

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Tesi di Laurea Specialistica
in
Fisica

**Messa a punto e caratterizzazione
del RICH veloce
dell'esperimento COMPASS**

Candidata:
Giulia Pesaro

Relatore:
prof. Paolo Schiavon

Correlatrice:
dott.ssa Silvia Dalla Torre

Anno Accademico 2005-2006

A nonna e zia. E mamma, soprattutto.

Indice

Introduzione	1
1 La diffusione profondamente inelastica	3
1.1 La struttura a quark del nucleone	3
1.1.1 Sezioni d'urto leptone-nucleone.	4
1.1.2 Diffusione profondamente inelastica.	6
1.1.3 Il modello a Partoni di Feynman.	8
1.1.4 Regole di somma	11
1.2 DIS polarizzato	14
1.2.1 Funzioni di distribuzione polarizzate	15
1.2.2 Regole di somma	17
1.2.3 SIDIS	19
1.3 Misure di spin in COMPASS	20
1.3.1 La polarizzazione dei gluoni	21
1.3.2 La trasversità	26
2 Lo spettrometro di COMPASS	31
2.1 Introduzione	31
2.2 Il fascio polarizzato di muoni	31
2.3 Il bersaglio polarizzato	32
2.4 Lo spettrometro	35
2.4.1 Lo spettrometro per il fascio	36
2.4.2 La regione del bersaglio	36
2.4.3 Lo spettrometro a grandi angoli	36
2.4.4 Lo spettrometro a piccoli angoli	37

2.5	Tracciatori	38
2.5.1	VSAT-Tracciatori a piccolissimo angolo	39
2.5.2	SAT-Tracciatori a piccolo angolo	40
2.5.3	LAT-Tracciatori a grande angolo	41
2.6	Identificazione delle particelle	43
2.6.1	Calorimetria	43
2.6.2	I filtri di muoni	43
2.7	Trigger	44
2.8	Elettronica e acquisizione	44
3	Il RICH di COMPASS	47
3.1	Introduzione	47
3.2	L'effetto Cerenkov	47
3.2.1	Rivelatori basati sull'effetto Cerenkov	49
3.3	Risoluzione dei RICH	51
3.4	Il RICH di COMPASS	53
3.4.1	Il sistema gas	54
3.4.2	Gli specchi	55
3.4.3	Il rivelatore di fotoni	58
3.4.4	Caratterizzazione del RICH-1	59
3.5	RICH-1 upgrade	60
3.5.1	Zona centrale: il nuovo rivelatore	60
3.5.2	Zona periferica: elettronica più veloce	61
4	Esperienza di laboratorio	63
4.1	Introduzione	63
4.2	I fotomoltiplicatori multianodo	63
4.3	Il test-beam del 2004	66
4.4	Misura della curva di soglia	68
4.4.1	Il setup sperimentale	70
4.4.2	Il programma di acquisizione	71
4.4.3	Curva di soglia in assenza di campo	73
4.4.4	Curva di soglia in campo magnetico	78
4.5	La struttura dei pixel del fotomoltiplicatore	82

4.5.1	Dimensione della sorgente	84
4.5.2	Struttura orizzontale	87
4.5.3	Effetti del campo magnetico sulla struttura orizzontale	89
4.5.4	Struttura verticale	90
4.5.5	Effetti del campo magnetico sulla struttura verticale.	92
4.6	Conclusioni	93
5	I programmi per l'analisi dei dati	97
5.1	I dati	97
5.2	CORAL	98
5.3	Le calibrazioni	99
5.4	RICHONE	100
5.4.1	La decodifica dei dati ed il clustering	100
5.4.2	La ricostruzione dell'angolo Cerenkov	101
5.4.3	Determinazione dell'indice di rifrazione	103
5.4.4	Identificazione delle particelle	105
5.4.5	Ricostruzione dell'anello	107
5.5	I <i>g-file</i>	108
5.6	PHAST	108
6	Caratterizzazione del RICH	111
6.1	Introduzione	111
6.2	Indice di rifrazione	113
6.2.1	I singoli catodi	114
6.3	Numero di fotoni	118
6.4	Rapporto segnale su fondo	121
6.5	Risoluzione	123
6.6	Spettro di massa	130
6.7	Effetti strumentali	132
6.7.1	I catodi centrali	132
7	L'efficienza del RICH	137
7.1	Introduzione	137
7.2	Selezione del campione primario	137

7.3	Calcolo dell'efficienza	139
7.4	Efficienza in diverse regioni dello spazio delle fasi	142
7.4.1	Efficienza in funzione dell'angolo polare della particella .	142
7.4.2	Efficienza in funzione dell'impulso	145
7.5	Confronto con i dati prima dell'upgrade	147
	Conclusioni	151
	Bibliografia	152
	Ringraziamenti	157

INTRODUZIONE

Durante l'anno 2005, il rivelatore RICH (Ring Imaging Cherenkov Detector) dell'esperimento COMPASS al CERN ha subito un importante miglioramento, consistito nella sostituzione delle camere proporzionali multifilo (MWPC) della parte centrale del rivelatore con un sistema di fotomoltiplicatori multianodo (MAPMT) e la sostituzione delle relative schede elettroniche per l'acquisizione dei dati. Un'ulteriore modifica ha riguardato l'elettronica delle camere multifilo rimaste, sostituita con un modello dalle prestazioni migliori. Parte del lavoro di questa tesi, preceduta da un periodo di tirocinio, è stata svolta presso i laboratori della sezione di Trieste dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) presso il campus Area Scienze Park di Padriciano (Cap.4). In questa fase si è studiato il comportamento dei fotomoltiplicatori multianodo in presenza di un campo magnetico esterno.

In seguito alla partenza della presa dati dell'esperimento nel giugno del 2006, sui primi dati disponibili, si è provveduto alla caratterizzazione del RICH (Cap.6). I due sistemi di rivelazione di fotoni, le MWPC e i MAPMT hanno richiesto due caratterizzazioni separate; poiché l'upgrade ha interessato principalmente la zona centrale del rivelatore, dove si concentra la maggior statistica di eventi, maggior cura si è messa nella caratterizzazione di questa parte, equipaggiata con i fotomoltiplicatori multianodo. Al termine del lavoro (Cap. 7) viene presentato il calcolo dell'efficienza del RICH.

Questa tesi presenta una parte introduttiva, volta a chiarire le motivazioni fisiche dell'esperimento COMPASS (Cap.1), il funzionamento dell'apparato strumentale (Cap.2) e del RICH in particolare (Cap.3), nonché dei program-

mi utilizzati per l'analisi dei dati (Cap.5).

Nota linguistica: per i termini stranieri usati, la forma plurale è uguale alla forma singolare.

Capitolo 1

La diffusione profondamente inelastica

1.1 La struttura a quark del nucleone

Le misure con fascio di muoni dell'esperimento COMPASS sono focalizzate sullo studio della struttura del nucleone. Questa struttura è estremamente complessa ed è solo in parte descritta dalla Cromodinamica Quantistica (QCD), che è la teoria, introdotta negli anni 70, che descrive le interazioni forti. Dal punto di vista storico, come guida introduttiva a questo capitolo, possiamo ricordare alcuni eventi: la pubblicazione di un articolo dal titolo "A schematic model of baryons and Mesons" [1] in cui sono introdotti per la prima volta i quark (particelle subatomiche di carica frazionaria, il cui nome è stato scovato da Gell-Mann nel *Finnegan's Wake* di Joyce) come elementi di SU(3) e le cui combinazioni in multipletti permettono di riprodurre l'osservata spettroscopia degli adroni; il secondo evento è la scoperta dello scaling [2] a SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) in California e l'immediata spiegazione data da Feynman al fenomeno con l'introduzione del famoso "Modello a Partoni" [3]. L'esperimento di SLAC è il primo esperimento di diffusione profondamente inelastica di leptoni su nucleoni, il cosiddetto DIS (Deep Inelastic Scattering): questo metodo di indagine prevede misure inclusive e si rivela esclusivamente il muone diffuso.

Infine ricordiamo la "crisi dello spin" che avvenne alla fine degli anni 80. Storicamente, all'inizio degli anni settanta Vernon Hughes, ricercatore di

Yale, propose di portare la sorgente di elettroni polarizzati a SLAC per realizzare un esperimento di DIS con elettroni polarizzati longitudinalmente diffusi su un bersaglio anch'esso polarizzato longitudinalmente. Le limitazioni sul programma polarizzato di SLAC spinsero Hughes ad associare questo programma all'esperimento EMC (European Muon Collaboration) sulla linea secondaria di muoni polarizzati del Super Proto Sincrotrone (SPS) del CERN. Il risultato di questa misura [4] fu una sorpresa e portò alla "crisi dello spin": meno del 30% dello spin del nucleone è dovuto ai quark. Questo risultato fu in seguito confermato dal successivo esperimento SMC, sempre al fascio di muoni dell'SPS del CERN, di cui V. Hughes fu lo *spokeperson*, e da esperimenti a SLAC. L'esperimento COMPASS si colloca in questa linea di ricerca, ovvero quella del DIS polarizzato. L'esplorazione di aspetti della struttura di spin del nucleone non ancora affrontati alla fine degli anni 90 richiede misure più complesse con lo studio di specifici canali semi-inclusivi e l'identificazione di parte dello stato finale. Dal punto di vista sperimentale, ciò comporta una limitazione del tasso di eventi di interesse e quindi la necessità di alte luminosità e l'identificazione di adroni nello stato finale. COMPASS ha come uno degli obiettivi principali quello della misura del contributo dei gluoni allo spin del nucleone. Una seconda linea importante di ricerca di COMPASS è quella degli effetti di polarizzazione trasversa del nucleone, le cui prime osservazioni risalgono alla fine degli anni 70 [5], ma che solo negli anni 90 ha avuto un crescente interesse sia dal punto di vista teorico [6], che da quello sperimentale con le proposte di misure trasverse contenute negli esperimenti HELP prima e COMPASS poi, e nella RHIC-Spin Collaboration. Oggi la trasversità è una parte importante dei programmi di ricerca di COMPASS ed HERMES in Europa, e degli esperimenti al RHIC ed al JLAB negli Stati Uniti.

1.1.1 Sezioni d'urto leptone-nucleone.

La diffusione elastica tra due particelle di spin $\frac{1}{2}$ e puntiformi, ad esempio un elettrone ed un muone, è descritta nell'ambito dell'elettrodinamica quantistica (QED) attraverso lo scambio di un fotone. La sezione d'urto per questo

processo è, nel sistema di riferimento del laboratorio in cui il muone è fermo:

$$\begin{cases} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left(1 + \frac{2E}{m_\mu} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1} \left(1 + 2\tau \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) \\ \tau = \frac{Q^2}{4m_\mu^2 c^2} \end{cases} \quad (1.1)$$

Dove $Q^2 = -q^2$, il quadrato del quadrimomento trasferito, e la sezione d'urto di Mott

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{Mott} = \frac{Z\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (1.2)$$

è la sezione d'urto per la diffusione di un leptone nel campo Coulombiano di una particella scalare.

La sezione d'urto per la diffusione elastica di un leptone su di un nucleone, si può scrivere in modo analogo alla diffusione $e\mu$ come:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)'_{Mott} \cdot \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (1.3)$$

dove

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)'_{Mott} = \frac{1}{1 + \frac{2\epsilon_1}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \quad (1.4)$$

e il fattore $\frac{1}{1 + \frac{2\epsilon_1}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$ descrive il rinculo del bersaglio. Le differenze rispetto alla sezione d'urto $e\mu$ sono dovute al fatto che il nucleone non è puntiforme, bensì ha una struttura diffusa ed un momento magnetico anomalo. Le due funzioni $G_E(Q^2)$ e $G_M(Q^2)$, dette fattori di forma, servono quindi a parametrizzare la distribuzione della carica elettrica e della "carica magnetica" del nucleone. In prima approssimazione il fattore di forma elettrico corrisponde alla trasformata di Fourier della distribuzione di carica del nucleone, quindi nel limite per $Q^2 \rightarrow 0$ i fattori di forma elettrico e magnetico coincidono con i momenti anomali del nucleone:

$$\begin{aligned} G_{E,p}(0) &= 1 & G_{E,n}(0) &= 0 \\ G_{M,p}(0) &= \mu_p & G_{M,n}(0) &= \mu_n \end{aligned}$$

Con gli esperimenti di diffusione di leptoni su nucleoni (cioè sia protoni che neutroni), si sono potuti misurare tutti i fattori di forma. La dipendenza dei fattori di forma dal quadrimomento trasferito, mostrata in figura 1.1, è di

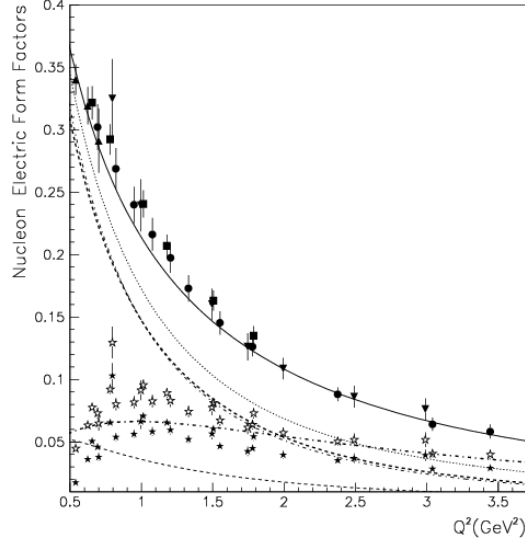


Figura 1.1: fattore di forma elettrico per il protone (cerchi, quadrati e triangoli pieni) [16].

tipo dipolare; fatta eccezione per il fattore di forma elettrico del neutrone, compatibile con zero a qualsiasi valore di Q^2 , per gli altri fattori di forma vale la relazione:

$$G_i(Q^2) \propto \left(1 + \frac{Q^2}{0.71(\text{GeV}/c^2)}\right)^{-2} \quad (1.5)$$

La distribuzione di carica e momento magnetico dai nucleoni che si ricava ha un raggio quadratico medio di 0.8 fm .

1.1.2 Diffusione profondamente inelastica.

Aumentando l'energia del processo di diffusione, quando il quadrimomento trasferito dal leptone al nucleone bersaglio è superiore al GeV , si entra nella regione della diffusione profondamente inelastica. In questa regione il quadrimomento trasferito al nucleone è tale da disintegrarlo completamente; è quindi comodo introdurre la *sezione d'urto inclusiva*, che descrive la reazione in cui si misurano esclusivamente l'energia e l'angolo di diffusione del leptone diffuso. Le variabili comunemente usate per descrivere le reazioni di diffusione profondamente inelastica nella trattazione inclusiva sono:

$$\begin{aligned} W^2 c^2 &= (P + q)^2 = M^2 c^2 + 2M\nu - Q^2 \\ \nu &= \frac{P \cdot q}{M} \end{aligned} \quad (1.6)$$

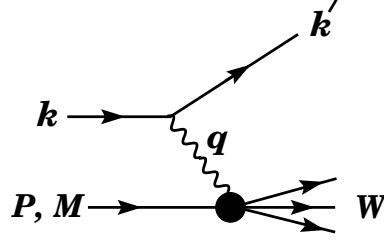


Figura 1.2: Grafico di Feynmann per la diffusione profondamente inelastica [11]

dove W^2 è la massa invariante dello stato adronico finale e ν l'energia trasferita durante l'urto calcolata nel sistema del laboratorio, oppure

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

per cui si ha che $0 < x < 1$ e $0 < y < 1$.

Calcolata nel sistema del laboratorio, la sezione d'urto inclusiva per la diffusione leptone-nucleone diventa:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \cdot \left[W_2(Q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2 W_1(Q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (1.8)$$

dove E' è l'energia del leptone diffuso nel sistema del laboratorio e $W_1(Q^2, \nu)$, $W_2(Q^2, \nu)$ sono la generalizzazione al caso inelastico dei fattori di forma elastici, e vengono detti *funzioni di struttura*.

In funzione della variabile x possiamo definire le *funzioni di struttura adimensionali* $F_1(Q^2, x)$ e $F_2(Q^2, x)$:

$$\begin{aligned} F_1(Q^2, x) &= M c^2 W_1(Q^2, \nu) \\ F_2(Q^2, x) &= \nu W_2(Q^2, \nu) \end{aligned} \quad (1.9)$$

Estraendone il valore dalla misura della sezione d'urto, si ottengono le funzioni $F_1(Q^2, x)$ e $F_2(Q^2, x)$ (in figura 1.3) in funzione di Q^2 a diversi valori di x ; nel limite per valori di Q^2 elevati, per valori fissati di x , la dipendenza delle funzioni da Q^2 è molto debole, tanto da poter essere trascurata in prima approssimazione. Tale condizione si definisce *invarianza di scala* o *scaling*. Lo scaling era stato predetto da Bjorken, che aveva trovato, nelle condizioni

del limite detto *di Bjorken*

$$\begin{cases} \nu \rightarrow \infty \\ Q^2 \rightarrow \infty \\ x \text{ costante} \end{cases} \quad (1.10)$$

che le funzioni di struttura diventano:

$$\begin{cases} F_1(Q^2, x) \rightarrow F_1(x) \\ F_2(Q^2, x) \rightarrow F_2(x) \end{cases} \quad (1.11)$$

L'indipendenza delle funzioni di struttura dal valore di Q^2 ed il fatto che il valore limite sia differente da zero suggerisce che il nucleone sia composto da costituenti puntiformi, detti partoni.

1.1.3 Il modello a Partoni di Feynman.

Alla base della trattazione che segue [9] vi è la così detta *approssimazione d'impulso*: supponiamo che la durata dell'interazione sia sufficientemente breve perché il fotone virtuale scambiato veda il nucleone "congelato" e quindi si possano trascurare le interazioni tra partone e partone. Nel sistema di riferimento *di Breit*, in cui il partone si muove velocemente verso il fotone virtuale, la variabile x corrisponde alla frazione ξ di (tri)impulso del nucleone trasporto dal partone, inoltre le masse e le componenti trasverse dell'impulso dei singoli partoni possono essere trascurate.

Sviluppando la trattazione inclusiva per la diffusione $e\mu$ si ottiene che il contributo elastico alle funzioni di struttura per i leptoni è:

$$\begin{aligned} W_{1,elastico}^{e\mu} &= \frac{Q^2}{4m_\mu^2\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_\mu\nu}\right) \\ \nu W_{2,elastico}^{e\mu} &= \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m_\mu\nu}\right) \end{aligned} \quad (1.12)$$

che dipende esclusivamente dalla combinazione $\frac{Q^2}{\nu}$. Un risultato analogo si ottiene per la diffusione di un leptone su di un partone, assumendo che i partoni abbiano spin 1/2. Così, scrivendo le funzioni di struttura per l'interazione dell'elettrone sul nucleone come date dalla somma incoerente della

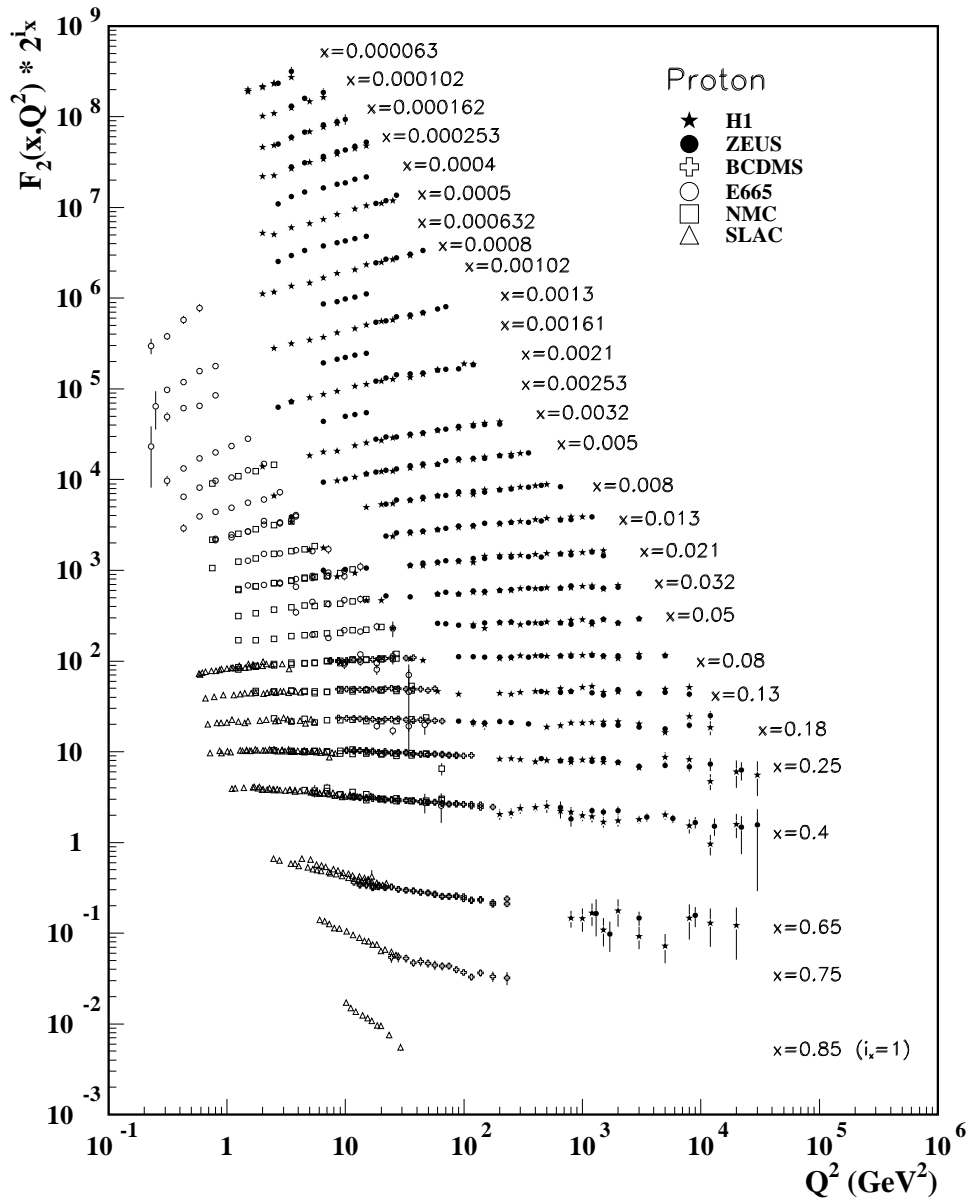


Figura 1.3: Misura della funzione di struttura F_2 su protoni a differenti valori di x e Q^2 . Si vede come limite di Bjorken sia verificato in prima approssimazione ad elevati valori di Q^2 [11].

