UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BARI

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA

Adronizzazione Nucleare da positroni di 12 GeV nell'esperimento HERMES

LAGAMBA Luigi

XVII Ciclo

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BARI

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA

Adronizzazione Nucleare

da positroni di 12 GeV

nell'esperimento HERMES

Docente Guida:

Prof. DE LEO RAFFAELE

Coordinatore del Dottorato:

Prof. ROMANO FRANCESCO

Dottorando:

LAGAMBA Luigi

XVII Ciclo

“*I do not know*
what I may appear to the world;
but to myself I seen to have been
only like a boy, playing on the
sea-shore, and diverting myself
in now and then finding a smoother
pebble, or a prettier shell than
ordinary, whilst the great ocean
of truth lay all undiscovered before
me.”

Sir Isaac Newton

A me.

Indice

Introduzione **1**

1 La diffusione profondamente anelastica **7**

1.1 Diffusione profondamente anelastica inclusiva 7

1.1.1 Aspetti fisici dei processi DIS 8

1.1.2 Variabili cinematiche del processo inclusivo 9

1.1.3 Sezione d'urto DIS non polarizzata 10

1.2 Il DIS semi-inclusivo (SIDIS) 15

1.2.1 Sezione d'urto e fattorizzazione 16

2 Adronizzazione nel mezzo nucleare **21**

2.1 Assorbimento nucleare 23

2.2 Modelli teorici per il processo di adronizzazione 24

2.2.1 Modelli Fenomenologici 24

2.2.2 Modelli ispirati dalla QCD 35

3 L'esperimento HERMES **43**

3.1 Il fascio di positroni polarizzati ad HERA 45

3.2 Il bersaglio di gas polarizzato di HERMES 47

3.3 Lo spettrometro HERMES 50

3.3.1 Il dipolo magnetico 51

3.3.2 I rivelatori di tracciamento 52
3.3.3 Rivelatori per l'identificazione delle particelle 56
3.3.4 Il sistema di monitoraggio del guadagno (GMS) 69
3.3.5 Il sistema di allineamento 69
3.3.6 Il monitor di luminosità 70
3.4 Algoritmo per l'identificazione delle particelle 71
3.5 Il trigger ed il sistema di acquisizione dati 74

4 Analisi dati e risultati **78**
4.1 Procedura di analisi ed identificazione delle particelle 79
4.1.1 Selezione degli eventi 79
4.1.2 **D**ata**Q**uality 80
4.1.3 Tagli sulla cinematica del positrone 81
4.1.4 Tagli sulla cinematica dell'adrone 83
4.2 Correzioni radiative 88
4.3 Errore statistico 91
4.4 Errore sistematico 91
4.5 Risultati sui rapporti di molteplicità 92
4.5.1 Rapporto vs z 98
4.5.2 Ratio vs Q^2 103
4.5.3 Confronto con i dati a 27.5 GeV 107
4.5.4 Attenuazione dei π^0 112
4.6 Confronto con modelli teorici 119
4.6.1 Confronto fra rescaling model e dati sperimentali . . . 119
4.6.2 Confronto fra Modello di trasporto probabilistico a canali accoppiati e dati sperimentali 124

Conclusioni **130**

Appendice A **133**

Appendice B **140**

Appendice C **143**

Ringraziamenti **163**

Bibliografia **165**

Elenco delle figure **174**

Elenco delle tabelle **185**

Introduzione

La parte più difficile di un viaggio,
è oltrepassare lo stipite della porta.

P. Terenzius Varro.

Studi dello spettro del nucleone fatti negli anni 50 hanno mostrato l'esistenza di diversi possibili stati eccitati del protone e del neutrone che appaiono come risonanze nei processi di interazione leptone-nucleone e adrone-nucleone [1]. Inoltre la proliferazione di nuovi stati di particella, scoperti durante gli anni 50 e 60, hanno indicato la strada di una possibile esistenza di una sottostruttura degli adroni in termini di oggetti più elementari. Un modello proposto da Gell-Mann [2] e Zweig [3] descriveva gli adroni come un sistema composto di soli tre tipi di particelle che Gell-Mann chiamò *quark* (u,d ed s) e delle corrispondenti antiparticelle. Le proprietà statiche delle strutture adroniche osservate potevano essere derivate dal *flavor*, dallo spin e dalla carica di questi quarks. Gell-Mann chiamò questa classificazione *The Eightfold Way*, poichè appariva naturalmente l'ottetto dei mesoni e dei nucleoni. Fu trovato che i nucleoni appartenevano ad un super-multipletto di otto particelle cioé un ottetto. Per i mesoni fu proposto un ottetto dove i mesoni π ed K occupavano sette posti. Questa idea fu verificata sperimentalmente verso la fine degli anni 60 allo Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) nel primo esperimento di diffusione profondamente anelastica condotto da Friedman, Kendall e Taylor. Ricordando l'esperienza di Rutherford nel 1911, essi investigarono la struttura interna del protone utilizzando la diffusione di elettroni ad alta energia su bersaglio di idrogeno liquido. Dall'analisi dell'angolo di diffusione e dell'energia dell'elettrone dopo la collisione, si osservò che in caso di processi anelastici con produzione di nuove particelle nello stato finale (ad esempio pioni), gli elettroni venivano deflessi ad un angolo maggiore di quello aspettato. Una possibile spiegazione dei dati dell'esperimento di SLAC fu proposta da Feynmann, il quale suggerì l'esistenza di particelle puntiformi all'interno del protone: i partoni. In regime di diffusione profondamente anelastica, la debole dipendenza della sezione d'urto di diffusione dal momento trasferito fu interpretata come evidenza dell'esistenza dei partoni. Questa dipendenza definisce una proprietà predetta da Bjorken ed indicata come *scaling* [4]. Da questi nuovi oggetti carichi, gli elettroni potevano essere diffusi a grandi angoli e venne ipotizzato che il loro spin dovesse valere 1/2. L'interpretazione del nucleo in termini di quark e partoni fu, in seguito, fusa nel Modello di Quark e Partoni (QPM). All'interno di questa struttura, il processo di diffusione elettrone-protone, può essere espresso in termini di due funzioni di struttura F_1 ed F_2. L'identificazione dei partoni con i quark porta alla conseguenza che l'integrale della funzione di struttura F_2 sulla frazione del momento trasportata dal quark costituente deve essere uguale all'unità. Nel 1972, le misure della funzione di struttura F_2 del nucleone rivelarono che i quarks contribuivano solo per il 50% al momento totale del nucleone. Il rimanente momento è stato associato in seguito ai nuovi costituenti partonici: i *gluoni* con spin 1. La Cromodinamica Quantistica (QCD) è stata identificata come la teoria più adatta ad interpretare l'interazione di quark e gluoni in termini di forza forte tra particelle con carica di colore. L'idea del colore era già stata postulata come un grado di libertà extra per risolvere la violazione del principio di Pauli nella formazione della Δ^{++} con tre quarks u con lo stesso spin e momento angolare. L'estensione del modello di colore all'interno della QCD [5] porta in modo naturale alla descrizione della forza di legame tra quarks all'interno dell'adrone. La caratteristica distintiva della QCD è che l'accoppiamento della forza forte è predetta essere debole a piccole distanze (libertà asintotica). Questa caratteristica è consistente con le osservazioni sperimentali nella diffusione profondamente anelastica leptone-nucleone in cui i quarks costituenti si comportano quasi come particelle libere ad alti momenti trasferiti. A grandi distanze, l'accoppiamento diventa progressivamente più forte e può, presumibilmente, portare al confinamento di colore. Nel limite asintotico, cioè quando la costante di accopiamento forte è piccola, la QCD può essere descritta perturbativamente e quindi possono essere formulate predizioni quantitative.

Nel Deep Inelastic Scattering (DIS) di elettroni su nucleoni, l'interazione è mediata dallo scambio di un fotone virtuale ($E^2 \neq c^2p^2$). Se la virtualità del fotone (il quadrato del suo quadrimomento Q) è grande, viene testata la struttura a quark interna al nucleone. Dopo l'assorbimento del fotone virtuale, il quark è espulso dal nucleone con una elevata energia cinetica. A causa del confinamento, l'energia cinetica del quark è trasformata in energia potenziale la quale aumenta con l'aumentare della distanza tra il quark colpito ed il resto del nucleone. In accordo con la descrizione fatta dal modello a stringa di questo processo, quando l'aumento dell'energia potenziale è abbastanza grande viene creata una nuova coppia quark-antiquark, la stringa si rompe portando eventualmente alla formazione di un jet di adroni. Il processo di frammentazione della stringa è il modo più comune per descrivere il processo di formazione dell'adrone. Tuttavia l'evoluzione temporale del processo non può essere calcolata rigorosamente in questo contesto poiché essa avviene su una scala di distanze piuttosto grande. La rivelazione di un adrone nello stato finale di un evento DIS attraverso processi semi-inclusivi (SIDIS Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering) permette lo studio dei processi di frammentazione. Introducendo la formazione dell'adrone nel mezzo nucleare diventa disponibile un nuovo grado di libertà per modificare o influenzare i processi alla lunghezza di scala del fermi.

I processi SIDIS su bersagli nucleari danno accesso a nuove informazioni sul tempo di formazione dell'adrone, sui meccanismi di perdita di energia del partone e sulla modifica delle Funzioni di Frammentazione (FF) nel mezzo misurando l'attenuazione dell'adrone (cioè misurandone la riduzione della loro molteplicità) su vari bersagli. La misura del tempo di formazione adronico, lo studio dei meccanismi di perdita di energia del partone e la modifica delle FF in mezzi densi sono anche importanti per l'interpretazione di esperimenti di urti tra ioni pesanti ad energie relativistiche che tendono ad identificare un nuovo stato della materia il *quark-gluon plasma* [6]. Il tempo di formazione adronico è legato al numero di interazioni che avvengono quando l'adrone attraversa un mezzo nucleare denso. La quantità di energia persa da un quark che si propaga attraverso un mezzo nucleare è attesa essere minore della perdita di energia nella materia calda densa a causa della più alta densità gluonica. Quindi il confronto tra i meccanismi di perdita di energia partonica nel SIDIS su nuclei e le collisioni relativistiche tra ioni pesanti possono essere usati per caratterizzare lo stato di quark-gluon plasma. La quantità che viene studiata è il rapporto di attenuazione (R_{att}) che è il numero di adroni osservati per evento DIS per un bersaglio di massa atomica A, diviso per lo stesso numero per un bersaglio di deuterio.

Le misure di attenuazione nucleare, presentate in questa tesi, sono parte del programma di ricerca dell'esperimento HERMES. L'esperimento HER-

MES (HERa MEasurement of Spin), insieme con gli esperimenti di SLAC E154 [7], [8] e E155 [9], [10] appartiene ad una nuova generazione di esperimenti DIS polarizzati progettati per ottimizzare lo studio della struttura dello spin del nucleone. In particolare HERMES si caratterizza non solo sulla precisione delle misure inclusive ma anche sulla fisica semi-inclusiva. L'esperimento è collocato presso il laboratorio Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY) di Amburgo (Germania). Un fascio di positroni da 27.5 GeV polarizzato, circolante nell'anello di accumulazione HERA (Hadronen Electronen Ring Anlage) interagisce con un bersaglio interno gassoso di atomi polarizzati longitudinalmente. Per il bersaglio è usata una nuova tecnica detta a cella di contenimento aperta alle estremità ed interna alla linea del fascio di positroni. Nell'esperimento HERMES la riduzione di luminosità derivante dal limitato spessore del bersaglio gassoso è compensata dalle interazioni multiple del fascio di positroni circolante. Lo spettrometro a grande accettanza HERMES rivela i positroni che vanno in avanti ed i corrispondenti frammenti adronici che provengono dalle interazioni. Una buona separazione adrone/positrone è ottenuta con quattro rivelatori specifici per l'identificazione delle particelle: un calorimetro a vetri di piombo accoppiato ad un preshower, un RICH ed un rivelatore a radiazione di transizione. L'uso del RICH permette una completa identificazione delle particelle in un largo intervallo di momento.

L'argomento di questa tesi riguarda lo studio dei processi di formazione adronica attraverso la frammentazione e la adronizzazione del quark colpito in processi di diffusione profondamente anelastici con il fascio di positroni da 12 GeV di energia su bersagli nucleari ($^2H,^{14}N,^{84}Kr$).

Il lavoro di tesi è strutturato nel seguente modo:

Il **primo capitolo** introduce il formalismo della diffusione anelastica inclusiva e semi-inclusiva.

Il **secondo capitolo** introduce il concetto di adronizzazione e ne illustra alcuni modelli teorici.

Il **terzo capitolo** descrive l'apparato sperimentale utilizzato, il funzionamento e le caratteristiche operative dei vari rivelatori.

Il **quarto capitolo** riguarda l'analisi dei dati raccolti da HERMES a 12 GeV, con riferimento alla selezione operata ed i tagli cinematici imposti. I risultati ottenuti relativi ai rapporti di attenuazione sono discussi e confronti con dati preesistenti sugli stessi bersagli nucleari ma ottenuti con differente energia (27.5 GeV). Inoltre i risultati sono discussi alla luce di alcuni modelli teorici esistenti.

Le **conclusioni** riassumono i risultati ottenuti ed i possibili sviluppi futuri.

Il lavoro personale ha riguardato la partecipazione alla raccolta ed alla completa analisi dei dati qui presentati.

Capitolo 1

La diffusione profondamente anelastica

Verlockend ist der äußre Schein
der Weise dringet tiefer ein
Wilhelm Busch
Der Geburtstag

...libera interpretazione
La bellezza esteriore alletta,
ma il saggio sa guardare nel
profondo

1.1 Diffusione profondamente anelastica inclusiva

Nel presente capitolo si presenta in breve il formalismo ed i concetti base usati per descrivere la diffusione profondamente anelastica, *Deep Inelastic Scattering*, usualmente abbreviato in DIS, non polarizzata inclusiva e semi-inclusiva di un leptone su un nucleone. Sono introdotte le variabili cinematiche rilevanti usate per ricavare la sezione d'urto leptone-nucleone. Le funzioni di struttura del nucleone sono interpretate nell'ambito del *Quark Parton Model* (QPM) con correzioni date dalla *Quantum Chromo-Dynamics* (QCD).

1.1.1 Aspetti fisici dei processi DIS

La diffusione di leptoni su un oggetto non puntiforme (es. nucleo o nucleone), costituisce uno strumento molto potente per sondare la struttura interna del bersaglio. In prima approssimazione, la sonda è rappresentata dal fotone virtuale scambiato nella interazione elettromagnetica, il cui potere risolutivo è determinato dalla quantità $\hbar/sqrtQ^2$ 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 ($\sim 0.01 \quad GeV^2$) 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. Per $Q^2 \sim 0.1 \quad GeV^2$, il processo più probabile è la diffusione da parte di un costituente del nucleo. Per valori di $Q^2 \sim 0.5 \div 1 \quad GeV^2$ i fattori di forma del nucleone e delle risonanze sono molto piccoli e la regione sondata dal fotone virtuale scambiato diventa quella interna del nucleone ($\leq 1fm$). In tal caso si parla di diffusione profondamente anelastica o DIS.

Un modo per descrivere l'interazione leptone-adrone da un punto di vista formale, è quello di separare la parte relativa al leptone da quella relativa all'adrone nella cosiddetta *approssimazione di singolo fotone* (OPA) [11], cioé considerando un solo fotone come mediatore dell'interazione trascurando lo scambio multiplo e tutte le correzioni radiative [12]. Nella figura 1.1 è schematizzato un diagramma DIS.

Il partone colpito (*partone di corrente*) non può 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.

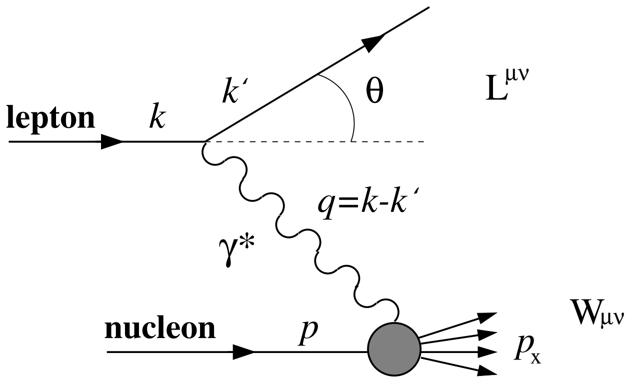

Figura 1.1: Diagramma OPA della diffusione leptone-nucleone. k, k', q, P e P_π sono rispettivamente il quadrimpulso del leptone incidente, uscente, del fotone virtuale, del nucleo bersaglio e del residuo non rivelato. $L^{\mu\nu}$ e $W_{\mu\nu}$ sono rispettivamente il tensore leptonico e quello adronico.

1.1.2 Variabili cinematiche del processo inclusivo

La cinematica del DIS è caratterizzata dall'impulso trasferito q definito come la differenza tra l'impulso del leptone incidente $k = (E, \vec{k})$ e quello del leptone diffuso $k' = (E, \vec{k}')$:

$$q = k - k' \tag{1.1}$$

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

$$q^2 = k^2 + k'^2 - 2k\dot{k}' \tag{1.2}$$

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} \tag{1.3}$$

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 la direzione del leptone incidente e quello diffuso, trascurando la massa dell'elettrone e considerando il bersaglio a riposo, si ha:

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

Usualmente si usano due variabili adimensionali y ed x, indicate con il nome di variabili di scala di Bjorken, 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:

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

Per le due variabili, gli intervalli cinematici permessi sono:

$$0 < x \leq 1 \qquad (1.9)$$

$$0 < y < \frac{1}{1 + xM/2E} < 1 \qquad (1.10)$$

1.1.3 Sezione d'urto DIS non polarizzata

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

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. In conseguenza di ciò la sezione d'urto doppio differenziale può essere scritta come:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{e^4}{8\pi Q^4} \times \frac{y^2}{Q^2} \times L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}. \tag{1.11}$$

Il tensore leptonico si ricava nell'ambito della elettrodinamica quantistica (QED) all'ordine più basso [13]. 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* la cui interpretazione fisica può essere data in termini di ampiezza del processo di foto-assorbimento di un fotone virtuale polarizzato su di un nucleone [14]:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= F_1(x,Q^2)\left[-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right] \\ &+ F_2(x,Q^2)\left[\frac{\left(p_\mu - \frac{q_\mu (pq)}{q^2}\right)\left(p_\nu - \frac{q_\nu (pq)}{q^2}\right)}{pq}\right] \\ &+ ig_1(x,Q^2)\left[\frac{\epsilon_{\mu\nu\gamma\delta} q^\gamma s_n^\delta}{pq}\right] + ig_2(x,Q^2)\left[\frac{\epsilon_{\mu\nu\gamma\delta} q^\gamma ((pq)s_n^\delta - (s_n q)p^\delta)}{(pq)^2}\right] \end{aligned} \tag{1.12}$$

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 quelli finali in modo che si elidano i contributi simmetrici allo spin in $L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$, nella forma:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{e^4}{4\pi Q^4}\left[y^2 F_1(Q^2,x) + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right)\frac{F_2(Q^2,x)}{x}\right] \tag{1.13}$$

L'informazione sulla struttura dell'adrone è quindi portata dalle funzioni di struttura $F_{1,2}$ nel caso delle interazioni non polarizzate.
Nel regime DIS, quando cioè $Q^2 \gg M^2$, $\nu \gg M$ (equivalente a $\nu, Q^2 \to \infty$) ed x è finito, la dipendenza da Q^2 può essere trascurata. In questo limite, le funzioni F_1 ed F_2 mostrano una dipendenza dalla sola variabile x, $F_{1,2}(\nu, Q^2) = F_{1,2}(x)$. Questa proprietà e' nota come *scaling* [4] poichè le quantità sono indipendenti da Q^2 che definisce la scala energetica dell'interazione.

In figura 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.

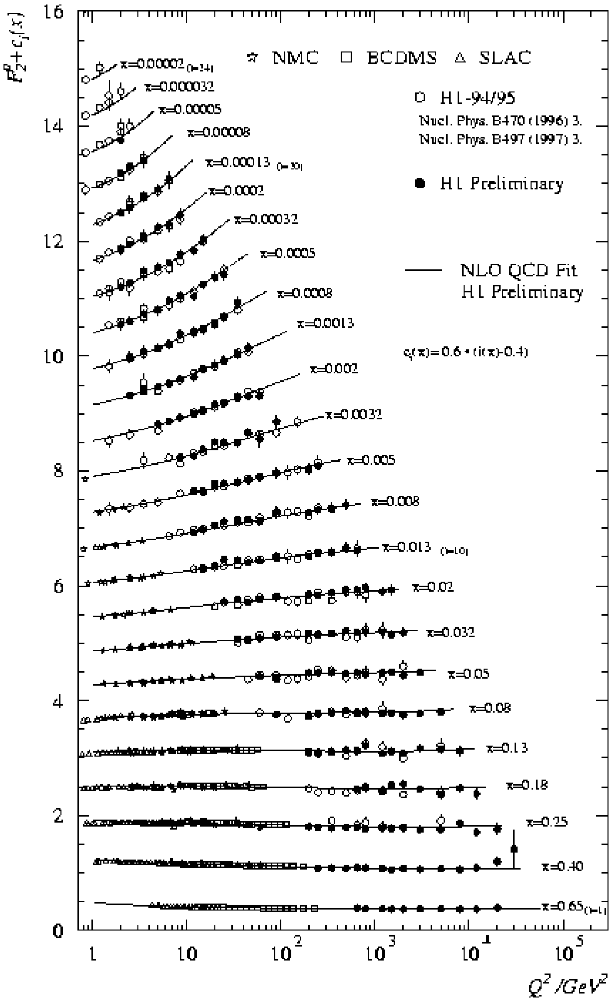

Figura 1.2: Funzione di struttura del protone, non polarizzata, in funzione di Q^2 e per vari valori di x.

Per un ampio intervallo di x ($10^{-5} \div 0.65$) si rivela una sostanziale indipendenza di F_2 da Q^2. Ciò evidenzia, nella regione esplorata 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. Quindi, pur ritenendo sempre valido il fenomeno di *scaling*, bisogna porre dei limiti inferiori al valore di x.

Le funzioni di struttura di spin del nucleone possono essere determinate sperimentalmente esprimendo la eq. 1.13 in termini di sezioni d'urto di foto-assorbimento per fotoni polarizzati longitudinalmente (σ_L) e trasversalmente(σ_T):

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \Gamma\left(\sigma_T(x,Q^2) + \epsilon\sigma_L(x,Q^2)\right), \tag{1.14}$$

con Γ che descrive il flusso di fotoni virtuali ed ϵ il loro grado di polarizzazione:

$$\epsilon = \frac{4(1-y) - \frac{Q^2}{E^2}}{4(1-y) + 2y^2 + \frac{Q^2}{E^2}}, \tag{1.15}$$

con $\epsilon = 0$ corrispondente ad una polarizzazione puramente trasversa. Dati i tre possibili stati di polarizzazione del fotone:

$$\epsilon^\mu_\pm = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,\pm i,0), \qquad \epsilon^\mu_0 = \mp\frac{1}{\sqrt{Q^2}}(\sqrt{Q^2+\nu^2},0,0,\nu), \tag{1.16}$$

vi sono due orientazioni dello spin di un bersaglio con spin 1/2 che contribuiscono alla sezione d'urto trasversa e solo una che contribuisce a quella longitudinale:

$$\begin{aligned}
\sigma_T &= \frac{1}{2}\left(\sigma^T_{1/2} + \sigma^T_{3/2}\right) \\
&= \pi\left(F_1 + g_1 - \gamma^2 g_2\right) + \pi\left(F_1 + g_1 + \gamma^2 g_2\right) = 2\pi F_1 && (1.17) \\
\sigma_L &= \sigma^L_{1/2} = 2\pi\left(-F_1 + \frac{(1+\gamma^2)}{2x}F_2\right) && (1.18)
\end{aligned}$$

con $\gamma = \frac{Q^2}{\nu^2}$ e g_1 e g_2 funzioni di struttura dipendenti dallo spin.

Le diciture delle due componenti delle sezioni d'urto possono essere comprese nel seguente modo. *Trasverso* riferito a $\epsilon^\mu_\pm$ (e $\epsilon = 0$), implica che la direzione dei campi elettrici e magnetici è trasversa alla direzione del moto, come per il fotone reale, mentre *Longitudinale* riferito a ϵ_0^μ implica che i campi elettrico e magnetico sono oscillanti nella direzione del moto. Dalla eq.1.17 si può vedere che $F_1(Q^2, x)$ rappresenta la componente trasversa della sezione d'urto (modulo una costante), mentre la componente longitudinale è proporzionale alla funzione di struttura $F_L(Q^2, x)$ definita come:

$$F_L(Q^2, x) = (1 + \gamma^2)F_2(Q^2, x) - 2\pi F_1(Q^2, x) \tag{1.19}$$

Il rapporto della sezione d'urto di foto assorbimento longitudinale con quella trasversa, R è dato da:

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} \tag{1.20}$$

$$= \frac{(1 + \gamma^2)F_2(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} - 1 \tag{1.21}$$

Dall'equazione 1.21 segue che la relazione tra le due funzioni di struttura F_1 F_2 è data da : $F_1 = \frac{(1+\gamma^2)F_2}{2x(1+R)}$. Questa, sostituta nella eq. 1.13, dà la relazione della sezione d'urto differenziale in funzione di F_2 ed R:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^2}\frac{F_2(Q^2, x)}{x}\left(\frac{1 + \epsilon R(x, Q^2)}{1 + R(x, Q^2)}\right) \tag{1.22}$$

1.2 Il DIS semi-inclusivo (SIDIS)

I processi semi-inclusivi sono caratterizzati dalla produzione e rivelazione di almeno un adrone in coincidenza con il leptone diffuso: $e + N \longrightarrow e' + h + X$ dove h è l'adrone prodotto (ci riferiamo ad un adrone proveniente dalla frammentazione del quark colpito definito come di corrente e non un adrone proveniente dalla frammentazione del bersaglio) ed X rappresenta i rimanenti prodotti della frammentazione del bersaglio, i quali nella maggior parte dei casi, non vengono rivelati. Una rappresentazione schematica di un evento semi-inclusivo è data nella seguente figura 1.3

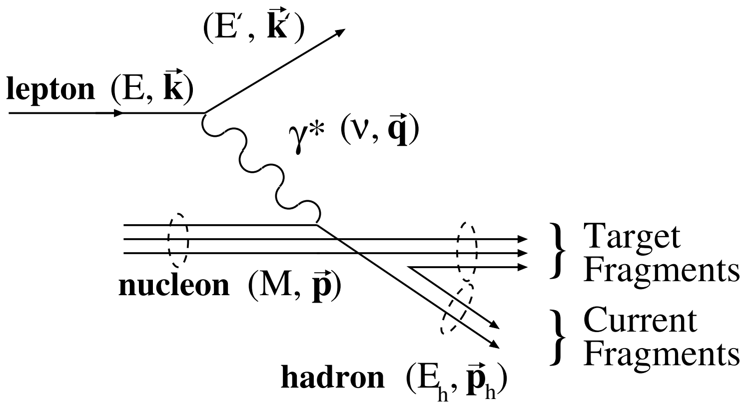

Figura 1.3: Diagramma SIDIS leptone-nucleone all'ordine più basso.

Tali processi forniscono informazioni sulle grandezze polarizzate e non-polarizzate separatamente per i singoli costituenti del nucleone.

1.2.1 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 z, $|\vec{p}_T|$, ϕ sono determinate dall'adrone prodotto. Per la variabile z è possibile scrivere una relazione del tipo:

$$z = \frac{p_{h \cdot p}}{q \cdot p} \cong \frac{E_h}{\nu} \tag{1.23}$$

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:

$$cos\phi = \frac{(-\vec{q} \times \vec{k}) \cdot (-\vec{q} \times \vec{p}_h)}{|\vec{q} \times \vec{k}||\vec{q} \times \vec{p}_h|} \tag{1.24}$$

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.

In approssimazione OPA la sezione d'urto, mediata sugli spin, risulta essere espressa in termini di quattro funzioni di struttura indipendenti H_i:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{N,h}}{dxdydzdp_t^2 d\phi} &= \frac{4\pi\alpha^2 2M_N E}{Q^4}[xy^2 H_1^{N,h} + (1-y)H_2^{N,h} \\ &+ \left(\frac{2p_T}{Q}\right)(2-y)(1-y)^{1/2} cos\phi H_3^{N,h} + \frac{p_T^2}{Q^2}(1-y)cos2\phi H_4^{N,h}] \end{aligned} \tag{1.25}$$

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 eq. 1.25 si riduca a:

$$\frac{d\sigma^{N,h}}{dxdydz} = \frac{4\pi\alpha^2 2M_N E}{Q^4}\left[xy^2 \bar{H}_1^{N,h}(x,z) + (1-y)\bar{H}_2^{N,h}(x,z)\right] \tag{1.26}$$

Da notare che nel QPM le funzioni $\bar{H}_i^{N,h}$ sono indipendenti da Q^2.

Sempre nel QPM, nel limite di Bjorken ($Q^2, x \to \infty$) tra le funzioni F_1 ed F_2 esiste una relazione data da:

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x), \tag{1.27}$$

nota come *relazione di Callan-Gross*, per cui $R \equiv \sigma_L/\sigma_T \simeq 0$. Inoltre si può dimostrare [15] che $\bar{H}_2 \simeq 2x\bar{H}_1$. Per cui la eq. 1.26 diventa più semplicemente:

$$\frac{d\sigma^{N,h}}{dxdydz} = \frac{4\pi\alpha^2 2M_N E}{Q^4}\left[\frac{1+(1-y)^2}{2}\right]\bar{H}_2^{N,h}(x,z). \tag{1.28}$$

Nel caso inclusivo, la conservazione del quadrimpulso mostra che:

$$\sum_h \int d^3p\, p^\mu \frac{d\sigma^h}{d^3p} = P^\mu \sigma_{tot}, \tag{1.29}$$

con P^μ quadrimpulso totale.

Applicata la 1.29 al caso semi-inclusivo si ottiene una relazione tra le funzioni $\bar{H}_i^{N,h}$ e le funzioni di struttura totalmente inclusive F_i^N:

$$\sum_h \int_0^1 dz\, z\bar{H}_i^{N,h}(x,z) = F_i^N(x). \tag{1.30}$$

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 nel nucleone N_i, si può inoltre scrivere:

$$F_2^{eN} = \sum_f e_f^2 x q_f^N(x). \tag{1.31}$$

Dopo l'interazione, a causa del confinamento, il quark dà origine all'adrone h. Questo processo di frammentazione viene descritto per mezzo della *funzione di frammentazione* (FF) $D_f^h(z)$ definita come la probabilità che un quark di *flavour* f si frammenti in un adrone h avente una frazione di impulso $z \div z + dz$ dell'impulso del quark [16], [17]. 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 interagisce direttamente con il fotone virtuale. Questa volta il prodotto $(p_h \cdot p)$ 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 adrone sia indipendente dal processo di interazione con il quark. La frammentazione è così indipendente da x e risulta funzione soltanto di z. Per valori di $W \geq 8 \quad GeV$ [18], [19] si può considerare, per l'adrone prodotto, l'intero intervallo in z. Ma quando si scelgono valori di W inferiori, 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 [20] e la definizione di $D_f^h(z)$, si può scrivere:

$$\bar{H}_2^{N,h}(x,z) = \sum_f e_f^2 x q_f^N(x) D_f^h(z). \tag{1.32}$$

con

$$\sum_h \int_0^1 dz \, z D_f^h(z) = 1. \tag{1.33}$$

Combinando le eqq. 1.28, 1.31 e 1.32, la sezione d'urto viene scritta come la convoluzione della sezione d'urto perturbativa con le PDF e la FF:

$$d\sigma \sim q_i^N(x) \otimes d\sigma_{ij} \otimes D_j^h(z) \tag{1.34}$$

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

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma(eN \to e'hX)}{dz} \equiv \frac{\frac{d\sigma(eN \to e'hX)}{dxdydz}}{\frac{d\sigma(eN \to e'hX)}{dxdy}} = \frac{\sum_f e_f^2 q_f^N(x) D_f^h(z)}{\sum_f e_f^2 q_f^N(x)} \tag{1.35}$$

Il risultato raggiunto è importante dato che si è fattorizzata la sezione d'urto in modo da poterla scrivere come convoluzione di una parte non-perturbativa, relativa cioé alle funzioni di densità 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. Importanti particolari della eq. 1.35 sono:

- l'indipendenza da Q^2
- la presenza della variabile z come variabile di scaling
- la struttura a prodotto $q_f^N(x) \cdot D_f^h(z)$.

Capitolo 2

Adronizzazione nel mezzo nucleare

Models are to be used, not believed

H. Teil

Il processo di adronizzazione in un mezzo nucleare, è influenzato dalla perdita di energia dei quarks, tramite emissione di radiazione di gluoni dovuta alla diffusione multipla quark-nucleone. Inoltre se l'adrone è formato quando esso è ancora all'interno del nucleo, l'interazione adrone-nucleone offre un mezzo per studiare l'evoluzione spazio-temporale del processo. La prima osservabile sperimentale per accedere al processo di adronizzazione è la molteplicità degli adroni prodotti in un nucleo confrontata con la molteplicità di quelli prodotti nel deuterio. In assenza di un qualsiasi tipo di attenuazione prodotta dal mezzo queste due quantità devo essere identiche (cioé il rapporto delle due molteplicità deve essere uguale all'unità). Il rapporto di molteplicità adronica o rapporto di attenuazione è definito come:

$$R^h_{att}(\nu, z) = \frac{\left(\frac{1}{\sigma_{DIS}} \frac{d^2\sigma(eN \to ehX)}{dz d\nu}\right)_A}{\left(\frac{1}{\sigma_{DIS}} \frac{d^2\sigma(eN \to ehX)}{dz d\nu}\right)_D} \tag{2.1}$$

Le dipendenze da ν e z del rapporto di attenuazione possono essere usate per indagare la natura dei meccanismi del rapporto di attenuazione. Il processo di adronizzazione può essere descritto in termini del tempo di formazione dell'adrone τ_f, cioé il tempo che intercorre dal momento in cui il quark è colpito dal fotone virtuale al momento in cui l'adrone è formato. In figura 2.1 viene mostrata la propagazione di un quark su di una distanza $l_f = c\tau_f$ prima che si formi l'adrone. L'interazione partonica dura è mostrata attraverso lo scambio di gluoni. Non vengono mostrate, in fig. 2.1 le possibili interazioni dell'adrone prodotto con il mezzo, dopo la sua formazione.

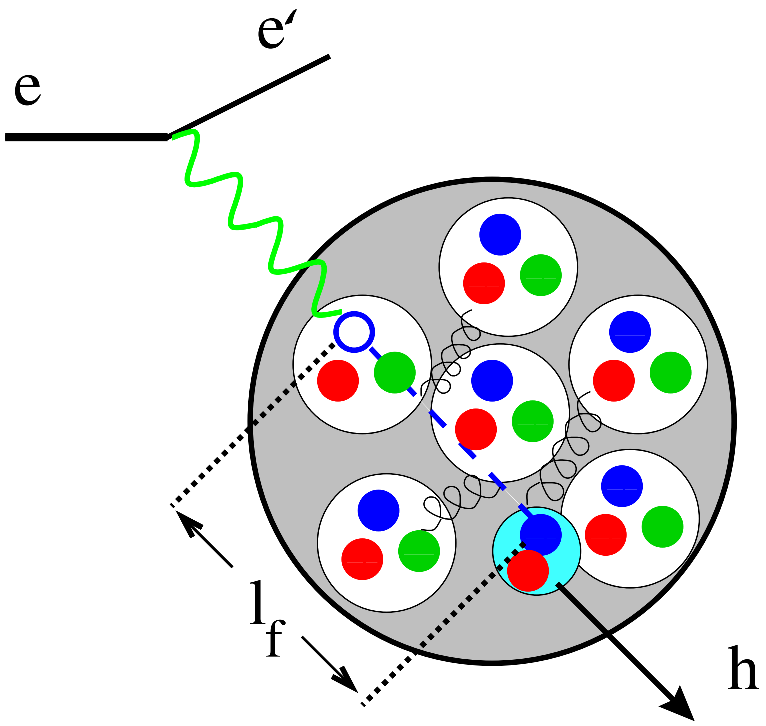

Figura 2.1: Rappresentazione del processo di formazione adronica nel mezzo nucleare.

A seconda della dimensione nucleare e della lunghezza di formazione l'adrone può essere formato all'interno del nucleo ed in conseguenza interagire con i nucleoni con la sezione d'urto adrone-nucleo. Questo processo viene indicato come *nuclear rescattering* o *assorbimento*. L'assorbimento nucleare dell'adrone formato nel mezzo è descritto in termini di modello a stringa con il formalismo che verrà discusso nel seguito. Nei paragrafi 2.2.1 e 2.2.2 verranno presentati vari modelli teorici, i quali descrivono sia la parte partonica che quella adronica del processo di adronizzazione. Nel Capitolo 4, i risultati sperimentali ottenuti in questo lavoro di tesi verranno confrontati con le previsioni ottenute attraverso alcuni di questi modelli.

2.1 Assorbimento nucleare

L'adrone, dopo la sua formazione in un nucleo A, subirà attenuazione nucleare se la sua lunghezza di formazione è minore delle dimensioni del nucleo. L'assorbimento lo si indicherà con $\mathcal{N_A} = 1 - R_A$.

Il fattore $\mathcal{N_A}$ può essere calcolato, in accordo con la procedura seguita in Ref. [21], considerando la probabilità che l'adrone prodotto non interagisca con gli A-1 nucleoni del nucleo:

$$\mathcal{N_A} = \int d^2b = \int_{-\infty}^{+\infty} dy \rho_A(b,y)[S_A(b,y)]^{A-1}, \tag{2.2}$$

dove $\rho_A(b,y)$ è la densità nucleare normalizzata ad 1 e (b ,y) le coordinate trasverse e longitudinali. La quantità $S_A(b,y)$ è la probabilità di non interazione di un adrone prodotto in (b, y). Questa probabilità è data da:

$$S_A(b,y) = 1 - \sigma_h \int_y^{\infty} dy' \rho_A(b,y') P_h(y'-y), \tag{2.3}$$

dove $P_h(y'-y)$ indica la probabilità di trovare un adrone che ha percorso una distanza $(y'-y)$ nel nucleo. $P_h(y'-y)$ è generalmente espresso come:

$$P_h(y'-y) = 1 - e^{(y'-y)/l_f}, \tag{2.4}$$

2.2 Modelli teorici per il processo di adronizzazione

Nel corso degli ultimi 30 anni sono stati sviluppati numerosi modelli per descrivere le caratteristiche spazio-temporali del processo di adronizzazione. I primi modelli proposti sono di tipo fenomenologico ed introducono il concetto di tempo di formazione sulla base delle varie interazioni dei costituenti dell'adrone prima della sua formazione e dell'interazione dell'adrone stesso dopo la formazione. A titolo di esempio viene presentato il modello a due scale di tempi basato sul modello a stringhe di LUND nel paragrafo 2.2.1. Successivi sviluppi di tale modello includono effetti di rescaling in Q^2 delle FF in analogia con la descrizione del rescaling in Q^2 dell'effetto EMC (*European Muon Collaboration*). Tali sviluppi sono descritti nello stesso paragrafo. Recentemente sono stati sviluppati modelli basati sulla QCD nel tentativo di incorporare aspetti di questa teoria nella descrizione del processo di adronizzazione. I modelli di *gluon-Bremsstrahlung* e di *fragmentation function modification* sono esempi che verranno descritti nel paragrafo 2.2.2.

2.2.1 Modelli Fenomenologici

Modello a due scale di tempo

Nel modello di frammentazione di stringa un quark con una sufficiente energia cinetica si allontana da un altro costituente del nucleone, con un aumento dell'energia potenziale all'aumentare della distanza. Quando l'energia potenziale e' sufficientemente elevata da creare una coppia $q\bar{q}$, la stringa che lo lega al resto del nucleone può rompersi e formare nuovi quark che successivamente diventano adroni.

La formazione dell'adrone è divisa in due fasi (due scale di tempi), un tempo τ_c in cui è formato il primo costituente dell'adrone ed una seconda fase nella quale viene formata una stringa tra il primo ed il secondo costituente [22]. Viene assunto che il primo costituente interagisca con il mezzo con una sezione d'urto σ_q. Dopo un tempo τ_c di formazione dei costituenti si forma una stringa che si propaga nel mezzo con una sezione d'urto di interazione σ_s fino a quando non viene formato l'adrone finale dopo un periodo di tempo totale τ_f noto come tempo di formazione. Nella figura 2.2 vengono rappresentate le due fasi del processo di formazione adronica secondo questo modello.

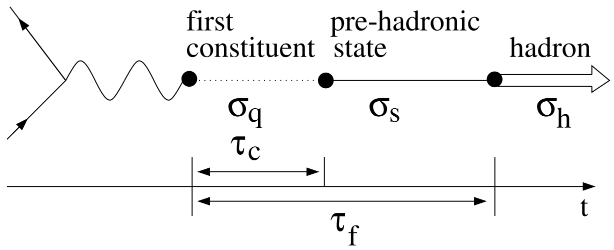

Figura 2.2: Rappresentazione schematica delle due fasi della formazione adronica assunta nel modello a due scale di tempo.

L'adrone interagirà con il mezzo con una sezione d'urto σ_h che rappresenta la sezione d'urto di interazione adrone-nucleone. In questa struttura il tempo di formazione e' dato dalla relazione:

$$\tau_f - \tau_c = \frac{E_h}{k} = \frac{z\nu}{k}, \tag{2.5}$$

con la tensione di stringa data da $k = 1\,GeV \cdot c \cdot fm^{-1}$. Nella pratica per il tempo di formazione dell'adrone e per il tempo di formazione del costituente sono state utilizzate diverse espressioni [21, 22, 23, 24]. Una modellizzazione del tempo di produzione che ben riproduce la dipendenza da z dei dati esistenti [22] è data da:

$$\tau_c = \left(\frac{-ln(z^2) - 1 + z^2}{1 - z^2} \right) \frac{z\nu}{k}. \tag{2.6}$$

La corrispondente dipendenza da z di τ_c e τ_f e mostrata in figura 2.3.

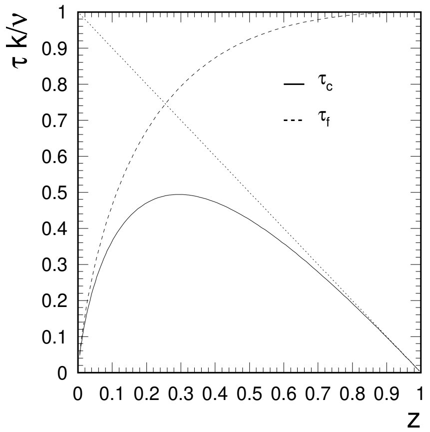

Figura 2.3: Tempi di formazione (moltiplicati per k/ν in funzione di z, come predetto dal modello a due scale di tempo [22] usando l'eq. 2.6. Sono mostrati il tempo di formazione adronico τ_f (linea tratteggiata) ed il tempo di formazione dei costituenti τ_c (linea continua). Per confronto è riportata la curva per $\tau \propto (1 - z)$ (linea a punti).

E' possibile notare che nel limite per $z \to 1$, $\tau_c \to \frac{\nu}{k}(1 - z)$.

Le due sezioni d'urto σ_q e σ_s sono non note e possono essere ricavate dal confronto del modello a 2 step con i dati sperimentali. Dal confronto con i dati esistenti [25] si evince che la sezione d'urto di interazione quark-nucleone σ_q è consistente con 0 [26] mentre quella dello stato pre-adronico σ_s può essere posta uguale alla sezione d'urto dello stato adronico finale. In questo caso il modello a 2 step coincide con il cosiddetto modello a 1 step in cui l'adrone si forma immediatamente dal quark riducendo in questo modo il tempo di formazione adronico al tempo $\tau_f \approx \tau_c$. Di conseguenza si ha che il tempo di formazione diventa proporzionale a $(1 - z)$ per grandi valori di z. In questo modello l'assorbimento nucleare è il responsabile dell'intera attenuazione degli adroni. Inoltre il modello è preso *flavor independent*.

