sullo sviluppo longitudinale dello sciame elettromagnetico. Gli adroni, come discusso precedentemente, percorrono un cammino più lungo nel rivelatore prima di iniziare una cascata e quindi, basando la discriminazione sulla differenza dello sviluppo dello sciame, possiamo scrivere che:

$$\frac{\lambda(g/cm^2)}{X_0(g/cm^2)} \simeq \frac{35A^{1/3}Z^2}{180A} \simeq 0.12Z^{4/3}, \tag{2.17}$$

di conseguenza, i materiali pesanti usati (piombo + vetro al piombo), sono particolarmente adatti a tale discriminazione. Gli elettroni depositano infatti

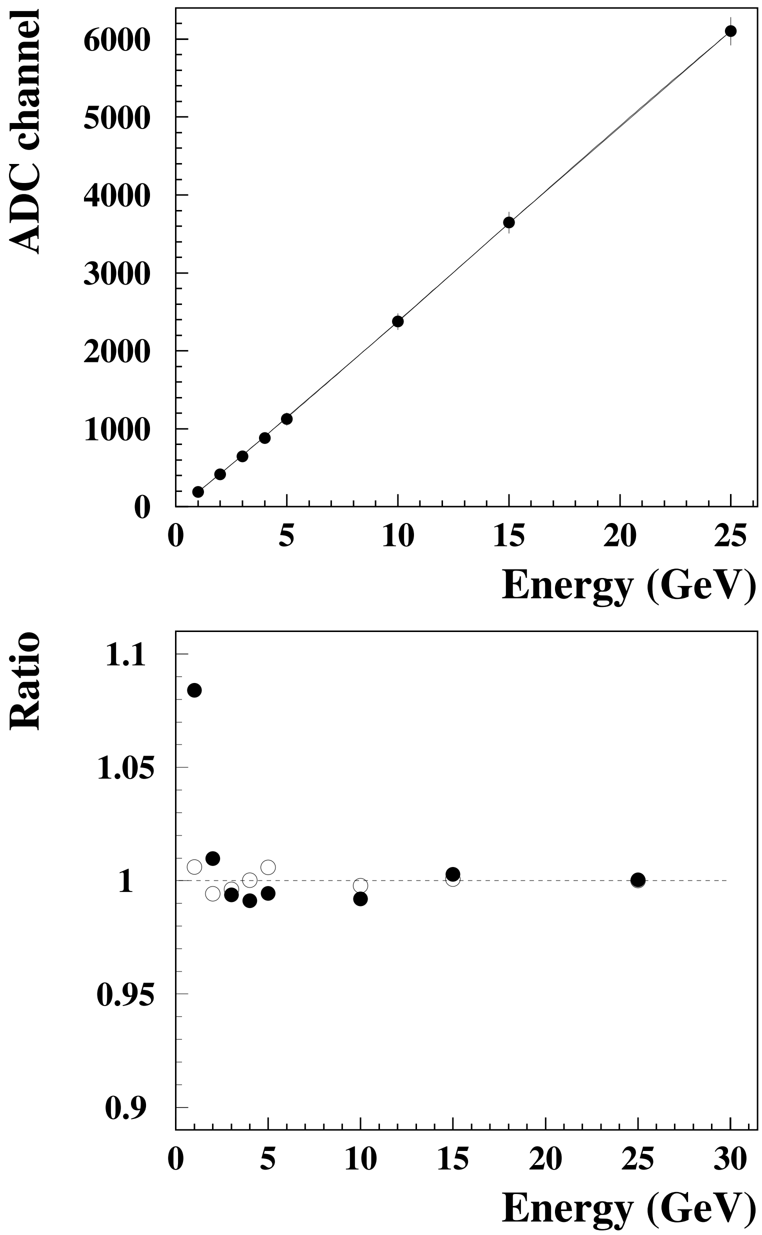


Figure 2.14: (a) Linearità della risposta di un blocco del calorimetro in funzione dell'energia. (b) Rapporto tra i fit lineare (cerchi pieni) e cubico (cerchi vuoti) con i dati.

[h]

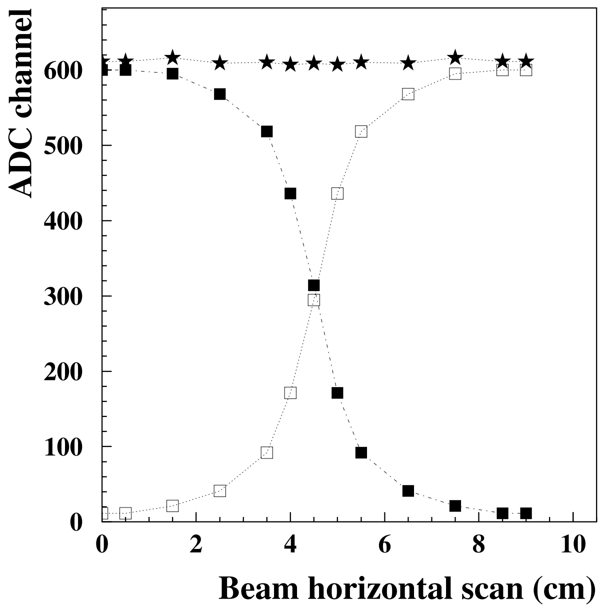


Figure 2.15: Energia depositata in blocchi adiacenti. Le posizioni 0 cm e 9 cm corrispondono, rispettivamente, ai centri del blocco sinistro e destro. I quadrati pieni rappresentano il blocco di sinistra, i quadrati vuoti, il blocco di destra e le stelle sono la somma delle due energie.

la loro energia principalmente nella prima parte del contatore (3-7 lunghezze di radiazione) ed in particolare un deposito di energia relativamente alto nel *preshower* dà un'alta probabilità che la particella incidente sia un elettrone.

Per il solo calorimetro, il fattore di reiezione positroni/adroni è di circa 10 nel *trigger* di primo livello (quindi *on-line*), ma, in analisi, (quindi *off-line*) arriva ad un fattore > 100. In Fig.2.17 è mostrata a titolo esemplificativo la risposta del calorimetro, riferita al rapporto E/p tra l'energia (E) rilasciata nel *cluster* e l'impulso (p) misurato con le camere traccianti, per elettroni, pioni e muoni da 5 GeV, fornita da una simulazione Monte Carlo. Il picco centrato sul valore $E/p \simeq 1$ rappresenta gli elettroni, quello a $E/p \simeq 0.2$ i μ che depositano energia per ionizzazione; i pioni hanno un picco al minimo di ionizzazione che si estende fino al valore $E/p \simeq 1$.

[h]

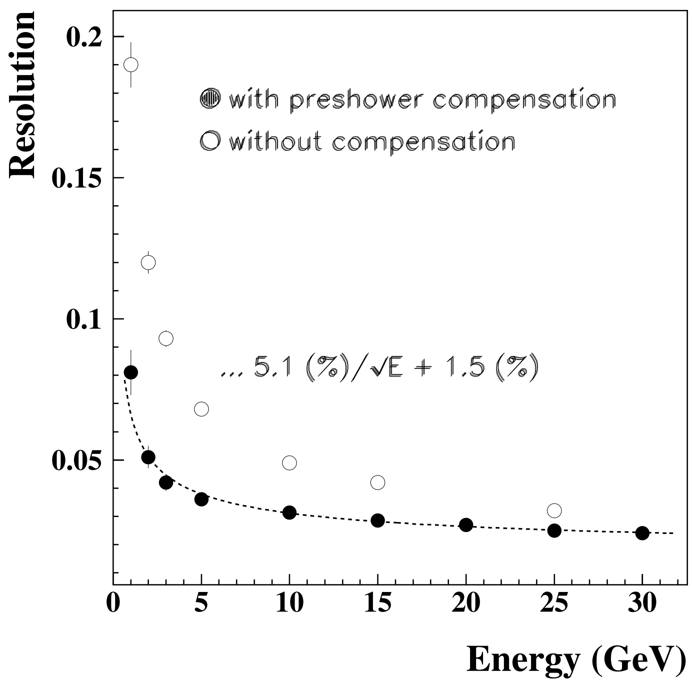


Figure 2.16: Risoluzione energetica del calorimetro verso l'energia come ottenuta nel test-beam: i cerchi pieni e quelli vuoti rappresentano, rispettivamente, la risoluzione calcolata senza e con compensazione per l'energia persa nel preshower. La linea tratteggiata è la parametrizzazione descritta nel testo.

2.4.4 Il sistema di monitoraggio del guadagno (GMS)

Tutti i rivelatori che fanno uso di tubi fotomoltiplicatori i cui segnali sono analizzati linearmente, quali gli odoscopi, il Čerenkov, il calorimetro ed il monitor di luminosità, sono soggetti a continuo controllo di stabilità del guadagno dei PMT. Tale misura viene effettuata con un laser con lunghezza d'onda di 500 nm che, attraverso fibre ottiche e differenti filtri di attenuazione, invia impulsi luminosi di diverse intensità ai fototubi. Confrontando i segnali rivelati con quello fornito da un fotodiodo di riferimento si risale alla variazione del guadagno dei fotomoltiplicatori.

2.4.5 Il sistema di allineamento

Un corretto allineamento di tutti i rivelatori dello spettrometro è essenziale per un'accurata determinazione delle quantità cinematiche ricostruite. Eventuali

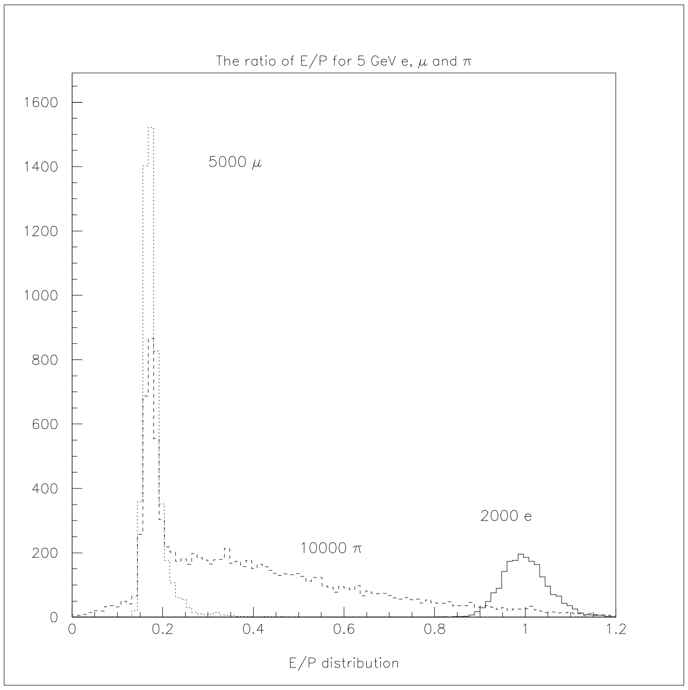


Figure 2.17: Rapporto energia-impulso misurato dal calorimetro per elettroni, pioni e muoni con energia di 5 GeV, da una simulazione Monte Carlo.

disallineamenti possono verificarsi dopo interventi sui vari rivelatori o in seguito a variazioni di temperatura con conseguente variazione della lunghezza dei supporti.

Un controllo di un corretto allineamento è possibile verificando gli spostamenti relativi dei rivelatori ricostruendo tracce di particelle in assenza di campo magnetico. Un altro controllo viene effettuato verificando continuamente il posizionamento dei rivelatori tramite puntamenti laser. In HERMES sono presenti 2 fasci laser paralleli al fascio di positroni e, rispettivamente, ai due lati dello spettrometro. Ogni rivelatore ha la possibilità di montare, con estrema cura e precisione bersagli ottici circolari del diametro di 24.5 mm, disposti lungo il raggio di luce dei laser che creano delle figure di diffrazione alla Fresnel sul rivelatore preso in esame; l'immagine viene rivelata da una matrice CCD con pixel di $11 \times 11\ \mu m^2$. L'errore sulla misura di allineamento è di $30 \div 50\ \mu m$.

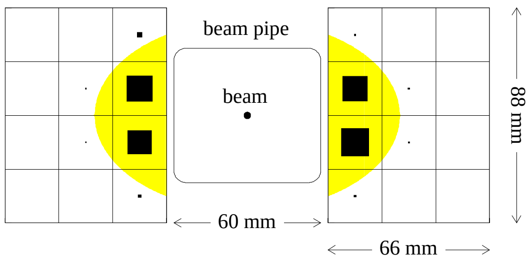


Figure 2.18: Deposito di energia nel monitor di luminosità.

2.5 Il monitor di luminosità

La misura della luminosità L, ovvero il prodotto del flusso di positroni del fascio per la densità superficiale equivalente del bersaglio, è proporzionale al rapporto tra il numero di particelle prodotte nel processo di diffusione e la sezione d'urto del processo stesso. Si tratta quindi di una grandezza di estrema importanza per la determinazione del valore assoluto della sezione d'urto del processo. Anche nel caso si misure di asimmetria, dove L non interviene, la sua conoscenza risulta importante per valutare gli errori sistematici e la contaminazione da eventi di fondo ([5]).

In HERMES si utilizza un puro processo elettromagnetico, perfettamente calcolabile da un punto di vista teorico con tutti i contributi provenienti dalle correzioni radiative e cioè l'interazione dell'elettrone (o positrone) del fascio con un elettrone degli atomi del bersaglio: diffusione Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) o diffusione $M\ddot{o}ller$ ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$) a seconda del tipo di fascio utilizzato. Il rivelatore consiste di 2 calorimetri ognuno composto da 12 cristalli di $NaBi(WO_4)_2$ (con $X_0 = 1.03\ cm$, $E_c = 9.75\ MeV$), di dimensioni $22 \times 22 \times 200\ mm^3$ pari a 19.4 lunghezze di radiazione, e collegati ad altrettanti tubi fotomoltiplicatori. Il calorimetro di luminosità è posizionato tra i due muri del calorimetro elettromagnetico (a 7.2 m dal bersaglio) accanto alla linea del fascio. Il rivelatore copre un'accettanza angolare da 4.6 a 8.9 mrad, Fig.2.18. Il rateo di conteggi è di ~130 Hz, con un bersaglio di $10^{15}\ nucleoni/cm^2$ ed una corrente di 20 mA di positroni; l'errore statistico delle misure è pari a $\sim 1\%$ in 100 s .

[5] Gli eventi di fondo presentano distribuzioni asimmetriche facilmente individuabili.

Nonostante i cristalli scelti siano tra i più resistenti alle radiazioni, i due moduli del calorimetro vengono allontanati dal fascio durante l'iniezione e tutte le operazione che rendono il fascio altamente instabile per limitare l'assorbimento di radiazione e prevenire eventuali danni.

2.6 Il *trigger*

In HERMES sono potenzialmente previsti 4 livelli di *trigger*, ma, per il momento, è presente un solo livello che, attraverso delle unità logiche programmabili, sfrutta i segnali provenienti dagli odoscopi, dal Čerenkov e dal calorimetro per effettuare in 400 ns (250 ns per la trasmissione dei dati e 150 ns per l'elaborazione) la decisione di proseguire nell'acquisizione o rigettare l'evento. Vediamo in particolare il *trigger* DIS, fondamentale per le analisi effettuate in questa tesi e nella maggior parte della fisica dell'esperimento.

Affinché l'acquisizione di un evento possa proseguire ed essere temporaneamente identificato come evento di diffusione profondamente inelastica (DIS) si debbono verificare le seguenti quattro condizioni:

• Sommando tutte le possibili coppie di colonne adiacenti nel calorimetro, facenti parte dello stesso muro, l'energia depositata deve essere superiore a 3.5 GeV per eventi con bersaglio non polarizzato e 1.4 GeV per quelli con bersaglio polarizzato. Questa richiesta, da sola, sopprime di un fattore ≥ 10 il flusso di dati al *trigger*;

• Per minimizzare i contributi provenienti da sciami adronici, il segnale del preshower deve essere superiore al valore di minima ionizzazione;

• Il *clock* di HERA permette di richiedere che l'evento cada in una finestra temporale ben precisa intorno al valore nominale dell'impulso in cui è avvenuta l'interazione;

• Ricordando che il rivelatore è diviso in 2 parti rispetto al piano orizzontale contenente il fascio di positroni (T la parte superiore e B quella inferiore), si richiede che almeno in una delle due parti sia presente la coincidenza dei segnali, opportunamente temporizzati, dei seguenti rivelatori: calorimetro, odoscopi H0, H1 ed H2:

$$t_{DIS} = (CA^T * H0^T * H1^T * H2^T) \cup (CA^B * H0^B * H1^B * H2^B) \qquad (2.18)$$

In media, con una luminosità di 5×10^{32} $nucleoni/cm^2/s$, la frequenza del *trigger* è di ~ 50 Hz. Quando la soglia del calorimetro è posta a 3.5 GeV i 2/3 degli eventi presenta una traccia assimilabile a un positrone diffuso e di questi il

95% proviene effettivamente dalla zona del bersaglio, mentre quando la soglia è posta a 1.4 GeV la frequenza aumenta di un fattore 6 mentre i dati DIS salgono solo del 10% dato che vi è una grossa contaminazione da eventi generati nei collimatori posti prima del bersaglio. Anche in questo caso i 2/3 degli eventi hanno una traccia, ma di essi solo il 70% proviene dalla zona del bersaglio. L'efficienza, ovvero il numero di eventi DIS reali rispetto alla totalità di quelli raccolti, è del 20% con la soglia a 3.5 GeV e si abbassa al 15% se la soglia è posta a 1.4 GeV sempre per motivi legati al fondo proveniente dai collimatori.

Altri importanti *trigger* possono essere impostati, come quello di fotoproduzione molto importante per la rivelazione di particelle come $K, \rho, D^0, J/\Psi$ e Λ^0, prodotte a $Q^2 \simeq 0\ GeV^2$ e dove l'elettrone è diffuso ad angolo ~ 0 e quindi non entra nell'accettanza del detector, ma tali eventi non sono stati presi in considerazione in questo lavoro pertanto questo *trigger* non verrà discusso.

2.7 Il trattamento dei dati : l'acquisizione

Il compito del sistema di acquisizione (DAQ) è quello di trasformare i segnali di risposta dei rivelatori in informazioni digitali da poter usare in un'analisi *off-line*. La lettura specifica di ogni detector è operata tramite componenti situati in moduli FASTBUS e CAMAC collocati nella sala sperimentale di HERMES. Dopo che il *trigger* ha dato l'autorizzazione all'acquisizione dell'evento, le informazioni da tutti i moduli sono inviati attraverso una linea ottica ad una interfaccia FASTBUS/VME. Sempre attraverso una linea ottica, tale interfaccia riceve anche i segnali (e l'invia) dallo *slow-control* (moduli FASTBUS/CAMAC), che ogni 10 secondi aggiorna sullo stato di tutti i rivelatori, come p.es. tensioni di alimentazione dei fototubi, pressioni dei gas, guadagno dei fototubi, ecc...

Il FASTBUS/VME trasferisce i dati provenienti dai rivelatori, più le informazioni dello *slow-control*, prima ad un cluster DEC/ALPHA, attraverso una interfaccia SCSI, che li immagazzina temporaneamente su dischi per poi scriverli su supporti magnetici DLT, e poi al centro di calcolo centrale di DESY attraverso una linea FDDI. A questo punto gli eventi in formato EPIO registrati dalla DAQ sono pronti per essere processati da un programma di decodifica (HDC, *HERMES DeCoder program*) che provvede a tradurre i dati in informazioni quali posizione dei fili colpiti o energia depositata. Un successivo programma di ricostruzione (HRC, *HERMES ReConstruction program*) in collegamento con un database (DAD) contenente la completa geometria dei rivelatori, le costanti di calibrazione e l'allineamento, costantemente aggiornato, calcola le quantità fisiche misurate (tracce, angoli, impulsi, ...). Prima di poter essere definitivamente immagazzinati in DST (*Data Summary Tapes*) per poter essere analizzati da programmi di analisi, i dati devono essere sincronizzati con le informazioni provenieneti dallo *slow-control* e poi posti in un formato facilmente accessibile; nel caso di HERMES si è scelto il formato a tabelle ADAMO ([6])[53]. La completa ricostruzione di 1 evento, tramite un processore SGI R4400, avviene in appena 0.03 secondi.

In fig.2.19 è schematizzata tutta la procedura del flusso di dati.

Le scale temporali dell'acquisizione sono sostanzialmente tre. La più lunga è il *fill*, in pratica la durata del fascio di positroni accumulato in HERA. A causa delle interazioni con il bersaglio, ma principalmente a causa di interazioni con il gas residuo nella ciambella, della perdita di particelle nelle guide ottiche e nelle cavità a radiofrequenza, la durata media di un *fill* risulta essere $\sim 8 \div 10$ ore. Di seguito, in tale scala, per motivi legati unicamente all'immagazzinamento dei dati, abbiamo il *run*, un "pacchetto" di alcune centinaia di eventi DIS che, temporalmente, viene definito come il tempo tra due inizializzazioni del sistema *hardware* di acquisizione. Considerando una corrente di elettroni di 10 mA ed una densità del bersaglio di 10^{14} $nucleoni/cm^2$, la durata di un *run* è di circa 11 minuti. Il tempo più breve è il *burst* lungo 10 secondi, tempo che intercorre tra due aggiornamenti dello *slow-control*.

Il sistema di acquisizione non può comunque processare tutti gli eventi, una certa quantità viene persa perché il sistema è impegnato con un evento precedente. Il tempo in cui il sistema non è in grado di acquisire viene definito *tempo morto*. Ai fini di stabilire la potenzialità di un sistema si definisce la frazione di tempo morto:

$$\delta t = 1 - \frac{T_{acc}}{T_{gen}}, \tag{2.19}$$

dove T_{acc} e T_{gen} sono, rispettivamente, il numero di *trigger* accettati e generati. Il calcolo di δt viene effettuato per ogni *burst* e, nel caso specifico, viene mantenuto sempre inferiore al 10% che equivale ad acquisire circa 300 eventi al secondo, ovvero ad un flusso di dati di 3 Mbyte/s.

[6]ADAMO è un *database* che organizza le informazioni seguendo un modello tipo Entità-Relazioni, immagazzinando cioè sia i dati che le relazioni tra loro.

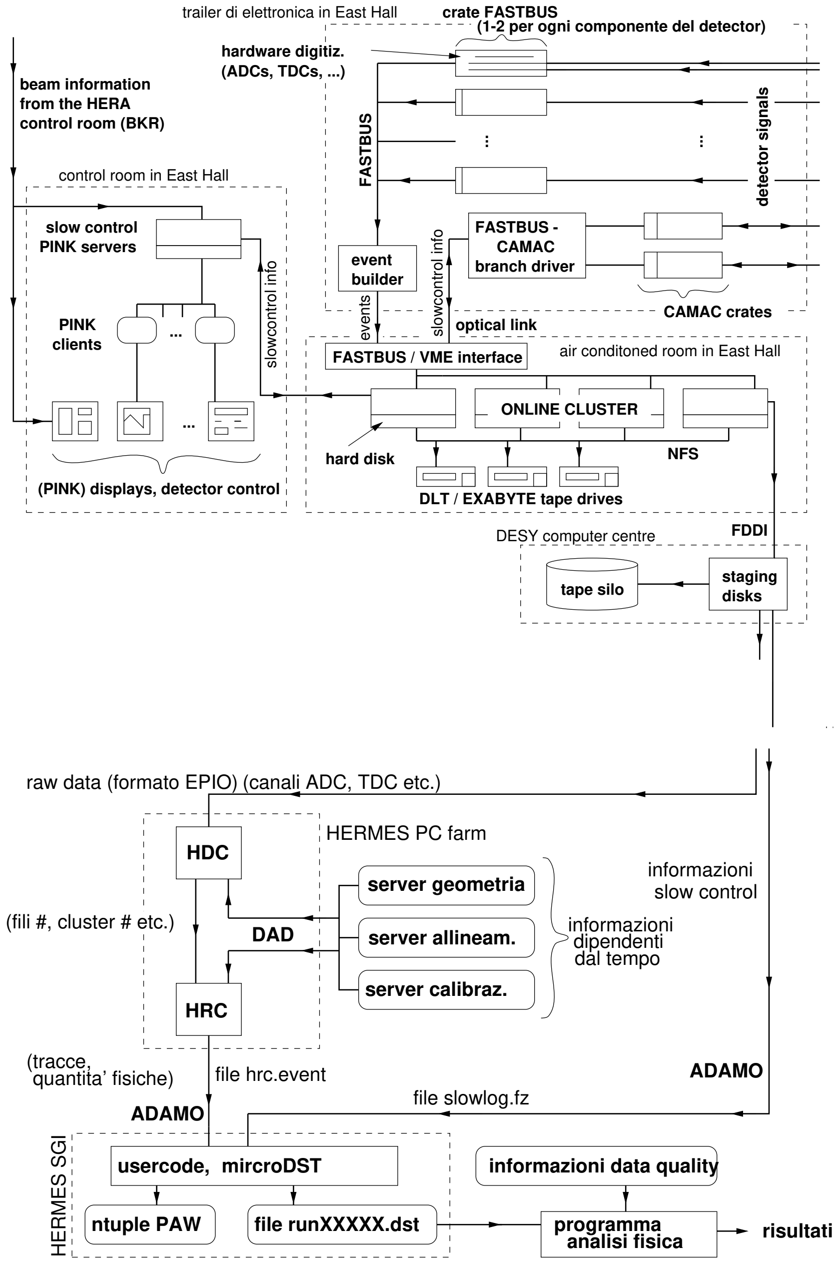


Figure 2.19: Flusso dei dati, dall'acquisizione all'analisi.

Capitolo 3

La simulazione Monte Carlo

3.1 Il Monte Carlo di HERMES

Esperimenti di fisica nucleare o di alte energie fanno uso di apparecchiature molto complesse che permettono di ricostruire, come si è appena visto, le tracce delle particelle prodotte e diffuse. I rivelatori hanno fili sensibili, *strips*, contatori e, di conseguenza, la loro risoluzione è limitata. Per tale motivo, i parametri misurati che caratterizzano una particella possono scostarsi da quelli reali. In aggiunta, le efficienze dei rivelatori sono $< 100\%$ e questo porta alla perdita di un certo numero di particelle. Altri effetti come la diffusione coulombiana multipla, la perdita di energia o la *bremsstrahlung*, producono differenze tra le quantità ricostruite e quelle reali.

Misure di quantità assolute quali le sezioni d'urto o le funzioni di frammentazione, sono interessate dagli effetti ora menzionati. Per la loro accurata determinazione è pertanto necessario correggere le quantità misurate tenendo conto della *funzione di risposta* del rivelatore. Quest'ultima viene usualmente calcolata utilizzando tecniche di simulazione [57].

Vi sono, comunque, altri compiti ai quali un programma di simulazione può assolvere, quali, p.es. : lo studio del fondo, il calcolo di accettanze, risoluzioni, errori sistematici, efficienze di *trigger* e test di procedure *software*.

Un programma Monte Carlo divide la dinamica di un processo di diffusione in tanti sotto-processi più semplici, dove la simulazione di ogni processo dipende da estrazioni casuali secondo determinate distribuzioni di probabilità. La simulazione di un evento contiene, quindi, tante informazioni quante quelle per un evento reale.

Il confronto tra le distribuzioni generate delle varie grandezze fisiche (distribuzioni angolari, energetiche, etc...) e quelle ricostruite a partire dai dati forniti in uscita dal programma di Monte Carlo dà la funzione di risposta del rivelatore.

In tale lavoro è stato usato il programma *HERMES Monte Carlo (HMC)* [58] basato sul generatore di eventi di diffusione profondamente anelastica LEPTO [59], per la parte non polarizzata, e PEPSI (*Polarized Electron Proton Scattering Interactions*) [60] per la diffusione polarizzata. Tale generatore fa uso di elementi di matrici QCD al primo ordine per il calcolo degli stati partonici dopo che è avvenuto il processo di diffusione "dura"; ovviamente sono incluse correzioni radiative QCD quali *bremsstrahlung* di gluoni o eventi di *photon-gluon fusion*. Oltre al DIS sono considerati eventi di *diffusione Möller* e *Bhabha*, di fotoproduzione e generazione casuale di particelle per simulare segnali di fondo. In HMC, a causa delle basse energie in gioco, non vi è la simulazione dello sciame partonico nella *Leading Logarithmic Approximation*. Per quanto riguarda la frammentazione ed il decadimento degli adroni primari, la simulazione avviene utilizzando il programma JETSET [61] basato sul modello di frammentazione di LUND (cfr. par. 1.4.3). Infine, la simulazione dei rivelatori, avviene tramite GEANT3 [62]. Naturalmente, tutta la catena relativa alla ricostruzione degli eventi avviene nello stesso modo in cui vengono trattati i dati reali.

In Fig.3.1 sono schematizzate le varie fasi della simulazione, i processi fisici interessati ed i particolari programmi utilizzati. In Fig.3.2, invece, è mostrata la generazione e la ricostruzione nel rivelatore di un evento simulato. In tale evento sono presenti tracce generate ma che hanno traiettorie che cadono all'esterno dell'accettanza dello spettrometro, tracce di basso impulso che vengono deviate dal magnete dipolare e quindi non vengono rivelate dai rivelatori posti dietro al magnete e tracce che invece mostrano il segnale rilasciato nei vari rivelatori che attraversano; tutte le particelle sono contrassegnate dal programma che le ha generate.

La produzione di eventi è stata generata per metà su di un cluster Digital Alpha presso l'MPI di Heidelberg [63] e per metà su di un cluster Digital Alpha ([1]) presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN. Sono stati prodotti circa 5×10^6 eventi DIS in modo che, nell'analisi, l'errore statistico fosse dominato dalla sola statistica dei dati sperimentali.

Molti sono i parametri da tenere sotto controllo durante una simulazione Monte Carlo, per questo è indispensabile verificare l'attendibilità del codice controllando che le distribuzioni simulate coincidano entro gli errori con quelle

[1] Il cluster presso i LNF è formato da 4 Alpha-Digital 600-5/266 e 2 Alpha-Digital 600-5/333.

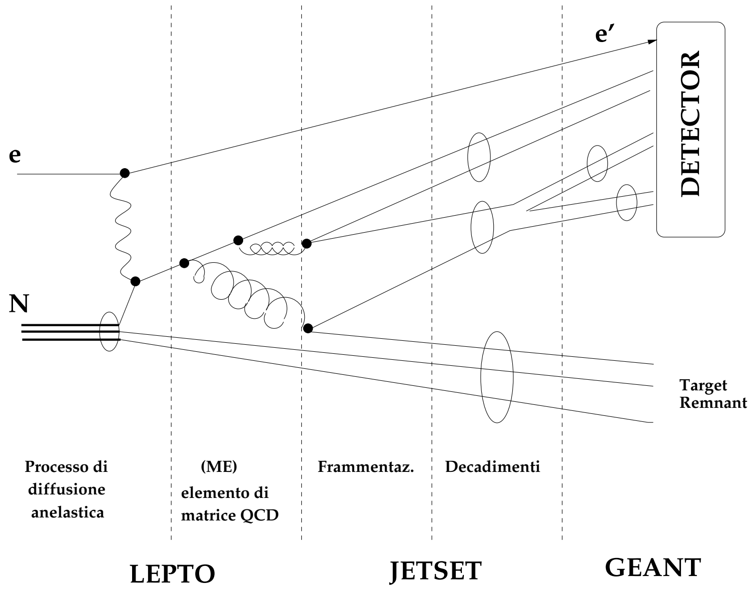


Figure 3.1: Schematizzazione delle differenti parti del Monte Carlo di HERMES. Gli ovali indicano che lo stato è sul *mass shell*.

misurate. Nella Fig.3.3 e Fig.3.4 sono riportati alcuni di questi confronti tra le distribuzioni inclusive misurate e simulate relative all'energia del positrone diffuso e alle variabili x_{Bj}, Q^2 e W^2. Gli spettri sono stati normalizzati ad un numero arbitrario. Come si vede, l'accordo tra i dati è molto buono per le distribuzioni in E, Q^2, W^2 e per la maggior parte dello spettro in x_{Bj}. Ciò indica che l'accettanza e la risoluzione dei vari rivelatori è simulata con grande accuratezza e che il Monte Carlo è molto affidabile. Le distribuzioni di variabili semi-inclusive verranno discusse nel par. 3.4; esse sono più difficili da trattare dato che vengono descritte da modelli, quali la frammentazione, che includono alcuni parametri i cui valori vengono variati *ad hoc* per riprodurre gli spettri misurati.