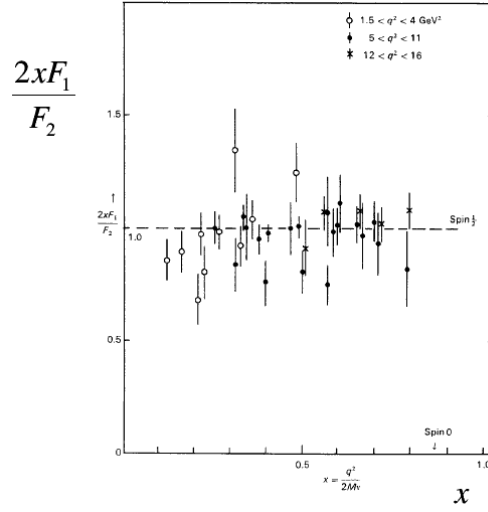


Figura 1.4: Verifica sperimentale della relazione di Callan-Gross [11].

diffusione del fotone virtuale sui suoi costituenti, otteniamo che queste dipendono esclusivamente da una variabile, $\frac{Q^2}{\nu} \propto x$. Chiamando $f_i(x)$ la probabilità che il partone i trasporti una frazione x dell'impulso del nucleone, otteniamo che:

$$\begin{cases} MW_1(Q^2, \nu) \rightarrow \sum_i \frac{e_i^2}{2} f_i(x) \\ \nu W_2(Q^2, \nu) \rightarrow \sum_i e_i^2 x f_i(x). \end{cases} \quad (1.13)$$

e, confrontando con la definizione data nella (1.9):

$$\begin{cases} F_1(x) \equiv \sum_i \frac{e_i^2}{2} f_i(x) \\ F_2(x) \equiv \sum_i e_i^2 x f_i(x). \end{cases} \quad (1.14)$$

da cui si ricava banalmente la relazione detta di *Callan-Gross*

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

la cui verifica sperimentale è mostrata in figura 1.4. La più naturale interpretazione dei partoni è che questi siano i quark, introdotti nel modello statico degli adroni e nella teoria elettrodebole.

Come anticipato nel paragrafo precedente, vi è una violazione della legge di scala per le funzioni di struttura misurate, data dalla loro dipendenza dal

logaritmo di Q^2 . Questa dipendenza è predetta dalla QCD, che prevede le interazioni tra i quark per effetto dell'interazione forte. La sezione d'urto in un processo di diffusione profondamente inelastica deve tener conto della possibilità che il quark con cui il leptone interagisce emetta un gluone. In tal caso, l'impulso xp del quark misurato non è la frazione d'impulso che questo aveva all'interno del nucleone, che chiamiamo yp , ma una sua frazione z ($z < 1$). Si introduce la *funzione dei splitting* $P_{qq}(z)$, che rappresenta la probabilità che un quark emetta un gluone, rimanendo con una frazione z dell'impulso originario. La funzione di struttura F_2 , ricavata dal calcolo della sezione d'urto al primo ordine in α_s diventa:

$$F_2(x, Q^2) = x \sum e_i^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} q_i(y) \left[\delta \left(1 - \frac{x}{y} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) \ln \frac{Q^2}{k^2} \right] \quad (1.16)$$

dove si vede la dipendenza da $\ln Q^2$.

1.1.4 Regole di somma

Ogni adrone è composto principalmente dai quark, detti di valenza, che gli vengono assegnati dal modello statico e da un mare di coppie quark-antiquark. Introducendo una funzione di distribuzione dell'impulso per ognuno dei sapori dei quark: $u(x)$, $d(x)$, $s(x)$, le funzioni di distribuzione adimensionali per protone e neutrone si possono scrivere come:

$$\begin{aligned} F_2^{lp} &= x \left\{ \frac{4}{9} \left[u^p(x) + \bar{u}^p(x) \right] + \frac{1}{9} \left[d^p(x) + \bar{d}^p(x) \right] + \frac{1}{9} \left[s^p(x) + \bar{s}^p(x) \right] \right\} \\ F_2^{ln} &= x \left\{ \frac{4}{9} \left[u^n(x) + \bar{u}^n(x) \right] + \frac{1}{9} \left[d^n(x) + \bar{d}^n(x) \right] + \frac{1}{9} \left[s^n(x) + \bar{s}^n(x) \right] \right\} \end{aligned} \quad (1.17)$$

Sappiamo inoltre che il protone e il neutrone sono simmetrici per isospin e quindi le rispettive distribuzioni partoniche sono legate dalla relazione:

$$\begin{aligned} u^p(x) &= d^n(x) \equiv u(x) \\ d^p(x) &= u^n(x) \equiv d(x) \\ s^p(x) &= s^n(x) \equiv s(x) \end{aligned} \quad (1.18)$$

Un ulteriore sviluppo si ha distinguendo i quark di *valenza* da quelli del *mare*: la distribuzione dei quark di valenza è indicata con il simbolo $q_V(x)$, quella

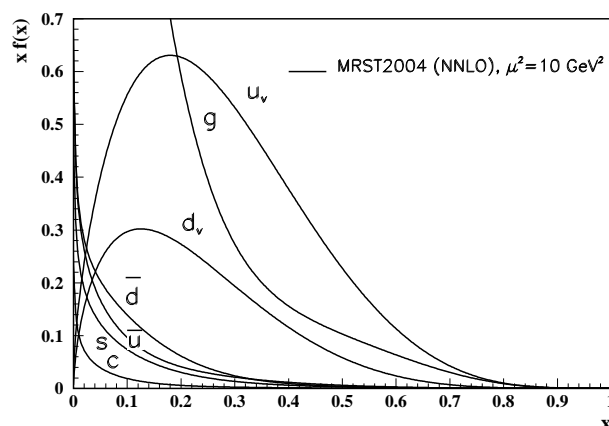


Figura 1.5: Parametrizzazione delle distribuzioni partoniche[11].

dei quark del mare con il simbolo $q_S(x)$ (la lettera “s” indica il termine inglese “sea”, mare). La funzione di struttura si scompone quindi come:

$$q(x) = q_V(x) + q_S(x).$$

Assumiamo che i quark del mare siano generati con uguale probabilità tra protone e neutrone in ciascuno dei tre sapori “leggeri”, quindi possiamo scrivere:

$$\begin{aligned} s_V(x) &= \bar{s}_V(x) = \bar{u}_V(x) = \bar{d}_V(x) \equiv 0 \\ u(x) &= u_V(x) + u_S(x) \\ d(x) &= d_V(x) + d_S(x) \end{aligned}$$

Per misurare separatamente le funzioni di struttura per i diversi sapori, si combinano alcuni osservabili in singoletti di sapore non nulli. Le distribuzioni dei quark di valenza e del mare per i diversi sapori si vede in figura 1.5. I quark di valenza hanno il valor medio della distribuzione pari ad $\frac{1}{3}$ e vanno a zero per piccoli valori di x , in accordo con la struttura statica a tre quark. Si vede anche che le funzioni di distribuzione dei quark del mare divergono a piccoli valori di x , mentre il loro contributo diventa trascurabile già a valori di x sopra 0.35.

Integrando le densità di probabilità dei quark sulla struttura del nucleone, si deve trovare un modello coerente con quello statico. Imponendo quindi i valori noti dal modello per i numeri quantici, si ottengono le così dette *regole*

di somma. Le regole di somma di Adler, che vengono dall'imposizione di numeri quantici u, d, s dei nucleoni, sono esatte:

$$\begin{aligned}\int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] dx &= 2 \\ \int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] dx &= 1 \\ \int_0^1 [s(x) - \bar{s}(x)] dx &= 0\end{aligned}\tag{1.19}$$

e vengono rispettate dalle distribuzioni misurate. Per quanto riguarda l'impulso del nucleone, il valore percentuale trasportato dai quark si ottiene sommando su tutti i sapori e integrando la densità di probabilità su tutti i valori di x (da 0 a 1), pertanto si attende la regola:

$$\int_0^1 x \sum_{\text{sapori}} f_i(x) dx = 1\tag{1.20}$$

ma, usando le $f_i(x)$ ottenute sperimentalmente, il risultato dell'integrazione è 0.5; da ciò deduciamo che vi devono essere altri partoni oltre i quark di valenza.

L'identificazione dei gluoni, quanti del campo di colore, come i partoni neutri mancanti fornisce il meccanismo per la generazione delle coppie quark-antiquark del mare. Nell'ambito della QCD, inoltre, le funzioni di distribuzione dei quark hanno una dipendenza logaritmica da Q^2 . All'aumentare del valore di Q^2 , aumenta il potere risolutivo del fotone virtuale scambiato, che risolve anche la "nuvola" di quark e gluoni che circonda ciascun quark di valenza, quindi aumentano i portatori dell'impulso del nucleone. Come conseguenza aumenta anche la probabilità di trovare un partone a piccolo impulso frazionario xp e quindi si spiega la divergenza delle funzioni di distribuzione dei quark del mare a piccolo x .

La QCD non perturbativa non predice le funzioni di struttura, ma predice la loro evoluzione in funzione di $\ln Q^2$, per cui, a partire da un valore misurato ad un certo valore di Q^2 , tali funzioni si possono ricavare per tutti gli altri valori. La dipendenza è data dalla relazione di Altarelli-Parisi[15]:

$$\frac{\delta q(x, Q^2)}{\delta \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right)\tag{1.21}$$

1.2 DIS polarizzato

Finora abbiamo ignorato la presenza dello spin dei costituenti mediando su tutte le possibili orientazioni che questo può assumere rispetto allo spin del leptone incidente. È però possibile ottenere anche delle informazioni sulla densità di partoni che trasportano una certa quantità di spin [12]. In questo caso bisogna conoscere l'orientazione relativa tra lo spin del nucleone bersaglio e quello del leptone incidente e procedere quindi al calcolo della sezione d'urto tenendo conto di tale orientazione relativa. Vengono introdotte due *funzioni di struttura* $G_1(\nu, Q^2)$ e $G_2(\nu, Q^2)$, con significato analogo a quelle del caso non polarizzato W_1 e W_2 . In quanto segue utilizzo il modello a partoni. Analogamente a quanto si fa nel caso non polarizzato, il semplice modello a partoni va poi integrato con gli effetti dinamici della QCD.

La notazione è quella usata precedentemente, e in più introduciamo lo spin S del nucleone e gli spin s ed s' del leptone negli stati iniziale e finale. La differenza di sezione d'urto tra due casi di polarizzazione opposta del nucleone è:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}{}^{s,S} - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}{}^{s,-S} = \\ & \sum_{s'} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, -S; k', s') = \\ & = \frac{8m\alpha^2 E'}{q^4 E} \left\{ [(q \cdot S)(q \cdot s) + Q^2(s \cdot S)] M G_1 + Q^2 [(s \cdot S)(P \cdot q) - (q \cdot S)(P \cdot s)] \frac{G_2}{M} \right\} \end{aligned} \quad (1.22)$$

Anche le funzioni di struttura polarizzate soddisfano l'invarianza di scala di Bjorken, e quindi è possibile definire due funzioni di scala adimensionali che dipendono dalla sola variabile x :

$$\begin{aligned} \frac{(P \cdot q)^2}{\nu} G_1(\nu, Q^2) & \rightarrow g_1(x) \\ \nu(P \cdot q) G_2(\nu, Q^2) & \rightarrow g_2(x) \end{aligned} \quad (1.23)$$

Per misurare le funzioni di distribuzione polarizzate G_1 e G_2 , i due casi più interessanti da studiare sono quello in cui lo spin del nucleone è longitudinale

rispetto allo spin del leptone e quello in cui lo spin del nucleone è trasverso rispetto a quello del leptone. Il simbolo \rightarrow indica la direzione dello spin del leptone rispetto alla direzione del moto, il simbolo \Rightarrow quella dello spin del bersaglio rispetto all'impulso del leptone. Nel caso longitudinale si ha:

$$\frac{d^2\sigma_{\rightarrow\Rightarrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma_{\leftarrow\Leftarrow}}{d\Omega dE'} = -\frac{4\alpha^2 E'}{Q^2 E} \left[(E + E' \cos\theta) M G_1 - Q^2 G_2 \right]. \quad (1.24)$$

mentre nel caso trasverso:

$$\frac{d^2\sigma_{\rightarrow\uparrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma_{\rightarrow\downarrow}}{d\Omega dE'} = -\frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^2 E} \sin\theta \cos\phi (M G_1 + 2E G_2). \quad (1.25)$$

dove θ è l'angolo tra la direzione dello spin del nucleone e del leptone uscente, e ϕ l'angolo azimutale tra il piano della diffusione (\hat{k}, \hat{k}') e quello dello spin (\hat{k}, \hat{S}).

La misura delle sezioni d'urto coinvolte deve essere particolarmente precisa per poter determinare gli effetti dovuti allo spin. Viene quindi definita una quantità che permette di ridurre gli effetti sistematici sulla misura, detta asimmetria, che riportiamo sia per il caso longitudinale che per quello trasverso:

$$A_{\parallel} = \frac{d\sigma_{\leftarrow\Rightarrow} - d\sigma_{\rightarrow\Rightarrow}}{d\sigma_{\leftarrow\Rightarrow} + d\sigma_{\rightarrow\Rightarrow}} \quad (1.26)$$

$$A_{\perp} = \frac{d\sigma_{\rightarrow\downarrow} - d\sigma_{\rightarrow\uparrow}}{d\sigma_{\rightarrow\uparrow} + d\sigma_{\rightarrow\downarrow}}, \quad (1.27)$$

Il simbolo $d\sigma$ è usato come abbreviazione della scrittura completa $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}$; il denominatore di entrambe le asimmetrie equivale a due volte la sezione d'urto non polarizzata.

1.2.1 Funzioni di distribuzione polarizzate

Le asimmetrie A_{\parallel} e A_{\perp} non hanno un'interpretazione fisica intuitiva. Per questo motivo è conveniente scriverle in funzione delle asimmetrie di Compton A_1 e A_2 per l'assorbimento del fotone virtuale da parte del nucleone:

$$A_{\parallel} = D \cdot (A_1 + \eta A_2) \quad (1.28)$$

$$A_{\perp} = d(A_2 - \xi A_1) \quad (1.29)$$

dove i coefficienti sono definiti come:

$$\begin{aligned}
 D &= \frac{y(2-y)(1+\frac{\gamma^2 y}{2})}{y^2(1+\gamma^2)+2(1-y-\frac{\gamma^2 y^2}{4})(1+R)} \\
 \eta &= \gamma \frac{1-y-\frac{\gamma^2 y^2}{4}}{(1-\frac{y}{2})(1+\frac{\gamma y^2}{2})} \\
 \xi &= \gamma \frac{1-\frac{y}{2}}{(1+\frac{\gamma^2 y}{2})}
 \end{aligned} \tag{1.30}$$

D è detto *fattore di depolarizzazione* e rappresenta la frazione di spin del leptone che viene trasferita al fotone virtuale. Il coefficiente $D\eta$ può essere approssimato a zero, così l'asimmetria longitudinale rimane semplicemente;

$$A_{\parallel} \approx D \cdot A_1 \tag{1.31}$$

Le asimmetrie di Compton dipendono dalle due funzioni di struttura per il nucleone polarizzato longitudinalmente, $g_1(x)$ e $g_2(x)$:

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{g_1(x) - (M^2 x^2 / Q^2) g_2(x)}{F_1(x)} \\
 A_2 &= \frac{2Mx}{\sqrt{Q^2}} \frac{g_1(x) + g_2(x)}{F_1(x)}
 \end{aligned} \tag{1.32}$$

La funzione di struttura $g_1(x)$ si può scrivere in funzione delle densità partoniche all'interno del nucleone, come la differenza tra il numero di quark con spin parallelo e antiparallelo allo spin del leptone incidente:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [q(x)^{\rightarrow} - q(x)^{\leftarrow}] \doteq \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x) \tag{1.33}$$

mentre, lavorando nel sistema di Breit dove i quark del nucleone sono privi di massa e quindi non hanno alcuna componente trasversa dello spin, la funzione $g_2(x)$ risulta identicamente nulla. Il valore della funzione di struttura $g_1(x)$ si può ricavare a partire dalla misura dell'asimmetria longitudinale, utilizzando le (1.29), (1.31) e (1.32):

$$g_1(x) \approx \frac{F_1(x) A_{\parallel}}{D} \tag{1.34}$$

Nel caso trasverso le funzioni di struttura $h_1(x)$ e $h_2(x)$ sono definite in funzione delle densità partoniche per i quark polarizzati nelle due direzioni

ortogonali allo spin del leptone incidente. Così:

$$h_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [q(x)^\uparrow - q(x)^\downarrow] \doteq \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta_T q(x) \quad (1.35)$$

E nuovamente nulla si può dire su $h_2(x)$. La misura delle asimmetrie trasversa e longitudinale permette di misurare la funzione di struttura $h_1(x)$:

$$h_1(x) \approx \frac{F_1(x)A_\perp}{D} \quad (1.36)$$

1.2.2 Regole di somma

La mancanza di una descrizione teorica completa per le funzioni di struttura $g_1(x)$ e $h_1(x)$ rende necessaria l'introduzione delle regole di somma per poter confrontare i dati sperimentali con le predizioni teoriche. La quantità comunemente studiata è:

$$\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx \quad (1.37)$$

Usiamo la notazione in cui

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

Dalla la definizione della funzione $g_1(x)$ data dall'equazione (1.33), ricaviamo che la quantità Γ_1 , per il protone e il neutrone rispettivamente è:

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (1.38)$$

$$\Gamma_1^n = \int_0^1 g_1^n(x) dx = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{9} \Delta u + \frac{4}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (1.39)$$

Le formule così ricavate possono essere riscritte in modo da evidenziare le componenti assiali del vettore di corrente della matrice del protone, a_0 , a_3 e a_8 :

$$\Gamma_1^{p,n} = \pm \frac{1}{12} (\Delta u - \Delta d) + \frac{1}{36} (\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) + \frac{1}{9} (\Delta u + \Delta d + \Delta s) = \frac{1}{12} a_3 + \frac{1}{36} \sqrt{3} a_8 + \frac{1}{9} a_0 \quad (1.40)$$

Le componenti a_3 e a_8 sono legate alle costanti di decadimento debole, e sono oggi giorno note con precisione. Per quanto riguarda a_0 , si vede dall'equazione sopra scritta, che corrisponde al contributo totale dei quark all'elicità del

nucleone: $a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s = \Delta \Sigma$.