Rescaling model

Nel rescaling model (ref. [27], [28]) sono prese in considerazione possibili modificazioni delle funzioni di distribuzioni e delle funzioni di frammentazione nei nuclei dovute al deconfinamento del quark nel nucleone. La scala di confinamento nei nuclei, λ_A, è assunta essere effettivamente più grande di quella in un nucleone libero, λ_0, a causa della sovrapposizione dei nucleoni vicini nel nucleo. Può essere definito un fattore di scala $\xi_A(Q)$ per descrivere il cambio da λ_0 a λ_A per il nucleo. Inoltre, in ref. [27] si assume che le funzioni di distribuzione e le funzioni di frammentazione, ad un arbitrario valore di Q^2, possono essere ottenute per mezzo delle equazioni di evoluzione $DGLAP$ (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) usando $\xi_A Q^2$ invece di Q^2, cioé il valore Q^2 è riscalato nel mezzo:

$$\begin{aligned} q_f^A(x, Q^2) &= q_f(x, \xi_A(Q)Q^2), \\ D_f^{h|A}(z, Q^2) &= D_f^h(z, \xi_A(Q)Q^2). \end{aligned} \tag{2.7}$$

Il fattore di scala $\xi_A(Q) = (\frac{\lambda_A}{\lambda_0})^{\frac{\alpha_s(Q_0)}{2\alpha_s(Q)}} > 1$ è preso dal *modello a deconfinamento parziale* (PD) [29], nel quale Q_0 è la soglia fisica per la produzione dell'adrone. In ref. [27] solo la sezione d'urto anelastica viene considerata per la l'interazione adrone-nucleo σ_h, tuttavia nel più recente lavoro [28] sono usate le sezioni d'urto totali adrone-nucleone. La sezione d'urto di stringa (o pre-adronica) è posta uguale a quella adronica, per cui lo stato pre-adronico e lo stato adronico finale, sono trattati nel modello allo stesso modo. Il tempo di formazione è dato dalla eq. 2.6. La costante di stringa k e' fissata a 0.4 GeV/fm che è un valore molto più piccolo del valore di k usato nel modello a stringa. L'assorbimento nucleare è trattato come un fattore moltiplicativo applicato al rapporto delle funzioni di frammentazione modificate. Con i parametri dati in precedenza, vengono fatte delle predizioni usando il rescaling model per le dipendenze in ν e z del rapporto di attenuazione alla cinematica di EMC che sono confrontate con i dati pubblicati di EMC [25]. I risultati sono mostrati in figura 2.4

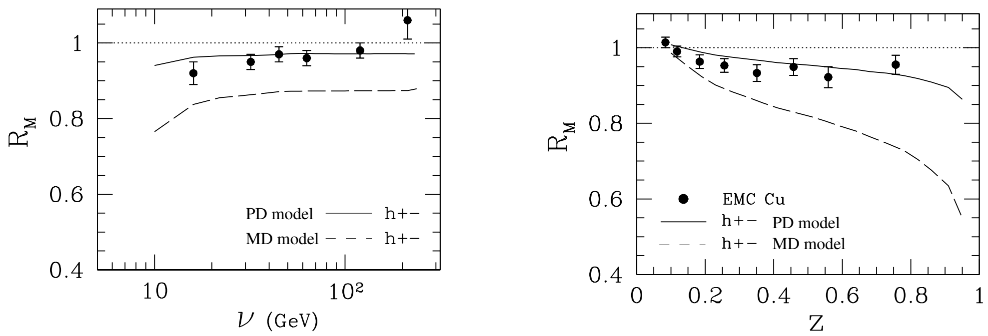

Figura 2.4: Predizioni del Rescaling model per il rapporto di atttenuazione in funzione di ν (left) e z (right) senza assorbimento nucleare, confrontato con i risultati di EMC [25]. Le linee continue sono ottenute nell'ambito del modello a confinamento parziale (PM), mentre le curve tratteggiate nell'ambito del modello di massimo deconfinamento (MD) sovrastimano i dati dell'attenuazione. I grafici sono ricavati dalla Fig. 3 di [28].

Il solo rescaling delle funzioni di distribuzione e delle funzioni di frammentazione descrive bene i dati del ^{63}Cu anche senza nessun fattore di assorbimento nucleare. Tuttavia è possibile notare che i dati a basso ν e z sono sovrastimati dal modello, in questa regione l'effetto dell'assorbimento nucleare puo' essere piu' rilevante.

Inoltre, il modello è stato confrontato con i dati ottenuti dalla collaborazione HERMES [30] su diversi bersagli nucleari. A titolo di esempio, alcuni risultati sono riportati in figura 2.5

In questo caso dove il range in ν è più basso rispetto a EMC, il solo rescaling non riproduce i dati mentre migliora introducendo l'assorbimento. Le

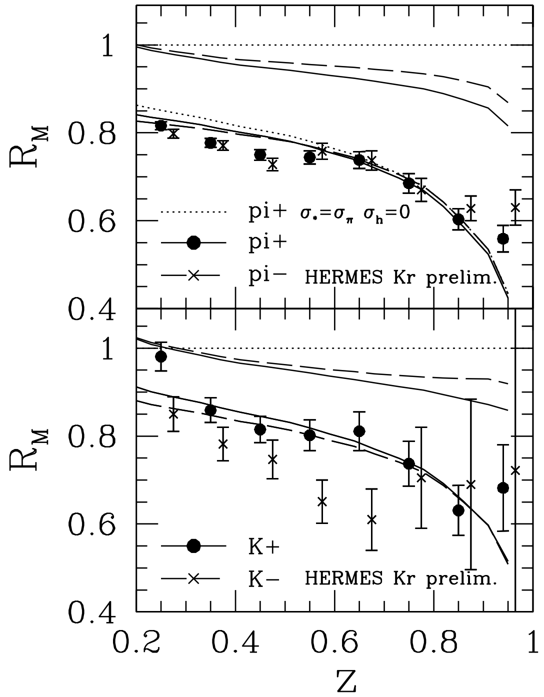

Figura 2.5: Rapporto di molteplicità $R_M(z)$ calcolata in [28] separata per carica e flavor confrontata con i dati di HERMES su un bersaglio di krypton. La coppia di curve superiori include il rescaling senza l'assorbimento per particelle positive e negative e la coppia di curve inferiori il rescaling piu' l'assorbimento per particelle positive e negative. La linea continua nelle curve inferiori è calcolata con $\sigma_h = \sigma_\pi$ e $\sigma_* = \sigma_\pi$. La linea a punti è stata calcolata con $\sigma_h = 0$ e $\sigma_* = \sigma_\pi$ nel calcolo di R_M^π.

curve mostrate sono calcolate con $\sigma_h = \sigma_\pi$ e $\sigma_* = \sigma_\pi$. E' possibile mettere in evidenza i diversi contributi all'assorbimento da parte degli stati pre-adronici ed adronici ponendo $\sigma_h = 0$ e $\sigma_* = \sigma_\pi$ nel calcolo di R_M^π. La distribuzione in z dei pioni è mostrata come curva a punti nella parte superiore della figura 2.5. Il trascurare l'assorbimento adronico porta ad un piccolo aumento di R_M^π a piccoli valori z. Questo risultato mostra che nella regione cinematica di HERMES il contributo principale all'assorbimento deriva dai pre-adroni poiché la lunghezza di formazione media dell'adrone $< l_h > = < l_f > + \frac{z\nu}{k_A}$ è maggiore delle dimensioni del nucleo di krypton. Anche per i K^+ vi è un generale accordo tra teoria ed esperimento. Per quanto riguarda i K^- invece, è necessario un aumento di σ_* di circa il 50% per riprodurre i dati sperimentali. Questa discrepanza tra teoria e dati può essere dovuta ad un differente meccanismo di produzione dei kaoni negativi il quale porta a lunghezze di formazioni più piccole.

Modello di trasporto probabilistico a canali accoppiati

In questo modello [31], l'interazione leptone-nucleo viene divisa in due parti. Nella prima il fotone virtuale è assorbito da un nucleone del bersaglio; questa interazione produce un *bunch* di particelle che nella seconda parte del modello vengono propagate con un modello di trasporto.

La stessa interazione nucleone-fotone virtuale è simulata con un generatore Monte Carlo PYTHIA v6.2 [32] che ben riproduce i dati sperimentali di Ref. [33] su di un bersaglio di idrogeno. Nel modello il fotone interagisce direttamente con il nucleone o una delle sue fluttuazioni adroniche (ρ^0, ω, Φ, J/Ψ o una fluttuazione probabilistica $q\bar{q}$). L'interazione porta alla eccitazione di una o piu' stringhe adroniche che nel modello sono assunte frammentare molto rapidamente in pre-adroni senza colore. Il tempo necessario affinché i prodotti di reazione evolvano in adroni fisici, cioé il tempo di produzione del pre-adrone t_p, piu' il tempo necessario per costruire la funzione d'onda adronica, viene definito t_f in linea con la convenzione dei modelli di trasporto. Per semplicità si assume che il tempo di formazione nel sistema a riposo di ogni adrone sia una costante τ_f indipendente dalla specie della particella. A causa della dilatazione temporale, il tempo di formazione t_f nel sistema del laboratorio è allora proporzionale alla energia della particella:

$$t_f = \gamma \cdot \tau_f = \frac{z_h \nu}{m_h} \cdot \tau_f. \tag{2.8}$$

La dimensione di τ_f è stata stimata dal tempo necessario ai costituenti degli adroni per attraversare una distanza di un tipico raggio adronico (0.5-0.8 fm). Il tempo di produzione t_p, in prima approssimazione, in accordo con Ref. [22] viene posto a zero per tutti i pre-adroni.

Subito dopo l'interazione fotone-nucleone la stringa primaria interagirà con una sezione d'urto adronica poiché le sue dimensioni trasverse sono quelle del nucleone originale. Da motivazioni che derivano dal modello a quark costituenti, viene assunto che questa sezione d'urto adronico sia condivisa dal quark/diquark alla fine della stringa e dopo la frammentazione dal cosiddetto pre-adrone *leading* che contiene questo quark o diquark. Le simulazioni PYTHIA mostrano che nella maggioranza dei casi i pre-adroni con $z_h \approx 1$ sono questi adroni leading poiché essi contengono i costituenti (quark di valenza o del mare) dal nucleone bersaglio. Questi possono quindi interagire direttamente dopo l'interazione fotone-nucleone con una sezione d'urto effettiva costante indicata con σ_{lead}. La sezione d'urto degli altri pre-adroni che contengono solo quark ed antiquark creati dal vuoto domina a valori di z_h intermedi. Questi pre-adroni sono considerati non interagenti fino a t_f. Ogni volta che un nuovo adrone viene formato la sezione d'urto somma cresce allo stesso modo che nell'approccio di Ref. [34]. Dopo il tempo di formazione adronico t_f, per definizione, tutti gli adroni interagiscono con la loro sezione d'urto totale σ_h. Poiché gli adroni più leggeri (z_h intermedio) hanno grandi tempi di formazione nel sistema del bersaglio (eq. 2.8) essi possono uscire dal nucleo senza essere attenuati se sono non leading. Tuttavia, circa i 2/3 degli adroni osservati con un valore intermedio di z_h non sono prodotti direttamente nella frammentazione della stringa ma provengono dal decadimento di mesoni vettori più pesanti con corrispondente tempo di formazione più breve. Questi mesoni vettori possono perciò formarsi all'interno del volume nucleare ed essere quindi soggetti alla *interazione di stato finale* (**FSI**). L'effetto della FSI dipendera' in maniera predominante dalla geometria nucleare cioé dalle dimensioni del nucleo bersaglio. In questo modello attualmente le FSI sono descritte da un modello di trasporto a canali accoppiati basato sull'equazione di *Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck* (**BUU**) che descrive l'evoluzione temporale della densità dello spazio delle fasi $f_i(\vec{r}, \vec{p}, t)$ di particelle di tipo i che possono interagire tramite interazioni binarie. Queste particelle coinvolgono nucleoni, risonanze barioniche e mesoni (π, η, ρ, K,...) che sono prodotte sia nella interazione primaria o durante la FSI. Inoltre nel modello vengono presi in coinsederazione i pre-adroni che derivano dalla frammentazione di stringa.

Ulteriori dettagli sul modello di trasporto possono essere trovati in Ref. [35]. La maggior parte degli FSI adronici avvengono ad una energia maggiore di 2.2 GeV e sono descritti all'interno dello schema di decadimento e formazione della stringa di Lund [36] come anche implementati in altri modelli di trasporto (Ref. [35, 37, 38, 39, 40, 41]). La differenza piu' importante tra un trattamento puramente assorbitivo del FSI e la decrizione a canali accoppiati data dal modello BUU e' che nell'interazione con un nucleone, l'adrone può non solo essere assorbito o ricreato ma anche decelerato in una collisione elastica o inelastica e questa è una variazione rispetto ai modelli assorbitivi descritti precedentemente. Inoltre esso può in aggiunta produrre diverse particelle di bassa energia. Nel caso della elettroproduzione di adroni queste interazioni portano ad una redistribuzione dello spettro energetico degli adroni ai valori più bassi della frazione di energia z_h. Quando nel modello viene considerato anche il tempo t_p di produzione del pre-adrone, esso viene preso, per consistenza con il modello di Lund [22] nella forma:

$$\tau_p = \left(\frac{-ln(1/z^2) - 1 + z^2}{1 - z^2} \right) \frac{z\nu}{k}. \tag{2.9}$$

con $k \approx 1\, GeV/fm$ che denota la tensione di stringa.

Le dipendenze in ν e z_h per il rapporto di molteplicità adronica predette da questo modello, sono state confrontate con i dati sperimentali della collaborazione HERMES per un fascio di positroni incidente di energia 27.5 GeV e sono mostrati nelle figure 2.6 e 2.7.

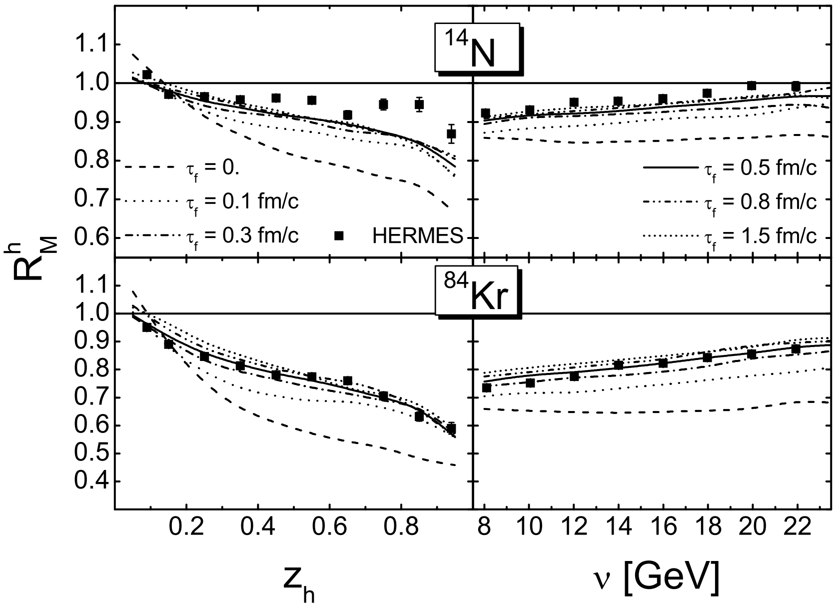

Figura 2.6: Rapporto di molteplicità di adroni carichi calcolato per i bersagli N e Kr (ad HERMES) usando il modello a quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica e differenti valori del tempo di formazione $\tau_f = 0 - 1.5 fm/c$. I dati sono presi da [30].

Ciò che viene messo in evidenza da questa figura è che per $\tau_f = 0$ si ha una forte attenuazione sia in ν che in z_h. In questo caso tutti i prodotti della reazione iniziano ad interagire immediatamente dopo l'interazione $\gamma^* N$. Un leggero aumento del tempo di formazione a $\tau_f = 0.1$ fm/c mostra una notevole variazione di R^h_M. L'utilizzo di questo non fisico piccolo tempo di formazione porta ad un miglioramento della dipendenza in ν. La scelta migliore è un ragionevole tempo di formazione $\tau_f = 0.5$ fm/c e l'introduzione della sezione d'urto pre-adronica $\sigma_{lead} = 0.5\, \sigma_h$ porta ad una buona descrizione dei risultati sperimentali, tranne che per la dipendenza da z_h di R_M^h per il nucleo ^{14}N che è troppo accentuata ad alti z_h. Questo potrebbe significare una non perfetta descrizione del concetto di pre-adrone.

La figura 2.7 mostra il rapporto di attenuazione calcolato per $\pi^{\pm,0}$, $K^{\pm}$, p e $\bar{p}$ per il nucleo di ^{84}Kr introducendo nelle simulazioni ancora il concetto di pre-adrone ed un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$. I dati sperimentali sono in genere ben descritti dal modello di trasporto. Per confronto in Fig. 2.7 sono riportate le predizioni del modello nel caso di interazione puramente assorbitiva, che sottostima invece notevolmente i dati sperimentali.

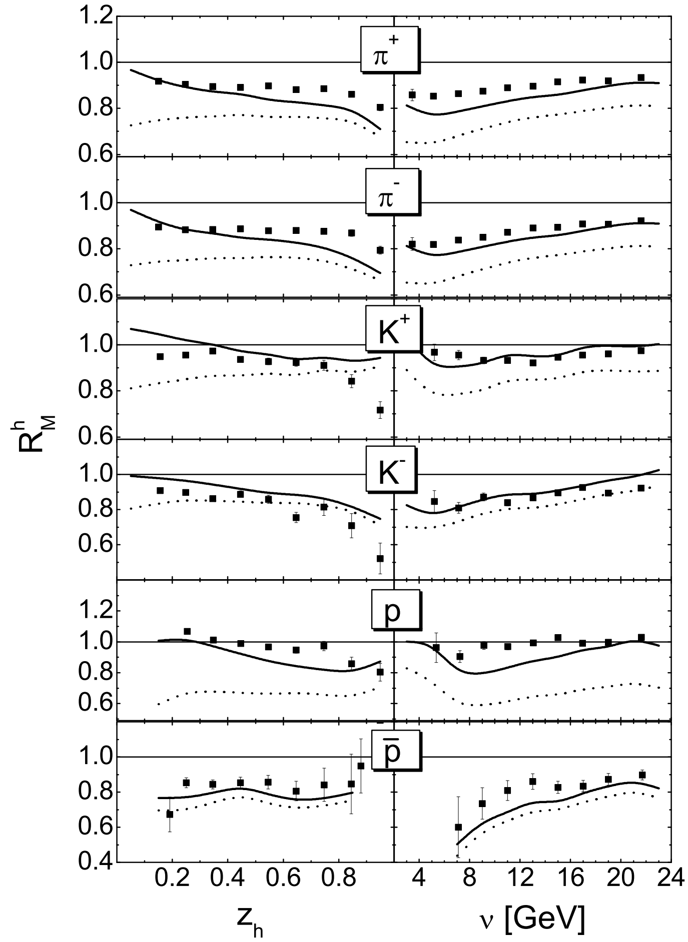

Figura 2.7: Rapporti di molteplicità di $\pi^{\pm,0}$, $K^{\pm}$, p e $\bar{p}$ per il nucleo ^{84}Kr (ad HERMES) in funzione della frazione dell'energia dell'adrone $z_h = E_h/\nu$ e dell'energia del fotone ν. La linea continua rappresenta il risultato del modello di trasporto, nel quale è stato usato il concetto di quark costituente per la sezione d'urto pre-adronica ed un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$. La linea a punti indica il caso in cui l'interazione è puramente assorbitiva. I dati sono presi da [30].

2.2.2 Modelli ispirati dalla QCD

Gluon Bremsstrahlung model

La produzione di mesoni leading nei nuclei è descritta in termini di modifica delle funzioni di frammentazione nel mezzo a causa della perdita di energia causata dalla radiazione gluonica dovuta al rescattering gluone-nucleone [24]. Se viene anche assunto che un solo *flavor* è dominante nel processo di frammentazione, la somma nella eq. 1.35 si riduce ad un solo termine ed il rapporto di attenuazione può essere scritto come:

$$R^h_{att} \propto \frac{D_f^{h|A}(z)}{D_f^h(z)}, \tag{2.10}$$

dove $D_f^{h|A}$ è la funzione di frammentazione nucleare modificata. La modificazione è valutata calcolando la perdita di energia dovuta alla radiazione gluonica, la quale è proporzionale all'energia del fotone virtuale, al tempo di propagazione libera del quark colpito prima che venga formato l'adrone ed alla frazione di energia trasportata dall'adrone:

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{\epsilon\nu(1-z)}{t}. \tag{2.11}$$

dove $\epsilon = 4\alpha_s(k_T^2)/3\pi$ è calcolata perturbativamente con la costante di accoppiamento di QCD $\alpha_s(k_T^2)$ fissata a $\alpha_s(k_0^2)$ per valori del momento trasverso del quark $k_T \leq k_0$. Il valore del raggio di correlazione gluone-gluone $k_0 \approx 0.7GeV$ è scelto in modo tale che la quantità di energia irradiata per fermi in questo modello sia in accordo con la tensione di stringa usata per descrivere la parte soft dell'adronizzazione nel contesto delle stringhe di colore, $dE/dt \approx 1 \quad GeV/fm$ ([24]). Dalla eq. 2.11 gli autori di Ref. [24] derivano una distribuzione del tempo di formazione dalla quale viene ricavato il seguente tempo di formazione medio:

$$\tau_f = c_h\nu(1-z) \tag{2.12}$$

con c_h costante del tempo di formazione espressa in $fm \cdot GeV^{-1} \cdot c^{-1}$. La dipendenza del tempo di formazione da Q^2 è supposta essere piccola. La dipendenza da z_h della eq. 2.12 può essere compresa nel seguente modo. La massima energia osservata che un adrone di energia totale $E_h = z_h\nu$ può aver perso per emissione di gluoni è $(1 - z_h)\nu$. Ad alti z_h gli adroni trasportano la maggior parte dell'energia del fotone virtuale e quindi devono essere formati velocemente altrimenti la radiazione di gluoni riduce la loro energia. Gli adroni formati per prima all'interno del nucleo hanno piu' tempo (lunghezza) per reinteragire con i costituenti nucleari e di conseguenza vengono soppresi maggiormente. Questa dipendenza suggerisce che ad alti z_h i dati devono avere una più forte attenuazione. Le dipendenze in ν e z_h del rapporto di attenuazione come predette da questo modello sono confrontate con i dati esistenti di HERMES a 27.5 GeV [26] in fig. 2.8.

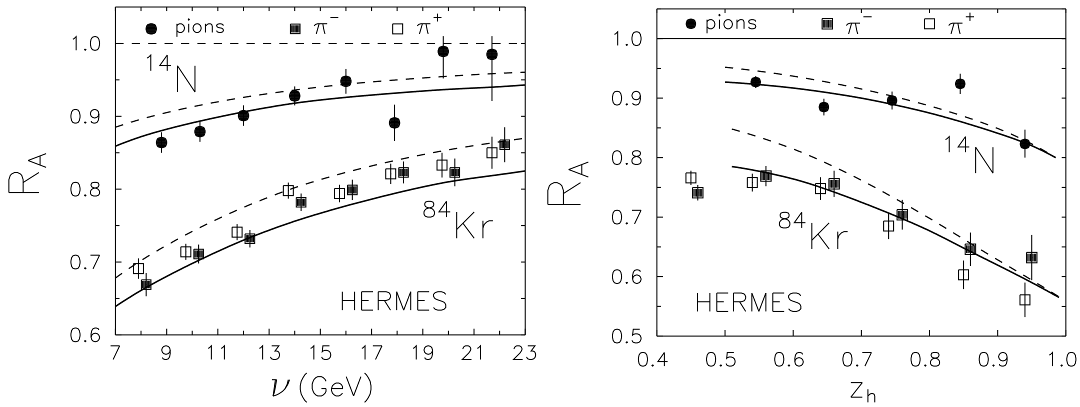

Figura 2.8: Confronto delle predizioni del modello per la dipendenza da ν e z_h del $R_{^{14}N}$ e $R_{^{84}Kr}$ con i dati di HERMES [26]. La linea continua e quella tratteggiata corrispondono, rispettivamente, a calcoli con e senza l'effetto della radiazione indotta.

La figura mette in evidenza che a bassa energia la soppressione è massima e tende ad annullarsi all'aumento dell' energia. Il processo di adronizzazione è completato dalla produzione di un pacchetto d'onda senza colore leading che si evolve nello stato finale di adrone in un tempo t_f. Se la neutralizzazione del colore avviene fuori dal nucleo ($t_p > R_A$), l'evoluzione porta solo ad uno shift di fase, senza effetti nucleari, fino a quando viene trascurata la perdita di energia indotta. In alternativa, l'evoluzione può causare una forte attenuazione se il pacchetto d'onda è prodotto all'interno del bersaglio nucleare, come accade a bassa energia dove $t_p < R_A$. Ad alta energia t_p aumenta lasciando meno spazio per l'assorbimento. Inoltre, anche il tempo di formazione t_f aumenta, e le piccole dimensioni iniziali del pre-adrone si evolvono lentamente portando ad una minore attenuazione. Anche ad alta energia il tempo di produzione si riduce quando $z_h \rightarrow 1$. Il confronto tra il modello ed i dati di HERMES è mostrato in Fig. 2.8. La linea tratteggiata mostra il solo contributo assorbitivo. L'andamento dei dati è ben riprodotto ma sovrastimato. Introducendo la perdita di energia dovuta alla radiazione di gluoni, l'accordo migliora sensibilmente. Tuttavia il contributo della perdita di energia in questo modello è di gran lunga meno significativo del contributo assorbitivo.

Fragmentation function modification model

In questo modello viene assunta la diffusione partonica multipla all'interno del nucleo. La conseguente perdita di energia è l'unica causa della modificazione delle funzioni di frammentazione e della loro evoluzione in QCD perturbativa [6]. Quando un partone è prodotto nel mezzo nucleare, esso subisce diffusione multipla ed induce radiazione che modifica le DGLAP di evoluzione delle funzioni di frammentazione. Le funzioni di frammentazione modificate possono essere direttamente messe in relazione con la perdita di energia del *leading* quark tramite l'emissione di gluoni soffici. I diagrammi dominanti che contribuiscono alla modificazione, sono schematicamente riportati in figura 2.9.

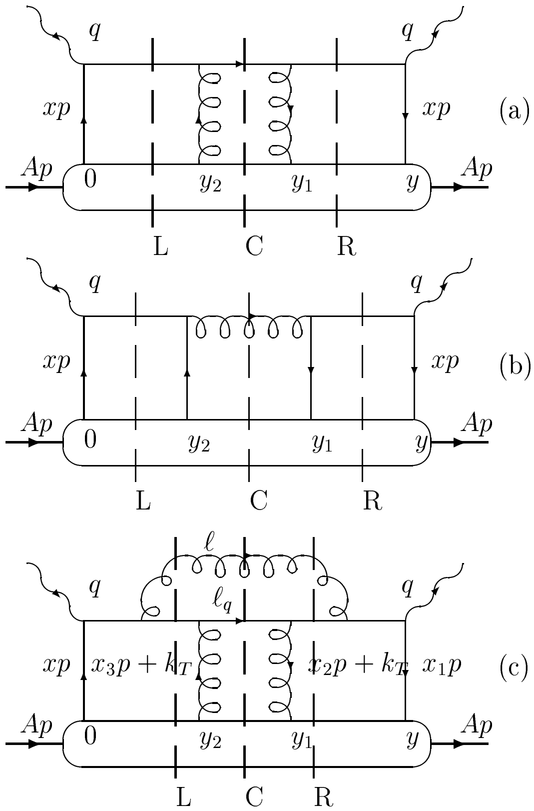

Figura 2.9: Termini dominanti nella modifica delle funzioni di frammentazione, in accordo con il modello di Ref. [6]..

Il diagramma a) corrisponde al rescattering dello *struck quark* da parte di un gluone, ma non coinvolge radiazione gluonica. Questo processo causa l'allargamento della distribuzione del momento del leading hadron. Il secondo diagramma b) descrive il rescattering con un'altro quark che causa il mixing dei processi di frammentazione che provengono da un (anti)quark o da un gluone, ad esempio $D_q^h(z)$ e $D_g^h(z)$ nelle equazioni di evoluzione.

L'ultimo diagramma c) è la correzione higher-twist di a) che coinvolge la radiazione gluonica. Poiché i gluoni emessi ed i leading quarks si propagano coerentemente attraverso il nucleo l'ultimo termine è anche affetto da grandi effetti di interferenza. Questo effetto è noto con il nome di interferenza di

Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM). La funzione di frammentazione modificata in un mezzo di numero atomico A può essere espressa in termini della funzione di frammentazione del vuoto più un termine di modifica:

$$D_f^{h|A}(z, Q^2) \equiv D_f^h(z, Q^2) + \Delta D_f^h(z, Q^2) \tag{2.13}$$

Il termine di modificazione del mezzo è proporzionale al quadrato della dimensione nucleare $r_0 A^{1/3}$, in accordo con:

$$\Delta D_f^h(z, Q^2) \propto \frac{\tilde{C}\alpha_s^2}{x_A^2} \Delta d_h(z, x, Q^2) \tag{2.14}$$

dove $x_A = \hbar c / m_p r_A$, $\tilde{C}$ è il parametro di correlazione della forza quark-gluone e Δd_h è la modifica indipendente dalla dimensione nucleare. La predizione finale del modello è che la funzione di frammentazione dipende dal mezzo nucleare secondo la potenza $A^{2/3}$. La dipendenza quadratica dalle dimensioni nucleari deriva dal termine di interferenza LPM. Tuttavia, la modifica di $D_f^h(z)$ aumenta per piccoli ν o in alternativa con l'aumento di $x = Q^2/eM\nu$ come mostrato nelle figura 2.10 tramite la dipendenza da x di $\Delta d_h(z, x, Q^2)$.

La perdita di energia dei partoni per mezzo della radiazione gluonica, è il meccanismo dominante di questo modello per prendere in considerazione gli effetti dell'attenuazione. La modificazione delle funzioni di frammentazione possono essere riscritte come una approssimazione in termini di perdita di energia $\Delta E/E$ come:

$$\Delta D_f^h(z) \approx \frac{1}{1 - \frac{\Delta E}{E}} D \left(\frac{z}{1 - \frac{\Delta E}{E}} \right) \tag{2.15}$$

La forza di correlazione quark-gluone è il solo parametro libero che è stato fissato dai dati pubblicati di HERMES sul ^{14}N [26]. E' stato ottenuto un valore di $\tilde{C}\alpha_s^2 = 0.00065 \quad GeV^2$ [43]. Dalla proporzionalità tra l'energia

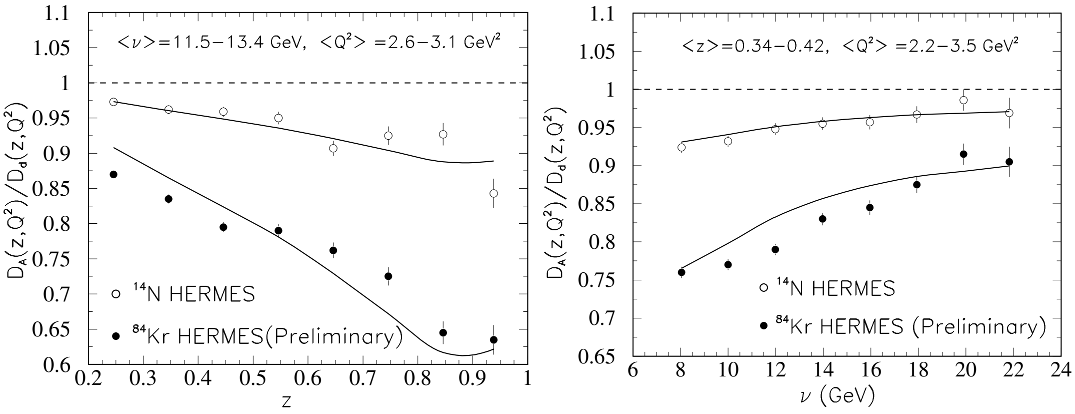

Figura 2.10: Predizione della modifica nucleare della funzione di frammentazione di jet confrontati con i dati di HERMES sul rapporto delle molteplicità adroniche delle targhette A e D nel DIS in funzione di z (pate destra) e ν (parte sinistra).

media persa e la forza di correlazione quark-gluone ($\Delta E \propto \tilde{C}\alpha_s^2$) è stato ricavato un valore $dE/dx \approx 0.3 \quad GeV/fm$ per la perdita di energia media di un quark che si propaga attraverso il nucleo di ^{84}Kr. Questo numero può essere direttamente correlato con la densità di gluoni in materia nucleare, che è una grandezza importanza per gli studi nella fisica degli ioni pesanti relativistici dove una variazione nella densità gluonica può essere usato come indicazione dell'esistenza del quark gluon plasma. Inoltre, la perdita di energia dei partoni per unità di lunghezza dE/dx è predetta aumentare in maniera proporzionale al raggio nucleare [6], [44]. Perciò la perdita totale di energia per emissione gluonica ΔE scala con r_A^2, o in alternativa con $A^{2/3}$, in accordo con quanto mostrato dai dati di HERMES.

Tutti i modelli presentati in questo capitolo forniscono una ragionevole descrizione dei dati disponibili sulla adronizzazione nei nuclei. Essi concordano sulla ipotesi che il mezzo nucleare agisca a livello del pre-adrone mentre l'adrone è essenzialmente formato al di fuori del nucleo. Tuttavia, la relazione tra il processo di interazione del pre-adrone nel mezzo nucleare (e conseguente assorbimento) ed il processo di perdita di energia partonica dovuta allo scattering multiplo del partone nel mezzo, non è affatto compresa. Un esempio piuttosto chiaro è la contraddizione tra questi due modelli: il *Gluon-Bremsstrahlung model* nel quale il rescattering del pre-adrone formato è il meccanismo dominante, e il *fragmentation function modification model* nel quale l'effetto dell'attenuazione nucleare è interamente spiegata per mezzo della radiazione gluonica.

Per chiarire i contributi relativi dei vari processi che possono contribuire alla riduzione del rapporto di molteplicità nei nuclei, sono necessari nuovi dati sperimentali. In particolare nuovi dati ad energia trasferita ν minore di quelli presentati possono aiutare a discriminare tra i vari modelli, in quanto vengono massimizzati gli effetti nucleari.

Come infatti discusso in precedenza, i tempi di produzione e formazione diminuiscono con ν, e nella regione di qualche GeV la lunghezza di formazione dell'adrone è confrontabile con le dimensioni del nucleo.

Scopo di questa tesi è pertanto la determinazione del rapporto di molteplicità adronica nella regione fino ad ora mai esplorata da $\nu = 2.5\,GeV$ a $\nu = 10\,GeV$, utilizzando i dati acquisiti ad energia di positroni incidenti di 12 GeV.

Capitolo 3

L'esperimento HERMES

.....lui, il rapido messaggero degli dei,
nato da Maia, che in amore si diede a
Zeus, la ninfa dalle trecce stupende. Era
onesta e stava lontana dalla compagnia
degli dei, abitava in grotta ombrosa, dove
spesso di notte il Cronide veniva a
trovare la ninfa dalle trecce stupende,
mentre Era s'abbandonava al dolce sonno.

4° *Inno Omerico*

Lo scopo principale dell'esperimento HERMES è lo studio della struttura dello spin del nucleone utilizzando il Deep Inelastic Scattering (DIS) di elettroni (positroni) polarizzati su bersaglio gassoso polarizzato. Per la bassa densità del bersaglio viene richiesta una alta polarizzazione sia del fascio sia del bersaglio per migliorare la statistica delle osservabili di spin.

L'esperimento ha iniziato a prendere dati nel 1995, con un bersaglio di ^{3}He. Negli anni successivi sono stati usati bersagli polarizzati di idrogeno (1996-1997) e di deuterio (1998-2000) e bersagli non polarizzati di deuterio, azoto, kripton, neon e xenon (2000-2004)

Lo spettrometro di HERMES [45] è situato nella sezione est del collider elettrone (positrone)- protone HERA nel laboratorio DESY di Amburgo (Germania). HERMES opera in modalità bersagli fisso e solo il fascio di positroni polarizzati di energia di 27.5 GeV (o di 12 GeV) interagisce con il bersaglio di HERMES, mentre il fascio da 820 GeV di protoni, attraversa l'apparato senza interferire.

Uno schema dell'anello di positroni di HERA è mostrato in Fig. 3.1. La polarizzazione del fascio di positroni ed il polarimetro sono descritti nella Sezione 3.1

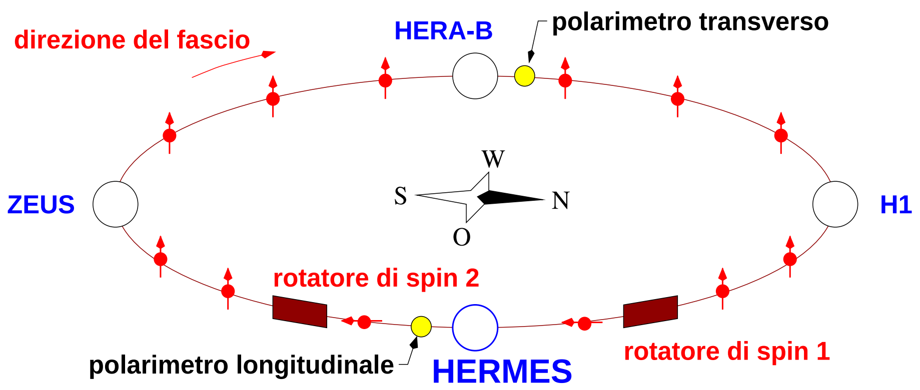

Figura 3.1: Schema dell'anello di accumulazione di e^- (e^+) di HERA a DESY. Due rotatori di spin posti prima e dopo il punto di interazione ad HERMES, permettono di variare la polarizzazione del fascio. Lo spin degli elettroni (positroni) circolanti, è indicato da una piccola freccia. Le polarizzazioni trasverse e longitudinali sono misurate da due polarimetri indipendenti posti nelle aree Est (O) ed Ovest (W). L'anello dei protoni di HERA non è mostrato.

La cella di contenimento del bersaglio impiegata ad HERMES permette di raggiungere luminosità di circa 10^{32} $e^+ \cdot$ nucleons/(cm$^2 \cdot s$). Confrontata con un bersaglio solido polarizzata, l'uso di un bersaglio a gas (idrogeno, deuterio o ^3He) minimizza la diluizione da materiale non polarizzato nell'interazione fascio-bersaglio. La presenza di questo materiale, contribuisce come fondo alle misure. In più, per minimizzare l'errore sistematico, l'orientazione relativa della polarizzazione del fascio e del bersaglio è frequentemente alternata (circa ogni minuto per i bersagli di idrogeno e deuterio ed ogni 10 minuti per i bersagli di ^3He). Gli eventi di scattering inclusivo e semi-inclusivo vengono misurati contemporaneamente nello spettrometro HERMES con alta precisione e buona identificazione di particelle. Nella Sezione 3.3, è fornita una breve descrizione del sistema dei vari rivelatori che compongono lo spettrometro HERMES. Il funzionamento e le caratteristiche del sistema di identificazione delle particelle (PID) è discusso nella Sezione 3.4. Una panoramica del sistema di trigger e della acquisizione dati è fornita nella Sezione 3.5

3.1 Il fascio di positroni polarizzati ad HERA

Nell'anello di HERA (6.3 Km di circonferenza) possono essere accumulati sia positroni che elettroni. Tutti i dati utilizzati in questa tesi sono stati raccolti con un fascio di positroni su bersagli non polarizzate.
In un anello di accumulazione un fascio di positroni acquista una auto-polarizzazione trasversa in conseguenza di una piccola asimmetria di spin-flip nella emissione di radiazione di sincrotrone (effetto Sokolov-Ternov) [46] con un caratteristico tempo di salita esponenziale con costante τ, secondo la relazione

$$P_{beam}(t) = P_{\infty}(1 - \exp^{-t/\tau}) \tag{3.1}$$

La costante τ dipende dalla geometria dell'anello e dall'energia del fascio, e P_{∞} è il valore asintotico della polarizzazione. La costante τ misurata ad HERA è di $\tau = 22 \quad min$ per un fascio di energia di E_{beam}= 27.5 GeV. La polarizzazione media del fascio è $P_{beam} = 40 - 60\%$ [47].

La figura 3.2 mostra una tipica curva di salita della polarizzazione ottenuta ad HERA.

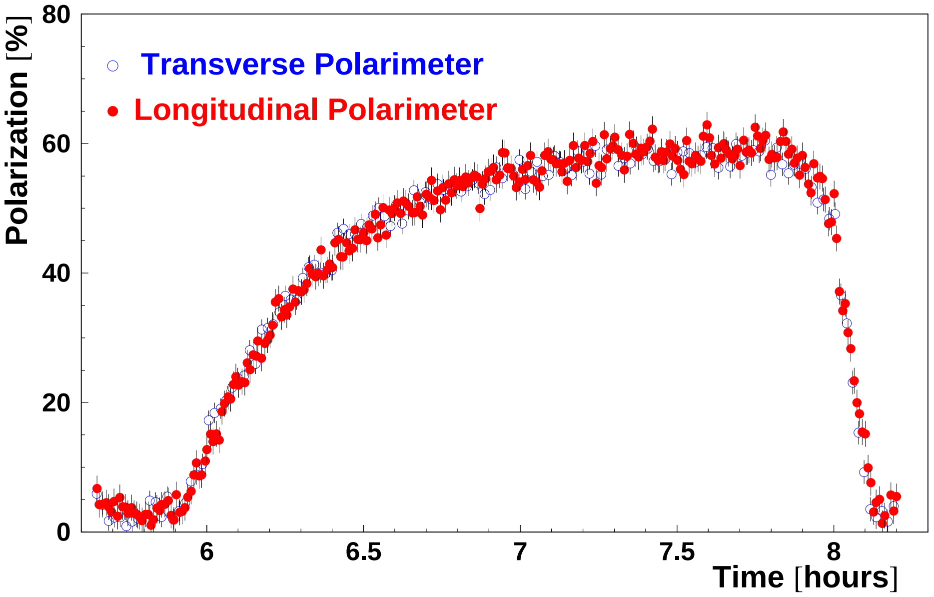

Figura 3.2: Curva in funzione del tempo di salita della polarizzazione del fascio di positroni ad HERA così come misurata dai due polarimetri. E' ottimo l'accordo tra i valori del polarimetro trasversale e longitudinale.

La polarizzazione longitudinale del fascio ad HERMES (parallela per positroni, antiparallela per elettroni) è ottenuta per mezzo di due rotatori di spin posti all'ingresso ed all'uscita della sezione di HERMES [48]. I rotatori precessano la direzione dello spin dei positroni da verticale a longitudinale poco prima della posizione della targhetta e la riportano nella posizione verticale come mostrato in Fig. 3.1 subito dopo il bersaglio.
I rotatori di spin possono essi stessi essere ruotati in modo da cambiare la elicità del fascio di positroni, in modo da ridurre l'errore sistematico nelle misure di asimmetria.

Due polarimetri Compton sono impiegati ad HERMES per una misura precisa della polarizzazione dei positroni. La polarizzazione trasversa è misurata per mezzo di un polarimetro collocato nei pressi della sezione ovest di HERA, la polarizzazione longitudinale è misurata nei pressi della sezione di

HERMES. Quest'ultimo polarimetro è stato installato solo nel 1997.

Il polarimetro trasverso [47] si basa sul seguente principio: la sezione d'urto Compton all'angolo θ di fotoni su leptoni polarizzati trasversalmente ha una distribuzione azimutale dipendente dal grado di polarizzazione dei leptoni.
Un calorimetro segmentato, misura il momento di fotoni laser diffusi all'indietro. La asimmetria è usata per derivare la polarizzazione del fascio [49]. Correlazioni tra la posizione e l'energia del fotone Compton sono usate per studiare la precisione delle misure della polarizzazione con una incertezza sistematica del 3.4%. Il polarimetro longitudinale [50] misura la polarizzazione longitudinale del fascio vicino al punto di interazione di HERMES ed usa la dipendenza dallo spin della distribuzione angolare della sezione d'urto Compton per leptoni polarizzati longitudinalmente, che corrisponde ad uno spettro energetico dipendente dallo spin. Utilizzando un laser pulsato di alta intensita', centinaia di fotoni sono back-scatterati per bunch dalla posizione del fascio. Quindi una asimmetria di spin pesata energeticamente, può fornire una misura della polarizzazione individualmente per ogni *bunch* [51]. La frazione di incertezza sistematica associata con il polarimetro longitudinale è: $\Delta P_{beam}/P_{beam} = 1.6\%$.