3.2 Correzione degli spettri misurati

La correzione da apportare ai dati misurati per tener conto della risposta del rivelatore fornita dal Monte Carlo è determinata dal rapporto tra la distribuzione generata e la ricostruita; in prima approssimazione questo rapporto non è influenzato dalla imprecisione dei modelli usati per determinare le funzioni di

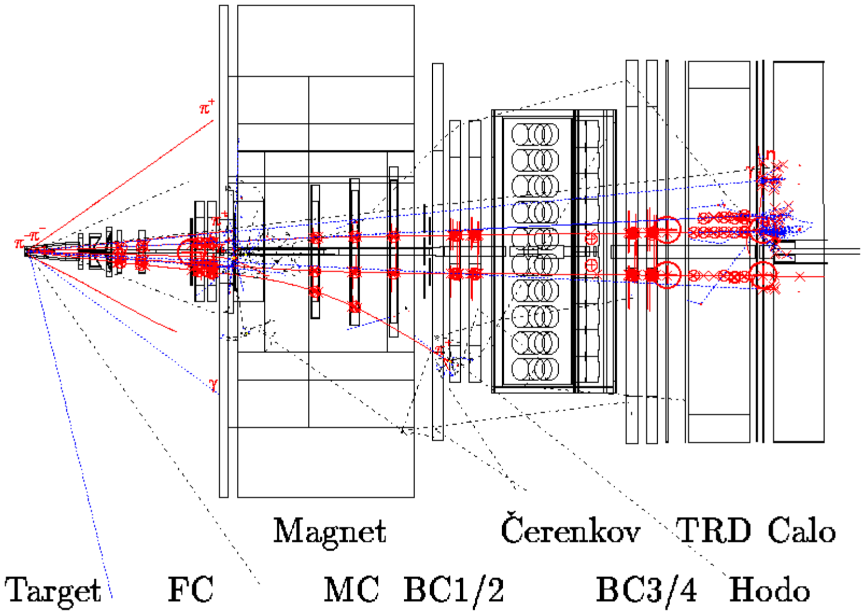


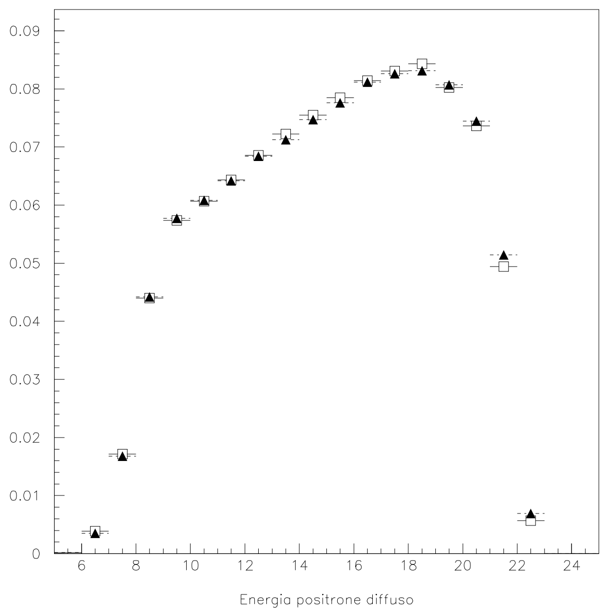
Figure 3.2: Ricostruzione di un evento simulato con vista dello spettrometro dall'alto.

probabilità usate nell'estrazione delle diverse variabili. Gli spettri misurati devono essere correti bin per bin e il relativo fattore di correzione per risalire allo spettro "vero" è:

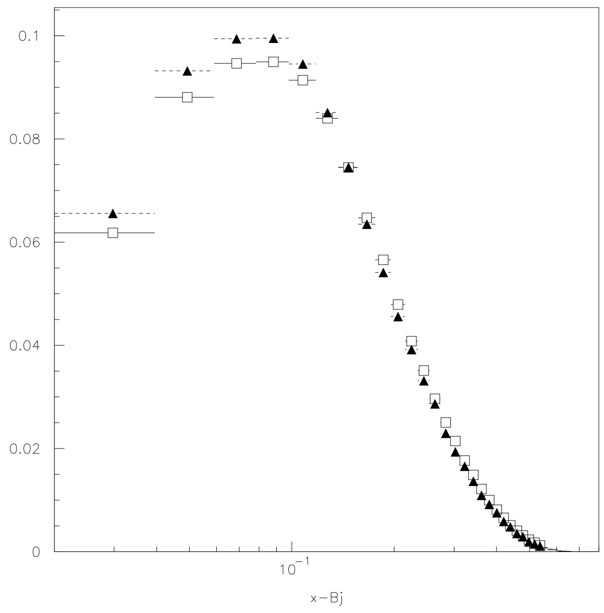
$$Spettro\ Corretto \;=\; \left(\frac{Spettro\ Generato}{Spettro\ Ricostruito}\right) \cdot Spettro\ Misurato. \qquad (3.1)$$

Esistono due modi di effettuare la correzione di uno spettro, p.es. il numero N di un determinato tipo di adrone h in funzione della variabile $z = E^h/\nu$, a seconda che esso sia determinato in modo assoluto (dN^h/dz) o relativamente al numero di eventi DIS raccolti ($\frac{1}{N_e}\frac{dN^h}{dz}$):

• Nel primo caso viene corretto lo spettro degli eventi ricostruiti. Per tutti gli eventi DIS, il rapporto tra il numero di eventi generati e quello degli eventi ricostruiti determina il fattore di correzione. Questa correzione influisce solo sull'impulso dell'adrone e quindi dipende principalmente dalla bontà della simulazione del rivelatore. Comunque, gli eventi dove nessun adrone è stato ricostruito vengono distribuiti in maniera disomogenea nello spazio delle fasi. Con questo metodo si introduce un errore sistematico dovuto al fatto che, in realtà, gli effetti del rivelatore dipendono, anche se in maniera debole, dalla cinematica;

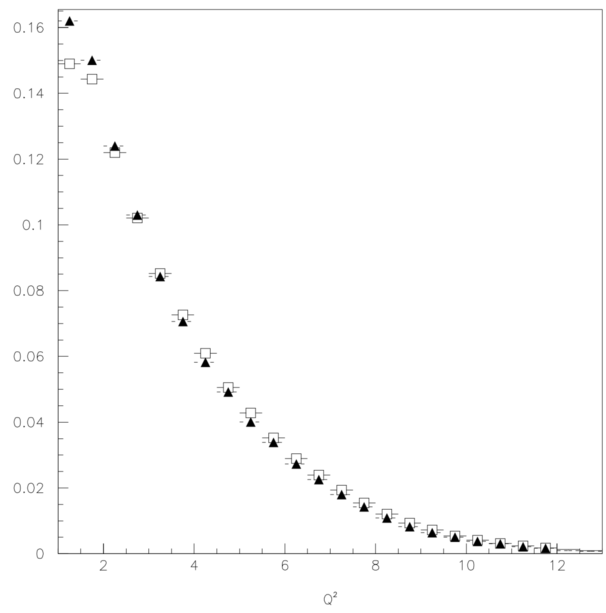


(a)

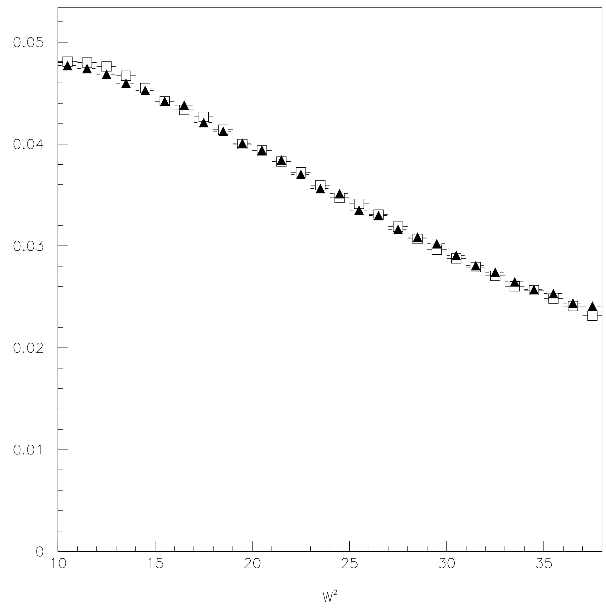


(b)

Figure 3.3: Confronto tra distribuzioni inclusive (a) energia positrone diffuso e (b) x di Bjorken fornite dal Monte Carlo (quadrati) e misurate (triangoli).



(a)



(b)

Figure 3.4: Confronto tra distribuzioni inclusive (a) Q^2 e (b) W^2 fornite dal Monte Carlo (quadrati) e misurate (triangoli).

- Nel secondo caso viene corretto lo spettro normalizzato al numero di eventi DIS e quindi la correzione è determinata dalle distribuzioni dell'adrone e positrone. Conseguentemente in questo caso entrano in gioco anche gli effetti di cinematica; questo è il metodo che è stato utilizzato in questo lavoro di tesi.

3.3 Processi al primo ordine QCD

Al primo ordine QCD, processi quali: *gluon-Bremsstrahlung*, QCD Compton o *boson-gluon fusion* devono essere presi in considerazione e vengono inseriti nel programma direttamente tramite gli "elementi di matrice" (ME) del processo considerato. In particolare per la misura di cui si discuterà nel Cap. 8, si è fatto uso di due campioni di dati simulati, il primo senza ed il secondo con l'introduzione delle correzioni radiative.

Il primo ordine delle ME prevede l'introduzione di funzioni particolarmente complicate che tengono conto dell'energia e degli angoli polare ed azimutale del partone finale, nonché delle variabili inclusive Q^2 e x_{Bj}. La sezione d'urto per tali processi è quindi un differenziale al quinto ordine:

$$\frac{d^5\sigma}{dx dQ^2 dx_p dz_p d\phi}, \tag{3.2}$$

dove $x_p = x/\xi$, $z_p = (P \cdot p_q)/(P \cdot q)$, ξ è l'impulso frazionario che il partone entrante prende dal protone, p_q il quadrimpulso del partone finale e ϕ l'angolo azimutale tra il piano di diffusione ed il partone, nel sistema di riferimento γp.

Per eliminare tutte le singolarità di massa ed infrarosse, si fa uso di un limite (*cut-off*) sulla matrice degli elementi ([2]). Nel caso specifico è richiesto che ogni coppia di partoni prodotti (incluso il *proton remnant*) abbia un minimo nella distribuzione in massa invariante:

$$(p_i + p_j)^2 > y_{cut} W^2. \tag{3.3}$$

Per decidere, evento per evento, quando generare un evento di questo tipo si fa uso di una probabilità espressa tramite le variabili x e Q^2; p.es. la probabilità che venga generato un evento *leading* è $P = 1 - P_{qg} - P_{q\bar{q}}$ dove P_{qg} e $P_{q\bar{q}}$ sono definiti come gli integrali della matrice degli elementi al primo ordine divisi per la sezione d'urto differenziale totale $d^2\sigma/dxdQ^2$. Bisogna fare attenzione alla scelta del *cut-off* dato che se si sceglie un valore troppo basso la somma $P_{qg} + P_{q\bar{q}}$ potrebbe essere maggiore dell'unità.

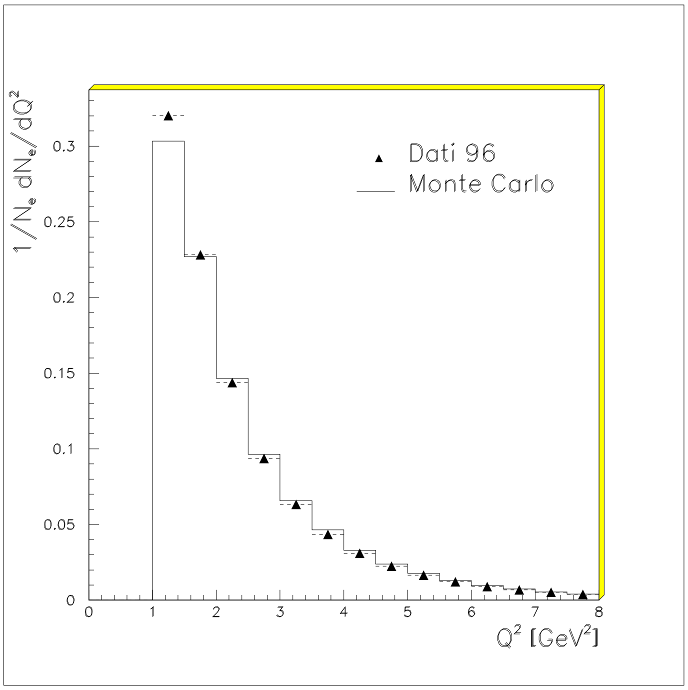
[2] Il parametro da modificare in LEPTO è PARL(27).

Per ridurre il tempo di generazione del singolo evento, il calcolo delle probabilità P, P_{qg} e $P_{q\bar{q}}$ viene fatto nel momento dell'inizializzazione del programma, una volta per tutte, e poi vengono associati i valori trovati al piano cinematico $(x,\ W)$ o $(x,\ y)$. A tutti gli eventi successivi corrisponde un valore ottenuto effettuando un'interpolazione lineare nel reticolo del piano cinematico considerato. Per evitare l'approssimazione dell'interpolazione si può anche scegliere di effettuare il calcolo delle probabilità evento per evento, ma in questo lavoro è stata presa in considerazione solo la prima procedura.

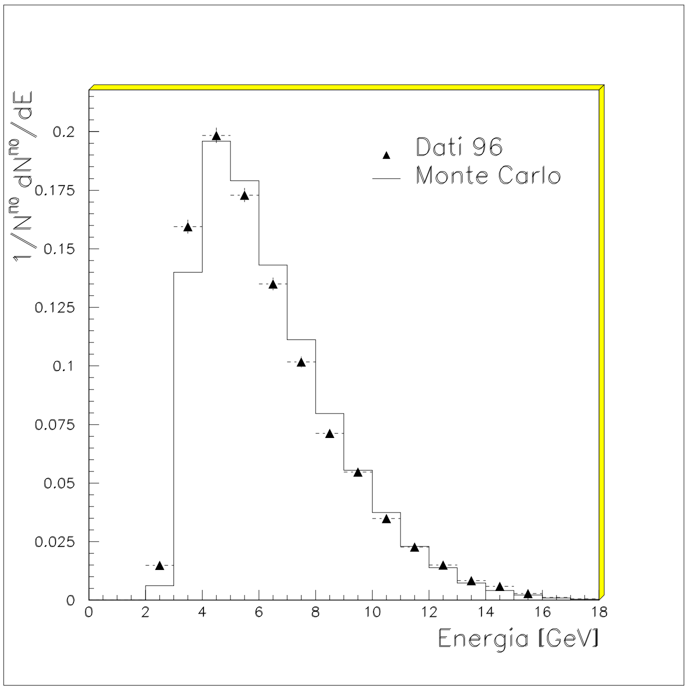
3.4 Correzioni Monte Carlo nella determinazione di sezioni d'urto

La simulazione relativa a processi semi-inclusivi mirati alla determinazione di una sezione d'urto di elettroproduzione di adroni riguarda un certo numero di variabili che, contrariamente a quelle inclusive, hanno bisogno di modelli, per esempio per le funzioni di frammentazione, che dipendono da un numero molto elevato di parametri i cui valori sono opportunamente scelti per riprodurre gli spettri misurati. Della ricostruzione di mesoni π si parlerà ampiamente nel Cap. 4, qui, per il momento, è sufficiente vedere dalle figure 3.5 e 3.6 come la distribuzione in Q^2 e in energia dei π misurati sono confrontate con le previsioni del Monte Carlo. L'accordo è buono su gran parte dello spettro per le distribuzioni in energia e in Q^2. Per la variabile $z = E_h/\nu$, ci sono delle deviazioni tra i due spettri; tuttavia ricordiamo che nel processo di determinazione della funzione di risposta del rivelatore, si utilizza il rapporto tra la distribuzione generata e quella ricostruita, in tale rapporto, al primo ordine, le approssimazioni utilizzate per le funzioni di distribuzione delle variabili usate si cancellano lasciando solo l'influenza della simulazione dei rivelatori. Sono stati studiati [63] gli effetti del secondo ordine utilizzando modelli di frammentazione diversi ed il risultato è che l'errore che si introduce nella estrazione della sezione d'urto di pioni carichi, per $z > 0.2$, è dell'ordine di qualche percento. Ti terra' conto di ciò nella valutazione dell'errore sistematico.

La Fig.3.7 mostra la distribuzione di adroni prevista da una simulazione Monte Carlo con bersaglio di protoni, nell'intervallo cinematico di HERMES per diversi intervalli di z. Si riscontra una grossa presenza anche di mesoni K e protoni; inoltre l'asimmetria di carica, a favore di quella positiva, risulta essere del $\sim 66\%$.

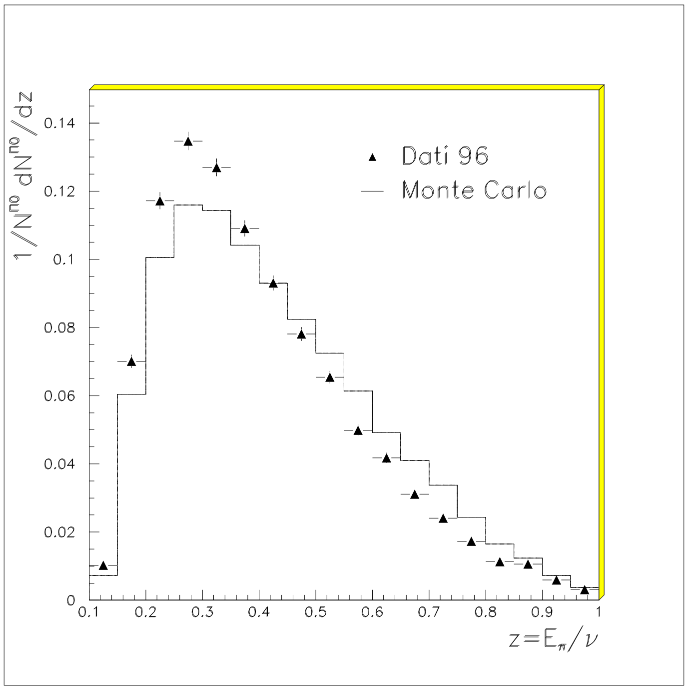


(a)

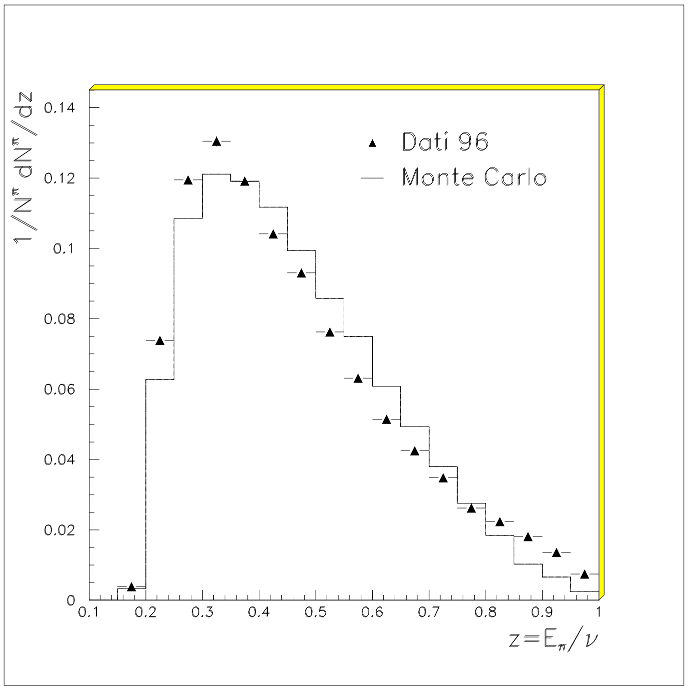


(b)

Figure 3.5: Confronto Dati-MC: (a) distribuzione di Q^2 nel campione di dati semi-inclusivo, (b) spettro di energia del π^0.



(a)



(b)

Figure 3.6: Confronto Dati-MC: (a) distribuzione di z relativamente al π^0, (b) distribuzione di z relativamente ai $\pi^{\pm}$.

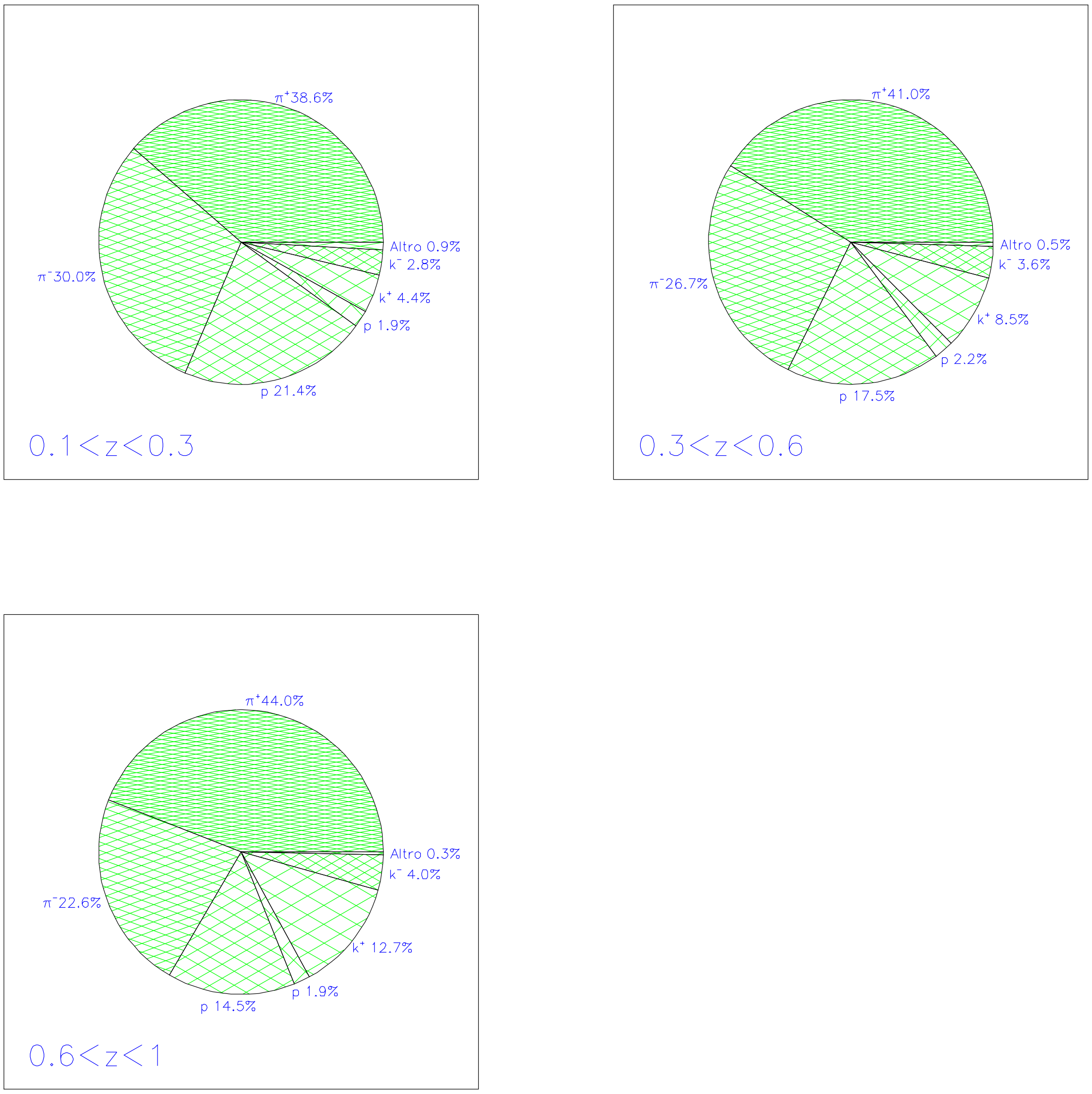


Figure 3.7: Distribuzione di adroni carichi nell'intervallo cinematico di HERMES; simulazione Monte Carlo con bersaglio di H.

Calcolo dell'efficienza ed accettanza

In generale uno spettro relativo ad una particolare variabile viene corretto dal Monte Carlo, *bin* per *bin*, secondo la formula (3.1).

Nel caso in esame si vuole correggere una sezione d'urto di produzione, relativa e normalizzata, di un adrone nell'ambito di una diffusione profondamente inelastica. Il termine "relativa" si riferisce alla rivelazione dell'adrone in coincidenza con un evento DIS, mentre il termine "normalizzata" sta ad indicare che la sezione d'urto è divisa per la sezione d'urto DIS e quindi assume una forma adimensionale.

Definendo N^{π} il numero di mesoni π rivelati, ϵ l'efficienza di rivelazione del detector e L la luminosità ([3]), le sezioni d'urto di elettroproduzione di pioni e di diffusione di elettroni (DIS), si possono scrivere rispettivamente come:

$$\sigma^{\pi} = \frac{N^{\pi}}{\epsilon(\pi \cap e^{+}) \cdot L}, \tag{3.4}$$

$$\sigma^{DIS} = \frac{N^{DIS}}{\epsilon(e^{+}) \cdot L}. \tag{3.5}$$

Normalizzando la σ^{π} alla σ^{DIS} si ottiene:

$$\frac{\sigma^{\pi}}{\sigma^{DIS}} = \frac{N^{\pi}\epsilon(e^{+})}{N^{DIS}\epsilon(\pi \cap e^{+})}. \tag{3.6}$$

L'efficienza nel rivelare un pione è però condizionata dalla rivelazione dell'elettrone diffuso che ci assicura che l'evento sia un evento DIS ($\epsilon(\pi|e^{+})$). In termini di probabilità questo si può indicare con una intersezione ($\cap$) dei due eventi: $\epsilon(\pi \cap e^{+}) = \epsilon(\pi|e^{+}) \cdot \epsilon(e^{+})$. La misura della sezione d'urto di pioni, relativa e normalizzata, richiede quindi di estrarre dai dati il numero di pioni (N^{π}), il numero di eventi DIS (N^{DIS}) e di determinare, attraverso il Monte Carlo, l'efficienza $\epsilon(\pi|e^{+})$.

Con una tale procedura si rende inessenziale la valutazione dell'accettanza del positrone diffuso e si riducono di conseguenza gli errori statistici e soprattutto sistematici. L'unico errore sistematico legato ai positroni che ancora permane in tale procedura è una possibile disomogeneità del campione DIS che però, come si vedrà in seguito, non apporta alcun contributo significativo.

Le sezioni d'urto che verranno esaminate sono sezioni d'urto differenziali nella variabile z (frazione d'impulso ceduta dal fotone virtuale all'adrone prodotto) e la procedura non subirà alcuna modifica da quella appena discussa.

[3]Si ricorda che la luminosità è definita come il prodotto del flusso di positroni del fascio per la densità superficiale equivalente del bersaglio.

L'efficienza $\epsilon(\pi|e^+)$ è data dal rapporto tra il numero di pioni ricostruiti nel rivelatore ed il numero di pioni soltanto generati; il tutto richiedendo sempre la condizione di evento DIS:

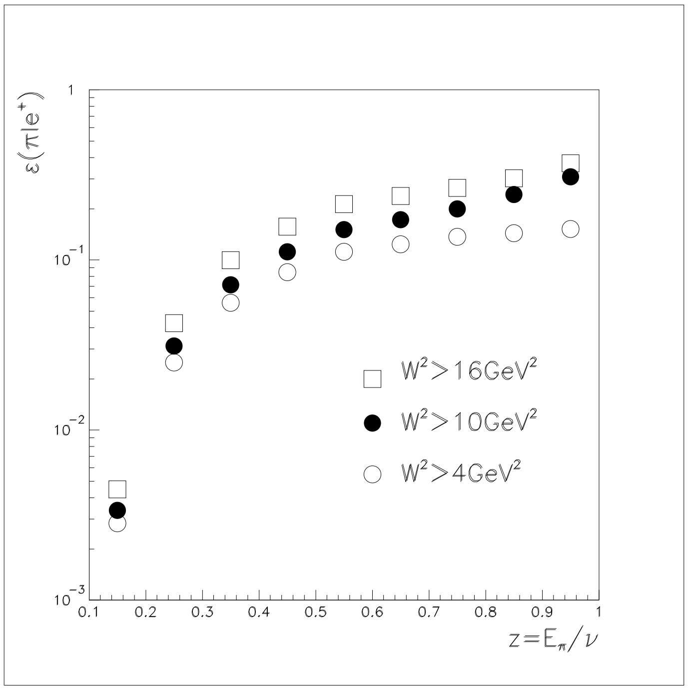
$$\epsilon(\pi|e^+) = \left(\frac{N^{\pi}_{rec}(z)}{N^{\pi}_{gen}(z)}\right)_{DIS}. \tag{3.7}$$

Questo fattore va ad inglobare varie correzioni: la perdita di particelle per motivi di accettanza angolare o di efficienza dei rivelatori, ma anche per motivi di limiti fiduciali quali tagli sull'energia o su altre variabili cinematiche. In Fig.3.8 è mostrata l'efficienza in funzione di z relativamente all'elettroproduzione del mesone neutro π^0 e dei mesoni carichi $\pi^{\pm}$ per diversi limiti sul quadrato della massa invariante totale W^2. Relativamente al π^0, all'aumentare della soglia in W^2, l'efficienza di rivelazione cresce, ma ha anche un calo nella statistica. Un conveniente compromesso si è trovato con il limite a $W^2 > 10\ GeV^2$ (par. 4.4) che garantisce un'alta efficienza di ricostruzione, l'eliminazione totale della regione delle risonanze, un piccolo errore sistematico ed una statistica comunque elevata e tale da comportare un basso errore statistico. Per quanto riguarda i pioni carichi, l'intervallo di energia in cui sono identificati dal PID ([4]) è $4.4 < E < 13.5$ GeV e pertanto il taglio in W^2 è stato alzato a $W^2 > 16\ GeV^2$. Questo esclude dal conteggio, corretto successivamente, un numero di pioni di bassa energia significativo; l'efficienza risulta comunque uguale per le due diverse particelle anche se, il primo bin in z non è misurabile per il limite energetico inferiore imposto.

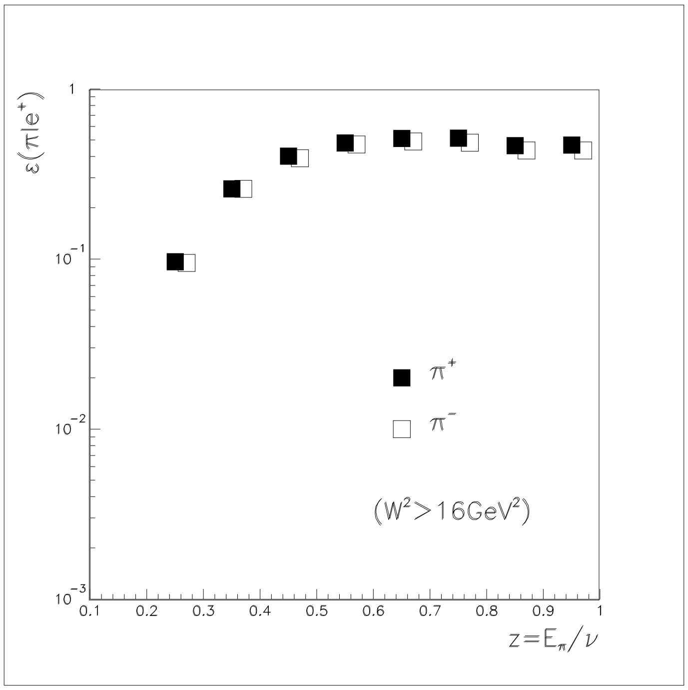
La variabile z è definita dal rapporto tra l'energia dell'adrone prodotto e l'energia del fotone virtuale ($z = E_h/\nu$) pertanto se, nel caso dello spettro generato, usiamo l'energia "vera" (generata) dell'adrone, vengono compensati tutti gli effetti di deformazione della distribuzione energetica dovuti ad irraggiamento, effetti di bordo o contaminazione. Per quanto riguarda il positrone diffuso, invece, dato che non vi è il calcolo esplicito di nessuna efficienza, si potrebbe pensare di dover introdurre tale correzione a parte, attraverso quello che viene definito *fattore di smearing.* In effetti, si può correggere automaticamente anche lo *smearing* del positrone se nello spettro generato $N^{\pi}_{gen}(z)$, viene utilizzata l'energia trasferita ν "vera". È allora necessario introdurre nella 3.7 un *fattore correttivo di smearing (SC)* che tenga conto della ν "vera" e non di quella misurata:

$$SC = \frac{N^{\pi}_{gen}(z_{gen})}{N^{\pi}_{gen}(z_{rec})}. \tag{3.8}$$

[4] *Particle IDentification* par. 4.2



(a)



(b)

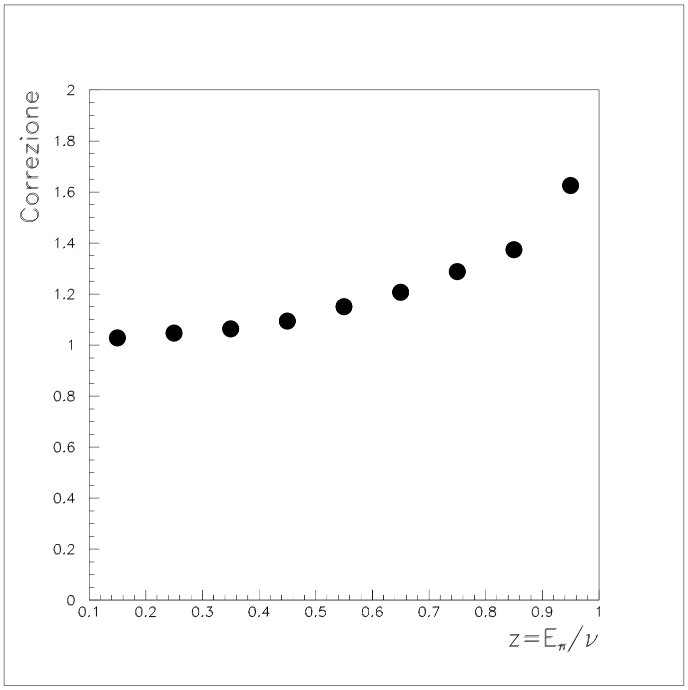
Figure 3.8: Efficienza assoluta di rivelazione per differenti limiti sulla massa invariante totale del sistema. La figura (a) è relativa a π^0, la (b) a π^+ e π^-.

	Positroni DIS		$1/N^{DIS} \cdot \pi^{\pm}$	
Effetto	persi (%)	rimasti (%)	persi (%)	rimasti (%)
Accettanza geometrica	-	100.00	-	100.00
Assorbimento	2.62	97.28	7.06	92.94
Trigger	0.64	96.76	1.93	91.15
Ricostruzione	13.67	83.53	0.87	90.35
Identificazione (PID)	1.08	82.63	18.88	73.30

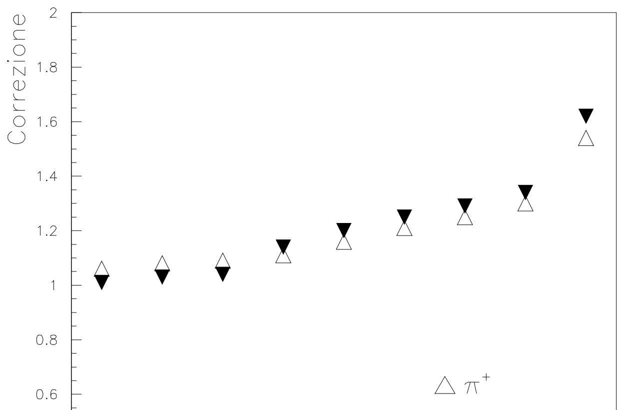
Table 3.1: Influenza degli effetti del detector sulla perdita, relativa, di positroni e pioni carichi.

In Fig.3.9 è riportato il fattore SC, in funzione di z, relativamente alla sezione d'urto del π^0 (a) e dei $\pi^{\pm}$ (b).

In Tab.3.1, infine, è riportata la perdita relativa dei positroni e dei pioni carichi dovuta alla geometria ed alle caratteristiche del rivelatore. Come si vede, nel caso di positroni, il contributo predominante alla riduzione di efficienza viene dalla ricostruzione; nel caso di pioni dalla loro identificazione.



(a)



(b)

Figure 3.9: Fattore correttivo si *smearing* relativamente alla sezione d'urto di π^0 (a) e di $\pi^\pm$ (b).

Capitolo 4

Analisi dei dati

4.1 Controllo di qualità dei dati del calorimetro

Poiché il lavoro strumentale oggetto di questa tesi, ha riguardato la gestione *hardware* e *software* dei dati del calorimetro elettromagnetico, in questo paragrafo si illustrano le procedure adottate ed i risultati ottenuti relativi alla risoluzione spaziale, alla risoluzione energetica ed alla stabilità nel tempo della risposta di tale rivelatore [47] [48].