La regola di somma che si ottiene per la differenza tra le quantità Γ_1 per protone e neutrone, è nota come regola di Bjorken e, applicando la definizione $a_3 = \Delta u - \Delta d$ si ottiene banalmente:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6}a_3 \quad (1.41)$$

Per lungo tempo non è stato possibile misurare questa quantità, a causa della mancanza di bersagli di neutroni. Ellis e Jaffe decisero di introdurre due diverse regole di somma, separate per protone e neutrone. Proposero che il contributo dei quark strani allo spin del nucleone fosse trascurabile, per potere stimare il valore di a_0 , che in tale ipotesi diventa: $a_0 = \sqrt{3}a_8$. Con tale assunzione, noti i valori di a_8 e a_3 la regola di Ellis-Jaffe predice: $\Gamma_1^p = 0.188 \pm 0.004$. Benché le prime misure avessero confermato questo risultato, le misure di SMC che hanno esteso il range cinematico della misura a valori più piccoli di x , dando il valore $\Gamma_1^p = 0.136 \pm 0.011 \pm 0.011$.

Il valore di Γ_1 può venir utilizzato per calcolare il contributo dei quark all'elicità del nucleone, attraverso la determinazione del termine a_0 . Più intuitivo è valutare il contributo dei quark allo spin del nucleone. Usando le funzioni di distribuzione partoniche longitudinali definite in precedenza, possiamo scrivere per il contributo dello spin nella direzione z del moto:

$$S_z = \frac{1}{2} \int_0^1 dx \Delta q(x) \quad (1.42)$$

$$S_z^{ALLquark} = \frac{a_0}{2} \quad (1.43)$$

Poiché lo spin totale del nucleone è $\frac{1}{2}$, ci si aspetta che il valore ottenuto per a_0 sia vicino a 1. Le misure di EMC e SMC, assieme a quelle più recenti di COMPASS e di HERMES [17], hanno però trovato che:

$$a_0 = 0.33 \pm 0.03 \pm 0.05$$

La strada per risolvere la *crisi dello spin del nucleone* viene dall'introduzione del contributo anomalo dei gluoni allo spin totale, sotto l'ipotesi che anche i gluoni all'interno del nucleone siano polarizzati. Analogamente a quanto fatto

per le distribuzioni dei quark, introduciamo la quantità di spin trasportata dai gluoni, detta anomalia:

$$\Delta G(x) = \int_0^1 n_g^{\rightarrow} - n_g^{\leftarrow} \quad (1.44)$$

così:

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma - 3\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\Delta G(Q^2) \quad (1.45)$$

È quindi possibile che il contributo allo spin dei quark e quello dei gluoni si cancellino vicendevolmente.

1.2.3 SIDIS

Nel caso della diffusione profondamente inelastica semi inclusiva (SIDIS) oltre al muone diffuso è ricostruito anche un adrone (o più) nello stato finale[13]. La reazione studiata è:

$$l + N \longrightarrow l' + h + X$$

dove il simbolo h rappresenta l'adrone ricostruito, che viene prodotto con impulso p_h , che può essere anche identificato. Si studiano inoltre reazioni analoghe per la ricerca di coppie di adroni (hh) nello stato finale ecc. Oltre alle variabili inclusive, la descrizione dell'evento dipende anche da variabili quali:

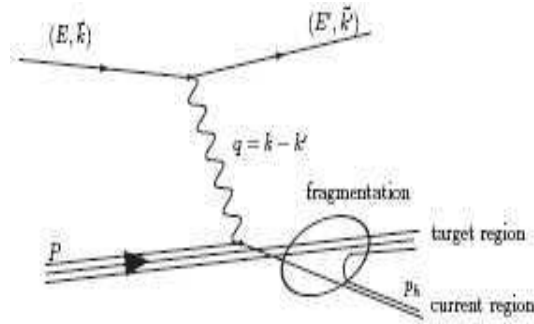
$$z = \frac{E_h}{\nu} \quad (1.46)$$

che rappresenta la frazione di energia disponibile trasportata dall'adrone e p_T^h che è l'impulso trasverso dell'adrone rispetto al fotone virtuale .

Mentre l'interazione partonica del processo di SIDIS può essere trattata al livello perturbativo in QCD, il successivo processo di adronizzazione è non perturbativo ed è descritto in modo fenomenologico per mezzo delle *funzioni di frammentazione* $D_{h/q}(z)$, che rappresentano la probabilità di produzione di un adrone h da parte del quark q .

La sezione d'urto per la produzione di un particolare adrone in una reazione di frammentazione a seguito di un DIS si può scrivere come:

$$\sigma^h \propto \sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2) D_f^h(z, Q^2) \quad (1.47)$$



dove la sommatoria è fatta su tutti i sapori f dei quark contenuti nel nucleone bersaglio. Le funzioni di frammentazione dipendono dal sapore del quark di partenza rispetto ai sapori presenti nell'adrone prodotto: sono favorite le frammentazioni per cui il quark di partenza è compreso nello stato adronico finale.

La funzione di frammentazione può dipendere anche dalla polarizzazione del quark. Ciò è particolarmente interessante nel caso di polarimetria a quark (vedi, ad esempio, l'effetto Collins descritto nel par.1.3.2). In questo caso la funzione di frammentazione polarizzata (indicata con il simbolo \uparrow) è fattorizzata in una parte $D(z)$ indipendente dallo spin ed in una parte dipendente dallo spin $\Delta D(z)$; per il caso trasverso si ha:

$$\begin{aligned} D_{\uparrow}(z) &= D_{h/q}(z) - \Delta_T D_{h/q}(z) \\ \Delta_T D_{h/q}(z) &= D_{q\uparrow}^h - D_{q\downarrow}^h \end{aligned} \quad (1.48)$$

1.3 Misure di spin in COMPASS

COMPASS è un esperimento di fisica delle alte energie al super protosincrotrone (SPS) del CERN (Ginevra). L'esperimento prevede lo studio della struttura dei nucleoni, attraverso la diffusione profondamente inelastica di un fascio di muoni polarizzati di alta energia su di un bersaglio nucleare e un programma di spettroscopia adronica con fascio di adroni su bersaglio di protoni.

Il programma muonico dell'esperimento è focalizzato sulla determinazione delle funzioni di distribuzione polarizzate dei partoni all'interno del nucleone. Parte del programma muonico prevede l'uso del bersaglio in polarizzazione longitudinale, cioè parallela alla polarizzazione dei leptoni incidenti; in que-

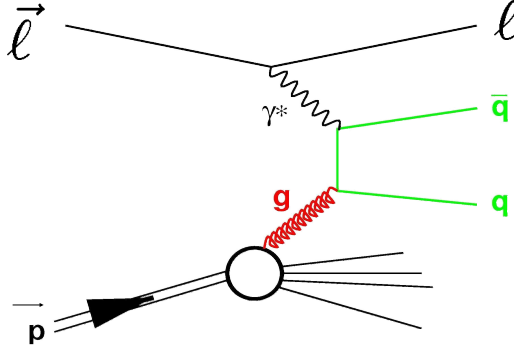


Figura 1.6: diagramma di Feynmann per fusione fotone-gluone(PGF) in un evento di diffusione profondamente inelastica.

sto modo si ottengono delle informazioni sulla polarizzazione dei gluoni ΔG . L'altra parte del programma muonico prevede l'uso del bersaglio in polarizzazione trasversa, ossia ortogonale allo spin dei muoni incidenti; in questo modo è possibile misurare le funzioni di distribuzione trasverse.

1.3.1 La polarizzazione dei gluoni

La regola di somma sullo spin totale del nucleone nel caso longitudinale è data dalla relazione:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_{q+g} \quad (1.49)$$

dove $\Delta\Sigma$ è il contributo allo spin proveniente dai quark, ΔG il contributo allo spin proveniente dai gluoni e L_{q+g} il contributo del momento angolare orbitale di quark e gluoni.

Il modo più diretto per accedere a ΔG nel caso di misure di DIS è la fusione di un fotone e un gluone (o PGF, Photon Gluon Fusion, vedi fig. 1.6) che può essere identificato sia in base alla presenza di due adroni ad elevato impulso trasverso (*high p_T*) che alla presenza di mesoni charmati nello stato finale (*open charm*), per cui la fusione fotone gluone è il processo dominante. In COMPASS si usano entrambi i metodi. L'asimmetria sperimentale è definita come:

$$A^{exp} = \frac{N_{hh}^{\rightarrow} - N_{hh}^{\leftarrow}}{N_{hh}^{\rightarrow} + N_{hh}^{\leftarrow}} = P_b \cdot f \cdot P_f \cdot A_{hh}^{\mu N} \quad (1.50)$$

dove $\vec{\leftarrow}$ ha il consueto significato, P_b è la polarizzazione del bersaglio, f il suo fattore di diluizione (vedi cap. 2.3), P_f la polarizzazione del fascio e $A_{hh}^{\mu N}$ l'asimmetria dell'urto del muone sul nucleone, a sua volta legata all'asimmetria dell'urto del fotone virtuale sul nucleone attraverso il fattore di depolarizzazione D (vedi par.1.2.1):

$$A_{hh}^{\mu N} = D A_{hh}^{\gamma N} \quad (1.51)$$

L'asimmetria longitudinale $A_{hh}^{\gamma N}$, indicata con il simbolo A_{LL} è data dal rapporto tra la differenza e la somma delle sezioni d'urto per la fusione fotone-gluone, che dipendono dall'elicità del gluone nei due opposti stati di polarizzazione; queste si possono esprimere a partire delle sezioni d'urto elementari fotone-gluone, introducendo la distribuzione $G(x)$ dei gluoni all'interno del nucleone. L'asimmetria longitudinale diventa:

$$A_{LL} = \frac{\Delta\sigma^{\gamma N \rightarrow PCX}}{\sigma^{\gamma N \rightarrow hhX}} = \frac{\int_{4m_h^2}^{2M\nu} d\hat{s} \Delta\hat{\sigma}(\hat{s}) \Delta G(x_g, \hat{s})}{\int_{4m_h^2}^{2M\nu} d\hat{s} \hat{\sigma}(\hat{s}) G(x_g, \hat{s})} \quad (1.52)$$

dove x_g è la frazione di impulso trasportata del gluone e \hat{s} la massa invariante del sistema fotone-gluone. Introducendo l'*asimmetria partonica fotone-gluone* a_{LL} definita come

$$\hat{a}_{LL} = \frac{\Delta\hat{\sigma}(\hat{s})}{\hat{\sigma}(\hat{s})}, \quad (1.53)$$

si può scrivere:

$$A_{LL} = \langle \hat{a}_{LL} \frac{\Delta G}{G} \rangle \quad (1.54)$$

dove la media viene fatta sull'intervallo cinematico della reazione.

Open charm

Per ogni coppia $c\bar{c}$ prodotta in una reazione di fusione fotone-gluone, vengono prodotti in media 1.2 mesoni neutri D o \bar{D} . I mesoni D vengono ricostruiti a partire dai loro prodotti di decadimento, cioè pioni e kaoni:

$$D^0 \rightarrow \pi^+ K^- \text{ e } \bar{D}^0 \rightarrow \pi^- K^+.$$

Il risultato della ricostruzione della massa invariante del sistema πK , è mostrato nella figura 1.7.(a), dove a malapena si distingue il segnale dal fondo. Il modo standard per la riduzione del fondo è quello di scorporare il vertice primario dell'interazione μN da quello secondario del decadimento della D^0 . In COMPASS ciò non è possibile date le dimensioni non puntiformi del bersaglio e l'assenza di rivelatori di microvertice. Per aumentare la purezza del campione di D^0 , quindi migliorare la risoluzione sulla misura di $\Delta G/G$ vengono selezionate le D provenienti dal decadimento della D^* , anch'esse prodotte nell'open charm. In questo caso si ricercano i prodotti del decadimento della catena

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (\pi^+ + K^-) \pi^+ \text{ e il coniugato di carica}$$

dove il π^+ del decadimento della D^{*+} è di tipo *soft*, cioè con impulso inferiore ai 10 GeV. L'effetto è un'augmentata purezza del campione, a discapito della statistica, mostrato nella figura 1.7.(b). Il risultato ottenuto dall'analisi dei dati dell'open charm, per le prese dati fino al 2004, è :

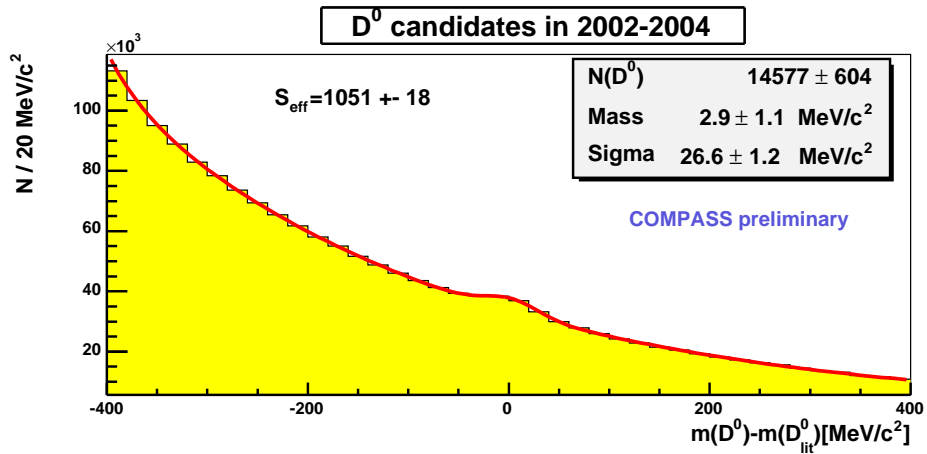
$$\frac{\Delta G}{G} = -0.57 \pm 0.41(stat) \pm 0.17(sis)$$

per un campione di dati in cui il valor medio dell'impulso trasportato dal gluone è di:

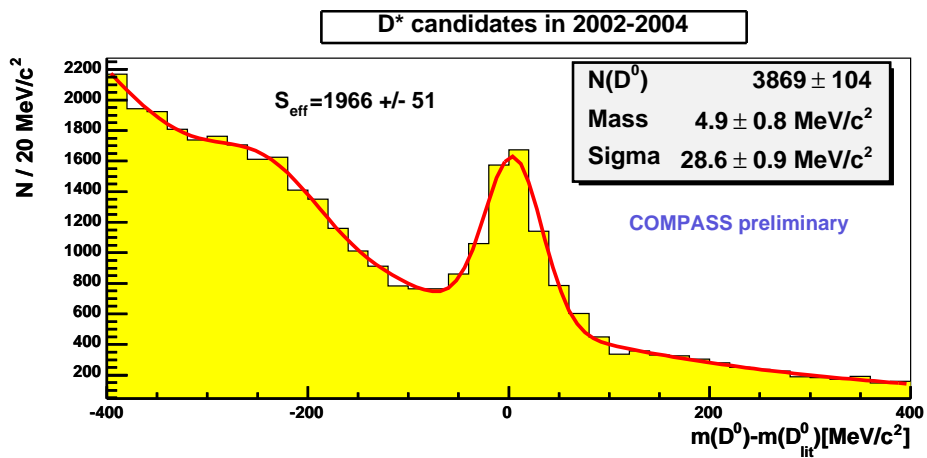
$$\langle x_g \rangle = 0.15.$$

High p_T

Per ottenere eventi con una maggiore statistica, è possibile selezionare il canale di produzione di coppie di quark-antiquark leggeri, che adronizzano in mesoni ad alto impulso trasverso. In questo tipo di reazione, però, è necessario tener conto di una maggiore percentuale di fondo, che deriva da altri processi con una coppia di adroni ad alto impulso trasverso nello stato finale, come la diffusione profondamente inelastica all'ordine zero (L.O. DIS) e la diffusione di Compton QCD (QCD-C) (vd. figura 1.8). Introducendo la percentuale di eventi di un certo tipo con due adroni ad alto impulso trasverso nello stato finale con il nome di R e utilizzando l'asimmetria di Compton A_1 ,



(a)



(b)

Figura 1.7: spettro di massa delle D^0 riferito al valore noto dalla letteratura, sui dati dal 2002 e 2004. (a) Campione di D^0 ricostruite senza tagli, (b) il campione di D^0 provenienti dal decadimento della D^* .

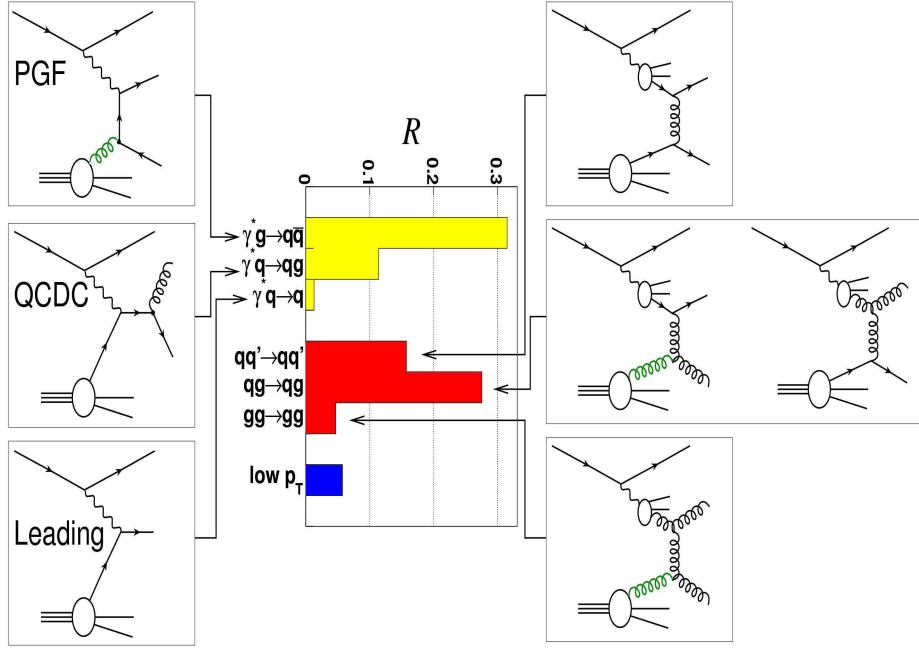


Figura 1.8: grafico di Feynmann e percentuale di eventi con una coppia di adroni ad alto impulso trasverso nello stato finale per un evento di SIDIS.

possiamo scrivere l'asimmetria A_{LL} per una coppia di adroni come:

$$A_{LL}^{hh} = A_1 \langle \hat{a}_{LL}^{QCD-C} \rangle R_{QCD-C} + A_1 \langle \hat{a}_{LL}^{LO} \rangle R_{LO} + \frac{\Delta G}{G} \langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle R_{PGF} \quad (1.55)$$

La determinazione di R deriva da simulazioni Montecarlo, ed è quindi legata alla scelta del modello teorico implementato nella simulazione, come anche l'asimmetria partonica $\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle$.