3.2 Il bersaglio di gas polarizzato di HERMES

L'esperimento HERMES impiega la tecnica della cella di contenimento per confinare gli atomi polarizzati all'interno di un volume intorno al fascio di positroni [52]. La cella è immersa in un debole campo magnetico. Il primo bersaglio interno a gas polarizzato con cella di contenimento è stata usato a *VEPP - 3* sull'anello di accumulazione di elettroni a Novosibirsk [53]. Nella figura 3.3 viene illustrato il metodo: un fascio atomico polarizzato è iniettato in un tubo aperto ad una delle estremità e gli atomi rimbalzano qualche centinaio di volte all'interno del volume della cella prima di uscire da una delle estremità. Questa tecnica permette un aumento della densità del bersaglio di circa due ordini di grandezza confrontato con i convenzionali bersagli polarizzate a jet, che possono ottenere spessori tipici dell'ordine di $\sim 10^{12}$ $nucleoni/cm^2$ [54]. Inoltre raffreddando la cella di contenimento, la densità del bersaglio può essere ulteriormente incrementata. Ad HERMES, con una temperatura della cella di 100 K si ottiene uno spessore di $\sim 10^{14}$ nucleoni polarizzati/cm^2 nel caso di idrogeno o deuterio e di $\sim 10^{15}$ nucleoni polarizzati/cm^2 nel caso di gas ^3He. A scapito del basso spessore il bersaglio gassoso polarizzata di HERMES presenta diversi vantaggi se confrontato con bersagli solidi polarizzati. Per esempio i bersagli solidi polarizzati usati dall'esperimento SMC hanno uno spessore di $6.8 \cdot 10^{24}$ atomi/cm^2 [55] ma richiedono un campo magnetico di contenimento di qualche Tesla a temperature criogeniche. In un bersaglio gassoso polarizzato è richiesto un campo magnetico di contenimento molto più basso (vedi in seguito) per provvedere all'allineamento degli spin. Inoltre, grazie all'alta purezza dei gas impiegati, il livello di contaminazione da parte di composti chimici e di isotopi è assolutamente trascurabile. L'uso di transizioni a radio frequenze per la selezione degli stati atomici iniettati permette l'inversione della polarizzazione del bersaglio su scale di tempi del secondo permettendo la minimizzazione delle incertezze sistematiche. In ultimo, considerando le correnti medie accumulate nell'anello di positroni di HERA (∼30 mA), può essere raggiunta una luminosità sufficientemente alta di $\sim 10^{32}\, e^+ \cdot atomi/(cm^2 \cdot s)$. A causa dei piccoli spessori dei bersagli, le interazioni del fascio con il bersaglio interno di HERMES non influiscono in maniera significativa sulla vita media del fascio e l'impatto di HERMES sulla luminosità degli altri due esperimenti del collider è minima. Ad HERMES sono state utilizzate due differenti configurazioni per realizzare bersagli polarizzati di idrogeno, deuterio ed ^3He.

Ogni bersaglio è caratterizzato da una differente sorgente di fascio atomico e tecnica di polarimetria, sebbene la cella di contenimento sia simile per entrambi. Nel 1995, un laser ad infrarossi è stato usato per polarizzare gli atomi di ^3He tramite collisioni con atomi che sono stati eccitati in uno stato metastabile e polarizzati tramite pompaggio ottico in una cella di quarzo [56, 57]. Gli atomi polarizzati sono poi inviati nella cella di contenimento tramite un tubo capillare. La densità operativa del bersaglio alla temperatura di 15 K è circa $\sim 10^{15}$ nucleoni$/cm^2$. La polarizzazione degli atomi del bersaglio è mantenuta da un campo magnetico, la cui intensità dipende dal tipo di gas: per l'elio è sufficiente un debole campo (3 mT) generato da due bobine di Helmholtz, mentre per l'idrogeno ed il deuterio il campo deve essere più forte (350 mT) e richiede un solenoide superconduttore. I tipici valori di polarizzazione raggiunti sono dell'ordine del 50%. La direzione dello spin del bersaglio viene cambiata ogni 10 minuti cambiando la polarizzazione della luce laser. Nel 1996 e 1997, è stato usato un bersaglio di idrogeno polarizzato, mentre dal 1998 al 2000 è stato usato un bersaglio polarizzato di Deuterio. Il bersaglio di HERMES può essere usato con gas non polarizzati ad alta densità per misure di effetti nucleari. I dati analizzati in questo lavoro di tesi, sono stati raccolti utilizzando gas non polarizzati di deuterio, azoto e krypton. In questo caso le densità raggiunte sono dell'ordine di $\sim 10^{16}$ nucleoni$/cm^2$. Durante questi run ad alta densità, che normalmente avvengono verso la fine di un fill, HERA opera in modo dedicato per l'esperimento HERMES.

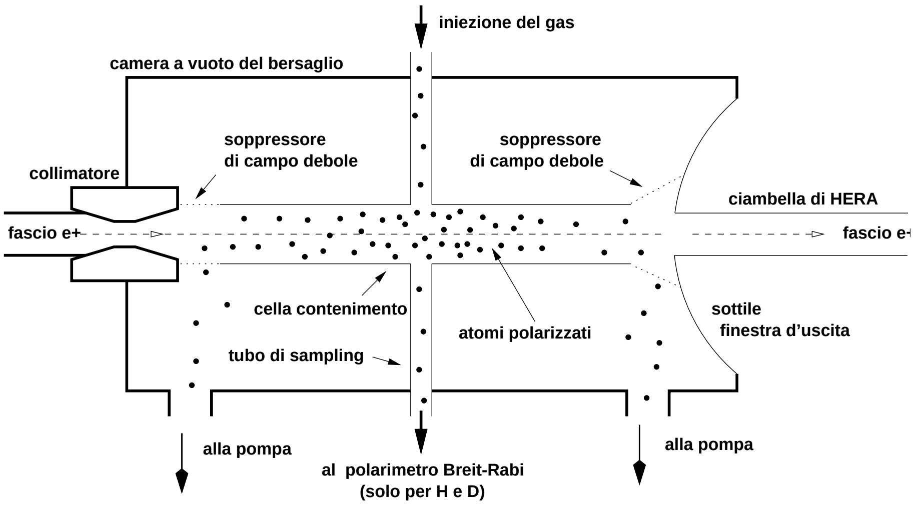

Figura 3.3: Schema della cella di contenimento di HERMES.

3.3 Lo spettrometro HERMES

HERMES è un esperimento a bersaglio fisso, per questo l'apparato sperimentale è costituito da uno spettrometro posto a valle del bersaglio, rispetto alla direzione del fascio. Entrambi i fasci di positroni e protoni attraversano lo spettrometro e, pertanto, l'apparato è diviso in due parti uguali e simmetriche, al di sopra e al di sotto delle linee di fascio. In pratica, la presa dati è effettuata in modo simultaneo da due spettrometri assolutamente uguali e questo ha come conseguenza una riduzione sensibile dell'errore sistematico delle misure effettuate. In figura 3.4 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 dell'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 è poi un dipolo magnetico usato per deflettere le particelle cariche in funzione del loro impulso. Infine la terza sezione include oltre a rivelatori in grado di ricostruire la traccia, apparati per l'identificazione della particella e per il trigger.

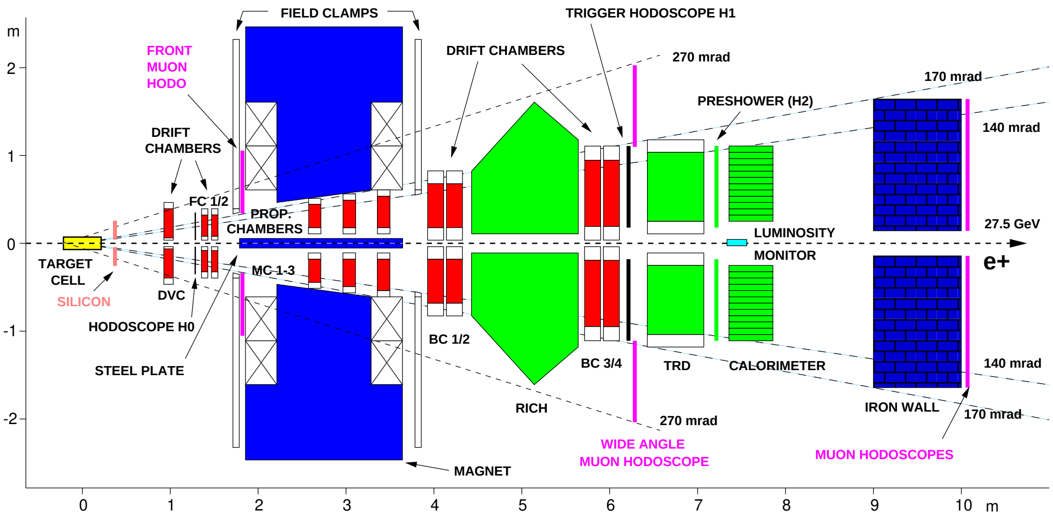

Figura 3.4: Vista laterale dello spettrometro HERMES. I vari rivelatori che lo compongono sono descriti nel testo.

L'accettanza angolare dello spettrometro è di 40 mrad $\leq |\theta_y| \leq$ 220 mrad sul piano verticale e di $\leq |\theta_x^{BACK}| \leq$ 170 mrad e $\leq |\theta_x^{FRONT}| \leq$ 270 mrad su quello orizzontale, rispettivamente per la regione successiva e precedente al magnete.

In breve vengono descritti i vari componenti dello spettrometro seguendo l'ideale traccia di una particella prodotta nel bersaglio [58].

3.3.1 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 relazione:

$$p \simeq 0.3 \cdot R \cdot B, \tag{3.2}$$

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

$$\frac{\Delta P}{P} \simeq \Delta K \cdot R, \tag{3.3}$$

con ΔK la risoluzione nella misura dell'inverso del raggio di curvatura R. Per il magnete di HERMES l'errore relativo sull'impulso è dell'ordine dell' 1.3%.

3.3.2 I rivelatori di tracciamento

Il rivelatore a silicio

Lo scopo principale di questo rivelatore, chiamato anche *Lambda Wheels* (LW), è quello di aumentare l'accettanza per i prodotti di decadimento delle particelle Λ. La resa degli iperoni Λ ricostruiti è aumentata di circa un fattore quattro se confrontata con i decadimenti Λ che sono identificati dalla ricostruzione delle tracce che passano attraverso l'intero spettrometro. Il rivelatore consiste in due *ruote* di rivelatori a strip di silicio a doppia faccia posizionate una a $z = 45$ *cm* e l'altra a $z = 50$ *cm* all'interno della *pumping cross* della camera del bersaglio. Il raggio esterno è di 17.5 cm e quello interno di 5.4 cm. Vi è quindi una piccola sovrapposizione con le accettanze degli altri rivelatori dello spettrometro HERMES. Ogni rivelatore LW consiste di dodici segmenti a 30 gradi. La larghezza delle strip è di 160 μm e questo porta ad un totale di 437 strip per lato di ogni segmento ed un numero totale di 20976 canali di readout. Le LW complete sono state installate durante il periodo di shut-down di HERA nel 2000/2001 dopo il positivo test di un solo modulo LW eseguito nel 2000.

Le camere di vertice a microstrip (VC)

Lo scopo principale delle camere di vertice è quello di fornire un'accurata misura dell'angolo di diffusione e del punto di interazione. Per la vicinanza al bersaglio ed al fascio (20 mm), il fondo è estremamente intenso e per questo si sono usate camere a gas a microstrip (MSGC) [59]. Ulteriore vantaggio delle MSGC è costituita dalla miniaturizzazione del materiale inerte che, altrimenti, modificherebbe l'impulso 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, rispettivamente, 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 (DiMethylEther)(60%) e CO_2 (40%), permette efficienze di rivelazione superiori al 95% ed una risoluzione di $\leq 45\mu m$ per piano; lo spessore, al contrario, risulta essere relativamente alto e dell'ordine di 0.012 lunghezze di radiazione. In figura 3.5 è riportata una ricostruzione del vertice di eventi da parte delle VC. Come si vede la ricostruzione del punto di interazione è molto localizzata e lontana dalle pareti della cella di accumulazione. Queste camere sono state rimosse dall'apparato HERMES nel 1998

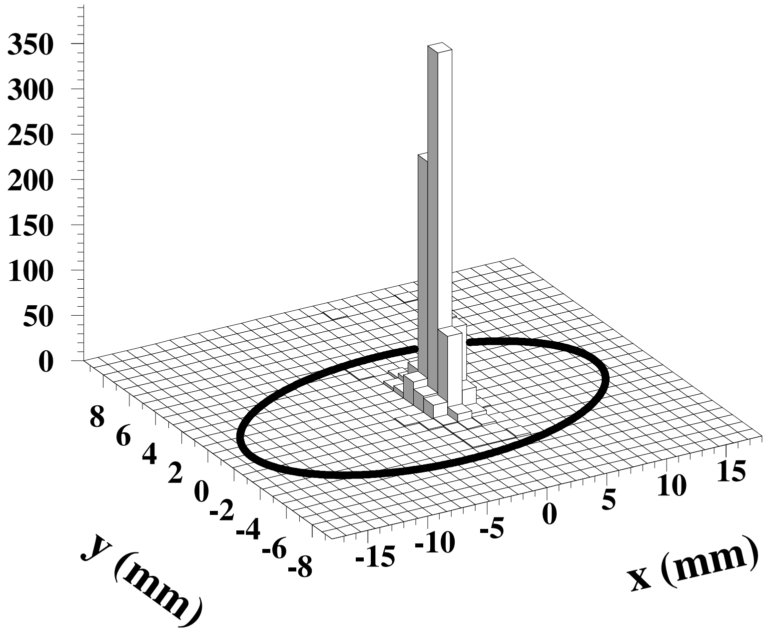

Figura 3.5: Ricostruzione del vertice di eventi fornita dal rivelatore a microstrip a gas,l'ellisse disegnata nel piano xy mostra la posizione delle pareti della cella di contenimento.

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% di Argon, 5% di CF_4 e 5% di CO_2 con una velocità di deriva di 7 cm/μs ad E=800 V/cm. La larghezza della cella di soli 7 mm è stata scelta per ridurre l'influenza del fondo ed avere una migliore risoluzione globale di 150 μm. A causa di interferenze con le radiofrequenze del bersaglio, questa risulta più grande e pari a $\leq$ 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 di 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 posizione 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 perchè fortemente deviate dal campo magnetico. La scelta di questo tipo di rivelatore di traccia 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 $\leq 600 \quad \mu m$ [60].

Le camere posteriori (BC)

La ricostruzione delle tracce nella zona 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 $\leq 300\mu$m.

3.3.3 Rivelatori per l'identificazione delle particelle

L'identificazione delle particelle ad HERMES è ottenuta con l'utilizzo di quattro rivelatori indipendenti: un Ring Imaging Čerenkov detector (RICH), un rivelatore di radiazione di transizione (TRD), ed un calorimetro elettromagnetico (CALO) accoppiato ad un rivelatore preshower-odoscopio (Presh). Tutti i rivelatori per la identificazione delle particelle (PID) sono collocati nella regione posteriore dello spettrometro. Per ogni rivelatore, la risposta agli adroni o ai positroni è diversa. Combinando le risposte dei quattro rivelatori, positroni ed adroni possono essere separati.

Ring Imaging Čerenkov detector (RICH)

Nel lavoro di analisi presentato in questa tesi, l'identificazione di pioni carichi è effettuata tramite il rivelatore RICH. Pertanto si forniscono dettagli del suddetto rivelatore che per facilità di lettura verranno riportati in Appendice A. In questa sezione ci limiteremo a dare informazioni sulle caratteristiche geometriche e di funzionamento del rivelatore.

Un rivelatore **RICH** sfrutta la radiazione Čerenkov per misurare la velocità di particelle cariche e da questa, noto per altra via il momento, determinarne la massa.

Il rivelatore RICH di HERMES è il primo RICH funzionante al mondo con doppio radiatore [61].

La distribuzione angolare della luce Čerenkov viene usata nel RICH per

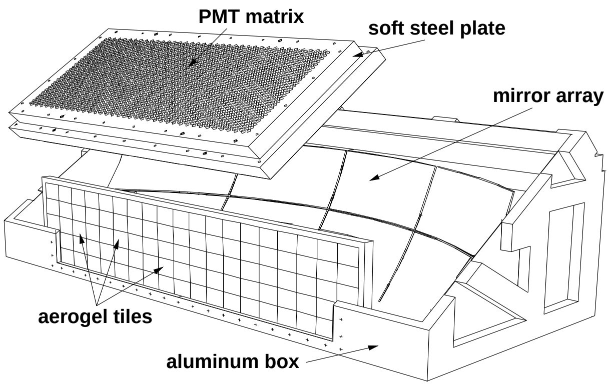

Figura 3.6: Rappresentazione schematica (parte superiore) del rivelatore RICH.

determinare il β della particella e di conseguenza identificare pioni, kaoni e protoni. L'uso del doppio radiatore permette la discriminazione di queste particelle su di un ampio intervallo in momento che per HERMES è $2 \div 15 \quad GeV$. Ogni metà del RICH di HERMES, posto sopra e sotto la linea di fascio, usa come primo radiatore sulla finestra di ingresso un muro di aerogel e come secondo radiatore del gas C_4F_{10}. Una rappresentazione schematica del rivelatore RICH è mostrata in figura 3.6

I momenti soglia per pioni, kaoni e protoni sono elencati nella tabella 3.1 per i due tipi di radiatore.

Tabella 3.1: Parametri dei due radiatori del RICH di Hermes. Viene indicato l'indice di rifrazione del radiatore, la risoluzione angolare $\Delta\theta$, e la soglia di rivelazione delle singole particelle.

	Radiatore	
	Aerogel	C_4F_{10}
$n_{radiatore}$	1.0304	1.00137
$\beta_t\gamma_t$	4.03	19.10
$\Delta\theta$ [mrad]	7.6	7.5
$p_t(\pi)$ [GeV]	0.6	2.7
$p_t(K)$ [GeV]	2.0	9.4
$p_t(p)$ [GeV]	3.8	17.9

Il radiatore di aerogel è assemblato in 5 x 17 colonne ognuna composta da

5 tele $10\times10\times1.1\ cm^3$ di silica aerogel per uno spessore complessivo di 5.5 cm. Per ogni metà del rivelatore una struttura di 8 specchi sferici riflette il cono di radiazione $\check{C}$erenkov su di una matrice di 74 x 26 fotomoltiplicatori dove il cono appare quasi come un ellissi. Per la identificazione delle particelle con il RICH di HERMES, il metodo basato sulla ricostruzione dell'anello $\check{C}$erenkov non è applicabile a causa della distorsione dell'immagine dell'anello del cono $\check{C}$erenkov. Inoltre, è necessario tenere presente che il RICH opera in modo digitale poichè l'informazione sull'altezza dell'impulso nei PMTs (che è proporzionale al numero dei foto-elettroni incidenti) non è conservata. Un PMT è considerato colpito se il segnale da esso emesso è maggiore di una soglia prefissata.

Per la ricostruzione dell'angolo $\check{C}$erenkov ad HERMES sono disponibili attualmente due metodi: il direct ray tracing (DRT) e lo indirect ray tracing (IRT) [62].

Per entrambi, la procedura di ricostruzione è basata sull'evento ed usa, come informazioni in ingresso una lista di PMTs che hanno dato segnale ed i parametri della traccia della particella incidente sul RICH come determinata dai rivelatori di tracciamento. Il numero di PMTs che hanno dato segnale dipende fortemente non solo dal tipo di radiatore ma anche dalla posizione della traccia sul rivelatore. Per questo motivo devono essere presi in considerazione effetti legati all'accettanza del rivelatore ed alla topologia dello stesso evento. Le principali caratteristiche dei due metodi di operazione possono essere descritte come segue.

- DRT: assumendo che il punto di emissione della radiazione $\check{C}$erenkov ed il momento della particella siano noti, l'algoritmo DRT determina il punto di riflessione dei raggi sugli specchi ed i PMTs colpiti. Questo approccio richiede una simulazione Monte Carlo del cammino dei fotoni

$\check{C}$erenkov lungo la traccia della particella e la riflessione sugli specchi. Il processo viene eseguito per ogni particella ipotizzata. Alla fine viene determinata una probabilità sulla ipotesi di particella rivelata dal confronto degli hits simulati ed il pattern attuale dei PMTs che hanno dato segnale.

- IRT: per ogni PMT che ha dato segnale, viene calcolato l'angolo $\check{C}$erenkov associato con ogni traccia di ogni particella ipotizzata. Imponendo un intervallo sulla distribuzione angolare ottenuta per ogni tipo di particella intorno all'angolo $\check{C}$erenkov aspettato, viene determinato l'angolo medio ricostruito. Alla traccia di ogni particella ipotizzata viene associata una probabilità.

Il metodo DRT è più efficace a bassi momenti e nell'intervallo di soglia delle particelle. Tuttavia, la richiesta dell'alto numero di tracce di fotoni simulate lo rende molto lento, nella ricostruzione dei dati se confrontato con il metodo IRT. E' stato sviluppato un algoritmo (RICH PID Scheduler, RPS) [63] che assegna ad ogni traccia dell'evento l'ipotesi sul tipo di particella sia per IRT che per DRT a seconda del momento della traccia specifica e della tipologia. In questa tesi, per l'identificazione delle particelle è stato scelto il metodo assegnato dall' IRT.

L'analisi sulla probabilità usata per l'identificazione degli adroni con questo metodo è illustrata in Appendice B.

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 di una serie di fibre di polietilene/propilene con diametro di 17-20 μm raccolte in 6 moduli di 6.5 cm di 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 $< 1\mu$. Il numero totale di piani dielettrici è 267. Il gas contenuto è una miscela di 90% di xenon e di 10% di CH_4. Dal momento che i raggi X, 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 cosicché 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 X per transizione), mentre i positroni producono 1-2 X 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*. 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. 3.7 e Fig. 3.8 [64].

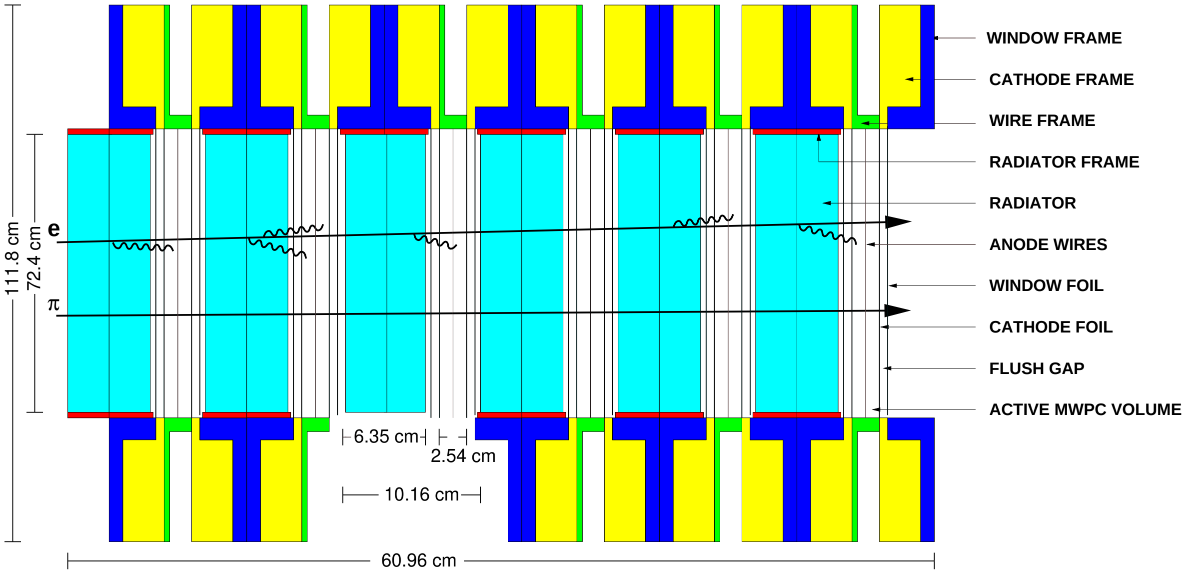

Figura 3.7: Schema del rivelatore a radiazione di transizione.

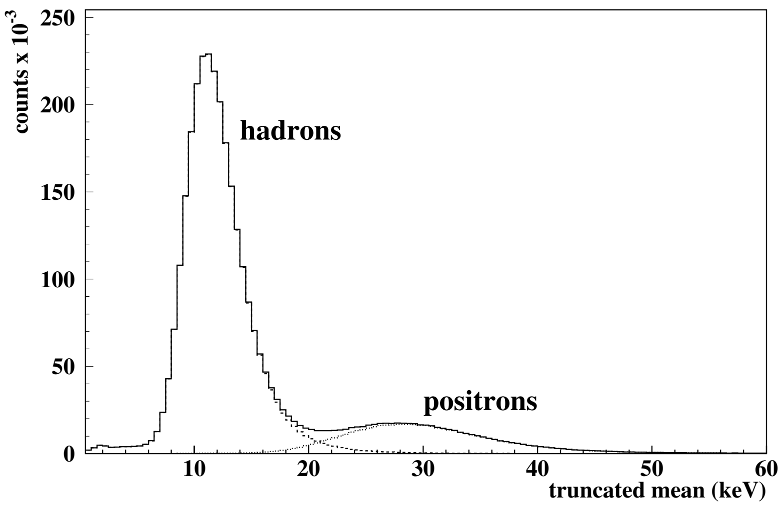

Figura 3.8: Separazione adroni/positroni tramite la media troncata dell'energia depositata nei 6 moduli.

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 (ciascuna di dimensione $9.3 \times 9.1 \times 1$ cm^3 e connessa a un solo fotomoltiplicatore). Il suo spessore è pari a $\sim 0.023X_0$. Il secondo odoscopio (H2 o preshower) è identico all'H1, ma 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 ($\sim 2 \quad MeV \cdot g^{-1} \cdot cm^2$); 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.

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.

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.

Ogni contatore ha la forma di un parallelepipedo di 9×9 cm^2 di area di base e 50 cm di altezza, corrispondenti a $\sim$ 18 lunghezze di radiazione. In ciascun muro i contatori sono disposti in una matrice di 42 colonne e 10 righe. In Fig. 3.9 è schematizzato il calorimetro insieme al preshower, sono anche mostrate la direzione ed il verso dei fasci di positroni e protoni.

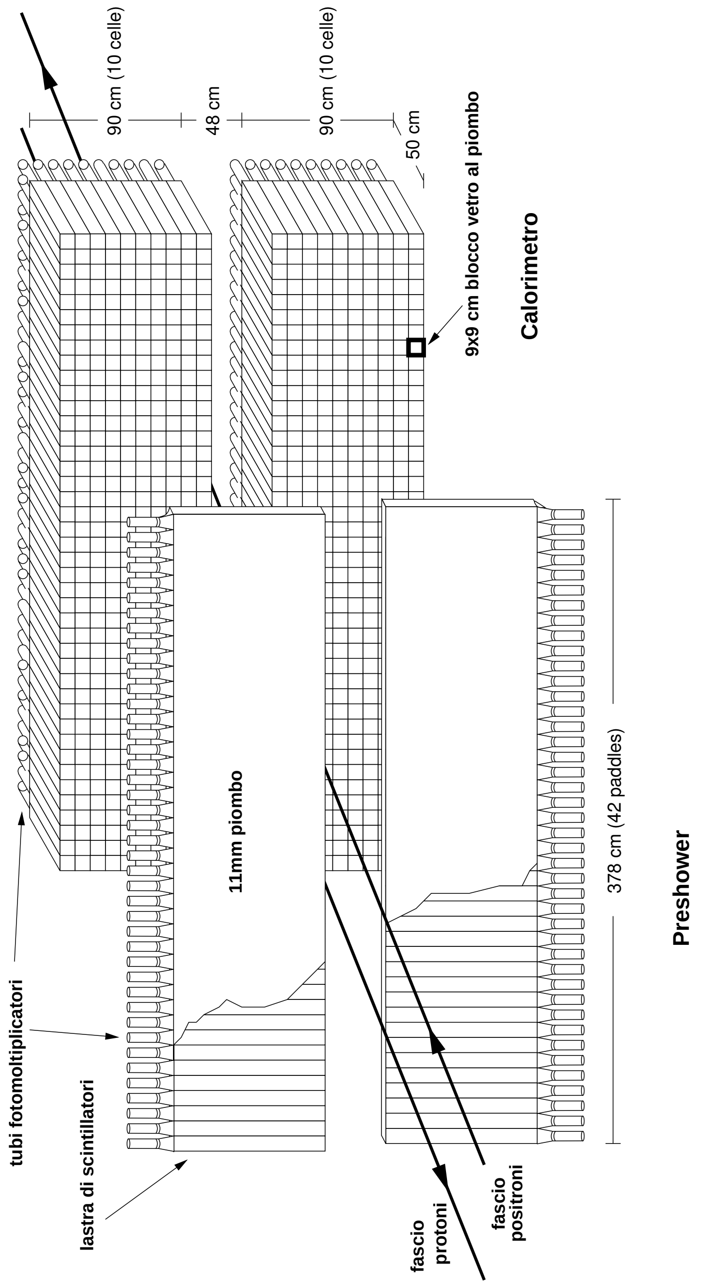

Figura 3.9: Schema del calorimetro elettromagnetico più il *preshower*.

Ciascun contatore è collegato ad un tubo fotomoltiplicatore PHILIPS mod. XP3461 con diametro di 7.63 cm rivestito di μ-metal 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 [65], 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 $\check{C}$erenkov: le particelle cariche relativistiche formatesi nello sciame emettono luce $\check{C}$erenkov 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 [66]. Il vetro al piombo costituisce un mezzo quasi ideale per gli sciami elettromagnetici poichè l'alto Z assicura un rapido sviluppo della cascata elettromagnetica e perchè 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'estensione longitudinale dello sciame viene contenuto in una lunghezza L_e definita come:

$$L_e \sim \left(\frac{E}{E_c} + C + 13.6\right) \cdot X_0, \tag{3.4}$$

dove E è l'energia iniziale della particella, E_c l'energia critica (energia alla quale le perdite per ionizzazione e per radiazione sono uguali), C una costante uguale a +0.5 per positroni ed a -0.5 per fotoni (lo sciame elettromagnetico generato da un elettrone ha inizio in una frazione di X_0 più piccola rispetto a quella generata da un fotone) 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:

$$X_0\left[\frac{g}{cm^2}\right] = \frac{716.4}{Z(Z+1)ln(287/\sqrt{Z})} \sim 180\frac{A}{Z^2} \qquad (per Z > 13). \quad (3.5)$$

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

$$R_e \sim 41\frac{X_0}{E_c \quad (inMeV)}. \quad (3.6)$$

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:

$$\lambda \sim 35A^{1/3} \qquad (g/cm^2). \quad (3.7)$$

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

$$R_a \leq \lambda, \tag{3.8}$$

$$L_a \sim (0.2lnE + 0.7 + 2.5E^{0.13})\lambda \qquad (conE\ in\ GeV). \tag{3.9}$$

In Fig. 3.10 è schematizzato lo sviluppo longitudinale e trasversale, in un cluster del calorimetro, di uno sciame elettromagnetico e di uno sciame adronico.

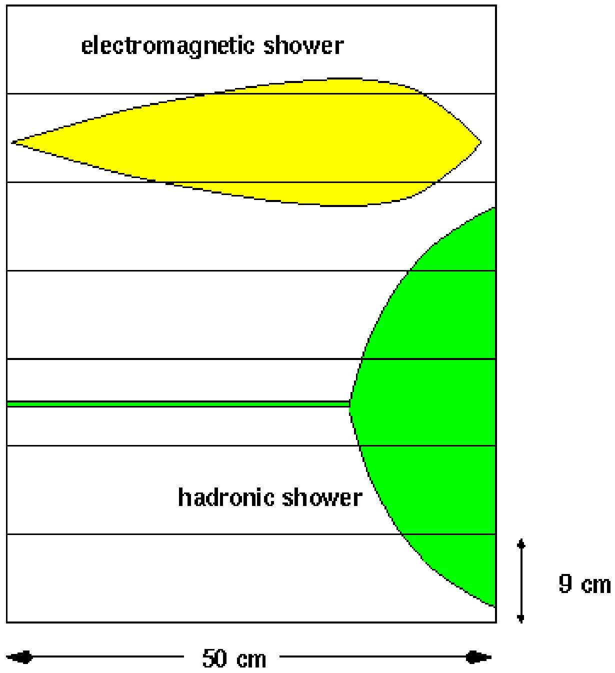

Figura 3.10: Schematizzazione longitudinale e trasversale, in un *cluster* del calorimetro, di uno sciame elettromagnetico e di uno sciame adronico.

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.

Partendo da una struttura generale del tipo $\sigma(E)/E[\%] = A/\sqrt{E[GeV]} + B$, la risoluzione finale ottenuta può essere scritta come:

$$\frac{\sigma(E)}{E}[\%] = \frac{(5.1 \pm 1.1)}{\sqrt{E[GeV]}} + (1.5 \pm 0.5). \tag{3.10}$$

Uso combinato del calorimetro e del preshower

Una combinazione tra il segnale del preshower e 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, si ha:

$$\frac{\lambda(g/cm^2)}{X_0(g/cm^2)} \simeq= \frac{35A^{1/3}Z^2}{180A} \simeq 0.12Z^{4/3}. \tag{3.11}$$

Di conseguenza, i materiali pesanti usati (piombo + vetro al piombo), sono particolarmente adatti a tale discriminazione. Gli elettroni depositano infatti 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) si arriva ad un fattore > 100.

3.3.4 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.

3.3.5 Il sistema di allineamento

Un corretto allineamento di tutti i rivelatori dello spettrometro è essenziale per un'accurata determinazione delle quantità cinematiche ricostruite. Eventuali 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 $30 \div 50 \mu m$.

3.3.6 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 di misure di asimmetria, dove L non interviene, la sua conoscenza risulta importante per valutare gli errori sistematici e la contaminazione da eventi di fondo. 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 cioé l'interazione dell'elettrone (o positrone) del fascio con un elettrone degli atomi del bersaglio: diffusione Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) o diffusione Möller ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$) 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.

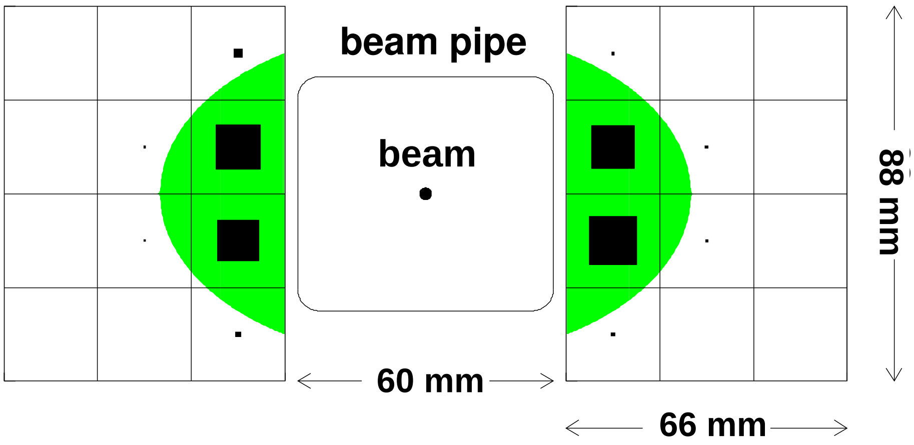

Figura 3.11: Il monitor di luminosità di HERMES. l'accettanza della beam pipe è mostrata dall'area in verde. Le dimensioni dei quadrati neri sono proporzionali al numero delle tracce.

Il rateo di conteggi è di $\sim 130Hz$, 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. 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.

3.4 Algoritmo per l'identificazione delle particelle

In ogni analisi fisica dei dati di HERMES è necessario separare adroni e leptoni nel campione dei dati. L'identificazione delle particelle (PID) è ottenuta per mezzo di un algoritmo di probabilità che utilizza la risposta dei quattro rivelatori per la PID, che danno risposte diverse per i due tipi di particelle. Dalla deflessione delle particelle nello spettrometro magnetico è possibile risalire al loro momento p mentre l'angolo polare θ può essere ricostruito con i rivelatori di traccia. In ogni rivelatore per la PID una particella rilascerà una data quantità di energia E. Il compito dell'algoritmo PID è quello di trovare la probabilità $P(i|E,p)$, dati E e p che una particella sia un leptone ($i = l$) o un adrone ($i = h$). Introducendo i diversi flussi di particelle ϕ_i ed applicando il teorema di Bayes, è possibile dimostrare matematicamente [67] che la probabilità per un certo rivelatore '*det*' è data da

$$P_{det}(i|E,p) = \frac{\phi_i(p,\theta)P_{det}(E|i,p)}{\sum_{j=l,h}\phi_j(p,\theta)P_{det}(E|j,p)} \tag{3.12}$$

con $P_{det}(E|l(h),p)$ probabilità che un leptone (adrone) con momento p depositi una energia E nel rivelatore. Queste distribuzioni di probabilità, chiamate comunemente *distribuzione parente*, possono essere misurate con dei test sotto fasci appropriati di leptoni ed adroni. Ad HERMES tuttavia viene utilizzato un metodo differente. Le distribuzioni parente sono estratte dai dati reali imponendo dei tagli stringenti sulla PID dei rivelatori. Ad esempio per generare una distribuzione leptonica parente per il TRD vengono imposti dei tagli sul calorimetro e sul preshower. Questa procedura assume che le risposte dei vari rivelatori per un dato tipo di particella siano non correlate tra loro. Le probabilità $P_{det}(l|E,p)$ e $P_{det}(h|E,p)$ sono alla fine combinate in un rapporto logaritmico P'_{det}

$$PID'_{det} = log_{10}\frac{P_{det}(l|E,p)}{P_{det}(h|E,p)} \tag{3.13}$$

In termini di distribuzioni parente e di fattori di flusso questa quantità diventa:

$$PID'_{det} = log_{10}\frac{\phi_l(p,\theta)P_{det}(E|l,p)}{\phi_h(p,\theta)P_{det}(E|h,p)} = PID_{det} - log_{10}\Phi \tag{3.14}$$

con :

$$PID_{det} \equiv log_{10}\frac{P_{det}(E|l,p)}{P_{det}(E|h,p)} \qquad \text{e} \qquad \Phi \equiv \frac{\phi_h(p,\theta)}{\phi_l(p,\theta)}$$

La quantità PID_{det} è definita per il calorimetro, per il RICH, per il preshower e per il TRD. Ad HERMES sono comunemente definite le seguenti combinazioni di valori di PID

$$PID3 \equiv PID^{calorimeter} + PID^{preshower} + PID^{RICH} \tag{3.15}$$

$$PID5 \equiv PID_{TRD} = \sum_{i=1}^{6} +PID_i^{TRD} \tag{3.16}$$

dove PID^{RICH} è la somma sui valori PID per il radiatore di aerogel e quello di gas e la somma dell'ultima equazione è fatta su tutti i sei moduli del TRD. In pratica il rapporto del flusso Φ è spesso trascurato (vengono assunti flussi uniformi per leptoni ed adroni) e solo le quantità $PID3+PID5$ sono utilizzate per l'identificazione delle particelle. Questa approssimazione è valida fino a quando il rapporto dei flussi è costante e/o sono usati tagli sufficientemente forti su $PID3+PID5$. In figura 3.12 viene mostrata la correlazione tra $PID5$ e $PID3$;

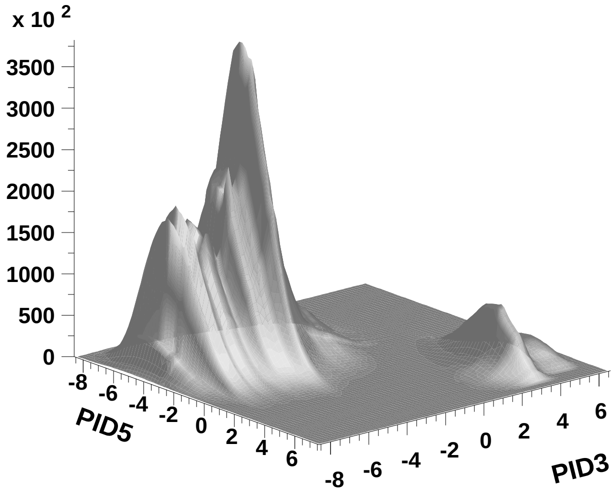

Figura 3.12: Correlazione tra PID3 e PID5. E' visibile la chiara separazione fra leptoni (picolo bump sulla destra) ed adroni (picco pronunciato sulla sinistra).

si vede chiaramente la separazione tra i positroni (piccolo bump) e gli adroni (picco grande). Una più dettagliata descrizione sulla PID di HERMES può essere trovata ad esempio in [68].

3.5 Il trigger ed il sistema di acquisizione dati

In HERMES sono potenzialmente previsti 4 livelli di trigger nell'acquisizione dati. Ma, per il momento, è presente un solo livello che, attraverso delle unità logiche programmabili, sfrutta i segnali provenienti dagli odoscopi, dal Cerenkov e dal calorimetro per decidere in 400 ns (250 ns per la trasmissione dei dati e 150 ns per l'elaborazione) se 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 avvenire 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 cluster, 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 $\geq$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:

$$t_{DIS} = (CA^T * H0^T * H1^T * H2^T) \cup (CA^B * H0^B * H1^B * H2^B) \quad (3.17)$$

In media, con una luminosità di $5 \times 10^{32} \quad nucleoni/(cm^{-2} \cdot s^{-1})$, 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% poichè 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. 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 si aggiorna sullo stato di tutti i rivelatori, ad 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 di PC, 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 provenienti dallo slow-control e poi posti in un formato facilmente accessibile; nel caso di HERMES si è scelto il formato a tabelle ADAMO (database che organizza le informazioni seguendo un modello tipo Entità-Relazioni, immagazzinando cioè sia i dati che le relazioni tra loro) [69]. La completa ricostruzione di un evento avviene in tempi dell'ordine di 0.03 secondi.

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 densita 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:

$$\delta t = 1 - \frac{T_{acc}}{T_{gen}}, \tag{3.18}$$

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% il che equivale ad acquisire circa 300 eventi al secondo, ovvero ad un flusso di dati di 3 Mbyte/s.

Capitolo 4

Analisi dati e risultati

Raccogliete tutti i frammenti che restano, che niente vada perso.

Giovanni 6:12

Il processo di adronizzazione nel mezzo nucleare, è influenzato dall'assorbimento e dalla perdita di energia dei partoni a causa della diffusione multipla e dalla radiazione di gluoni [21, 28, 70]. I risultati sono presentati in termini di rapporto di molteplicità R_M^h, che rappresenta il rapporto tra il numero degli adroni di tipo h, prodotti per evento DIS per un bersaglio nucleare di massa A, e quelli da un bersaglio di deuterio D. Il rapporto R_M^h dipende dalle variabili leptoniche ν e Q^2, l'energia nel sistema a riposo del bersaglio ed il quadrimomento del fotone virtuale rispettivamente, e dalle variabili adroniche z e p_t^2, con p_t componente trasversa del momento dell'adrone rispetto alla direzione del fotone virtuale. Poiché i dati sono solo debolmente dipendenti da Q^2 e p_t^2 il rapporto di attenuazione è integrato su questo due variabili ed è espresso come funzione di ν e z nel seguente modo:

$$R_M^h(z,\nu) = \frac{\left(\frac{1}{d\sigma(e,e')/d\nu}\frac{d^2\sigma(e,e'h)}{dzd\nu}\right)_A}{\left(\frac{1}{d\sigma(e,e')/d\nu}\frac{d^2\sigma(e,e'h)}{dzd\nu}\right)_D} = \frac{N_h^A(z,\nu)/N_e^A(\nu)}{N_h^D(z,\nu)/N_e^D(\nu)}, \tag{4.1}$$

dove $\sigma(e, e')$ e $\sigma(e, e'h)$ sono le sezioni d'urto inclusive e semi-inclusiva, rispettivamente, A si riferisce al bersaglio nucleare (^{14}N o ^{84}Kr in questa analisi) e D al deuterio. Il rapporto di attenuazione può essere espresso in termini del numero di eventi, con $N_h(\nu, z)$ numero di adroni semi-inclusivo in un dato (ν, z)-bin, e con $N_e(\nu)$ numero dei positroni DIS inclusivi nel medesimo ν-bin. Il Deuterio è stato usato come bersaglio di riferimento al posto dell'idrogeno per tenere conto delle differenze nella diffusione tra protone e neutrone. Di seguito sono descritti i dettagli dell'analisi dei dati raccolti su bersagli di deuterio, azoto e krypton.