Risoluzione spaziale

Sfruttando la ripartizione dell'energia tra gli otto blocchi circostanti quello in cui è stata depositata la più alta percentuale di energia, si può risalire alla determinazione del punto d'impatto tramite una tecnica di baricentraggio pesato con l'energia, del tipo:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^{9} x_i E_i}{\sum_{i=1}^{9} E_i} \qquad \bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^{9} y_i E_i}{\sum_{i=1}^{9} E_i}. \tag{4.1}$$

In Fig.4.1 è mostrata la differenza tra la posizione della traccia stimata dal calorimetro e quella ottenuta con il sistema di tracciamento: $\Delta x = x_{calo} - x_{traccia}$. La risoluzione spaziale è risultata essere $\sigma_x \simeq \sigma_y \simeq 0.7\ cm$, sensibilmente migliore delle dimensioni del blocco ($9\ cm$) e indipendente dall'energia.

Risoluzione energetica

Nei periodi di presa dati, la risoluzione complessiva del calorimetro è risultata leggermente peggiore della (2.16) misurata con un cluster perché, nell'analisi dei dati, non viene, di norma, effettuata la correzione per la perdita di energia

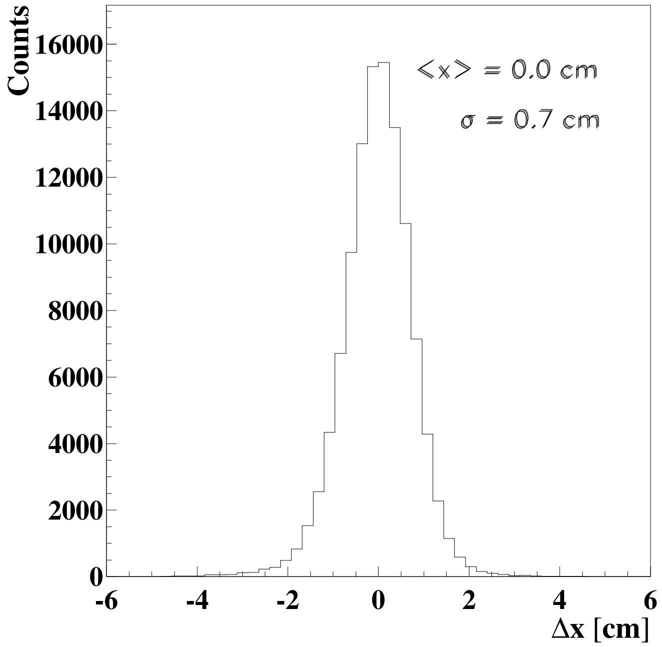


Figure 4.1: Distribuzione della differenza tra la posizione del punto d'impatto misurato con il calorimetro e quello stimato dal sistema di tracciamento.

nel *preshower*. Ciò introduce nella (2.16) un termine aggiuntivo proporzionale a E^{-1}. Inoltre, imperfezioni nell'equalizzazione e assemblaggio dei moduli, aumentano il valore del termine costante da 1.5 a 2.0. La parametrizzazione della risoluzione energetica "operativa", mostrata in Fig.4.2, è risultata essere:

$$\frac{\sigma(E)}{E}[\%] = \frac{(5.1 \pm 1.1)}{\sqrt{E[GeV]}} + (2.0 \pm 0.5) + \frac{(10.0 \pm 2.0)}{E[GeV]}. \tag{4.2}$$

Controllo di stabilità

Per controllare la stabilità del calorimetro ed eventualmente ricalibrare la risposta di ogni singolo contatore, sono state utilizzate: il rapporto (E/p) dei positroni DIS tra l'energia E misurata nel calorimetro e l'impulso p determinato dallo spettrometro magnetico e le informazioni del *Gain Monitoring System* (par.2.4.4) [49]. La procedura di calibrazione usata contempla i seguenti passi:

- lettura del guadagno dei fotomoltiplicatori utilizzando il GMS e delle costanti di calibrazione presenti nel programma di ricostruzione degli eventi;
- calcolo dell'energia del *cluster* del calorimetro definito dalla matrice di 3x3

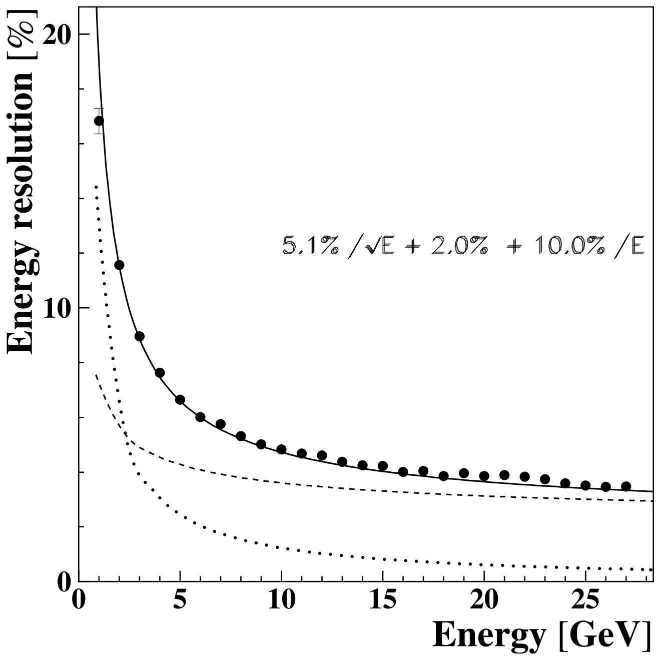


Figure 4.2: Risoluzione energetica "operativa". I cerchi rappresentano i dati 1996, la curva continua è la somma dei contributi del vetro al piombo (curva tratteggiata) e del *preshower (curva punteggiata).*

contatori con al centro il blocco dove è stata depositata la maggior quantità di energia;

• deterinazione dei piedistalli dei moduli ADC e della loro variazione.

Per determinare le 840 costanti di calibrazione si è utilizzata una procedura iterativa, che richiede non più di 3 cicli, mirante a minimizzare la differenza:

$$\sum_i A_i \cdot c_i - p_j, \tag{4.3}$$

dove A_i e c_i sono rispettivamente il valore dell'ADC e della costante di calibrazione, da aggiornare, relativa al contatore i-esimo che forma il *cluster*, mentre p_j è il momento del positrone che rilascia la propria energia nel j-esimo *cluster*.

La Fig.4.3 chiarisce il ciclo di tale procedura, mentre in Fig.4.4 è mostrato il valore del rapporto E/p per le differenti iterazioni.

Una corretta calibrazione deve dare un rapporto E/p quanto più vicino ad 1. La distribuzione di tali rapporti, misurata per gli 840 contatori del calori-

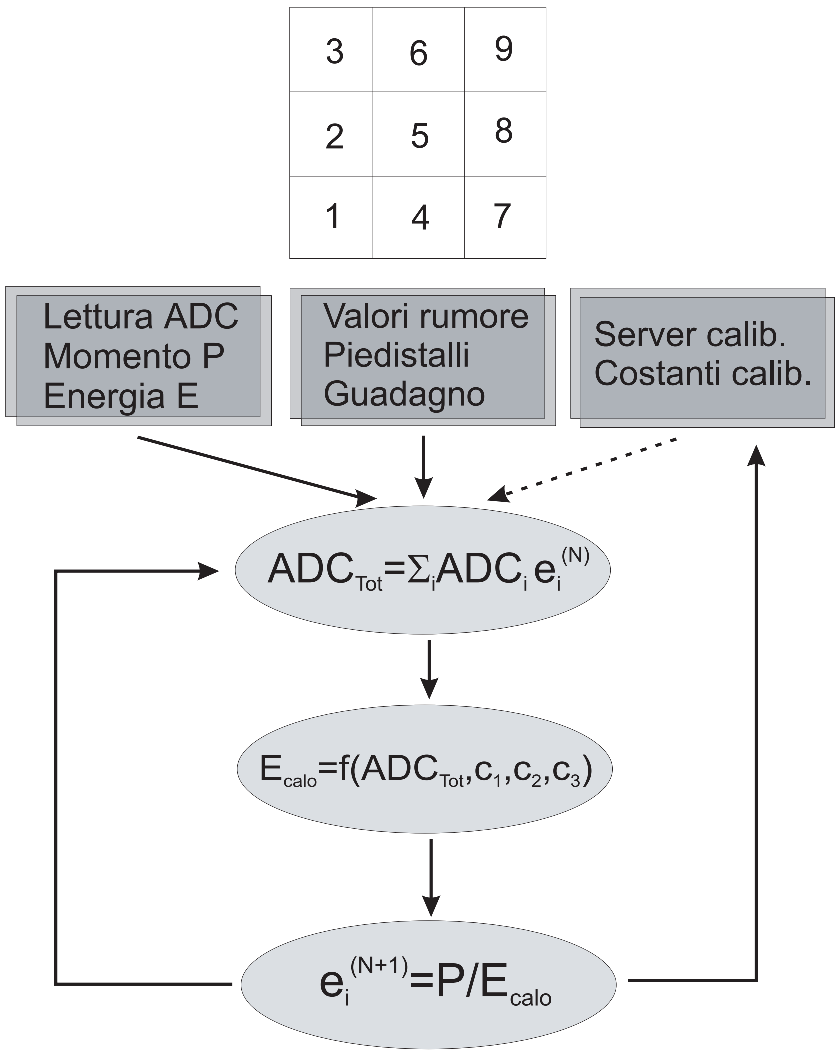


Figure 4.3: Schema essenziale della procedura di calibrazione. In alto è mostrata la matrice dei contatori (*cluster*) e la loro numerazione.

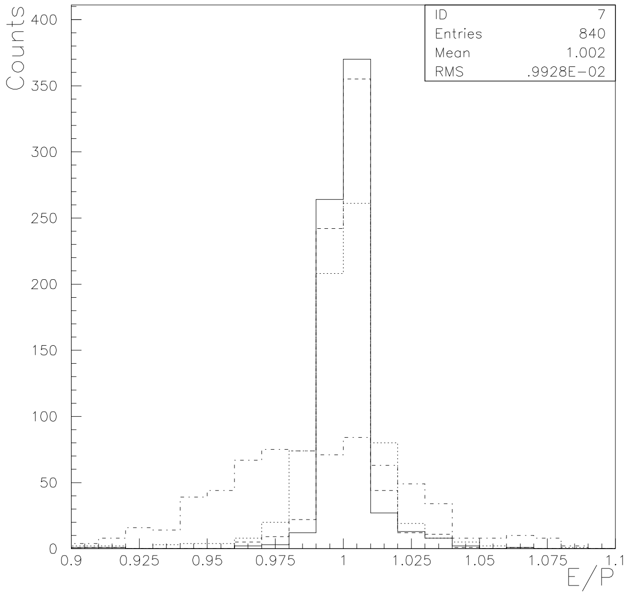


Figure 4.4: E/p per differenti iterazioni della procedura di ricalibrazione. La linea tratteggiata rapprenesta il primo ciclo, quella punteggiata il secondo e la linea continua il terzo e finale ciclo.

metro, è riportata in Fig.4.5: il valor medio 1.00 ± 0.01 evidenzia un'ottima equalizzazione della risposta. Entro il 2% invece è la stabilità misurata su un intero anno di presa dati. Nella Fig.4.6 è mostrato è mostrato l'andamento del valore medio E/p separatamente per il muro superiore (a) e per quello inferiore (b) in funzione dei run acquisiti in circa un anno di presa dati.

Un punto importante affinché vi sia stabilità su tempi lunghi è che i blocchi di vetro al piombo e quelli di TF1 più sensibili alle radiazioni (par. 2.4.3) non subiscano danneggiamento da radiazione. Dopo quasi quattro anni di funzionamento non è stata rivelata alcuna degradazione della risposta dovuta alla radiazione.

Una ulteriore verifica della corretta calibrazione dei contatori consiste nella misura della massa del mesone π^0 che decade elettromagneticamente in 2 fotoni con un *Branching Ratio* del 98.80%. La tecnica di ricostruzione e tutti i tagli cinematici verranno discussi successivamente, per il momento ci si limita a riportare che la massa misurata è (0.135 ± 0.011) GeV (vedi Fig.4.18 (a)) in perfetto accordo con il valore del *Particle Data Book* [52].

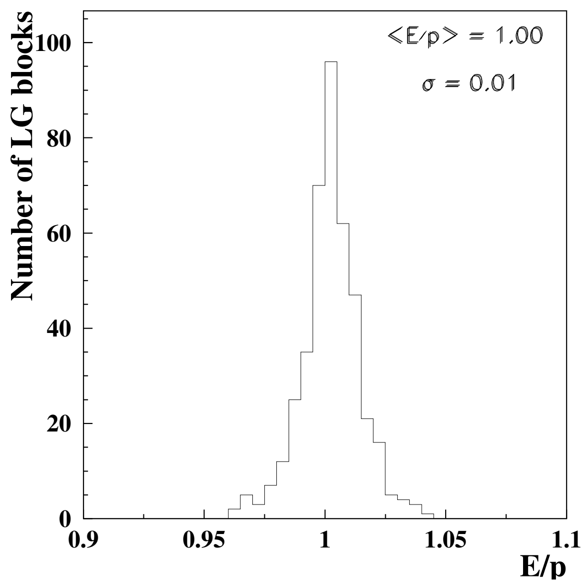


Figure 4.5: Omogeneità della risposta del calorimetro misurata con il rapporto energia/impulso.

Potenzialmete è prevista una ulteriore correzione correzione del guadagno all'interno di un *run*, quindi una correzione su tempi brevi. Tale correzione viene effettuata nella fase di *decoding* del processo di acquisizione tramite il GMS. Il valore corretto e finale della risposta del singolo contatore viene espresso tramite le costanti di calibrazione contenute nel *server* del calorimetro, dai guadagni e dai piedistalli forniti dal sistema di monitoraggio GMS attraverso la formula:

$$A_i^{corretto} = (A_i - P_i) \cdot \frac{G_i^{Server}}{G_i^{GMS}} \cdot C_i, \tag{4.4}$$

dove, relativamente al contatore i: A_i è la risposta del contatore, P_i^{GMS} è il valore del piedistallo dell'ADC, G_i^{Server} è il guadagno nominale presente nel *server*, G_i^{GMS} è il guadagno attuale determinato dal GMS e C_i è la costante di calibrazione. Il valore $A_i^{corretto}$ viene a questo punto inviato al programma di ricostruzione (HRC) per poter essere inserito nella matrice del *cluster* del calorimetro individuato dalla particella incidente.

Come già accennato, tale procedura è solo potenziale perché non viene attualmente utilizzata; l'alta stabilità del calorimetro non giustifica, infatti, una correzione su una scala temporale così breve come quella del *run*.

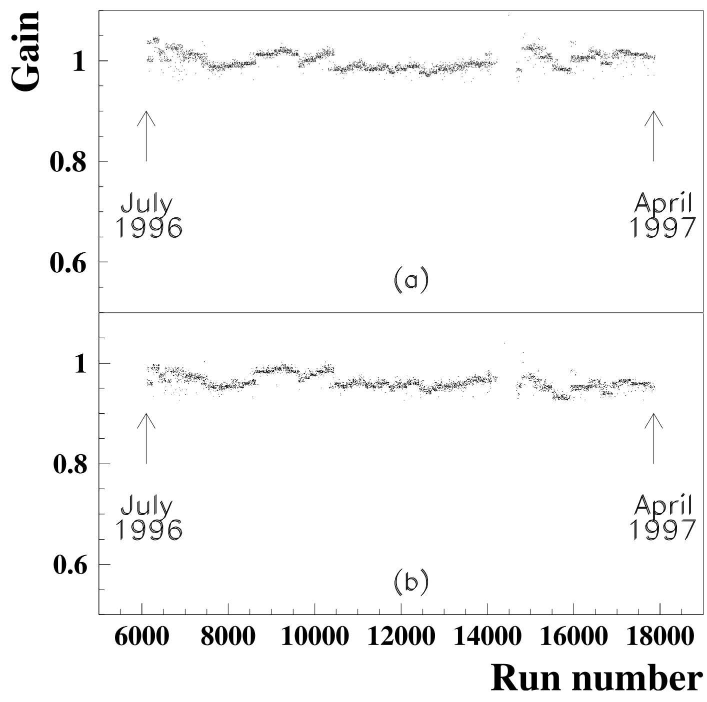
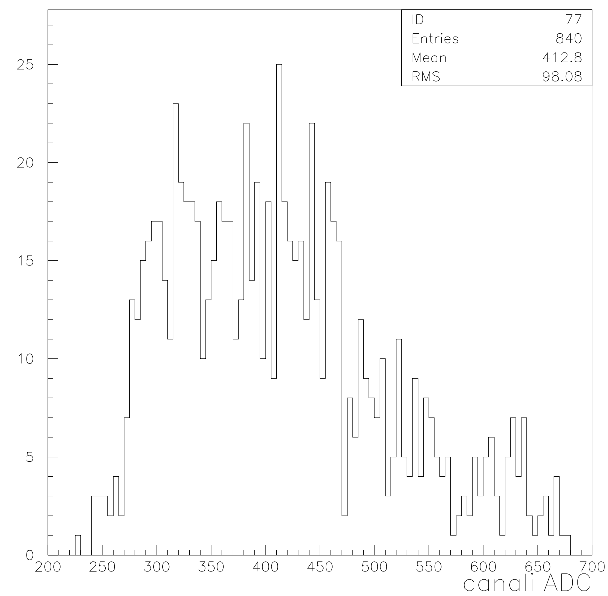


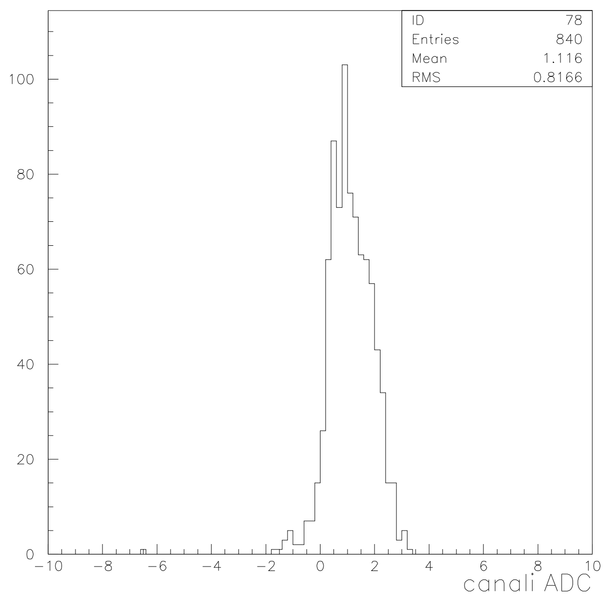
Figure 4.6: Andamento del guadagno dei PMT monitorati su un intero anno di presa dati, sia per il muro superiore (a) che per quello inferiore (b).

Stabilità dei piedistalli

Un altro dei parametri da tenere sotto controllo riguarda i piedistalli dei moduli ADC che sono tenuti costantemente sotto controllo da un programma *on-line* e poi registrati insieme a tutte le altre grandezze dello *slow-control* (par. 2.7). Nella Fig.4.7 (a) sono riportati i valori dei piedistalli degli 840 contatori che formano il calorimetro, misurati in unità di canali ADC, in Fig.4.7 (b) è graficata la variazione che tali canali hanno subito nell'arco di due mesi di presa dati e, infine, in Fig.4.8 vi è l'andamento dei piedistalli di due blocchi, vicini al fascio di positroni, in funzione del run (scala temporale) per cinque mesi della presa dati 1996. Tenuto conto che la fluttuazione avviene all'interno di due canali ed un canale corrisponde a 5 MeV, la stabilità della risposta complessiva pone il calorimetro tra i rivelatori più affidabili dell'intero spettrometro di HERMES.



(a)



(b)

Figure 4.7: (a) Piedistalli ADC degli 840 contatori del calorimetro; (b) variazione dei piedistalli in circa due mesi di presa dati. Un canale di tale ADC corrisponde a 5 MeV.

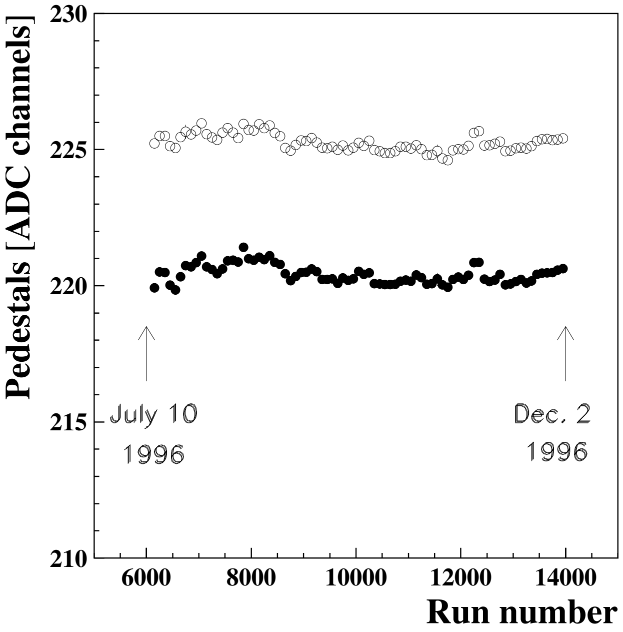


Figure 4.8: Andamento dei piedistalli relativi all'ADC di due blocchi situati nelle vicinanze del fascio di positroni in funzione del run.

4.2 L'identificazione di particelle (PID)

4.2.1 La ricostruzione delle tracce

La ricostruzione delle particelle cariche è affidata ad un *algoritmo ad albero*, ricorsivo, ad altissima efficienza [54]. Tutte le camere traccianti definiscono i parametri u, v ed x relativi alle tre posizioni spaziali (par. 2.4.2), tutte le tracce sono quindi ricostruite separatamente in ognuna delle 3 proiezioni. Partendo dal presupposto che il campo magnetico è trascurabile fuori del dipolo, il primo passo consiste nel ricostruire le proiezioni delle tracce parziali nelle regioni davanti e dietro il magnete. Vengono prese in considerazione tutte le possibili tracce rettilinee compatibili con gli *hit* nelle camere attraverso un $\chi^2 - fit$ dove la risoluzione della specifica camera interviene come peso. La procedura ricorsiva consiste nel considerare ogni camera formata da un reticolo che ad ogni iterazione diminuisce il passo, Fig.4.9.

Considerando che l'area attiva delle camere è di qualche metro e che la risoluzione finale risulta essere $\sim$ 250 μm (con conseguente $\Delta p/p$ = 0.5%), dopo 14 cicli, l'algoritmo binario ad albero raggiunge una risoluzione di $1 : 2^{14}$.

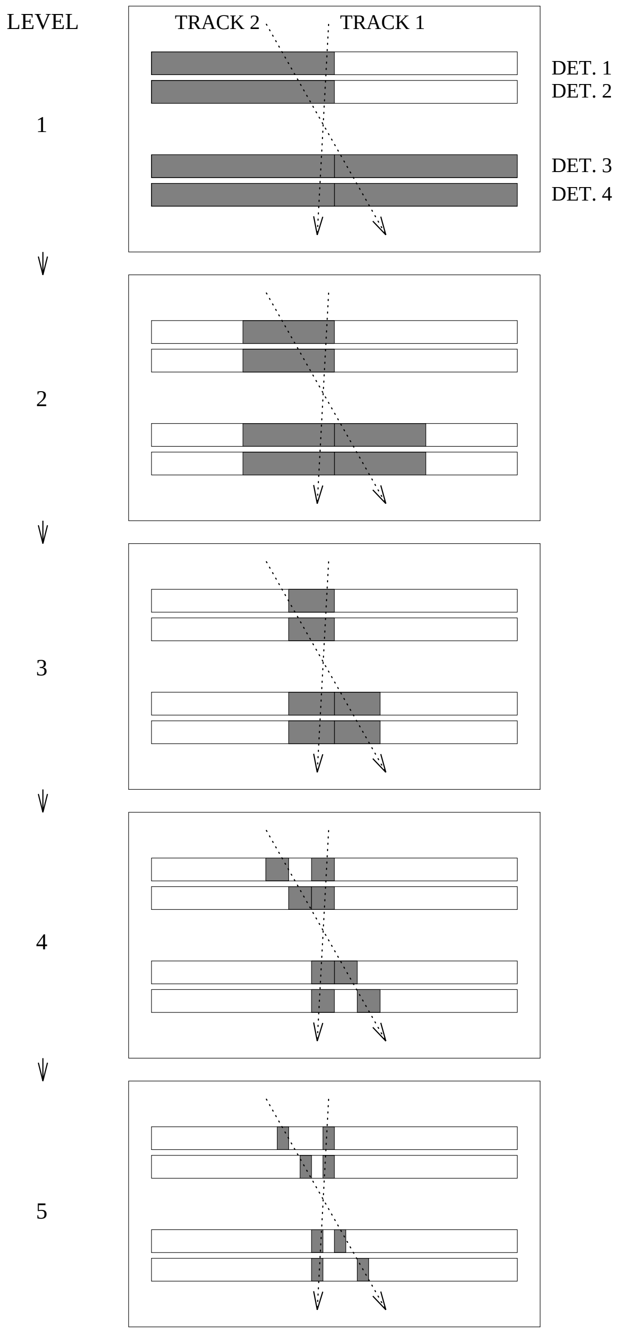


Figure 4.9: L'algoritmo ad albero per la ricostruzione di tracce.

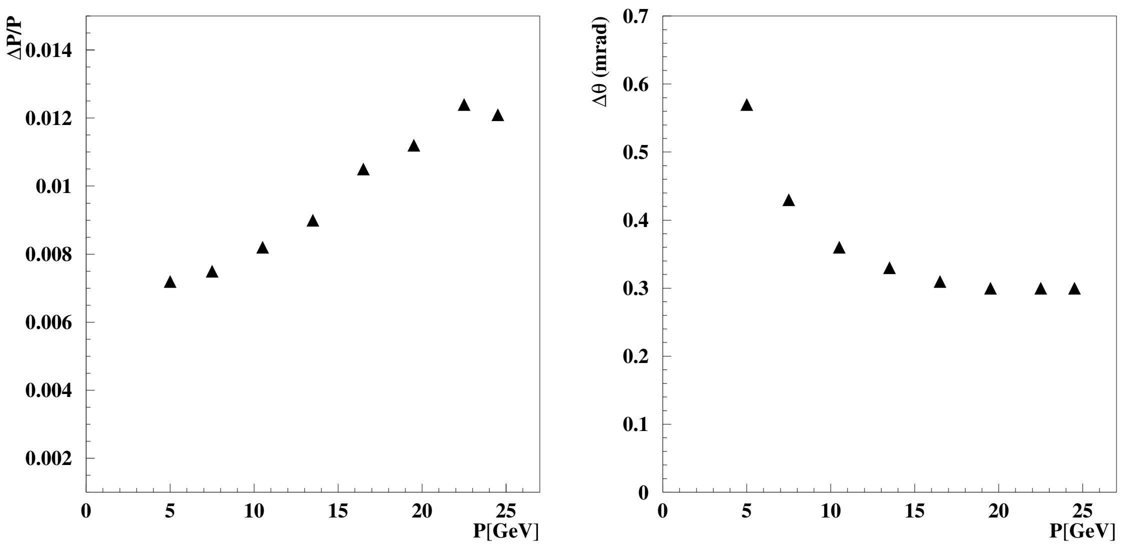


Figure 4.10: Risoluzioni dell'impulso (a) e dell'angolo polare (b) secondo una simulazione Monte Carlo.

Ovviamente vengono presi in considerazione molti criteri, quali proprietà di simmetria o stime di appartenenza di porzioni di traccia alla traccia completa, per ridurre il carico di CPU utilizzata cosicchè il numero medio di possibili tracce da elaborare passa da 10^8 a 5×10^4 per evento.

Dopo 2-3 cicli l'algoritmo converge e si ricostruisce una traccia spaziale utilizzando i soli piani u e v; come ultima conferma il risultato viene confrontato con la traccia della proiezione x. In Fig.4.10 sono riportate le risoluzioni dell'impulso e dell'angolo polare in funzione dell'impulso secondo una simulazione Monte Carlo: $\Delta p/p$ cresce da 0.7% al 1.2%, $\Delta\theta$ diminuisce da 0.67 mrad a 0.3 mrad al variare dell'impulso da 5 GeV a 25 GeV.

4.2.2 Il riconoscimenti di adroni e positroni

Ogni rivelatore risponde in maniera differente a adroni e positroni, quindi, conoscendo la sua funzione di risposta, si può determinare la probabilità che quel particolare segnale sia stato causato da un certo tipo di particella. Ad HERMES, l'identificazione delle particelle (PID: *Particle IDentification*), viene realizzata combinando opportunamente le risposte di 4 differenti rivelatori: il calorimetro (CAL), il *preshower* (PRE), il Čerenkov (CER) ed il rivelatore di radiazione di transizione (TRD).

Sfruttando il metodo della massima verosimiglianza, basato sul teorema di Bayes [55], si calcola la probabilità P_i che la risposta E_m di un particolare rivelatore sia stata causata da una particella i. Introducendo la funzione $\rho^i(p,E)$, calcolabile da simulazioni Monte Carlo, quale risposta normalizzata del rivelatore, si può scrivere:

$$\int_{E_m^{min}}^{E_m^{max}} dE_m \rho_m^i(p,E_m) = 1 \qquad con \;\; i = e^+, \pi, ... \tag{4.5}$$

Dato che le risposte E_m sono dovute alle stesse particelle, una probabilità condizionata P_i' può essere calcolata come il prodotto delle singole probabilità $\rho_m^i(E_m)$:

$$P_i'(E_1, ..., E_M) = \prod_m^M \rho_m^i(p,E) \qquad con \;\; i = e^+, \pi, ... \tag{4.6}$$

dove M rappresenta il numero di rivelatori che forniscono un segnale.

Il considerare la probabilità come *condizionata* deriva dal fatto che il metodo non tiene conto dei flussi delle particelle incidenti e di conseguenza non è una reale probabilità. Per definire la vera P_{e^+} e P_h bisogna considerare il flusso Φ definito come:

$$\Phi(p,\theta) = \frac{numero \; di \; adroni \; incidenti \; (p,\theta)}{numero \; di \; positroni \; incidenti \; (p,\theta)}. \tag{4.7}$$

Che Φ sia funzione dell'impulso e dell'angolo di diffusione è intuibile dato che la sezione d'urto e-N dipende da tali grandezze. A questo punto, con la condizione che $P_{e^+} + P_h = 1$, si può scrivere che:

$$P_{e^+} = \frac{P'_{e^+}}{P'_{e^+} + \Phi P'_h} \qquad e \qquad P_h = \frac{P'_h}{P'_h + \Phi^{-1} P'_h}. \tag{4.8}$$

Il calcolo di Φ richiederebbe una procedura iterativa con non meno di 10 cicli, si preferisce allora ridefinire la formula come una *likelihood logaritmica* e considerare la seguente variabile:

$$PID = log_{10}\frac{P_{e^+}}{P_h} = log_{10}\frac{P'_{e^+}}{P'_h} - log_{10}\Phi(p,\theta), \tag{4.9}$$

in ogni caso la dipendenza del flusso dall'impulso e da θ è molto debole, cosicchè il termine $log_{10}\Phi(p,\theta)$ può essere eliminato semplicemente ridefinendo la funzione PID. Si introducono ora 3 dei 4 detector predisposti al PID prima elencati e si definisce la seguente funzione:

$$PID3 = log_{10}\left(\frac{P'_{e^+\;Cer} \cdot P'_{e^+\;Pre} \cdot P'_{e^+\;Cal}}{P'_{h\;Cer} \cdot P'_{h\;Pre} \cdot P'_{h\;Cal}}\right). \tag{4.10}$$

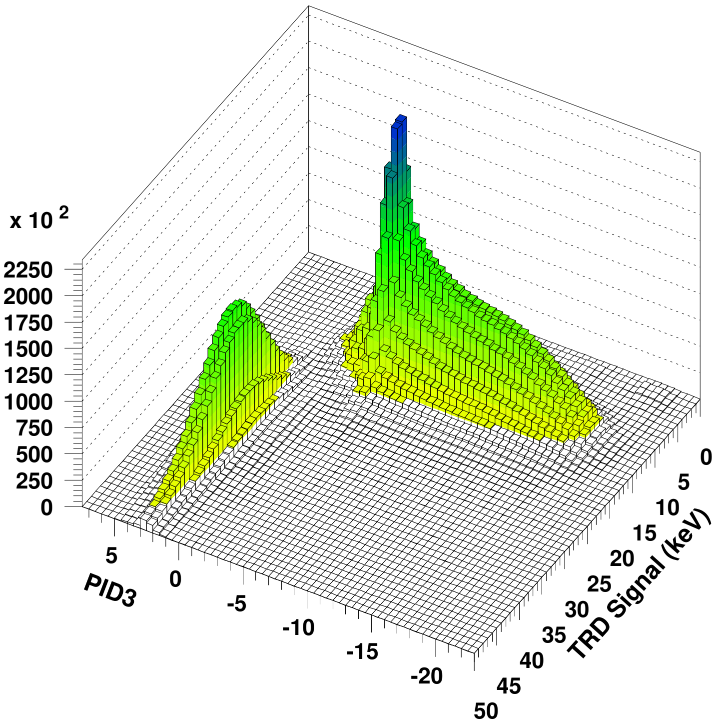


Figure 4.11: Distribuzione combinata PID3-TRD. Il picco con il $PID3 > 0$ ed alti valori del TRD rappresenta i positroni.

In Fig.4.11 e Fig.4.12 si evince come i 4 rivelatori insieme forniscano una separazione ottimale adrone/positrone con un fattore di reiezione globale HRF (*Hadron Rejection Factor*) ([1]) di 10^4. Con tale tecnica si riesce a determinare il positrone con una efficienza relativa $> 98\%$ ed una contaminazione adronica $< 1\%$ leggermente dipendente dall'intervallo in x che si sta considerando [56].

A partire dai dati del 1996 si è introdotta l'ulteriore variabile $PID5 = P'^{e}_{TRD}/P'^{h}_{TRD}$, come conseguenza la condizione totale per il riconoscimento di particelle è:

- PID3+PID5>1 per positroni
- PID3+PID5<-1 per adroni

Per la ricostruzione di specifiche particelle quali $\pi^0, \rho, \eta, K_S, \phi, \omega, J/\Psi$ e Λ, viene principalmente usata la massa invariante e anche informazioni sul tempo

[1] Il fattore HRF è definito come il rapporto tra il numero totale di adroni rivelati e gli adroni erroneamente identificati come positroni.