Il risultato ottenuto dall'analisi dei dati dell'high p_T per le prese dati fino al 2004, è :

$$\frac{\Delta G}{G} = 0.06 \pm 0.31(stat) \pm 0.06(sis) \text{ per } Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$$

e

$$\frac{\Delta G}{G} = 0.016 \pm 0.058(stat) \pm 0.055(sis) \text{ per } Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$$

per due campioni di dati in cui il valor medio dell'impulso trasportato del gluone è di:

$$\langle x_g \rangle = 0.13 \text{ per } Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$$

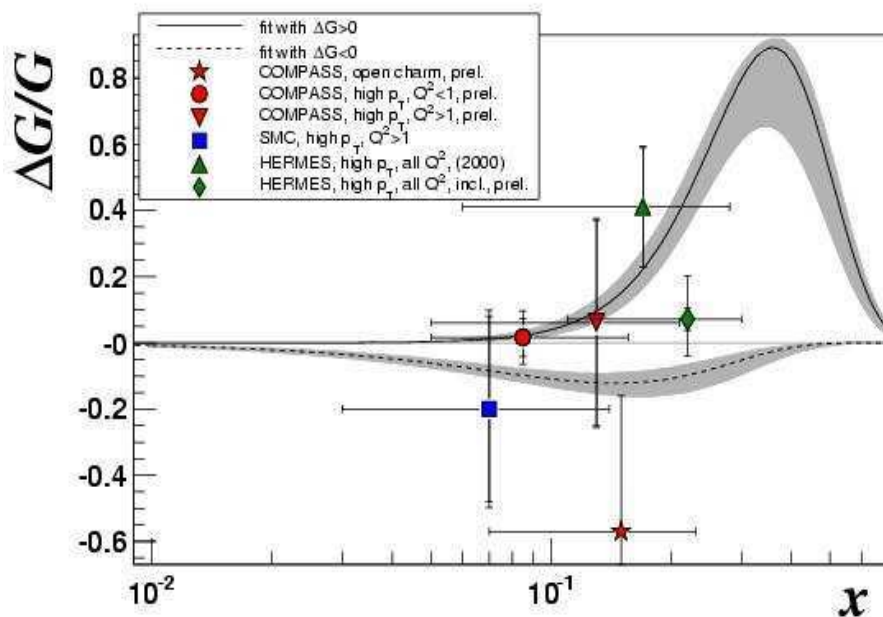


Figura 1.9: punti sperimentali per $\frac{\Delta G}{G}$ a diversi valori della frazione di impulso trasportata del gluone. I fit si riferiscono a differenti ipotesi sul segno di ΔG .

e

$$\langle x_g \rangle = 0.085 \text{ per } Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$$

1.3.2 La trasversità

La distribuzione di impulso dei partoni in un nucleone polarizzato trasversalmente è detta *trasversità* e si indica con il simbolo $\Delta_T q(x)$; assieme alle distribuzioni di impulso $q(x)$ e di elicità $\Delta q(x)$ permette una descrizione completa della struttura del nucleone [18, 19]. La trasversità è una funzione dispari per chiralità, quindi non è possibile misurarla in esperimenti di DIS inclusivo. La trasversità si può ottenere da misure di asimmetria di spin in processi DIS semi inclusivo per leptoni su di un bersaglio polarizzato trasversalmente, in cui vi sia l'identificazione di almeno un adrone nello stato finale. In questi processi l'asimmetria misurata è data dalla combinazione della trasversità ad un'altra quantità dispari per chiralità, la parte dipendente dallo spin della funzione di frammentazione (par.1.2.3).

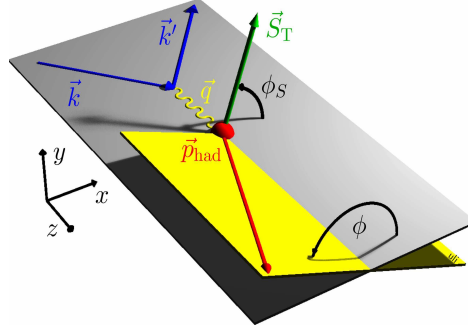


Figura 1.10: Sistema di riferimento e definizione degli angoli in una reazione di diffusione profondamente inelastica semi inclusiva con bersaglio polarizzato trasversalmente rispetto alla direzione del fascio.

Una misura possibile si basa sull'*effetto Collins*, per cui, a causa della funzione di frammentazione dispari per chiralità, si ha un'asimmetria azimutale nella produzione di adroni a spin nullo in reazioni di diffusione profondamente inelastica nel caso trasverso. L'effetto Collins è responsabile di un'asimmetria destra-sinistra nella frammentazione dei quark polarizzati trasversalmente. La funzione di frammentazione per quark polarizzati trasversalmente rispetto alla direzione del leptone incidente ha forma:

$$D_{Tq}^h(z, \vec{p}_T^h) = D_q^h(z, p_T^h) + \Delta_T^0 D_q^h(z, p_T^h) \sin(\Phi_C) \quad (1.56)$$

dove $\Delta_T^0 D_q^h(z, p_T^h)$ è detta funzione di frammentazione di Collins (F.F.C.) ed è la parte dispari per chiralità. L'angolo di Collins, Φ_C , è definito (vd. fig. 1.10) come la differenza tra gli angoli azimutali dell'adrone prodotto e dello spin del quark nel sistema di riferimento che ha asse z nella direzione del fotone virtuale e asse x nella direzione del moto del leptone diffuso.

Ai fini sperimentali, l'asimmetria di spin misurata confrontando reazioni con polarizzazioni trasverse opposte dei nucleoni del bersaglio è definita come:

$$A^{exp} = \frac{N_{\uparrow}^{\rightarrow} - N_{\downarrow}^{\rightarrow}}{N_{\uparrow}^{\rightarrow} + N_{\downarrow}^{\rightarrow}} = P_b f P_f D A_{Collins} \sin \Phi_C \quad (1.57)$$

dove $\vec{\uparrow}$, P_b , f , P_f , D hanno il consueto significato e $A_{Collins}$ è l'asimmetria di Collins, che viene scritta come:

$$A_{Collins} = \frac{\sum_q e_q^2 \Delta_T q(x) \Delta_T^0 D_q^h(z)}{\sum_q e_q^2 q(x) D_q^h(z)}. \quad (1.58)$$

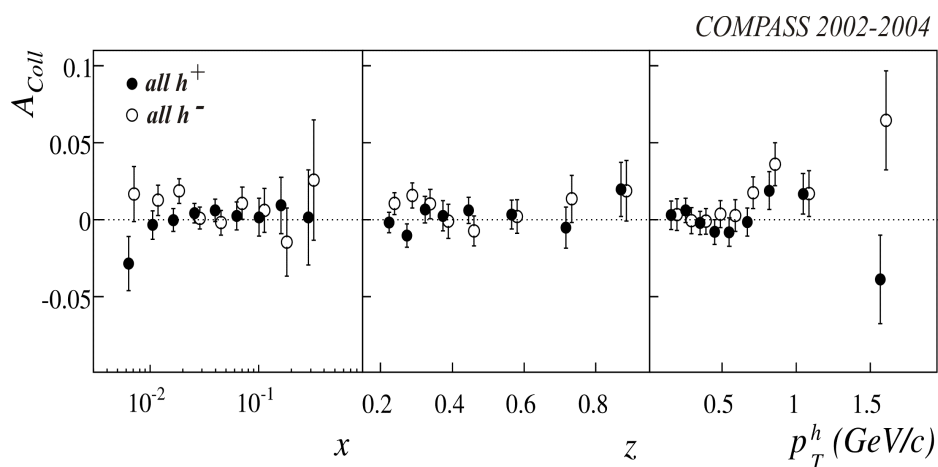


Figura 1.11: punti sperimentali per l'asimmetria di Collins in funzione di tre diverse variabili cinematiche: x di Bjorken, z adrone e l'impulso trasverso dell'adrone rispetto al fotone virtuale.

In COMPASS si sono portate avanti, fino al 2004 diverse prese dati con fascio di muoni polarizzato su bersaglio di deuterio polarizzato trasversalmente. Per questi dati si è misurata l'asimmetria di Collins in funzione di tre variabili cinematiche: x di Bjorken, z adrone e l'impulso trasverso dell'adrone rispetto al fotone virtuale. I risultati si vedono in figura 1.11, dov'è evidente che l'asimmetria su deuterio è compatibile con zero. Un'analisi più dettagliata si può fare grazie all'identificazione dell'adrone nello stato finale; in COMPASS, grazie all'uso del rivelatore RICH, si sono distinte le asimmetrie di Collins per la produzione di K e per la produzione di π .

La piccola asimmetria misurata non è sorprendente: essendo il deuterio un bersaglio isoscalare, le distribuzioni dei quark u e d hanno segno opposto e questo provoca una cancellazione dell'effetto dell'asimmetria. L'analisi dell'asimmetria misurata sul deutone deve quindi essere accoppiata all'asimmetria misurata su un bersaglio di protoni. La collaborazione di HERMES ha misurato un'asimmetria diversa da zero sul protone: questo risultato indica che sia la distribuzione trasversa $\Delta_T u(x)$ che il meccanismo di Collins $\Delta_T^0 D_u^h(z)$ sono differenti da zero.

Al momento l'asimmetria sul protone è stata misurata solo dalla collaborazione di HERMES, quindi il confronto delle asimmetrie su adroni identi-

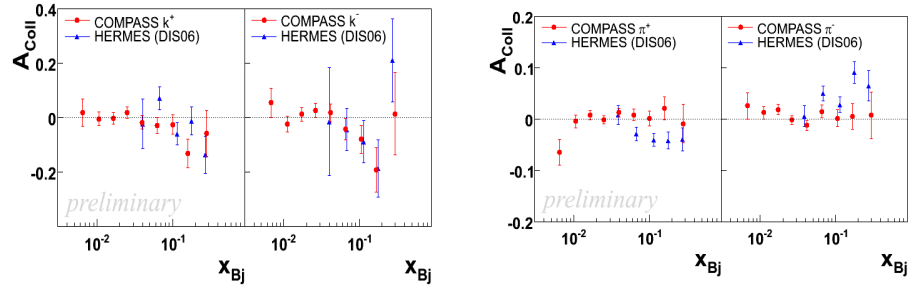


Figura 1.12: punti sperimentali per l'asimmetria di Collins in funzione di x di Bjorken, per gli esperimenti COMPASS ed HERMES, su K e π identificati nello stato finale.

cati, mostrato in figura 1.12, è possibile solo nella regione cinematica comune ai due esperimenti, ma si attendono i dati che COMPASS prenderà nel corso del 2007 su un bersaglio di protoni per estendere il confronto.

Prima di poter ricavare dai dati sull'asimmetria di Collins la trasversità, è necessario avere una misura scorrelata delle funzioni di frammentazione di Collins per i diversi quark. La misura delle F.F.C. è al momento in corso presso l'esperimento Belle, in un processo di annichilazione e^+e^- ; finora si è ottenuto che le funzioni di frammentazione di Collins sono differenti da zero.

Capitolo 2

Lo spettrometro di COMPASS

2.1 Introduzione

L'intero apparato sperimentale di COMPASS è stato costruito in funzione degli obiettivi di fisica descritti nel capitolo precedente. Possiamo distinguere tre elementi fondamentali nell'esperimento: il fascio polarizzato di muoni, il bersaglio polarizzato e lo spettrometro. La necessità di raccogliere una grande statistica di eventi dovuti a processi con piccola sezione d'urto su un ampio intervallo cinematico, si traduce nella realizzazione di un apparato di grande accettazione angolare in grado di sopportare alti flussi di radiazione e di registrare un alto tasso di dati. In questo capitolo verranno descritti tutti gli elementi dell'apparato sperimentale e verrà focalizzata l'attenzione sulla parte dello spettrometro in cui si trova il rivelatore Cerenkov RICH-1. Al rivelatore RICH-1 verrà invece dedicato il capitolo successivo.

2.2 Il fascio polarizzato di muoni

Il fascio utilizzato da COMPASS è di muoni positivi polarizzati con impulso di $160 \text{ GeV}/c$. Il fascio di muoni è ottenuto da un fascio primario di protoni accelerato dall'SPS del CERN a 400 GeV (vedi fig. 2.1); tale fascio viene fatto interagire con un bersaglio di berillio dalla cui lunghezza dipende il numero di adroni prodotti per protone incidente. Fra i prodotti della reazione, quelli che maggiormente interessano per ottenere il fascio di muoni sono i pioni, prodotti copiosamente verso l'avanti. I pioni, emessi in un'ampia re-

gione dello spazio delle fasi, sono trasportati lungo la sezione di decadimento del fascio; è un'area lunga circa 600 m in cui i pioni in moto decadono in un muone ed un neutrino; grazie alla violazione della parità del decadimento del pione, i muoni prodotti sono polarizzati. La polarizzazione del muone, che nel sistema del centro di massa è del 100%, nel sistema del laboratorio scende a circa l'80%. I muoni vengono selezionati grazie ad un assorbitore, che ferma le altre particelle meno penetranti, principalmente i pioni non decaduti. I muoni che occupano lo spazio delle fasi corrispondente all'accettazione della linea, vengono trasportati lungo la linea di fascio. Un sistema di magneti quadrupolari focalizzanti e defocalizzanti (FODO, Focusing and Defocusing) ne riduce le dimensioni spaziali e la divergenza. La dispersione finale in impulso è di $\pm 5\%$.

Al suo arrivo in area sperimentale, il fascio di muoni ha un impulso di 160 GeV/c, dimensioni trasverse $\sigma_x \times \sigma_y = 0.8 \times 0.8 \text{ mm}^2$ e divergenza angolare $\sigma_{\theta_x} \times \sigma_{\theta_y} = 0.5 \times 1 \text{ mrad}^2$. Il ciclo utile dell'SPS per la produzione è stato nel 2006 di 4.8 s/16.8 s. Ad ogni ciclo $2 \cdot 10^8$ muoni raggiungono l'area sperimentale. La caratteristica peculiare del fascio così prodotto, oltre l'alta intensità, è la presenza di un'alone che si estende trasversalmente, fino a svariati metri di distanza rispetto alla linea di fascio, diminuendo di intensità con la distanza. Tale alone, dovuto ai muoni non selezionati dal FODO che, essendo particelle particolarmente penetranti, non vengono fermati, si divide in due zone di intensità: fino a 10 cm dalla linea di fascio si parla di *alone vicino* e l'intensità per unità di superficie è circa tre ordini di grandezza inferiore all'intensità massima, mentre per l'*alone lontano* scende di oltre cinque ordini di grandezza.

2.3 Il bersaglio polarizzato

Nei periodi di presa dati fino al 2006, COMPASS ha utilizzato un bersaglio di deuterio polarizzato, sotto forma di litio deuterato ${}^6\text{LiD}$. Si è scelto un bersaglio allo stato solido per massimizzare la luminosità dell'esperimento. Benché ottenere la polarizzazione degli elettroni nel campo magnetico di 2.5 T prodotto dal magnete del bersaglio e a basse temperature sia relativa-

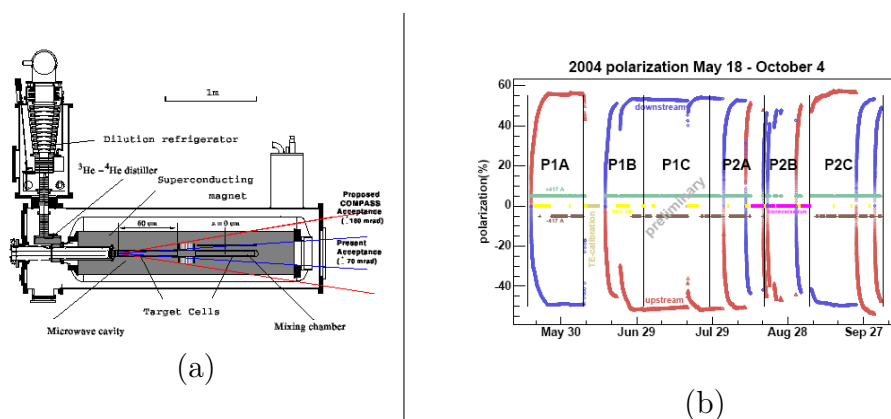


Figura 2.2: (a) Schema del bersaglio di COMPASS per le prese dati fino al 2004 (b) polarizzazione del bersaglio del 2004 le due celle.

un totale di otto (altri quattro nucleoni derivano dalla particella α) così il fattore di diluizione per il ${}^6\text{LiD}$ è $f = \frac{4}{8} = 0.5$; considerando che nella zona del bersaglio è presente anche dell'elio, il fattore di diluizione reale scende ad un valore di $f \approx 0.35$. La polarizzazione nucleare raggiungibile per il deutone è superiore al 60%. Per la presa dati del 2007 è anche previsto l'uso di un bersaglio di protoni polarizzati, sotto forma di ammoniaca irradiata (NH_3). In questo caso il fattore di diluizione è meno favorevole ($f \approx 0.15$), ma viene compensato dall'alto livello di polarizzazione raggiungibile, superiore all'80%. Per le prese dati fino al 2004 compreso, il bersaglio era formato da due celle di uguali dimensioni (vedi fig. 2.2.(a)), mantenute in stati opposti di polarizzazione. Nel 2006 il magnete solenoide del bersaglio è stato sostituito con uno di accettazione maggiore: $\pm 180 \text{ mrad}$, che corrisponde all'accettazione massima del LAS (Large Angle Spectrometer, spettrometro a grandi angoli, vd. par. 2.4.3). È stata inoltre ridisegnata anche la struttura del bersaglio, per adattarla all'aumentata accettazione: una nuova cavità a microonde e tre celle separate; la lunghezza della cella centrale è pari alla somma delle lunghezze delle celle esterne. Le opposte polarizzazioni delle celle limitano gli effetti sistematici della misura ed inoltre la polarizzazione del bersaglio viene invertita frequentemente, per limitare gli effetti di falsa asimmetria dovuti all'accettazione dell'apparato. Alcune simulazioni hanno dimostrato che la soppressione degli effetti di falsa asimmetria che viene dal-

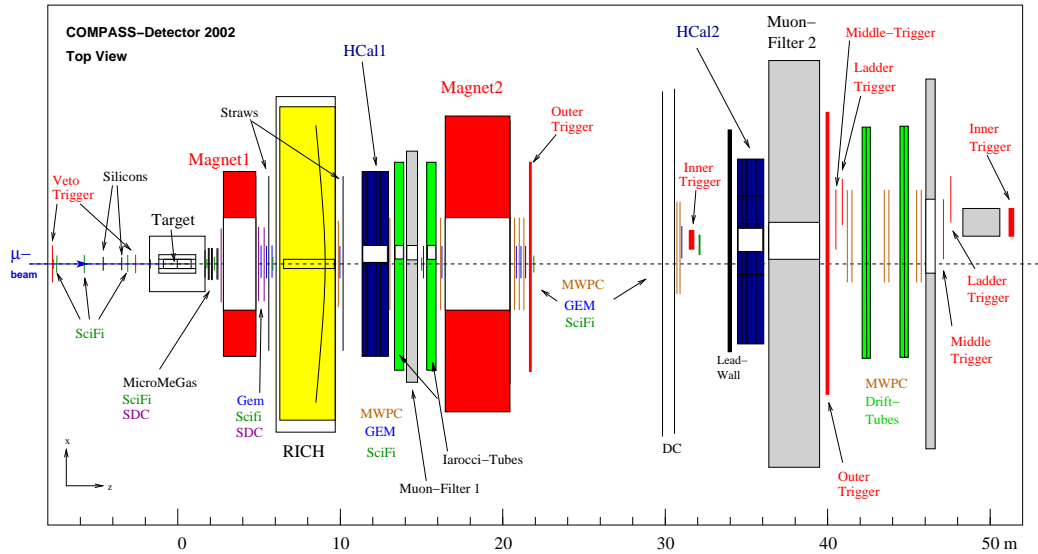


Figura 2.3: La struttura dello spettrometro di COMPASS.

la polarizzazione in direzioni opposte di due diverse celle è ancora migliore utilizzando tre celle.

2.4 Lo spettrometro

La struttura dello spettrometro di COMPASS [20], immutata per le prese dati degli anni 2002 al 2004, si vede in figura 2.3. Durante l'anno 2005, in occasione del fermo dell'acceleratore SPS, la struttura è stata modificata parzialmente e lo spettrometro migliorato è stato utilizzato per la presa dati dell'estate 2006. Le migliorie, che non modificano la concezione dell'apparato, saranno descritte in un paragrafo dedicato a fine capitolo.

Lo spettrometro è lungo circa 60 m e si può dividere in tre zone: una prima, costruita attorno al bersaglio, in cui si hanno i tracciatori per il fascio entrante e per le traiettorie delle particelle prodotte, una seconda, costruita attorno al primo magnete analizzatore, che è lo spettrometro per le particelle prodotte a grande angolo e una terza costruita attorno al secondo magnete analizzatore che rivela le particelle prodotte a piccolo angolo e, sfruttando il lungo braccio di leva, consente una buona risoluzione per la misura dell'impulso anche a valori elevati.

2.4.1 Lo spettrometro per il fascio

Lo spettrometro per il fascio, detto BMS (in inglese, Beam Momentum Station), si trova a circa 60 *m* prima dell'ingresso del fascio di muoni nella sala sperimentale e ne permette la misura dell'impulso. La BMS è composta da un magnete analizzatore e alcuni odoscopi di scintillatori e fibre scintillanti e fornisce la misura dell'impulso del muone incidente evento per evento. La ricostruzione permette una precisione inferiore all'1% sull'impulso, con una risoluzione temporale di 0.3 *ns*.