4.1 Procedura di analisi ed identificazione delle particelle

4.1.1 Selezione degli eventi

Partendo da qualche milione di eventi DIS, per ogni tipo di bersaglio, il numero finale di eventi analizzabili, è ottenuto eliminando quelli non buoni a causa di malfunzionamenti dei componenti dello spettrometro, interruzioni di corrente o altre cause che portano alla perdita di informazioni per la ricostruzione degli eventi. La selezione dei dati avviene al livello del *burst* che rappresenta un periodo di presa dati di circa 10 secondi tra due letture successive degli eventi registrati. La produzione utilizzata per questa analisi è la **00c1** ed il numero dei run analizzati sono i seguenti:

- 118 per D
- 130 per ^{14}N
- 146 per ^{84}Kr

4.1.2 DataQuality

Un evento è considerato *buono* quando il trigger DIS (descritto nel paragrafo 3.5) ha accettato l'evento e quando l'evento stesso è contenuto in un burst che rispetti le seguenti condizioni:

- il burst deve essere parte di un run che deve essere stato marcato come analizzabile nel file logrun.new;
- il burst non deve essere affetto da *trip* di HV (alte tensioni) nelle camere di tracciamento;
- il GMS (Gain Monitor System) deve indicare che il calorimetro, il monitor di luminosità ed il pre-shower devono essere pienamente funzionanti durante il burst;
- il TRD deve essere pienamente operativo durante il burst;
- la lunghezza del burst deve essere compresa tra 0 e 11 secondi;
- il DAQ live-time per il trigger 21 (eq.3.16) deve essere maggiore di 0.5

Nella tabella 4.1 sono elencate le variabili ed il loro significato utilizzate in questa analisi per assicurare la migliore **D**ata **Q**uality:

Tabella 4.1: Variabili usate per la Data Quality

bit	$Variabile$	$Test$
2	$g1DAQ\_rDeadCorr$ $g1DAQ\_rDeadCorr21$ $g1DAQ\_rDeadCorrArt$	per selezionare un ragionevole tempo morto
3	$g1DAQ\_rLength$	per selezionare una ragionevole lunghezza del burst
6	$g1Quality\_iuDSTbad$	elimina il primo burst del run
7	$g1Quality\_iuDSTbad$	elimina l'ultimo burst del run
8	$g1Quality\_iuDSTbad2$	No PID
9	$g1Quality\_iExpment$	il run è marcato come analizzabile nel log-book
19	$g1Quality\_iTrdDQ$	seleziona una ragionevole lunghezza del burst
20	$g1HVtrip\_iDetId$ $g1HVtrip\_iChannel$	problemi nelle HV

4.1.3 Tagli sulla cinematica del positrone

I tagli sulle quantità cinematiche per selezionare eventi DIS di positroni sono scelti nel modo seguente:

- virtualità $Q^2 > 0.5\ GeV^2$
- massa invariante $W^2 > 4\ GeV^2$
- $y < 0.83$
- $0.01 < x_{bj} < 1$
- $PID3 + PID5 > 1$
- $0.040 < |\theta_y| < 0.140$ rad (vertex dependent)
- $|\theta_x| < 0.170$ rad
- Ricostruzione della posizione del vertice
  - $longitudinale : -18.0, 18.0\, cm$
  - $trasversa :< 0.75\, cm$

La selezione in Q^2 seleziona eventi DIS che sono fuori dalla regione dove sono osservate violazioni dello scaling. Generalmente questa condizione è scelta nell'intervallo $Q^2 > 0.2 - 1\ GeV^2$. Per questa analisi è stato scelto un valore di $Q^2 > 0.5\ GeV^2$ e non un valore più conservativo $Q^2 > 1\ GeV^2$, poiché una larga frazione del numero totale degli eventi è compresa nella regione $0.5 < Q^2 < 1\ GeV^2$, come è possibile vedere dalla figura 4.1.

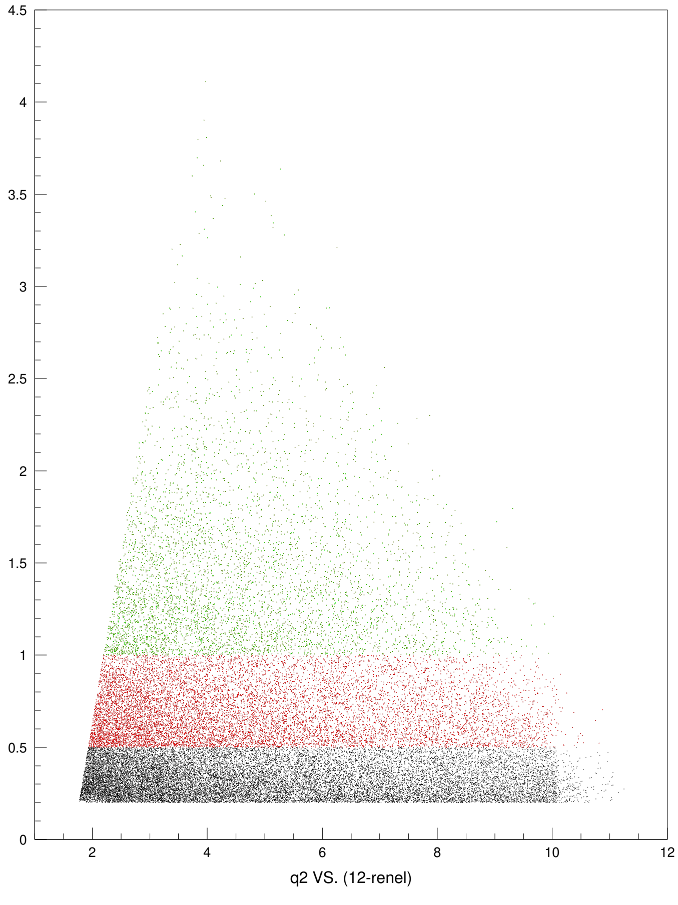

Figura 4.1: Distribuzione di Q^2 in funzione di ν. In nero gli eventi con $Q^2 > 0.2\ GeV^2$, in rosso gli eventi con $Q^2 > 0.5\ GeV^2$ ed in verde gli eventi con $Q^2 > 1.0\ GeV^2$.

Il taglio sulla massa invariante $W^2 > 4 \quad GeV^2$ esclude eventi provenienti dalla regione delle risonanze.

4.1.4 Tagli sulla cinematica dell'adrone

Gli eventi semi-inclusivi sono selezionati da quelli inclusivi imponendo che almeno un adrone per evento sia identificato. L'analisi è stata fatta per i pioni neutri, utilizzando la ricostruzione dello spettro della massa invariante dei due γ richiedendo che la minima energia rilasciata dal γ nel cluster del calorimetro sia $E_\gamma > 0.8 \quad GeV$, per adroni carichi e per pioni carichi, kaoni e protoni La separazione tra i diversi tipi di particelle e' stata effettuata sfruttando le informazioni provenienti dal rivelatore RICH. Per questi ultimi il metodo IRT è stato usato con la richiesta che il rapporto di probabilità tra l'adrone con la massima probabilità ed il secondo adrone con la massima probabilità sia maggiore di zero (*smRICH.rQp*> 0). Nel caso dell'identificazione di adroni e pioni è stato scelto un taglio sul momento $P_{h,\pi} > 1$ GeV, mentre per l'identificazione di kaoni e protoni sono stati usati i tagli $P_k >$ 2.5 GeV e $P_p > 4.5$ GeV rispettivamente, in modo da avere un campione il più pulito possibile.

Approfonditi studi effettuati nelle analisi precedenti [71] hanno mostrato che la differenza in questo rapporto di molteplicità tra due nuclei dovuta alla applicazione della procedura di unfolding può essere considerata trascurabile all'interno dell'intervallo dei limiti cinematici scelti. Per questo in questa analisi tale correzione, descritta in Appendice B, non è stata applicata.

I tagli più importanti per l'analisi semi-inclusiva (SIDIS) sono:

- -100<PID3+PID5<-1
- z $= \frac{E_h}{\nu} > 0.2$

ed in particolare per i prodotti carichi pioni, kaoni e protoni:

- *smRICH.rQp* > 0
- *smRICH.iType* (3=pioni , 4=kaoni, 5=protoni)
- $p_{h,\pi} > 1$ GeV
- $p_k > 2.5$ GeV
- $p_p > 4.5$ GeV
- $E_\gamma > 0.8$ GeV

Il numero totale degli eventi utili dopo l'applicazione di questi tagli, è dato in tabella 4.2:

Tabella 4.2: Numero totale di eventi inclusivi e semi-inclusivi. Per i π^0 i dati si riferiscono ad eventi utili dopo la sottrazione del background.

$Target$	DIS	SIDIS	h^+	h^-	$\pi^\pm$	π^+
D	758978	78776	49786	28990	59217	33458
^{14}N	662012	60783	39403	21380	44269	25398
^{84}Kr	641407	44958	29537	15421	32058	18309

$Target$	π^-	π^0	$K^\pm$	K^+	K^-	p
D	25480	3036	4979	3753	1226	585
^{14}N	18871	2163	3914	3025	889	505
^{84}Kr	13732	1549	2976	2171	595	324

Il numero di eventi utili ricavati per ^{14}N è maggiore di quello ottenuto in una precedente analisi [72, 73] nella quale fu evidenziato un diverso comportamento tra la parte top e quella bottom del calorimetro. Ciò era dovuto al fatto che oltre la meta' dei run con bersaglio di ^{14}N erano scartati dalla procedura di data quality richiesta al calorimetro a causa di blocchi mal funzionanti. In questa analisi è stato effettuato uno studio sulla entita' e sulla posizione dei blocchi non funzionanti volta a stabilire se i runs esclusi potevano essere recuperati. Per la parte superiore del calorimetro e' stato notato che solo un blocco era non funzionante e per un solo run; mentre per la parte inferiore un solo blocco, per diversi run non era funzionante come mostrato in Figg. 4.2 e 4.3.

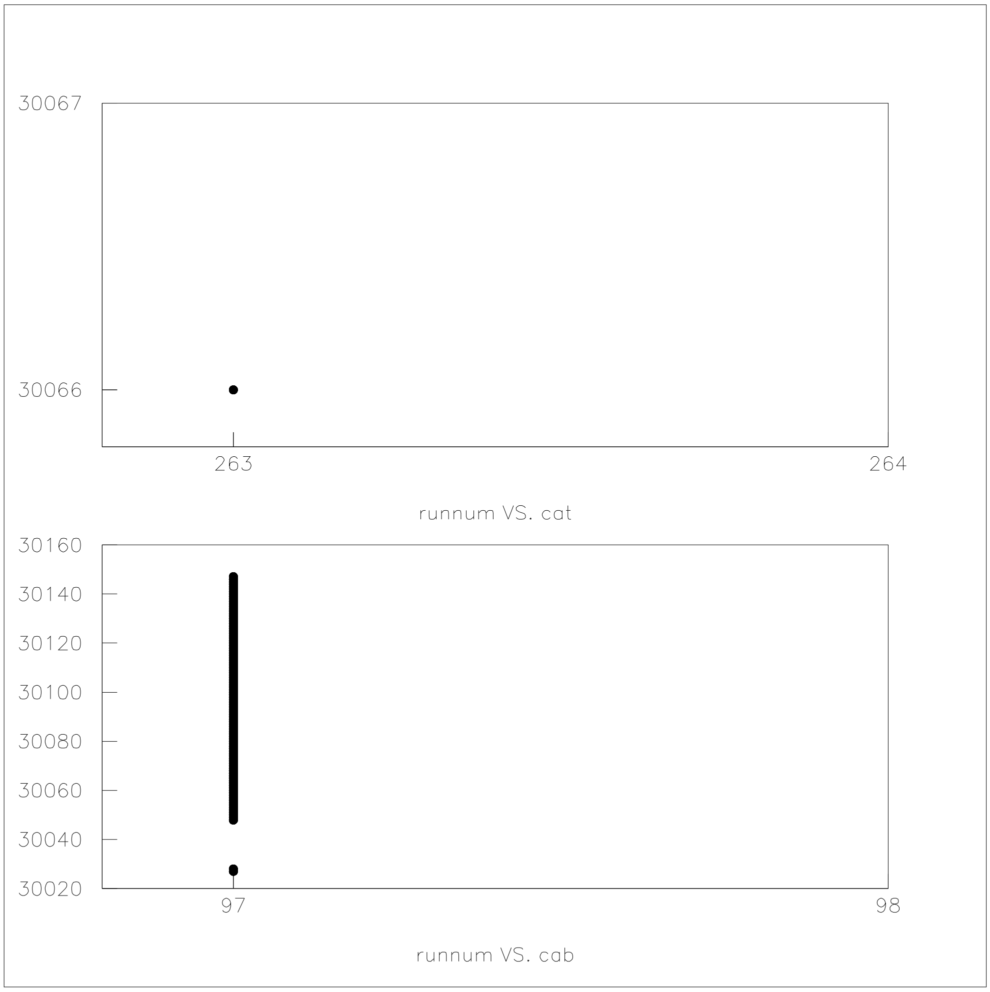

Figura 4.2: Numero del run in funzione del blocco del calorimetro non funzionante per la parte top (+420 pannello superiore) e bottom (pannello inferiore) del calorimetro.

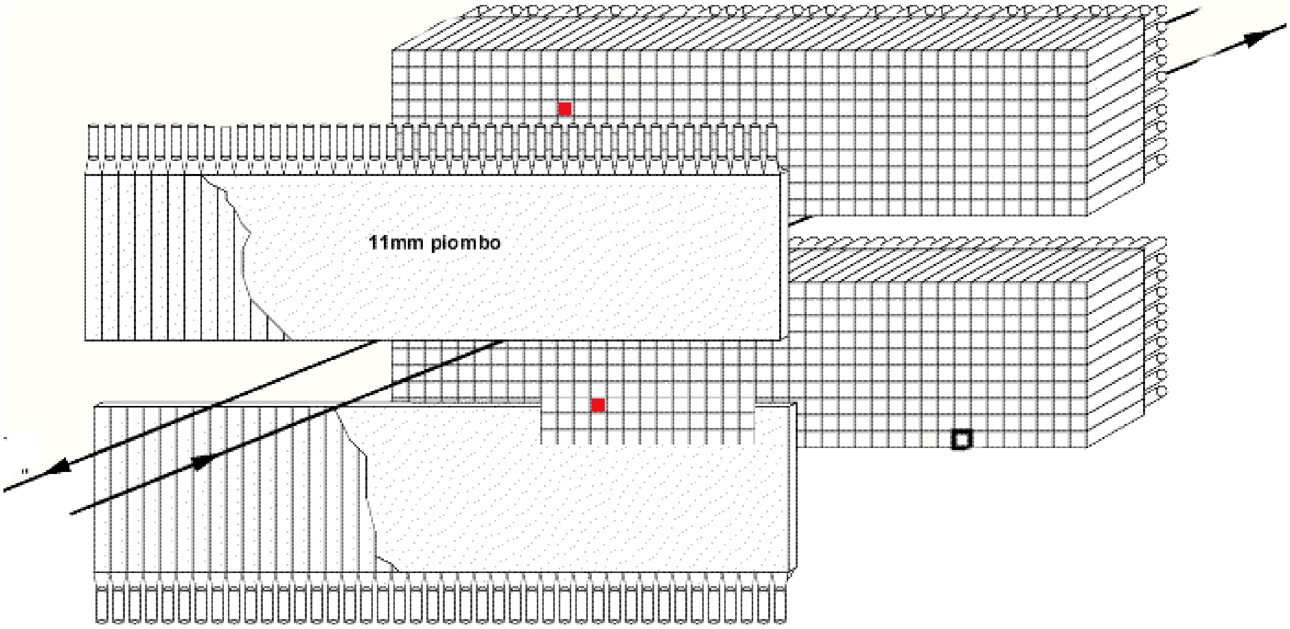

Figura 4.3: In rosso, la posizione dei blocchi non funzionanti (97 e 683) sul calorimetro.

In Fig. 4.4 è mostrata la distribuzione degli eventi sul calorimetro.

Pertanto la richiesta imposta nella data quality del calorimetro, di eliminare i run con almeno un blocco difettoso, è stata eliminata ed in questa analisi si considerano utili tutti i run disponibili. Con questo studio circa il 45% dei dati DIS su azoto, che erano stati eliminati a priori dalla data quality, sono stati recuperati.

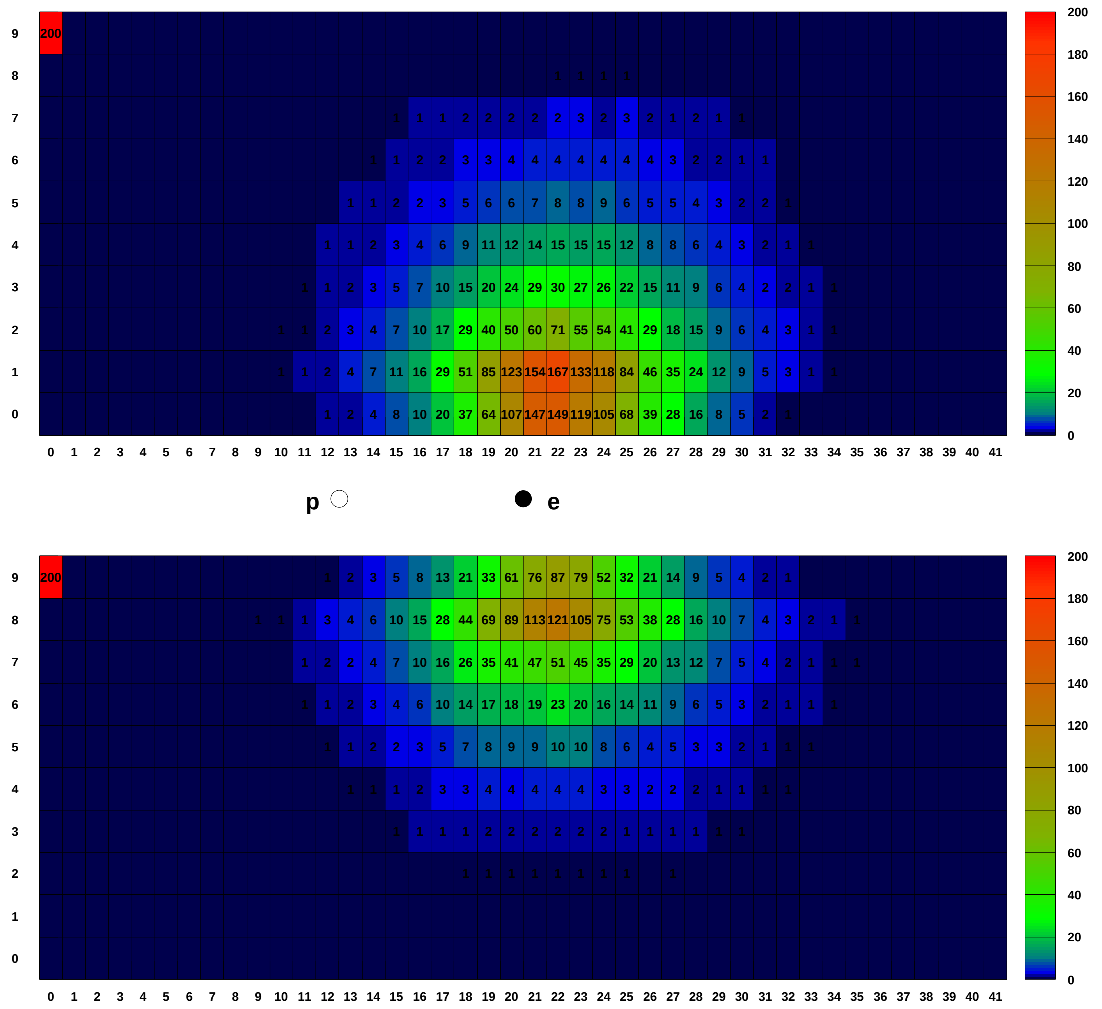

Figura 4.4: Distribuzione degli eventi sul calorimetro.

4.2 Correzioni radiative

Le correzioni radiative prendono in considerazione tre differenti processi nei quali un fotone viene irradiato. Questi sono: la diffusione elastica del positrone sul nucleo visto nella sua interezza, l'interazione quasi-elastica del positrone con uno dei nucleoni del nucleo e la diffusione anelastica di un positrone su di un singolo quark. Questi contributi vengono calcolati usando il codice TERAD, un codice basato su un metodo descritto in Ref. [74, 75, 76] il quale usa i valori di x e y come valori di ingresso. Nella estrazione del rapporto di attenuazione, è necessario applicare le correzioni radiative sia al rapporto delle sezioni d'urto semi-inclusive (SIDIS) sia alle inclusive (DIS), (eq. 4.1). Il metodo usato in questa analisi è lo stesso di quello usato per l'analisi dei dati a 27.5 GeV [77].
Per il rapporto DIS:

$$\frac{\sigma^A_{BORN}}{\sigma^D_{BORN}} = \frac{R_{meas}}{\xi^A_{Born}} \left(\xi^D_{Born} + \frac{\xi^D_{bg}\sigma^D_{bg}}{\sigma^D_{BORN}} - \frac{1}{R_{meas}} \frac{\xi^A_{bg}\sigma^A_{bg}}{\sigma^D_{BORN}} \right), \tag{4.2}$$

dove:

$$R_{meas} = \frac{Y^A}{Y^D} = \frac{\xi^A_{BORN}\sigma^A_{BORN} + \xi^A_{bg}\sigma^A_{bg}}{\xi^D_{BORN}\sigma^D_{BORN} + \xi^D_{bg}\sigma^D_{bg}}. \tag{4.3}$$

$\sigma^{A(D)}_{BORN(bg)}$ indicano le sezioni d'urto Born e le sezioni d'urto di background includendo *tutti* i processi radiativi, per il bersaglio A(D) rispettivamente.
La resa $Y^{A(D)} = N^{A(D)}/L^{A(D)}$, è data dal numero degli eventi DIS $N^{A(D)}$ diviso la luminosità integrata (corretta per il tempo morto), $L^{A(D)}$, $\xi^{A(D)}_{BORN(bg)}$ sono le efficienze di ricostruzione per gli eventi Born e di background.
Per il rapporto SIDIS:

$$\frac{\sigma_A^{SIDIS}}{\sigma_D^{SIDIS}} = \frac{\eta_A^{inel}}{\eta_D^{inel}} \left[\frac{Y_A^{SIDIS}}{Y_D^{SIDIS}} \right]_{meas}, \tag{4.4}$$

dove $Y_{A(D)}^{SIDIS}$ rappresenta la resa normalizzata della luminosità per eventi SIDIS sui nuclei A e D rispettivamente, ed il termine $\eta^{inel} = \frac{\sigma_{BORN}+\sigma_{bg}^{inel}}{\sigma_{BORN}}$ tiene conto solo dei processi radiativi inelastici di background only, poichè i processi elastici e quasi-elastici non contribuiscono alla parte SIDIS.

Il rapporto delle sezioni d'urto DIS inclusive come scritte nella eq. 4.2, include il trattamento sottrattivo degli effetti radiativi. Nel caso semi-inclusivo è utilizzato un termine moltiplicativo per le correzioni radiative. Ciò è dovuto all'assenza di una appropriata parametrizzazione della seziono d'urto di Born semi-inclusiva, necessaria come parametro di ingresso al codice TERAD per estrarre il valore del contributo radiativo. Per il caso inclusivo, sono usate parametrizzazioni, per targhette di numero atomico simile, da altri esperimenti ma per la sezione d'urto semi-inclusiva σ_A^{SIDIS} non esiste nessuna parametrizzazione. La migliore conoscenza sulle correzioni radiative per i processi semi-inclusivi è quindi ottenuta usando un valore relativo del fattore di correzione radiative, ad esempio $\eta_{inel}^A/\eta_{inel}^D$ come usata nella eq. 4.4. Per i dati a 12 GeV, il monitor di luminosità non può essere usato, perché i positroni e gli elettroni diffusi elasticamente (Bhabha scattering) sono prodotti sotto un angolo troppo piccolo per entrare nell'accettanza di questo rivelatore. Quindi, il rapporto delle sezioni d'urto misurato nelle eqq. 4.2 e 4.4, sono ottenute dal rapporto delle rese misurate usando una normalizzazione ottenuta dalla parametrizzazione di NMC nella regione cinematica $0.1 < x < 0.4$ Ref. [72].

Il rapporto di attenuazione nel caso del krypton, in funzione di ν è mostrato in Fig. 4.5 con e senza le correzioni radiative applicate. Una variazione

significativa sul rapporto di molteplicità è visibile solo per valori di ν più alti che corrispondono a piccoli x e grandi y in quanto l'effetto radiativo aumenta per il krypton rispetto al deuterio.
Per valori più bassi di ν il contributo radiativo per il krypton è confrontabile con quello del deuterio e non influenza il rapporto ma solo la sua indeterminazione statistica. Sottraendo infatti il contributo radiativo dai conteggi misurati aumenta l'errore statistico come mostrato in Fig. 4.5

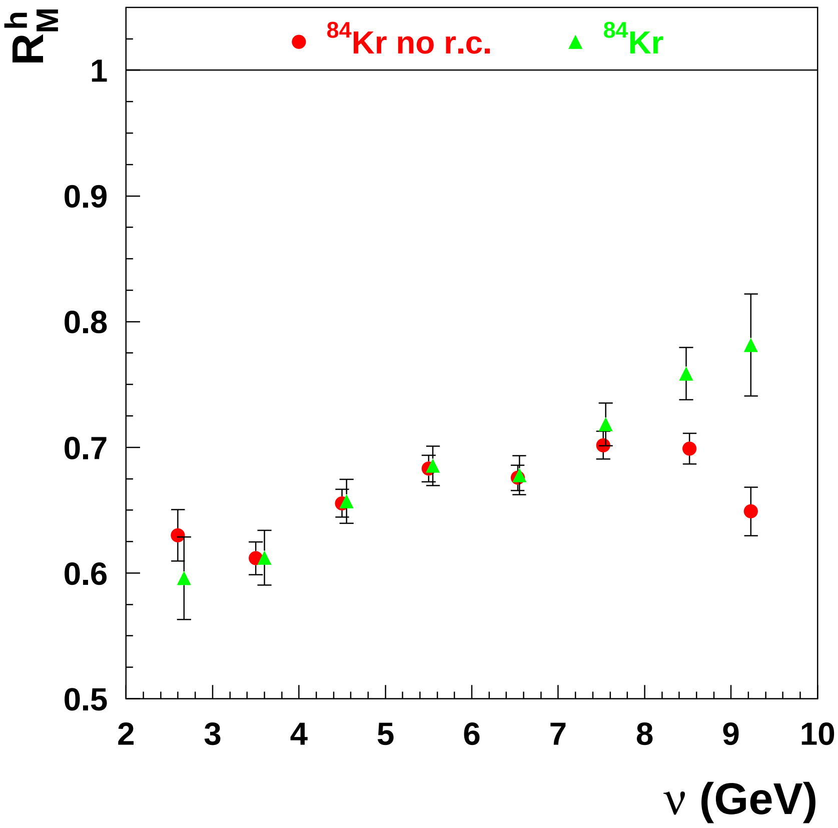

Figura 4.5: Rapporto di attenuazione per adroni carichi sul Kr, che mostra l'influenza delle correzioni radiative. I punti rossi indicano valori senza le correzioni radiative, i triangoli verdi indicano valori con le correzioni radiative.

4.3 Errore statistico

E' stato applicato il metodo sottrattivo per rimuovere il fondo radiativo come illustrato nella Sezione 4.2. L'errore statistico è stato valutato tenendo conto del fatto che il numero di eventi SIDIS è correlato al numero degli eventi DIS. Per questo motivo, l'errore assoluto per il rapporto dell' eq. 4.1 è [71]:

$$\delta\left(\frac{N_{SIDIS}}{N_{DIS}}\right) = \frac{1}{\eta^{DIS}} \cdot \frac{\sqrt{N_{DIS} - N_{SIDIS}}}{N_{DIS}} \cdot \sqrt{\frac{N_{SIDIS}}{N_{DIS}}}, \tag{4.5}$$

con η^{DIS} fattore di correzione radiativa per la parte DIS. Poiché il numero di eventi per differenti targhette è statisticamente indipendente, l'errore statistico sul rapporto di attenuazione può essere derivato dalla convenzionale regola di propagazione dell'errore.

4.4 Errore sistematico

In questo tipo di misure, la maggior parte degli errori sistematici dovuti al rivelatore, alle efficienze di ricostruzione ed alla identificazione delle particelle, si cancella poiché l'attenuazione è definita da un doppio rapporto (eq. 4.1). Le sorgenti principali di errori sistematici diventano allora le correzioni radiative e la produzione diffrattiva della ρ^0. L'incertezza sistematica dovuta alle correzioni radiative è stata stimata dell'ordine del 2%. Questo valore è stato ricavato da un confronto con l'analisi del rapporto delle sezioni d'urto inclusive per i 12 GeV [78]. Nel calcolo delle correzioni radiative, non è stato considerato il fatto che le correzioni per il rapporto delle sezioni d'urto *semi-inclusiva* dipende da z. Di questa dipendenza si tiene conto introducendo un ulteriore incertezza valutata dell'ordine del 3% [79]. Nella produzione diffrattiva della ρ^0 il fotone virtuale fluttua in una coppia $q\bar{q}$, la quale può produrre una ρ^0 che decade in una coppia $\pi^+\pi^-$. Questa produzione diffrattiva contribuisce al campione SIDIS misurato. Per i dati a 27.5 GeV l'influenza di questa produzione diffrattiva della coppia $\pi^+\pi^-$ sul rapporto di attenuazione è stata studiata ed è stato stimato un contributo all'errore sistematico medio dell'ordine del 1.5%, ma che varia da 0.3 a 4% per π^+ e da 0.3 a 7% per π^- in z [80]. Inoltre per i dati a 12 e 27.5 GeV è stata studiata [81] la produzione esclusiva della ρ^0 ed il contributo è stato stimato essere approssimativamente uguale per i due set di dati. Per questo motivo, anche per i 12 GeV è stato assunto un contributo del 1.5% all'errore sistematico. La combinazione di tutti questi contributi porta ad avere un valore totale dell'errore sistematico pari al 3.9%. Altre sorgenti di errori sistematici (quali la dipendenza dell'attenuazione dall'accettanza del rivelatore, così come l'incertezza dovuta sulla normalizzazione NMC) sono trascurabili e non sono stati presi in considerazione nella presente analisi. Per i π^0 un contributo addizionale all'errore sistematico viene dalla procedura di fit dello spettro di massa invariante ed il valore totale dell'errore sistematico, diverso per ogni intervallo, è plottato come si vede nelle figure 4.26– 4.28.

4.5 Risultati sui rapporti di molteplicità

E' stato misurato il rapporto di attenuazione per adroni carichi su ^{14}N e ^{84}Kr in funzione di ν, z e Q^2 integrando sulle rimanenti variabili cinematiche. Tutte le figure hanno una tabella, in Appendice C, nella quale sono riportati i valori numerici specifici. Il rapporto di attenuazione in funzione di ν è mostrato nella Fig. 4.6 per adroni carichi. Quello che si vede è che il rapporto aumenta all'aumentare di ν. Ciò può essere compreso considerando che ad alti valori di ν, la formazione dell'adrone avviene principalmente all'esterno del nucleo e di conseguenza viene soppresso il processo di attenuazione. L'effetto del mezzo e della dimensione nucleare è confermato dal confronto del rapporto di attenuazione ^{84}Kr e ^{14}N. Per il krypton si osserva una attenuazione maggiore e ciò conferma l'effetto del mezzo/dimensione nucleare sulle molteplicità adroniche.

L'attenuazione per pioni carichi è mostrata in Fig. 4.7. L'andamento è molto simile a quello ottenuto per gli adroni poiché l' 80-90% del campione di adroni è costituito da pioni.

L'attenuazione dei kaoni è stata ricavata su un numero minore di *bin* in ν ed è mostrata in Fig. 4.8. I risultati e gli andamenti sono consistenti per tutti i tipi di adroni analizzati.

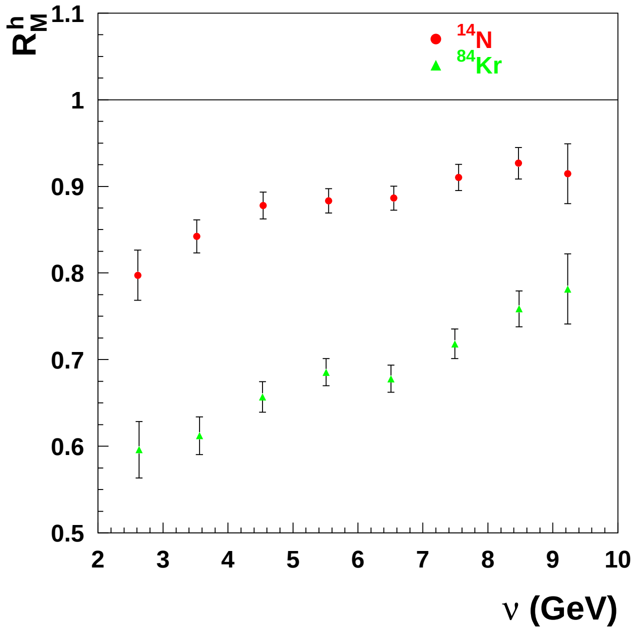

Figura 4.6: Rapporto di attenuazione di adroni carichi per ^{14}N e ^{84}Kr in funzione di ν.

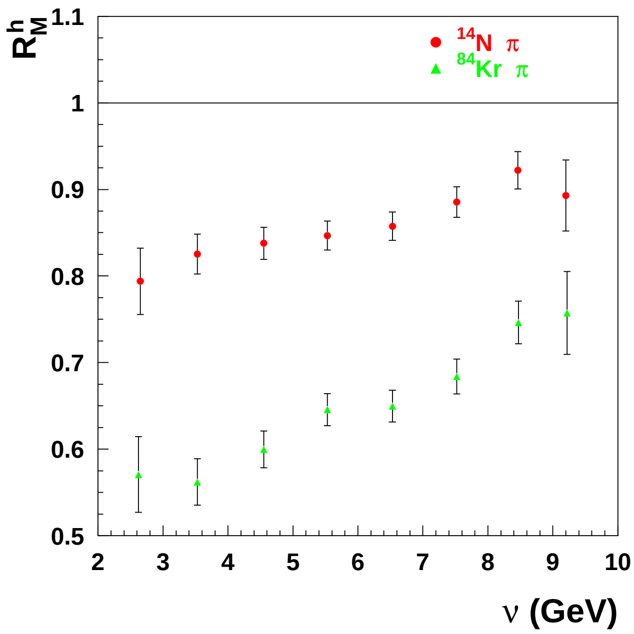

Figura 4.7: Rapporto di attenuazione di pioni carichi per ^{14}N e ^{84}Kr in funzione di ν.

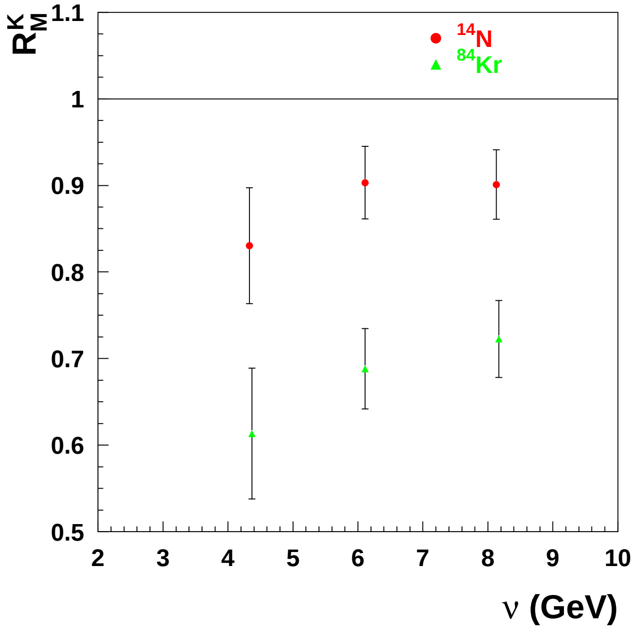

Figura 4.8: Rapporto di attenuazione di kaoni carichi per ^{14}N e ^{84}Kr in funzione di ν.

Nelle Figg. 4.9 e 4.10 sono mostrati i risultati separatamente per le due targhette e per adroni, pioni, kaoni e protoni positivi e negativi in funzione di ν.

Mentre per adroni positivi e negativi, il rapporto di molteplicità sembra essere differente specie a bassi valori di ν, entro gli errori il rapporto di molteplicità per pioni positivi e negativi è trovato essere uguale (vedi Tab.4.3). Ne consegue che la differenza che si osserva nel rapporto di attenuazione per adroni positivi e negativi può essere causata da altri adroni quali kaoni e protoni. I risultati per K^+ e K^- mostrati nella figura 4.9 indica in effetti un rapporto di molteplicità maggiore per K^+ che per K^- in accordo con quanto osservato con i dati a 27.5 GeV. Tali risultati sono validi sia per l'azoto che per il krypton ma in quest'ultimo nucleo il rapporto è sempre più basso. Non è possibile trarre alcuna conclusione per i protoni a causa della bassa statistica.

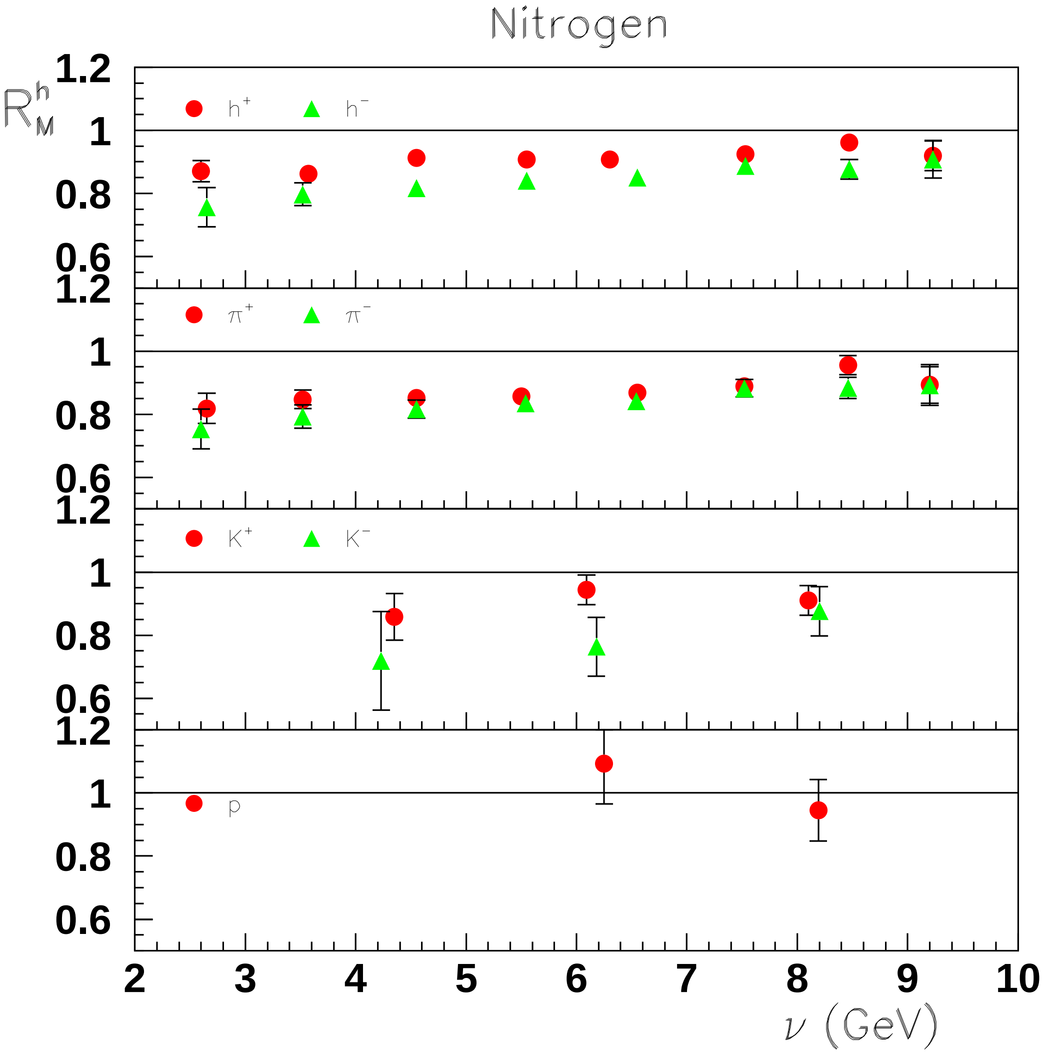

Figura 4.9: Rapporto di molteplicità $^{14}N/D$ per differenti adroni carichi in funzione dell'energia del fotone virtuale ν.

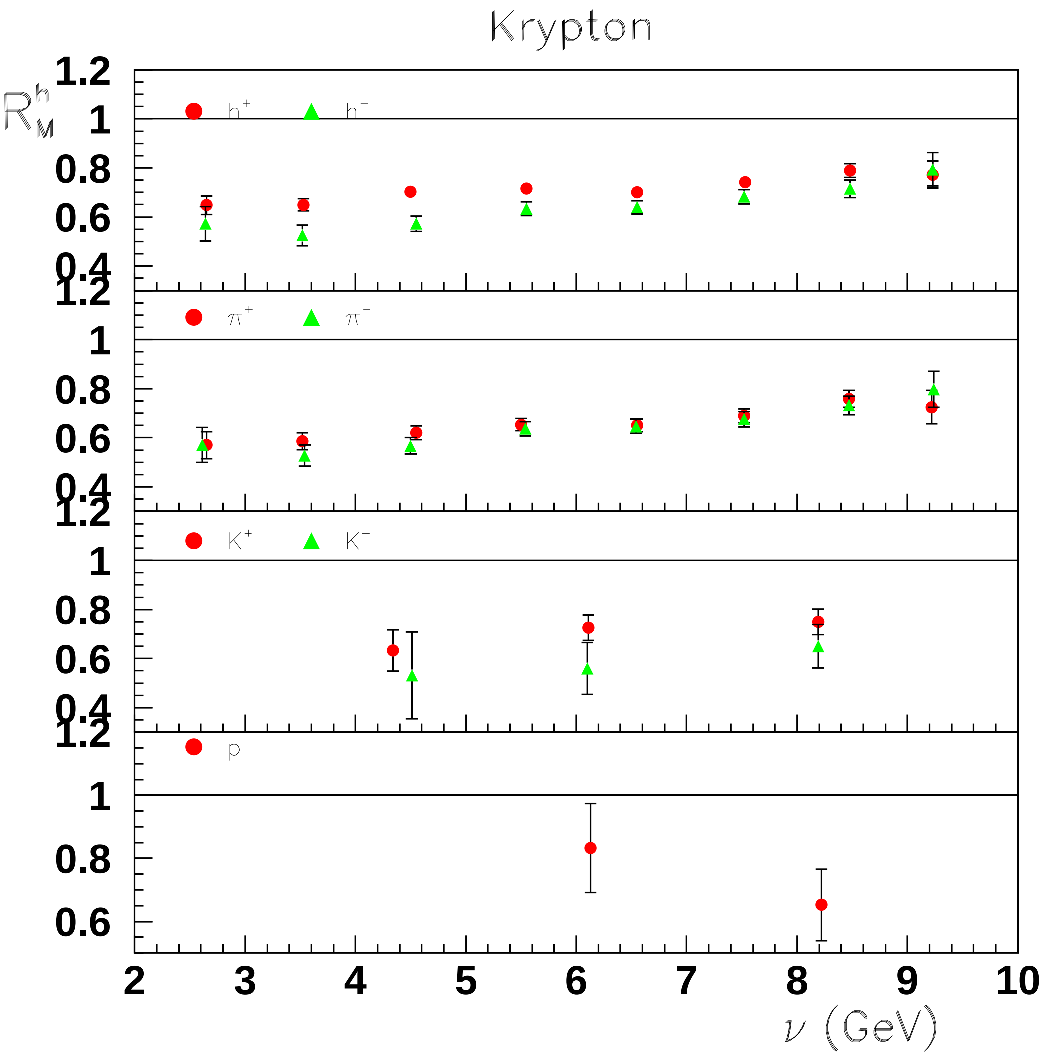

Figura 4.10: Rapporto di molteplicità $^{84}Kr/D$ per differenti adroni carichi in funzione dell'energia del fotone virtuale ν.

4.5.1 Rapporto vs z

Le Figg. 4.11– 4.15 mostrano la dipendenza da z di R_M^h. In particolare la Fig. 4.11 è riferita agli adroni, la Fig. 4.12 è riferita ai pioni e la Fig. 4.13 è riferita ai kaoni. Nelle Figg. 4.14 e 4.15 tali dipendenze sono analizzate per adroni positivi e negativi separatamente. Per entrambe le targhette il rapporto diminuisce con z, sebbene questo sia più evidente per il krypton. Un possibile meccanismo di base che causa questa decrescita di R_M^h a grandi valori di z può essere spiegato con il piccolo tempo di formazione di adroni con alto z. Poiché alti z corrispondono ad emissione di pochi gluoni e quindi ad un piccolo tempo di formazione, la probabilità che l'adrone sia soggetto a *rescattering* è elevata. Ciò comporta una riduzione di R_M^h ad alti valori di z [82].