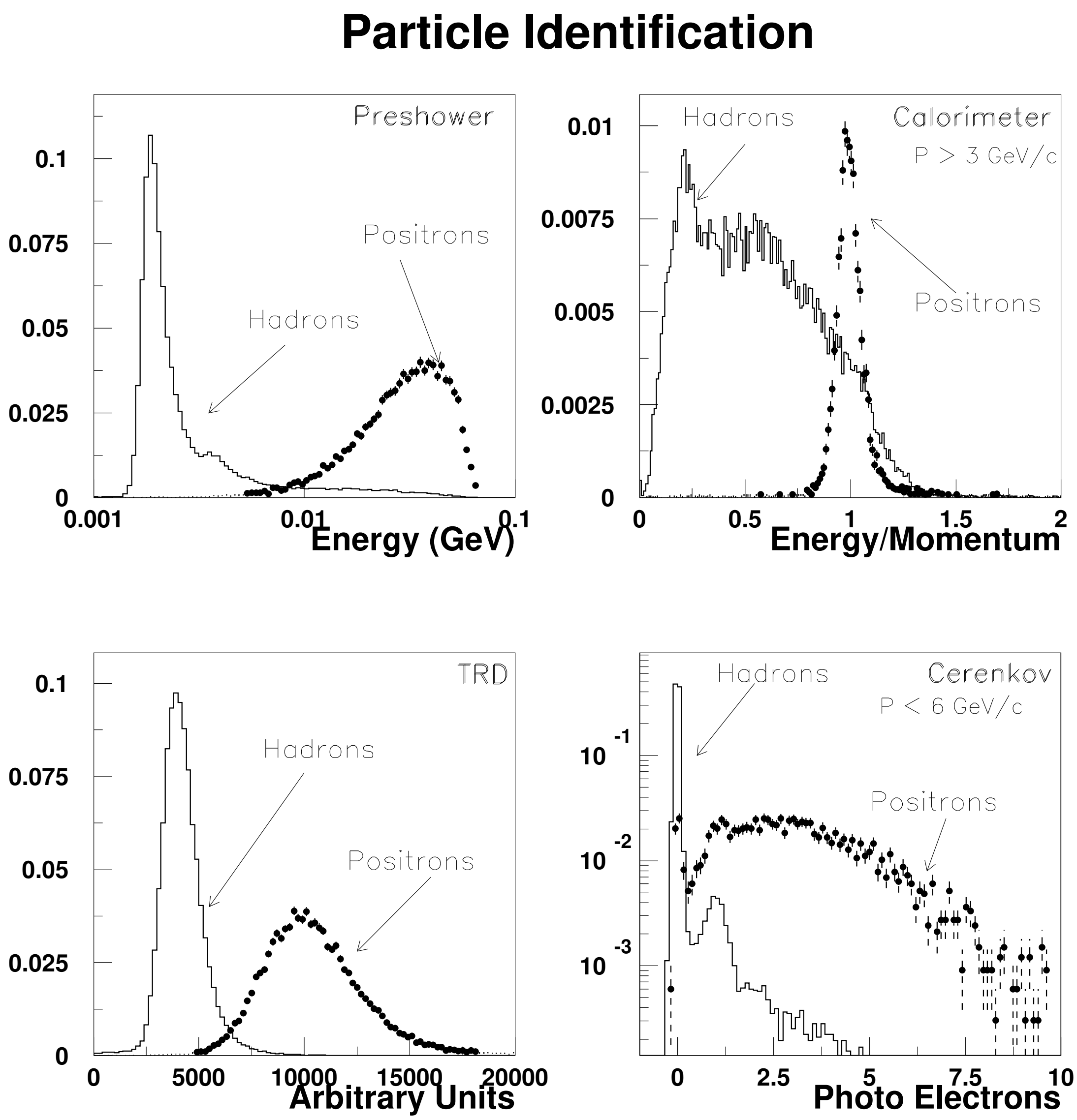


Figure 4.12: Segnale di adroni e positroni rilasciato nei singoli rivelatori usati per il PID.

di volo. Pioni, kaoni, protoni e deuteroni con impulso ≤ 2 GeV possono essere separati attraverso le informazioni date dal tempo di attraversamento degli odoscopi confrontato con il tempo di *bunch crossing* dato da HERA, il tutto opportunamente corretto dalla posizione verticale di attraversamento e dalla trasmissione del segnale. La risoluzione temporale ottenibile è dell'ordine dei 300 ps.

4.3 La selezione dei dati

I dati analizzati in questa parte di lavoro dedicata alle sezioni d'urto di produzione di mesoni, sono stati acquisiti da HERMES nel 1995, per quanto riguarda il bersaglio polarizzato di ^3He, e nel 1996 e 1997 per i bersagli non polarizzati di idrogeno.

Selezione sui *raw data*

Una prima selezione è stata effettuata utilizzando i dati acquisiti dal sistema, riguardanti le informazioni fornite dallo *slow control*, quali la contaminazione del gas del bersaglio, il tempo morto della DAQ, la misura della luminosità e il fondo proveniente dal fascio di protoni. Un altro parametro utilizzato per la selezione di qualità dei dati è la stabilità della "qualità dei dati" su periodi relativamente brevi. Per tale motivo, per i singoli run si è richiesto che la frazione dei *burst* che hanno superato i limiti imposti sia almeno del 40% rispetto al totale ([2]). Dei precisi limiti minimi sulle efficienze di funzionamento dei singoli rivelatori sono richiesti separatamente per le due metà dello spettrometro, sono specifiche per ogni componente e riguardano, in particolare, le *camere anteriori* e le *camere posteriori*, il calorimetro, gli odoscopi, il Čerenkov ed il TRD.

Un sunto delle selezioni effettuate su tutti i dati utilizzati in questo lavoro, a livello di *burst*, e della percentuale media di eventi eliminati è riportata in Tab.4.1.

Selezione delle tracce

Il riconoscimento del positrone diffuso è, come si è visto in precedenza, di fondamentale importanza, esso viene effettuato tramite le tecniche appena descritte. Le altre tracce da ricostruire riguardano invece adroni quali π^+ e π^- e le ideali tracce di particelle neutre come i fotoni. In generale i tagli introdotti riguardano l'accettanza geometrica del rivelatore e sono usati per eliminare gli *effetti di*

[2] Per la definizione di tali termini tecnici si rimanda al paragrafo 2.7 .

	Eventi persi (in %)	Eventi collezionati (in %)
Dati in μDST	-	100.00
Contaminazione gas bersaglio	0.17	
Efficienza inferiore soglia	0.05	
Eliminazione primo *burst* ogni run	1.46	
Elevato tempo morto DAQ	9.10	
Luminositá fuori dai limiti permessi	0.37	
Elevato fondo dal fascio di protoni	0.84	
Rivelatore TRD inattivo	0.06	
Totale	12.05	87.95

Table 4.1: Dati persi e collezionati a livello di selezione di *burst*.

bordo quali la diffusione coulombiana multipla sui bordi delle camere traccianti o le tracce di particelle che, finendo sul bordo del calorimetro, non riescono a depositarvi interamente la loro energia. Per problemi di efficienza di ricostruzione si è poi aggiunta una soglia minima, in impulso, per l'identificazione. Di seguito sono elencati i vari limiti applicati ed il loro significato:

- Metodo di ricostruzione NOVC

Nella ricostruzione delle tracce è stato trascurato il contributo delle camere di vertice (VC) perché, a causa di un non corretto funzionamento nel periodo di raccolta dati 1995-96, l'indeterminazione sulla ricostruzione delle tracce è risultata maggiore di quella ottenuta senza il contributo delle camere stesse;

- Dimensioni ridotte del calorimetro: $|x|_{calo} < 175\ cm$ e $|y|_{calo} > 30\ cm$

Elimina gli eventi che incidono in uno dei contatori di vetro al piombo del calorimetro situati sulle colonne estreme e sulla prima riga. Questo perché, utilizzando per la ricostruzione dell'energia di una particella una matrice composta da 3×3 contatori con al centro il contatore dove è stata rilasciata maggiore energia, nel caso in cui una particella colpisse un contatore all'estremità del muro calorimetrico, non saremmo più in grado di formare la matrice e quindi parte dell'energia non potrebbe essere rivelata;

- $|\theta_y| = |atan(tan(\theta) \cdot sin(\phi))| > 40\ mrad$

Definisce l'angolo di accettanza minima relativa a tutti i detector;

$$\bullet |z|_{vertice} = \begin{cases} -20 \div 20\ cm & \text{dati 1996 e 1997 (Cella di idrogeno)} \\ -30 \div 30\ cm & \text{dati 1995 (Cella di } {}^3He) \end{cases}$$

Coordinata longitudinale del vertice dell'evento (o punto di interazione) ricostruito rispetto al centro nominale del bersaglio; relativamente ai dati del 1997, tale variabile è mostrata in Fig.4.13;

• $|r_T| < 0.75\ cm$

Distanza trasversale del vertice dall'asse del fascio di positroni;

• $Q^2 > 1\ GeV^2$

Viene selezionata tale regione cinematica per assicurarsi che i risultati siano interpretabili nell'ambito del modello a quark costituenti e quindi si sia in regime di *Deep Inelastic Scattering*;

• $10 < W^2 < 38\ GeV^2$

Un limite cinematico inferiore pari a 4 GeV^2 sarebbe stato sufficiente a sopprimere la regione delle risonanze, il taglio a 10 GeV^2 è stato necessario per aumentare l'efficienza di ricostruzione e ridurre l'errore sistematico (par. 5.4). Il limite massimo a 38 GeV^2 è, invece, stato imposto perché per valori più alti, l'accordo Monte Carlo - Dati, in particolare nelle distribuzioni inclusive, diminuisce leggermente.

Non vi è alcun taglio esplicito su x_{Bj}, ma sono gli stessi tagli imposti sul piano cinematico che ne limitano il valore minimo a ~ 0.02 ;

• $y < 0.85$

Diminuisce l'effetto delle correzioni radiative eliminando la zona del piano cinematico dove esse intervengono in maniera troppo stringente;

• $z = (E_\pi/\nu) > 0.1$

Separazione della zona di frammentazione del bersaglio da quella di corrente;

• $E_\gamma > 1.4\ GeV$

Per ridurre il fondo dei numerosi fotoni di bassa energia presenti in un evento, è stato adottato un taglio fiduciale sull'energia del singolo *cluster* del calorimetro.

È da sottolineare che alcuni di tali limiti sono stati ottimizzati *ad hoc* per i singoli processi. Le loro modifiche saranno menzionate di volta in volta nel seguito.

4.4 Identificazione di $\pi^\pm$

I pioni carichi rappresentano la maggior parte degli adroni prodotti, vedi Fig.3.7, con una percentuale pari a $\sim 68\%$ degli adroni prodotti e con una consistente

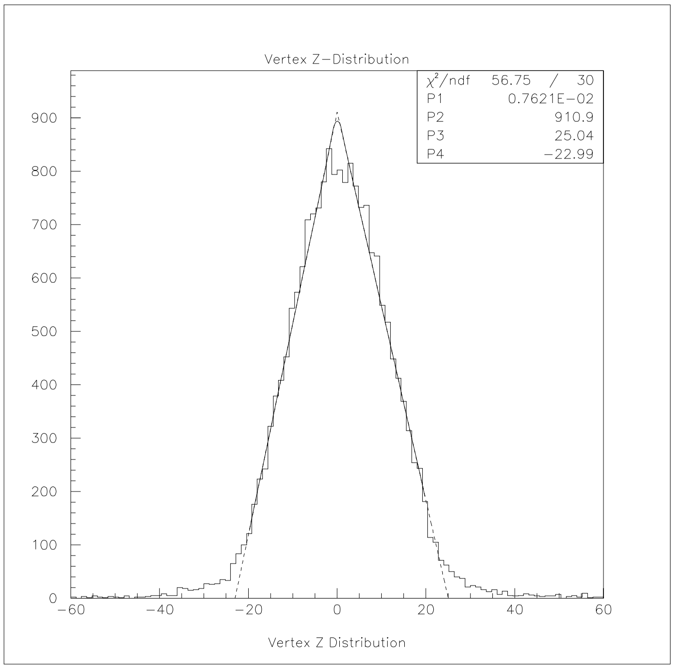


Figure 4.13: Distribuzione della coordinata longitudinale del vertice d'interazione.

frazione di mesoni K e protoni rispettivamente del $\sim 12\%$ e $\sim 20\%$ nei vari bin di z.

Per discriminare i pioni dai mesoni K e dai protoni è stato usato il segnale del rivelatore Čerenkov. Le particelle con impulso compreso tra la soglia di emissione di luce Čerenkov per pioni, pari a 3.8 GeV ([3]), e quella per mesoni K, pari a 13.6 GeV, sono state identificate come mesoni π, Fig.4.14.

Nell'analisi effettuata, per ridurre al minimo la contaminazione degli altri adroni sono stati usati i seguenti limiti più stringenti sull'energia:

- $PID3 + PID5 < -1$
- $4.4\ GeV < p < 8.5\ GeV$
- Numero foto-elettroni Čerenkov> 0.25

4.5 Identificazione di π^0

L'identificazione dei mesoni neutri π^0 viene effettuata tramite lo spettro di massa invariante ricostruita dai fotoni rivelati nel calorimetro elettromagnetico. Il π^0 decade, infatti, in modo elettromagnetico in 2γ con un *Branching Ratio*

[3] Tale soglia si riferisce alla produzione 1996-1997.

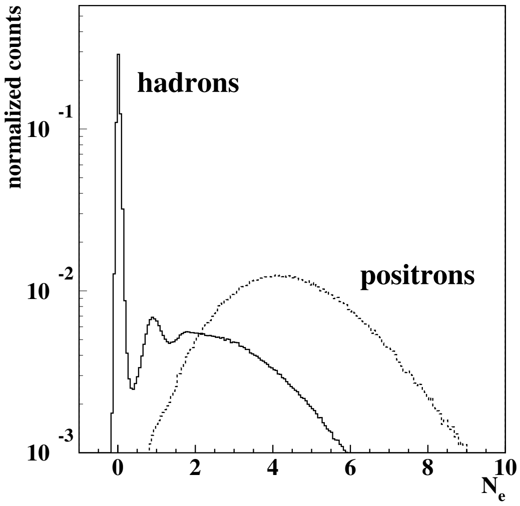


Figure 4.14: Risposta del rivelatore Čerenkov per adroni e positroni.

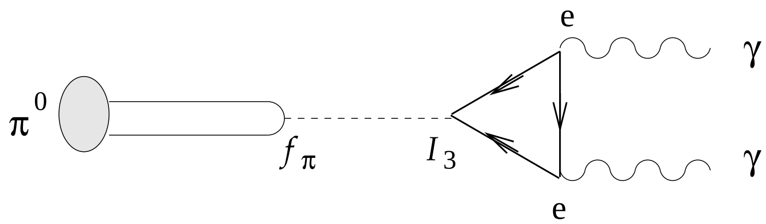


Figure 4.15: Decadimento del $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ accoppiato all'isotripletto della corrente vettoriale-assiale.

del $(98.80 \pm 0.03)\%$ e con una vita media $\tau \simeq 8 \cdot 10^{-17}\ s$.

Il diagramma di decadimento è mostrato in Fig.4.15 dove il π^0 è messo in relazione con l'accoppiamento triangolare dei due fotoni con l'isotripletto della corrente vettoriale-assiale [87].

In Fig.4.16 è invece schematizzato un evento DIS con la rivelazione dei 2 fotoni nel muro calorimetrico provenienti dal decadimento del π^0 ([4]).

L'energia dei fotoni è determinata dall'energia depositata in un *cluster*. In pratica, come già accennato, individuato un blocco calorimetrico dove è stata depositata la maggior parte dell'energia, si considera la matrice di 3×3 contatori formata dal contatore in questione più gli otto contatori che lo circondano.

[4]Anche il decadimento di mesoni η avrebbe la stessa schematizzazione, ma di questo si discuterà nel cap.6 .

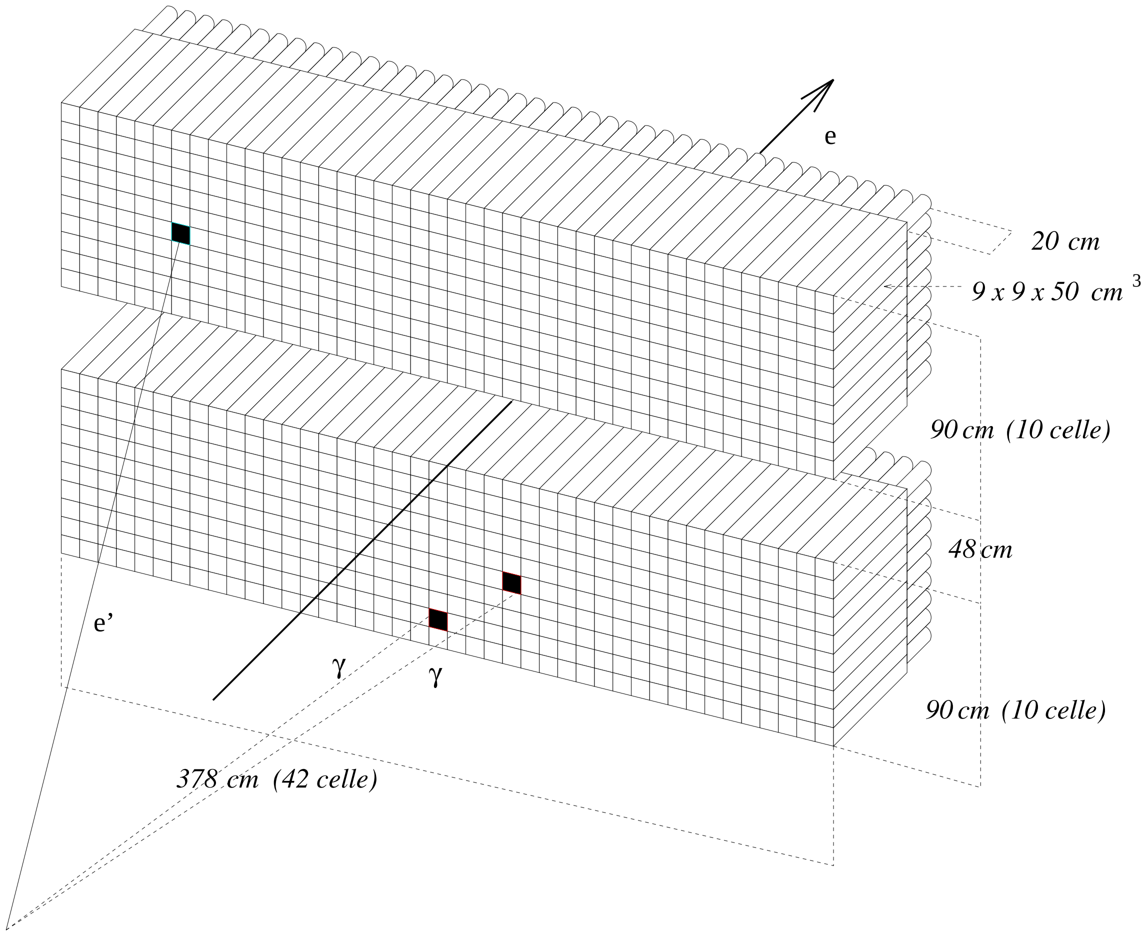


Figure 4.16: Schematizzazione di evento DIS con identificazione del positrone diffuso e dei due fotoni provenienti dal decadimento del π^0.

Ovviamente, per assicurarsi che la particella sia un fotone, quindi neutra, si verifica che a tale *cluster* non sia associata alcuna traccia. Le coordinate spaziali x e y (perpendicolari rispetto alla linea del fascio) vengono determinate tramite il calcolo del baricentro dell'energia depositata nei nove contatori secondo le formule:

$$x = \frac{\sum_{i=1}^{9} x_i \sqrt{E_i}}{\sum_{i=1}^{9} \sqrt{E_i}}, \tag{4.11}$$

$$y = \frac{\sum_{i=1}^{9} y_i \sqrt{E_i}}{\sum_{i=1}^{9} \sqrt{E_i}}. \tag{4.12}$$

Per quanto riguarda la coordinata longitudinale z, essa viene calcolata mettendo insieme le informazioni della distanza del muro calorimetrico dal punto di interazione ricostruito per quell'evento e la profondità a cui arriva lo sciame elettromagnetico all'interno del blocco di vetro al piombo ottenuta da una simulazione Monte Carlo. Il vertice del π^0 è formato dalla traccia del positrone diffuso, infatti, data l'infinitesima distanza percorsa dal π^0 prima di decadere ($\sim 2 \cdot 10^{-8}\ m$), si assume che le tracce dei fotoni originino da questo punto.

Una completa descrizione del calorimetro, delle prestazioni e della tecnica utilizzata per la calibrazione è stata fatta nei par. 2.4.3 e par. 4.1 .

La massa invariante della particella associata ai due fotoni è calcolata con la formula:

$$M_{\gamma\gamma}^2 = 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - cos\theta_{\gamma 1 \gamma 2}) \tag{4.13}$$

Uno spettro $M_{\gamma\gamma}$ misurato è mostrato in Fig.4.17 nell'intervallo $0.050 \div 0.700$ GeV; due picchi alle masse del π^0 e del mesone η sono chiaramente osservabili sopra un fondo lievemente decrescente.

Questa distribuzione di massa è stata descritta con la somma di due gaussiane (per i due picchi) più una retta per il fondo. Il contenuto dell'istogramma al di sopra della retta in un intervallo di $\pm 3\sigma$ intorno alla media della gaussiana è considerato segnale, il contenuto al di sotto è ritenuto fondo. Nel caso riportato in figura, per il π^0 il rapporto segnale/rumore è $\simeq\ 6/1$ mentre per l'η è $\simeq\ 1/3$.

In Fig.4.18 (a) è mostrato il picco di massa invariante del π^0 con valore $M_{\pi^0} = (0.135 \pm 0.011)$ GeV che è in perfetto accordo con il valore di 0.135 GeV riportato dal *Particle Data Book* [52].

La risoluzione calcolata della massa dipende da diversi fattori, in particolare dalla risposta del calorimetro (legata alla calibrazione, alla bontà del metodo di ricostruzione, alla risposta dell'elettronica, ...) e dalla risoluzione spaziale legata alla separazione angolare tra i due fotoni e alla ricostruzione del vertice di interazione. Da un punto di vista formale si può scrivere:

$$\frac{\sigma}{M} = \left[\left(\frac{\sigma_{E_1}}{2E_1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_2}}{2E_2} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_\theta}{2tan(\theta/2)} \right)^2 \right]^{1/2} . \tag{4.14}$$

In Fig.4.18 (b) è riportato l'andamento della risoluzione di massa in funzione dell'energia, dove di vede che, nell'intervallo tra 2 GeV e 10 GeV, il valore della $\sigma(M_{\pi^0})$ è lentamente variabile e si mantiene intorno al 10%. La formula (4.14) mostra, chiaramente, che a basse energie dominano i termini dovuti alla risoluzione energetica, mentre alle energie più alte è la risoluzione angolare a dare il maggior contributo.

In Tab.4.2 è riportata la statisitica relativa a pioni carichi e neutri utilizzati nel lavoro di tesi e raccolti nei vari anni. I numeri si intendono già sottratti

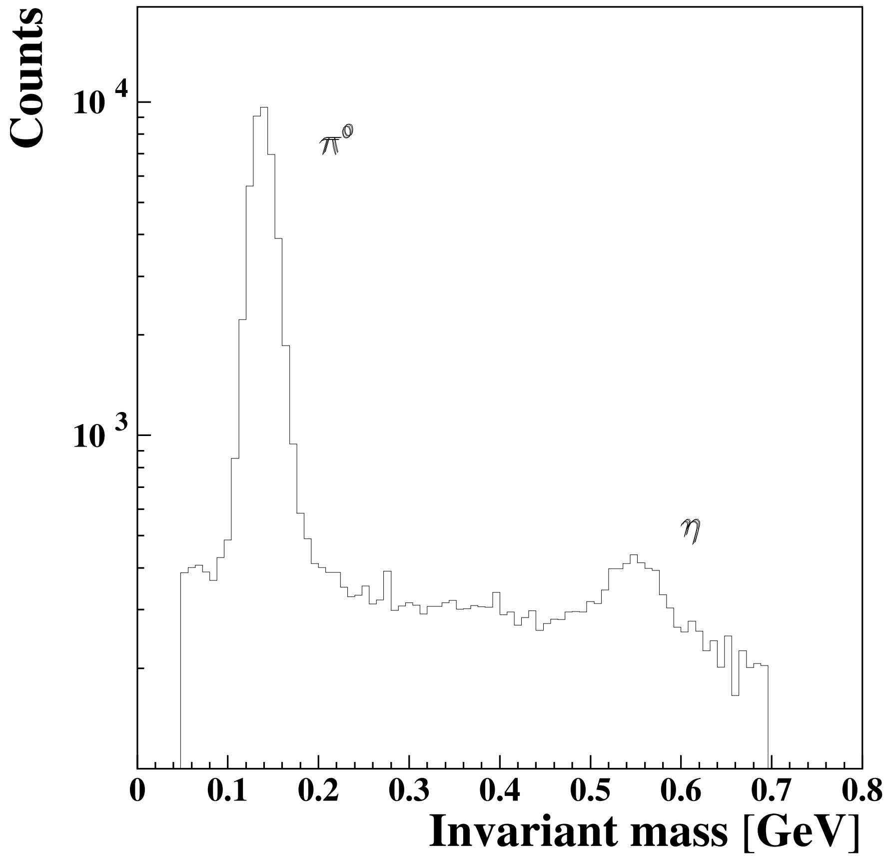
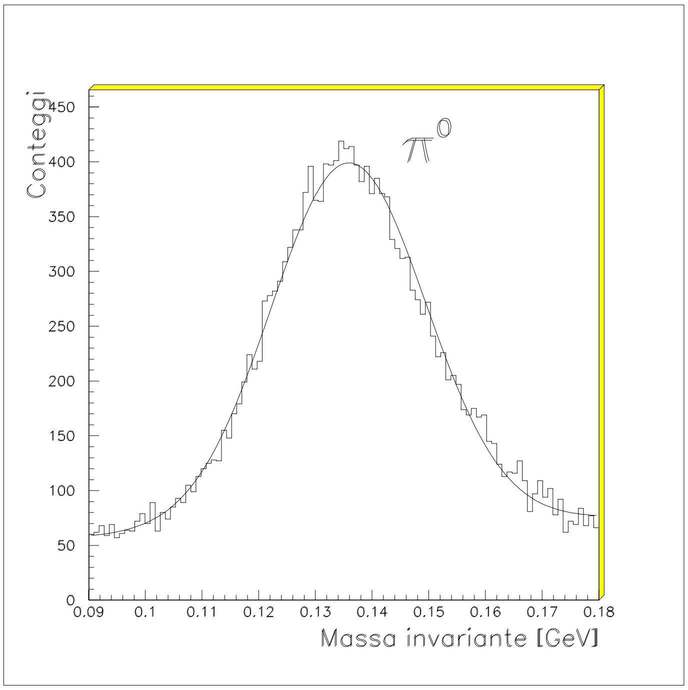
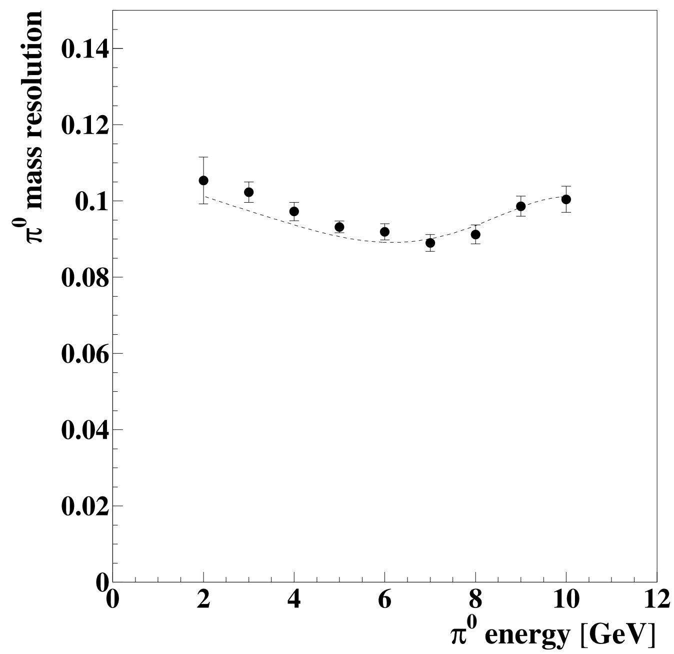


Figure 4.17: Spettro di massa invariante $\gamma\gamma$. I fotoni provengono dal decadimento di $\pi^0 \to \gamma\gamma$, di $\eta \to \gamma\gamma$ e dal fondo.



(a)



(b)

Figure 4.18: (a) Picco di massa del π^0 e fit (g+p1) usato per la sottrazione del fondo, $M_{\pi^0} = (0.135 \pm 0.011)$ GeV. (b) Risoluzione della massa invariante del π^0 in funzione dell'energia. La linea tratteggiata è relativa a simulazioni calorimetriche.

Anno	Bersaglio	π^0	π^+	π^-
1995	$^3\vec{H}e$	37555	-	-
1996	H	10772	25414	17016
1997	H	17581	51407	32128

Table 4.2: Pioni analizzati dopo aver sottratto il fondo ed applicato i limiti cinematici.

del fondo e all'interno dei limiti cinematici imposti. Per l'anno 1995 si sono utilizzati run con positroni polarizzati (i soli prodotti) sommando i due stati di polarizzazione; l'analisi 1995 ha riguardato solo i pioni neutri. Per gli anni successivi i dati utilizzati sono quelli non polarizzati, ma l'analisi è stata comunque ripetuta sui dati con bersaglio polarizzato per valutare un ulteriore errore sistematico (par. 5.4).

4.6 Le correzioni radiative

Nei processi di interazione elettromagnetica, il processo dominante è lo scambio di un fotone virtuale, Fig.4.19 (a), tuttavia, i contributi di ordine superiore nella costante elettromagnetica α non sono trascurabili e, nel calcolo di sezioni d'urto, devono essere tenuti in considerazione attraverso le cosiddette *correzioni radiative QED*.

Nella Fig.4.19 sono riportati i grafici di Feynman relativi alle correzioni radiative QED al primo ordine: (b) bremsstrahlung da parte dell'elettrone incidente, (c) bremsstrahlung dell'elettrone diffuso, (d) modifica del vertice elettronico per scambio di un fotone virtuale tra l'elettrone incidente e quello diffuso e (d) polarizzazione del vuoto (*loop*).

Le correzioni di interferenza $Z - \gamma$ o di scambio di più fotoni, alle energie di HERMES, sono assolutamente trascurabili se confrontate con le altre.

In assenza di fenomeni di bremsstrahlung, la cinematica del fotone virtuale e lo stato adronico finale sono completamente definiti dalla misura della cinematica del leptone diffuso:

$$\nu = E - E', \tag{4.15}$$

$$Q^2 = 4EE' sin^2\frac{\theta}{2}, \tag{4.16}$$

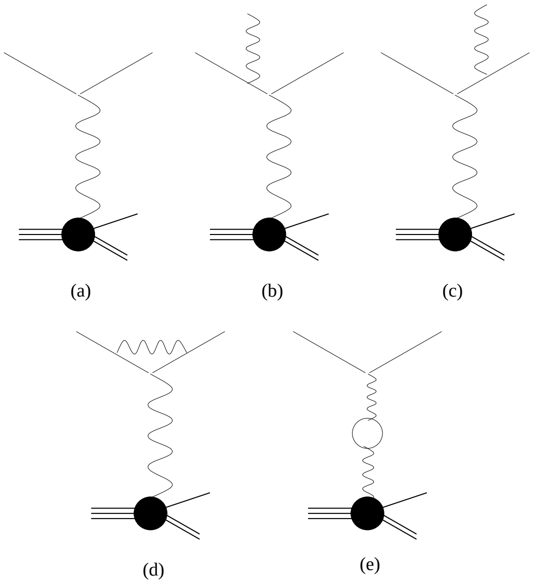


Figure 4.19: Diagrammi di Feynman relativi ai contributi radiativi al primo ordine (b)-(d) alla sezione d'urto di Born (a).

$$W^2 \quad = \quad M^2 + 2M\nu - Q^2. \tag{4.17}$$

L'emissione di un fotone reale implica, da parte dell'elettrone incidente e diffuso, una variazione dell'energia del fotone virtuale scambiato:

$$\begin{aligned} \nu_{vero} &= E - E' - E_{Brems} < \nu, && (4.18)\\ Q^2_{vero} &\neq Q^2, && (4.19)\\ W^2_{vero} &< W^2. && (4.20) \end{aligned}$$

Questi cambi nella cinematica hanno principalmente due conseguenze:

• lo stato adronico finale è differente: l'energia totale e la massa invariante dello stato finale risultano minori. Nel caso in cui l'energia del fotone di bremsstrahlung sia particolarmente intensa (*hard* bremsstrahlung), il fotone virtuale potrebbe sondare la regione delle risonanze o diffondere elasticamente senza interagire con la sottostruttura del nucleone.

In principio questi eventi potrebbero essere riconosciuti o rivelando il fotone di bremsstrahlung nel calorimetro o misurando l'energia adronica mancante. In pratica, poiché l'efficienza e l'accettanza del rivelatore è limitata, i precedenti metodi possono essere usati solo come verifica al calcolo delle correzioni radiative che, pertanto, non può più essere evitato.

• Il calcolo dei fattori correttivi, cioè la sezione d'urto totale radiativa, richiede l'integrazione su tutti i contributi cinematici disponibili; l'evento fisico vero, infatti, può appartenere alle regioni della diffusione anelastica, delle risonanze, quasi-elastica o coerente.

Ai processi fisici ora elencati, detti anche di "bremsstrahlung interna", si devono aggiungere quelli di "bremsstrahlung esterna" quando cioè il processo radiativo avviene su un nucleone differente da quello su cui avviene l'interazione DIS. Ad HERMES la densità del bersaglio è così bassa ($\sim 10^{14}\ atomi/cm^2$) che la probabilità di avere una seconda interazione è praticamente nulla: il bersaglio ha uno spessore soltanto di $3 \cdot 10^{-9}$ % lunghezze di radiazione. È questo uno dei vantaggi introdotti dall'uso di questi tipi di bersaglio.

L'elettrone diffuso, comunque, attraversa circa 0.05-0.08 lunghezze di radiazione (finestra d'uscita della camera a vuoto) prima che la sua traccia venga ricostruita, anche questo materiale produce bremsstrahlung, ma l'emissione non è coerente come la prima. Non vi sono grafici di interferenza e quindi la correzione per questo tipo di radiazione può essere trattata semplicemente come una correzione strumentale, indipendente dalla procedura per le correzioni radiative.