2.4.2 La regione del bersaglio

All'interno della sala sperimentale, poco prima del bersaglio, si trovano più stazioni di rivelatori a fibre scintillanti e a microstrip di silicio, per la determinazione della tracce dei muoni incidenti. L'informazione sulla traccia è particolarmente utile in fase di ricostruzione dell'evento: da una parte permette di distinguere i vertici dell'interazione dei muoni con i nucleoni del bersaglio da quelli dell'interazione dei primi con gli elementi di supporto, dall'altra permette di distinguere i muoni diffusi, utilizzati come identificatori dell'avvenuta reazione, la cui traccia parte dal bersaglio, da quelli che compongono l'alone del fascio e che quindi hanno traccia ricostruita anche prima del bersaglio.

2.4.3 Lo spettrometro a grandi angoli

A valle del bersaglio polarizzato si trova il primo spettrometro (fig. 2.4), lo "Spettrometro a grande angolo" o LAS (Large Angle Spectrometer) costruito attorno al magnete dipolare SM1. L'accettanza angolare di questo spettrometro è di ± 180 *mrad*, compatibile con la dimensione del magnete del bersaglio in uso dall'estate 2006. I rivelatori che lo compongono sono differenti elementi traccianti, posti prima e dopo il magnete, il rivelatore Cerenkov a focalizzazione d'immagine RICH-1, il calorimetro adronico HCal-1 ed un filtro muonico. Dalle misure di traccia prima e dopo il magnete SM1, che ha una lunghezza di 110 *cm* e un campo integrato di 1.0 *T · m*, si ricava l'impulso delle particelle; il fattore di merito per la misura dell'impulso del

LAS è $\frac{\sigma_p}{p^2} = 2 \times 10^{-3} (GeV/c)^{-1}$. Il rivelatore RICH-1 (Cap. 3), permette l'identificazione degli adroni carichi con impulso fino a $43 GeV/c$ (per le prese dati fino al 2004); l'impulso massimo per la presa dati del 2006 è di poco inferiore ai $60 GeV/c$. Per la ricostruzione dell'angolo Cerenkov, è necessario che ai dati del RICH vengano accoppiate le tracce delle particelle entranti e, per l'identificazione della massa, è necessario conoscere l'impulso della particella stessa. Risulta quindi che la ricostruzione delle tracce è di fondamentale importanza per l'identificazione delle particelle con il RICH.

Alle spalle del RICH si trova il rivelatore a traccia RICH Wall, formato da un sandwich di rivelatori traccianti e assorbitori che, da una parte, permette di migliorare la risoluzione delle tracce in uscita dal RICH e dall'altra funge da "preshower" per il calorimetro elettromagnetico che lo segue. A concludere il primo spettrometro si trovano altri tre rivelatori per l'identificazione delle particelle: il calorimetro elettromagnetico, il calorimetro adronico e il filtro muonico. Il calorimetro adronico permette di identificare adroni carichi e neutri in base al loro rilascio energetico al suo interno, mentre il filtro muonico distingue i muoni dalle altre particelle in base al loro potere penetrante; entrambi i processi di identificazione sono di natura distruttiva, pertanto questi rivelatori sono provvisti di un foro centrale in corrispondenza dell'accettanza dello spettrometro che si trova a valle, lo spettrometro a piccolo angolo.

2.4.4 Lo spettrometro a piccoli angoli

A circa $15 m$ di distanza dal bersaglio, inizia lo spettrometro a piccoli angoli o SAS (dall'inglese Small Angle Spectrometer). Sfruttando il braccio di leva, questo permette di misurare con precisione le particelle che vengono emesse a piccolo angolo distinguendole dal fondo di muoni che non hanno interagito e procedono lungo l'asse z dell'esperimento; l'accettanza di questo spettrometro è di $\pm 30 mrad$ e le particelle entranti hanno impulso superiore ai $5 GeV$. Gli elementi che lo compongono sono gli stessi che compongono lo spettrometro a grandi angoli, fatta eccezione per il rivelatore Cerenkov, la cui costruzione è prevista in una seconda fase dell'esperimento. Le particelle emesse a piccolo angolo sono in media più energetiche di quelle emesse

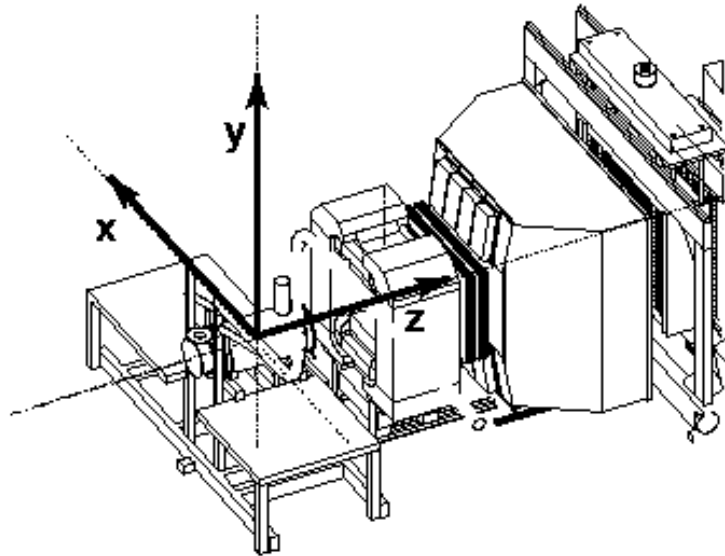


Figura 2.4: Indicazione del sistema di riferimento usato in COMPASS. Nel disegno si vede il bersaglio, il primo magnete SM1 e il RICH-1, seguito da alcuni tracciatori.

ad angoli più grandi e questo spiega perché il campo integrato del secondo magnete analizzatore, SM2, sia di $4.4 T \cdot m$ rispetto a $1.0 T \cdot m$ di SM1.

2.5 Tracciatori

Per la ricostruzione della traccia di ogni particella, sono in uso molti rivelatori con diverse caratteristiche. I diversi tipi si possono distinguere in base alla distanza della zona sensibile dalla linea di fascio: i rivelatori a piccolissimo angolo sono sensibili anche lungo l'asse del fascio, quindi devono affiancare all'ottima risoluzione spaziale una notevole resistenza ad alti flussi di particelle; i rivelatori a piccolo angolo, la cui zona sensibile comincia a circa 2.5 cm dalla linea di fascio, devono garantire un'ottima risoluzione e offrire poco spessore efficace per minimizzare gli effetti di diffusione multipla; i rivelatori a grande angolo, la cui zona sensibile è distante dalla linea di fascio devono coprire in modo efficiente vaste superfici. I tracciatori sono raggruppati in stazioni, composte da più piani dello stesso tipo di rivelatore con inclinazioni differenti, per misurare differenti coordinate spaziali delle traiettorie.

2.5.1 VSAT-Tracciatori a piccolissimo angolo

L'acronimo VSAT viene dall'inglese Very Small Angle Trackers (Tracciatori a piccolissimo angolo). Di questa categoria fanno parte tutti i rivelatori a traccia la cui zona sensibile si estende fino ad un massimo di 3 cm dalla linea di fascio. Il flusso di particelle a cui sono sottoposti è di circa $10^5 \text{ s}^{-1} \text{ mm}^{-2}$ e si tratta principalmente di muoni che non hanno interagito; in tali condizioni, alla buona risoluzione spaziale deve corrispondere un'ottima risoluzione temporale, per permettere la correlazione degli eventi e quindi l'eliminazione del fondo.

- *Fibre scintillanti.* Hanno risoluzione spaziale compresa tra i 130 μm delle stazioni vicine al bersaglio e i 210 μm di quelle a valle del secondo magnete analizzatore e risoluzione temporale compresa tra i 350 ps e i 450 ps. Ogni stazione di fibre scintillanti è composta da due piani di rivelazione ortogonali, che misurano le componenti della traccia nelle direzioni "x" e "y"; tre stazioni hanno un piano addizionale "u" inclinato a 45° rispetto all'asse "y" (vedi fig. 2.4). Ogni piano è composto da file di fibre di sezione circolare allineate, sfasate le une rispetto alle altre per assicurare che tutte le particelle passino attraverso uno spessore di materiale scintillante tale da garantire l'efficienza di rivelazione.
- *Microstrip di silicio.* Vengono usate per la ricostruzione della traiettoria del muone incidente, prima del bersaglio: devono quindi essere particolarmente resistenti alla radiazione ed avere un'ottima risoluzione spaziale e temporale. Su un unico wafer di silicio, sono poste 1280 strip sul lato n e 1024 sul lato p, cosicché ogni wafer misura due coordinate spaziali. Ogni stazione è composta da due wafer, l'uno ruotato di 5° rispetto all'altro; le coordinate misurate per ogni stazione sono (x,y) e (u,v). La risoluzione spaziale media è di 8 μm per il lato drogato p e 11 μm per il lato drogato n. La risoluzione temporale media è di 2.5 ns.

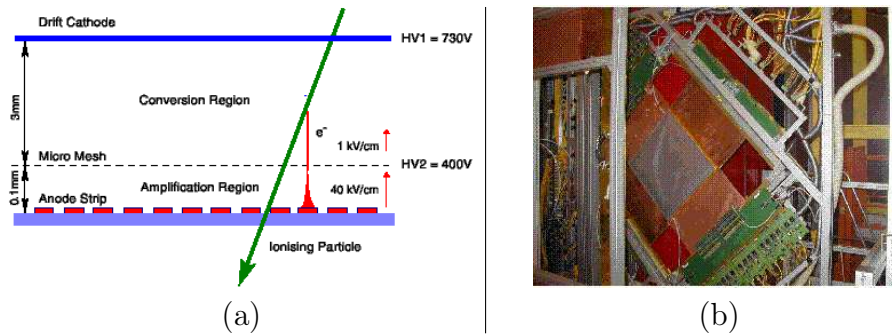


Figura 2.5: (a) Schema del funzionamento delle Micromegas e (b) foto del rivelatore.

2.5.2 SAT-Tracciatori a piccolo angolo

L'acronimo SAT deriva dall'inglese Small Area Trackers (tracciatori a piccolo angolo). In questo gruppo troviamo tutti i rivelatori a traccia con sensibilità nella regione radiale compresa tra i 2.5 cm e i 40 cm di distanza rispetto all'asse del fascio. Le caratteristiche generali di questi tracciatori sono un'ottima risoluzione spazio-temporale, la capacità di sopportare un elevato flusso di particelle ($10^4 s^{-1}mm^{-2}$) e la bassa densità nonostante le dimensioni.

- *Micromegas* Le Micromegas (MicroMesh Gaseous Structure, cioè strutture a microrete, fig. 2.5), sono rivelatori gassosi, in cui una microrete separa la zona di deriva degli elettroni da quella di formazione della valanga, bloccando così la deriva contraria degli ioni prodotti. La superficie attiva, equipaggiata con microstrip di lettura con un passo che va dai 360 μm per la zona centrale ai 420 μm della parte esterna, misura $40 \times 40 cm^2$. In ognuna delle tre stazioni, vi sono due coppie di piani ruotati tra loro che misurano rispettivamente le coordinate (x,y) e (u,v). La risoluzione spaziale media è di 90 μm , quella temporale di 9.3 ns e l'efficienza raggiunge il 97%.
- *GEM* Le Gas Electron Multiplier, in fig. 2.6, sono dei rivelatori gassosi. La moltiplicazione degli elettroni prodotti per ionizzazione del gas si ottiene applicando una differenza di potenziale fra due facce di un foglio di poliamide ricoperto di rame, a cui sono stati praticati dei microfori con tecniche foto-litografiche. La differenza di potenziale tra i due

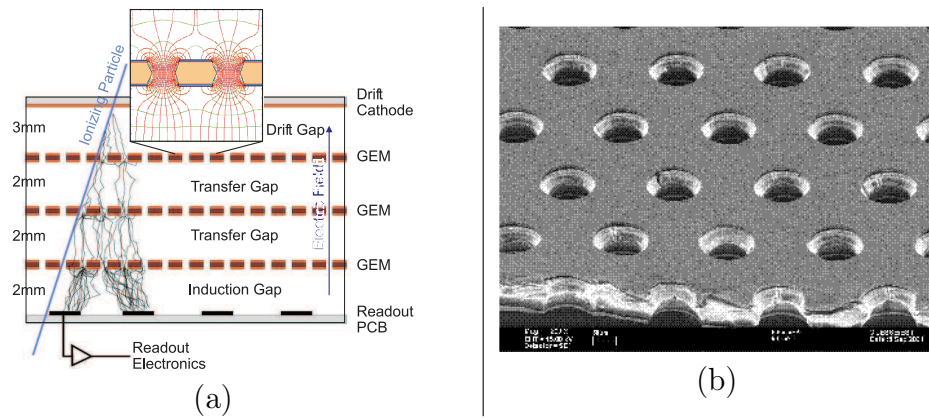


Figura 2.6: **(a)** Schema del funzionamento delle GEM e **(b)** dettaglio della microforatura.

lati del foglio genera un campo molto intenso all'interno dei fori, che permette la formazione di una valanga di moltiplicazione che rimane, comunque, di dimensioni contenute. Vi sono più stadi di amplificazione successiva fino al catodo di raccolta, in modo da mantenere contenuto il guadagno di ogni stadio. In questo modo, in condizioni di fascio intenso, si evitano scariche elettriche. Le strip di lettura sono poste in direzioni ortogonali, quindi di ogni segnale indotto si misurano due coordinate. La superficie attiva è di $31 \times 31 \text{ cm}^2$. Ogni stazione di GEM è composta da due piani, ruotati di 45° l'uno rispetto all'altro per misurare le coordinate (x,y) e (u,v) . La risoluzione spaziale è di $70 \mu\text{m}$.

COMPASS è il primo esperimento che utilizza questi due tipi di rivelatori su larga scala.

2.5.3 LAT-Tracciatori a grande angolo

I tracciatori a grande angolo si distinguono per la grande superficie che devono coprire, in una regione cinematica meno popolata.

- *Camere a deriva* In COMPASS sono installate tre camere a deriva (DC, acronimo dell'inglese Drift Chamber), che operano attorno al magnete analizzatore SM1. Ogni stazione è composta da otto piani, con quattro

diverse orientazioni: x, y, u e v (inclinati a $\pm 20^\circ$) e superficie attiva di $180 \times 127 \text{ cm}^2$. I piani con identica orientazione sono posti di seguito e sfasati nella lunghezza in modo da risolvere i problemi di ambiguità destra/sinistra. Le celle sono di piccole dimensioni ($8 \times 7 \text{ cm}^2$) per limitare il tempo di deriva degli elettroni e quindi avere risposta in una finestra temporale più piccola, per limitare l'acquisizione di segnali da particelle scorrelate che costituirebbero un pesante fondo, soprattutto nella stazione a monte del magnete. La risoluzione spaziale è di $250 \mu\text{m}$.

- *Straw tube chambers* Vengono usate per il tracciamento delle particelle con angoli compresi tra i 15 e i 200 mrad a valle del primo magnete analizzatore. Per eliminare le ambiguità destra/sinistra della ricostruzione, ogni rivelatore è composto da due file di straw sfasate le une rispetto alle altre. Ogni stazione di rivelazione è composta da tre piani: uno orizzontale, uno verticale ed uno inclinato a 10° rispetto alla verticale. La superficie attiva è di circa 9 m^2 , divisa in tre sezioni verticali: la sezione centrale, che deve sopportare un flusso maggiore di radiazioni, ha tubi del diametro di circa 6 mm , mentre le due sezioni esterne, che sono sottoposte ad un flusso minore hanno tubi dal diametro di circa 9 mm . Ogni rivelatore ha una risoluzione media di $190 \mu\text{m}$.
- *Camere proporzionali multifilo* Vi sono tre differenti tipi di stazioni MWPC (Multy Wire Proportional Chamber): un tipo composto da un piano verticale e due ruotati di $\pm 10^\circ$, un tipo con un ulteriore piano orizzontale, entrambi con una superficie attiva di $178 \times 120 \text{ cm}^2$, ed un terzo tipo di stazione, più piccolo ($178 \times 80 \text{ cm}^2$), composto da due piani rivelatori verticali e due inclinati. La risoluzione è di 1.6 mm .
- *Camere a deriva di grande superficie* Ognuna delle sei camere a deriva ha una superficie attiva di $5 \times 2.5 \text{ m}^2$. Ogni camera è composta da quattro piani, due verticali e due inclinati in una delle seguenti direzioni: orizzontale, 10° in senso orario o 10° in senso antiorario rispetto alla verticale; i due piani nella stessa direzione sono sfasati tra loro per evitare ambiguità destra/sinistra. La risoluzione spaziale media è di 0.5 mm .

2.6 Identificazione delle particelle

In COMPASS vi sono tre diversi tipi di rivelatori che permettono l'identificazione delle particelle: il RICH-1, i calorimetri e il filtro di muoni. Il RICH-1 viene presentato nel capitolo 3 ad esso dedicato.

2.6.1 Calorimetria

I calorimetri permettono l'identificazione delle particelle tramite la misura dell'energia rilasciata al loro interno. La struttura dei calorimetri adronici è a campionamento, formati da un mosaico di unità identiche. Il primo calorimetro adronico, HCal 1, consta di 140 moduli, ognuno dei quali è composto da 40 strati di ferro in cui si ha il rilascio energetico inframmezzati da strati di scintillatore per la ricostruzione della valanga prodotta. Il secondo calorimetro adronico, HCal 2, consta di 236 moduli, la maggior parte dei quali usa 25 strati di acciaio per la generazione della valanga inframmezzati da fogli di scintillatore per la sua ricostruzione. Il calorimetro elettromagnetico è di tipo continuo, composto da un unico blocco di vetro al piombo, nel quale si ha sia il rilascio energetico che la raccolta dell'informazione. Tutti i calorimetri hanno un foro al centro in corrispondenza dell'asse del fascio.

2.6.2 I filtri di muoni

Il riconoscimento dei muoni si basa sulla loro caratteristica di essere particelle particolarmente penetranti: contrariamente a tutte le altre particelle prodotte nella reazione, questi attraversano spessi strati di materiale. Un filtro muonico è quindi composto da uno strato di materiale assorbitore, prima e dopo del quale si trovano dei rivelatori traccianti. Tutte le particelle danno un segnale sui traccianti a monte, ma solo quelle che non sono state assorbite, e quindi i muoni, danno un segnale a valle.

I filtri muonici si trovano sia alla fine del LAS che alla fine del SAS e vengono chiamati con il termine inglese Muon Wall. Il filtro alla fine del LAS usa come assorbitore 60 cm di ferro, e come traccianti tubi a deriva di sezione quadrata realizzati con profili in alluminio; poiché la rivelazione dei muoni avviene attraverso l'assorbimento di tutte le altre particelle, è necessario che

tale rivelatore abbia un'apertura in corrispondenza dell'accettanza del SAS. Il secondo filtro, che si trova alla fine dell'intero spettrometro di COMPASS, usa come assorbitore 2.4 m di cemento e come tracciatori dei tubi a deriva in acciaio.

2.7 Trigger

La funzione del trigger è quella di segnalare per l'acquisizione quegli eventi in cui un muone del fascio abbia interagito con il bersaglio. Il segnale più evidente dell'avvenuta interazione è la presenza del muone diffuso, il così detto μ' , cioè la presenza di una traccia associata ad un muone che provenga dalla zona del bersaglio.

Il tempo a disposizione del trigger per decidere l'acquisizione è inferiore ai 500 ns, quindi non è possibile alcuna ricostruzione dell'evento; per determinare l'acquisizione si usano i segnali digitali di una serie di odoscopi a scintillazione, cercando le coincidenze fra opportune combinazioni di elementi di odoscopi diversi. È così possibile, nel piano in cui le proiezioni delle traiettorie non risentono della deflessione dovuta al campo magnetico, ottenere un puntamento approssimativo alla regione del bersaglio. Questo approccio non è sufficiente nella zona vicino al fascio a causa dell'elevato fondo dovuto ai muoni che non hanno interagito: in questo caso è richiesto anche un rilascio energetico minimo all'interno dei calorimetri. La combinazione delle informazioni di odoscopi differenti e dell'uso dell'informazione calorimetrica, dà luogo a differenti condizioni di trigger. In figura 2.7.(a) è rappresentato uno schema dei segnali mandati in coincidenza per valutare le condizioni di trigger, mentre in figura 2.7.(b) si vede la corrispondenza tra i quattro diversi tipi di trigger e le variabili cinematiche “ y ” e “ Q^2 ”, introdotte nel capitolo 1.