I valori della molteplicità dei kaoni positivi sono sistematicamente più grandi di quelli per i kaoni negativi. Una possibile spiegazione è data in Ref. [28] dove si mostra che mentre i K^+ sono formati da un quark di valenza, i K^- ($\bar{u}s$) non possono essere formati da quarks di valenza ma solo da quarks del mare che non sono dominanti nella regione cinematica di HERMES. Ciò implica nel processo di frammentazione della stringa, un tempo di formazione dipendente dal flavor ed in particolare più breve per K^- che per K^+. Pertanto i K^- risultano più assorbiti. Una ulteriore spiegazione può anche essere ricercata nella diversa sezione d'urto di interazione K-nucleone che per i K^- risulta in questo range energetico sostanzialmente più alta che per i K^+.

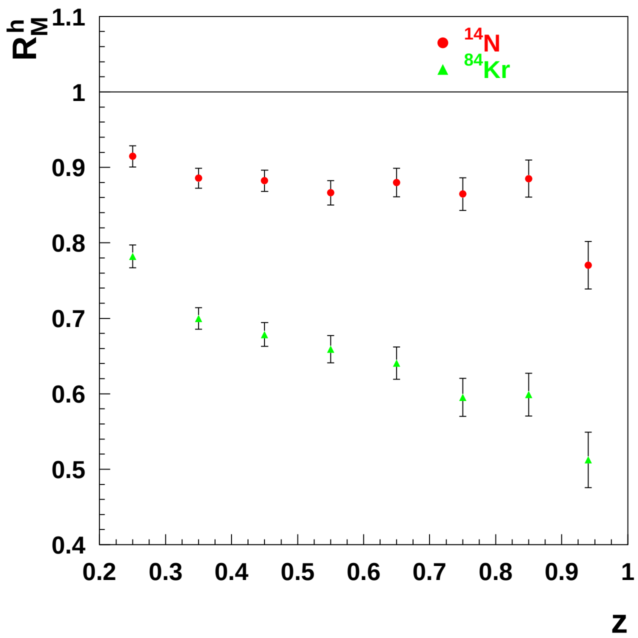

Figura 4.11: Rapporto di molteplicità per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti gli adroni carichi in funzione di z.

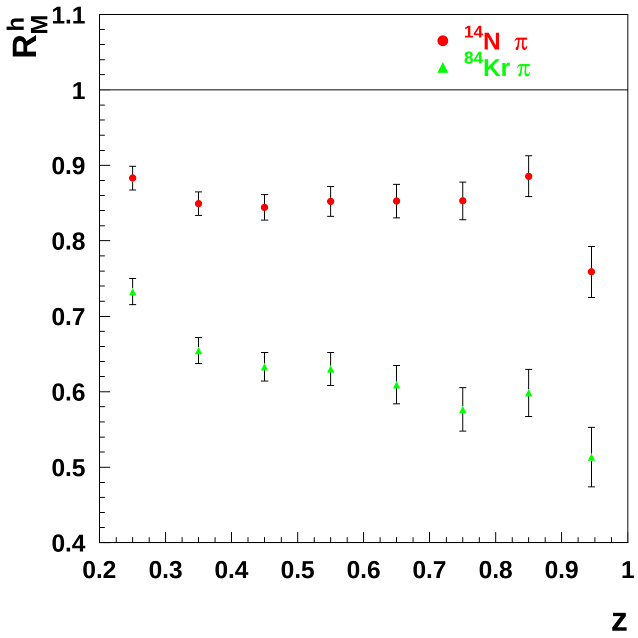

Figura 4.12: Rapporto di molteplictà per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti i pioni carichi in funzione di z.

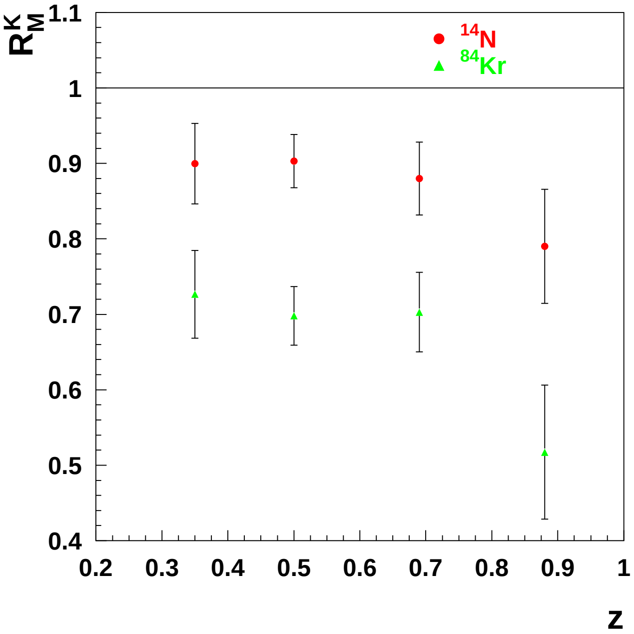

Figura 4.13: Rapporto di molteplicità per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti i kaoni carichi in funzione di z.

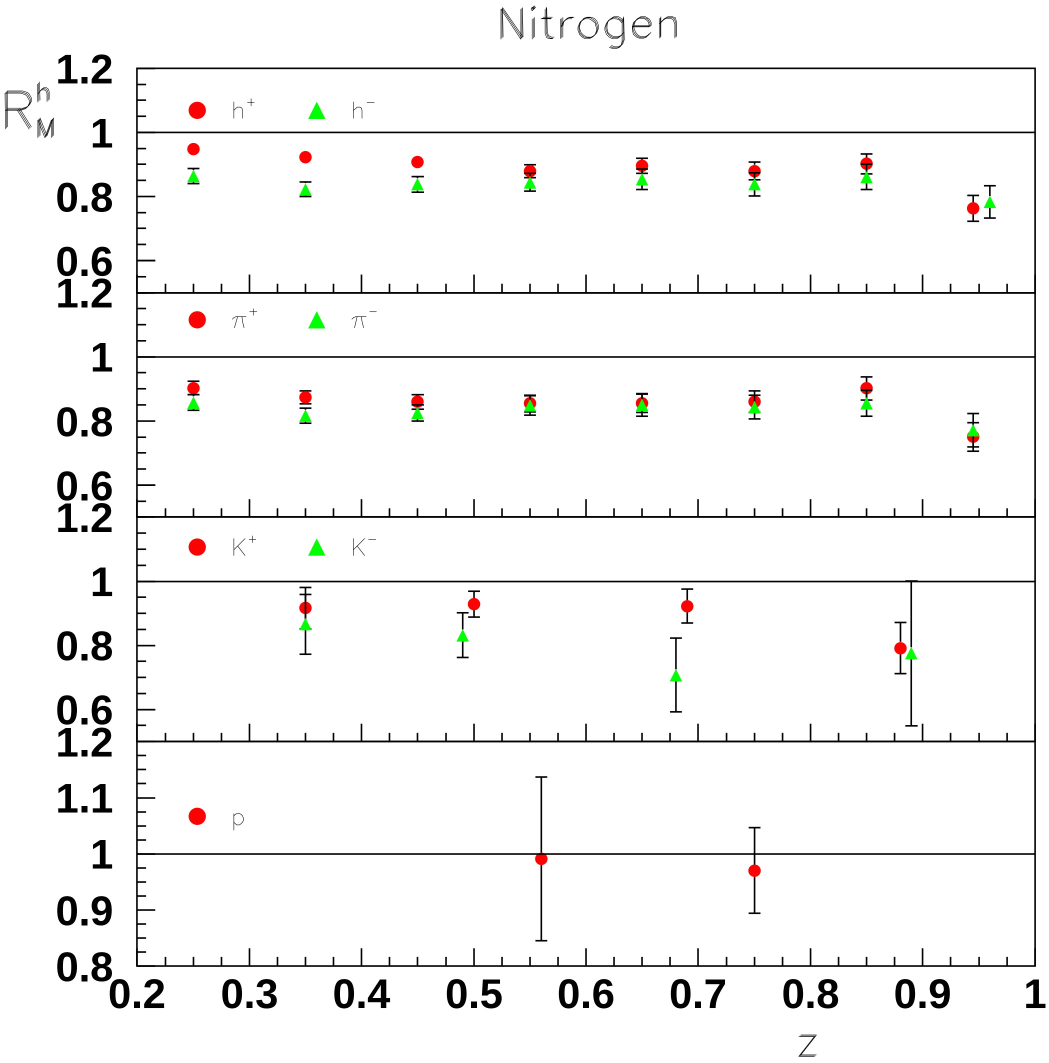

Figura 4.14: Rapporto di molteplicità $^{14}N/D$ per differenti adroni carichi in funzione di z.

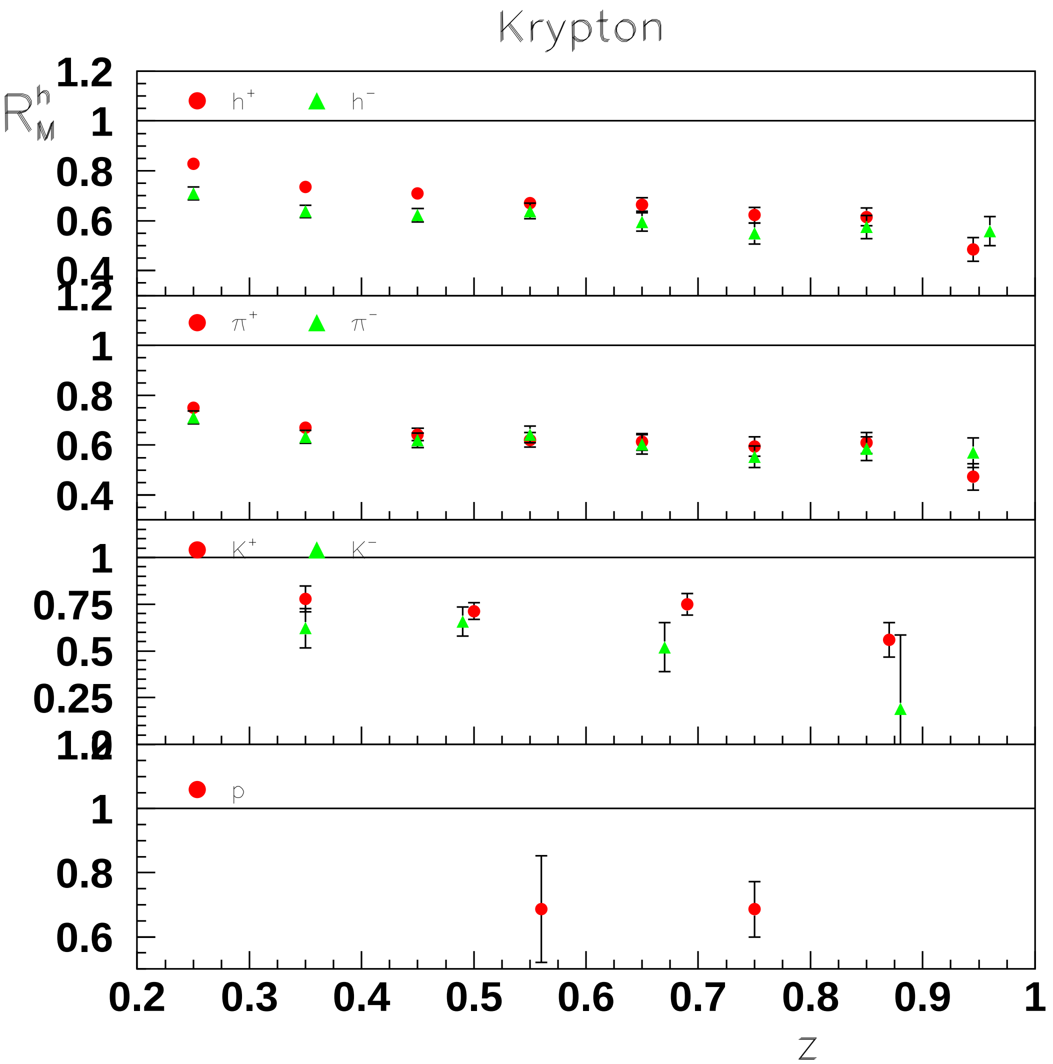

Figura 4.15: Rapporto di molteplicità $^{84}Kr/D$ per differenti adroni carichi in funzione di z.

4.5.2 Ratio vs Q^2

Il gluon bremstrahlung model è l'unico modello disponibile che predice una dipendenza del rapporto di attenuazione da Q^2. In particolare vi sono due effetti competitivi in tale modello. Una diminuzione della lunghezza di formazione all'aumentare di Q^2 che porta ad un maggiore assorbimento all'aumentare di Q^2. Un effetto di trasparenza di colore che riducendo la dimensione del pre-adrone all'aumentare di Q^2 ne riduce l'assorbimento. I due effetti parzialmente si compensano e la dipendenza di R_M^h predetta è piuttosto debole e cresce con Q^2.

Il rapporto di molteplicità è mostrato nelle Figg. 4.16– 4.20 nelle quali i punti a $Q^2 < 0.5$ meglio evidenziano l'andamento del rapporto. Il rapporto di attenuazione mostra un aumento con Q^2 in accordo con le previsioni teoriche. Tali rapporti sono mostrati separatamente per π, K e per stati di carica positivi e negativi e la crescita in Q^2 è analoga in tutti i rapporti.

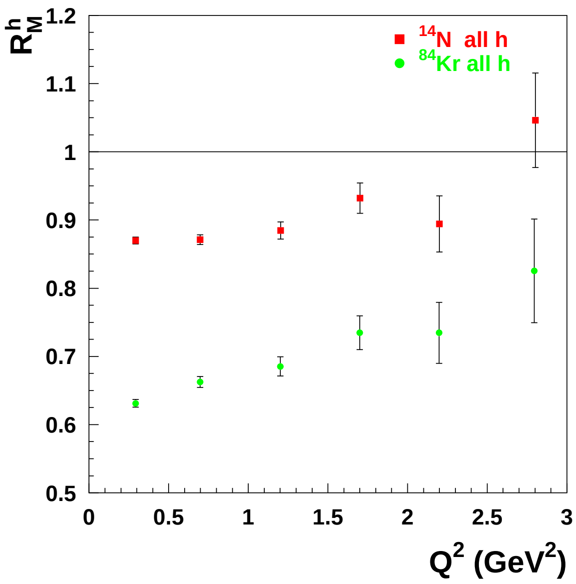

Figura 4.16: Rapporto di molteplicità per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti gli adroni carichi in funzione di Q^2.

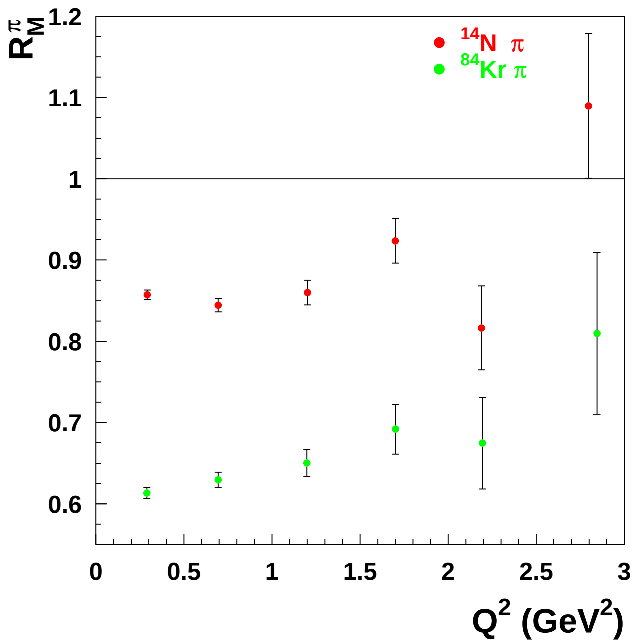

Figura 4.17: Rapporto di molteplicità per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti i pioni carichi in funzione di Q^2.

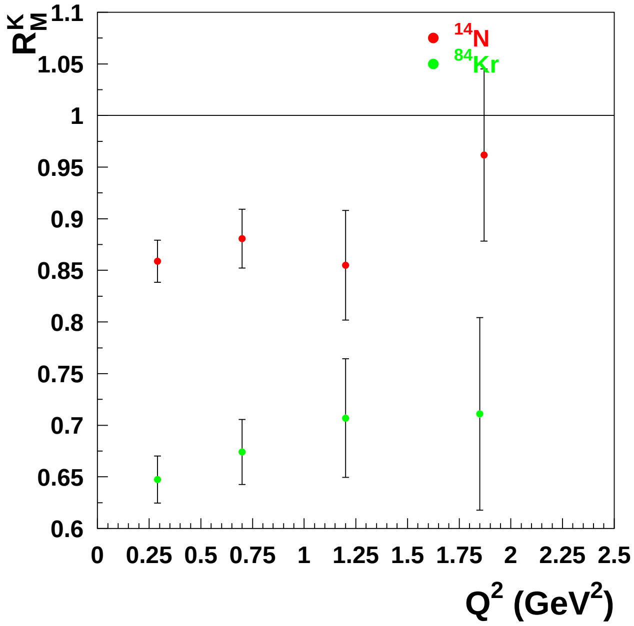

Figura 4.18: Rapporto di molteplicità per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti i kaoni carichi in funzione di Q^2.

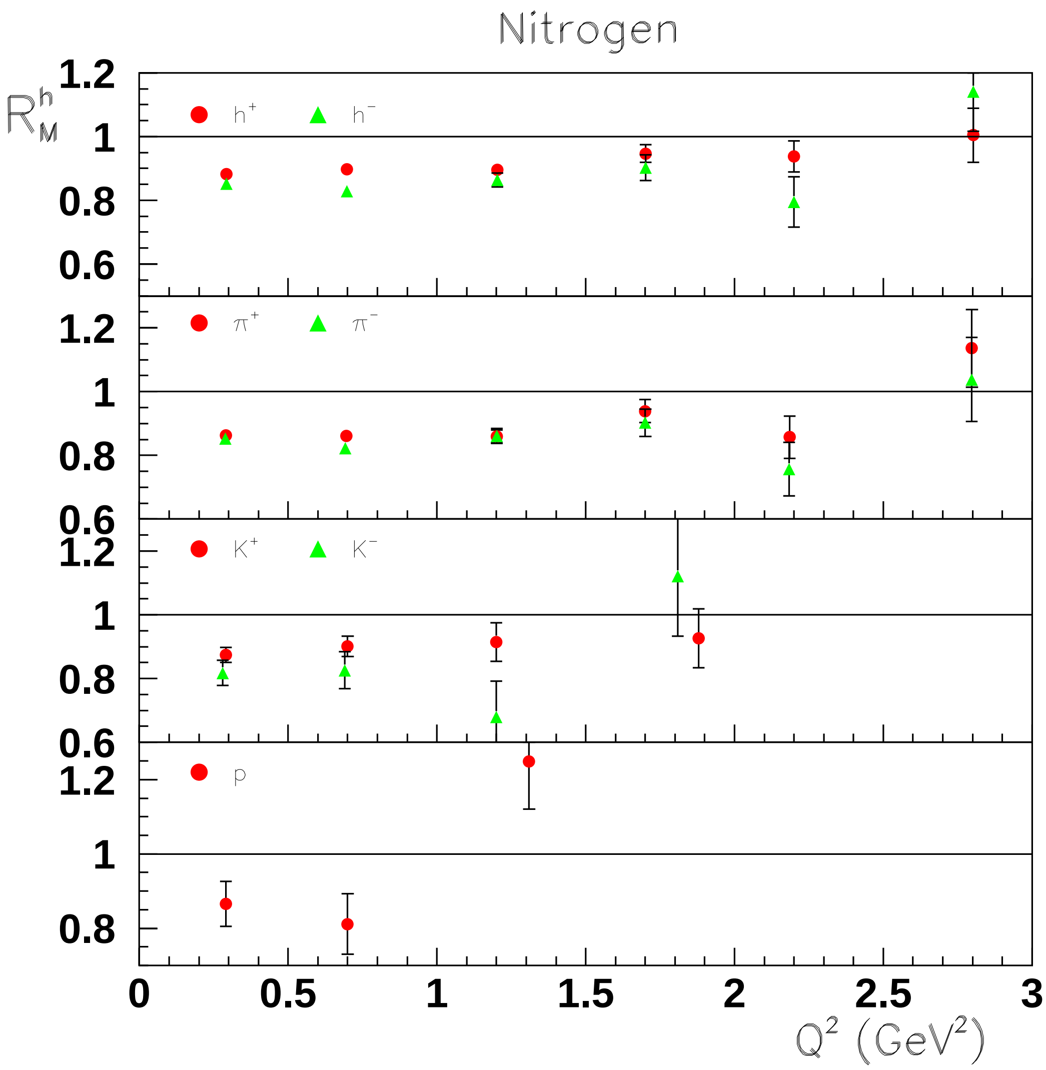

Figura 4.19: Rapporto di molteplicità per ${}^{14}N/D$ per differenti adroni carichi, in funzione di Q^2.

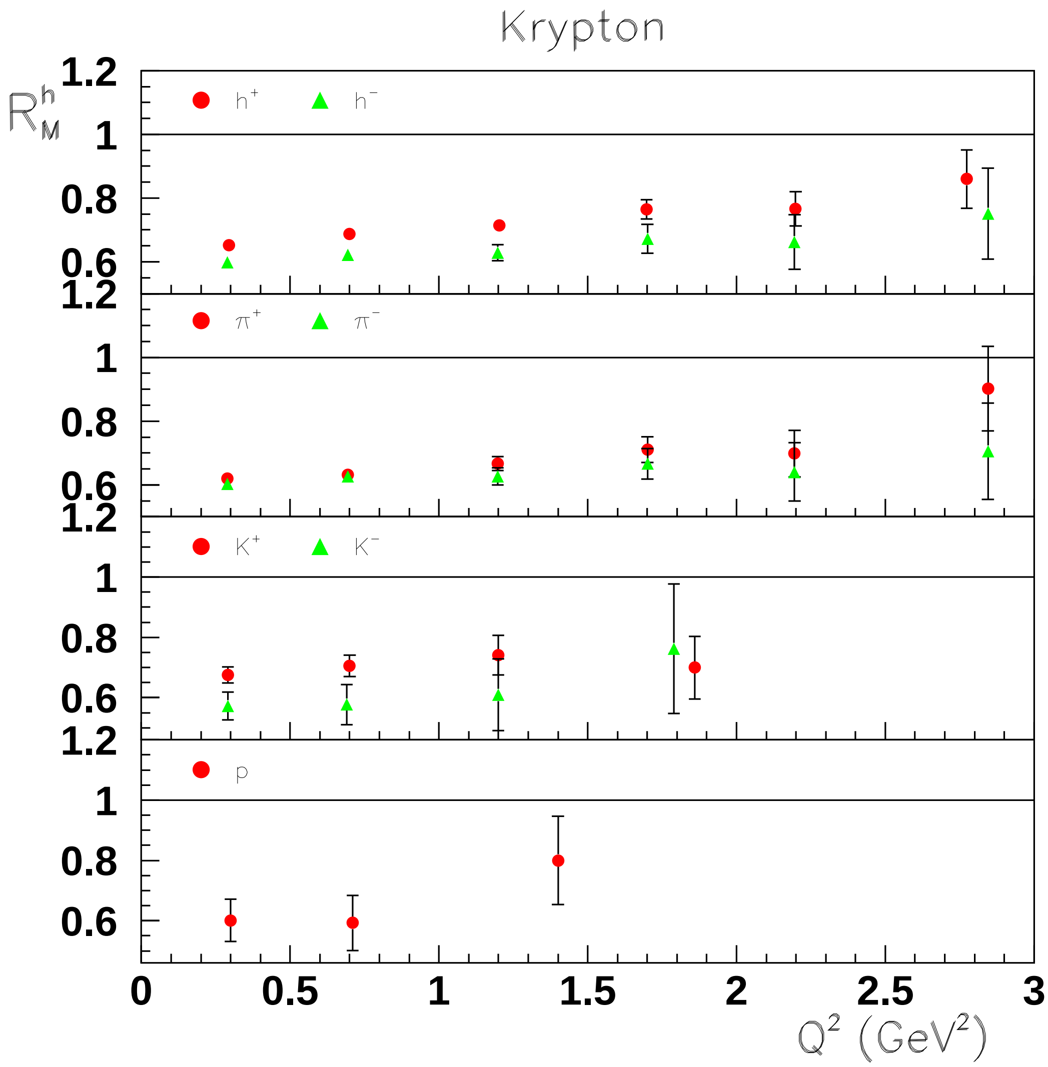

Figura 4.20: Rapporto di molteplicità $^{84}Kr/D$ per differenti adroni carichi, in funzione di Q^2.

4.5.3 Confronto con i dati a 27.5 GeV

La collaborazione HERMES ha pubblicato dati per adroni carichi e π, K, p e $\bar{p}$ ad energia del fascio di positroni di 27.5 GeV. Un confronto con i dati pubblicati [30] sulle stesse targhette è mostrato nelle Figg. 4.21– 4.24. I risultati della precedente analisi e quelli della presente, sono in ottimo accordo, dimostrando l'affidabilità dell'analisi presentata in questa tesi, per la dipendenza da ν e permettono di estendere i dati di R_M^h su di un più ampio intervallo di ν da 2.5 a 23 GeV.

La dipendenza da z del rapporto di attenuazione ha un andamento simile per i risultati a 12 e 27.5 GeV. Ma i dati a 12 GeV sono sistematicamente più bassi a causa del basso valor medio di $< \nu >$. In particolare i valori medi per le due cinematiche sono i seguenti: $< \nu >_{27.5}= 15.5\,GeV$ e $< \nu >_{12}= 6.0\,GeV$.

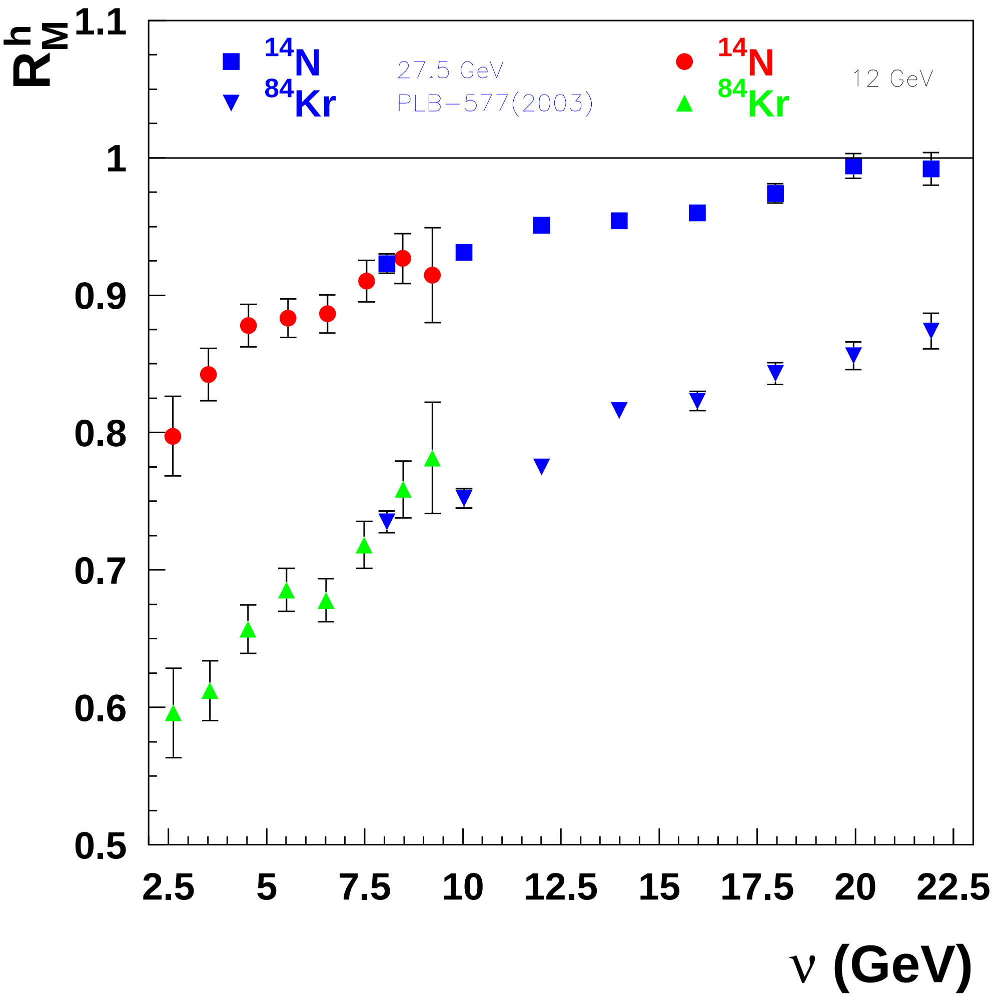

Figura 4.21: Rapporto di attenuazione per adroni carichi in funzione di ν per ^{14}N e ^{84}Kr, combinando le analisi a 12 e 27.5 GeV.

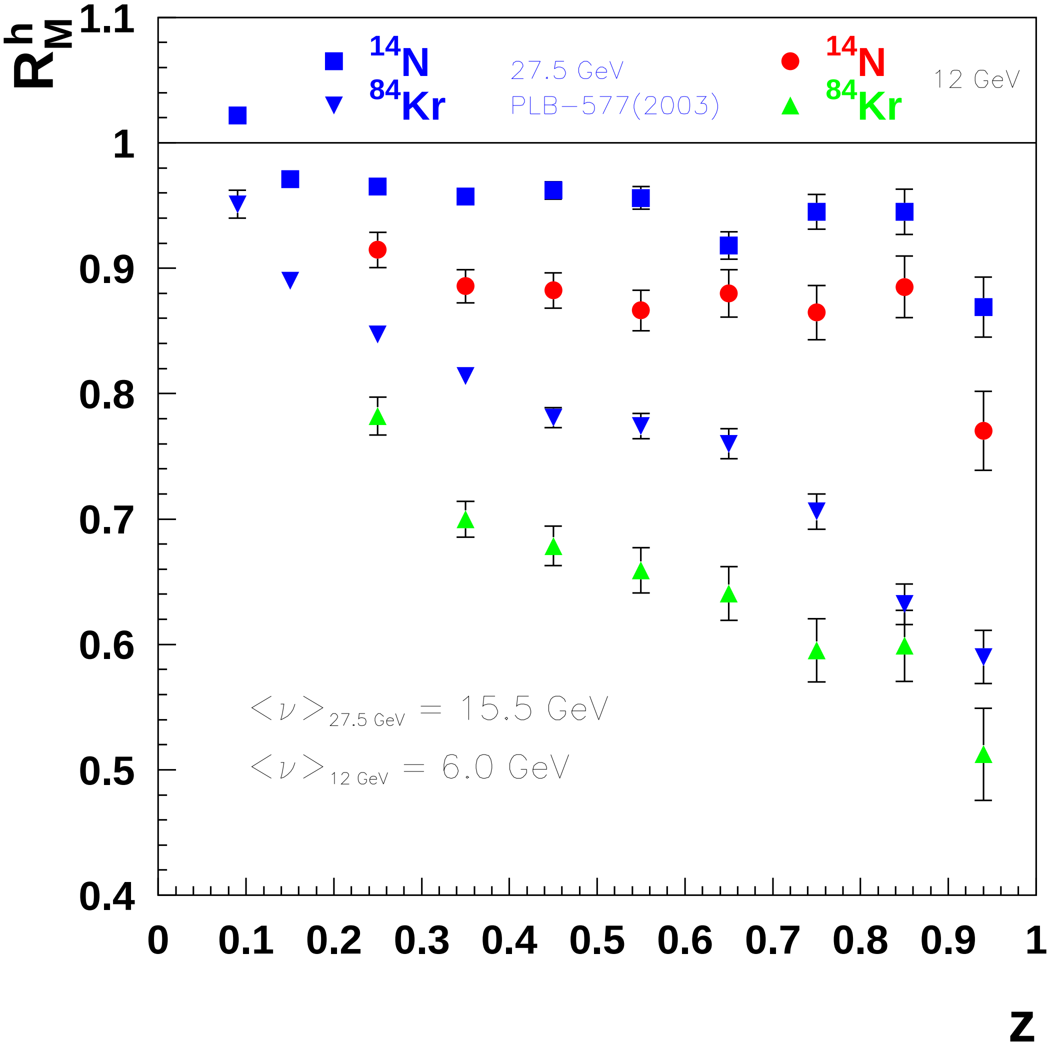

Figura 4.22: Rapporto di attenuazione per adroni carichi in funzione di z per ^{14}N e ^{84}Kr, combinando le analisi a 12 e 27.5 GeV.

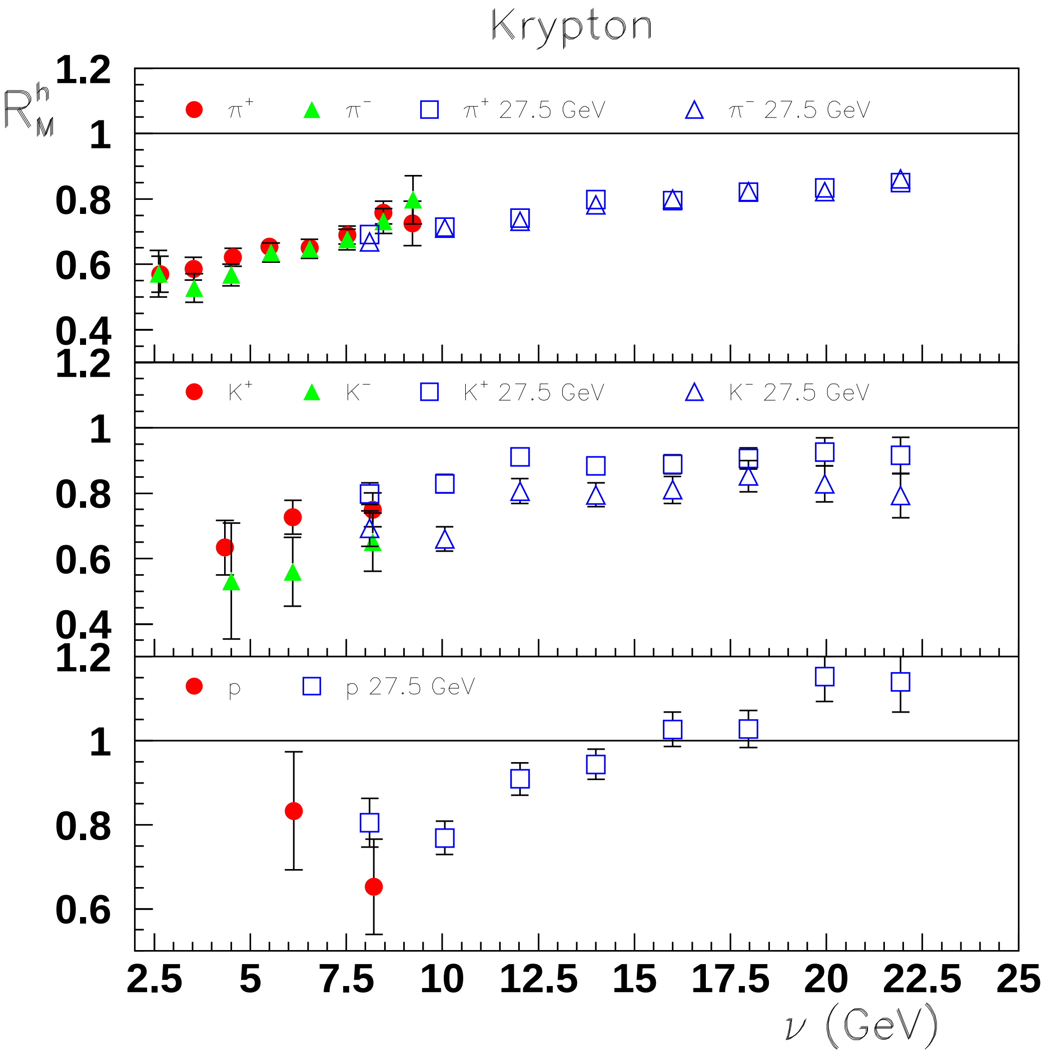

Figura 4.23: Rapporto di attenuazione per pioni, kaoni positivi e protoni e per pioni e kaoni negativi in funzione di ν per ^{84}Kr, combinando le analisi a 12 e 27.5 GeV.

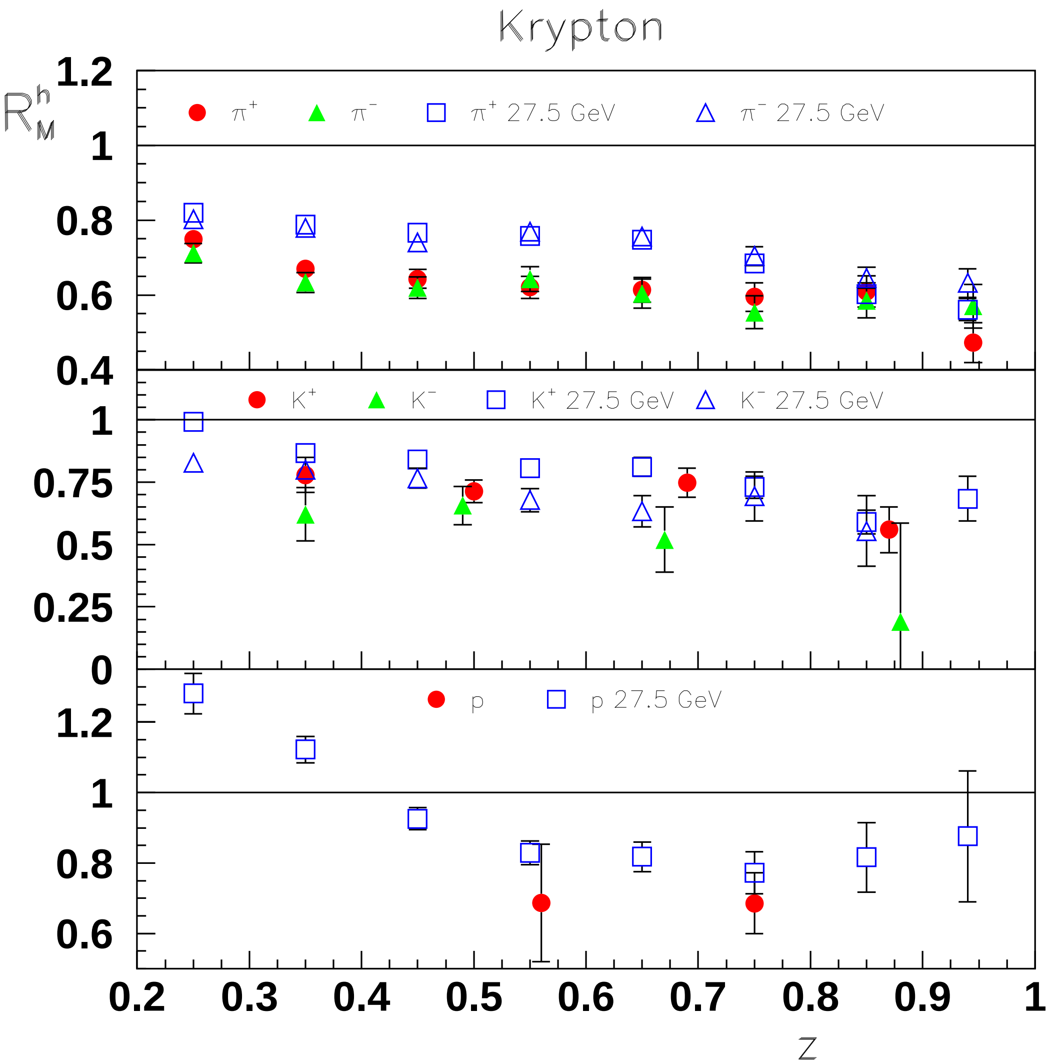

Figura 4.24: Rapporto di attenuazione per pioni, kaoni positivi e protoni e per pioni e kaoni negativi in funzione di z per ^{84}Kr, combinando le analisi a 12 e 27.5 GeV.

4.5.4 Attenuazione dei π^0

I π^0 sono stati identificati usando il calorimetro elettromagnetico per rivelare i due gamma provenienti dal decadimento del π^0 in due cluster del calorimetro. Inoltre è stata richiesta una condizione aggiuntiva sull'energia minima rilasciata nel cluster $E_{\gamma_1\gamma_2} > 0.8 \quad GeV$. Usando le coordinate x,y del cluster del calorimetro, è stato calcolato l'angolo $\theta_{\gamma_1\gamma_2}$ tra i due fotoni.
La massa invariante di questo sistema di due fotoni può allora essere espressa come:

$$M_{\gamma_1\gamma_2} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos(\theta_{\gamma_1\gamma_2}))} \tag{4.6}$$

La Fig. 4.25 mostra una tipica distribuzione dello spettro di $M_{\gamma\gamma}$. Per ogni intervallo cinematico, la massa invariante è riprodotta con una gaussiana e con un polinomio del primo ordine per riprodurre la forma del fondo. Il picco, corretto per il fondo, è integrato su di una regione $\mu \pm 2\sigma$, dalla quale si ricava il numero di pioni neutri rivelati.

E' stato determinato il rapporto di molteplicità dei π^0 su ^{14}N e ^{84}Kr in funzione di ν, z e Q^2 i cui risultati sono mostrati in Figg. 4.26– 4.28 rispettivamente.

Gli andamenti di R_M^π sono crescenti in ν, decrescenti in z, crescenti in Q^2 e mostrano una maggiore attenuazione per Kr in modo consistente con quanto osservato per gli adroni carichi.

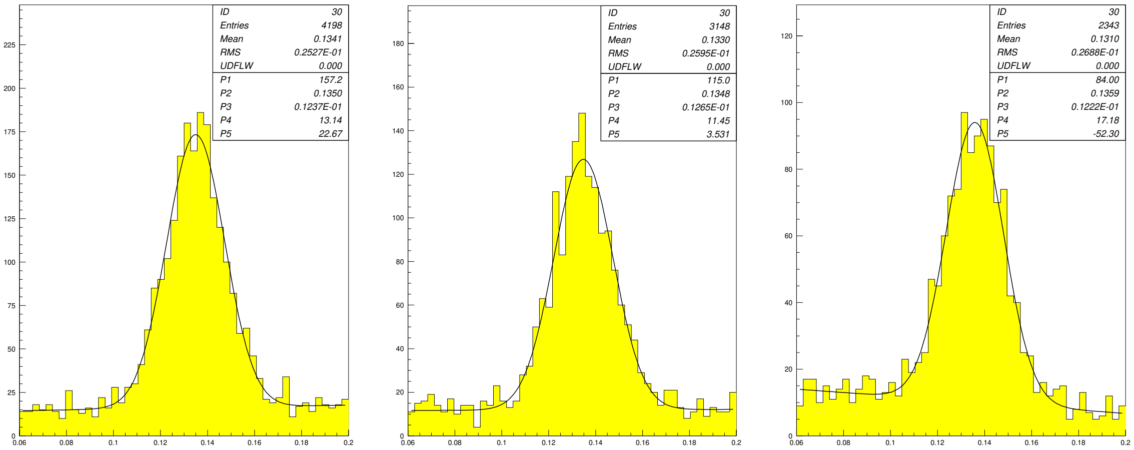

Figura 4.25: Distribuzione di massa invariante $\gamma\gamma$ per deuterio (sinistra), azoto (centro) e krypton (destra)per un bin $7 < \nu < 8$ GeV.

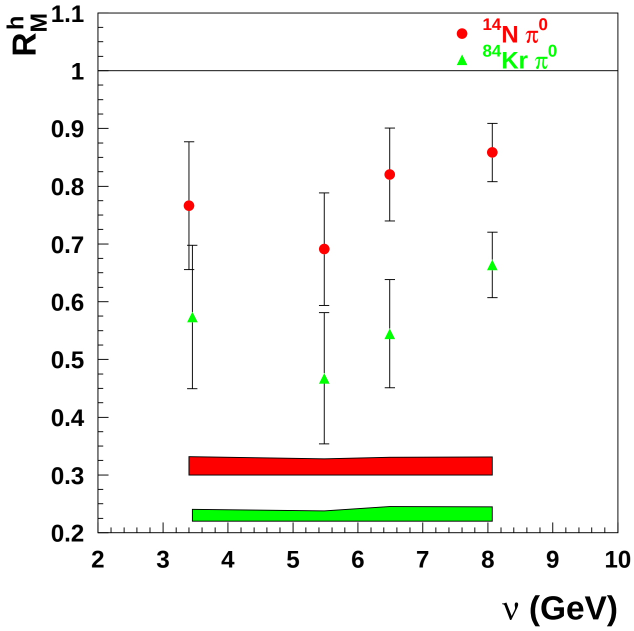

Figura 4.26: Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di ν per ^{14}N e ^{84}Kr. La banda rappresenta l'incertezza sistematica.