In questo lavoro il fattore di correzione radiativo δ_R, definito come:

$$\delta_R(x, Q^2) = \frac{\sigma_{totale}(x, Q^2)}{\sigma_{Born}(x, Q^2)} - 1, \tag{4.21}$$

è stato calcolato usando un approccio iterativo a partire dalle funzioni di struttura e dai fattori di forma definiti sul piano cinematico. Per semplicità assumiamo che ci sia una sola funzione di struttura $f(x, Q^2)$ che copra l'intera area e che la relazione tra questa e la sezione d'urto σ_{Born} sia lineare. Lo schema iterativo descritto può essere facilmente generalizzato al caso reale dove vi sono due funzioni di struttura ed un fattore di forma elastico e uno magnetico nella regione elastica.

Se la $f(x, Q^2)$ è conosciuta da altri esperimenti i fattori correttivi di radiazione possono essere calcolati direttamente usando le formule di QED calcolate da Mo e Tsai [90][91] o Akhunov [92]:

$$\delta_R = \delta_R(f(x_{vera}, Q^2_{vera}), x, Q^2). \tag{4.22}$$

Partendo con una funzione di struttura "quasi" arbitraria $f^0(x_{vera}, Q^2_{vera})$, la prima iterazione è fatta correggendo la sezione d'urto misurata $\sigma_{misurata}(x, Q^2)$ con un fattore di correzione calcolato dalla f^0:

$$\delta^0_R = \delta_R(f^0(x_{vera}, Q^2_{vera}), x, Q^2). \tag{4.23}$$

Indicando con σ^i_{Born} la sezione d'urto di Born calcolata alla i-esima iterazione della funzione di struttura f^i, alla (i+1)-esima itarazione si potrà scrivere:

$$f^{i+1}(x, Q^2) = \frac{\sigma_{misurata}(x, Q^2)}{\sigma^i_{Born}(i + \delta^i_R)}, \tag{4.24}$$

$$\delta^{i+1}_R = \delta(f^{i+1}(x_{vera}, Q^2_{vera}), x, Q^2). \tag{4.25}$$

In genere tale procedura converge in poche iterazioni.

In questo lavoro di tesi le correzioni radiative hanno riguardato la sezione d'urto semi-inclusiva su bersagli di H e ^3He e si è utilizzato il programma SIRAD (*Semi-Inclusive RADiative corrections*) [93] che segue lo schema appena spiegato [94][95].

In Fig.4.20 è mostrato lo scostamento percentuale dalla sezione d'urto di Born della sezione d'urto sperimentale calcolata su bersaglio di H per elettroproduzione di mesoni π^0, con $Q^2 > 1\ GeV^2$ e $< x_{Bj} >= 0.1$.

Il grafico (a) mostra che l'andamento in z varia da $\sim 4\%$ per bassi valori di z, fino a $\sim 20\%$ per $z = 0.95$. I grafici (b), (c) e (d) mostrano, invece, le correzione in diverse zone del piano cinematico. Si nota una sovrastima della sezione d'urto per alti valori di y e bassi valori di x dove l'energia del positrone diffuso è piccola e si verifica l'inclusione di tracce che hanno dato luogo ad irraggiamento. Nella regione a bassi y ed alti x si verifica, invece, il contrario: vi è una sottostima della sezione d'urto dato che gli eventi mancanti sono stati ricostruiti con una energia trasferita maggiore. L'andamento costante delle correzioni nel grafico (c) mostra inoltre che non vi è una forte dipendenza da Q^2 nell'intervallo di valori presi in considerazione: $Q^2 = 1 \div 9\ GeV^2$.

Le sezioni d'urto presentate di seguito sono state corrette attraverso i valori ora calcolati utilizzando la formula seguente ottenuta invertendo la (4.21):

$$\sigma_{Born} = \frac{\sigma_{misurata}}{1 + \delta_R}. \tag{4.26}$$

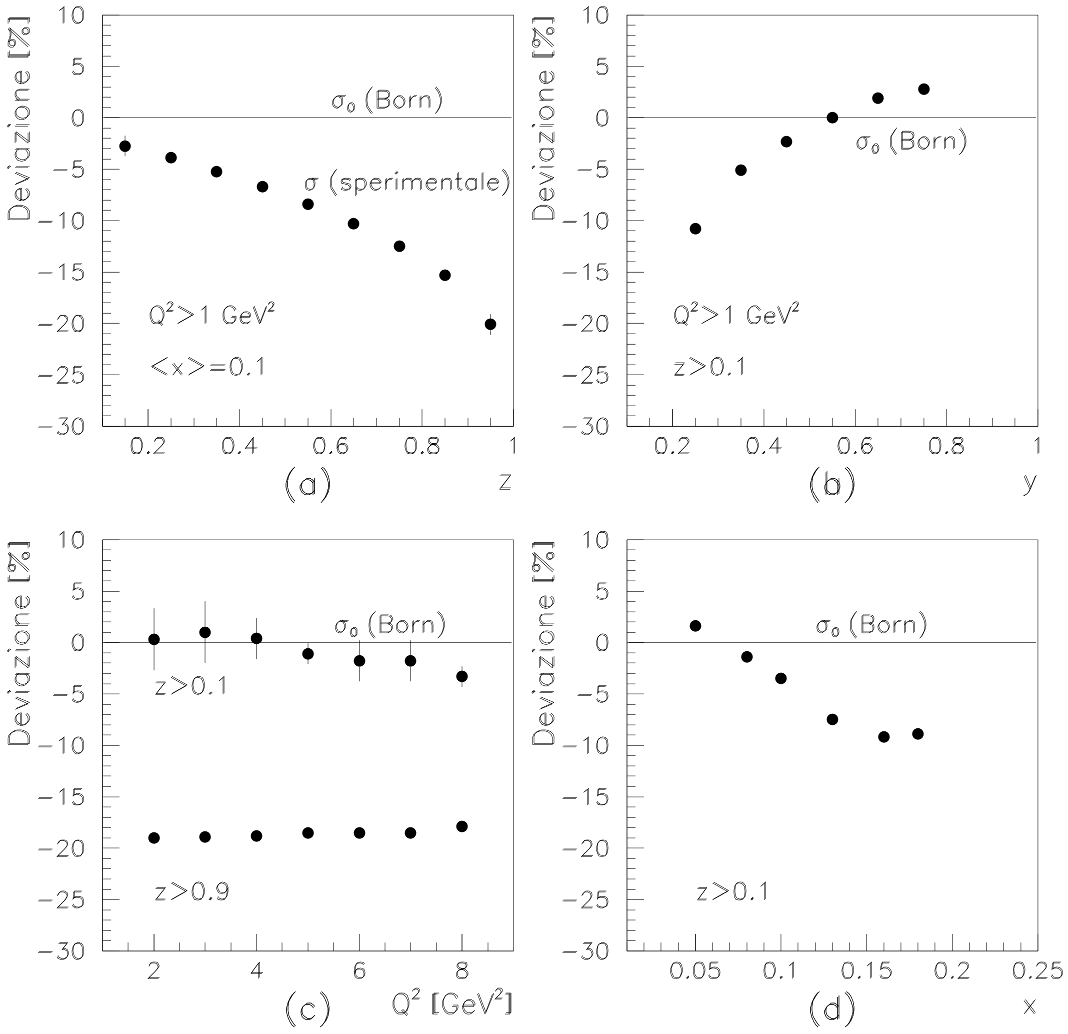


Figure 4.20: Scostamento percentuale della $\sigma(\pi^0)$, su bersaglio di H, relativamente alla sezione d'urto di Born in funzione delle variabili z (a), y (b), Q^2 (c) e x (d).

Capitolo 5

Elettroproduzione di pioni

5.1 Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0

La sezione d'urto di elettroproduzione per mesoni pseudoscalari neutri π^0 è mostrata in Fig.5.1. In sovrapposizione sono mostrati anche le misure degli esperimenti SLAC [99] ed EMC [100]. Si noti al riguardo che i tre esperimenti considerati operano in regioni cinematiche diverse; quest'ultime sono riportate per comodità in Tab.5.1.

Nella figura 5.1, nel caso di HERMES, l'errore statistico è inferiore alla dimensione dei simboli usati e l'errore sistematico è stato valutato pari a $\sim 8-9\%$ come si discuterà nel par. 5.4. Per quanto riguarda EMC l'errore sistematico è indicato essere $\leq 13\%$ mentre per SLAC il valore sale al $10 \div 15\%$. In questo caso, inoltre, anche l'errore statistico è considerevole già per $z > 0.5$. Entro gli errori, i dati di SLAC sono in accordo con quelli di HERMES tranne che per $z \sim 0.15$. Al contrario, i dati di EMC sono sempre più bassi di quelli di HERMES e arrivano a discostarsene anche fino all'80%. Questa è una chiara evidenza della violazione di scaling di cui si discuterà tra breve.

Come si è visto nel par. 1.3.2, l'espressione della sezione d'urto di elettroproduzione per π^0 può essere approssimata come:

$$\frac{1}{\sigma^{DIS}}\frac{d\sigma^{H,\pi^0}}{dz} = \frac{\sum_f e_f^2 q_f^H(x) D_f^{\pi^0}(z)}{\sum_f e_f^2 q_f^H(x)} \simeq D_u^{\pi^0}(z) \tag{5.1}$$

e cioè dalla funzione di frammentazione di quark u o d. Per questo motivo, nella Fig.5.1 è riportata anche la parametrizzazione della $D_u^{\pi^0}$ a scala fissa calcolata da Field e Feynman [101] ed esprimibile come:

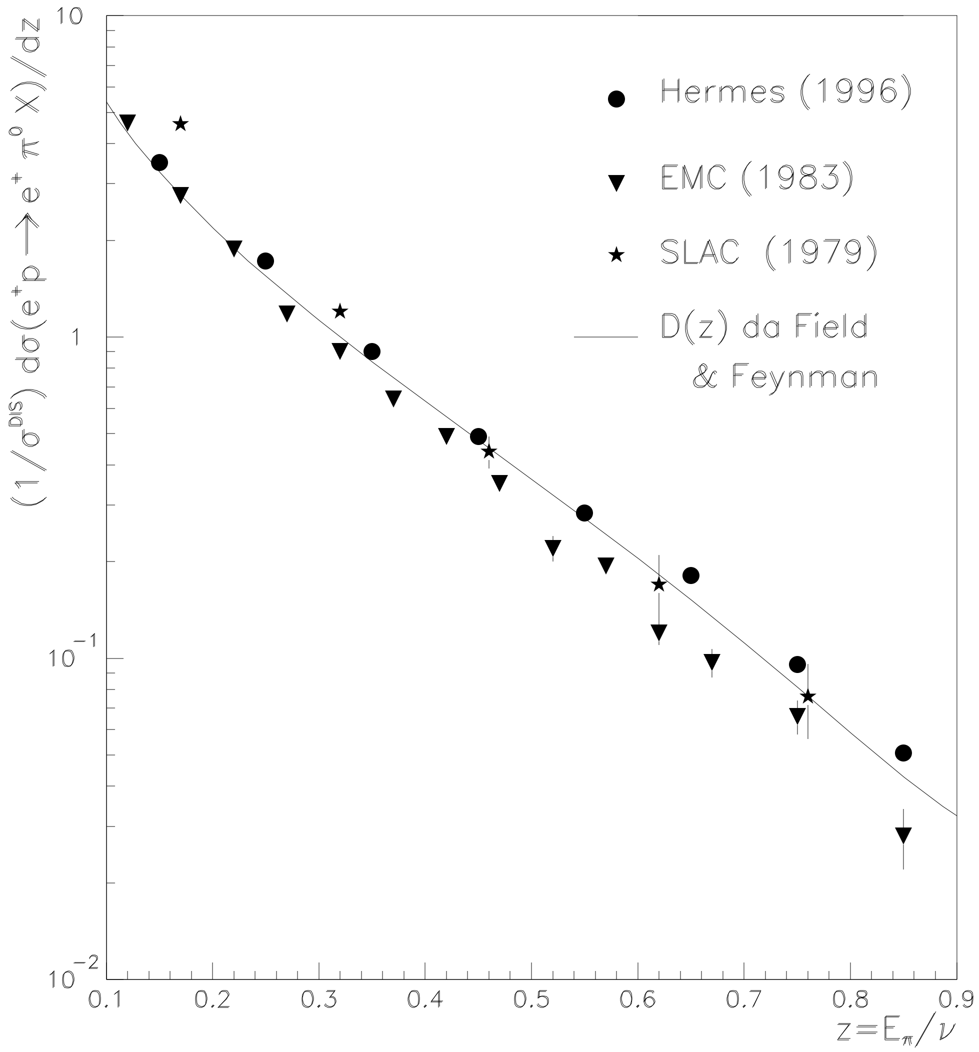


Figure 5.1: Sezione d'urto relativa di elettroproduzione di π^0 su H. Insieme ai dati di HERMES sono mostrate le misure degli esperimenti SLAC e EMC e la parametrizzazione per la FF, $D_u^{\pi^0}$, di Field & Feynman. Gli errori sistematici sono per HERMES, SLAC ed EMC rispettivamente dell'8%, $10 \div 15\%$ e $\leq 13\%$.

Esperimento	Sonda	$< Q^2 >$
HERMES	positroni da 27.5 GeV	2.5 GeV^2
SLAC	elettroni da 20.5 GeV	3.6 GeV^2
EMC	muoni da 200 GeV	25 GeV^2

Table 5.1: Alcuni valori cinematici rilevanti per gli esperimenti HERMES, SLAC ed EMC.

$$D^{\pi^0}(z) = \frac{(1-z)^2}{2z} \sum_{k=0}^{7} a_k C_k(z) + d, \tag{5.2}$$

dove le $C_k(z) = cos(k \cdot cos^{-1}(2z-1))$ sono polinomi di Chebyshev ed a_k e d dei parametri costanti determinati dai dati sperimentali. La curva si accorda molto bene con i dati di HERMES avvalorando la bontà dell'approssimazione (5.1).

Si è visto (par. 1.3.1) che, per la legge di conservazione dell'impulso, la somma su tutti i possibili adroni prodotti deve essere:

$$\sum_h \int_0^1 z D_f^{\pi^0}(z) dz = 1. \tag{5.3}$$

Partendo da questa considerazione e dal fatto che la $D_f^{\pi^0}(z)$ contiene sia la probabilità che il quark f frammenti nell'adrone h che la probabilità che h abbia energia frazionaria z, si può valutare la frazione di impulso totale trasferito, nell'interazione, al mesone prodotto, attraverso l'integrale:

$$\int_0^1 z D_u^{\pi^0}(z) dz. \tag{5.4}$$

In particolare è importante sottolineare che questo integrale non rappresenta il valor medio di z dato che, per definizione:

$$\int_0^1 D_f^{\pi^0}(z) dz \neq 1. \tag{5.5}$$

Per il calcolo dell'integrale (5.4) abbiamo usato la sezione d'urto ricavata nella regione misurata $0.1 < z < 0.9$ e la parametrizzazione di Field & Feynman per le regioni non coperte dai dati $0 < z < 0.1$ e $0.9 < z < 1$, ottenendo:

$$\int_0^1 z D_u^{\pi^0}(z) dz = 0.29 \pm 0.03 \pm 0.05. \tag{5.6}$$

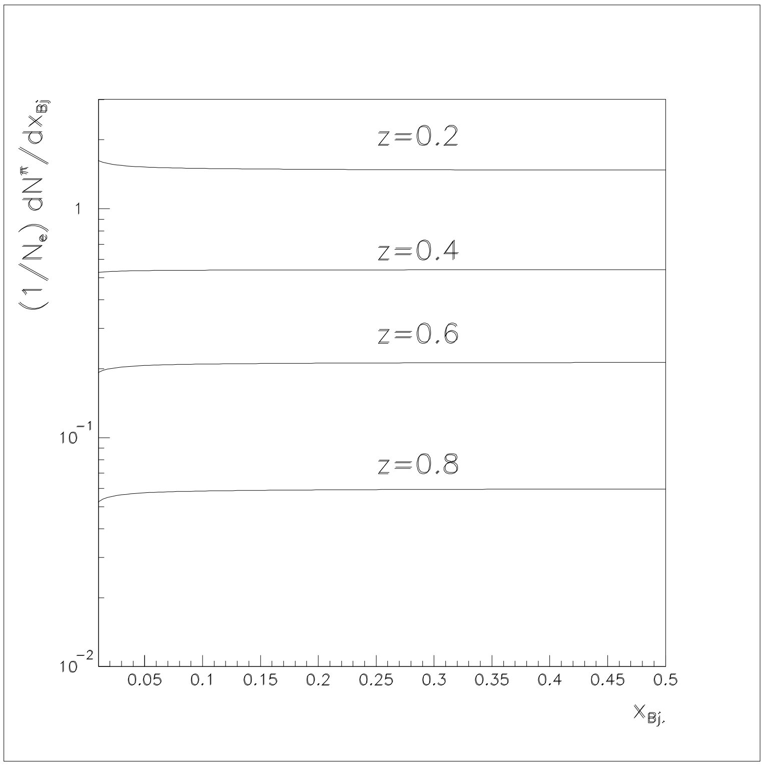


Figure 5.2: Dipendenza della sezione d'urto di produzione di π^0 da x, per diversi valori di z, secondo il QPM.

Ossia il mesone π^0 porta circa il 30% dell'energia disponibile in un'interazione DIS su quark u o d. Nella (5.6) il secondo termine d'errore tiene conto dell'incertezza dovuta al non perfetto accordo tra i dati sperimentali e la parametrizzazione.

5.1.1 Violazione dello scaling

Nonostante che la formula (5.1) del QPM preveda, per tutti gli adroni, una dipendenza dalla sola variabile z, si osserva una violazione di *scaling* in Q^2 ed in x quando si considerano i termini $O(\alpha_s)$. In effetti una dipendenza da x è inclusa nelle funzioni di densità di quark $q_f^H(x)$, ma nella produzione di π^0 risulta essere inferiore all'1%. Tale conto è stato effettuato seguendo la (5.1) parametrizzata come discusso nel par.1.6 nell'intervallo $0.01 < x < 0.5$ considerando i quark u, d ed s. Il risultato ottenuto, riportato in Fig.5.2 mostra l'andamento costante della sezione d'urto con x per diversi valori di z.

La ragione di una dipendenza così debole da x trova spiegazione nella struttura a prodotto della (5.1), infatti per il π^0 le funzioni di frammentazione, per i quark u, d, $\bar{u}$ e $\bar{d}$ sono tutte uguali e possono essere fattorizzate insieme. Il contributo dei quark s ed $\bar{s}$ è minore del 3% (si veda il commento alla Fig.1.7) e, pertanto, anche variando al variare di x, non influenza l'andamento della sezione d'urto fintanto che x non assume valori bassissimi che, comunque, non sono raggiungibili nella cinematica di HERMES.

In definitiva, nel QPM, la variazione della σ^{π^0} al variare di x è $\leq 1\%$ e z è la sola variabile di scaling nella elettroproduzione di mesoni π^0.

La Fig.5.1 mostra un andamento del tutto simile alla Fig.1.11 e già discussa nel par. 1.6: i punti di HERMES e SLAC, facendo parte di porzioni simili dello spazio cinematico, sono in ottimo accordo; non è così per EMC che, lavorando con un Q^2 di un ordine di grandezza maggiore, si discosta dagli altri punto proprio come fanno le curve nella Fig.1.11. Questo suggerisce di utilizzare la stessa evoluzione prevista per le funzioni di frammentazione per evolvere i dati di HERMES nella regione del piano cinematico esplorata da EMC. La formula utilizzata nell'evoluzione, seguendo le parametrizzazioni BKK [72] (par. 1.6), è:

$$\sigma_{evol}(z, Q^2) = \sigma(z, Q^2) \frac{D^{\pi^0}(z, < Q^2 >= 25)}{D^{\pi^0}(z, < Q^2 >= 2.5)}. \tag{5.7}$$

In Fig.5.3 è mostrato il risultato dell'evoluzione: i triangoli pieni sono i dati di EMC, mentre i cerchi sono i punti di HERMES evoluti. Questa volta, le due misure, sono in perfetto accordo entro gli errori e mostrano, in maniera inequivocabile, che le funzioni di frammentazione violano lo scaling in z e scalano in Q^2; l'evoluzione BKK delle FF al NLO in α_s, inoltre, descrive bene l'andamento dei dati sperimentali.

5.2 Correzioni $O(\alpha_s)$, violazione della fattorizzazione

Come già sottolineato altre volte, una delle caratteristiche salienti della formula per la sezione d'urto di produzione di adroni è la sua struttura a prodotto tra la funzione di distribuzione $q_f^H(x)$ e la funzione di frammentazione $D_f^h(z)$ [102]. Il calcolo della sezione d'urto di produzione adronica nell'ambito della QCD perturbativa fa uso del teorema di fattorizzazione dei processi *soft* e *hard* (par. 1.3.1), tuttavia la fattorizzazione di tutte le singolarità, sia di massa che infrarosse, porta ad una inevitabile ridefinizione delle PDF e delle FF; la loro evoluzione risulta così governata dalle equazioni di Altarelli-Parisi (par. 1.6). Calcolando la σ^h all'ordine α_s si arriva ad una violazione della fattorizzazione dell'espressione per la σ^h del QPM:

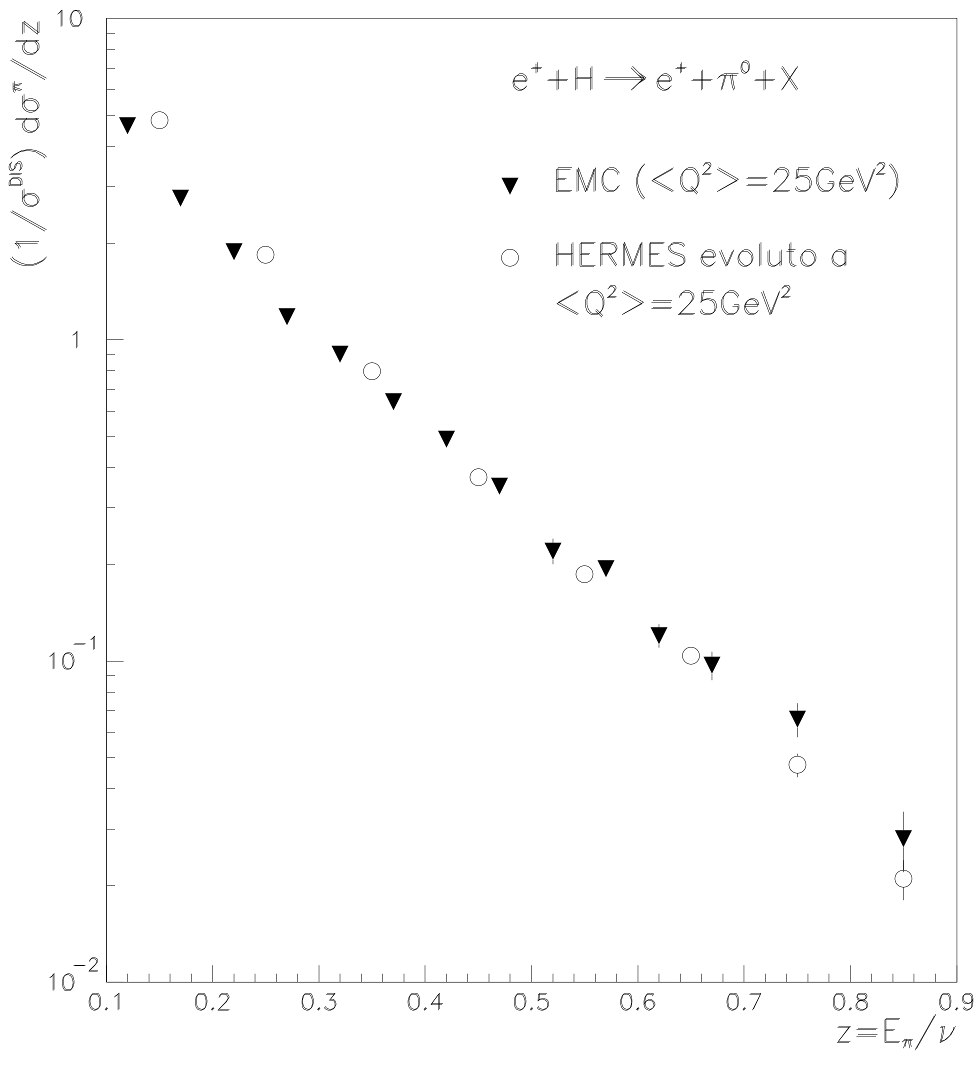


Figure 5.3: Evoluzione dei dati di HERMES della sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 alla regione cinematica coperta da EMC. Per l'evoluzione sono state usate le parametrizzazioni delle funzioni di frammentazione BKK.

$$\frac{1}{\sigma^{DIS}}\frac{d\sigma^{H,\pi^0}}{dz} = \frac{\sum_f e_f^2 q_f^H(x) D_f^{\pi^0}(z)}{\sum_f e_f^2 q_f^H(x)}. \tag{5.8}$$

Usando sempre lo stesso formalismo per l'interazione DIS: $e^+(k)+H(p_H) \rightarrow e^+(k') + h(p_h) + X$ e trascurando le masse, si può riscrivere la sezione d'urto in termini di due funzioni di struttura:

$$\frac{d\sigma^{H,h}}{dxdydz} = \frac{2\pi\alpha^2 s}{Q^4}\left[(1+(1-y)^2)F_2^{H,h}(x,z,Q^2) - y^2 x F_L^{H,h}(x,z,Q^2)\right], \tag{5.9}$$

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

Il QPM dà come risultato per $F_2^{H,h}$ e $F_L^{H,h}$ le seguenti espressioni:

$$F_2^{H,h}(x,z) = \sum_f e_f^2 x q_f^H(x) D_f^h(z), \tag{5.10}$$

$$F_L^{H,h}(x,z) = 0. \tag{5.11}$$

All'ordine $O(\alpha_s)$, permettendo cioè l'interazione di gluoni, devono essere considerati i contributi di processi come la *gluon-bremsstrahlung* iniziale e finale, la *photon-gluon fusion* e tutte le correzione gluoniche di vertice. Il risultato di tali conti è, in maniera immaginabile, divergente. Per correggere le divergenze bisogna inglobarle ridefinendo delle quantità non-perturbative che, nel caso specifico, sono le funzioni di densità e di frammentazione [103]. La ridefinizione di tali quantità viene fatta attraverso lo schema di fattorizzazione DIS, imponendo che la $F_2^H(x,Q^2)$ inclusiva mantenga la stessa "forma" anche quando si includono i termini di ordine α_s:

$$F_2^H(x,Q^2) = \sum_q e_q^2 x q_q^H(x,Q^q), \tag{5.12}$$

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma^{e^+e^-\rightarrow hX}}{dz} = \frac{\sum_f e_f^2 D_f^h(z,Q^2)}{\sum_f e_f^2}. \tag{5.13}$$

Le PDF e le FF prendono la forma, rispettivamente, delle (1.96) già discusse. Le singolarità di massa e le divergenze infrarosse sono state così riassorbite grazie ai termini $ln(Q^2/\mu^2)$ [104] [105].

A questo punto è importante notare che la produzione relativa di adroni è dipendente sia da Q^2 che da x. Come si mostrerà tra poco le deviazioni, nel caso di pioni carichi, raggiungono il 50% per $z > 0.5$.

Si riporta qui, per i mesoni carichi π^+ e π^-, la formula originaria del QPM e la correzione α_s [97][106]:

z	$\sigma\left(\frac{h^{+}+h^{-}}{2}\right)/\sigma(\pi^0)$
0.20	1.25
0.30	1.26
0.40	1.28
0.52	1.35
0.80	1.40

Table 5.2: Fattori di conversione tra la sezione d'urto di π^0 e quella di $(h^+ + h^-)/2$ in funzione di z.

$$(QPM) \quad : \quad \frac{1}{d\sigma/dx}\left[\frac{d\sigma^{\pi^+}}{dxdz} + \frac{d\sigma^{\pi^-}}{dxdz}\right] \simeq D_u^{\pi^+}(z) + D_u^{\pi^-}(z) \tag{5.14}$$

$$\begin{aligned}(\alpha_s) \quad : \quad & \frac{1}{d\sigma/dx}\left[\frac{d\sigma^{\pi^+}}{dxdz} + \frac{d\sigma^{\pi^-}}{dxdz}\right] \simeq D_u^{\pi^+}(z,Q^2) + D_u^{\pi^-}(z,Q^2) \\ + \quad & \left\{\frac{1}{F_2^p(x,Q^2)}\left[F_{corr}^{p,\pi^+ + \pi^-}(x,z,Q^2)\right.\right. \\ - \quad & \left.\left.\frac{1}{4}x\left(F_L^{p,\pi^+ + \pi^-}(x,z,Q^2) - F_L^p(x,Q^2)\right)\right]\right\}\end{aligned} \tag{5.15}$$

La dipendenza da x, cioè l'impossibilità di affermare che la frammentazione dei quark è indipendente dalla formazione, porta alla violazione dell'ipotesi di fattorizzazione formulata nel QPM.

È stata considerata la sezione d'urto $d\sigma^{\pi^0}/dz$ in funzione di Q^2 nell'intervallo $1 \div 4\ GeV^2$. Per confrontare i risultati ottenuti con quelli di EMC [107] ottenuti per sezioni d'urto su adroni carichi $(h^+ + h^-)$ a più alti Q^2, si è normalizzata la sezione d'urto per π^0 attraverso la determinazione di un fattore di scala in funzione della z. I valori ottenuti per tale fattore sono riportati in Tab.5.2.

In Fig.5.4 è riportato l'andamento di tali sezioni d'urto ottenute dalle misure di HERMES (a) nell'intervallo $0.05 < x < 0.09$ e da EMC (b) nell'intervallo $0.09 < x < 0.2$. Nelle figure sono anche riportati gli andamenti teorici: la linea tratteggiata è la previsione del QPM che non prevede nessuna dipendenza da Q^2 così come risulta dalla formula (5.8), mentre la linea continua è stata calcolata introducendo nella (5.8) le funzioni di frammentazione dipendenti da Q^2: $D(z,Q^2)$ (1.103). Quest'ultimo andamento si discosta chiaramente dalle previsioni del QPM e segue quello della correzione dell'evoluzione delle funzioni di frammentazione al crescere di Q^2. I dati confermano la previsione che la diminuzione della sezione d'urto è maggiore ad alti z, anche se i valori per $Q^2 < 2\ GeV^2$ sono da considerarsi solo indicativi dato che il modello teorico non è pienamente affidabile sotto tale valore.

Calcolando la sezione d'urto $d\sigma/dz$ in funzione di x nell'intervallo $0.03 \div 0.2$ e limitando Q^2 agli intervalli $1 \div 2\ GeV^2$ e $2 \div 5\ GeV^2$, si è valutata la deviazione della misura effettuata dalle previsioni del QPM che non prevede alcuna dipendenza della sezione d'urto adronica dalla variabile x di Bjorken.

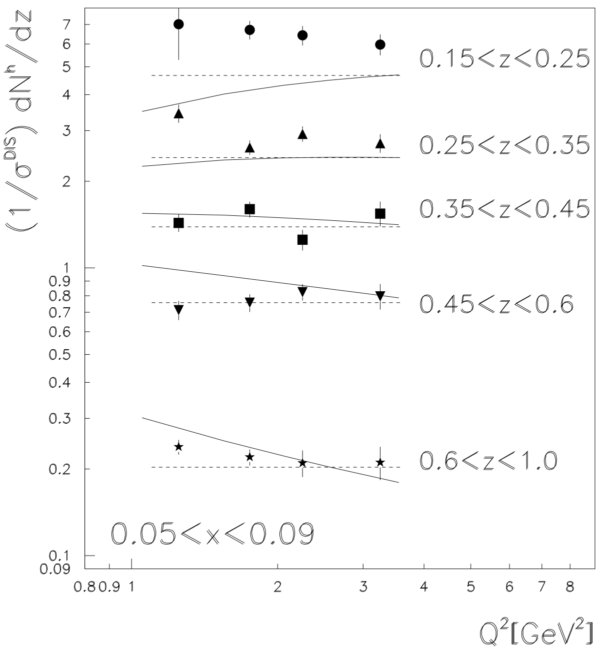
In Fig.5.5 è riportato l'andamento di tali sezioni d'urto dalle misure di HERMES (a) e di EMC (b) [107] . È stata mantenuta la stessa simbologia usata per le Fig.5.4, in particolare le linee tratteggiate rappresentano la previsione teorica del QPM così come descritto dalla (5.8), mentre le linee continue sono state calcolate includendo nella sezione d'urto teorica di elettroproduzione anche l'ordine $O(\alpha_s)$. Ad alti z si nota come la $d\sigma/dz$ cresca all'aumentare di x discostandosi sempre più dall'andamento del QPM.

I due effetti della sezione d'urto dovuti alla variazione di Q^2 e x possono essere combinati osservando l'andamento della $d\sigma/dz$ in funzione di W^2 ancora una volta usando i dati di HERMES e quelli di EMC, Fig.5.6. Si nota un'andamento della sezione d'urto decrescente all'aumentare di W^2 e una buona compatibilità tra i due campioni di dati raccolti in contesti sperimentali completamente diversi. Passando da valori di $W^2 \simeq 20\ GeV^2$ a $W^2 \simeq 300\ GeV^2$, la sezione d'urto si riduce di un fattore variabile da 1.5 a 3 nei vari bin di z.

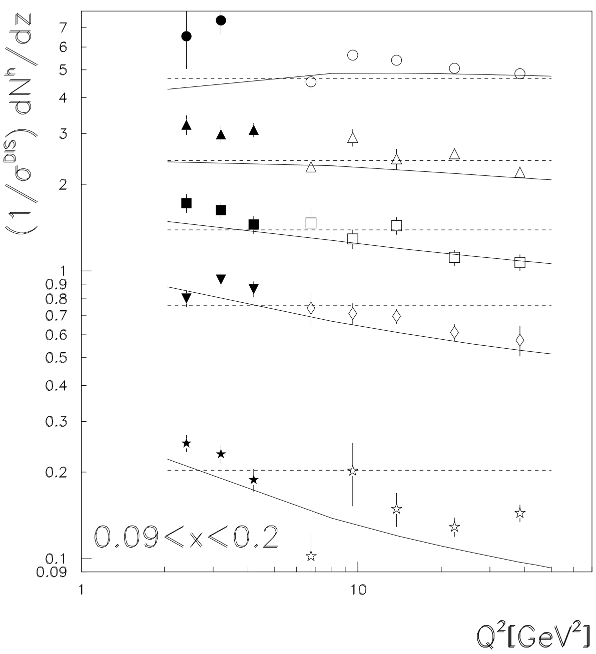
Riassumendo, la sezione d'urto di elettroproduzione di mesoni π, mostra una dipendenza sia da Q^2 che da x. Per quanto riguarda la prima dipendenza è essenzialmente la funzione di frammentazione a dover essere riformulata includendo anche la variabile di scala Q^2; per quanto riguarda la seconda dipendenza, invece, non basta ridefinire le FF, ma occorre includere, nel calcolo della sezione d'urto, i termini QCD di ordine superiore in α_s (si è visto che è sufficiente anche il primo ordine $O(\alpha_s)$).