2.8 Elettronica e acquisizione

L'acquisizione dei dati inizia dall'elettronica di front-end di ciascun rivelatore: questa provvede alla discriminazione e digitizzazione del segnale e al-

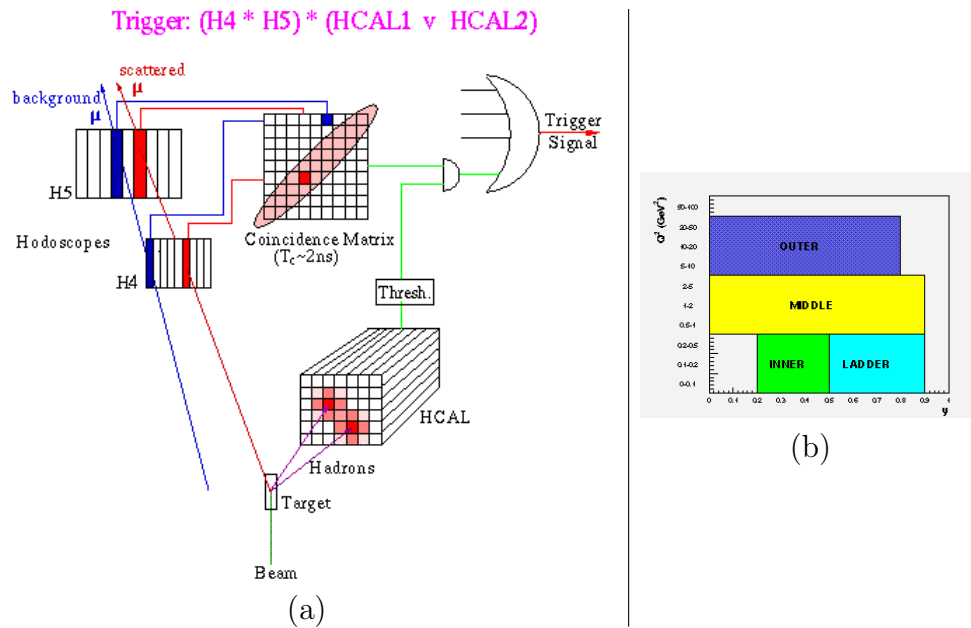


Figura 2.7: (a) Schema del funzionamento del trigger e (b) regioni cinematiche coperte dai quattro diversi tipi di trigger.

l'eventuale acquisizione dell'informazione temporale, ovvero alla conversione dell'informazione di ampiezza in un'informazione digitale. Come illustrato in figura 2.8, i segnali digitizzati vengono portati ai moduli di lettura di tipo CATCH o GeSiCA. Nel caso il trigger segnali l'evento come da acquisire, l'informazione viene trasportata tramite fibre ottiche ad alta velocità fino ai computer di immagazzinamento temporaneo (readout buffer). Fino all'ingresso nei readout buffer, l'informazione arriva in "pacchetti" temporali legati alla struttura del fascio, mentre in uscita si ottiene un flusso continuo di circa $35 MB/s$. I dati così raccolti vengono filtrati (online filter): il tempo del trigger viene comparato con l'informazione temporale dei rivelatori che hanno tracciato il muone. Alla fine della catena si trovano i computer dedicati alla ricostruzione dell'evento, gli event builder, che associano ad un solo evento i segnali corrispondenti di ogni rivelatore. Gli eventi così ricostruiti vengono inviati attraverso la rete locale al centro di calcolo del CERN, che provvede a salvarli temporaneamente su disco e creare una base di dati di riferimento (basata sul gestore di database ORACLE) per la successiva ricerca. L'immagazzinamento definitivo delle informazioni (circa $3 TB$ di dati

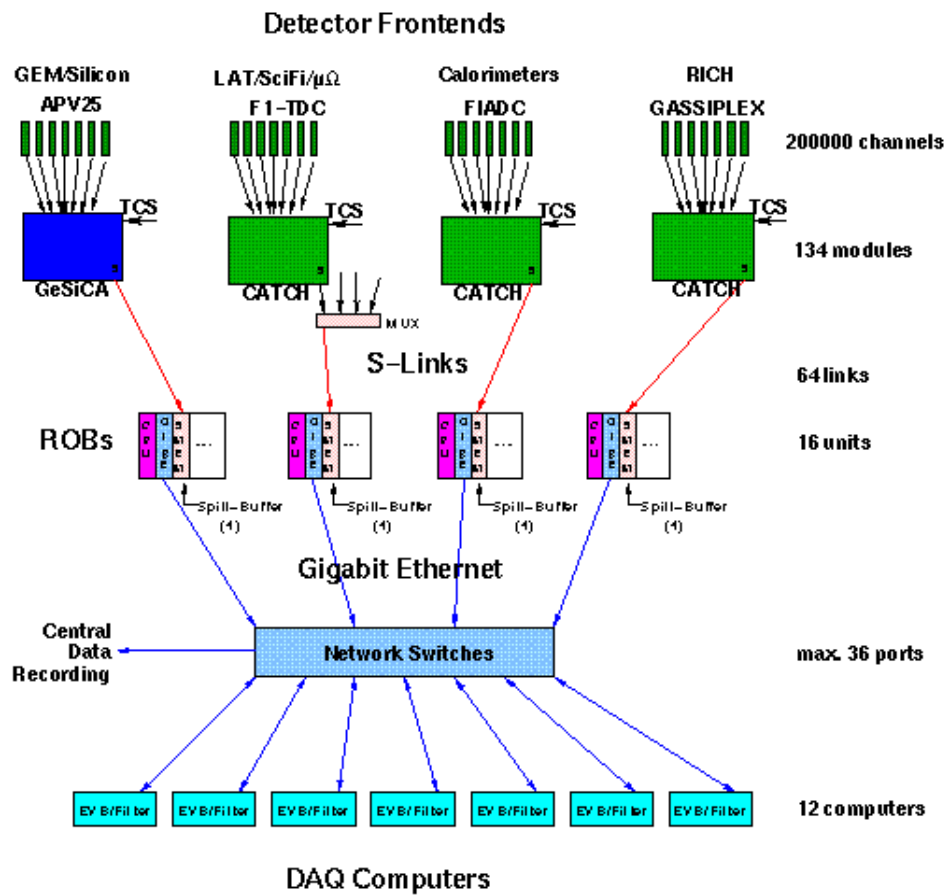


Figura 2.8: Schema a blocchi dell'architettura dell'acquisizione dati in COMPASS

prodotti durante una giornata) viene effettuato su nastri di 120 GB l'uno.

Capitolo 3

Il RICH di COMPASS

3.1 Introduzione

L'identificazione delle particelle si ottiene definendone la massa e la carica elettrica. Dalla relazione cinematica

$$p = \gamma\beta mc. \tag{3.1}$$

si ottiene che, per ricavare la massa di una particella, bisogna misurare separatamente almeno due delle tre variabili in questione: energia, velocità (o equivalentemente β) ed impulso. In COMPASS si utilizzano diversi metodi per identificare particelle con differenti caratteristiche: per gli adroni neutri, gli elettroni ed i fotoni, si utilizza la misura di energia proveniente dai calorimetri adronici ed elettromagnetici (par. 2.6), mentre per tutti gli adroni carichi con impulso compreso nell'intervallo $5 - 60 \text{ GeV}$ si utilizza, sempre accoppiata alla misura di impulso, la misura della velocità normalizzata alla velocità della luce β , fornita dal rivelatore Cerenkov a focalizzazione d'immagine RICH-1.

3.2 L'effetto Cerenkov

Il fenomeno dell'emissione della radiazione Cerenkov si può descrivere anche in termini di fisica classica [21]. Il passaggio di una particella carica produce una polarizzazione del mezzo in cui questa si muove. La natura del fenomeno

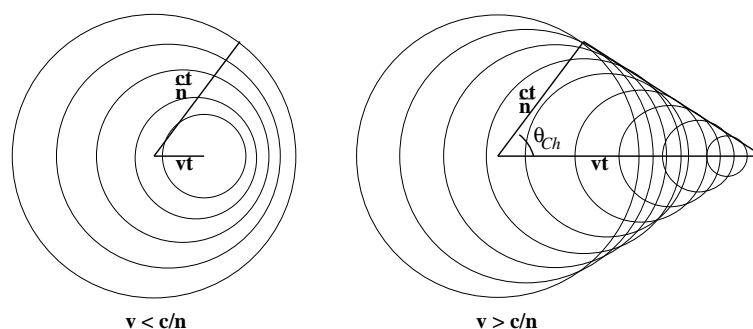


Figura 3.1: Visione schematica dei fronti d'onda emessi dalla diseccitazione atomica successiva al passaggio di una particella carica con velocità v in un mezzo con indice di rifrazione n .

è transitoria e la diseccitazione degli atomi del mezzo avviene tramite l'emissione di un impulso elettromagnetico. Se la velocità a cui si muove la particella è inferiore alla velocità di fase della luce nel mezzo (fig. 3.1), il campo dovuto alla polarizzazione è simmetrico e gli impulsi elettromagnetici emessi dalla diseccitazione atomica interferiscono distruttivamente; quando, però, la velocità della particella è superiore alla velocità di fase della luce in quel mezzo, il campo diventa asimmetrico e viene a crearsi un fronte d'onda coerente che si propaga con un angolo ben definito θ_C rispetto alla direzione della particella; a tutti gli altri valori angolari, l'interferenza è ancora distruttiva. L'onda elettromagnetica si presenta come un fenomeno di onda di shock, il cui analogo meccanico è l'onda sonora prodotta dagli aerei supersonici che si muovono nell'atmosfera. Come il “bang sonico”, l'effetto Cerenkov è un fenomeno a soglia che ha luogo solamente al superamento di una velocità critica.

Possiamo ricavare geometricamente dalla figura 3.1 le proprietà dell'emissione. Per una particella che si muove con velocità βc , dove c indica la velocità della luce, in un mezzo con indice di rifrazione n si ha:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} . \quad (3.2)$$

Da questa relazione otteniamo la dipendenza dell'angolo Cerenkov dalla velocità della particella e il valore della velocità di soglia β_{th} al di sotto della

quale non vi è emissione di luce,

$$\beta_{th} = \frac{1}{n} . \quad (3.3)$$

Al tendere della velocità della particella alla velocità della luce nel vuoto ($\beta \rightarrow 1$), l'angolo di emissione Cerenkov raggiunge il suo valore massimo θ_{Max} :

$$\theta_{Max} = \arccos \frac{1}{n} . \quad (3.4)$$

Lo spettro energetico dalla radiazione Cerenkov emessa da una particella di carica Ze per unità di percorso (x) e di frequenza (ω) è dato dall'equazione di Frank-Tamm

$$\frac{d^2 E}{dx d\omega} = \frac{Z^2 e^2 \omega}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right) . \quad (3.5)$$

L'energia rilasciata con questo fenomeno è qualche ordine di grandezza inferiore alla perdita di energia per ionizzazione. Integrando l'equazione 3.5 in dx e $d\omega$ si ottiene il numero di fotoni emessi in un percorso di lunghezza L :

$$N = \frac{L Z^2 \alpha}{c} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right) d\omega . \quad (3.6)$$

L'emissione dei fotoni avviene nel campo del visibile, dell'ultravioletto e dei raggi x molli, con uno spettro sostanzialmente piatto. Lontano dalle bande di frequenza di assorbimento, una buona stima del numero di fotoni emessi *a saturazione* (cioè per valori di $\beta \rightarrow 1$) per centimetro di percorso in un intervallo spettrale di $1eV$ è:

$$N(cm^{-1}eV^{-1}) = 370 Z^2 \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) . \quad (3.7)$$

Per quanto detto sopra, il numero di fotoni emessi dipende dall'intervallo di lunghezze d'onda interessato: la maggior parte dei fotoni viene emessa nella regione dell'ultravioletto e del lontano ultravioletto.

3.2.1 Rivelatori basati sull'effetto Cerenkov

L'effetto Cerenkov viene utilizzato per l'identificazione delle particelle in due diverse categorie di rivelatori: i contatori a soglia, che sfruttano l'effetto

soglia e discriminano le particelle in base al valore di β e i rivelatori a immagine (RICH, Ring Imaging Cerenkov), che misurano l'angolo di emissione e quindi la velocità βc . Nei contatori a soglia l'indice di rifrazione del mezzo è scelto in base alla velocità che si desidera avere come soglia. Il contatore dà un segnale solo quando la particella è sopra soglia e ciò significa che, ad esempio, in un fascio monocromatico di particelle, avere una discriminazione in massa.

Nei rivelatori a immagine la luce Cerenkov prodotta forma un'immagine sul piano di rivelazione dei fotoni, in questo modo si misura l'angolo di emissione per ogni singolo fotone. Come detto nell'introduzione, a questo tipo di rivelatori va accoppiata una misura di impulso, così da ottenere:

$$m = p\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_C - 1} . \quad (3.8)$$

Gli elementi caratterizzanti di un rivelatore a immagine sono il radiatore, cioè un mezzo dielettrico trasparente adeguato alla regione cinematica che si vuole studiare e un sistema di rivelazione dei fotoni prodotti. Ci sono due possibili tecniche per ottenere l'immagine sul piano del rivelatore, che differenziano due tipologie di RICH: l'uso del fuoco di prossimità (fig. 3.2.(a)) e la focalizzazione dell'immagine (fig. 3.2.(b)).

I RICH a fuoco di prossimità fanno espandere in un volume di gas inerte il cono di luce prodotto in un sottile strato di dielettrico: per produrre un numero sufficiente di fotoni, il radiatore deve essere denso, quindi solido o liquido. Con questa tecnica è possibile produrre rivelatori molto compatti, ma la risoluzione dell'anello è limitata e legata al rapporto tra lo spessore del dielettrico e la distanza del rivelatore di fotoni.

I RICH a focalizzazione vengono usati con radiatori gassosi. In questo caso la lunghezza del radiatore è maggiore per permettere la produzione di un numero sufficiente di fotoni e l'immagine viene focalizzata sul rivelatore con l'uso di specchi sferici o parabolici.

La raccolta dei fotoni è un processo delicato e ognuno degli elementi che compongono il rivelatore può introdurre una perdita di fotoni. Per riuscire a valutare un sistema così complesso, è utile introdurre una quantità, detta *figura di merito* che indichi l'effettiva efficienza dell'intero apparato. Per i

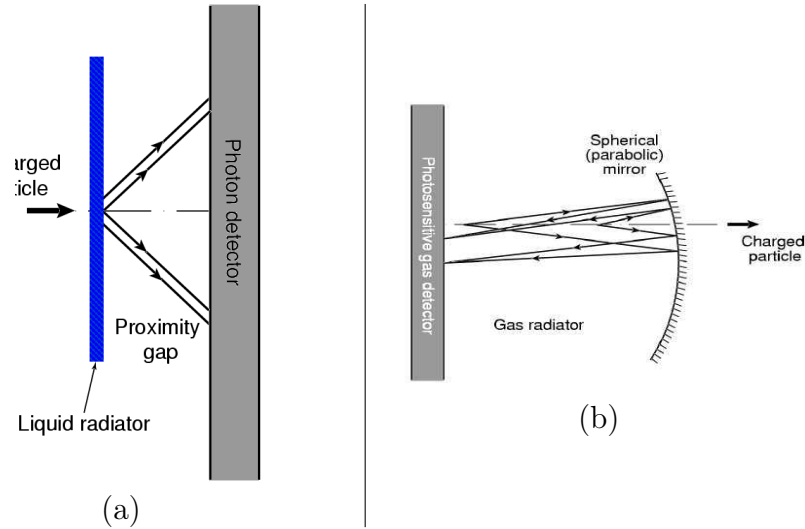


Figura 3.2: **(a)** Schema di funzionamento di un RICH a fuoco di prossimità e **(b)** a focalizzazione d'immagine .

rivelatori RICH si usa:

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \int \epsilon Q T R dE ; \quad (3.9)$$

nella definizione ϵ e Q sono rispettivamente l'efficienza di rivelazione di elettrone singolo e l'efficienza quantica del fotoconvertitore, T la trasmittanza della finestra e del radiatore ed infine R la riflettività dello specchio (se presente). La distribuzione del numero di fotoni rivelati segue una statistica poissoniana; per fotoni di frequenza lontana dalle bande di assorbimento del radiatore, il valor medio di tale distribuzione è:

$$N = N_0 L \sin^2 \theta_C. \quad (3.10)$$

3.3 Risoluzione dei RICH

La risoluzione sulla misura della velocità si ricava a partire dalla relazione (3.2) ed è:

$$\left(\frac{\sigma_\beta}{\beta} \right)^2 = (\sigma_{\theta_C} \tan \theta_C)^2 + \left(\frac{\Delta n}{n} \right)^2 . \quad (3.11)$$

La precisione con cui è noto l'indice di rifrazione è influenzata dalla purezza del gas, e dalla stratificazione dovuta ai gradienti di pressione e tempera-

tura, che producono una variazione tipica di circa 0.1% al metro del valore di $n - 1$. Per quanto riguarda l'indeterminazione con cui è misurato l'angolo Cerenkov vi sono molteplici fattori che contribuiscono. Innanzitutto bisogna rammentare che l'angolo Cerenkov è dato dal valor medio degli angoli misurati per ogni singolo fotone e quindi:

$$\begin{cases} \theta_C = \frac{\sum_N \theta}{N} \\ \sigma_{\theta_C} = \frac{\sigma_\theta}{\sqrt{N}} \end{cases} . \quad (3.12)$$

Maggiore è il numero di fotoni rivelati, migliore è la risoluzione dell'angolo Cerenkov misurato. La dispersione dei valori misurati dell'angolo è dovuta principalmente alla limitata risoluzione spaziale del rivelatore, alle aberrazioni sferiche dovute agli specchi e a quelle cromatiche dovute al radiatore (che si acquiscono nella regione dell'ultravioletto), all'imprecisa descrizione della geometria del sistema o all'incertezza con cui è ricostruita la traiettoria della particella. Un'altra importante componente deriva dalla presenza di fondo fisico (particelle scorrelate) o rumore elettronico.

La risoluzione sulla misura della massa si ricava dall'equazione (3.1):

$$\left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2 = \left(\gamma^2 \frac{\sigma_\beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{\sigma p}{p}\right)^2 \quad (3.13)$$

L'errore sull'impulso si può assumere trascurabile, anche alla luce del fattore γ^4 che moltiplica l'incertezza relativa della velocità. Poniamoci in un caso in cui si vogliono distinguere due particelle di massa m_1 e m_2 che si muovono con il medesimo impulso p ; la risoluzione richiesta sulla velocità è:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \approx \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p^2} . \quad (3.14)$$

Definiamo come risolti due picchi di angolo Cerenkov che distano più di n_σ deviazioni standard. Con l'uso di (3.11) e (3.12) ricaviamo che si possono risolvere le velocità corrispondenti quando

$$\frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta} = \frac{\sqrt{N}}{n_\sigma \sigma_\theta \tan \theta_C} \quad (3.15)$$

e quindi, usando anche la (3.14), troviamo che vi è un impulso massimo oltre al quale non è più possibile distinguere le due particelle:

$$p^2 = \frac{(m_1^2 - m_2^2) \cdot \sqrt{N}}{2n_\sigma \sigma_\theta \tan \theta_C} . \quad (3.16)$$

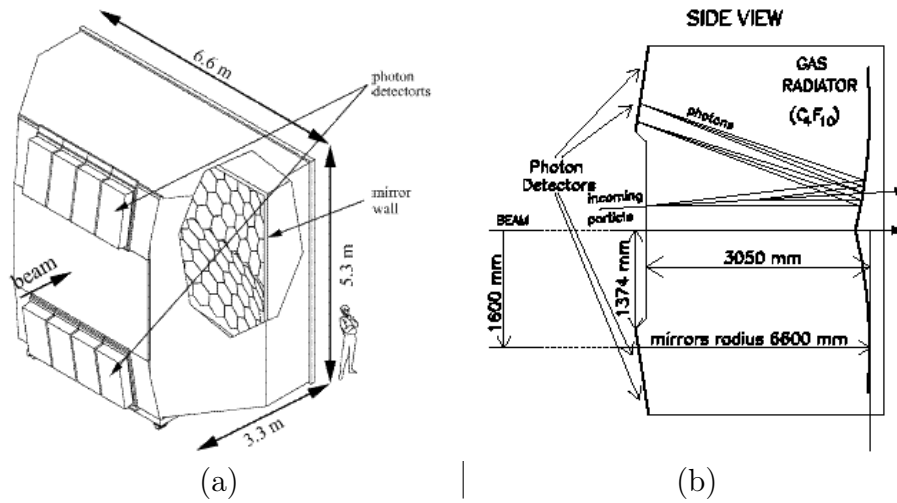


Figura 3.3: (a) Vista artistica del RICH-1 di COMPASS e (b) vista laterale. Le due superfici riflettenti sferiche focalizzano l'immagine su due piani rivelatori, uno sopra ed uno sotto l'asse del fascio.