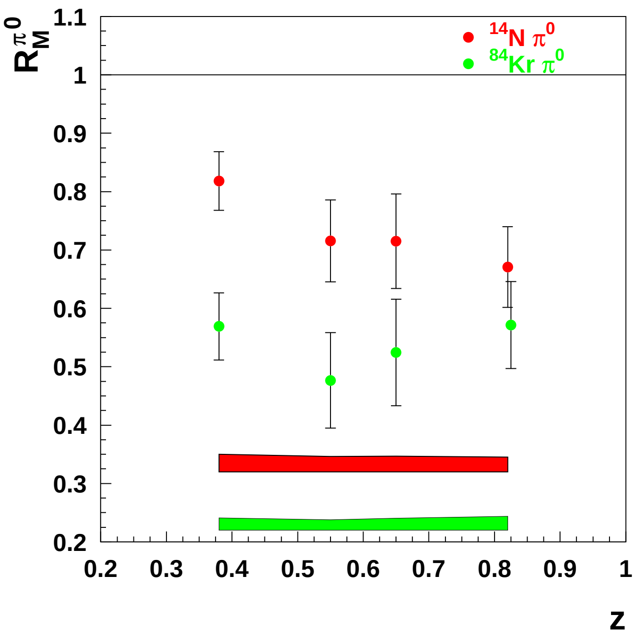

Figura 4.27: Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di z per ^{14}N e ^{84}Kr. La banda rappresenta l'incertezza sistematica.

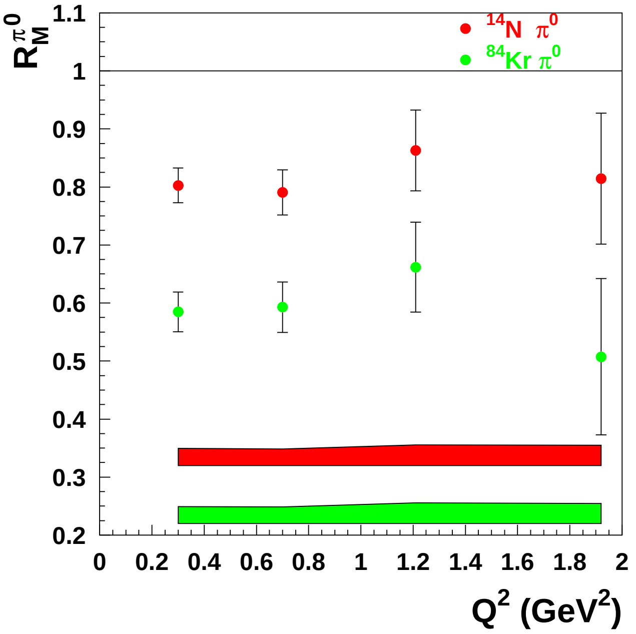

Figura 4.28: Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di Q^2 per ^{14}N e ^{84}Kr. La banda rappresenta l'incertezza sistematica.

Confronto fra π^0 e pioni carichi

Il campione di pioni carichi può essere contaminato da pioni che provengono dal decadimento di mesoni più pesanti. Il principale effetto sulla molteplicità di π^+ e π^- è dovuto al decadimento del mesone vettore ρ^0 prodotto in maniera esclusiva. Questo effetto è stato incluso nell'errore sistematico (vedi sezione 4.4). Il rapporto di molteplicità per pioni neutri non soffre di tale contaminazione.

Il $R_M^{\pi^0}$ è confrontato con $R_M^{\pi^+,\pi^-}$ per ^{14}N e ^{84}Kr nelle Figg. 4.29– 4.33 sono mostrati gli andamenti in ν, z e Q^2. Gli errori statistici, più grandi per π^0 che per π carichi, consentono soltanto di stabilire un accordo qualitativo. Pertanto è stato calcolato il valor medio di R_M^{π} per ^{14}N e ^{84}Kr integrato in ν e z e riportato in Tab. 4.3.

Da tale tabella si evince che entro gli errori totali i rapporti per π carichi e neutri sono consistenti.

Tabella 4.3: Valori del rapporto di molteplicità per ^{14}N e ^{84}Kr, integrati sulle variabili ν and z. Sono riportate le incertezze statistiche e sistematiche.

	$R^{\pi}_{N/D} \pm stat. \pm syst.$	$R^{\pi}_{Kr/D} \pm stat. \pm syst.$
π^+	0.8731 ± 0.0075 ± 0.0340	0.6492 ± 0.0062 ± 0.0256
π^-	0.8431 ± 0.0083 ± 0.0327	0.6338 ± 0.0070 ± 0.0251
π^0	0.8325 ± 0.0241 ± 0.0304	0.6115 ± 0.0200 ± 0.0223

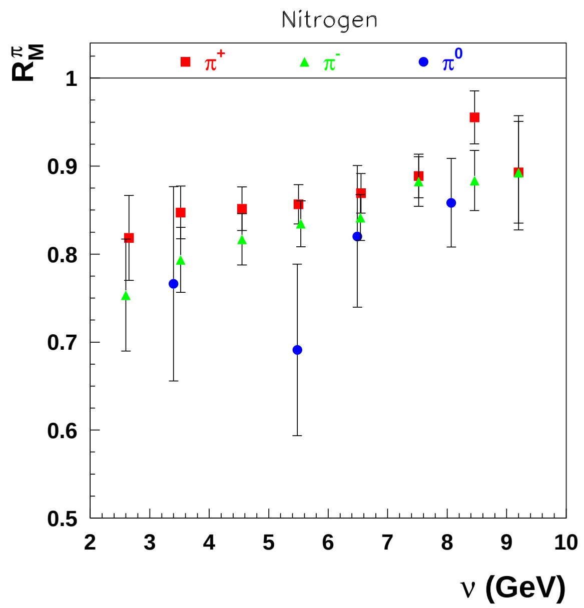

Figura 4.29: Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di ν per ^{14}N, confrontata con quella dei pioni carichi.

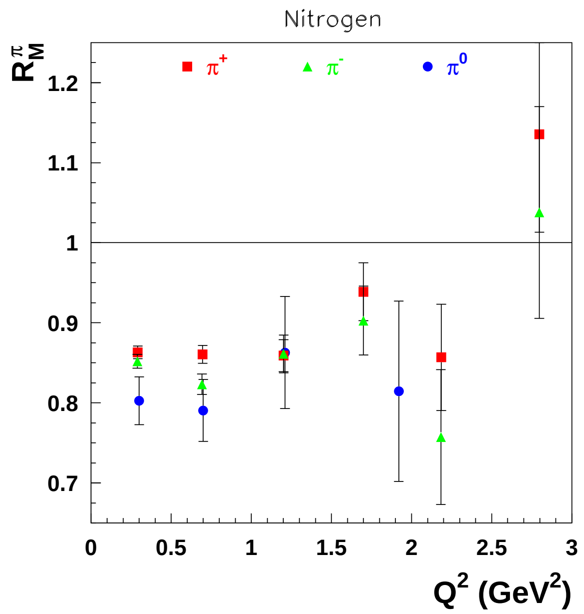

Figura 4.30: Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di Q^2 per ^{14}N, confrontata con quella dei pioni carichi.

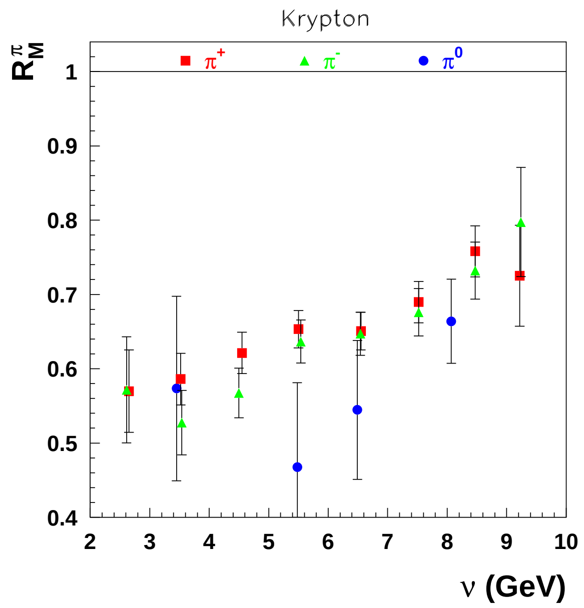

Figura 4.31: Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di ν per ^{84}Kr, confrontata con quella dei pioni carichi.

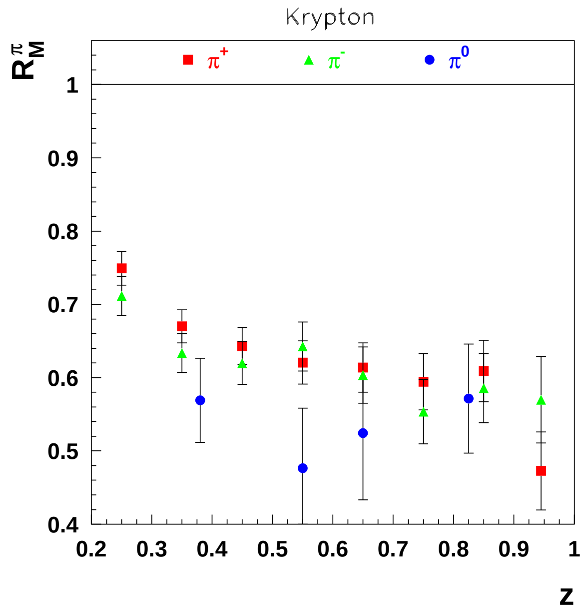

Figura 4.32: Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di z per ^{84}Kr, confrontata con quello dei pioni carichi.

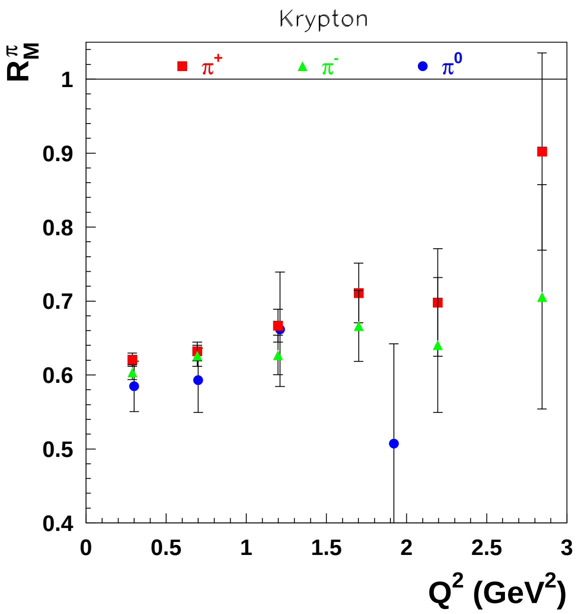

Figura 4.33: Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di Q^2 per ^{84}N, confrontato con quello per pioni carichi.

Confronto con i dati dei π^0 a 27.5 GeV

Un confronto con i dati pubblicati dalla collaborazione HERMES [30] alla energia di 27.5 GeV sul bersaglio di krypton è mostrato in Fig. 4.34 in funzione di ν dal quale si evince una buona consistenza tra i due set di dati analisi indipendenti. In z non ha senso effettuare tale confronto essendo il $< \nu >$ dei dati a 12 e 27.5 GeV differente.

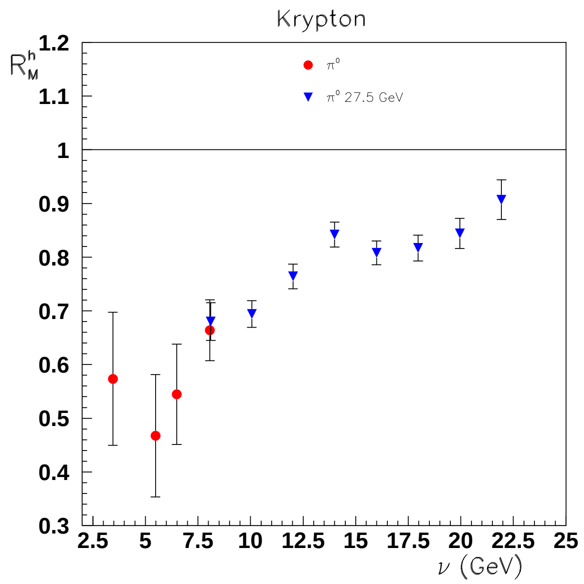

Figura 4.34: Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di ν ^{84}Kr, combinando le analisi a 12 e 27.5 GeV.

4.6 Confronto con modelli teorici

Nel Capitolo 2 sono stati descritti alcuni modelli fenomelogici interpretativi del processo di formazione adronica e delle sue proprietà. In questo paragrafo vengono confrontati i risultati sperimentali ottenuti e descritti in questa tesi con gli unici modelli che ad oggi hanno esplicitamente effettuato calcoli di attenuazione nucleare per la cinematica a 12 GeV di HERMES.

4.6.1 Confronto fra rescaling model e dati sperimentali

Le predizioni del modello [28] descritto esaustivamente nel Cap. 2 sono riportate nelle figure 4.35– 4.42. Tale modello include, oltre all'assorbimento, il rescaling in Q^2 delle funzioni di struttura (curva continua). Il caso senza rescaling è descritto dalla curva tratteggiata.

Per la parte assorbitiva i valori delle sezioni d'urto del pre-adrone sono state fissate a $\sigma^* = \sigma_h$ come per i calcoli a 27.5 GeV che ben riproducono i dati sperimentali. Tuttavia il rescaling pur essendo poco significativo in funzione di ν è importante per ben riprodurre l'andamento in z dei dati sperimentali sia degli adroni carichi sia dei pioni identificati. Da un confronto con la figura 2.5 si vede come l'assorbimento nucleare è cruciale per la descrizione dei dati poichè il solo rescattering non è sufficiente a descrivere l'attenuazione. In Ref. [28] gli autori sostengono che il contributo maggiore all'attenuazione, in questo modello, deriva dall'assorbimento del pre-adrone piuttosto che da quello dell'adrone.

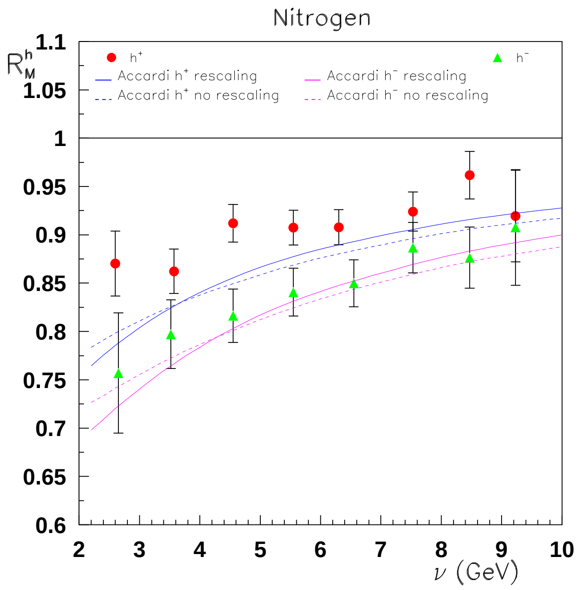

Figura 4.35: Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di ν per adroni carichi prodotti su ^{14}N. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento.

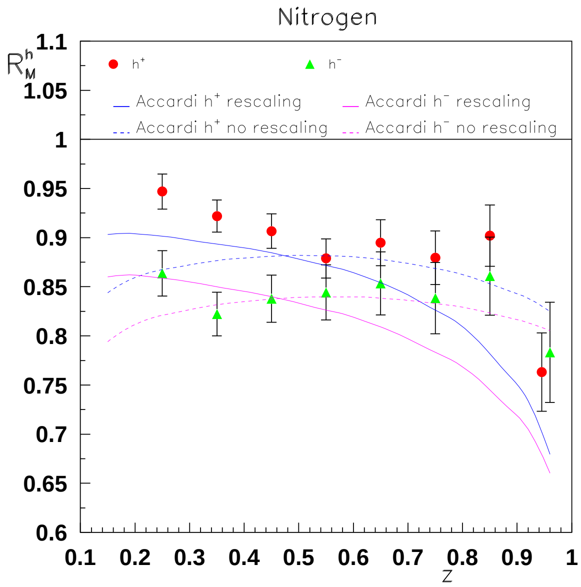

Figura 4.36: Predizioni del rescaling model R^h_M in funzione di z per adroni carichi prodotti su ^{14}N. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento.

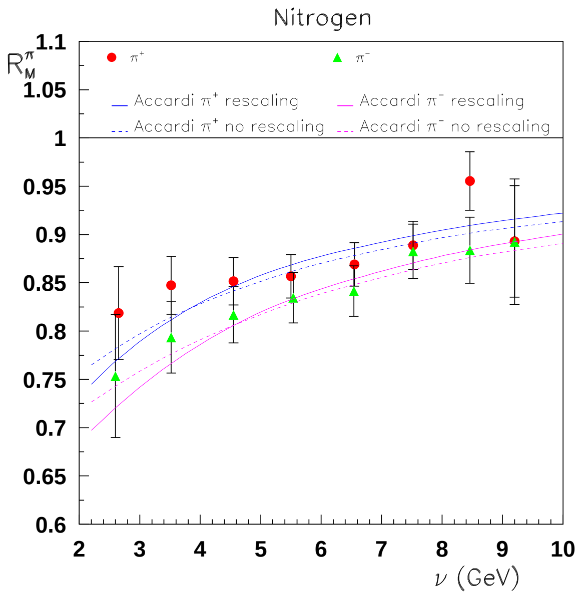

Figura 4.37: Predizioni del rescaling model R^h_M in funzione di ν per pioni carichi prodotti su ^{14}N. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento.

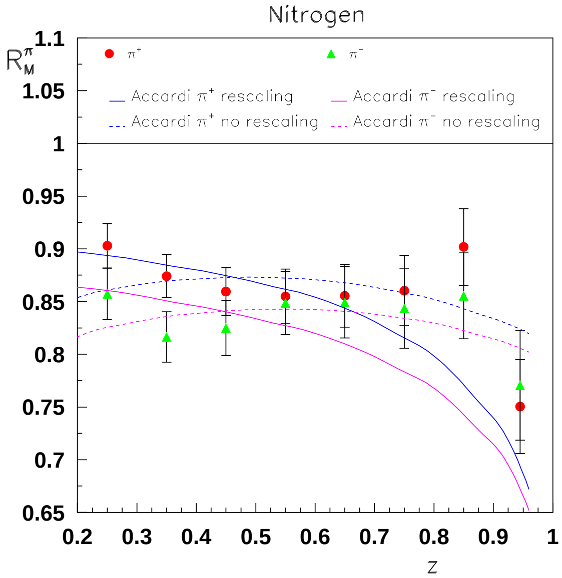

Figura 4.38: Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di z per pioni carichi prodotti su ^{14}N. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento.

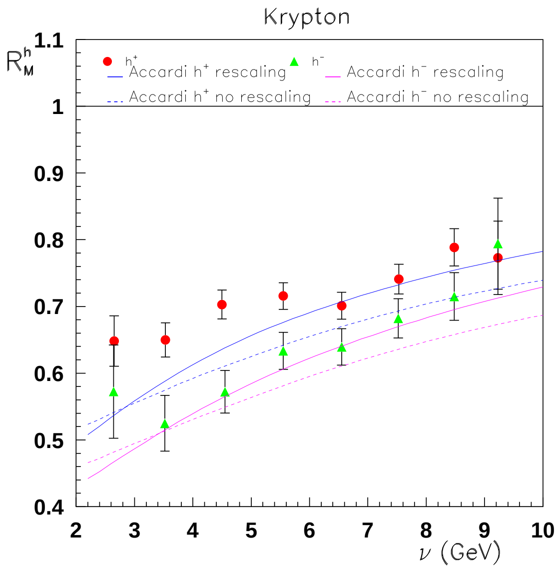

Figura 4.39: Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di ν per adroni carichi prodotti su ^{84}Kr. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento.

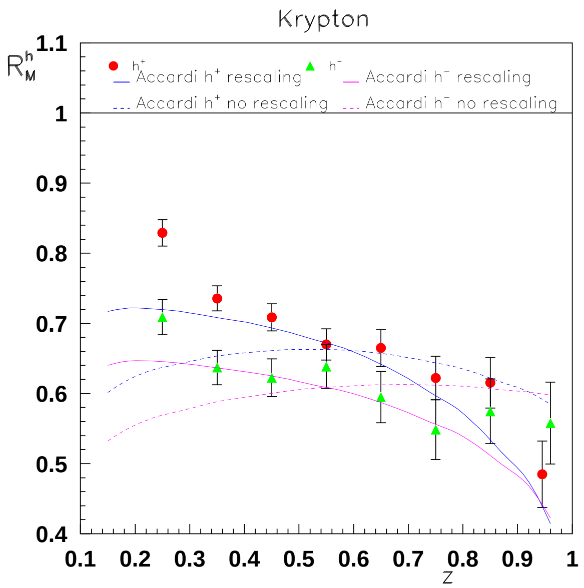

Figura 4.40: Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di z per adroni carichi prodotti su ^{84}Kr. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento.

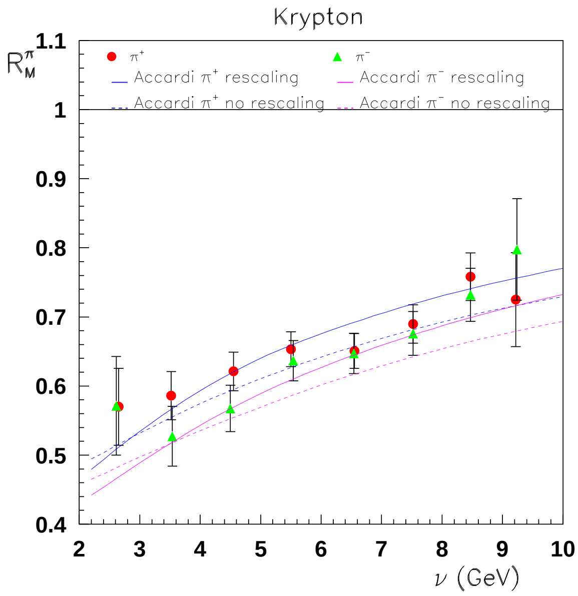

Figura 4.41: Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di ν per pioni carichi prodotti su ^{84}Kr. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento.

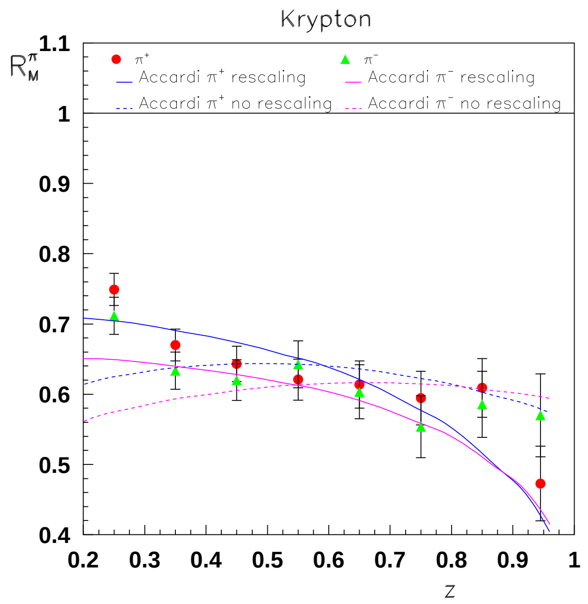

Figura 4.42: Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di z per adroni carichi prodotti su ^{84}Kr. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento.

4.6.2 Confronto fra Modello di trasporto probabilistico a canali accoppiati e dati sperimentali

Il modello di trasporto probabilistico [31] è stato ampiamente descritto nel Cap.2. In tutti i calcoli del modello viene utilizzato il concetto di pre-adrone con $\sigma^* \propto \sigma_h$ ed un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$. Il modello ha fornito una ottima descrizione dei dati di HERMES ad energia uguale a 27.5 GeV. Le dipendenze da ν e da z del rapporto di molteplicità R_M^h calcolate per le targhette di ^{14}N e ^{84}Kr sono mostrate nelle figure 4.43- 4.50, dove vengono confrontati i dati di adroni carichi positivamente (linea continua) e negativamente (linea tratteggiata) e pioni. Considerando il fatto che questo modello è identico, tranne che per la diversa cinematica, a quello utilizzato per i dati a 27.5 GeV, si può affermare che esso descrive con buona approssimazione

i dati sperimentali in questo regime cinematico molto differente dal precedente. Da notare anche che sia l'energia media del fotone ν sia la virtualità media Q^2 sono ridotte di un fattore due rispetto ai calcoli per la cinematica a più alta energia. Il modello predice rispetto ai calcoli fatti a 27.5 GeV una attenuazione in media circa del 10%-15% maggiore che per i dati a 27.5 GeV principalmente a causa di due motivi.
La dilatazione temporale è meno pronunciata a piccole energie e di conseguenza molti più adroni si formano all'interno del nucleo. Poichè la sezione d'urto adronica è in generale maggiore di quella pre-adronica gli adroni sono soggetti ad una più forte FSI. La seconda ragione è il taglio sul momento che elimina una larga frazione di particelle secondarie dall'accettanza specie a piccoli z. Di conseguenza, il caratteristico aumento del rapporto di molteplicità a piccoli z è meno pronunciato di quello che si osserva a 27.5 GeV. L'attenuazione di adroni carichi e pioni è maggiore per il nucleo di krypton a causa del suo maggiore raggio. Mentre l'attenuazione è la stessa per pioni positivi e negativi, essa è diversa per adroni carichi positivamente e negativamente. Ciò è solo dovuto alla differente attenuazione dei protoni che contribuiscono allo spettro degli adroni positivi.

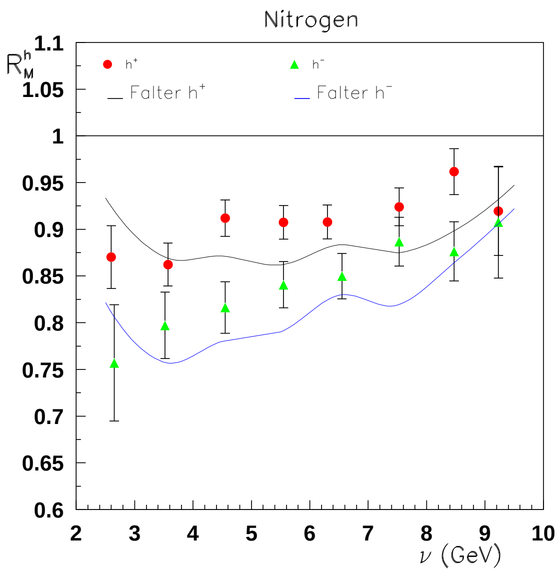

Figura 4.43: Rapporto di molteplicità in funzione di ν calcolato per adroni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{14}N. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica.

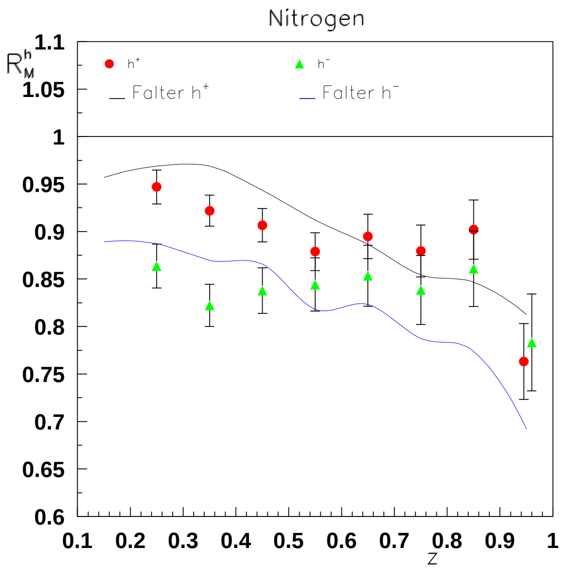

Figura 4.44: Rapporto di molteplicità in funzione di z calcolato per adroni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{14}N. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica.

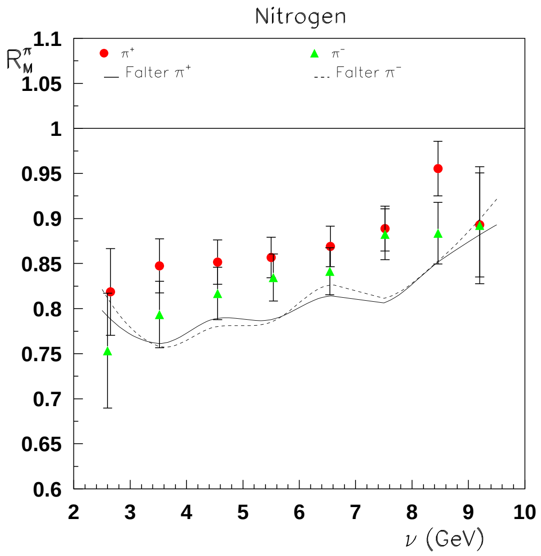

Figura 4.45: Rapporto di molteplicità in funzione di ν calcolato per pioni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{14}N. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica.

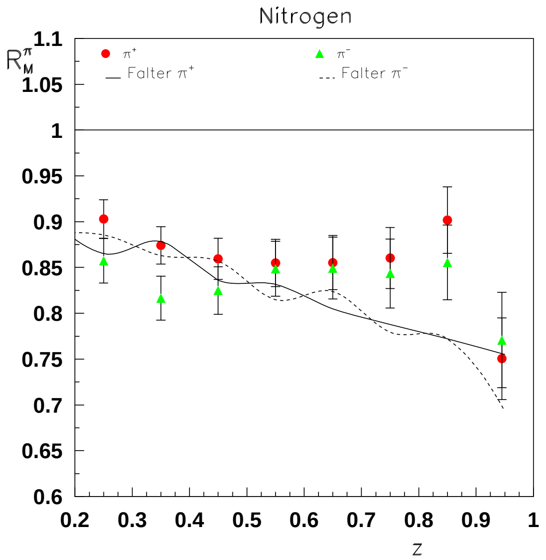

Figura 4.46: Rapporto di molteplicità in funzione di z calcolato per pioni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{14}N. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica.

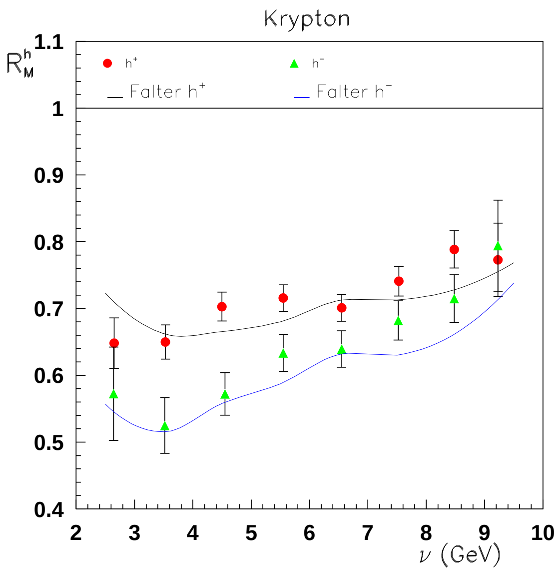

Figura 4.47: Rapporto di molteplicità in funzione di ν calcolato per adroni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{84}Kr. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica.

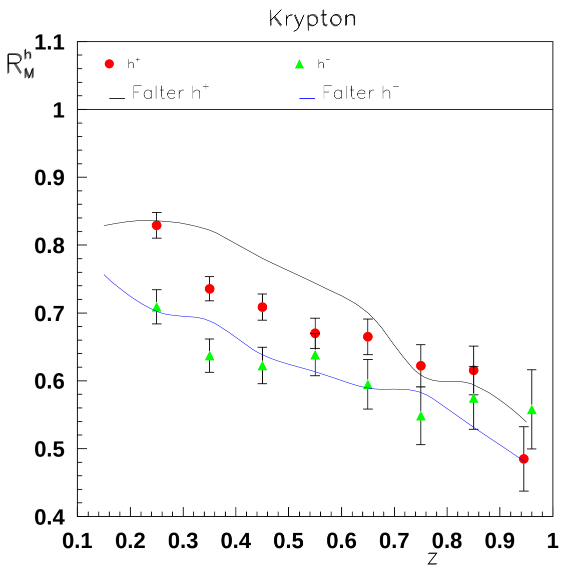

Figura 4.48: Rapporto di molteplicità in funzione di z calcolato per adroni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{84}Kr. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica.

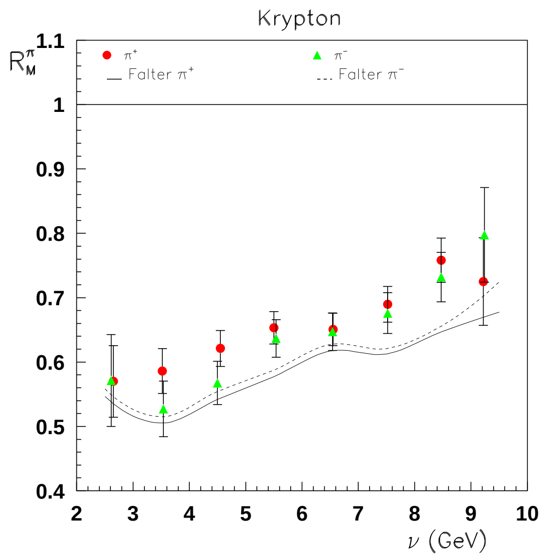

Figura 4.49: Rapporto di molteplicità in funzione di ν calcolato per pioni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{84}Kr. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica.

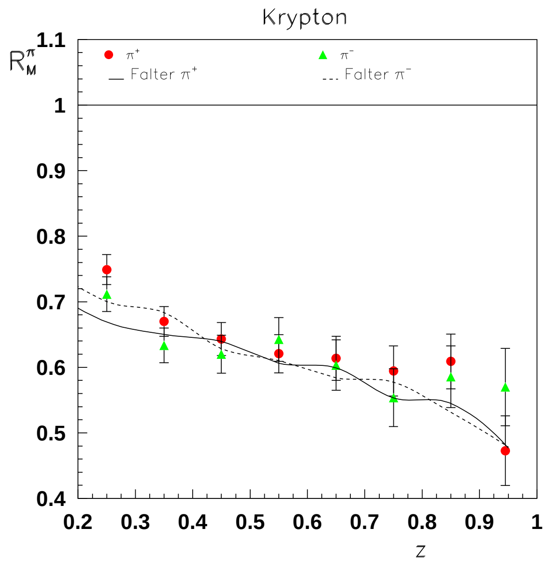

Figura 4.50: Rapporto di molteplicità in funzione di z calcolato per pioni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{84}Kr. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica.

Conclusioni

Ora, quando avrai finito di leggere
questo libro, vi legherai una pietra
e lo getterai in mezzo all'Eufrate

Geremia 51,63.

Il lavoro di questa tesi è rivolto allo studio dei processi di attenuazione di adroni nel mezzo nucleare in esperimenti di *Deep Inelastic Scattering*, nella regione energetica $\nu = 2.5 \div 10.0$ GeV finora mai esplorata. Lo scopo è quello di aumentare la nostra comprensione di aspetti non perturbativi della teoria delle interazioni forti, QCD, tramite lo studio dei processi di adronizzazione. In particolare sono stati investigati l'evoluzione spazio-temporale del processo di formazione dell'adrone ed i meccanismi di perdita di energia partonica nel nucleo che portano ad una modifica delle funzioni di frammentazione del quark in adrone. E' stato utilizzato il DIS semi-inclusivo sul nucleo, in tal modo il nucleo agisce come un filtro per gli adroni prodotti dopo che il leptone ha colpito un quark all'interno del nucleo. Alla scala di energie di HERMES il processo di formazione degli adroni si sviluppa su scale confrontabili con quella del nucleo atomico. Pertanto la misura dell'attenuazione degli adroni su vari nuclei è sensibile alla natura di questi processi. Le misure analizzate in questa tesi sono state effettuate utilizzando un fascio di positroni di energia di 12 GeV dell'anello di accumulazione HERA, presso i laboratori DESY di

Amburgo, incidenti su bersagli gassosi nucleari, non polarizzati e ad alta densità, di deuterio, azoto e krypton.

In particolare il lavoro di tesi ha riguardato:

- la partecipazione alla raccolta di questi dati DIS a DESY nel corso degli anni 2001-2003;
- l'analisi completa (riduzione dati e confronti con modelli teorici) delle misure oggetto di questa tesi.

E' stato misurato il rapporto di molteplicità R_M^h degli adroni carichi e neutri prodotti su targhette gassose ^{14}N e ^{84}Kr relativamente a quelli prodotti nel deuterio in funzione delle variabili cinematiche ν (energia del γ virtuale nel sistema del laboratorio), z (frazione dell'energia del γ virtuale portata dall'adrone h) e Q^2 (quadrato della massa invariante del γ virtuale) alla energia di positroni di 12 GeV.

I dati mostrano che R_M^h è ridotto a bassi ν e ad alti z e questo è evidente soprattutto nel nucleo di Kr. Ciò confermerebbe l'influenza del mezzo nucleare nel processo di formazione degli adroni. R_M^h è stato misurato anche per vari tipi di particelle cariche (π, k e p), utilizzando il rivelatore RICH.

Mentre R_M^h per adroni positivi è maggiore di quello per adroni negativi, il rapporto di molteplicità per pioni positivi e negativi è trovato uguale. La differenza osservata nell'attenuazione tra adroni positivi e negativi, è causata da altri adroni quali K^+ e protoni.

La diversa attenuazione di kaoni positivi e negativi è indicativa di un differente processo di formazione.

Poiché il K^+ è prodotto dal quark di valenza mentre il K^- dai quark del mare, che non sono dominanti nella regione cinematica di HERMES, il

K^- risulta avere un tempo di formazione minore e quindi risulta essere più attenuato.

Per entrambe le targhette R_M^h decresce all'aumentare di z e questo è molto più evidente nel krypton. Questo effetto può essere connesso al meccanismo di emissione di gluoni del quark colpito e al tempo di formazione dell'adrone. La dipendenza di R_M^h da Q^2, sembra essere in accordo con le previsioni del *Gluon Bremstrahlung Model* il quale predice una decrescita della lunghezza di formazione ad alti Q^2.
La misure di R_M^h per i pioni neutri è stata trovata consistente, entro l'errore totale, con quella di pioni carichi rafforzando in questo modo l'ipotesi di indipendenza dalla carica del rapporto di attenuazione per pioni. Un confronto tra i risultati di questa analisi ed i dati disponibili a 27.5 GeV sugli stessi nuclei targhetta, mostra un buon accordo permettendo così di estendere l'intervallo energetico del rapporto di attenuazione in funzione di ν da 2.5 a 23 GeV. Il confronto con le previsioni dei modelli teorici ha messo in luce che il mezzo nucleare, nel processo di assorbimento, agisce principalmente a livello del pre-adrone mentre l'adrone è formato essenzialmente fuori dal nucleo. Quello che ancora resta da chiarire è il ruolo del processo di interazione del pre-adrone nel mezzo nucleare ed il processo di perdita di energia partonica dovuta alla diffusione multipla nel mezzo. Per questo motivo è necessaria l'informazione su R_M^h che si ottiene dai dati a piu' bassa energia poichè vengono massimizzati gli effetti nucleari. L'importanza di tali informazioni è messa in evidenza dalla fervente attività in corso ad esempio al TJNAF (Thomas Jefferson National Accelerator Facility in Virginia) per la misura, alla bassa energia attualmente disponibile di 5 GeV di elettroni, di R_M^h [83] e all'energia di 12 GeV che sarà disponibile dopo l'upgrade dell'acceleratore [84].

Appendice A

Effetto $\check{C}$erenkov e Teoria del rivelatore RICH

La prima osservazione dell'effetto $\check{C}$erenkov risale al 1926 per opera di L. Mallet [85]. Otto anni più tardi $\check{C}$erenkov, ignorando il lavoro di Mallet, osservò di nuovo l'effetto, ritenendolo differente dalla fluorescenza a quel tempo nota. Solo nel 1937 si chiarì definitivamente il fenomeno: Frank e Tamm [86] svilupparono la parte teorica, mentre $\check{C}$erenkov completato lo studio sperimentale, pubblicò il primo articolo in inglese [87]. Qualitativamente l'effetto $\check{C}$erenkov può essere schematizzato nei seguenti punti:

- una particella carica che attraversaun mezzo polarizza ad ogni istante la regione che lo circonda;
- le molecole così polarizzate si comportano come dipoli elementari;
- a piccole velocità della particella (rispetto alla velocità di propagazione dell'interazione elettromagnetica nel mezzo), esiste ad ogni istante una completa simmetria sferica lungo la traiettoria della particella che neutralizza a grandi distanze qualsiasi possibile campo creato dai singoli dipoli nel loro dispiegarsi attorno alla particella e successivo distendersi;
- all'aumentare della velocità, la simmetria tende a disgregarsi lungo la direzione della particella (permanendo quella azimutale). In questo

caso, le onde prodotte dal movimento dei singoli dipoli interferiscono distruttivamente e quindi il campo resta nullo a grandi distanze;

- quando la velocità della particella supera la velocità di fase della luce nel mezzo, accade che le onde emesse dai dipoli vengono a trovarsi in fase fra loro, lungo appropriate direzioni, ovvero vengono emessi dei fotoni.

Sfruttando il principio di Huygens è possibile mostrare che l'irraggiamento è prodotto ad un preciso angolo polare, dipendente dalla velocità della particella β (in unità c) e dall'indice di rifrazione del mezzo n, come suggerito nella figura 4.2(tesi eva).

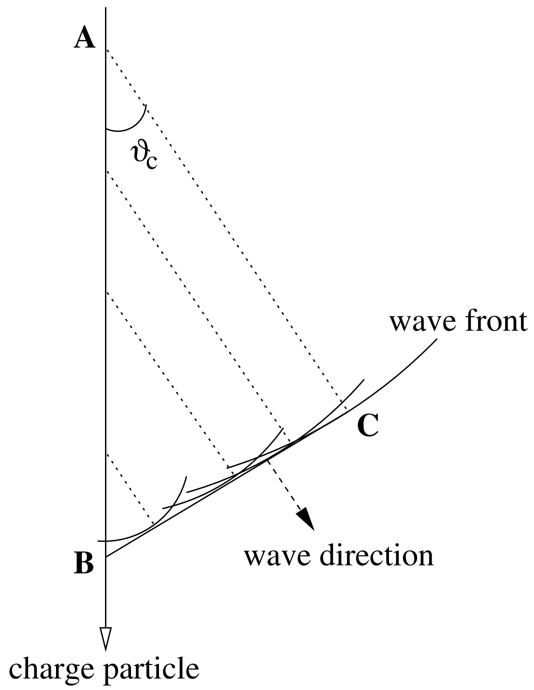

Figura 1: La luce $\check{C}$erenkov è il prodotto coerente delle oscillazioni dei dipoli eccitati dal passaggio della particella nel mezzo. $\bar{AB} = \beta c \Delta\tau$, $\bar{AC} = c/n\Delta\tau \Rightarrow cos\theta_c = \frac{\bar{AB}}{\bar{AC}} = \frac{1}{\beta n}$. n è l'indice di rifrazione del mezzo, alla lunghezza d'onda della luce emessa.

I fotoni di lunghezza d'onda λ vengono infatti emessi lungo la superficie di un cono di semiapertura θ_c con

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta \cdot n} + \frac{h}{\lambda_p} \cdot \frac{n^2-1}{2n^2}, \tag{1}$$

dove il secondo addendo dovuto al rinculo della particella emittente è a tutti gli effetti trascurabile rispetto al primo. Il campo elettrico è perpendicolare alla superficie del cono mentre il campo magnetico è ad essa tangente. La distribuzione dei fotoni è una δ di Dirac lungo l'angolo polare, mentre è costante nell'angolo azimutale. Quantitativamente il numero totale di fotoni di lunghezza d'onda λ prodotti da una particella di carica Ze in un materiale di spessore L ed indice di rifrazione n (omogeneo) è espresso dalla relazione:

$$\frac{dN_\gamma}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} L \sin^2\theta_c(\lambda) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} L \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right), \tag{2}$$

L'intensità della radiazione emessa dipende quindi dalla lunghezza d'onda esplicitamente con il fattore $1/\lambda^2$ e indirettamente dalla relazione di dispersione dell'indice di rifrazione. Questo è minore di 1 nella regione dei raggi X (se si eccettuano i picchi di risonanza delle *shell* atomiche o molecolari); per cui l'emissione è confinata prevalentemente nelle regioni del visibile e soprattutto dell'ultravioletto.