5.3 Sezione d'urto di elettroproduzione di $\pi^{\pm}$. Invarianza di isospin

La verifica dell'invarianza di isospin non è il solo scopo della misura della sezione d'urto di elettroproduzione per mesoni π carichi, peraltro ormai scontata. L'invarianza di isospin predice infatti che la sezione d'urto di produzione di π^0 deve essere uguale alla semi-somma di quelle di π^+ e π^-; valutare la

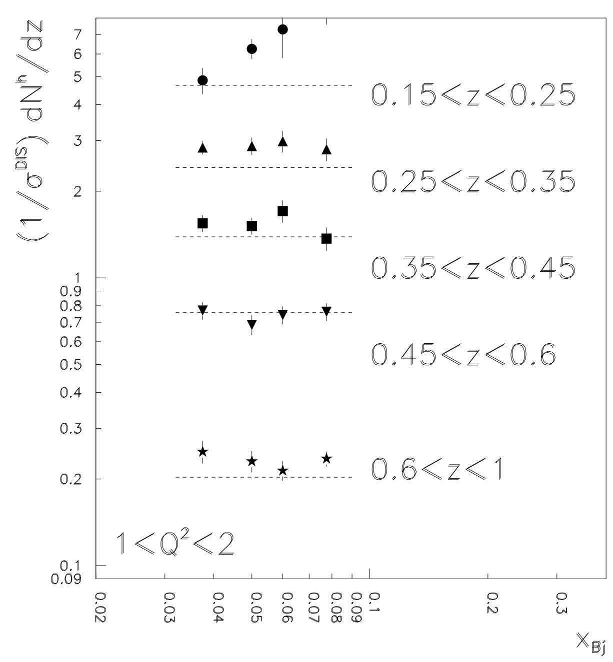


(a)

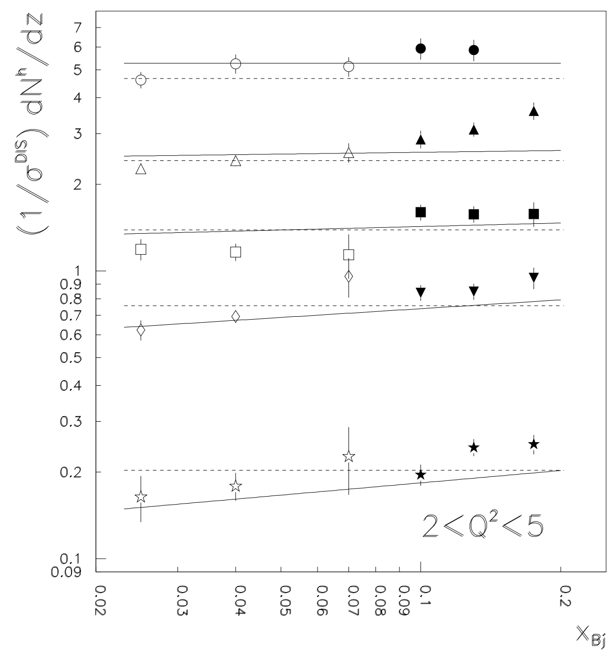


(b)

Figure 5.4: Sezione d'urto di adroni carichi in funzione di Q^2, in bin di z e di x relativa (a) alle sole misure di HERMES e (b) alle misure di HERMES (simboli pieni) più quelle di EMC (simboli vuoti). La linea tratteggiata rappresenta la previsione del QPM, quella continua introduce la dipendenza di Q^2 nelle funzioni di frammentazione.



(a)



(b)

Figure 5.5: Sezione d'urto di adroni carichi in funzione di x, in bin di z e di Q^2 relativa (a) alle sole misure di HERMES e (b) alle misure di HERMES (simboli pieni) più quelle di EMC (simboli vuoti). La linea tratteggiata rappresenta la previsione del QPM, quella continua include i termini $O(\alpha_s)$.

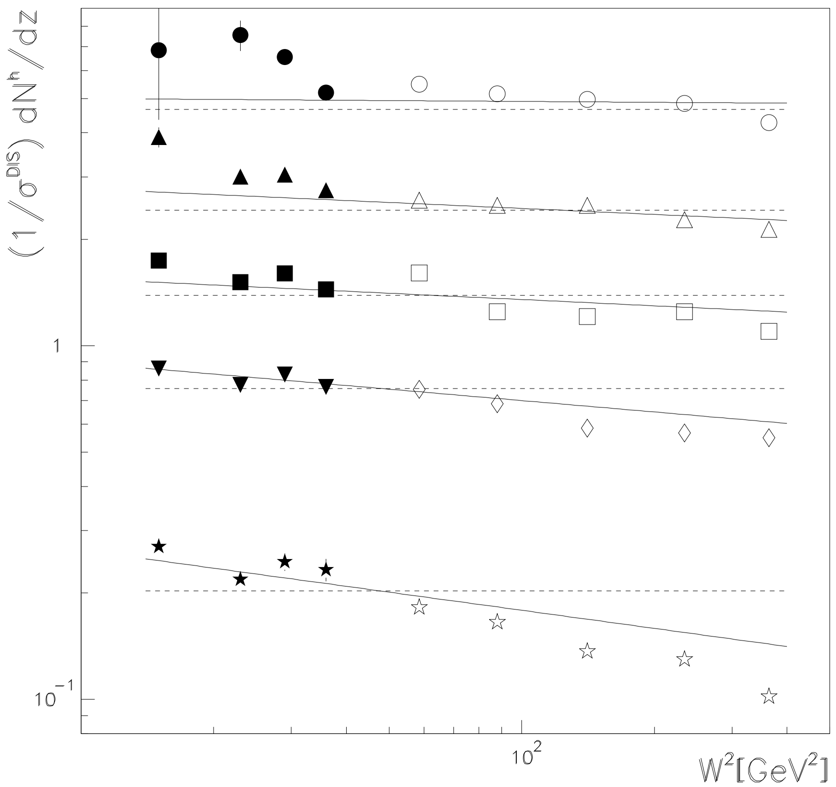


Figure 5.6: Sezione d'urto di adroni carichi in funzione di W^2, in bin di z relativa alle misure di HERMES (simboli pieni) più quelle di EMC (simboli vuoti). La linea tratteggiata rappresenta la previsione del QPM, quella continua include i termini $O(\alpha_s)$.

$\sigma^{\pi^\pm}$ significa effettuare una misura di particelle diverse dai π^0 con rivelatori diversi. Si tratta infatti di particelle cariche che non decadono nell'accettanza di HERMES ([1]) e sono rivelate principalmente dalle camere traccianti e dal Čerenkov.

L'identificazione delle particelle in HERMES è stata discussa nel par.4.4, si possono comunque riassumere i più importanti limiti cinematici usati. Essendo, per il Čerenkov, la soglia minima di identificazione di pioni $E_\pi > 4.4$ GeV, il limite sull'energia minima frazionaria è stato posto a $z > 0.2$, mentre la regione cinematica è stata definita da $Q^2 > 1\ GeV^2$ e $10 < W^2 < 38\ GeV^2$, ossia uguale a quella usata per i pioni neutri.

In Fig.5.7 sono riportate le sezioni d'urto relative di elettroproduzione di π^+ e π^- su bersaglio di idrogeno (protone).

La produzione di π^+, con funzione di frammentazione associata $D^+(z)$, è favorita rispetto a quella di π^-, con funzione di frammentazione associata $D^-(z)$. La differenza tra le due produzioni è sensibile ed arriva anche a valori del 70%.

Come descritto nel par.1.3.2, gli adroni più favoriti sono quelli che contengono il flavour del quark che è stato coinvolto nell'interazione, quindi, dato che il protone possiede 2 quark di valenza u ed un solo d, la produzione di mesoni π^+ è favorita essendo questi formati da una coppia $u\bar{d}$ e i π^- da una coppia $d\bar{u}$. La parametrizzazione di Field & Feynman [76] predice un andamento del rapporto delle due funzioni di frammentazione dato dalla formula:

$$\frac{D^-(z)}{D^+(z)} = \frac{1-z}{1+z}. \tag{5.16}$$

Tale formula è intuitivamente spiegabile considerando che: per valori di $z \sim 0$, per pura conservazione dell'energia, vi è sufficiente energia per produrre coppie $q\bar{q}$ e così la frammentazione sfavorita appare ugualmente probabile della favorita ($D^-/D^+(z \to 0) = 1$). Al contrario, per $z \sim 1$, non vi è l'energia sufficiente per produrre qualsiasi coppia di quark e così la produzione, può avvenire solo attraverso la frammentazione favorita ($D^-/D^+(z \to 1) = 0$).

Nella Fig.5.8 la sezione d'urto di produzione di π^0 è confrontata con la semisomma delle sezioni d'urto di produzione di π^+ e π^-: il confronto conferma la validità dell'invarianza di isospin. L'accordo tra i due set di dati è buono su tutto lo spettro di z. Per $z > 0.7$, problemi del Monte Carlo legati alla simulazione dei processi di ricombinazione dei bersaglio, rendono l'accordo meno buono. Si è così mostrata anche la validità di una relazione di simmetria delle interazioni forti, nell'ambito della SU(2), utilizzando l'elettroproduzione

[1] Per i $\pi^\pm$ la vita media è $\tau \simeq 2.6 - \times 10^{-8}$ s e quindi il cammino medio risulta di ~ 7.8 m, al limite dell'accettanza del detector e lontano dalle ultime camere traccianti.

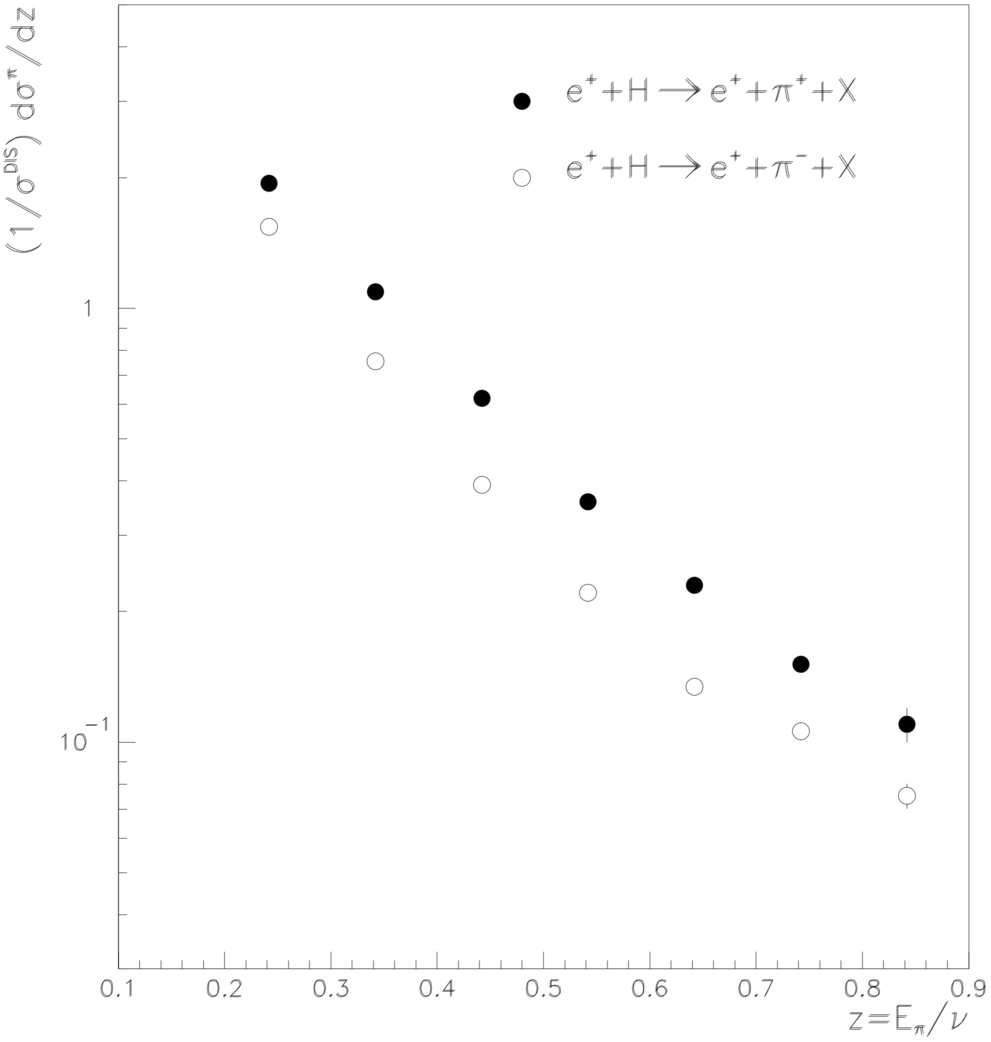


Figure 5.7: Sezione d'urto relativa di elettroproduzione per mesoni π^+ e π^-.

z	π^0	π^+	π^-	$(\pi^+ + \pi^-)/2$
0.15	3.5 ± 0.3	$-$	$-$	$-$
0.25	1.72 ± 0.05	1.94 ± 0.04	1.54 ± 0.03	1.74 ± 0.04
0.35	0.90 ± 0.02	1.09 ± 0.01	0.75 ± 0.01	0.92 ± 0.01
0.45	0.49 ± 0.01	0.62 ± 0.01	0.392 ± 0.008	0.50 ± 0.01
0.55	0.283 ± 0.008	0.358 ± 0.007	0.221 ± 0.006	0.289 ± 0.007
0.65	0.181 ± 0.006	0.230 ± 0.005	0.134 ± 0.005	0.182 ± 0.005
0.75	0.095 ± 0.004	0.151 ± 0.005	0.106 ± 0.005	0.128 ± 0.005
0.85	0.051 ± 0.003	0.110 ± 0.005	0.075 ± 0.004	0.092 ± 0.005

Table 5.3: Tabella riassuntiva delle sezioni d'urto di elettroproduzione di mesoni π su bersagli di protoni (idrogeno).

di adroni nel DIS.

Tabella riassuntiva

Nella tabella 5.3 sono riportati i valori numerici delle sezioni d'urto discusse (inclusi gli errori statistici) e cioè relativi alla produzione di π^0, π^+, π^- e $(\pi^+ + \pi^-)/2$ su bersagli di protoni (idrogeno).

5.4 Valutazione dell'errore sistematico

Oltre ad errori di natura statistica che, come si è visto, sia nel caso dei dati reali che nel caso del Monte Carlo sono stati limitati dalla buona statistica, bisogna prendere in considerazione anche gli errori sistematici della misura e dell'analisi. Le sorgenti più importanti di errori sistematici sono:

- Bontà del *Particle IDentification* (PID): identificazione del positrone diffuso, contaminazioni e corretta identificazione dell'adrone;
- Purezza del bersaglio;
- *Bias* di ricostruzione;
- Affidabilità del generatore Monte Carlo;
- Simulazione del rivelatore;
- Separazione segnale / fondo;
- Correzioni radiative.

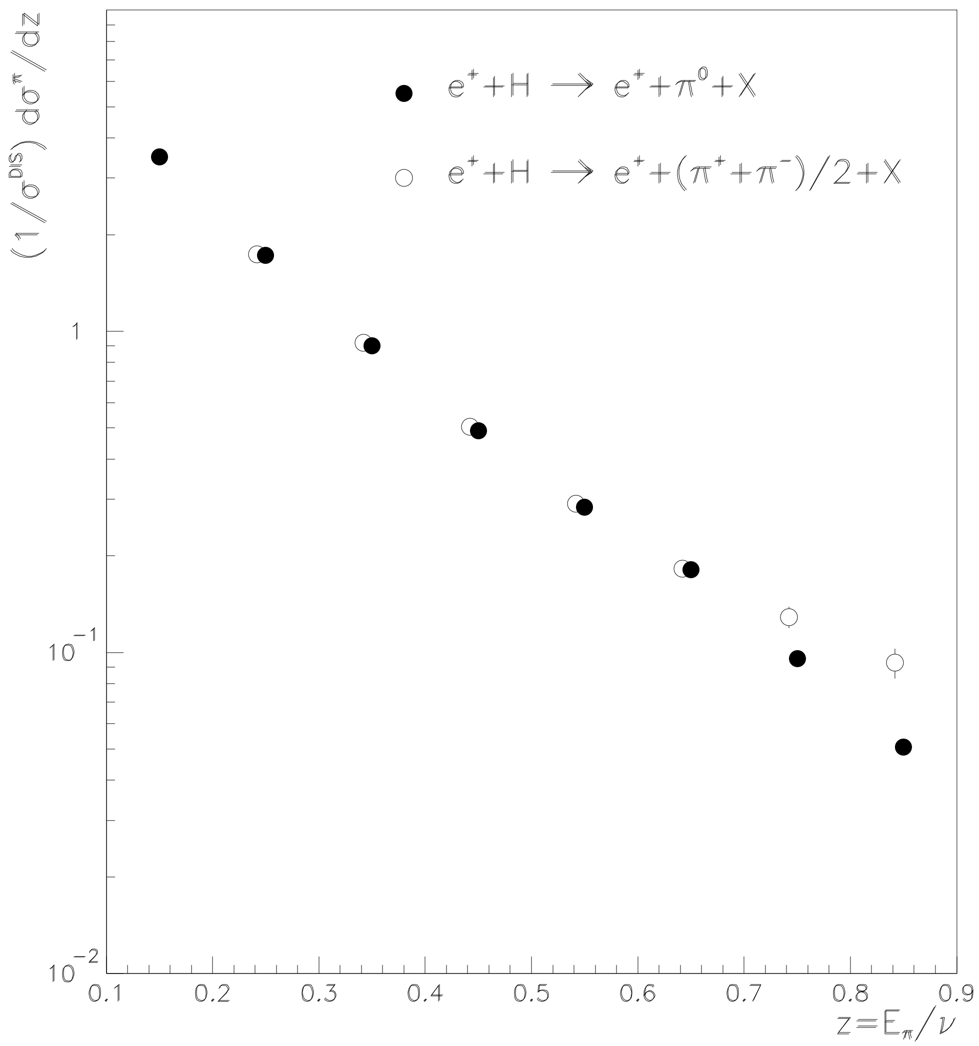


Figure 5.8: Misura dell'invarianza di isospin nel confronto tra la sezione d'urto di π^0 e di $(\pi^+ + \pi^-)/2$.

Non devono essere considerati i contributi relativi al metodo di estrazione delle grandezze in gioco dato che si esaminano misure di molteplicità e quindi misure relative direttamente all'osservabile. Al contrario avremmo dovuto tener conto di tali errori per misure indirette dove si utilizzano approssimazioni o assunzioni di varia natura.

Il contributo più delicato da valutare è quello connesso con la ricostruzione del positrone diffuso. Questa, infatti, non viene corretto dal Monte Carlo e possibili stime errate o contaminazione di adroni portano grossi errori sulla misura. Le zone del piano cinematico che sono state prese in considerazione ($Q^2 > 1\ GeV^2$ e $10 < W^2 < 38\ GeV^2$) escludono zone di bordo, quelle zone in pratica ai limiti dell'energia trasferita; i rivelatori, nella zona selezionata, lavorano su eventi molto omogenei e quindi le efficienze non subiscono forti variazioni. La sezione d'urto, inoltre, dipendendo, in prima approssimazione, dall'energia frazionaria z, non viene alterata da piccole variazioni di energia ed angolo del positrone ricostruito. È stata effettuata una simulazione Monte Carlo per simulare variazioni nel numero di eventi DIS ricostruiti dovuti a possibili contaminazioni e la variazione della sezione d'urto relativa di produzione di adroni subisce variazioni assolutamente trascurabili.

Al contrario, problemi di contaminazione sul campione di adroni selezionato sono invece meno importanti dato che, in questo caso, interviene la correzione del Monte Carlo.

Gli errori sistematici relativi alla ricostruzione delle particelle cariche sono ottenibili tramite l'efficienza del *tracking* che è inglobata nell'efficienza dei rivelatori, mentre per le particelle neutre, quali i fotoni provenienti dal decadimento del π^0 o dell'η, l'errore sistematico relativo alla ricostruzione della posizione dei fotoni è stato valutato essenzialmente dalla profondità per la quale si sviluppa lo sciame elettromagnetico all'interno del vetro al piombo. Considerando la distribuzione dello sciame elettromagnetico all'interno del singolo contatore del calorimetro e la larghezza σ ad essa associata, si è variata la coordinata z in un intervallo di $\pm 2\sigma$; la massima variazione subita della sezione d'urto è risultata del 2.9%.

Tutti gli errori sistematici, al primo ordine, portati dal Monte Carlo si cancellano nella procedura che fa uso del rapporto delle grandezze generate e di quelle ricostruite. Non trascurabili, invece, sono gli effetti, legati alla simulazione del rivelatore ed ai modelli di frammentazione usati. Nella ref.[63] è stato effettuato lo studio degli errori sistematici legati ai modelli di frammentazione per π^+ e π^-: a causa dei limiti funzionali del Čerenkov, l'energia minima di rivelazione per pioni carichi è stata posta a 4.4 GeV; questo fa pesare la correzione Monte Carlo ed in particolare la scelta dei modelli di frammentazione soprattutto nell'intervallo $0.2 < z < 0.3$. Nel caso del π^0 questo non accade perché l'energia minima è 2.8 GeV e quindi lo spettro, interamente valutato dai dati, non richiede una consistente correzione dalla simulazione.

Nella descrizione dell'apparato si è posta l'attenzione sul fatto che lo spettrometro di HERMES è costituito, in pratica, da due rivelatori identici e speculari rispetto al piano dell'orbita dei positroni, il che significa che sono in presa dati, simultaneamente, due detector uguali. È evidente che questo fatto permette di tenere sotto controllo e di ridurre l'errore sistematico legato alle misure. Il calcolo delle sezioni d'urto è stato infatti effettuato anche considerando separatamente le due parti del rivelatore, quella superiore (TOP) e quella inferiore (BOTTOM). La differenza trovata tra le sue misure è risultata del 2.1%.

La procedura di sottrazione del fondo è un'altra sorgente di errore sistematico, essa è stata descritta nel par.4.5 e si basa, essenzialmente, su di un fit del picco di massa invariante. In merito sono stati effettuati diversi controlli, quali una variazione della finestra di accettanza degli eventi intorno al valor medio ($\mu \pm 2\sigma,\ \mu \pm 3\sigma$), oppure una modifica delle funzioni di fit aumentando il grado dei polinomi. Tenuto conto che le stesse modifiche sono applicate anche nel caso degli eventi simulati, il loro effetto è incluso nell'efficienza e si riduce, in definitiva, ad un errore sistematico dell' 1.9%.

Le correzioni radiative, si è visto, non sono trascurabili nelle misure effettuate. Cambiando le parametrizzazioni sia delle funzioni di densità partoniche che delle funzioni di frammentazione utilizzate per le correzioni, si è visto che le variazioni della sezione d'urto non superano lo 0.6%.

Come ulteriore stima degli errori sistematici, l'analisi è stata ripetuta anche con i dati raccolti con bersaglio polarizzato mediando sugli stati di spin. La differenza trovata tra le due misure è risultata $< 2\%$.

In sintesi, l'errore sistematico complessivo della misura è risultato molto contenuto ed al di sotto dei valori indicati dagli altri esperimenti quali EMC o SLAC; ciò comprova l'alta affidabilità e precisione dell'esperimento grazie alla struttura innovativa del rivelatore ed alle tecniche di analisi utilizzate. In definitiva, sommando in quadratura tutti i contributi indipendenti, l'errore sistematico sulla determinazione della sezione d'urto di elettroproduzione di mesoni π è stato valutato essere inferiore all'8% nei vari *bin* di z.

Capitolo 6

Elettroproduzione di mesoni η

Lo studio dei meccanismi di produzione ed identificazione dei mesoni neutri π^0 può essere esteso, con piccole modifiche, all'elettroproduzione del mesone pseudoscalare neutro η che, come il π^0, decade principalmente in modo elettromagnetico nel canale $\eta \to \gamma\gamma$ anche se con un *Branching Ratio* inferiore e pari a $(39.32 \pm 0.34)\%$.

L'interesse allo studio dell'elettroproduzione del mesone η risiede nell'assenza in letteratura, nella regione cinematica esplorata, di lavori in merito e nella possibilità di fare importanti considerazioni sulla simmetria unitaria $SU(3)$ utilizzando il rapporto delle sezioni d'urto del processo di produzione di η e π^0.

Nell'ambito del QPM, l'η può essere espressa tramite una combinazione lineare delle funzioni d'onda dei soli quark u e d che produce i numeri quantici di seguito riportati:

J^P	I	I_3	Funzione d'onda	M (GeV)	Q/e
0^-	0	0	$\eta = \sqrt{\frac{1}{2}}(d\bar{d} + u\bar{u})$	0.547	0

In pratica l'η, al contrario dei mesoni π^+, π^- e π^0 che sono formati anch'essi da combinazioni di quark u e d, è un singoletto di isospin, cioè non cambia sotto trasformazioni di isospin ([1]) e la sua funzione d'onda è ortogonale a quella dei mesoni π che costituiscono invece un tripletto di isospin (p.es. $<\eta|\pi^0>= 0$). In quest'ottica si sta trascurando però il quark s, cosa che permette di creare un ottetto insieme ai mesoni K. Nel caso in cui si introduca anche la stranezza, l'η, insieme con il mesone η', è una combinazione del mesone $\eta_8 = (d\bar{d}+u\bar{u}-2s\bar{s})/\sqrt{6}$

[1] $I^{\pm}|\eta>= I^{\pm}\frac{|d\bar{d}+u\bar{u}>}{\sqrt{2}} = \frac{|u\bar{d}-u\bar{d}>}{\sqrt{2}} = 0$

ed $\eta_0 = (d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s})/\sqrt{3}$ con un angolo di *mixing* $\theta \simeq 11°$.

6.1 Identificazione di η

Tutte le considerazioni generali fatte nel caso del calcolo della sezione d'urto del mesone π^0 possono essere considerate valide e quindi non verranno ripetute. I dati analizzati sono gli stessi usati per lo studio dei mesoni π relativi agli anni 1996 e 1997 con bersaglio di idrogeno (protoni). Anche le selezioni sull'acquisizione ed i limiti imposti sono gli stessi di quelli esposti nel par. 4.3; in particolare, per sopprimere il più possibile il fondo si è alzato il taglio sull'energia frazionaria $z = E_h/\nu$ a 0.3. L'intervallo nel quale la sezione d'urto è misurata risulta perció $0.3 < z < 0.9$. Per non diminuire in maniera troppo consistente la statistica, già decisamente inferiore a quella dei mesoni π, si è utilizzato un taglio in W^2 minore, ma comunque sufficiente a garantire l'assenza di eventi provenienti dalla regione delle risonanze: il limite imposto è pari a $W^2 > 4\ GeV^2$; il limite $y < 0.85$ è stato invece lasciato invariato per escludere, anche in questo caso, la regione cinematica con alte correzioni radiative.

Dalla rivelazione, nel calorimetro elettromagnetico, dei fotoni provenienti dal decadimento dell'η e attraverso le formule (4.11), (4.12) e (4.13) si è ottenuta la distribuzione di massa invariante $M_{\gamma\gamma}$. Applicando un fit con una funzione composta da una gaussiana più una retta, si è ricavato il numero di η dal contenuto dell'istogramma all'interno di un intervallo pari a $\pm 3\sigma$ intorno al valore medio della gaussiana e al di sopra della retta; il rapporto segnale/fondo è risultato pari a 1/3. In figura Fig.6.1 è riportato il picco di massa invariante ottenuto: il valore medio è pari a $M_\eta = (0.549 \pm 0.030)\ GeV$ che risulta in ottimo accordo con il valore di 0.547 GeV riportato dal *Particle Data Book* [52]. A valle della selezione e della sottrazione del fondo, si hanno 1382 e 1557 mesoni η raccolti rispettivamente nel 1996 e 1997.

Si è già detto che la percentuale di mesoni η che decadono in una coppia $\gamma\gamma$ è del $\sim 39\%$, quindi il Monte Carlo deve tener conto anche della correzione per gli η che decadono in tutti gli altri canali permessi. Ricordiamo che tale correzione era stata tenuta in considerazione anche nel caso del π^0: il suo peso però è risultato ridotto dato che il $\sim 99\%$ di π^0 decade in due fotoni. In Fig.6.2 (a) è riportato il fattore di correzione calcolato dal Monte Carlo dovuto all'accettanza ed all'efficienza di rivelazione dell'η in funzione di z. Come nel caso del π^0 la misura riguarda una sezione d'urto relativa e normalizzata, cioè all'interno di campioni DIS. In Fig.6.2 (b) è invece graficato il fattore correttivo di *smearing* già discusso nel par. 3.4 .

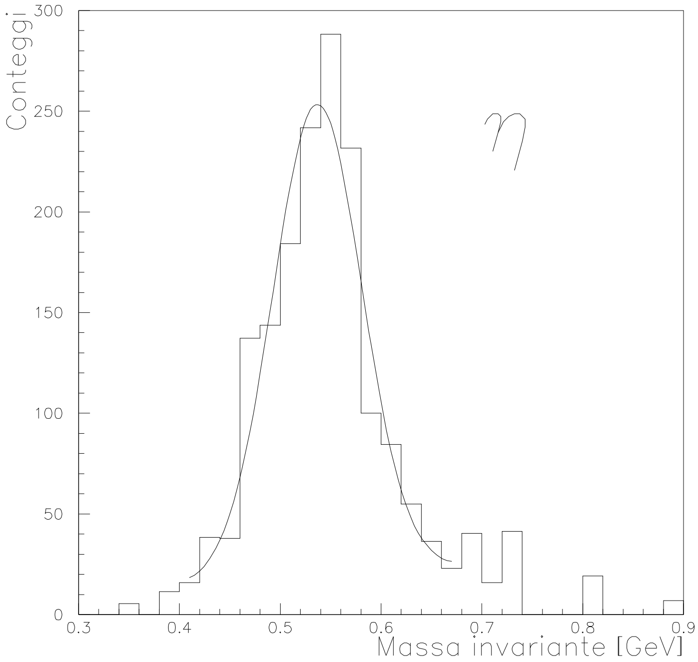


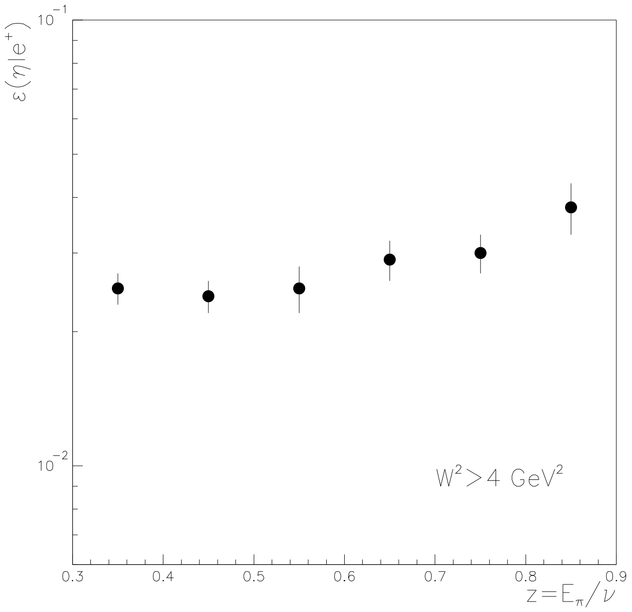
Figure 6.1: Spettro di massa dell'η con valor medio pari a $M_\eta = (0.549 \pm 0.030)\ GeV$. La linea continua rappresenta il fit (g+p1) usato per la sottrazione del fondo.

La sezione d'urto finale di elettroproduzione di mesoni η, su bersagli di idrogeno ed in funzione della variabile z, è riportata in Fig.6.3; gli errori mostrati sono quelli statistici. In tabella 6.1 sono riportati i valori della sezione d'urto in bin di z comprensivi di errore statistico. A nostra conoscenza non vi sono altri dati disponibili in letteratura.

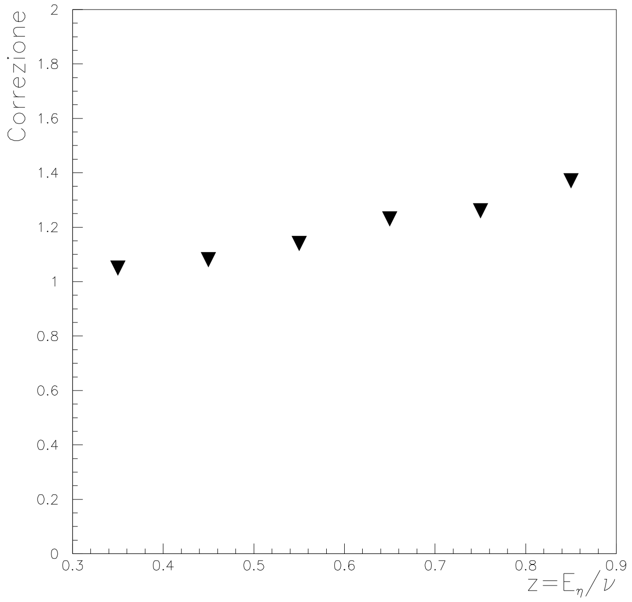
La valutazione dell'errore sistematico è stata fatta seguendo lo schema adoperato nel caso della σ^{π^0} e si è trovato un valore medio del 9% nei vari bin di z.

6.2 Violazione di simmetria unitaria: il rapporto π^0/η

Anisovich [108] e Bjorken [109], separatamente, hanno proposto modelli statistici che inquadrassero i mesoni ed i barioni in ben definiti schemi legati alla massa ed al contenuto di quark chiarendo il rapporto tra le produzioni relative.



(a)



(b)

Figure 6.2: (a) Fattore di correzione per l'efficienza e l'accettanza, (b) fattore correttivo di *smearing*, entrambi nell'elettroproduzione di η.