3.4 IL RICH di COMPASS

Per gli obiettivi di ricerca di COMPASS (vd. par. 1.3) si necessita di uno strumento [22] che permetta l'identificazione degli adroni con impulso dell'ordine delle decine di GeV/c in tutta l'accettanza dello spettrometro ($\pm 250 \text{ mrad}$ nel piano orizzontale e $\pm 200 \text{ mrad}$ nel piano verticale) ma che presenti minimo materiale per non perturbare le particelle che vengono rivelate dai contatori che si trovano a valle. Per rispondere a tutte queste esigenze, è stato progettato e realizzato il rivelatore Cerenkov a focalizzazione d'immagine RICH-1. Il rivelatore è stato disegnato a metà degli anni novanta, ed è stato impiegato nelle prese dati dal 2001 al 2004 compresi. Durante l'arresto del'SPS del CERN nel 2005, lo strumento è stato migliorato con una modifica sostanziale del sistema di rivelazione dei fotoni e dell'elettronica di acquisizione. In questo paragrafo verrà descritto il rivelatore nella forma originaria. Nel paragrafo successivo verranno descritte le modifiche migliorative; il lavoro originale di questa tesi è consistito nella caratterizzazione del rivelatore modificato.

La struttura del rivelatore è mostrata in figura 3.3: si tratta di un serbatoio di grande volume (circa 80 m^3) riempito di gas C_4F_{10} a pressione

atmosferica, che funge da radiatore Cerenkov per particelle con impulso dell'ordine delle decine di GeV/c . La lunghezza del serbatoio, di circa 3 m, serve a garantire la produzione di un sufficiente numero di fotoni Cerenkov. La rivelazione dei fotoni avviene tramite i fotocatodi a ioduro di cesio (CsI) di otto camere proporzionali multifilo (MWPC). Per mantenere bassa la soglia di rumore e minimizzare la quantità di materiale, le MWPC sono poste fuori dall'accettanza dello spettrometro (fig. 3.3.(a)). L'immagine della radiazione prodotta è focalizzata sulle camere grazie a due specchi sferici che si trovano lungo l'asse del fascio (fig. 3.3.(b)). I circa $5.3 m^2$ di superficie attiva delle MWPC si traducono in più di 80000 canali di elettronica. Lo spessore del RICH-1 equivale a sole 22.5% lunghezze di radiazione.

3.4.1 Il sistema gas

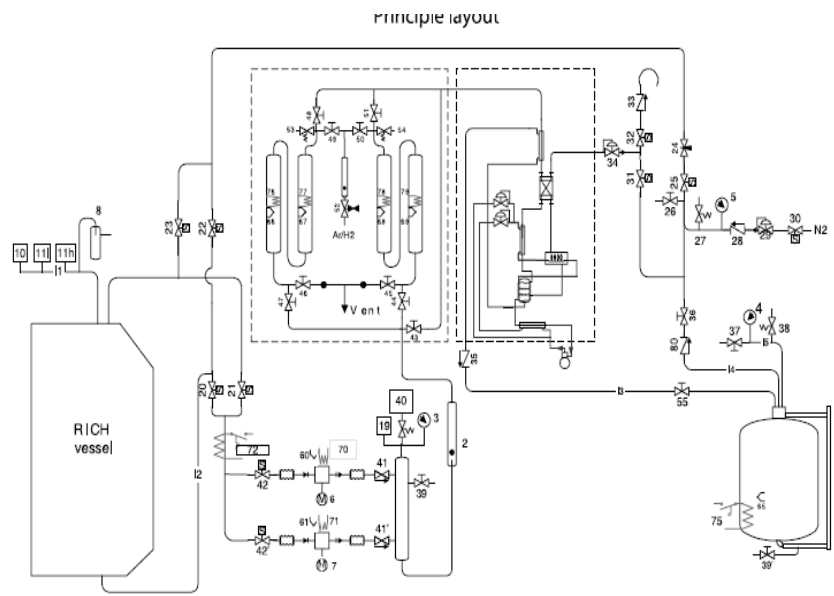
Il fotoconvertitore ioduro di cesio, assieme alla finestra di vetro di silice fuso (quarzo) che lo separa del gas radiatore, limita la sensibilità dell'apparato ai fotoni emessi nell'ultravioletto e precisamente nell'intervallo di lunghezze d'onda $160 \div 200 nm$. Il gas [23], scelto come radiatore in virtù della sua acromaticità, è il C_4F_{10} ($dn/n \approx 5 \cdot 10^{-5}$). L'indice di rifrazione è inoltre relativamente alto in questa regione: $n \approx 1.0015$, così da avere una più bassa velocità di soglia ed un più alto numero di fotoni prodotti.

Il sistema del gas si occupa di mantenere costante la pressione relativa all'interno del serbatoio, di purificare il gas dai contaminanti (ossigeno e vapore acqueo) e all'inizio e alla fine della stagione sperimentale, viene usato per riempire e svuotare il serbatoio stesso. Il gas è costantemente mantenuto a pressione atmosferica: le pareti del serbatoio, molto sottili nella zona di accettanza dello spettrometro, rischierebbero di deformarsi in caso di sovrappressione. La trasparenza nella regione del lontano ultravioletto (VUV, dall'inglese Very Ultra Violet, vedi figura 3.4.(b)) è garantita da un sistema di ricircolo, che permette il filtraggio continuo. Oltre a ciò, evita la stratificazione del gas all'interno del serbatoio. Il dettaglio del funzionamento del sistema è schematizzato in figura 3.4.(a). I principali elementi sono una valvola pneumatica la cui apertura è controllata da un sensore di pressione, una coppia di compressori che lavorano a frequenza costante, due filtri

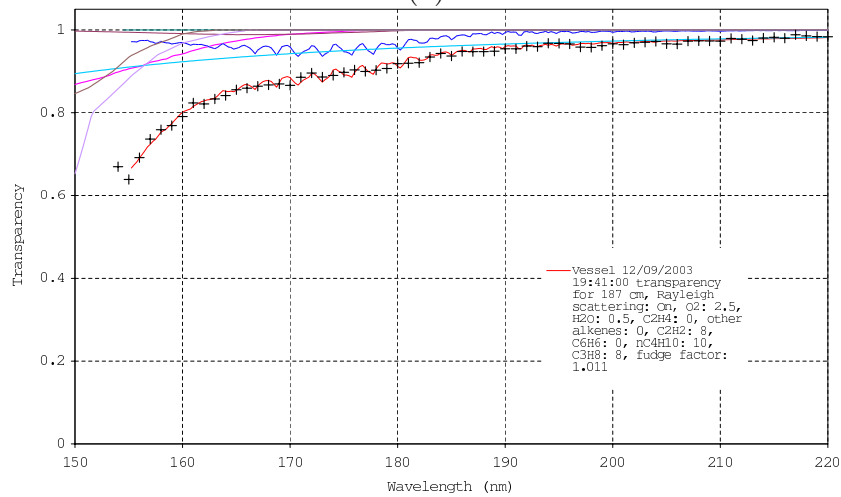
che lavorano in serie per la purificazione e un sistema per la misura della trasparenza. Nei compressori il gas è mantenuto ad una temperatura di circa 50°C per evitare la condensazione, in quanto la pressione può raggiungere i 500 kPa . La presenza di contaminanti nel gas viene misurata con l'impiego di strumenti commerciali. Una frazione dell'azoto che viene utilizzato durante le fasi di riempimento del serbatoio rimane nel gas. Dopo il riempimento, la percentuale di azoto presente nel gas radiatore raggiunge un valore costante di qualche per cento. La sua percentuale relativa viene misurata con un sonar. La trasparenza del gas nell'intervallo di lunghezze d'onda di interesse viene misurata con un sistema dedicato, basato su una lampada a deuterio e un monocromatore. Un tipico risultato della misura di trasparenza è riportato in figura 3.4.(b). Il materiale commerciale è opaco nel VUV: prima dell'uso vi è una fase di pulizia del gas, in cui vengono eliminate le componenti di vapore acqueo e ossigeno, nonché di altri contaminanti, principalmente idrocarburi, le cui tracce residue sono inferiori a qualche parte per milione.

3.4.2 Gli specchi

Gli specchi [24], che hanno una superficie globale di oltre 21 m^2 , sono due superfici sferiche riflettenti nel lontano ultravioletto con raggio di curvatura 6.6 m i cui centri si trovano rispettivamente a $\pm 1600\text{ mm}$ rispetto l'asse del fascio (vedi fig. 3.3.(b)). La focalizzazione dell'immagine avviene al di fuori dell'accettanza dello spettrometro, sul piano che meglio approssima la superficie focale sferica. Gli specchi hanno una struttura a mosaico, con 68 elementi sferici esagonali (261 mm di lato) e 48 pentagonali di diverse misure che, usati ai bordi, evitano l'effetto dente di sega del perimetro. L'interspazio tra i diversi elementi è circa il 4% della superficie totale (vedi fig. 3.5.(a)). Questa geometria di costruzione porta un'aberrazione sferica nella focalizzazione di 0.32 mrad per le immagini prodotte da particelle a piccolo angolo e superiore per angoli maggiori. Le caratteristiche con cui gli specchi sono stati costruiti rispondono a due diverse necessità: precisione nella ricostruzione dell'immagine e minimo spessore, per non perturbare le particelle poi viste dai rivelatori a valle. Per ottenere una buona ricostruzione, oltre ad avere una riflettività superiore all'80% nella regione del VUV, si



(a)



(b)

Figura 3.4: (a) il sistema del gas, schema. (b) Una misura della trasparenza.

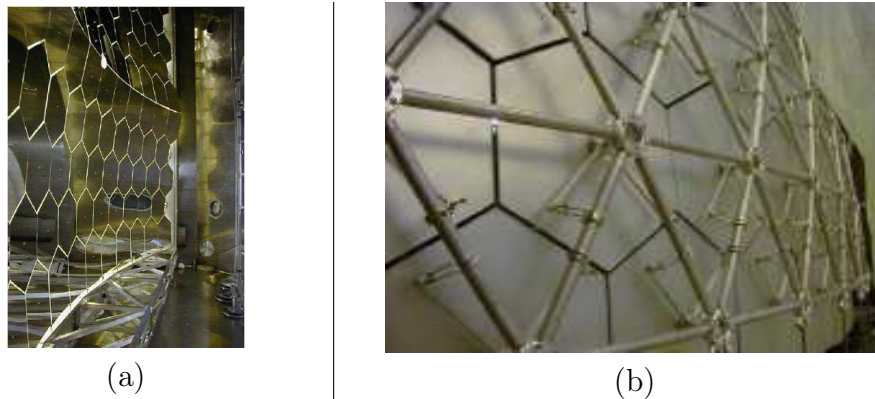


Figura 3.5: **(a)**Le due superfici sferiche degli specchi e **(b)**dettaglio dell'ancoraggio dei singoli elementi sulla struttura a rete di supporto.

richiede che il raggio di curvatura sia preciso all'1% e la ruvidità superficiale inferiore a 1.6 nm . Le caratteristiche degli elementi di specchio, costruiti secondo queste richieste con uno spessore di alluminio (80 nm) protetto dall'ossidazione da 30 nm di MgF_2 su di un substrato di borosilicato di 7 mm , sono state verificate prima dell'installazione. Lo spessore equivalente risulta inferiore a 6% di lunghezza di radiazione. Il supporto è interamente di alluminio, con una struttura a rete perfettamente sferica nella zona di accettazione dello spettrometro e un rettangolo di supporto al di fuori, che viene avvitato sulla parete posteriore del serbatoio. Gli specchi sono ancorati sui nodi della struttura sferica con un sistema che ne permette la regolazione angolare (vedi fig. 3.5.(b)); gli elementi possono essere ruotati singolarmente, con precisione migliore di 0.1 mrad , attorno a due assi ortogonali. Il supporto incide in totale per 2.5% lunghezze di radiazione. L'allineamento dei singoli elementi è stato fatto in loco, usando un teodolite con l'asse sulla congiungente il centro di curvatura e il centro del singolo elemento. L'immagine riflessa di una croce solidale con il teodolite è stata usata per l'allineamento: lo specchio veniva ruotato fintanto che le immagini della croce e della croce riflessa non si sovrapponevano. Per l'anno 2007 è previsto lo sviluppo di un sistema di allineamento on-line[30].

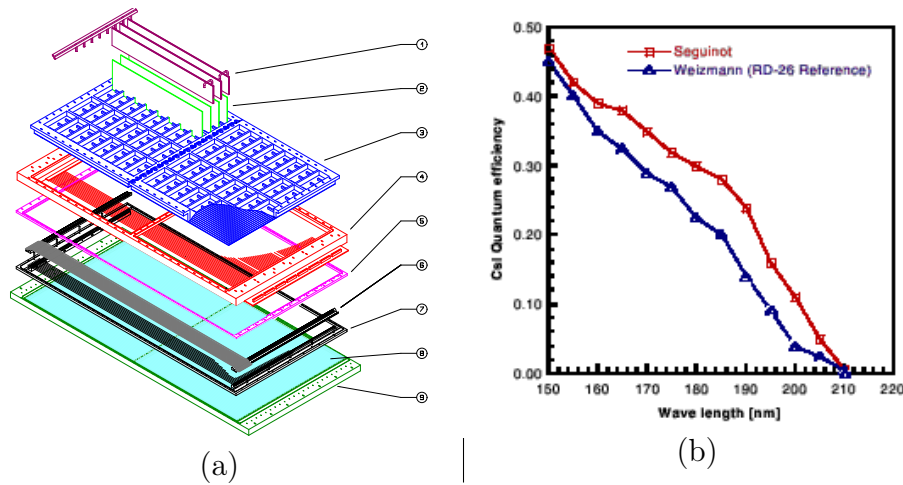


Figura 3.6: (a) Esploso di un fotoregistratore, dall'alto verso il basso: schede di lettura e raffreddamento(1-2), fotocatodo allo ioduro di cesio (3), fili anodici, catodici e di raccolta(4,6,7), distanziatore(5), finestra di quarzo con supporto(8,9). (b) Efficienza quantica dello ioduro di cesio in funzione della lunghezza d'onda.

3.4.3 Il rivelatore di fotoni

Le due aree di rivelazione dei fotoni, una sopra ed una sotto la linea del fascio, sono equipaggiate ciascuna con quattro camere proporzionali multifilo di grandi dimensioni ($576 \times 1152 \text{ mm}^2$), con due fotocatodi a ioduro di cesio (CsI) ciascuna. La superficie di ogni fotocatodo è segmentata in quadrati (detti pad) di dimensione $8 \times 8 \text{ mm}^2$, per un totale di 72×72 pad per ogni catodo. Il numero totale di pad in cui è divisa la superficie attiva di 5.3 m^2 è di 82944. La struttura delle MWPC è illustrata in figura 3.7. Per evitare che la pressione del gas del serbatoio danneggi le finestre di quarzo, le MWPC sono operate con metano puro a pressione atmosferica. La lettura degli 82944 canali del RICH-1 [25] avviene attraverso le schede di front-end BORA che ospitano il chip GASSIPLEX. L'intelligenza distribuita delle schede BORA permette il primo stadio di filtraggio dei dati: per ciascun canale il segnale viene confrontato con una soglia software individuale, così da sopprimere i canali sottosoglia. I dati sono compattati e formattati.

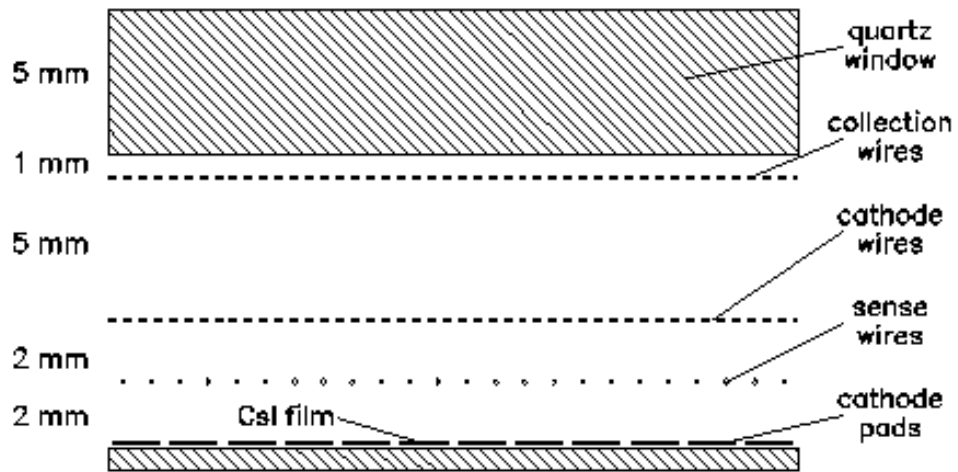


Figura 3.7: Spaccato della camera proporzionale multifilo

3.4.4 Caratterizzazione del RICH-1

Il flusso di particelle attraverso il rivelatore è importante, soprattutto per la presenza dell'alone del fascio. Durante le prese dati dal 2001 al 2004 è stato portato avanti un accurato lavoro sia hardware che software per massimizzare le prestazioni dell'apparato. I risultati ottenuti sono presentati in tabella 3.1. Con queste caratteristiche è possibile una separazione dei pioni dai kaoni a

Risoluzione sulla misura dell'angolo Cerenkov da fotone singolo	1.1 <i>mrad</i>
Numero di fotoni (per immagini di particelle con $\beta \rightarrow 1$)	14
Risoluzione sulla misura dell'angolo Cerenkov	0.45 <i>mrad</i>

Tabella 3.1: Caratterizzazione del RICH-1 nel periodo 2001-2004.

due deviazioni standard fino ad impulsi di 43 GeV/c . Le maggiori limitazioni alla risoluzione ottenuta dal RICH sono state individuate nel numero di fotoni Cerenkov raccolti e nell'alto livello di fondo scorrelato nella regione centrale. Il fondo scorrelato, principalmente dovuto alle immagini generate dai muoni dell'alone del fascio, provoca una diluizione del rapporto fotoni di fondo/fotoni di segnale, che rende più difficoltosa la ricostruzione dell'anello Cerenkov emesso peggiorando la risoluzione sull'angolo dell'anello. Poiché i muoni dell'alone si muovono con impulso elevato e direzione parallela all'asse

dello spettrometro, gli anelli Cerenkov che producono vengono focalizzati nei catodi centrali del rivelatore.

3.5 RICH-1 upgrade

Lo scopo dell'upgrade di RICH-1 è migliorare in modo significativo i risultati ottenibili, lavorando sui due principali fattori limitanti riscontrati dal 2001 al 2004: l'effetto dell'alone del fascio e il tempo morto del sistema. Per risolvere il problema in modo efficace mantenendo i costi contenuti, si è scelto di implementare due diverse tecnologie [28, 29]. La parte centrale del rivelatore di fotoni (25% della superficie attiva) è la maggiormente popolata, anche perché in questa zona si raccolgono i fotoni dovuti alle particelle di alone; questa è stata completamente sostituita da un nuovo sistema di rivelazione basato sull'uso di fotomoltiplicatori. La parte esterna, meno popolata, è stata equipaggiata con una nuova e più veloce elettronica di acquisizione.

3.5.1 Zona centrale: il nuovo rivelatore

La tecnologia scelta per la zona centrale, si basa sui fotomoltiplicatori multi-anodo (MAPMT, Multi Anode Photo Multiplier Tube). Tra le loro caratteristiche citiamo l'informazione sulla posizione, la velocità di risposta, un'ottima risoluzione temporale e la capacità di gestire un alto flusso di eventi [28]. I fotomoltiplicatori scelti sono il modello R7600-03-M16 prodotto da Hamamatsu, con catodo bialcalico con una superficie attiva di $18 \times 18 \text{ mm}^2$, con l'anodo e le catene di raccolta segmentati in 16 pixel e con finestra di ingresso trasparente per lunghezze d'onda tra i 600 e i 200 nm . I fotomoltiplicatori vengono accoppiati ad un telescopio di lenti, ed il rapporto tra la superficie in ingresso alla lente e quella in ingresso al MAPMT è di circa sette. In questo modo i pixel raggiungono la dimensione effettiva di $12 \times 12 \text{ mm}^2$ e si ha una consistente riduzione del numero di fotomoltiplicatori necessari che permette di contenere i costi. Le zone morte sono minimizzate e corrispondono a circa il 2% della superficie.