Mentre in un rivelatore Čerenkov a soglia interessa solo raccogliere il maggior numero dei fotoni emessi nel radiatore, in un RICH si misura la posizione di impatto di ciascun fotone su una superficie opportuna in modo da ricostruire l'angolo di emissione della radiazione Čerenkov; i fotoni rivelati si dispongono tipicamente su un anello (da cui l'acronimo), intersezione del cono Čerenkov con la superficie di rivelazione dei fotoni. Nel RICH sono quindi rilevanti non solo il numero di fotoni rivelati, ma anche la risoluzione nella misura della loro posizione e direzionalità, ovvero l'errore con cui si conosce la funzione di mappatura della posizione dei fotoni nel rivelatore sull'angolo di emissione (o viceversa). Il numero di fotoni rivelati dipende da diversi fattori, che possono essere espressi sinteticamente (con buona approssimazione) nella seguente formula:

$$N_\gamma^{det} = L \cdot 2\pi\alpha z^2 \int \frac{d\lambda}{\lambda^2} \sin^2\theta_c \epsilon_{det}(\lambda)\epsilon_{tra}(\lambda) \tag{3}$$

dove si è sfruttata l'espressione 2 e si sono introdotte le efficienze:

- del rivelatore di fotoni $\epsilon_{det} = \epsilon_{col} \cdot \epsilon_{QE}$ riscritta come prodotto dell'efficienza di raccolta ϵ_{col} e dell'efficienza quantica di conversione fotone-elettrone ϵ_{QE}; esse tengono conto della perdita dei fotoni che hanno raggiunto la superficie del rivelatore.

- di trasporto $\epsilon_{tra} = \epsilon_{mir} \cdot \epsilon_{mat}$ qui scritta come prodotto fra l'efficienza di riflessione dello specchio ϵ_{mir}, che generalmente fa parte del sistema ottico di raccolta, e un termine ϵ_{mat} che tiene conto dell'assorbimento o diffusione del fotone nei materiali che attraversa (tra cui lo stesso radiatore).

La precedente eq. 3 si scrive generalmente in modo ancor più compatto come (posto z = 1):

$$N_\gamma^{det} \sim L \cdot N_0 \cdot < sin^2\theta_c >, \tag{4}$$

dove $N_0 = 2\pi\alpha \int d\lambda \epsilon_{det}\epsilon_{tra}/\lambda^2$ è l'importante fattore di qualità del rivelatore, mentre $< sin^2\theta_c >$ è l'angolo di diffusione medio pesato con $\epsilon_{det}\epsilon_{tra}/\lambda^2$. Un altro ingrediente essenziale nel RICH è l'errore nella misura dell'angolo di emissione: infatti dalla eq. 1 l'errore sulla velocità, che si commette rivelando il solo fotone i-esimo, si scrive:

$$\frac{\sigma_\beta^{(i)}{}^{(i)}}{\beta} = \tan\theta_c \cdot \sigma_\theta, \tag{5}$$

Quando il numero di fotoni rivelati è N_γ^{det} allora $\beta = \sum_i \beta^{(i)}/N_\gamma^{det}$ e quindi l'errore si riduce a:

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \frac{\tan\theta_c}{\sqrt{N_\gamma^{det}}} \cdot \sigma_\theta, \tag{6}$$

D'altra parte, la massa m della particella di momento p è legata alla velocità dalla relazione relativistica $m^2 = p^2(1-\beta^2)/\beta^2$ e quindi la differenza di massa fra due particella con stesso momento diventa:

$$m_1^2 - m_2^2 \sim \frac{2(\beta_2 - \beta_1)}{\beta^3} p^2, \tag{7}$$

avendo posto $2\beta = \beta_1 + \beta_2$ e approssimato $\beta_1^2\beta_2^2 \sim \beta^4$; le due particelle si intendono separate quando la distanza fra le due distribuzioni (delle velocità) sono superiori a $n_\sigma \sigma_\beta$, dove la scelta di n_σ fissa la contaminazione reciproca.

Posto quindi $\beta_2 - \beta_1 = n_\sigma \sigma_\beta$ la precedente, insieme alla eq. 6 permette di ottenere:

$$p_{max} \sim \sqrt{\frac{m_1^2 - m_2^2}{2k_f n_\sigma}}, \tag{8}$$

dove si è semplificato $\beta \sim 1$ e si è posto $k_f = \tan\theta_c \cdot \sigma_\theta / \sqrt{N_\gamma^{det}}$, mentre p_{max} è il massimo impulso che permette una separazione fra le due distribuzioni di particelle al meglio di n_σ deviazioni standard.

In definitiva, la capacità di separazione del RICH dipende dal numero di fotoni rivelati e dall'errore sulla ricostruzione dell'angolo di emissione dei fotoni, che può essere scomposto in almeno tre termini:

$$\sigma_\theta = \sqrt{\Delta\theta_e^2 + \Delta\theta_c^2 + \Delta\theta_p^2}, \tag{9}$$

dove:

- $\Delta\theta_e$ è l'errore causato dall'impossibilità di conoscere il punto di emissione del singolo fotone lungo la traccia della particella nel radiatore; infatti, per mezzo dei rivelatori di traccia esterni al RICH si ricostruisce l'attraversamento della particella nel radiatore ovvero il segmento dal quale hanno origine i fotoni $\check{C}$erenkov, ma non il punto di emissione di ciascuno;

- $\Delta\theta_c$ è l'errore dovuto alla variazione dell'angolo di emissione al variare dell'indice di rifrazione, che a sua volta dipende dalla disomogeneità spaziale del radiatore e dalla lunghezza d'onda del fotone (che non viene misurata):

$$\Delta\theta_c = \frac{\partial\theta_c}{\partial n}\sqrt{\left(\frac{dn}{d\lambda}\sigma_\lambda\right)^2 + \Delta n_x^2}, \tag{10}$$

  dove $\frac{\partial\theta_c}{\partial n} = 1/(n\ tan\theta_c)$, mentre il fattore $dn/d\lambda$ può essere espresso con funzioni fenomenologiche ed infine Δn_x tiene in conto la variazione spaziale di n, di cui si parla nel seguito.

- $\Delta\theta_p$ è l'errore indotto dalla misura della posizione del fotone; esso dipende dalla forma e dalle dimensioni del singolo pixel del rivelatore (nel caso di rivelatori discreti, come i PMT) oltre che dall'ottica del RICH. In un sistema focalizzante, questo errore può essere scritto nella forma $\Delta\theta_p \sim \Delta R/f$, essendo f la lunghezza focale e ΔR l'errore nella misura della posizione del fotone, che appunto dipende dalla granularità del rivelatore. Specificatamente, $\Delta R \sim s\sqrt{5}/3$ nel caso di pixel esagonali con ipotenusa s e $\Delta R \sim s\sqrt{2/3}$ per pixel quadrati di lato $2s$.

Mentre i primi due contributi all'errore dell'angolo sono, per certi versi irriducibili (se si esclude Δn_x come indicato nel seguito), il terzo può essere reso molto piccolo, se necessario, con una scelta appropriata del rivelatore. I lavori [88, 89] completano ed approfondiscono quanto in questo paragrafo è stato brevemente descritto.

Appendice B

Il metodo IRT

Come descritto nella sezione 3.4 il metodo dell'*inverse ray tracing* (IRT) ricostruisce per ogni colpo (hit) nei PMT's un angolo Čerenkov per l'aerogel ed uno per il gas. Gli angoli medi che derivano dal metodo IRT vengono confrontati con le curve simulate di figura 1, con una analisi di massima riproduzione per ottenere la probabilità che un certo adrone abbia prodotto la traccia.

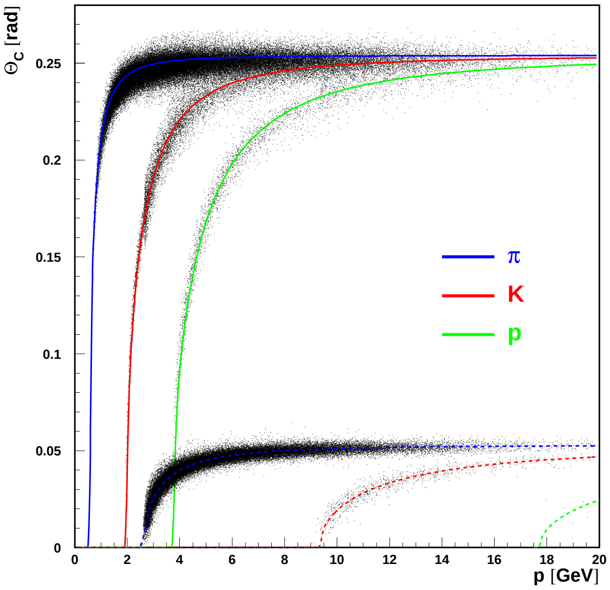

Figura 1: Angolo θ Čerenkov in funzione del momento degli adroni per il radiatore aerogel (banda superiore) e per il radiatore a gas C_4F_{10} (banda inferiore). I dati mostrati sono basati su di una simulazione Monte Carlo.

L'algoritmo di massima riproducibilità definisce per un flusso noto di particelle Φ_t, un insieme di probabilità P_t^i che una particella vera di tipo t sia identificata come particella di tipo i (ad es.π, K, p, X con X che indica una particella sconosciuta) se l'angolo medio ricostruito con l'algoritmo IRT è $< \theta >$. Questo insieme di probabilità di identificazione, forma una matrice 4×3 poichè essa include anche la probabilità che una particella di tipo t non sia identificata dal RICH (tipo X):

$$P(\pi, K, p) = \begin{pmatrix} P_\pi^\pi & P_K^\pi & P_p^\pi \\ P_\pi^K & P_K^K & P_p^K \\ P_\pi^p & P_K^p & P_p^p \\ P_\pi^X & P_K^X & P_p^X \end{pmatrix} \tag{1}$$

Tuttavia, quello che è necessario nell'analisi per poter estrarre le informazioni sul vero tipo di particella è la matrice complementare delle probabilità vere Q_t^i che una particella venga identificata come di tipo i anche se è di tipo t:

$$Q(\pi, K, p) = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_\pi^\pi & Q_\pi^K & Q_\pi^p & Q_\pi^X \\ Q_K^\pi & \mathbf{Q}_K^K & Q_K^p & Q_K^X \\ Q_p^\pi & Q_p^K & \mathbf{Q}_p^p & Q_p^X \end{pmatrix} \tag{2}$$

I termini diagonali della matrice sinistra 3×3 rappresentano le purezze per un certo campione di dati, mentre i termini fuori diagonale rappresentano le contaminazioni. Le colonne delle matrici P e Q sono normalizzate all'unità. La relazione tra queste due matrici è data dal *teorema di Bayes*:

$$Q_t^i = \frac{P_t^i \cdot \Phi_t}{\sum_s P_s^i \cdot \Phi_s} \tag{3}$$

con Φ_t è il flusso relativo di adroni di tipo $t = \pi, K, p$ ed i è il tipo identificato ($i = \pi, K, p, X$). Per ogni intervallo cinematico in momento del campione dei dati per cui sono calcolati i flussi, la relazione tra il vettore del numero delle particelle vere $\bar{N}$ e quelle identificate $\bar{I}$ è dato da:

$$\bar{N} = Q \cdot \bar{I} \tag{4}$$

o in termini di prodotto di matrici,

$$\begin{bmatrix} N_\pi, & N_K, & N_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{Q}_\pi^\pi & Q_\pi^K & Q_\pi^p & Q_\pi^X \\ Q_K^\pi & \mathbf{Q}_K^K & Q_K^p & Q_K^X \\ Q_p^\pi & Q_p^K & \mathbf{Q}_p^p & Q_p^X \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_\pi \\ I_K \\ I_p \\ I_X \end{bmatrix} \tag{5}$$

Questa equazione è quella generalmente applicata per l'identificazione di pioni, kaoni e protoni.

Appendice C

Tabelle

In questa appendice sono riportati tutti i valori numerici dei rapporti R_A/R_D ottenuti in accordo con la procedura di analisi descritta nel Cap. 4. Per ogni tabella è riportata l'indicazione di riferimento alla relativa figura.

Nitrogen

Tabella 1: **Azoto adroni carichi vs ν** (Figura 4.5)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
2.61	0.167	0.218	0.626	0.816	0.7974	0.0291	0.0311	0.0426
3.55	0.139	0.296	0.563	0.926	0.8423	0.0191	0.0328	0.0380
4.53	0.113	0.377	0.530	0.957	0.8779	0.0156	0.0342	0.0376
5.51	0.094	0.459	0.507	0.961	0.8833	0.0141	0.0345	0.0373
6.50	0.077	0.542	0.485	0.930	0.8864	0.0139	0.0346	0.0373
7.49	0.063	0.624	0.463	0.876	0.9103	0.0150	0.0355	0.0385
8.47	0.050	0.706	0.438	0.794	0.9267	0.0181	0.0361	0.0404
9.23	0.041	0.770	0.414	0.705	0.9146	0.0347	0.0357	0.0498

Tabella 2: **Azoto adroni positivi vs ν** (Figura 4.9)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
2.61	0.167	0.217	0.631	0.818	0.8703	0.0336	0.0340	0.0478
3.54	0.142	0.295	0.560	0.941	0.8622	0.0230	0.0336	0.0407
4.52	0.115	0.377	0.523	0.972	0.9119	0.0195	0.0355	0.0405
5.51	0.094	0.459	0.501	0.971	0.9073	0.0180	0.0354	0.0397
6.50	0.078	0.542	0.482	0.942	0.9078	0.0181	0.0354	0.0398
7.49	0.063	0.624	0.462	0.883	0.9240	0.0201	0.0360	0.0412
8.46	0.051	0.705	0.438	0.802	0.9617	0.0245	0.0375	0.0448
9.24	0.041	0.770	0.416	0.707	0.9194	0.0473	0.0359	0.0594

Tabella 3: **Azoto adroni negativi vs ν** (Figura 4.9)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
2.64	0.163	0.220	0.610	0.809	0.7569	0.0622	0.0295	0.0688
3.56	0.134	0.297	0.571	0.892	0.7971	0.0356	0.0311	0.0473
4.54	0.109	0.378	0.543	0.929	0.8162	0.0277	0.0318	0.0422
5.53	0.091	0.461	0.518	0.943	0.8406	0.0247	0.0328	0.0411
6.50	0.075	0.542	0.490	0.911	0.8499	0.0244	0.0331	0.0395
7.49	0.062	0.624	0.465	0.867	0.8866	0.0261	0.0346	0.0433
8.47	0.049	0.706	0.437	0.783	0.8764	0.0315	0.0342	0.0465
9.23	0.041	0.769	0.412	0.701	0.9077	0.0598	0.0354	0.0695

Tabella 4: **Azoto pioni carichi vs ν** (Figura 4.7)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
2.63	0.162	0.220	0.619	0.797	0.7939	0.0384	0.0309	0.0493
3.55	0.136	0.296	0.563	0.903	0.8253	0.0231	0.0322	0.0396
4.53	0.111	0.378	0.534	0.934	0.8378	0.0185	0.0327	0.0376
5.51	0.092	0.459	0.514	0.946	0.8467	0.0166	0.0330	0.0369
6.50	0.075	0.542	0.492	0.918	0.8574	0.0164	0.0334	0.0372
7.49	0.062	0.624	0.470	0.871	0.8855	0.0178	0.0345	0.0388
8.47	0.050	0.706	0.443	0.790	0.9221	0.0215	0.0360	0.0419
9.23	0.041	0.769	0.419	0.702	0.8931	0.0410	0.0348	0.0538

Tabella 5: **Azoto pioni positivi vs ν** (Figura 4.9)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
2.62	0.161	0.219	0.625	0.792	0.8185	0.0483	0.0319	0.0579
3.55	0.137	0.296	0.561	0.909	0.8474	0.0301	0.0330	0.0447
4.53	0.111	0.378	0.528	0.939	0.8516	0.0246	0.0332	0.0413
5.51	0.091	0.459	0.509	0.946	0.8566	0.0225	0.0334	0.0403
6.50	0.076	0.542	0.490	0.926	0.8691	0.0225	0.0339	0.0407
7.48	0.062	0.624	0.469	0.874	0.8888	0.0248	0.0347	0.0426
8.46	0.050	0.705	0.442	0.796	0.9554	0.0302	0.0373	0.0480
9.23	0.040	0.769	0.422	0.700	0.8929	0.0578	0.0348	0.0675

Tabella 6: **Azoto pioni negativi vs ν** (Figura 4.9)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
2.64	0.163	0.220	0.612	0.808	0.7534	0.0637	0.0294	0.0702
3.56	0.134	0.297	0.566	0.894	0.7936	0.0369	0.0310	0.0482
4.54	0.109	0.378	0.541	0.928	0.8167	0.0291	0.0319	0.0431
5.52	0.091	0.460	0.521	0.945	0.8345	0.0262	0.0325	0.0418
6.50	0.075	0.542	0.494	0.907	0.8415	0.0261	0.0328	0.0419
7.49	0.062	0.624	0.472	0.866	0.8824	0.0282	0.0344	0.0445
8.47	0.049	0.706	0.443	0.781	0.8836	0.0342	0.0345	0.0486
9.23	0.040	0.769	0.416	0.702	0.8924	0.0649	0.0348	0.0736

Tabella 7: **Azoto kaoni carichi vs ν** (Figura 4.8)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
4.33	0.1133	0.3594	0.7351	0.9117	0.8304	0.0671	0.0324	0.0745
6.11	0.0817	0.5092	0.5901	0.9276	0.9032	0.0419	0.0352	0.0547
8.13	0.0547	0.6790	0.4863	0.8246	0.9011	0.0401	0.0351	0.0533

Tabella 8: **Azoto kaoni positivi vs ν** (Figura 4.9)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
4.35	0.1138	0.3600	0.7348	0.9168	0.8583	0.0743	0.0335	0.0815
6.09	0.0822	0.5080	0.6032	0.9306	0.9440	0.0471	0.0368	0.0598
8.10	0.0551	0.6773	0.4991	0.8295	0.9102	0.0469	0.0355	0.0588

Tabella 9: **Azoto kaoni negativi vs ν** (Figura 4.9)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
4.23	0.1109	0.3566	0.7240	0.8841	0.7193	0.1560	0.0281	0.1585
6.18	0.0800	0.5139	0.5398	0.9179	0.7638	0.0933	0.0298	0.0979
8.20	0.0535	0.6838	0.4512	0.8113	0.8766	0.0781	0.0342	0.0853

Tabella 10: **Azoto protoni vs ν** (Figura 4.9)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
6.25	0.0818	0.5182	0.8188	0.9468	1.0933	0.1273	0.0426	0.1343
8.19	0.0547	0.6845	0.6689	0.8319	0.9447	0.0976	0.0368	0.1043

Tabella 11: **Azoto adroni carichi vs z** (Figura 4.11)

$<z>$	$<x>$	$<y>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.25	0.0734	0.5837	0.8991	7.0040	0.9147	0.0141	0.0357	0.0384
0.35	0.0826	0.5396	0.9105	6.4756	0.8856	0.0131	0.0345	0.0369
0.45	0.0889	0.5123	0.9076	6.1475	0.8822	0.0141	0.0344	0.0372
0.55	0.0913	0.4958	0.8978	5.9499	0.8664	0.0162	0.0338	0.0375
0.65	0.0905	0.4906	0.8816	5.8869	0.8800	0.0189	0.0343	0.0392
0.75	0.0998	0.4819	0.8669	5.7834	0.8646	0.0218	0.0337	0.0402
0.85	0.0886	0.4733	0.8661	5.6801	0.8851	0.0245	0.0345	0.0423
0.94	0.0906	0.4645	0.8747	5.5596	0.7703	0.0314	0.0300	0.0435

Tabella 12: **Azoto adroni positivi vs z** (Figura 4.14)

$<z>$	$<x>$	$<y>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.25	0.0749	0.5791	0.9089	6.9484	0.9469	0.0179	0.0369	0.0410
0.35	0.0849	0.5330	0.9213	6.3962	0.9219	0.0163	0.0360	0.0395
0.45	0.0919	0.5041	0.9197	6.0495	0.9066	0.0176	0.0354	0.0395
0.55	0.0945	0.4865	0.9084	5.8374	0.8788	0.0200	0.0343	0.0397
0.65	0.0944	0.4788	0.8926	5.7476	0.8948	0.0235	0.0349	0.0421
0.75	0.0935	0.4721	0.8780	5.6660	0.8796	0.0273	0.0343	0.0438
0.85	0.0915	0.4664	0.8660	5.5967	0.9020	0.0312	0.0352	0.0470
0.94	0.0940	0.4580	0.8874	5.4955	0.7632	0.0399	0.0298	0.0498

Tabella 13: **Azoto adroni negativi vs** z (Figura 4.14)

$<z>$	$<x>$	$<y>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.25	0.0710	0.5913	0.8831	7.0956	0.8636	0.0231	0.0337	0.0408
0.35	0.0788	0.5517	0.8909	6.6213	0.8224	0.0222	0.0321	0.0390
0.45	0.0833	0.5273	0.8852	6.3285	0.8378	0.0240	0.0327	0.0405
0.55	0.0850	0.5140	0.8771	6.1681	0.8442	0.0280	0.0329	0.0432
0.65	0.0834	0.5120	0.8612	6.1437	0.8534	0.0320	0.0333	0.0462
0.75	0.0833	0.4990	0.8473	5.9904	0.8384	0.0362	0.0327	0.0488
0.85	0.0835	0.4846	0.8401	5.8152	0.8608	0.0397	0.0336	0.0520
0.94	0.0851	0.4751	0.8538	5.7009	0.7832	0.0509	0.0305	0.0594

Tabella 14: **Azoto pioni carichi vs** z (Figura 4.12)

$<z>$	$<x>$	$<y>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.25	0.0727	0.5835	0.8918	7.0014	0.8831	0.0159	0.0344	0.0379
0.35	0.0818	0.5391	0.9004	6.4697	0.8494	0.0155	0.0331	0.0366
0.45	0.0865	0.5157	0.8924	6.1888	0.8432	0.0170	0.0329	0.0370
0.55	0.0876	0.5043	0.8787	6.0512	0.8522	0.0196	0.0332	0.0386
0.65	0.0856	0.5037	0.8621	6.0443	0.8528	0.0222	0.0333	0.0400
0.75	0.0844	0.4971	0.8506	5.9653	0.8529	0.0249	0.0333	0.0416
0.85	0.0850	0.4841	0.8503	5.8088	0.8855	0.0270	0.0345	0.0438
0.94	0.0873	0.4738	0.8702	5.6853	0.7589	0.0338	0.0296	0.0449

Tabella 15: **Azoto pioni positivi vs** z (Figura 4.14)

$<z>$	$<x>$	$<y>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.25	0.0738	0.5797	0.9033	6.9561	0.9029	0.0211	0.0352	0.0411
0.35	0.0828	0.5357	0.9038	6.4279	0.8741	0.0204	0.0341	0.0397
0.45	0.0878	0.5117	0.8976	6.1411	0.8594	0.0226	0.0335	0.0428
0.55	0.0888	0.4989	0.8805	5.9854	0.8549	0.0259	0.0333	0.0422
0.65	0.0874	0.4967	0.8658	5.9611	0.8553	0.0296	0.0334	0.0446
0.75	0.0855	0.4946	0.8544	5.9364	0.8604	0.0333	0.0336	0.0473
0.85	0.0864	0.4819	0.8580	5.7838	0.9017	0.0362	0.0352	0.0505
0.94	0.0893	0.4702	0.8819	5.6419	0.7505	0.0445	0.0293	0.0533

Tabella 16: **Azoto pioni negativi vs** z (Figura 4.14)

$< z >$	$< x >$	$< y >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.25	0.0714	0.5884	0.8844	7.0615	0.8574	0.0244	0.0334	0.0414
0.35	0.0804	0.5440	0.8956	6.5273	0.8165	0.0240	0.0318	0.0399
0.45	0.0847	0.5209	0.8856	6.2512	0.8248	0.0259	0.0322	0.0413
0.55	0.0858	0.5116	0.8761	6.1389	0.8486	0.0300	0.0331	0.0447
0.65	0.0832	0.5127	0.8575	6.1525	0.8493	0.0338	0.0331	0.0473
0.75	0.0830	0.5000	0.8458	6.0022	0.8434	0.0376	0.0329	0.0500
0.85	0.0832	0.4867	0.8406	5.8408	0.8555	0.0407	0.0334	0.0526
0.94	0.0844	0.4787	0.8542	5.7449	0.7708	0.0521	0.0301	0.0602

Tabella 17: **Azoto kaoni carichi vs** z (Figura 4.13)

$< z >$	$< x >$	$< y >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.35	0.0534	0.6848	0.8102	8.2182	0.8997	0.0533	0.0351	0.0638
0.50	0.0692	0.5878	0.8760	7.0530	0.9028	0.0353	0.0352	0.0499
0.69	0.0828	0.5234	0.9099	6.2820	0.8800	0.0482	0.0343	0.0592
0.88	0.0872	0.4839	0.8854	5.8073	0.7900	0.0757	0.0308	0.0817

Tabella 18: **Azoto kaoni positivi vs** z (Figura 4.14)

$< z >$	$< x >$	$< y >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.35	0.0534	0.6831	0.8084	8.1980	0.9164	0.0240	0.0357	0.0431
0.50	0.0697	0.5866	0.8796	7.0383	0.9285	0.0300	0.0362	0.0470
0.69	0.0834	0.5208	0.9128	6.2579	0.9226	0.0338	0.0360	0.0494
0.88	0.0871	0.4902	0.8975	5.8821	0.7918	0.0407	0.0309	0.0511

Tabella 19: **Azoto kaoni negativi vs** z (Figura 4.14)

$< z >$	$< x >$	$< y >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.35	0.0534	0.6883	0.8134	8.2601	0.8662	0.0933	0.0338	0.0992
0.49	0.0678	0.5915	0.8661	7.0979	0.8317	0.0701	0.0324	0.0772
0.68	0.0799	0.5363	0.8947	6.4073	0.7073	0.1153	0.0276	0.1186
0.89	0.0885	0.4339	0.7864	5.2125	0.7752	0.2261	0.0302	0.2281

Tabella 20: **Azoto protoni vs** z (Figura 4.14)

$< z >$	$< x >$	$< y >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.56	0.0485	0.7212	0.7827	8.6547	0.9913	0.1459	0.0387	0.1509
0.75	0.0657	0.6171	0.8850	7.4048	0.9702	0.0766	0.0378	0.0854

Tabella 21: **Azoto adroni carichi vs** Q^2 (Figura 4.16)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.291	0.027	0.541	0.500	6.477	0.8699	0.0050	0.0339	0.0343
0.697	0.065	0.529	0.496	6.350	0.8712	0.0070	0.0340	0.0347
1.203	0.114	0.507	0.487	6.092	0.8847	0.0126	0.0345	0.0367
1.701	0.170	0.478	0.482	5.742	0.9320	0.0224	0.0363	0.0427
2.200	0.226	0.455	0.473	5.468	0.8943	0.0410	0.0349	0.0538
2.798	0.303	0.426	0.443	5.117	1.0464	0.0693	0.0408	0.0804

Tabella 22: **Azoto adroni positivi vs** Q^2 (Figura 4.19)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.293	0.028	0.533	0.500	6.406	0.8828	0.0066	0.0344	0.0351
0.699	0.067	0.521	0.496	6.252	0.8977	0.0090	0.0350	0.0361
1.203	0.117	0.501	0.487	6.013	0.8949	0.0158	0.0349	0.0383
1.702	0.172	0.473	0.482	5.671	0.9464	0.0277	0.0369	0.0461
2.201	0.230	0.452	0.480	5.426	0.9374	0.0491	0.0366	0.0612
2.798	0.309	0.421	0.450	5.057	1.0042	0.0851	0.0392	0.0937

Tabella 23: **Azoto adroni negativi vs Q^2** (Figura 4.19)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.288	0.026	0.548	0.501	6.582	0.8512	0.0815	0.0332	0.0880
0.692	0.062	0.543	0.496	6.516	0.8276	0.0120	0.0323	0.0344
1.201	0.111	0.520	0.485	6.244	0.8636	0.0022	0.0337	0.0338
1.700	0.164	0.491	0.484	5.890	0.9021	0.0406	0.0352	0.0537
2.199	0.222	0.464	0.457	5.568	0.7950	0.0786	0.0310	0.0845
2.797	0.295	0.437	0.459	5.244	1.1411	0.1237	0.0445	0.1315

Tabella 24: **Azoto pioni carichi vs Q^2** (Figura 4.17)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.290	0.026	0.544	0.506	6.504	0.8572	0.0057	0.0334	0.0339
0.695	0.064	0.536	0.501	6.405	0.8445	0.0082	0.0329	0.0339
1.201	0.112	0.516	0.490	6.160	0.8600	0.0151	0.0335	0.0368
1.700	0.167	0.486	0.483	5.816	0.9236	0.0273	0.0360	0.0452
2.190	0.222	0.461	0.470	5.535	0.8164	0.0516	0.0318	0.0606
2.796	0.301	0.427	0.448	5.157	1.0897	0.0891	0.0425	0.0987

Tabella 25: **Azoto pioni positivi vs Q^2** (Figura 4.19)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.291	0.027	0.539	0.505	6.469	0.8631	0.0079	0.0337	0.0346
0.696	0.065	0.529	0.500	6.353	0.8607	0.0111	0.0336	0.0354
1.201	0.114	0.510	0.490	6.130	0.8590	0.0200	0.0335	0.0390
1.700	0.168	0.482	0.480	5.791	0.9388	0.0362	0.0366	0.0515
2.186	0.222	0.462	0.478	5.547	0.8569	0.0665	0.0334	0.0744
2.793	0.310	0.423	0.442	5.080	1.1356	0.1225	0.0443	0.1303

Tabella 26: **Azoto pioni negativi vs** Q^2 (Figura 4.19)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.289	0.026	0.545	0.507	6.547	0.8519	0.0087	0.0332	0.0343
0.692	0.063	0.539	0.502	6.473	0.8232	0.0128	0.0321	0.0346
1.201	0.112	0.517	0.489	6.203	0.8611	0.0237	0.0336	0.0411
1.700	0.166	0.488	0.486	5.853	0.9028	0.0429	0.0352	0.0555
2.197	0.225	0.460	0.459	5.515	0.7573	0.0843	0.0295	0.0893
2.799	0.294	0.438	0.455	5.250	1.0378	0.1323	0.0405	0.1384

Tabella 27: **Azoto kaoni carichi vs** Q^2 (Figura 4.18)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.29	0.0230	0.5901	0.5338	7.0804	0.8587	0.0203	0.0335	0.0392
0.69	0.0556	0.5900	0.5464	7.0802	0.8807	0.0284	0.0343	0.0446
1.20	0.0988	0.5659	0.5591	6.7912	0.8549	0.0530	0.0333	0.0626
1.81	0.1624	0.5276	0.5923	6.3309	0.9617	0.0833	0.0375	0.0914

Tabella 28: **Azoto kaoni positivi vs** Q^2 (Figura 4.19)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.29	0.0233	0.5860	0.5467	7.0318	0.8736	0.0237	0.0341	0.0415
0.69	0.0563	0.5842	0.5604	7.0099	0.9011	0.0327	0.0351	0.0480
1.20	0.0999	0.5596	0.5752	6.7151	0.9152	0.0605	0.0357	0.0702
1.81	0.1635	0.5249	0.6096	6.2979	0.9263	0.0930	0.0361	0.0998

Tabella 29: **Azoto kaoni negativi vs** Q^2 (Figura 4.19)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.28	0.0222	0.6015	0.4973	7.1194	0.8175	0.0400	0.0319	0.0512
0.69	0.0532	0.6084	0.5022	7.3023	0.8260	0.0582	0.0322	0.0665
1.20	0.0948	0.5875	0.5049	7.0509	0.6799	0.1117	0.0265	0.1148
1.81	0.1593	0.5369	0.5223	6.4471	1.1215	0.1881	0.0437	0.1259

Tabella 30: **Azoto protoni vs** Q^2 (Figura 4.19)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.29	0.0201	0.6539	0.6996	7.8470	0.8657	0.0607	0.0338	0.0695
0.70	0.0484	0.6508	0.7023	7.8096	0.8111	0.0813	0.0316	0.0872
1.31	0.1011	0.6069	0.7301	7.2839	1.2482	0.1271	0.0487	0.1361

Tabella 31: **Azoto pioni neutri vs** ν (Figura 4.26)

$< \nu >$ (GeV)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
3.40	0.1162	0.3573	0.6811	0.9226	0.7663	0.1105	0.0316	0.1149
5.48	0.0887	0.4637	0.6024	0.9229	0.6910	0.0975	0.0278	0.1014
6.49	0.0765	0.5440	0.5509	0.9346	0.8202	0.0804	0.0309	0.0861
8.07	0.0536	0.6876	0.4732	0.8183	0.8584	0.0505	0.0311	0.0593

Tabella 32: **Azoto pioni neutri vs** z (Figura.27)

$< z >$	$< x >$	$< y >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.38	0.0591	0.6560	0.8419	7.8730	0.8182	0.0502	0.0302	0.0586
0.55	0.0684	0.6020	0.8738	7.2230	0.7155	0.0701	0.0261	0.0748
0.65	0.0716	0.5790	0.8764	6.9470	0.7148	0.0810	0.0267	0.0853
0.82	0.0752	0.5529	0.8612	6.6350	0.6708	0.0691	0.0251	0.0735

Tabella 33: **Azoto pioni neutri vs** Q^2 (Figura 4.28)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.30	0.0216	0.6277	0.5151	7.5326	0.8027	0.0298	0.0294	0.0419
0.70	0.0513	0.6300	0.5086	7.5603	0.7905	0.0388	0.0285	0.0481
1.21	0.0926	0.5979	0.5195	6.1732	0.8629	0.0699	0.0355	0.0784
1.92	0.1534	0.5536	0.5434	6.6438	0.8144	0.1127	0.0348	0.1180

Krypton

Tabella 34: **Krypton adroni carichi vs** ν (Figura 4.6)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
2.63	0.161	0.218	0.622	0.818	0.5959	0.0327	0.0232	0.0401
3.56	0.141	0.296	0.559	0.936	0.6122	0.0217	0.0239	0.0323
4.53	0.113	0.377	0.521	0.959	0.6571	0.0176	0.0256	0.0311
5.51	0.093	0.459	0.501	0.963	0.6854	0.0157	0.0267	0.0310
6.51	0.076	0.542	0.477	0.935	0.6779	0.0156	0.0264	0.0307
7.49	0.062	0.624	0.454	0.882	0.7183	0.0169	0.0280	0.0327
8.48	0.050	0.706	0.433	0.793	0.7586	0.0207	0.0296	0.0361
9.23	0.040	0.769	0.415	0.706	0.7815	0.0406	0.0305	0.0508

Tabella 35: **Krypton adroni positivi vs** ν (Figura 4.10)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
2.62	0.167	0.218	0.624	0.822	0.6482	0.0376	0.0253	0.0453
3.55	0.143	0.295	0.554	0.950	0.6499	0.0257	0.0253	0.0361
4.52	0.115	0.377	0.514	0.979	0.7028	0.0216	0.0274	0.0349
5.51	0.094	0.459	0.495	0.976	0.7156	0.0198	0.0279	0.0342
6.50	0.077	0.541	0.474	0.944	0.7012	0.0202	0.0273	0.0340
7.48	0.063	0.624	0.451	0.891	0.7409	0.0224	0.0289	0.0366
8.47	0.050	0.706	0.434	0.800	0.7886	0.0277	0.0308	0.0414
9.23	0.041	0.770	0.416	0.710	0.7728	0.0551	0.0301	0.0628

Tabella 36: **Krypton adroni negativi vs ν** (Figura 4.10)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
2.64	0.164	0.221	0.619	0.812	0.5724	0.0698	0.0223	0.0733
3.58	0.135	0.297	0.574	0.900	0.5248	0.0418	0.0205	0.0465
4.53	0.108	0.378	0.534	0.919	0.5722	0.0318	0.0223	0.0388
5.52	0.091	0.460	0.511	0.941	0.6336	0.0276	0.0247	0.0370
6.51	0.075	0.542	0.480	0.920	0.6393	0.0273	0.0249	0.0370
7.49	0.062	0.624	0.459	0.866	0.6823	0.0294	0.0266	0.0397
8.48	0.049	0.706	0.431	0.783	0.7149	0.0357	0.0279	0.0453
9.24	0.040	0.769	0.410	0.701	0.7942	0.0683	0.0310	0.0750

Tabella 37: **Krypton pioni carichi vs ν** (Figura 4.7)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
2.64	0.163	0.220	0.618	0.804	0.5707	0.0438	0.0223	0.0491
3.57	0.137	0.296	0.563	0.910	0.5621	0.0269	0.0219	0.0347
4.53	0.110	0.378	0.526	0.933	0.5996	0.0212	0.0234	0.0316
5.52	0.091	0.459	0.508	0.944	0.6456	0.0186	0.0252	0.0313
6.51	0.076	0.542	0.484	0.926	0.6497	0.0185	0.0253	0.0314
7.49	0.062	0.624	0.461	0.874	0.6840	0.0202	0.0267	0.0335
8.48	0.050	0.706	0.438	0.789	0.7463	0.0246	0.0291	0.0381
9.23	0.040	0.769	0.419	0.705	0.7575	0.0479	0.0295	0.0563

Tabella 38: **Krypton pioni positivi vs ν** (Figura 4.10)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
2.63	0.162	0.219	0.617	0.798	0.5699	0.0555	0.0222	0.0598
3.56	0.138	0.296	0.558	0.917	0.5860	0.0347	0.0229	0.0415
4.53	0.111	0.377	0.519	0.945	0.6212	0.0279	0.0242	0.0370
5.51	0.092	0.459	0.504	0.948	0.6532	0.0251	0.0255	0.0358
6.51	0.076	0.541	0.482	0.932	0.6506	0.0253	0.0254	0.0358
7.49	0.062	0.624	0.458	0.880	0.6898	0.0278	0.0269	0.0387
8.47	0.050	0.706	0.441	0.795	0.7580	0.0344	0.0296	0.0454
9.22	0.040	0.769	0.422	0.708	0.7251	0.0680	0.0283	0.0736

Tabella 39: **Krypton pioni negativi vs ν** (Figura 4.10)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
2.65	0.164	0.221	0.619	0.813	0.5715	0.0714	0.0223	0.0748
3.58	0.135	0.297	0.573	0.900	0.5274	0.0433	0.0206	0.0479
4.53	0.108	0.378	0.533	0.918	0.5674	0.0335	0.0221	0.0401
5.52	0.090	0.460	0.515	0.939	0.6367	0.0292	0.0248	0.0383
6.51	0.075	0.542	0.485	0.918	0.6471	0.0290	0.0252	0.0384
7.49	0.062	0.624	0.467	0.865	0.6761	0.0317	0.0264	0.0412
8.48	0.049	0.706	0.437	0.781	0.7320	0.0385	0.0285	0.0479
9.24	0.040	0.769	0.415	0.700	0.7975	0.0735	0.0311	0.0798

Tabella 40: **Krypton kaoni carichi vs ν** (Figura 4.8)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
4.37	0.1152	0.3611	0.7228	0.9271	0.6133	0.0756	0.0239	0.0793
6.11	0.0819	0.5091	0.5865	0.9291	0.6882	0.0464	0.0268	0.0536
8.17	0.0546	0.6806	0.4855	0.8248	0.7227	0.0444	0.0282	0.0526

Tabella 41: **Krypton kaoni positivi vs ν** (Figura 4.10)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
4.34	0.1149	0.3595	0.7309	0.9210	0.6333	0.0837	0.0247	0.0873
6.11	0.0824	0.5087	0.5996	0.9333	0.7259	0.0518	0.0283	0.0590
8.16	0.0549	0.6796	0.4985	0.8276	0.7494	0.0515	0.0292	0.0592

Tabella 42: **Krypton kaoni negativi vs ν** (Figura 4.10)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
4.51	0.1162	0.3684	0.6863	0.9507	0.5307	0.1771	0.0207	0.1783
6.10	0.0804	0.5104	0.5349	0.9146	0.5592	0.1054	0.0218	0.1076
8.19	0.0538	0.6833	0.4476	0.8169	0.6506	0.0888	0.0254	0.0924

Tabella 43: **Krypton protoni vs** ν (Figura 4.10)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
6.13	0.0855	0.5130	0.8263	0.9793	0.8329	0.1406	0.0325	0.1443
8.22	0.0541	0.6855	0.6655	0.8254	0.6522	0.1132	0.0254	0.1160

Tabella 44: **Krypton adroni carichi vs** z (Figura 4.11)

$<z>$	$<x>$	$<y>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.25	0.0736	0.5837	0.9020	7.0036	0.7823	0.0151	0.0305	0.0340
0.35	0.0828	0.5400	0.9120	6.4802	0.6997	0.0144	0.0273	0.0309
0.45	0.0885	0.5130	0.9057	6.1528	0.6786	0.0157	0.0265	0.0308
0.55	0.0913	0.4971	0.9014	5.9650	0.6591	0.0181	0.0257	0.0314
0.65	0.0908	0.4911	0.8846	5.8933	0.6406	0.0213	0.0250	0.0328
0.75	0.0900	0.4825	0.8686	5.7905	0.5952	0.0250	0.0232	0.0341
0.85	0.0901	0.4743	0.8687	5.6911	0.5989	0.0283	0.0234	0.0367
0.94	0.0908	0.4647	0.8747	5.5759	0.5125	0.0368	0.0200	0.0419

Tabella 45: **Krypton adroni positivi vs** z (Figura 4.15)

$<z>$	$<x>$	$<y>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.25	0.0753	0.5784	0.9129	6.9395	0.8291	0.0190	0.0323	0.0375
0.35	0.0852	0.5326	0.9244	6.3914	0.7356	0.0179	0.0287	0.0338
0.45	0.0921	0.5034	0.9212	6.0405	0.7087	0.0194	0.0276	0.0338
0.55	0.0952	0.4858	0.9145	5.8296	0.6699	0.0223	0.0261	0.0343
0.65	0.0947	0.4791	0.8948	5.7479	0.6648	0.0263	0.0259	0.0369
0.75	0.0939	0.4736	0.8835	5.6830	0.6223	0.0311	0.0243	0.0394
0.85	0.0930	0.4640	0.8780	5.6276	0.6152	0.0359	0.0240	0.0432
0.94	0.0932	0.4601	0.8834	5.5214	0.4847	0.0475	0.0189	0.0511

Tabella 46: **Krypton adroni negativi vs** z (Figura 4.15)

$<z>$	$<x>$	$<y>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.25	0.0707	0.5928	0.8840	7.1137	0.7091	0.0251	0.0277	0.0373
0.35	0.0781	0.5539	0.8887	6.6464	0.6371	0.0246	0.0248	0.0350
0.45	0.0817	0.5312	0.8760	6.3747	0.6227	0.0269	0.0243	0.0362
0.55	0.0842	0.5191	0.8759	6.2288	0.6386	0.0312	0.0249	0.0399
0.65	0.0835	0.5143	0.8652	6.1714	0.5949	0.0367	0.0232	0.0434
0.75	0.0830	0.4990	0.8407	5.9891	0.5485	0.0424	0.0214	0.0475
0.85	0.0854	0.4829	0.8533	5.7946	0.5748	0.0462	0.0224	0.0514
0.94	0.0869	0.4770	0.8611	5.6630	0.5580	0.0583	0.0218	0.0622

Tabella 47: **Krypton pioni carichi vs** z (Figura 4.12)

$<z>$	$<x>$	$<y>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.25	0.0736	0.5837	0.9021	7.0036	0.7327	0.0172	0.0286	0.0334
0.35	0.0828	0.5400	0.9120	6.4801	0.6544	0.0172	0.0255	0.0308
0.45	0.0885	0.5130	0.9057	6.1555	0.6330	0.0190	0.0247	0.0312
0.55	0.0912	0.4971	0.9014	5.9650	0.6301	0.0220	0.0246	0.0330
0.65	0.0908	0.4911	0.8846	5.8933	0.6093	0.0253	0.0238	0.0347
0.75	0.0900	0.4825	0.8686	5.7095	0.5765	0.0288	0.0225	0.0365
0.85	0.0901	0.4743	0.8687	5.6911	0.5985	0.0313	0.0233	0.0390
0.94	0.0908	0.4647	0.8747	5.5759	0.5132	0.0394	0.0200	0.0442