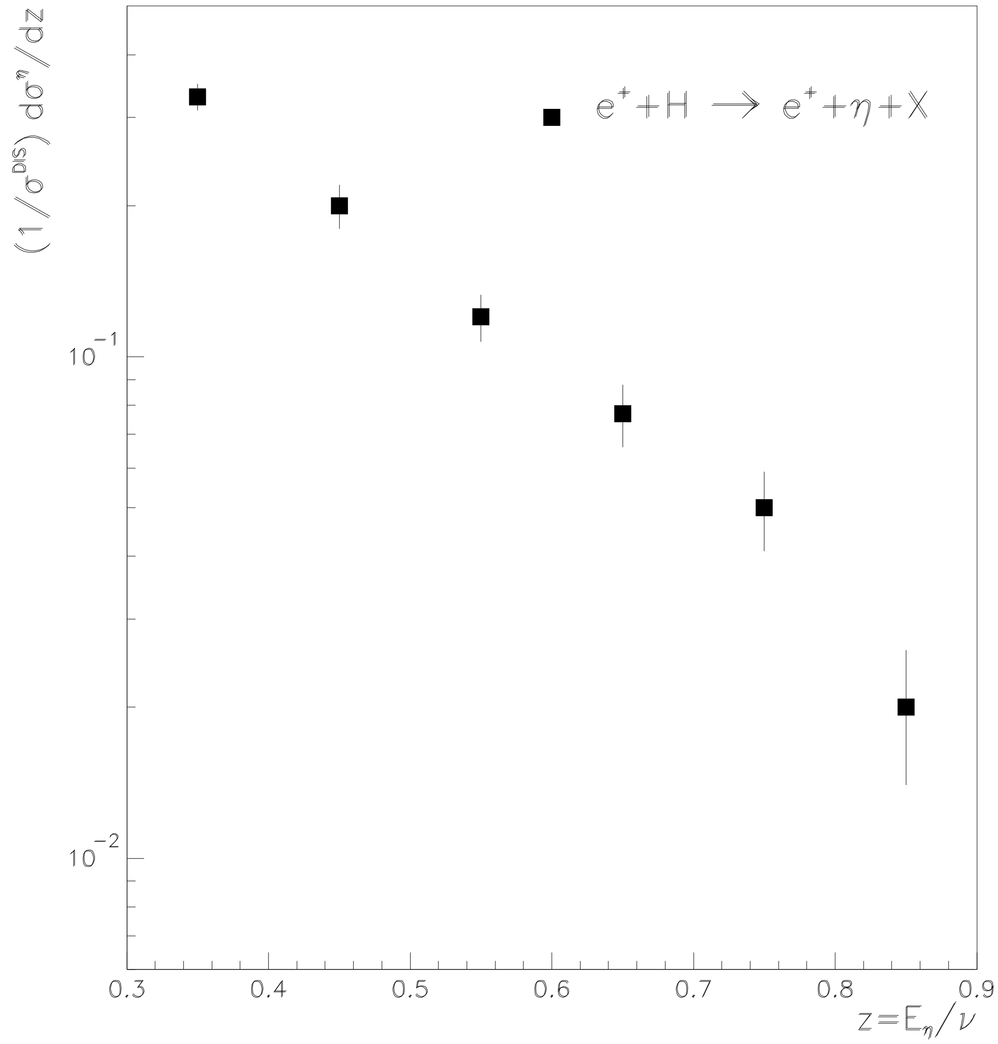


Figure 6.3: Sezione d'urto relativa di elettroproduzione di mesoni η su bersagli di idrogeno.

z	σ^{η} su H
0.35	0.33 ± 0.02
0.45	0.20 ± 0.02
0.55	0.12 ± 0.01
0.65	0.08 ± 0.01
0.75	0.050 ± 0.009
0.85	0.020 ± 0.006

Table 6.1: Sezione d'urto di elettroproduzione di mesoni η in funzione della variabile z.

Tali modelli mirano ad essere complementari ai modelli prettamente dinamici legati per esempio alla frammentazione e vogliono far luce su particolari aspetti di simmetrie legate alle interazioni forti; un esempio di simmetria è quello legato all'invarianza di isospin e che mette in relazione la sezione d'urto di produzione di pioni neutri con quella di pioni carichi (cfr. 5.3). Ovviamente separare la simmetria dalla dinamica può portare anche a grandi approssimazioni (p.es. non si può pensare di definire uguali probabilità in regioni ad alto e basso momento trasferito), ma permette di mettere in luce aspetti legati alla formazione degli adroni altrimenti non facilmente investigabili.

Senza voler entrare nei dettagli del modello per il quale rimandiamo alla letteratura [108][109], si pensi che nella reazione di elettroproduzione il numero di quark ed antiquark prodotti potrebbe essere molto alto in relazione all'energia del processo. Nell'ipotesi che siano presenti un egual numero di q ed $\bar{q}$ (si vedano i modelli di frammentazione discussi nel par. 1.4), un quark q ha una probabilità del 50% di formare un sistema con un q o un $\bar{q}$. Nel caso in cui incontri un q si ha la formazione di un mesone che indichiamo con M, nel restante percento dei casi il sistema qq deve legarsi ad un altro quark e qui la probabilità è di nuovo divisa tra il 50% di trovare un q o un $\bar{q}$ per poter, alfine, formare un barione B. Così procedendo si può stilare una tabella riassuntiva del tipo:

Il rapporto M/B risulta essere sempre uguale a 2.

Dalla semplicità di tale modello intesa ad evidenziare il concetto di probabilità legata alla produzione di adroni, si deve passare a formulazioni più specifiche. In particolare si usano le rappresentazioni (multipletti $\underline{35}$ e $\underline{56}$ rispettivamente per mesoni e barioni) della simmetria unitaria SU(6) (in pratica SU(3) con spin), quindi con probabilità definite in maniera più quantitativa aggiun-

Configurazione	Mesone o Barione	Probabilità
$q\bar{q}$	M	$\frac{1}{2}$
qqq	B	$\frac{1}{4}$
$qq\bar{q}\bar{q}$	M	$\frac{1}{8}$
$qq\bar{q}qq$	B	$\frac{1}{16}$
...	...	...

gendo, inoltre, sia un peso λ al quark s in modo che il suo contributo alla funzione d'onda dell'adrone risulti soppresso, che un termine del tipo $(2J+1)$ che tenga conto dei differenti stati di spin. Il calcolo del fattore λ non è previsto dalla teoria, ma può essere effettuato sperimentalmente tramite il rapporto di produzione K/π [108] e risulta essere $\lambda \simeq 0.33$.

Dal modello relativo alla simmetria SU(6), il rapporto tra le sezioni d'urto di elettroproduzione π^0/η risulta essere:

$$\frac{\sigma^{\pi^0}}{\sigma^{\eta}} = \frac{3}{1+2\lambda^2} \simeq 2.45. \tag{6.1}$$

È importante sottolineare che nel caso in cui la simmetria unitaria SU(6) fosse esatta, così come predice il QPM [110], si avrebbe un valore $\lambda = 1$ e, conseguentemente, $\sigma^{\pi^0}/\sigma^{\eta} = 1$. In Fig.6.4 e in tabella 6.2 sono riportati i valori numerici di tale rapporto, in bin di z, comprensivi di errore statistico; la linea tratteggiata riportata in figura indica il valore (6.1) previsto dalla teoria.

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

Table 6.2: Rapporto tra la sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 e quella di η.

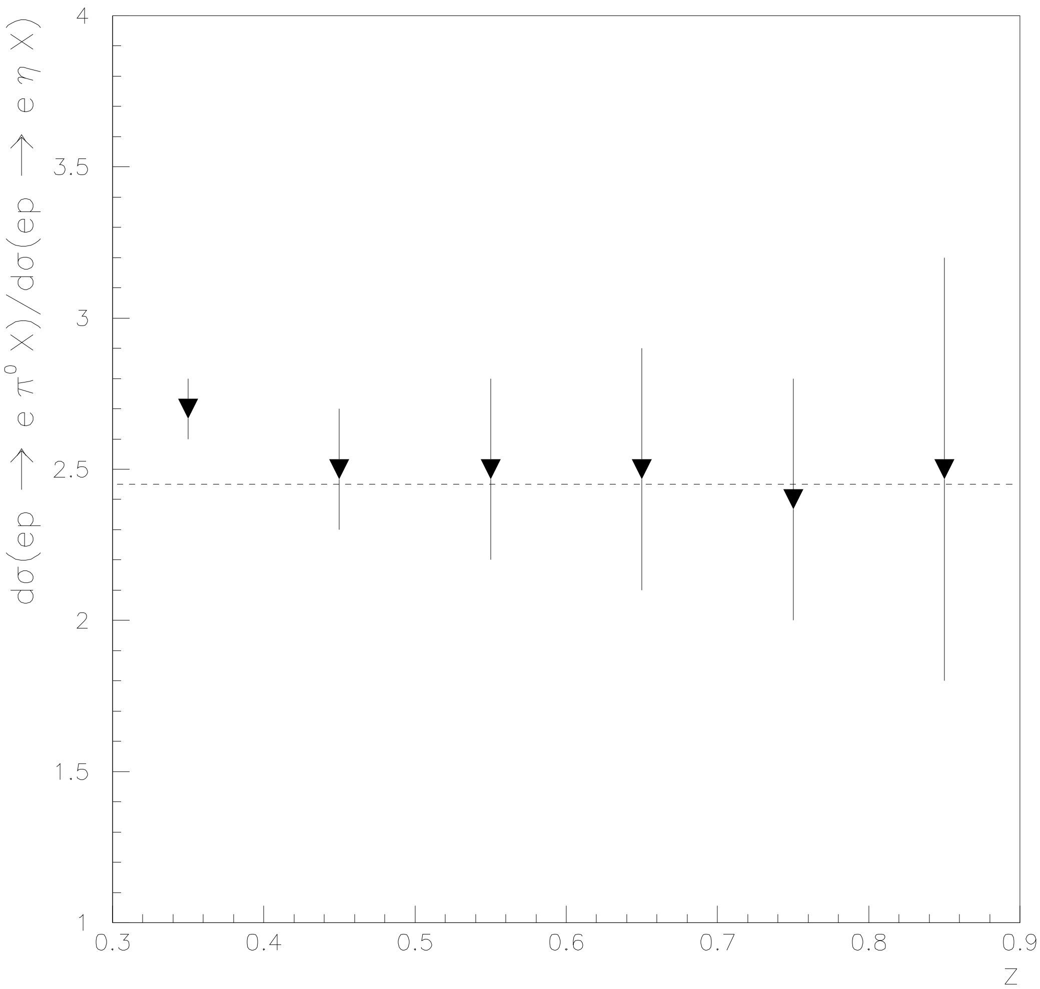


Figure 6.4: Rapporto tra la sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 e quella di η su bersaglio di H. La linea tratteggiata indica il valore teorico previsto nei modelli di Anisovich e di Bjorken.

I valori della misura effettuata sono in perfetto accordo, entro gli errori, con il modello suggerito da Anisovich e Bjorken e confermano quindi la violazione di SU(6).

Altri esperimenti [111][112] [113] hanno misurato il rapporto $\sigma^{\pi^0}/\sigma^{\eta}$ in differenti processi (p.es. $pp \to h + X$ o $e^+e^- \to h + X$) ed a energie diverse: tutti mostrano deviazioni dai valori previsti negli usuali modelli dinamici.

Capitolo 7

L'effetto di attenuazione nucleare

I processi di frammentazione ed adronizzazione, così importanti nelle interazioni finora considerate, sono stati valutati sul singolo nucleone (nucleo di idrogeno), ma tale processo fisico viene modificato se il nucleone non è libero e si trova legato in un nucleo [114]. Nel primo anno di presa dati, HERMES ha utilizzato un bersaglio di ^3He; questi dati sono stati analizzati ed utilizzati per studiare l'effetto del mezzo nucleare sul processo. Da questo studio si possono inoltre ricavare informazioni sulla scala temporale e sulla formazione degli adroni.

Un processo di diffusione profondamente inelastica, con produzione di un adrone, su di un nucleo è schematizzato in Fig.7.1.

Il tempo di formazione (τ_f) è definito come l'intervallo di tempo che trascorre tra l'interazione iniziale "dura" e la formazione finale dell'adrone. La grandezza studiabile sperimentalmente è il *Rapporto di Attenuazione* R_a, cioè il rapporto tra il numero di adroni h osservati in eventi di diffusione profondamente inelastica su nucleo con numero atomico A e la stessa grandezza misurata con bersaglio "elementare" da un punto di vista nucleare come può essere l'idrogeno:

$$R_A(z,\nu) = \frac{\left(\frac{1}{N_e}\frac{dN^h}{dzd\nu}\right)_A}{\left(\frac{1}{N_e}\frac{dN^h}{dzd\nu}\right)_H}, \tag{7.1}$$

dove N_e rappresenta il numero di eventi DIS avuti sul bersaglio A (esso è in pratica un fattore di normalizzazione).

A causa dell'interazione tra l'adrone che si è formato (o che si sta formando) e l'ambiente nucleare, il rapporto d'attenuazione può essere minore di 1.

Dal momento che non è possibile descrivere l'adronizzazione nell'ambito

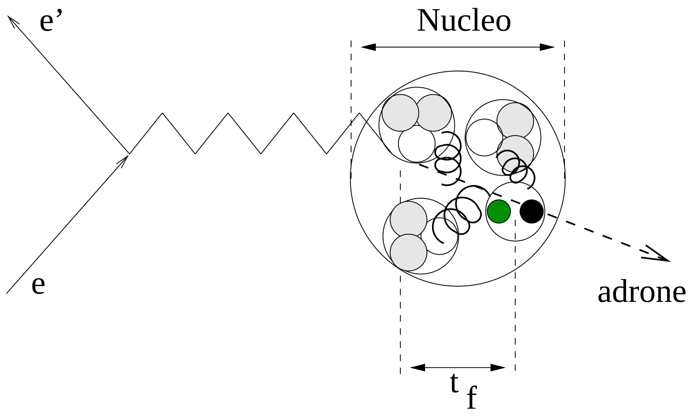


Figure 7.1: Processo DIS su nucleo. Sono indicate le dimensioni nucleari ed il tempo di formazione.

della QCD perturbativa, è necessario formulare modelli fenomenologici per ottenere un valore per R_a. Questi solitamente partono da una stima del tempo di formazione τ_f. Una possibilità è usare l'adrone come punto di partenza e descrivere il tempo di formazione come una costante tipica dell'adrone (τ_h) moltiplicata per un fattore di Lorentz che tenga conto della dilatazione spazio-temporale e sia basato sulle variabili dell'adrone stesso [115]:

$$\tau_f = \tau_h \frac{E_h}{m_h} = \tau_h \frac{z\nu}{m_h}. \tag{7.2}$$

In maniera alternativa è possibile considerare il quark che è stato colpito dal fotone virtuale come una particella instabile con una vita media τ_q [116]. In questo caso il fattore di Lorentz può essere basato sulle variabili del quark e può essere formulato come:

$$\tau_f = \tau_q \frac{E_q}{m_q} = \tau_q \frac{\nu}{m_h}. \tag{7.3}$$

Entrambe le espressioni mostrano una crescita di τ_f con ν, ma solo nella (7.2) vi è una dipendenza esplicita da z e dalla massa dell'adrone m_h. È da notare che, dato che il quark è *off-shell*, m_q e di conseguenza τ_q può essere una funzione di Q^2.

Un adrone contiene almeno due quark (se è un mesone) ed è plausibile che questi non vengano creati nello stesso istante; questo ci permette di definire due scale temporali. Attraverso la schematizzazione della Fig.7.2, si possono definire le variabili τ_c e τ_f per indicare il tempo trascorso tra l'interazione quark-fotone

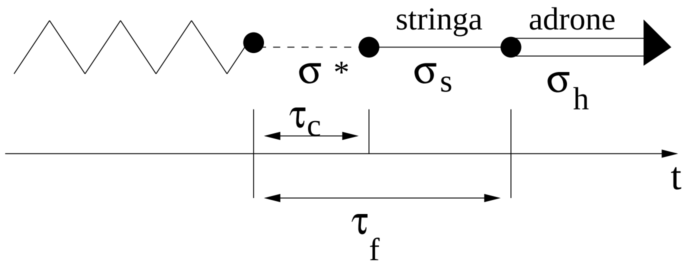


Figure 7.2: Scale temporali coinvolte nella formazione dell'adrone: τ_c e τ_f

virtuale e la formazione, rispettivamente, del primo e del secondo costituente elementare dell'adrone formatosi.

I tempi τ_c e τ_f, o se si vuole le corrispondenti coordinate spaziali l_c e l_f, non sono indipendenti [117], infatti l'energia dell'adrone formato è approssimativamente uguale a quella contenuta dalla stringa (Modello di Lund, par. 1.4.3) che si crea tra l_c e l_f, di conseguenza si può scrivere:

$$l_f = zL + l_c = \frac{z\nu}{k} + l_c, \tag{7.4}$$

dove k ed L sono, rispettivamente, la *costante propria* ($\sim 1\ GeV/fm$) e la lunghezza totale della stringa.

Ci sono tre sezioni d'urto coinvolte nell'interazione dell'adrone con il mezzo nucleare: σ_h è la sezione d'urto adrone-nucleone, σ_s la sezione d'urto prima che l'adrone si sia formato e che è in relazione con l'interazione dei costituenti dell'adrone con il mezzo nucleare ed infine la σ^* associata con l'interazione del campo di colore con i costituenti dell'adrone che ancora non si è formato. Definendo con b il parametro d'impatto e con l la coordinata lungo la direzione dell'adrone, si ha che la probabilità che né il quark né l'adrone interagiscano con nessun altro nucleone del nucleo è data da:

$$S_a(b,l) = 1 - \sigma^* \int_l^{l_c} dl' \rho_A(b,l') - \sigma_s \int_{l_c}^{l_f} dl' \rho_A(b,l') - \sigma_h \int_{l_f}^{\infty} dl' \rho_A(b,l'), \tag{7.5}$$

dove ρ_A è la densità nucleare normalizzata. Il rapporto d'attenuazione può essere valutato integrando sopra il volume nucleare e, tenendo conto che l'interazione può avvenire con $(A-1)$ nucleoni, si arriva a definire R_A come:

$$R_A = 2\pi \int_0^{\infty} bdb \int_{-\infty}^{\infty} dl \rho_A(b,l)[S_A(b,l)]^{(A-1)}. \tag{7.6}$$

z	σ^{π^0} su H	σ^{π^0} su ^3He
0.15	3.5 ± 0.2	3.3 ± 0.3
0.25	1.72 ± 0.05	1.52 ± 0.05
0.35	0.90 ± 0.02	0.87 ± 0.05
0.45	0.49 ± 0.01	0.44 ± 0.01
0.55	0.283 ± 0.008	0.237 ± 0.007
0.65	0.181 ± 0.006	0.145 ± 0.005
0.75	0.095 ± 0.004	0.075 ± 0.004
0.85	0.051 ± 0.003	0.038 ± 0.002

Table 7.1: Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 su besaglio di H ed ^3He; l'errore riportato è quello statistico.

7.1 La sezione d'urto di π^0 su ^3He

Per quest'analisi sono stati utilizzati dati di produzione di π^0 su bersagli di H (protone) e di ^3He. Quest'ultimi sono stati raccolti solo con bersaglio polarizzato; essi sono stati pertanto mediati sui due stati di spin tenendo conto che, dalle considerazioni fatte nel par. 5.4, questo non influisce sulla determinazione della sezione d'urto. I limiti cinematici ed i criteri di selezione dei dati adoperati sono stati gli stessi esposti nel par. 4.3. In Fig.7.3 è mostrata la sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 su bersaglio di ^3He, in funzione dell'energia frazionaria z, nell'intervallo $z = 0.1 \div 0.9$.

L'errore sistematico relativo al calcolo della sezione d'urto, è stato già discusso nel par. 5.4, qui comunque risulta molto attenuato dal rapporto di due quantità calcolate con lo stesso metodo; per quanto riguarda l'errore statistico, esso è minore della dimensione dei simboli ed assume un valore medio del 3%. In Tab.7.1 sono anche riportati i valori numerici delle sezione d'urto su H e su ^3He.

Attraverso la (7.1) si può esprimere il rapporto d'attenuazione R al variare dell'energia del fotone virtuale $\nu = 5 \div 22$ GeV con il limite $z > 0.1$. Come si evince dalla Fig.7.4, questo rapporto è sempre minore di 1; esso cresce da ~ 0.83 per ν=8 GeV a ~ 0.92 per $\nu = 20$ GeV indicando una tendenza al valore massimo 1 all'aumentare di ν. Il valore di R integrato sull'intervallo di ν misurato è pari a 0.87 ± 0.10 . Per confronto, in figura 7.4 è stato riportato

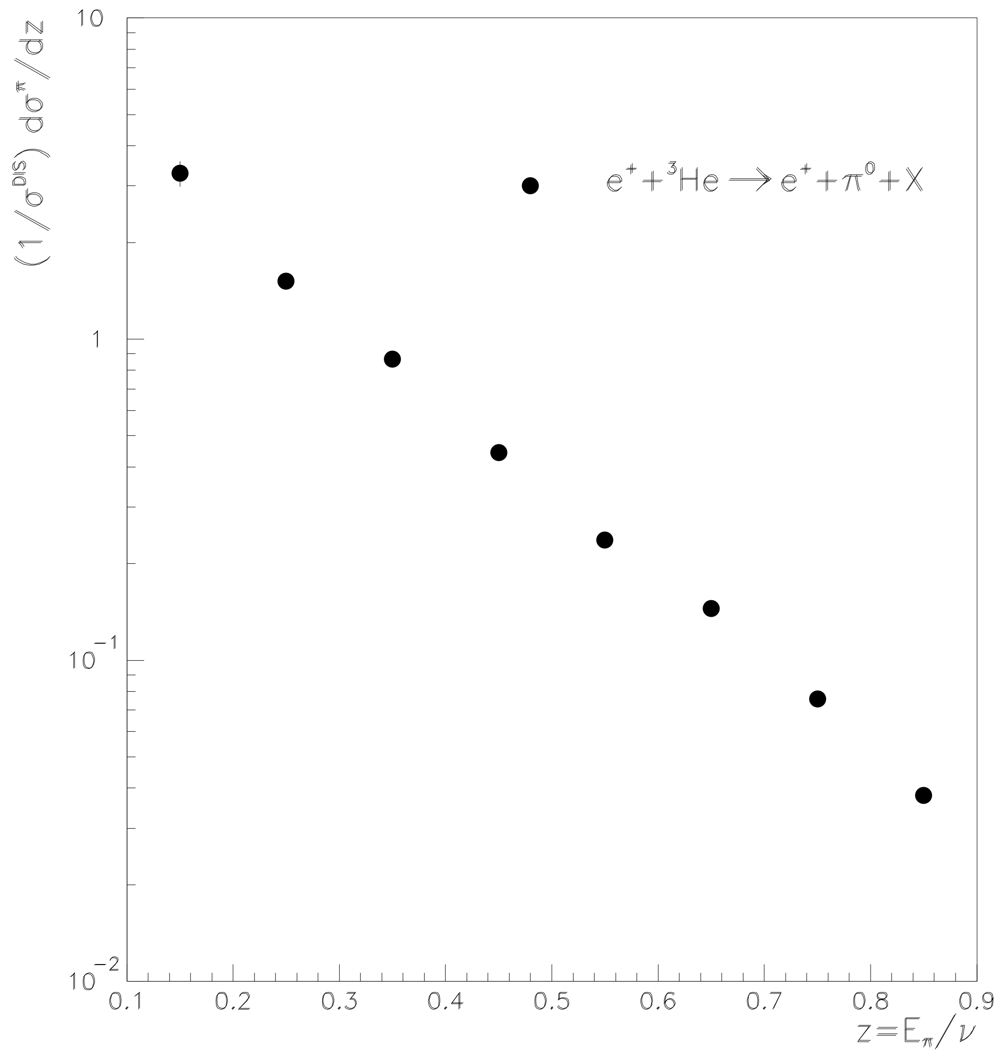


Figure 7.3: Sezione d'urto di elettroproduzione di π^0 su besaglio di ^3He.

anche l'andamento di R per sezioni d'urto su azoto e deuterio pure determinato con dati raccolti da HERMES [114]. Il valore di R, integrato sull'intervallo $\nu = 7 \div 20\ GeV$ risulta pari a 0.90 ± 0.03.

Fissando ora $\nu = 10\ GeV$, si ha che $R(^3He/H) \simeq 0.97\ R(N/D)$ in accordo con la previsione secondo cui, per diversi nuclei, l'attenuazione, a ν fissato, può essere espressa dalla formula [118]:

$$R(A_1/A_2) = e^{-\beta(r_1 - r_2)}, \tag{7.7}$$

dove r_1 ed r_2 sono i raggi quadratici medi di carica dei nuclei A_1 ed A_2, mentre β è una costante.

La formula (7.7) tuttavia non riesce a descrivere entrambi gli andamenti della figura (7.4) per i rapporti di attenuazione $R(^3He/H)$ ed $R(N/D)$, anche perché la costante β è ottenuta come approssimazione della funzione $\beta(\nu)$ nello sviluppo in serie di Taylor. In generale, però, si può dire che, per diversi bersagli nucleari, l'attenuazione R si parametrizza come funzione dei raggi nucleari quadratici medi di carica.

Per valutare i tempi di formazione espressi nelle formule (7.2) e (7.3) occorre affettuare studi con differenti bin in z o in funzione della massa dell'adrone prodotto. Per il momento l'errore statistico è ancora troppo elevato per formulare stime accurate su τ_f.

In definitiva, in accordo con le previsioni teoriche, l'elettroproduzione di π^0 su nuclei risulta attenuata del $10 \div 15\%$ rispetto alla produzione su nucleone libero; la differenza diminuisce al crescere dell'energia trasferita quando cioè l'adrone tende a formarsi fuori del nucleo bersaglio.

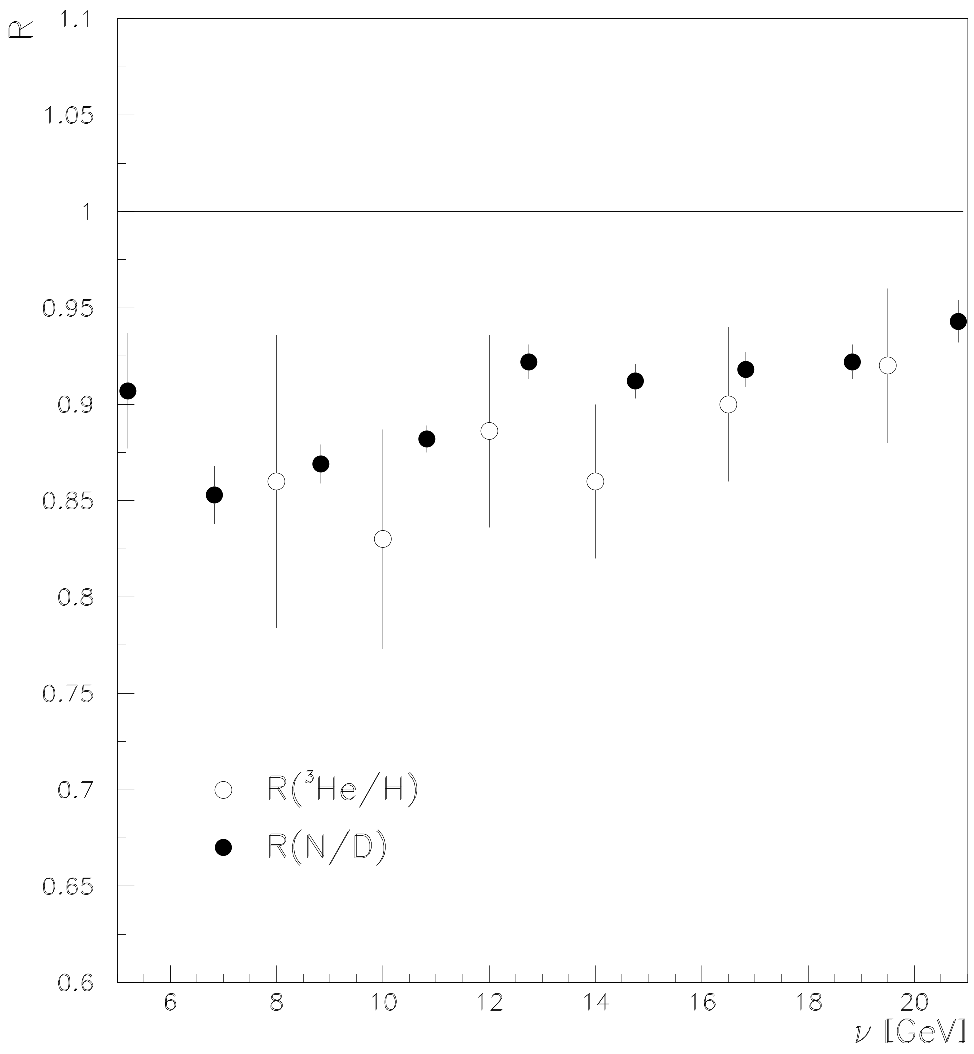


Figure 7.4: Il rapporto d'attenuazione per elettroproduzione di π^0 in funzione di ν per nuclei di H ed ^3He con $z > 0.1$. Per confronto vi sono anche i dati ottenuti da HERMES per nuclei di N e D.

Capitolo 8

Andamento con Q^2 dell'impulso trasverso medio

La misura dell'impulso trasverso dell'adrone prodotto nell'interazione ep, permette di evidenziare il diverso comportamento del fotone virtuale e quindi il diverso meccanismo di interazione che si sta sperimentando. L'esperimento HERMES, grazie all'estensione del piano cinematico esplorato, permette di effettuare una tale misura con buona approssimazione nell'intervallo $Q^2 = 0.5 \div 7\ GeV^2$.

8.1 L'interpretazione del p_t nel QPM e nella QCD

L'impulso trasverso medio $< p_t >$ dell'adrone h è definito come la componente trasversa dell'impulso nel sistema del centro di massa del fotone virtuale γ^* ed è dato dalla formula per la media di una quantità fisica pesata con la sezione d'urto relativa:

$$< p_t >= \frac{\int p_t \left(\frac{d^2\sigma^h}{dp_t dz} \cdot \frac{1}{\sigma^{DIS}}\right) dp_t}{\int \left(\frac{d^2\sigma^h}{dp_t dz} \cdot \frac{1}{\sigma^{DIS}}\right) dp_t}, \tag{8.1}$$

Per una corretta determinazione di questa grandezza, occorre tener conto di tutte le sorgenti che contribuiscono all'impulso trasverso per calcolare, per mezzo della simulazione Monte Carlo, tutte le correzioni da applicare ai dati [100].

Le sorgenti di maggior rilievo sono:

• il processo di frammentazione, dando luogo a delle coppie $q\bar{q}$ non collineari, genera un p_t nel campo di forze di colore. In prima approssimazione, senza l'intervento di altre componenti trasverse, il quark e l'anti-quark hanno un impulso trasverso uguale ed opposto distribuito secondo la gaussiana $e^{-p_t^2/2\sigma_f^2}$ che, con parametri calcolati da simulazioni [119] [120], dà, per $\sigma_f = 0.31\ GeV$, un $< p_t^2 >= 0.19\ GeV^2$;

• la QCD, al primo ordine, prevede emissione di gluoni di bremsstrahlung, sia di bassa che di alta energia, da parte dei quark che, per la conservazione dell'impulso trasverso, danno, allo stesso quark che ha irraggiato, un impulso trasverso che dipende essenzialmente dalla massa adronica totale W;

• i quark possiedono un impulso intrinseco k_t non nullo e proporzionale a z^2.

La dipendenza da W è quindi giustificata dall'emissione di gluoni, mentre la presenza di un impulso intrinseco è mostrata tramite una dipendenza da z; simulazioni Monte Carlo [100] hanno mostrato che per $p_t > 0.7\ GeV$ il contributo dominante è quello che proviene dai processi di emissione di gluoni [121][122].

Fatte queste premesse, bisogna spostare l'attenzione sul fotone virtuale che manifesta proprietà simili a quelle di un normale adrone. Un modello che descrive molto bene il comportamento del fotone lo considera come una sovrapposizione di un fotone "nudo" più tutti i mesoni vettori aventi i suoi stessi numeri quantici [123]. Da un punto di vista sperimentale la struttura del fotone viene misurata attraverso eventi di fotoproduzione sia a bassa che ad alta energia e la probabilità di trovare un quark all'interno del fotone, con impulso frazionario x, alla scala Q^2, è definita dalla funzione di struttura F_2^γ [124]. Da un punto di vista intuitivo possiamo pensare che il fotone possa "fluttuare" in un sistema adronico che ha i suoi stessi numeri quantici; ovviamente, pur essendo permessi tutti i possibili stati di massa, gli adroni di massa più piccola, quali i mesoni vettoriali leggeri, sono favoriti. Dato che si tratta di una fluttuazione di uno stato virtuale o quasi-reale nel caso di fotoproduzione, l'intervallo di tempo in cui il processo ha luogo è regolato dal "principio di indeterminazione". In Fig.8.1 sono schematizzati i vari modi in cui il fotone può interagire.

Nel caso specifico di HERMES, cioè di interazioni ep, scegliendo il sistema di riferimento in cui il nucleone è a riposo e conservando la sola parte spaziale dell'impulso, si può scrivere la differenza enegetica tra lo stato del fotone e quello adronico in cui il γ fluttuerà, come:

$$\Delta E = \sqrt{\nu^2 + Q^2 + m^2} - \nu, \tag{8.2}$$

con ν l'energia del fotone, $Q^2 = -M_{\gamma^*}^2$ ed m la massa dell'adrone. Nell'approssimazione di alte energie (ν grandi), la (8.2) diventa:

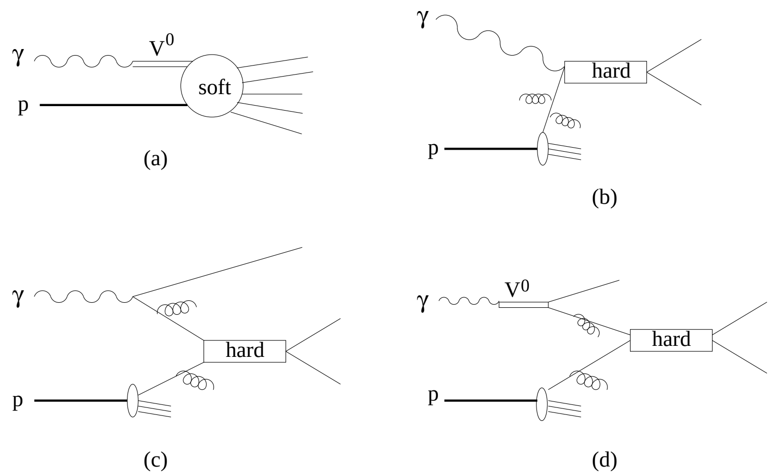


Figure 8.1: Schematizzazione dei vari modi di interagire del fotone: (a) interazione "soffice" VDM, (b) interazione di fotone "diretto", (c) interazione di fotone "anomalo", (d) interazione di fotone "risolto".

$$\Delta E \simeq (Q^2 + m^2)/2\nu. \tag{8.3}$$

Di conseguenza, sempre dal principio di indeterminazione, continuando a mantenere la convenzione $\hbar = 1$, l'intervallo di tempo nel quale il fotone si comporta come un adrone è definito da:

$$\Delta t \simeq 2\nu/(Q^2 + m^2). \tag{8.4}$$

Δt viene detta *lunghezza di coerenza* perché, in pratica, esprime la distanza di volo delle fluttuazioni e, indicando con M la massa del nucleone bersaglio, può essere scritta anche come:

$$l = \frac{2\nu}{m^2 + Q^2} = \frac{1}{Mx} \cdot \frac{1}{1 + m^2/Q^2}. \tag{8.5}$$

Gli effetti dovuti alla struttura adronica del fotone diventano misurabili quando la lunghezza di coerenza risulta confrontabile con le dimensioni del nucleone. Per $Q^2 > 1 \div 3\ GeV^2$ si è nel regime profondamente inelastico: qui la lunghezza di coerenza è inferiore alle dimensioni del nucleone e quindi il fotone interagisce essenzialmente in maniera puntiforme; conseguentemente il $< p_t >$ si mantiene costante o è lentamente variabile con Q^2. Per $Q^2 < 1\ GeV^2$ l'interazione non è più profondamente inelastica: la lunghezza di coerenza è maggiore delle dimensioni del nucleone ed è l'intero nucleone ad essere coinvolto.

Il modello che meglio descrive tale regione è il VDM (*Vector-meson Dominance Model*) [126][127]. Per la parte di transizione tra queste due regioni Bjorken [125] suggerisce un andamento per l'impulso trasverso medio del tipo $< p_t > \propto \sqrt{Q^2}$.

Trascurando la massa dei mesoni prodotti, dato che si tratta di particelle relativistiche, e utilizzando le variabili del positrone diffuso, dopo aver effettuato una trasformazione dal sistema di riferimento del laboratorio a quella del fotone virtuale, si definisce l'impulso trasverso medio come:

$$< p_t > = < E_h sin(\theta) > |_{\gamma^*}, \tag{8.6}$$

dove E_h è l'energia e θ l'angolo polare dell'adrone prodotto.

8.2 Transizione dal regime VDM a quello DIS

La selezione dei dati utilizzata è sempre quella descritta per il calcolo delle sezioni d'urto (par. 4.3) ad eccezione del limite inferiore in Q^2 che, in questo caso, è stato abbassato a $Q^2_{min} = 0.5\ GeV^2$. In tale analisi, non si considera solo un conteggio di eventi e quindi non è possibile separare il fondo dal segnale, occorre sottrarre il contributo del fondo dalla misura del $< p_t >$ in modo proporzionale al rapporto segnale/fondo. Facendo riferimento alla Fig.8.2, l'impulso trasverso del fondo è stato calcolato negli intervalli di massa invariante $0.070 < m_{\gamma\gamma} < 0.095\ GeV$ e $0.175 < m_{\gamma\gamma} < 0.200\ GeV$; indicando con b il numero di eventi di fondo e con s il numero di π^0 nell'intervallo $0.107 < m_{\pi^0} < 0.163\ GeV$, si è ricavato il valore $< p_t >$ utilizzando la formula:

$$< p_t >^{segnale+fondo} = \frac{< p_t >^{segnale} s + < p_t >^{fondo} b}{s+b} \tag{8.7}$$

e quindi:

$$< p_t >^{segnale} = < p_t >^{segnale+fondo} \left(1 + \frac{b}{s}\right) - < p_t >^{fondo} \frac{b}{s}. \tag{8.8}$$

In Fig.8.3 è riportato l'andamento dei $< p_t >$ fornito dagli eventi di fondo: come si vede, entro gli errori, l'andamento è pressocché costante al variare di Q^2.

Le correzioni di efficienza e di accettanza sono state effettuate, così come nelle misure effettuate nel Cap. 5, usando le simulazioni Monte Carlo:

$$< p_t >^{corretto} = \frac{< p_t >^{MC-generato}}{< p_t >^{MC-ricostruto}} \cdot < p_t >^{dati} . \tag{8.9}$$

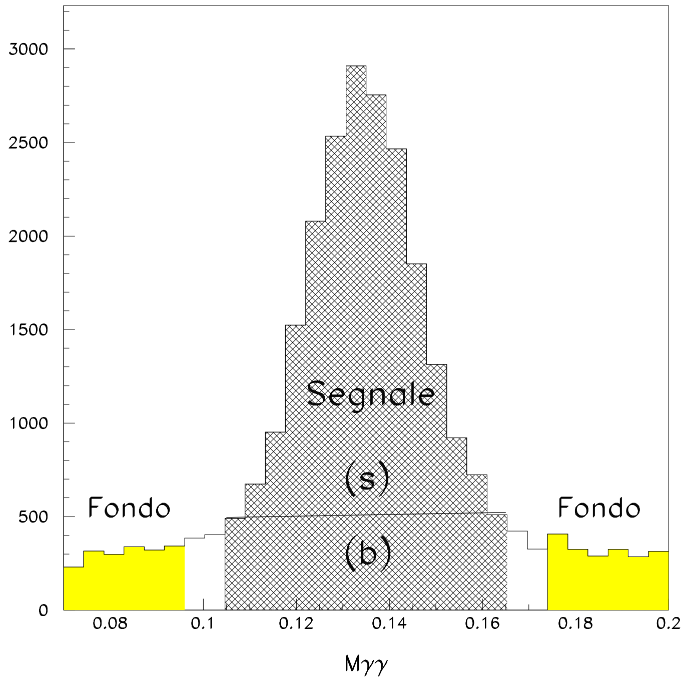


Figure 8.2: Picco di massa del π^0 dove sono state evidenziate le zone considerate di “segnale” e quelle di “fondo”.

Per quanto riguarda le correzioni radiative, il contributo previsto non è particolarmente significativo anche se è stato comunque calcolato ed applicato. A tal fine sono state usate le simulazioni del Monte Carlo e precisamente il rapporto tra due campioni di dati simulati: il primo è stato generato includendo fenomeni radiativi, mentre il secondo è stato considerato usando le variabili del positrone escludendo la possibilità di fenomeni che potessero dar luogo a correzioni di QED. In Tab.8.1 è riportata l'entità delle correzioni applicate al valore finale del $< p_t >$.

Misure di $< p_t >$ sono state effettuate anche da altri esperimenti [99][100],

Q^2 $[GeV^2]$	0.75	1.5	2.5	3.5	4.5	5.5	6.5
Corr. Rad.	−2%	−2%	−1%	−2%	−3%	−1%	−2%

Table 8.1: Fattori correttivi applicati al $< p_t >$ dovuti alle correzioni radiative.

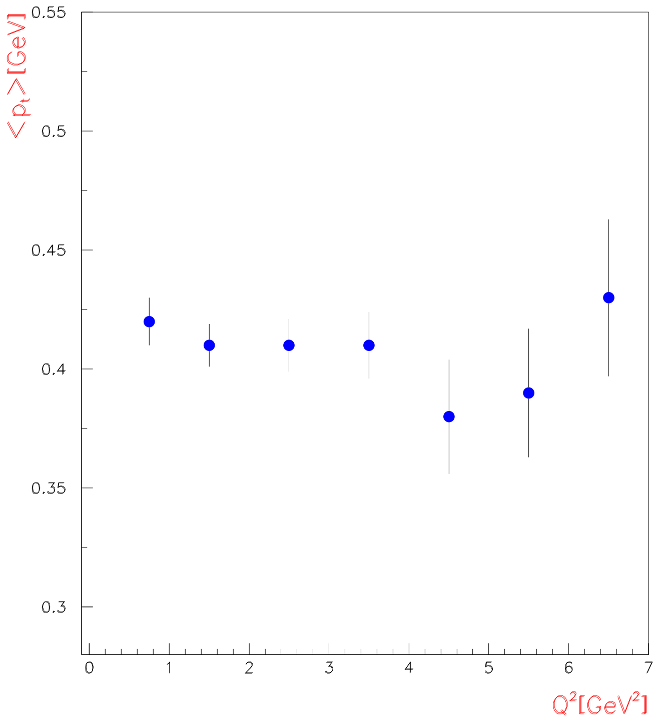


Figure 8.3: Impulso trasverso medio per π^0, nel sistema di riferimento del fotone virtuale, per eventi di fondo.

ma è non mostrata la transizione su tutto l'intervallo da bassi ad alti Q^2. L'esperimento HERMES permette di esplorare tutta la regione di Q^2 in cui è prevista la transizione tra i due meccanismi d'interazione. In Fig.8.4 sono riportati i valori di $< p_t >$ misurati per sette valori di Q^2 da 0.5 GeV^2 a 7 GeV^2. In figura sono pure riportati i valori di $< p_t >$ misurati da altri due esperimenti: *SBT* di SLAC [129] a $Q^2 = 0\ GeV^2$, ossia nella regione di foto-produzione, e *Streamer Chamber* di DESY [128] a $Q^2 = 0.2$ e 1 GeV^2. I dati dei vari esperimenti risultano compatibili: l'impulso trasverso medio parte da valori $\sim 0.31\ GeV$ a $Q^2 = 0\ GeV^2$ e sale fino ad assumere un valore costante $\sim 0.38\ GeV$, entro gli errori, per $Q^2 > 3.5\ GeV^2$. In definitiva, la transizione tra la regione di interazione caratterizzata dal comportamento descritto dai modelli VDM, in cui il $< p_t >$ è minore, e quella DIS, in cui il $< p_t >$ è lentamente variabile, avviene per $Q^2 = 1 \div 3\ GeV^2$.

In Fig.8.5 è mostrato l'andamento di $< p_t >$ ricavato dalla produzione di mesoni carichi π^+ e π^-. Sia l'andamento dei punti che i valori di Q^2 nei quali avviene il cambio di pendenza, sono in ottimi accordo con i risultati trovati per

Q^2 $[GeV^2]$	$< p_t >$ $[GeV]$		
	π^0	π^+	π^-
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

Table 8.2: Impulso trasverso medio per elettroproduzione di mesoni π, nel sistema di riferimento del fotone virtuale, per bin di Q^2.

il mesone π^0.

In Tab.8.2 sono per comodità riassunti, in bin di Q^2, i valori di $< p_t >$ ricavati per i mesoni considerati.

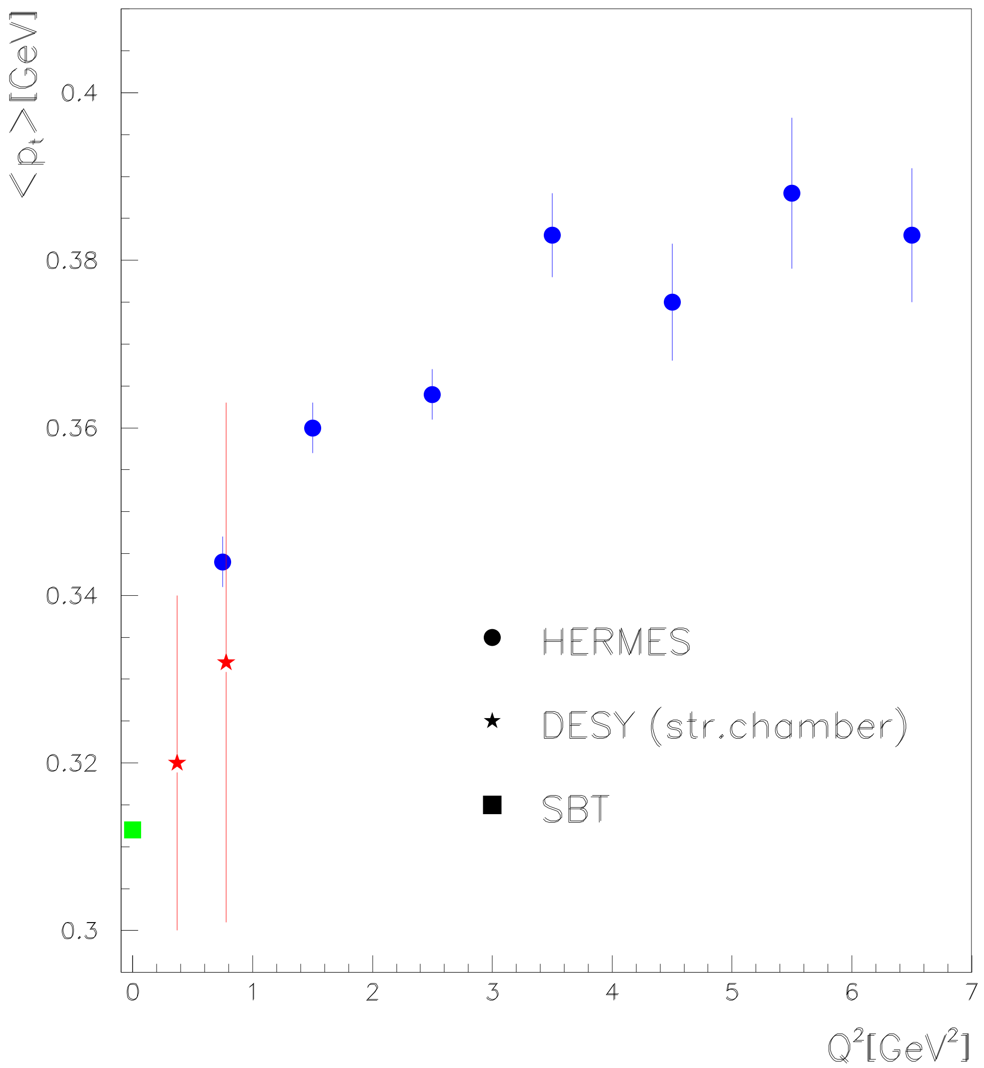


Figure 8.4: Impulso trasverso medio per π^0, nel sistema di riferimento del fotone virtuale.

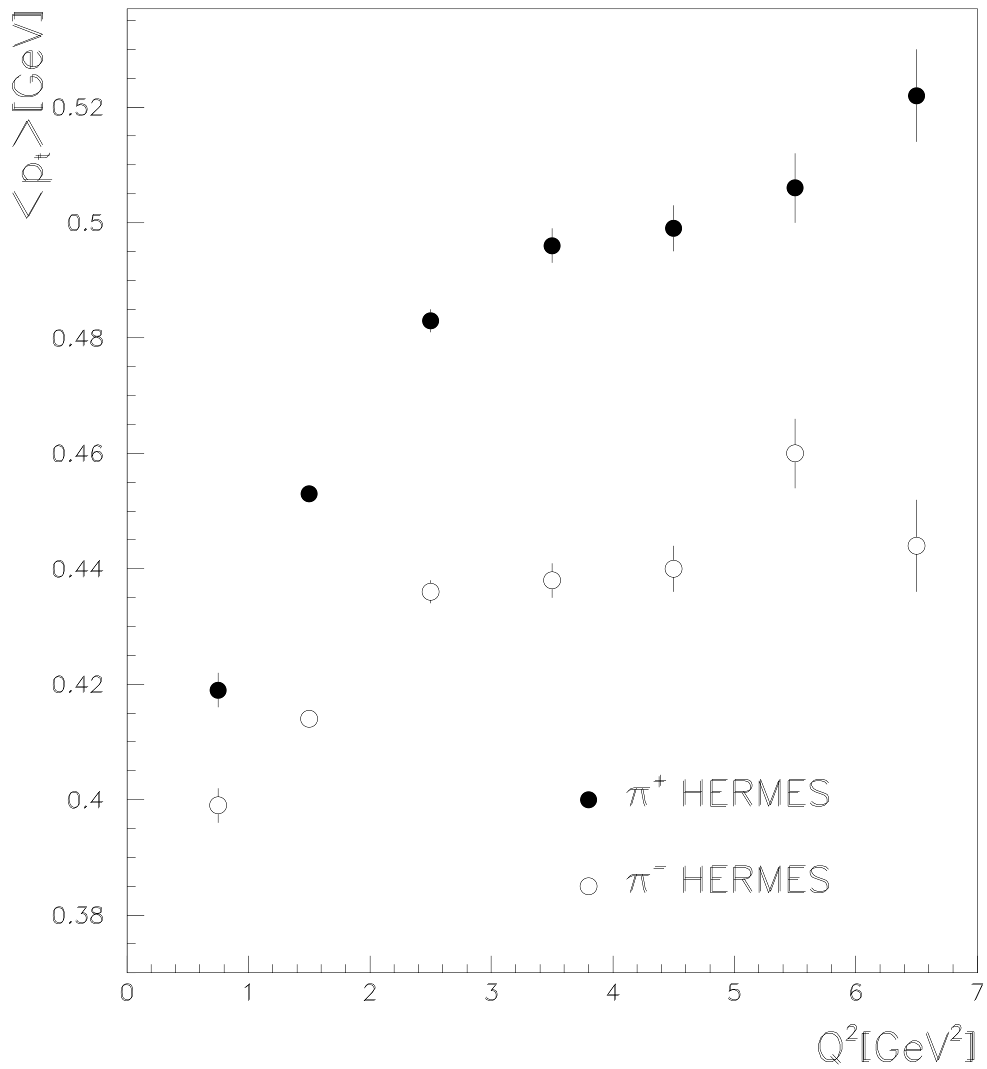


Figure 8.5: Impulso trasverso medio per π^+ e π^-, nel sistema di riferimento del fotone virtuale.

Capitolo 9

Conclusioni

Il lavoro di questa tesi è stato rivolto allo studio dei processi di elettroproduzione di mesoni pseudoscalari π^0, $\pi^\pm$ e η, in processi di *Deep Inelastic Scattering* su nucleone, prendendo in considerazione vari fenomeni tra di loro concatenati e mirati a chiarire aspetti legati a questo tipo di interazione. Questo studio è stato effettuato utilizzando fasci di positroni da 27.5 GeV e bersagli gassosi di idrogeno ed ^3He.

In particolare il lavoro svolto ha riguardato:

• la partecipazione alla raccolta dati DIS a DESY nel corso degli anni 1996-98;

• il controllo *on-line* delle prestazioni del calorimetro elettromagnetico, costituito da 840 contatori di vetro al piombo, che fornisce il *trigger* dell'esperimento;

• la simulazione Monte Carlo sia della risposta del rivelatore che dei processi fisici studiati per calcolare i fattori correttivi alla sezione d'urto relativa. È stato generato un numero consistente di eventi simulati in modo da far si che l'errore statistico complessivo risultasse dominato soltanto dal numero di eventi sperimentali raccolti;

• il calcolo delle correzioni radiative QED;

• l'analisi completa dei dati relativi alle misure oggetto di questa tesi. Sono stati studiate e applicate tecniche probabilistiche di identificazione delle particelle per elettroni ed adroni con riferimento specifico ai mesoni trattati. L'efficienza di ricostruzione ottenuta supera il 99% nel caso degli elettroni e permette di ricostruire le masse dei mesoni π^0 ed η con una risoluzione migliore del 10%.

Le sezioni d'urto di produzione di pioni ricavate sono consistenti con i valori forniti da altri esperimenti in regioni cinematiche contigue a quelle esplorate da HERMES. Quelle di produzione di η sono le prime disponibili in questa regione cinematica.

La sezione d'urto di produzione di π^0 misurata è stata inoltre valutata al valore dell'impulso trasferito esplorato dall'esperimento EMC: i due esperimenti sono risultati in perfetto accordo tra di loro.

L'errore statistico complessivo è inferiore a quello delle misure effettuate da altri esperimenti. Grazie alle potenzialità dell'esperimento HERMES, allo studio approfondito delle procedure utilizzate ed all'analisi di dati raccolti in differenti situazioni sperimentali (quali quelle con bersagli polarizzato e non polarizzato), l'errore sistematico ottenuto risulta dell'ordine dell'$8 \div 9\%$, inferiore a quello delle misure degli altri esperimenti utilizzate per confronto.

I risultati ottenuti, relativi alla sezione d'urto di elettroproduzione misurata in funzione dell'energia frazionaria dei mesoni pseudoscalari π^0, π^+ e π^-, hanno permesso di estrarre le funzioni di frammentazione per i mesoni π^0 dei quark leggeri u e d. Esse mostrano chiaramente come il modello quark-partoni non sia sufficiente a descrivere la fenomenologia dell'elettroproduzione di adroni. Negli andamenti osservati in funzione di Q^2, x e W^2, la violazione dello scaling della sezione d'urto e la non applicabilità della fattorizzazione mostrano come sia necessario introdurre correzioni QCD all'ordine α_s e come si debba aggiungere una dipendenza da Q^2 nelle funzioni di frammentazione.

Il rapporto $\sigma^{\pi^0}/\sigma^{\eta} \simeq 2.5$ ha permesso di confermare la violazione della simmetria $SU(6)$ e di inquadrare la misura in un modello basato sui rapporti statistici di produzione dei quark nel processo di frammentazione.

È stata misurata anche la sezione d'urto su nucleoni legati utilizzando come bersaglio nuclei di ^3He. I risultati ottenuti mostrano che il mezzo nucleare attenua anche del 15% il processo di adronizzazione e che tale attenuazione diminuisce man mano che aumenta l'energia scambiata nell'interazione.

Grazie all'ampio piano cinematico esplorato da HERMES, è stato anche determinata la misura, in funzione di Q^2, del valor medio dell'impulso trasverso dell'adrone prodotto nel sistema di riferimento del fotone virtuale. Ciò ha permesso di evidenziare la transizione dalla regione di interazione DIS per $Q^2 = 3 \div 7\ GeV^2$ a quella con $Q^2 < 1\ GeV^2$ dove le interazioni vengono più propriamente interpretate dal *Vector-meson Dominance Model* (VDM). La transizione tra i due meccanismi di interazione avviene per valori di $Q^2 \sim 1 \div 3\ GeV^2$.

I risultati ottenuti saranno oggetto di alcune prossime pubblicazioni della collaborazione HERMES. Inoltre, per questo lavoro, sono state delineate le seguenti prospettive future: estensione delle procedure adoperate a processi semi-inclusivi polarizzati per estrarre l'asimmetria di produzione in funzione dell'angolo azimutale dell'adrone prodotto, a processi totalmente esclusivi nella regione diffrattiva e all'utilizzo di bersagli diversi da quelli di idrogeno e di ^{3}He per studiare le modifiche del processo su nucleoni legati. In particolare, lo studio dei processi con fasci e bersagli polarizzati permette di valutare interessanti grandezze quali l'impulso intrinseco medio $< k_t >$ dei quark, la funzione di struttura di polarizzazione trasversa h_1 e la funzione di frammentazione *"time reversal odd"* legata alle interazioni non-perturbative dello stato finale adronico.

Bibliografia

[1] F.Halzen and A.D.Martin, Quark and Leptons : an introductory course in modern particle physics, Wiley and Sons, New York (1984)

[2] R.P.Feynman, Photon Hadron Interactions, W.A. Benjamin, New York (1972)

[3] B.Lampe and E.Reya, hep-ph/9810270

[4] F.Mandl and G.Show, Quantum Field Theory, Wiley and Sons, New York (1984)

[5] J.D.Bjorken, Phys. Rev. Lett. 179 (1969) 1547

[6] W.Greiner and B.Mueller, Quantum Mechanics, Vol.2, Verlag Harri Deautsch, Frankfurt am Main (1990)

[7] R.K.Ellis, W.J.Stirling, B.R.Webber, QCD and Collider Physics, Cambridge University Press (1996)

[8] F.E.Close and R.G.Roberts, Consistent analysis of the spin content of the nucleon, Phys. Lett. B316 (1993) 165

[9] J.D.Bjorken, Phys. Rev. 148 (1966) 1467

[10] J.Ellis and R.L.Jaffe, Phys. Rev. D9 (1974) 1444 - D10 (1974) 1669

[11] S.Gerasimov, Sov. J. Nucl. Phys. 2 (1966) 930

[12] HERMES Coll., K.Ackerstaff et al., In Stampa su Phys. Lett. B (hep-ex 9809015)

[13] K.Gottfried, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 1174

[14] HERMES Coll., K.Ackerstaff et al., In Stampa su Phys. Rev. Lett.(hep-ex 9807013)

[15] EMC Coll., J.Ashman et al., Phys. Lett. B206 (1988) 364

[16] EMC Coll., J.Ashman et al., Nucl. Phys. B328 (1989) 1

[17] G.Altarelli and G.Ridolfi, Nucl. Phys. B (Proc.Supp.) 39B, C (1995) 106

[18] S.L.Adler, Phys. Rev. 177 (1969) 2426

[19] G.Altarelli, Phys. Rep. 81 (1982) 1

[20] T.H.R.Skyrme, Nucl. Phys. 31 (1962) 556

[21] *M.Düren*, HERMES Note 97-029 (1997)

[22] Proc. of the workshop on Physics at HERA, Hamburg (1991), W.Buchmuller G.Ingelman eds., DESY, Hamburg (1992) vol. I, II, III

[23] Proc. XV^{th} Int. Conf. on High-Energy Accelerators, Hamburg (1992), J.Rossbach ed. Int.J.Mod.Phys.A (Proc.Suppl.) 2A (1993)

[24] A.Sokolov, DESY Report L-TRANS-333 (1989)

[25] A.Sokolov and I.Ternov, Sov. Phys. Doklady 8 (1964) 1203

[26] V.Baier et al., Sov. Phys. JETP 31 (1970) 908

[27] V.Bergmann et al., Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 435

[28] P.Oelwein, Tesi laurea, MPI-K Heidelberg (1995)

[29] W.Lorenzon, DESY Proposal 95-023 (1995)

[30] K.Steffens, DESY-HERA 83/06 (1983)

[31] D.P.Barber et al., DESY 84-102 (1984)

[32] D.P.Barber et al., Nucl. Instr. Meth. A338 (1994) 1

[33] HERMES Coll., K.Ackerstaff et al., Phys. Lett. B404 (1997) 383

[34] HERMES Coll., A.Airapetian et al., In stampa su Phys. Lett. B (hep-ex 9807015)

[35] E143 Coll., K.Abe et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 146

[36] SMC Coll., D.Adams et al., Phys. Lett. B329 (1994) 399

[37] G.Phillips et al., Phys. Rev. Lett. 9 (12) (1962) 502

[38] R.Milner et al., Nucl. Instr. and Meth. A274 (1989) 56

[39] J.Stewart, VII International Workshop on Polarized Gas Target and Polarized Beam (1997), Urbana Illinois

[40] HERMES Coll., K.Ackerstaff et al., Nucl. Instr. and Meth. A417 (1998) 230

[41] M.Geijsberts et al., Nucl. Instr. and Meth. A313 (1992) 377

[42] R.L.Jaffe, Comm. Nucl. Phys. 19 (1990) 239

[43] Marmier-Sheldon, Physics of nuclei and particles, vol.I (1969)

[44] E.Cisbani, Tesi Dottorato Univ. "La Sapienza" Roma, X ciclo (1998)

[45] E.Cisbani et al., DESY-PRC HERMES Note, 97-021 (1997)

[46] J.V.Emerson, HERMES Note, 96-038 (1996)

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

[48] H.Avakian et al., Nucl. Instr. and Meth. A417 (1998) 69

[49] H.Avakian, P.Di Nezza, A.Fantoni, HERMES Note 97-038

[50] A.Fantoni, Tesi Dottorato Univ. Calabria, VIII ciclo, (1996)

[51] M.Kobayashi et al., Nota Interna KEK 93-178 (1993)

[52] Particle Data Book, Phys. Rev. D54 (1996) 1

[53] S.M.Fisher P.Palazzi, The ADAMO Data System, CERN-ECP and Rutherford Lab. (1993)

[54] W.Wander, Tesi Dottorato, HERMES-Erlangen-Nuernberg (1996)

[55] G.D'Agostini, DESY-Note 94-099 (1994)

[56] R.B.Kaiser, Tesi Dottorato, HERMES-S.Fraser University Canada (1997)

[57] R.Y.Rubinstein, Simulation and the Monte Carlo Method, Wiley and Sons, New York 1981

[58] Il Monte Carlo di HERMES, http://dxnhd1.mpi-hd.mpg.de/ herprod

[59] G.Ingelman, A.Edin, J.Rathsman, Comp. Phys. Comm. 101 (1997) 108

[60] M.Veltri et al., Proc. of Physics at HERA, DESY (1991) 447

[61] *T.Sjöstrand*, Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74

[62] GEANT - Detector Description and Simulation Tool, CERN Geneva (1994)

[63] P.Geiger, Tesi Dottorato, MPI Institute Heidelberg, HERMES Note 98-005 (1998)

[64] E.L.Berger, Proceedings Stanford (1987) SLAC 316, 82

[65] T.Uematsu, Phys. Lett. B79 (1978) 97

[66] J.Binnewies, hep-ph/9707269

[67] EMC, M.Arneodo et al., Z.Phys. C31 (1986) 1

[68] J.J.Aubert et al., Z.Phys. C31 (1986) 175

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

[70] J.Binnewies, DESY 97-128 (1997)

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

[72] J.Binnewies, B.A.Kniehl, G.Kramer, Phys. Rev. D52 (1995) 4947

[73] M.Gluck, E.Reya, A.Vogt, Z.Phys. C67 (1995) 433

[74] Y.L.Dockshitzer et al., Basic of Perturbative QCD, Ed. Frontieres, Gif-sur-Yvette, France (1991)

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

[76] R.D.Field and R.P.Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1

[77] A.Martin, Phys. Lett. B93 (1980) 338

[78] EMC Coll., M.Arneodo et al., Phys. Lett. B145 (1984) 458

[79] JADE Coll., W.Bartel et al., Phys. Lett. B145 (1984) 441

[80] T.Mayer, Z.Phys. C12 (1982) 77

[81] R.Odorico, Nucl. Phys. B172 (1980) 157

[82] G.C.Fox and S.Wolfram, Nucl. Phys. B168 (1980) 285

[83] V.V.Sudakov, Sov. Phys.-JETP 3 (1956) 65

[84] B.Anderson et al., Phys Rep. 97 (1983) 31

[85] B.Anderson, G.Gusrafson, B.Soderberg, Z.Phys. C20 (1983) 317

[86] T.Sjostrand and M.Bengtsson, Comut. Phys. Commun. 43 (1987) 367

[87] F.E.Close, Quark and Partons, Academic Press, 1979

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

[89] J.Ellis and M.Karliner, Phys. Lett. B341 (1995) 397

[90] L.W.Mo and Y.T.Tsai, Rev.Mod.Phys. 41 (1969) 205

[91] Y.T.Tsai, SLAC-PUB-848 (1971)

[92] A.A.Akhundov et al., Sov.J.Nucl.Phys. 29 (1979) 499

[93] I.Akushevich et al., hep-ph/9706516

[94] I.Akushevich et al., HERMES Note 97-058

[95] I.Akushevich et al., HERMES Note 96-025

[96] V.N.Gribov and L.N.Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1872) 438

[97] G.Altarelli and G.Parisi, Nucl.Phys. B126 (1977) 298

[98] Y.L.Dockshitzer, Sov.Phys. JETP 46 (1977) 641

[99] T.P.McPharlin et al., Phys.Lett. B90 (1980) 479

[100] J.J.Aubert et al., Z.Phys. C18 (1983) 189

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

[102] N.Sakai, Phys. Lett. B85 (1979) 67

[103] W.Furmanski and R.Petronzio, Z.Phys. C11 (1982) 293

[104] R.Baier and K.Fey, Z.Phys. C2 (1995) 339

[105] G.Altarelli, R.K.Ellis, G.Martinelli, Nucl.Phys B160 (1979) 301

[106] J.F.Owens, Phys. Lett. B76 (1978) 85

[107] EMC Coll., J.J.Aubert et al., Phys. Lett. B114 (1982) 373

[108] V.V.Anisovich and V.M.Shekhter, Nucl.Phys. B55 (1973) 455

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

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

[111] C.Kourkoumelis et al., Phys. Lett. B84 (1979) 277

[112] UA6 Coll., J.Antille et al., Phys. Lett. B194 (1987) 568

[113] JADE Coll., W.Bartel et al., Phys. Lett. B130 (1983) 454

[114] J.J.Van Hunen, HERMES Note 98-017 (1998)

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

[116] A.Bialas and T.Chmaj, Phys. Lett. B133 (1983) 241

[117] A.Bialas and M.Gyulassy, Nucl. Phys. B291 (1987) 793

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

[119] G.Ingelman et al., Nucl. Phys. B206 (1982) 239

[120] EMC, J.J.Aubert et al., Phys. Lett. B119 (1982) 233

[121] D.Sivers et al., Phys. Rep. C23 (1976) 1

[122] R.Baier, J.Engels, B.Peterson, Z. Phys. C2 (1979) 265

[123] J.J.Sakurai, Ann. Phys. 11 (1960) 1

[124] H1 Coll., I.Abt et al., Nucl. Phys. B407 (1993) 515

[125] J.D.Bjorken, SLAC-PUB-1756 (05/1976)

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

[127] P.Mosley and G.Shaw, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 21 (1995) 1043

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

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

Tutte le note e le tesi di HERMES sono disponibili al sito internet : http://www-hermes.desy.de/notes/

Ringraziamenti

Un profondo ringraziamento va al Prof. Enzo De Sanctis per avermi guidato e consigliato sempre nel migliore dei modi; penso di dovergli molto della mia maturazione scientifica di questi ultimi anni.

Desidero ringraziare il Prof. Claudio Ciofi degli Atti per la possibilità che mi ha dato di svolgere la mia attività di ricerca su un canale di fisica che ho trovato particolarmente interessante.

Sono sicuro che non avrei mai potuto affrontare con il giusto senso critico le diverse questioni di fisica incontrate senza i consigli e le continue e costruttive discussioni avute con Nicola Bianchi, anche a lui quindi un particolare ringraziamento.

Un ulteriore sentito ringraziamento va ad Harout Avakian ed Alessandra Fantoni con i quali ho formato un "team ad alta efficienza" nella gestione del calorimentro elettromagnetico di HERMES.

Come non ringraziare tutti i fisici del gruppo dei laboratori dell'INFN di Frascati che con la loro professionalità ed amicizia permettono un lavoro sereno e produttivo. Ringrazio quindi Valeria Muccifora e in stretto ordine alfabetico: Gian Paolo Capitani, Lucio Cerrito, Karo Hovhannisyan, Marco Mirazita, Ermanno Polli, Anna Rita Reolon, Federico Ronchetti, Patrizia Rossi, Eric Thomas.

Un grazie alla collaborazione internazionale HERMES, ai Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN ed al laboratorio DESY di Amburgo per la possibilità che mi hanno dato di lavorare in un ambiente internazionale di altissimo livello.

Da ringraziare è anche la segretaria Donatella Pierluigi e l'efficiente staff tecnico: Massimo Albicocco, Aldo Orlandi, Walter Pesci, Gianfranco Serafini e Angelo Viticchié.

Nominare tutti i cari amici incontrati in questi anni a Frascati, Perugia o Amburgo non è possibile, vorrei allora salutarne alcuni in modo particolare: Fabio Anulli, Federico Berruto, Evaristo Cisbani, Massimo Corradi, Maira D'Alessandro, Silvana Filipponi, Raffaella Mozzetti, Maurizio Nupieri e Enrico

Panaro.

Un meritato bacio a Carmen per aver sopportato le mie frequenti assenze e per avermi sostenuto con tanto affetto.