Tabella 48: **Krypton pioni positivi vs** z (Figura 4.15)

$<z>$	$<x>$	$<y>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.25	0.0740	0.5807	0.9031	6.9681	0.7491	0.0229	0.0292	0.0371
0.35	0.0831	0.5359	0.9103	6.4306	0.6700	0.0226	0.0261	0.0345
0.45	0.0878	0.5116	0.8980	6.1391	0.6431	0.0253	0.0251	0.0356
0.55	0.0882	0.5007	0.8794	6.0086	0.6207	0.0293	0.0242	0.0380
0.65	0.0875	0.4987	0.8704	5.9842	0.6138	0.0336	0.0239	0.0413
0.75	0.0859	0.4944	0.8556	5.9326	0.5944	0.0382	0.0232	0.0447
0.85	0.0874	0.4855	0.8693	5.8264	0.6090	0.0418	0.0238	0.0481
0.94	0.0887	0.4744	0.8808	5.6933	0.4727	0.0532	0.0184	0.0563

Tabella 49: **Krypton pioni negativi vs** z (Figura 4.15)

$< z >$	$< x >$	$< y >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.25	0.0713	0.5900	0.8868	7.0794	0.7115	0.0265	0.0277	0.0384
0.35	0.0794	0.5470	0.8890	6.5630	0.6334	0.0265	0.0247	0.0362
0.45	0.0834	0.5247	0.8800	6.2965	0.6199	0.0290	0.0242	0.0378
0.55	0.0837	0.5176	0.8710	6.2112	0.6426	0.0334	0.0251	0.0418
0.65	0.0831	0.5162	0.8621	6.1947	0.6034	0.0385	0.0235	0.0451
0.75	0.0824	0.5007	0.8374	6.0094	0.5537	0.0439	0.0216	0.0489
0.85	0.0845	0.4847	0.8485	5.8165	0.5856	0.0471	0.0228	0.0523
0.94	0.0863	0.4741	0.8596	5.6886	0.5697	0.0589	0.0222	0.0630

Tabella 50: **Krypton kaoni carichi vs** z (Figura 4.13)

$< z >$	$< x >$	$< y >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.35	0.0538	0.6855	0.8167	8.2261	0.7265	0.0581	0.0283	0.0646
0.49	0.0698	0.5876	0.8827	7.0506	0.6979	0.0390	0.0272	0.0476
0.69	0.0827	0.5254	0.9031	6.3051	0.7029	0.0528	0.0274	0.0595
0.87	0.0848	0.4939	0.8751	5.9268	0.5173	0.0887	0.0202	0.0910

Tabella 51: **Krypton kaoni positivi vs** z (Figura 4.15)

$< z >$	$< x >$	$< y >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.35	0.0533	0.6853	0.8174	8.2237	0.7789	0.0696	0.0304	0.0759
0.49	0.0703	0.5866	0.8877	7.0380	0.7129	0.0452	0.0278	0.0531
0.69	0.0831	0.5255	0.9111	6.3070	0.7482	0.0578	0.0292	0.0647
0.87	0.0838	0.4971	0.8742	5.9652	0.5598	0.0918	0.0218	0.0944

Tabella 52: **Krypton kaoni negativi vs** z (Figura 4.15)

$< z >$	$< x >$	$< y >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.35	0.0551	0.6858	0.8377	8.2285	0.6214	0.1056	0.0242	0.1083
0.49	0.0682	0.5908	0.8687	7.8866	0.6565	0.0772	0.0256	0.0813
0.66	0.0805	0.5235	0.8597	6.2827	0.5196	0.1312	0.0203	0.1328
0.87	0.1032	0.4454	0.9215	5.3522	0.1899	0.3967	0.0074	0.3968

Tabella 53: **Krypton protoni vs** z (Figura 4.15)

$< z >$	$< x >$	$< y >$	$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.56	0.0480	0.7231	0.7787	8.6772	0.6867	0.1660	0.0268	0.1681
0.75	0.0671	0.6133	0.8941	7.3606	0.6857	0.0869	0.0267	0.0909

Tabella 54: **Krypton adroni carichi vs** z (Figura 4.16)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.292	0.027	0.542	0.496	6.513	0.6312	0.0057	0.0246	0.0253
0.698	0.065	0.532	0.489	6.377	0.6626	0.0079	0.0258	0.0270
1.201	0.114	0.508	0.479	6.103	0.6852	0.0140	0.0267	0.0302
1.699	0.170	0.478	0.477	5.743	0.7346	0.0248	0.0286	0.0379
2.201	0.226	0.458	0.473	5.496	0.7345	0.0448	0.0286	0.0532
2.787	0.302	0.429	0.450	5.152	0.8254	0.0760	0.0322	0.0825

Tabella 55: **Krypton adroni positivi vs** z (Figura 4.20)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR $stat.$	ΔR $syst.$	ΔR $tot.$
0.294	0.028	0.536	0.494	6.432	0.6523	0.0075	0.0254	0.0265
0.699	0.067	0.523	0.488	6.274	0.6870	0.0100	0.0268	0.0286
1.203	0.117	0.501	0.479	6.019	0.7148	0.0174	0.0279	0.0329
1.699	0.172	0.473	0.473	5.674	0.7651	0.0302	0.0298	0.0425
2.202	0.229	0.454	0.469	5.446	0.7660	0.0536	0.0299	0.0614
2.768	0.306	0.423	0.450	5.073	0.8597	0.0912	0.0335	0.0972

Tabella 56: **Krypton adroni negativi vs** z (Figura 4.20)

$<Q^2>$ (GeV^2)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.288	0.026	0.553	0.499	6.638	0.5977	0.0094	0.0233	0.0251
0.694	0.062	0.547	0.489	6.558	0.6224	0.0134	0.0243	0.0277
1.198	0.110	0.523	0.478	6.271	0.6285	0.0252	0.0245	0.0352
1.700	0.164	0.491	0.474	5.896	0.6728	0.0454	0.0262	0.0524
2.198	0.220	0.469	0.484	5.618	0.6616	0.0855	0.0258	0.0893
2.837	0.294	0.445	0.448	5.342	0.7513	0.1426	0.0293	0.1456

Tabella 57: **Krypton pioni carichi vs** Q^2 (Figura 4.17)

$<Q^2>$ (GeV^2)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.290	0.027	0.546	0.503	6.549	0.6133	0.0066	0.0239	0.0248
0.696	0.064	0.537	0.508	6.444	0.6296	0.0093	0.0246	0.0263
1.199	0.112	0.515	0.481	6.177	0.6503	0.0169	0.0254	0.0305
1.696	0.167	0.485	0.476	5.825	0.6919	0.0306	0.0270	0.0408
2.203	0.220	0.467	0.478	5.606	0.6747	0.0563	0.0263	0.0621
2.784	0.297	0.436	0.438	5.235	0.8097	0.0993	0.0316	0.1042

Tabella 58: **Krypton pioni positivi vs** Q^2 (Figura 4.20)

$<Q^2>$ (GeV^2)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.291	0.027	0.542	0.502	6.504	0.6205	0.0090	0.0242	0.0258
0.697	0.065	0.533	0.492	6.386	0.6319	0.0126	0.0246	0.0277
1.200	0.113	0.512	0.480	6.143	0.6667	0.0222	0.0260	0.0342
1.694	0.168	0.483	0.476	5.798	0.7109	0.0404	0.0277	0.0490
2.206	0.221	0.468	0.474	5.609	0.6981	0.0727	0.0272	0.0776
2.764	0.304	0.428	0.435	5.147	0.9022	0.1332	0.0352	0.1378

Tabella 59: **Krypton pioni negativi vs Q^2** (Figura 4.20)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.288	0.026	0.551	0.506	6.602	0.6037	0.0099	0.0235	0.0255
0.694	0.062	0.543	0.496	6.518	0.6260	0.0143	0.0244	0.0283
1.198	0.111	0.519	0.482	6.225	0.6271	0.0268	0.0245	0.0363
1.700	0.166	0.489	0.476	5.864	0.6664	0.0483	0.0260	0.0548
2.198	0.221	0.467	0.487	5.600	0.6405	0.0912	0.0250	0.0946
2.814	0.291	0.446	0.442	5.350	0.7057	0.1518	0.0275	0.1543

Tabella 60: **Krypton kaoni carichi vs Q^2** (Figura 4.18)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.291	0.0230	0.5938	0.5307	7.1245	0.6474	0.0229	0.0252	0.0341
0.698	0.0553	0.5925	0.5435	7.1105	0.6742	0.0315	0.0263	0.0410
1.202	0.0985	0.5694	0.5509	6.8324	0.7070	0.0574	0.0276	0.0637
1.846	0.1636	0.5246	0.5928	6.2939	0.7109	0.0933	0.0277	0.0973

Tabella 61: **Krypton kaoni positivi vs Q^2** (Figura 4.20)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.291	0.0232	0.5899	0.5433	7.0785	0.6750	0.0264	0.0263	0.0373
0.698	0.0561	0.5872	0.5582	7.0469	0.7959	0.0359	0.0310	0.0475
1.202	0.0991	0.5647	0.5670	6.7769	0.7406	0.0658	0.0289	0.0719
1.846	0.1636	0.5250	0.6079	6.2991	0.6995	0.1036	0.0273	0.1071

Tabella 62: **Krypton kaoni negativi vs Q^2** (Figura 4.20)

$< Q^2 >$ (GeV^2)	$< x >$	$< y >$	$< z >$	$< \nu >$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.286	0.0222	0.6051	0.4936	7.2606	0.5724	0.0461	0.0223	0.0512
0.691	0.0527	0.6103	0.4940	7.3231	0.5775	0.0666	0.0225	0.0703
1.206	0.0967	0.5838	0.4995	7.0059	0.6088	0.1189	0.0237	0.1212
1.786	0.1634	0.5226	0.5274	6.2725	0.7625	0.2149	0.0297	0.2169

Tabella 63: **Krypton protoni vs** Q^2 (Figura 4.20)

$<Q^2>$ (GeV^2)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.299	0.0204	0.6554	0.6986	7.8635	0.6005	0.0701	0.0234	0.0739
0.710	0.0490	0.6483	0.7008	7.7802	0.5924	0.0916	0.0231	0.0945
1.396	0.1057	0.6018	0.7416	7.2231	0.8005	0.1468	0.0312	0.1501

Tabella 64: **Krypton pioni neutri vs** ν (Figura 4.26)

$<\nu>$ (GeV)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
3.45	0.1134	0.3552	0.6980	0.8940	0.5735	0.1243	0.0207	0.1260
5.48	0.0887	0.4638	0.6050	0.9240	0.4675	0.1138	0.0179	0.1152
6.49	0.0767	0.5438	0.5561	0.9370	0.5446	0.0936	0.0255	0.0970
8.07	0.0535	0.6885	0.4764	0.8169	0.6638	0.0567	0.0250	0.0620

Tabella 65: **Krypton pioni neutri vs** z (Figura 4.27)

$<z>$	$<x>$	$<y>$	$<Q^2>$ (GeV^2)	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.38	0.0588	0.6585	0.8412	7.9030	0.5690	0.0573	0.0208	0.0610
0.55	0.0675	0.6020	0.8656	7.2230	0.4765	0.0818	0.0179	0.0837
0.65	0.0702	0.5850	0.8672	7.0160	0.5245	0.0913	0.0205	0.0936
0.82	0.0746	0.5582	0.8622	6.7000	0.5714	0.0743	0.0238	0.0780

Tabella 66: **Krypton pioni neutri vs** Q^2 (Figura 4.28)

$<Q^2>$ (GeV^2)	$<x>$	$<y>$	$<z>$	$<\nu>$ (GeV)	R	ΔR *stat.*	ΔR *syst.*	ΔR *tot.*
0.30	0.0214	0.6528	0.5276	7.5096	0.5847	0.0341	0.0235	0.0414
0.70	0.0512	0.6313	0.5131	7.5758	0.5929	0.0434	0.0213	0.0483
1.21	0.0912	0.6043	0.5167	7.2503	0.6617	0.0774	0.0408	0.0875
1.92	0.1512	0.5573	0.5483	6.6879	0.5074	0.1347	0.0244	0.1370

Ringraziamenti

Credo che questa esperienza non avrebbe potuto aver luogo senza il contributo di molte persone che ho incontrato in tutti questi anni.

Vorrei iniziare con un profondo ringraziamento al Prof. Raffaele De Leo per avermi guidato e consigliato nel migliore dei modi in tutti questi anni. A lui devo molto della mia maturazione scientifica di questi anni.

Un ulteriore sentito ringraziamento va a Pasquale Di Nezza per l'enorme pazienza e disponibilità dimostrata nei miei riguardi. E' impossibile dimenticare le numerose e fruttuose discussioni e l'infinita quantità di tempo che mi ha dedicato. Ho imparato molto da lui.

A Valeria un grazie di cuore per la sua disponibilità e per la sua estrema chiarezza nel guidarmi nel complesso mondo dei modelli teorici dell'attenuazione nucleare.

Un grazie anche ad Erika Garutti per il tempo e la pazienza accordatami e per gli utili consigli e suggerimenti fornitimi nei primi periodi dell'analisi.

Un grazie alla collaborazione internazionale HERMES che mi ha dato la possibilità di lavorare in un ambiente di altissimo livello e di incontrare persone di alto livello professionale ed umano.

Come dimenticare gli amici incontrati ad Amburgo in questi anni che hanno reso sopportabili le lunghe settimane di shift e le estati tiepidine dell'Europa del Nord. I barbeque sull'ELBE, e non solo, i cavatelli e ceci di Lara, le cene varie, il DOOM, sono diventati quasi tradizioni dei periodi amburghesi. Grazie Erika, Lara, Paolo, Pasquale, Davide, Marco Cont., Marco Capp. (spero di riuscire a bere il tuo famoso nocino prodotto in terra teutonica), Marco S., Riccardo, Alessandra e tutti gli altri, italiani e non, con i quali ho avuto contatti dal mio primo ingresso nella collaborazione HERMES.

Ed infine, ma non per questo meno importante, un grazie a Giulia.

Bibliografia

[1] R. Hofstadter. *Electron scattering and nuclear and nucleon structure.* W.A. Benjamin, INC., N.Y., (1963).

[2] M. Gell-Mann. *A schematic model of baryons and mesons*. Phys. Lett., **8**, (1964), p. 214.

[3] G. Zweig. *An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking*. Technical report, **CERN-TH-412**, (1964).

[4] J.D. Bjorken. *Asymptotic sum rules at infinite momentum*. Phys. Rev., **179**, (1969), p. 1547.

[5] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, and H. Leutwyler. *Advantages of the color octet picture*. Phys. Lett., **B47**, (1973), p. 365.

[6] X.F. Guo and X.N. Wang, *Multiple scattering, parton energy loss and modified fragmentations in deeply inelastic eA scattering*. Phys. Rev. Lett., **85**, (2000), p. 3592.

[7] K. Abe et al. *Precision determination of the neutron spin structure function* g_1^n . Phys. Rev. Lett., **79**, (1997), p. 26.

[8] K. Abe et al. *Measurement of the neutron spin structure function* g_2^n *and asymmetry* A_2^n . Phys. Lett., **B404**, (1997), p. 377.

[9] P.L. Anthony et al. *Measurement of the deuteron spin structure function g_1^d for* $1(GeV/c)^2 < Q^2 < 40(GeV/c)^2$ Phys. Lett., **B463**, (1999), p. 339.

[10] P.L. Anthony et al. *Measurement of the proton the deuteron spin structure function g_2 and asymmetry A_2* . Phys. Lett., **B458**, (1999), p. 529.

[11] F.Halzen and A.D.Martin, *Quark and Leptons : an introductory course in modern particle physics*, Wiley and Sons, New York (1984)

[12] F.Mandl and G.Show, *Quantum Field Theory*, Wiley and Sons, New York (1984)

[13] W. Greiner and A. Schäfer, *Quantum Chromodynamics*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York (1994)

[14] B.Lampe and E.Reya, **hep-ph/9810270**

[15] E.L.Berger, Proceedings Stanford (1987) SLAC 316, 82

[16] T.Uematsu, Phys. Lett. **B79** (1978) 97

[17] 66] J.Binnewies, **hep-ph/9707269**

[18] EMC coll., M.Arneodo et al., Z.Phys. **C31** (1986) 1

[19] J.J.Aubert et al., Z.Phys. **C31** (1986) 175

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

[21] A. Bialas and T. Chmaj. *Leptoproduction of hadrons from nuclear targets and fragmentation of quarks into hadrons.* Phys. Lett., **B133**, 1983, p. 241.

[22] A. Bialas and M. Gyulassy. *LUND model and an outside - inside aspect of the inside - outside cascade.* Nucl. Phys., **B291**, 1987, p. 793.

[23] K. Gottfried. *Space-time structure of hadronic collisions and nuclear multiple production.* Phys. Rev. Lett., **32**, 1974, p. 957.

[24] B. Kopeliovich, J. Nemchik, and E. Predazzi. *Hadronization in nuclear environment and electroproduction of leading hadrons.* hep-ph/ **9511214**, 1995.

[25] J. Ashman et al. *Comparison of forward hadrons produced in muon interactions on nuclear targets and deuterium.* Z. Phys., **C52**, 1991, pages 1–12.

[26] A. Airapetian et al. (HERMES collaboration) *Hadron formation in deep-inelastic positron scattering in a nuclear environment.* Eur. Phys. J., **C20**, 2001, pages 479–486.

[27] A. Accardi and H.J. Pirner. *Nuclear modifications of fragmentation functions and rescaling models.* nucl-th/**0205008**, 2002.

[28] A. Accardi, V. Muccifora, and H.J. Pirner. *Hadron production in deep inelastic lepton nucleus scattering.* Nucl. Phys. **A720**, (2003), 131-156.

[29] R.L. Jaffe, F.E. Close, R.G. Roberts, and G. G. Ross. *On the nuclear dependence of electroproduction.* Phys. Lett., **B134**, 1984, p. 449.

[30] A. Airapetian et al. (HERMES collaboration) Phys. Lett. **B577**, 2003, page 37.

[31] T. Falter, W. Cassing, K. Gallmeister and U. Mosel *Hadron attenuation in deep inelastic lepton-nucleus scattering*, nucl-th/0406023 v2, Sep 2004.

[32] T. Sjöstrand, et al., Comput. Phys. Commun. **135** (2001) 238-259; T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna, PYTHIA 6.2 Physics and Manual, hep-ph/**0108264**.

[33] A. Airapetian, et al., HERMES Collaboration, Eur. Phys. J. **C21** (2001) 599-606).

[34] C. Ciofi degli Atti, B. Z. Kopeliovich, Eur. Phys. J. **A17** (2003) 133-144.

[35] M. Effenberger, E. L. Bratkovskaya, U. Mosel, Phys. Rev. **C60** (1999) 044614.

[36] B. Andersson, G. Gustafson, H. Pi, Z. Phys. **C57** (1993) 485-494.

[37] M. Effenberger, U. Mosel, Phys. Rev. **C62** (2000) 014605; T.Falter, U. Mosel, Phys. Rev. C66 (2002) 024608.

[38] T. Falter, K. Gallmeister, U. Mosel, Phys. Rev. C67 (2003) 054606.

[39] W. Cassing, E. L. Bratkovskaya, Phys. Rep. **308** (1999) 65-233.

[40] W. Cassing, E. L. Bratkovskaya, O. Hansen, Nucl. Phys. **A707** (2002) 224-238).

[41] J. Geiss, W. Cassing, C. Greiner, Nucl. Phys. **A644** (1998) 107138).

[42] V. Muccifora, HERMES Collaboration, Nucl. Phys. **A711** (2002), 254-263; E. Garutti, HERMES Collaboration, Acta Phys. Pol. **B33**(2002) 3013-3017.

[43] X.N. Wang. *Particle production in high-energy heavy-ion collisions.* hep-ph/**0111404**, 2001.

[44] R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, S. Peigne, and D. Schiff. *Radiative energy loss and p T-broadening of high energy partons in nuclei.* Nucl. Phys., **B484**, 1997, pages 265-282.

[45] HERMES collaboration, Hermes Technical Design Report. DESY-PRC-93-06,(1993);

[46] A.A. Sokolov and I.M. Ternov, *On polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation*. Sov. Phys. Dokladi, **8**,(1964), p. 1203.

[47] D.P. Barber, et al., *The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization*. Nucl. Instr. and Meth. **A338**,(2000),p. 21.

[48] D.P. Barber, et al., *The first achievement of longitudinal spin polarization in a high-energy electron storage ring*. Phys. Lett. **B343**,(1995), p. 346.

[49] M. Dueren, *The HERMES experiment: from the design to the first results*, Friedrich-Alexander-Univ. Erlangen-Nürnberg (1995).

[50] M. Beckmann, et al., *The longitudinal polarimeter at HERA*,Nucl. Instr. and Meth. **A461**,(2000),p. 21.

[51] M. Beckmann, *Extraction of polarised quark distributions of the nucleon from deep-inelastic scattering at the HERMES experiment*, Ph.D. thesis, Albert-Ludwigs-Univ. Friburg, Germany, (2000).

[52] W. Haerbeli, *Free and stored atomic beams as internal polarized targets*, in AIP Conf. Proc. Nucl. Phys. with Stored, Cooled Beams, Indiana, (1984).

[53] R. Gilman, et al., *A polarized gas internal target using a storage cell in an electron storage ring*, Nucl. Instr. Meth., **A327**, (1993), p. 277.

[54] J.S. Dunham, et al., *A H_2 gas jet as internal target*, Nucl. Instr. and Meth., **A219**, (1984), p. 46.

[55] D. Adams, et al., *The polarized double cell target of the SMC*, Nucl. Instr. and Meth., A437, (1999), p. 23.

[56] S.F. Pate, et al., *The HERMES polarized internal gas target*, in Proc. Conf. Int. Workshop on polarized beams and polarized gas targets, London, England, (1996).

[57] D. de Schepper, et al., *The HERMES polarized ^3He internal gas target*, Nucl. Instr. and Meth., A419, (1998), p. 16.

[58] K. Acherstaff, et al. (HERMES coll.), *The HERMES spectrometer*, Nucl. Instr. and Meth. **A417**,(1998), p. 230.

[59] M.Geijsberts et al., Nucl. Instr. and Meth. **A313** (1992) 377

[60] E.Cisbani, Tesi Dottorato Univ. La Sapienza Roma, X ciclo (1998)

[61] N. Akopov et al. *The HERMES dual-radiator ring imaging Cerenkov detector.* Nucl. Instr. Meth., **A479**, (2002), p. 511.

[62] D. de Schepper, R. Kaiser, and E. Cisbani. *Particle identification with the HERMES RICH detector: description of different approaches.* **HERMES internal note/98-008**, (1998).

[63] A.T. Maas. *Particle identification with RICH detectors: algorithms and their optimization*, PhD thesis, GSI Darmstadt, DESY Zeuthen, Germany, (2000).

[64] J.V.Emerson, HERMES Note, 96-038 (1996)

[65] M.Kobayashi et al., Nota Interna KEK 93-178 (1993)

[66] A.Fantoni, Tesi Dottorato Univ. Calabria, VIII ciclo, (1996)

[67] R. Kaiser, *Measurement of the Spin Structure of the Neutron using Polarised Deep Inelastic Scattering*, PhD thesis, Simon Fraser University, Vancouver (1997)

[68] J. Wendland, *Improved Particle Identification at HERMES and Polarised Valence Quark Distributions in the Proton*, Master thesis, Simon Fraser University, Vancouver (1999)

[69] S.M.Fisher P.Palazzi, The ADAMO Data System, CERN-ECP and Rutherford Lab. (1993)

[70] B.Z. Kopeliovich, J. Nemchik, E. Predazzi and A. Hayashigaki *Nuclear Hadronization: Within or Without?* hep-ph/0311220, 2003

[71] P.Di Nezza, E. Garutti, V.Muccifora, *Addendum to HERMES Interal Note 01-022*.

[72] B. Zihlmann, HERMES Interal Note , March 2003.

[73] P.B. van der Nat, HERMES Interal Note 00-003.

[74] A.A. Akhundov, D.Y. Bardin and N.M. Shumeico, *Electromagnetic corrections to the deep inelastic μ-p scattering at high-energies* Sov. J. Nucl. Phys. **26**, 1977, p.660.

[75] D.Y. Bardin and N.M. Shumeico, *On the weak neutral current and electromagnetic effects on the quantities measures in deep inelastic lepton-N scattering* Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 1979, p.499.

[76] A.A. Akhundov, D.Y. Bardin and N.M. Shumeico, *Electromagnetic corrections to elastic radiative tail in deep inelastic lepton-nucleon scattering* Sov. J. Nucl. Phys. **44**, 1986, p.988.

[77] E. Garutti, Ph.D. thesis, University of Amsterdam, 2003.

[78] B. Zihlmann, privat communications.

[79] N. Bianchi, P.Di Nezza, E. Garutti and V.Muccifora, Internal report HERMES 01-022,2001.

[80] J.J. van Hunen, *Deep inelastic scattering off* ^{14}N Ph.D. thesis, Utrecth University, 2000.

[81] J.E. Sundermann, *Exclusive diffractive production of* ρ^0 *at 12 GeV and 27 GeV beam energy*, HERMES summer student report (2001)

[82] B.Z. Kopeliovich, J. Nemchik, E. Predazzi, Proceedings of the workshop on Future Physics at HERA, Edited by G. Ingelman, A. De Rorck and R. Klanner, DESY 1995/1996, vol2,1038 nucl-th/9607036

[83] W. Brooks, *Space-time properties of hadronization from nuclear deep inelastic scattering*, in Proceedings of the 2nd Conference on Nuclear and Particle Physics with CEBAF at Jlab (NAPP 2003), Dubrovnik, Croatia, 2003, nucl-ex/0310032 (2003);

[84] K.Wang, J.P. Chen, and B. Norum, *Hadronization in nuclei by deep inelastic electron scattering*, Jefferson Lab proposal PR 04-002 (2004).

[85] L. Mallet, C. R. Acad. Sci. (Paris) 183 (1926) 274

[86] I. M. Frank and I. G. Tamm, dokl. Akad. Nauk. SSSR, 14 (1937) 109

[87] P.A. Čerenkov, Phys. Rev. 52 (1937) 378

[88] J. Seguinot and T. Ypsilantis, Nucl. Instr. and Meth. **142** (1977) 377; J. Seguinot and T. Ypsilantis, Nucl. Instr. and Meth. **A343** (1994) 1; T. Ypsilantis and J. Seguinot, Nucl. Instr. and Meth. **A343** (1994) 30;

[89] T. Ekelöf, *The experimental method of ring-imaging Cherenkov (RICH) counters*, CERN-EP/**84-168**, Lecture given at the 1984 SLAC Summer Institute on Particle Physics, July-August 1984.

Elenco delle figure

1.1 Diagramma OPA della diffusione leptone-nucleone. k, k', q, P e P_π sono rispettivamente il quadrimpulso del leptone incidente, uscente, del fotone virtuale, del nucleo bersaglio e del residuo non rivelato. $L^{\mu\nu}$ e $W_{\mu\nu}$ sono rispettivamente il tensore leptonico e quello adronico. 9

1.2 Funzione di struttura del protone, non polarizzata, in funzione di Q^2 e per vari valori di x. 13

1.3 Diagramma SIDIS leptone-nucleone all'ordine più basso. . . . 16

2.1 Rappresentazione del processo di formazione adronica nel mezzo nucleare. 22

2.2 Rappresentazione schematica delle due fasi della formazione adronica assunta nel modello a due scale di tempo. 25

2.3 Tempi di formazione (moltiplicati per k/ν in funzione di z, come predetto dal modello a due scale di tempo [22] usando l'eq. 2.6. Sono mostrati il tempo di formazione adronico τ_f (linea tratteggiata) ed il tempo di formazione dei costituenti τ_c (linea continua). Per confronto è riportata la curva per $\tau \propto (1-z)$ (linea a punti). 26

2.4 Predizioni del Rescaling model per il rapporto di atttenuazione in funzione di ν (left) e z (right) senza assorbimento nucleare, confrontato con i risultati di EMC [25]. Le linee continue sono ottenute nell'ambito del modello a confinamento parziale (PM), mentre le curve tratteggiate nell'ambito del modello di massimo deconfinamento (MD) sovrastimano i dati dell'attenuazione. I grafici sono ricavati dalla Fig. 3 di [28]. . 28

2.5 Rapporto di molteplicità $R_M(z)$ calcolata in [28] separata per carica e flavor confrontata con i dati di HERMES su un bersaglio di krypton. La coppia di curve superiori include il rescaling senza l'assorbimento per particelle positive e negative e la coppia di curve inferiori il rescaling piu' l'assorbimento per particelle positive e negative. La linea continua nelle curve inferiori è calcolata con $\sigma_h = \sigma_\pi$ e $\sigma_* = \sigma_\pi$. La linea a punti è stata calcolata con $\sigma_h = 0$ e $\sigma_* = \sigma_\pi$ nel calcolo di R^π_M. 29

2.6 Rapporto di molteplicità di adroni carichi calcolato per i bersagli N e Kr (ad HERMES) usando il modello a quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica e differenti valori del tempo di formazione $\tau_f = 0 - 1.5 fm/c$. I dati sono presi da [30]. 33

2.7 Rapporti di molteplicità di $\pi^{\pm,0}$, $K^{\pm}$, p e $\bar{p}$ per il nucleo ^{84}Kr (ad HERMES) in funzione della frazione dell'energia dell'adrone $z_h = E_h/\nu$ e dell'energia del fotone ν. La linea continua rappresenta il risultato del modello di trasporto, nel quale è stato usato il concetto di quark costituente per la sezione d'urto pre-adronica ed un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$. La linea a punti indica il caso in cui l'interazione è puramente assorbitiva. I dati sono presi da [30]. 35

2.8 Confronto delle predizioni del modello per la dipendenza da ν e z_h del $R_{^{14}N}$ e $R_{^{84}Kr}$ con i dati di HERMES [26]. La linea continua e quella tratteggiata corrispondono, rispettivamente, a calcoli con e senza l'effetto della radiazione indotta. 37

2.9 Termini dominanti nella modifica delle funzioni di frammentazione, in accordo con il modello di Ref. [6].. 39

2.10 Predizione della modifica nucleare della funzione di frammentazione di jet confrontati con i dati di HERMES sul rapporto delle molteplicità adroniche delle targhette A e D nel DIS in funzione di z (pate destra) e ν (parte sinistra). 41

3.1 Schema dell'anello di accumulazione di e^- (e^+) di HERA a DESY. Due rotatori di spin posti prima e dopo il punto di interazione ad HERMES, permettono di variare la polarizzazione del fascio. Lo spin degli elettroni (positroni) circolanti, è indicato da una piccola freccia. Le polarizzazioni trasverse e longitudinali sono misurate da due polarimetri indipendenti posti nelle aree Est (O) ed Ovest (W). L'anello dei protoni di HERA non è mostrato. 44

3.2 Curva in funzione del tempo di salita della polarizzazione del fascio di positroni ad HERA così come misurata dai due polarimetri. E' ottimo l'accordo tra i valori del polarimetro trasversale e longitudinale. 46
3.3 Schema della cella di contenimento di HERMES. 50
3.4 Vista laterale dello spettrometro HERMES. I vari rivelatori che lo compongono sono descriti nel testo. 51
3.5 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. 54
3.6 Rappresentazione schematica (parte superiore) del rivelatore RICH. 57
3.7 Schema del rivelatore a radiazione di transizione. 61
3.8 Separazione adroni/positroni tramite la media troncata dell'energia depositata nei 6 moduli. 62
3.9 Schema del calorimetro elettromagnetico più il *preshower*. . . . 64
3.10 Schematizzazione longitudinale e trasversale, in un *cluster* del calorimetro, di uno sciame elettromagnetico e di uno sciame adronico. 67
3.11 Il monitor di luminosità di HERMES. l'accettanza della beam pipe è mostrata dall'area in verde. Le dimensioni dei quadrati neri sono proporzionali al numero delle tracce. 71
3.12 Correlazione tra PID3 e PID5. E' visibile la chiara separazione fra leptoni (picolo bump sulla destra) ed adroni (picco pronunciato sulla sinistra). 73

4.1 Distribuzione di Q^2 in funzione di ν. In nero gli eventi con $Q^2 > 0.2\ GeV^2$, in rosso gli eventi con $Q^2 > 0.5\ GeV^2$ ed in verde gli eventi con $Q^2 > 1.0\ GeV^2$. 82
4.2 Numero del run in funzione del blocco del calorimetro non funzionante per la parte top (+420 pannello superiore) e bottom (pannello inferiore) del calorimetro. 85
4.3 In rosso, la posizione dei blocchi non funzionanti (97 e 683) sul calorimetro. 86
4.4 Distribuzione degli eventi sul calorimetro. 87
4.5 Rapporto di attenuazione per adroni carichi sul Kr, che mostra l'influenza delle correzioni radiative. I punti rossi indicano valori senza le correzioni radiative, i triangoli verdi indicano valori con le correzioni radiative. 90
4.6 Rapporto di attenuazione di adroni carichi per ^{14}N e ^{84}Kr in funzione di ν. 93
4.7 Rapporto di attenuazione di pioni carichi per ^{14}N e ^{84}Kr in funzione di ν. 94
4.8 Rapporto di attenuazione di kaoni carichi per ^{14}N e ^{84}Kr in funzione di ν. 94
4.9 Rapporto di molteplicità $^{14}N/D$ per differenti adroni carichi in funzione dell'energia del fotone virtuale ν. 96
4.10 Rapporto di molteplicità $^{84}Kr/D$ per differenti adroni carichi in funzione dell'energia del fotone virtuale ν. 97
4.11 Rapporto di molteplicità per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti gli adroni carichi in funzione di z. 99
4.12 Rapporto di molteplictà per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti i pioni carichi in funzione di z. 99

4.13 Rapporto di molteplicità per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti i kaoni carichi in funzione di z. 100
4.14 Rapporto di molteplicità $^{14}N/D$ per differenti adroni carichi in funzione di z. 101
4.15 Rapporto di molteplicità $^{84}Kr/D$ per differenti adroni carichi in funzione di z. 102
4.16 Rapporto di molteplicità per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti gli adroni carichi in funzione di Q^2. 103
4.17 Rapporto di molteplicità per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti i pioni carichi in funzione di Q^2. 104
4.18 Rapporto di molteplicità per $^{14}N/D$ e $^{84}Kr/D$ per tutti i kaoni carichi in funzione di Q^2. 104
4.19 Rapporto di molteplicità per $^{14}N/D$ per differenti adroni carichi, in funzione di Q^2. 105
4.20 Rapporto di molteplicità $^{84}Kr/D$ per differenti adroni carichi, in funzione di Q^2. 106
4.21 Rapporto di attenuazione per adroni carichi in funzione di ν per ^{14}N e ^{84}Kr, combinando le analisi a 12 e 27.5 GeV. 108
4.22 Rapporto di attenuazione per adroni carichi in funzione di z per ^{14}N e ^{84}Kr, combinando le analisi a 12 e 27.5 GeV. 109
4.23 Rapporto di attenuazione per pioni, kaoni positivi e protoni e per pioni e kaoni negativi in funzione di ν per ^{84}Kr, combinando le analisi a 12 e 27.5 GeV. 110
4.24 Rapporto di attenuazione per pioni, kaoni positivi e protoni e per pioni e kaoni negativi in funzione di z per ^{84}Kr, combinando le analisi a 12 e 27.5 GeV. 111

4.25 Distribuzione di massa invariante $\gamma\gamma$ per deuterio (sinistra), azoto (centro) e krypton (destra)per un bin $7 < \nu < 8$ GeV. . 113

4.26 Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di ν per ^{14}N e ^{84}Kr. La banda rappresenta l'incertezza sistematica. . . 113

4.27 Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di z per ^{14}N e ^{84}Kr. La banda rappresenta l'incertezza sistematica. . . 114

4.28 Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di Q^2 per ^{14}N e ^{84}Kr. La banda rappresenta l'incertezza sistematica. 114

4.29 Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di ν per ^{14}N, confrontata con quella dei pioni carichi. 116

4.30 Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di Q^2 per ^{14}N, confrontata con quella dei pioni carichi. 116

4.31 Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di ν per ^{84}Kr, confrontata con quella dei pioni carichi. 117

4.32 Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di z per ^{84}Kr, confrontata con quello dei pioni carichi. 117

4.33 Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di Q^2 per ^{84}N, confrontato con quello per pioni carichi. 118

4.34 Rapporto di attenuazione per pioni neutri in funzione di ν ^{84}Kr, combinando le analisi a 12 e 27.5 GeV. 119

4.35 Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di ν per adroni carichi prodotti su ^{14}N. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento. 120

4.36 Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di z per adroni carichi prodotti su ^{14}N. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento. 121

4.37 Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di ν per pioni carichi prodotti su ^{14}N. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento. 121

4.38 Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di z per pioni carichi prodotti su ^{14}N. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento. 122

4.39 Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di ν per adroni carichi prodotti su ^{84}Kr. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento. 122

4.40 Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di z per adroni carichi prodotti su ^{84}Kr. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento. 123

4.41 Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di ν per pioni carichi prodotti su ^{84}Kr. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento. 123

4.42 Predizioni del rescaling model R_M^h in funzione di z per adroni carichi prodotti su ^{84}Kr. La linea continua rappresenta il contributo del rescaling mentre quella tratteggiata non contempla il rescaling ma solo assorbimento. 124

4.43 Rapporto di molteplicità in funzione di ν calcolato per adroni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{14}N. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica. 126

4.44 Rapporto di molteplicità in funzione di z calcolato per adroni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{14}N. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica. 126

4.45 Rapporto di molteplicità in funzione di ν calcolato per pioni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{14}N. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica. 127

4.46 Rapporto di molteplicità in funzione di z calcolato per pioni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{14}N. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica. 127

4.47 Rapporto di molteplicità in funzione di ν calcolato per adroni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{84}Kr. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica. 128

4.48 Rapporto di molteplicità in funzione di z calcolato per adroni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{84}Kr. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica. 128

4.49 Rapporto di molteplicità in funzione di ν calcolato per pioni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{84}Kr. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica. 129

4.50 Rapporto di molteplicità in funzione di z calcolato per pioni carichi positivamente e negativamente per il bersaglio di ^{84}Kr. Per il calcolo è stato usato un tempo di formazione $\tau_f = 0.5\ fm/c$ ed il concetto di quark costituenti per la sezione d'urto pre-adronica. 129

1 La luce Čerenkov è il prodotto coerente delle oscillazioni dei dipoli eccitati dal passaggio della particella nel mezzo. $\bar{AB} = \beta c\Delta\tau$, $\bar{AC} = c/n\Delta\tau \Rightarrow cos\theta_c = \frac{\bar{AB}}{\bar{AC}} = \frac{1}{\beta n}$. n è l'indice di rifrazione del mezzo, alla lunghezza d'onda della luce emessa. . 134

1 Angolo θ $\check{C}$erenkov in funzione del momento degli adroni per il radiatore aerogel (banda superiore) e per il radiatore a gas C_4F_{10} (banda inferiore). I dati mostrati sono basati su di una simulazione Monte Carlo. 140

Elenco delle tabelle

3.1 Parametri dei due radiatori del RICH di Hermes. Viene indicato l'indice di rifrazione del radiatore, la risoluzione angolare $\Delta\theta$, e la soglia di rivelazione delle singole particelle. 57

4.1 Variabili usate per la Data Quality 81

4.2 Numero totale di eventi inclusivi e semi-inclusivi. Per i π^0 i dati si riferiscono ad eventi utili dopo la sottrazione del background. 84

4.3 Valori del rapporto di molteplicità per ^{14}N e ^{84}Kr, integrati sulle variabili ν and z. Sono riportate le incertezze statistiche e sistematiche. 115

1 **Azoto adroni carichi vs** ν (Figura 4.5) 143

2 **Azoto adroni positivi vs** ν (Figura 4.9) 144

3 **Azoto adroni negativi vs** ν (Figura 4.9) 144

4 **Azoto pioni carichi vs** ν (Figura 4.7) 144

5 **Azoto pioni positivi vs** ν (Figura 4.9) 145

6 **Azoto pioni negativi vs** ν (Figura 4.9) 145

7 **Azoto kaoni carichi vs** ν (Figura 4.8) 145

8 **Azoto kaoni positivi vs** ν (Figura 4.9) 145

9 **Azoto kaoni negativi vs** ν (Figura 4.9) 146

10 **Azoto protoni vs** ν (Figura 4.9) 146

11 **Azoto adroni carichi vs z** (Figura 4.11) 146

12 **Azoto adroni positivi vs z** (Figura 4.14) 146

13 **Azoto adroni negativi vs z** (Figura 4.14) 147

14 **Azoto pioni carichi vs z** (Figura 4.12) 147

15 **Azoto pioni positivi vs z** (Figura 4.14) 147

16 **Azoto pioni negativi vs z** (Figura 4.14) 148

17 **Azoto kaoni carichi vs z** (Figura 4.13) 148

18 **Azoto kaoni positivi vs z** (Figura 4.14) 148

19 **Azoto kaoni negativi vs z** (Figura 4.14) 149

20 **Azoto protoni vs z** (Figura 4.14) 149

21 **Azoto adroni carichi vs Q^2** (Figura 4.16) 149

22 **Azoto adroni positivi vs Q^2** (Figura 4.19) 149

23 **Azoto adroni negativi vs Q^2** (Figura 4.19) 150

24 **Azoto pioni carichi vs Q^2** (Figura 4.17) 150

25 **Azoto pioni positivi vs Q^2** (Figura 4.19) 150

26 **Azoto pioni negativi vs Q^2** (Figura 4.19) 151

27 **Azoto kaoni carichi vs Q^2** (Figura 4.18) 151

28 **Azoto kaoni positivi vs Q^2** (Figura 4.19) 151

29 **Azoto kaoni negativi vs Q^2** (Figura 4.19) 151

30 **Azoto protoni vs Q^2** (Figura 4.19) 152

31 **Azoto pioni neutri vs ν** (Figura 4.26) 152

32 **Azoto pioni neutri vs z** (Figura.27) 152

33 **Azoto pioni neutri vs Q^2** (Figura 4.28) 152

34 **Krypton adroni carichi vs ν** (Figura 4.6) 153

35 **Krypton adroni positivi vs ν** (Figura 4.10) 153

36 **Krypton adroni negativi vs ν** (Figura 4.10) 154

37 **Krypton pioni carichi vs ν** (Figura 4.7) 154

38 **Krypton pioni positivi vs ν** (Figura 4.10) 154

39 **Krypton pioni negativi vs ν** (Figura 4.10) 155

40 **Krypton kaoni carichi vs ν** (Figura 4.8) 155

41 **Krypton kaoni positivi vs ν** (Figura 4.10) 155

42 **Krypton kaoni negativi vs ν** (Figura 4.10) 155

43 **Krypton protoni vs ν** (Figura 4.10) 156

44 **Krypton adroni carichi vs z** (Figura 4.11) 156

45 **Krypton adroni positivi vs z** (Figura 4.15) 156

46 **Krypton adroni negativi vs z** (Figura 4.15) 157

47 **Krypton pioni carichi vs z** (Figura 4.12) 157

48 **Krypton pioni positivi vs z** (Figura 4.15) 157

49 **Krypton pioni negativi vs z** (Figura 4.15) 158

50 **Krypton kaoni carichi vs z** (Figura 4.13) 158

51 **Krypton kaoni positivi vs z** (Figura 4.15) 158

52 **Krypton kaoni negativi vs z** (Figura 4.15) 159

53 **Krypton protoni vs z** (Figura 4.15) 159

54 **Krypton adroni carichi vs z** (Figura 4.16) 159

55 **Krypton adroni positivi vs z** (Figura 4.20) 159

56 **Krypton adroni negativi vs z** (Figura 4.20) 160

57 **Krypton pioni carichi vs Q^2** (Figura 4.17) 160

58 **Krypton pioni positivi vs Q^2** (Figura 4.20) 160

59 **Krypton pioni negativi vs Q^2** (Figura 4.20) 161

60 **Krypton kaoni carichi vs Q^2** (Figura 4.18) 161

61 **Krypton kaoni positivi vs Q^2** (Figura 4.20) 161

62 **Krypton kaoni negativi vs Q^2** (Figura 4.20) 161

63 **Krypton protoni vs Q^2** (Figura 4.20) 162

64 **Krypton pioni neutri vs ν** (Figura 4.26) 162

65 **Krypton pioni neutri vs** z (Figura 4.27) 162
66 **Krypton pioni neutri vs** Q^2 (Figura 4.28) 162