L'elettronica di lettura è composta da tre elementi: una carta con chip MAD, una scheda di bus, detta roof ed una scheda Dreisam. I chip MAD

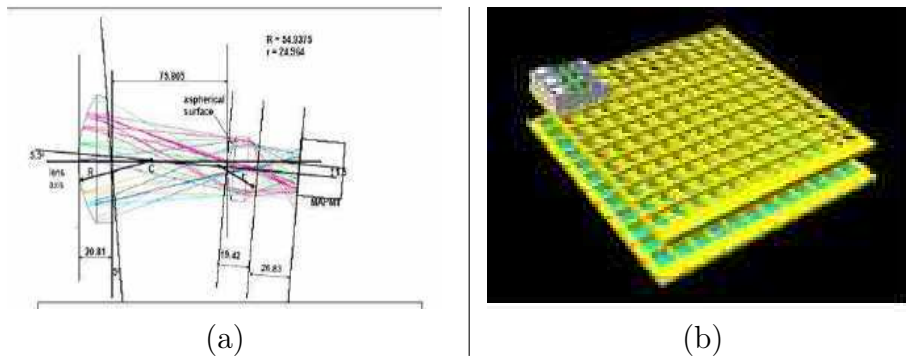


Figura 3.8: **(a)** Struttura del telescopio di lenti e **(b)** progetto di montaggio. I fotomoltiplicatori e le lenti sono alloggiati in due strutture da 144 elementi ciascuna che vengono montati l'una sopra l'altra.

amplificano e discriminano il segnale, in base alla soglia impostata via software; il segnale discriminato viene trasportato al chip della scheda Dreisam, che ha funzioni di TDC (time to digital converter): il segnale, acquisito in una finestra di 100 ns centrata sul tempo del trigger, viene trasformato in un'informazione temporale rispetto al tempo assoluto dell'esperimento, con una risoluzione migliore di 130 ps . La scheda roof funge da ponte per trasportare l'informazione dal MAD alla Dreisam e, in modo inverso, per trasportare al MAD le informazioni sulle soglie. Il telescopio di lenti utilizzato è composto da due lenti di vetro al quarzo di cui una con una superficie asferica per limitare l'aberrazione e le distorsioni geometriche. La connessione ottica ha un'accettanza angolare di $\pm 200 \text{ mrad}$ ed è perfettamente trasparente alle lunghezze d'onda a cui il fotomoltiplicatore è sensibile. Le caratteristiche del fotomoltiplicatore sono state verificate durante il test-beam dell'estate del 2004 e in parte presso i laboratori INFN di Trieste. Ho personalmente contribuito a questa attività di laboratorio, di cui si parlerà nel capitolo 4.

3.5.2 Zona periferica: elettronica più veloce

Nella zona periferica, di più vasta superficie, caratterizzata da una minore popolazione di eventi e minore livello di fondo, si è scelto di apportare una modifica esclusivamente all'elettronica del sistema di lettura. Le schede BORA con il chip GASSIPLEX sono state sostituite da nuove schede che

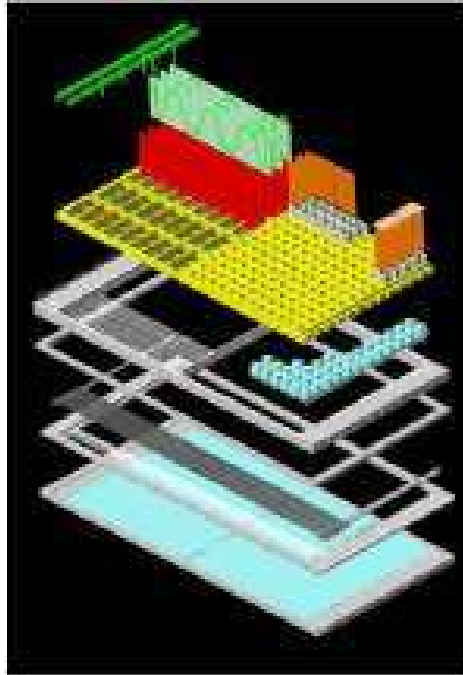


Figura 3.9: Esploso di uno dei catodo centrali dopo l'upgrade: a destra si vedono i pannelli di lenti e di fotomoltiplicatori con (in arancio) l'elettronica basata sui discriminatori MAD4 e i TDC F1, a sinistra le camere proporzionali con l'elettronica di lettura basata sul chip APV (rosso) e i pannelli di raffreddamento (verde)

montano il chip APV, già in uso per altri rivelatori dello spettrometro. Questo chip permette di ridurre il tempo di integrazione del segnale, di circa $1 \mu s$ per i GASSIPLEX a poco meno di $400 ns$ e di ridurre, inoltre, il tempo morto dell'apparato.

I due sistemi di rivelazione sono molto diversi tra loro e vanno caratterizzati separatamente.

Capitolo 4

Esperienza di laboratorio

4.1 Introduzione

Nell'ambito dell'upgrade del RICH-1, il nuovo sistema di rivelazione di fotoni è basato sui fotomoltiplicatori multianodo. Una struttura di fotomoltiplicatori e lenti (descritta nel par.3.5) è stata progettata per sostituire i quattro catodi centrali delle camere multifilo. La risposta del sistema è stata verificata durante dei test-beam nelle estati del 2003 e del 2004 e i diversi elementi sono stati caratterizzati singolarmente. Presso i laboratori di Trieste dell'INFN si è provveduto alla caratterizzazione dei fotomoltiplicatori multianodo.

4.2 I fotomoltiplicatori multianodo

I fotomoltiplicatori scelti per l'upgrade del RICH sono il modello R7600-03-M16 prodotti dalla Hamamatsu Photonics K.K. [31]. Questi sono di tipo multianodo: forniscono quindi l'informazione sulla posizione di impatto del singolo fotone. La superficie attiva per la fotoconversione è di $18 \times 18 mm^2$. L'anodo e la catena di raccolta sono segmentati in 16 canali ciascuno di $4 \times 4 mm^2$ con una distanza inter-pixel di $0.26 mm$ (fig. 4.1). Ogni canale ha una catena di 12 dinodi che forniscono un guadagno tipico di 3.5×10^6 . Vi è una probabilità che la valanga che si sviluppa in una catena dinodica induca un segnale in un altro canale; questa è definita *cross-talk*. Il cross-talk, di ampiezza minore rispetto ad un segnale fisico, è più frequente nei canali

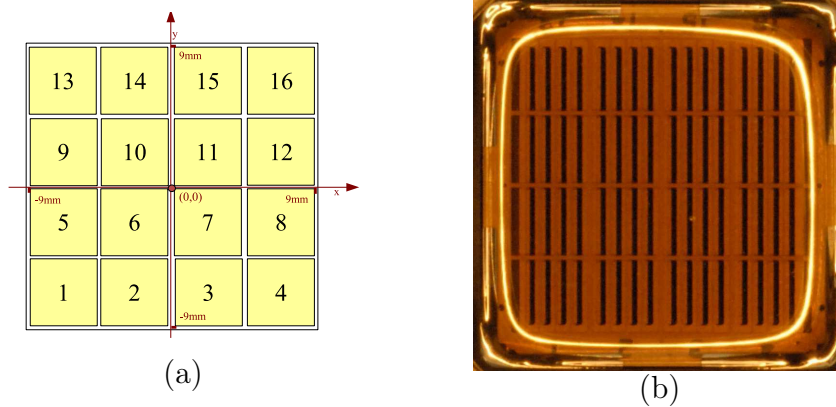


Figura 4.1: **(a)** schema dei canali del MAPMT, vista frontale dalla faccia del catodo. La numerazione dei pixel corrisponde alla numerazione ufficiale Hamamatsu. **(b)** Foto del MAPMT, si nota la struttura interna e si intravede la numerazione Hamamatsu.

vicini a quello illuminato e meno in quelli lontani. La finestra di ingresso è in un particolare borosilicato “UV-extended” con buona risposta fino a 200 nm . Tale finestra è accoppiata ad un catodo bialcalino, che rende questi fotomoltiplicatori sensibili nell’intervallo di lunghezze d’onda $200 \div 650 \text{ nm}$, cioè nel visibile e nel vicino UV.

I MAPMT per l’upgrade del RICH di COMPASS devono operare nel campo magnetico di SM1(par. 2.4.3), che ha un valore massimo di 20 mT nella regione dei MAPMT. Per questo è stata sviluppata una struttura per schermare il campo magnetico [32]. Questa, progettata presso i laboratori di Trieste dell’INFN, è in ferro dolce e garantisce che il campo magnetico in cui operano i MAPMT sia inferiore ai 2 mT . La struttura si vede in fig. 4.2: il blocco rettangolare racchiude il fotomoltiplicatore e la parte cilindrica che vi viene avvitata, anch’essa in ferro dolce, serve per completare la chiusura magnetica e come supporto per la seconda lente del telescopio. La progettazione della schermatura è stata volta a minimizzare sia il campo magnetico interno che il peso della struttura stessa.

Ogni fotomoltiplicatore ha 16 canali analogici per la lettura dell’informazione. Un chip MAD con funzioni di ADC (Analog to Digital Converter) amplifica e discrimina il segnale, confrontandone l’ampiezza con il valore di soglia impostato via software per sopprimere tutti i canali sotto soglia e la converte

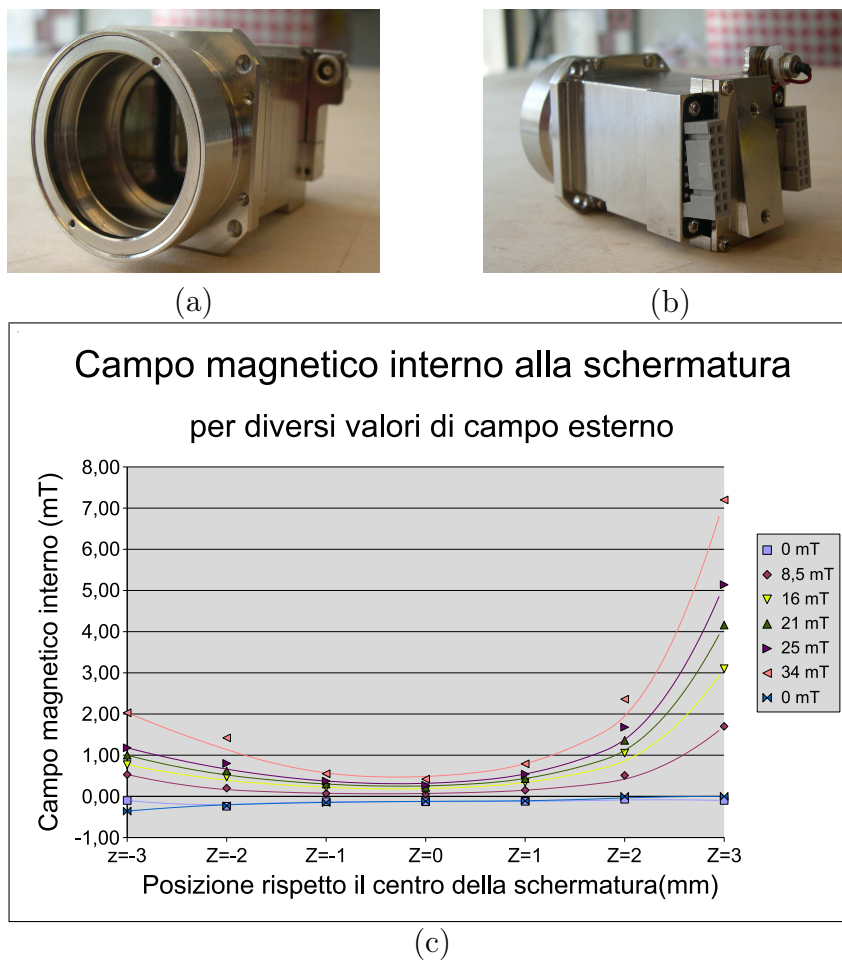


Figura 4.2: schermatura in ferro dolce; (a) vista frontale, (b) vista posteriore. (c) Misura del campo residuo rispetto al centro della schermatura per diversi valori di campo magnetico esterno [32]

in un segnale digitale. Ogni MAPMT è connesso a due carte che alloggiavano il chip MAD, ognuna delle quali gestisce i segnali provenienti da 8 canali del fotomoltiplicatore (vedi fig. 4.6.(a)). L'informazione digitizzata viene trasportata ad una scheda Dreisam, che alloggia il chip F1 con funzioni di TDC (Time to Digital Converter); il segnale viene acquisito in un intervallo di 100 ns attorno al tempo del trigger e viene convertito in un'informazione sul tempo di acquisizione rispetto al tempo assoluto dell'esperimento. La precisione del TDC è migliore di 130 ps. Ogni scheda Dreisam gestisce quattro differenti MAPMT. La connessione tra le carte MAD e la scheda Dreisam avviene attraverso una scheda di bus detta *roof*. Questa viene anche utilizzata per trasportare l'informazione sull'impostazione delle soglie ai chip MAD. L'utilizzo del *roof* per il trasporto del segnale anziché l'uso di cavi massimizza la qualità e la velocità di trasporto dell'informazione.

4.3 Il test-beam del 2004

Le prime prove sul sistema composto dal fotomoltiplicatore e dal telescopio di lenti sono state fatte durante due test-beam (estati 2003-2004) presso la linea T11 del PS del CERN, che fornisce fasci di adroni di alcuni GeV di impulso. Il setup montato per la misura è rappresentato in figura 4.3: un tronco di cono in quarzo è utilizzato come radiatore; l'apertura del cono ha un angolo complementare all'angolo Cerenkov massimo nel quarzo; i fotoni Cerenkov prodotti dalle particelle con traccia parallela all'asse del fascio escono dal radiatore senza essere deviati. Uno schermo cilindrico può essere spostato lungo l'asse del radiatore in modo da intercettare parte dei fotoni prodotti per modulare l'intensità luminosa. La luce Cerenkov viene riflessa da uno specchio parabolico riflettente nell'ultravioletto, che viene orientato in modo da poter variare l'angolo d'impatto dei fotoni sulla superficie della lente. Sono stati utilizzati otto sistemi di lenti e fotomoltiplicatori, disposti lungo un circolo sul pannello di supporto. L'elettronica di front-end usata è la medesima descritta nel paragrafo 4.2.

La risposta di un fotomoltiplicatore ad un singolo fotoelettrone è caratterizzata da una dispersione in ampiezza; tale dispersione si accentua tenendo

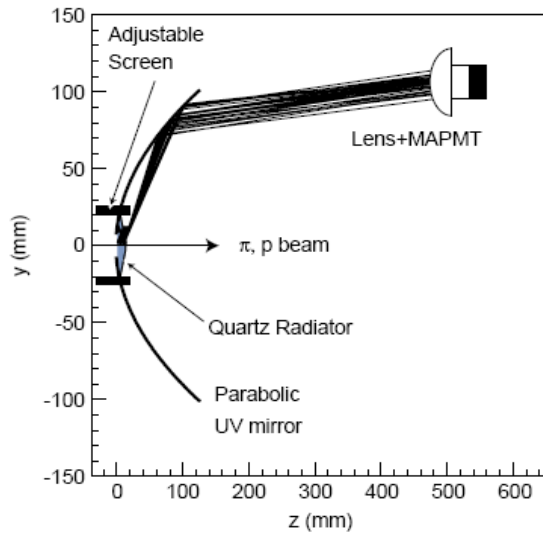


Figura 4.3: Setup del test beam. Si vedono il radiatore in quarzo, lo specchio parabolico ed il sistema accoppiato di lenti e fotomoltiplicatore.

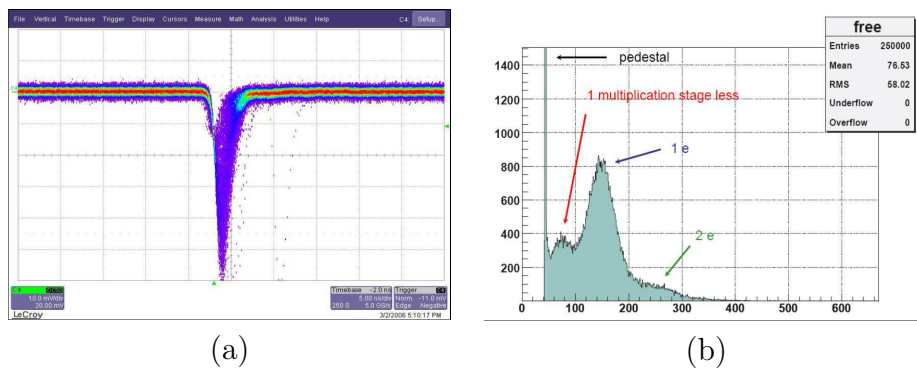
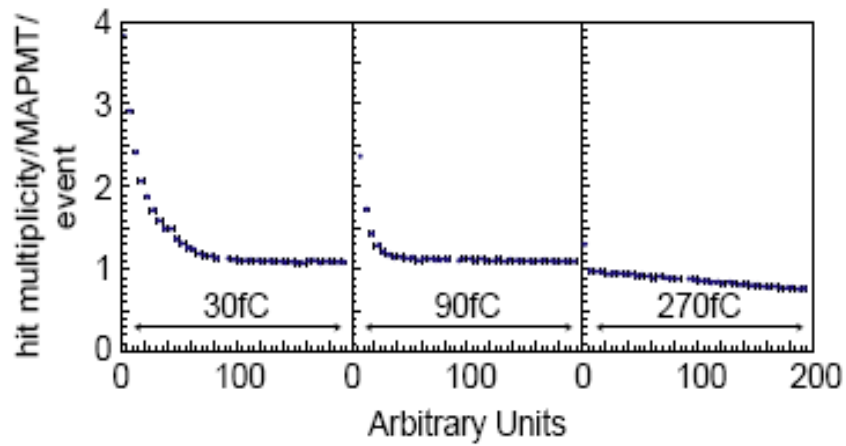


Figura 4.4: (a) Spettro analogico della risposta del fotomoltiplicatore a singolo fotone, acquisito da un oscilloscopio digitale. Sull'asse delle ascisse si vede la scala temporale (5 ns per divisione), sull'asse delle ordinate l'ampiezza del segnale (10 mV per divisione). (b) Spettro di ADC per la risposta analogica ($10^{-1} \text{ pC/canale}$). Si vedono le componenti principali del segnale: conversione di uno o due fotoelettroni per fotone incidente e conversione di un fotoelettrone che non sperimenta il primo stadio di amplificazione.

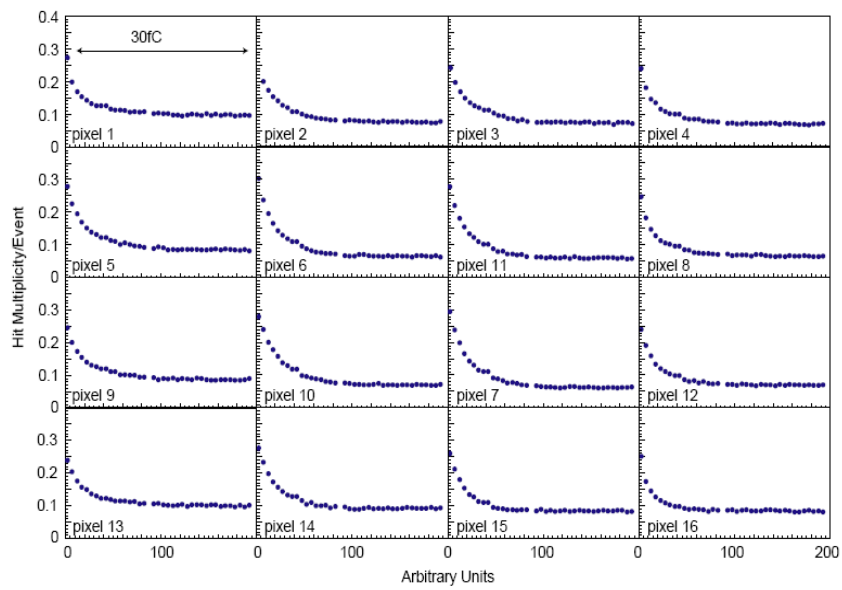
conto che una frazione di fotoelettroni non sperimenta il primo stadio di moltiplicazione (fino al 50% del totale). La figura 4.4 presenta un tipico spettro di ampiezza per risposta a fotoelettrone singolo. Per questo motivo particolare attenzione è stata posta nella misura della stabilità del sistema rispetto alla variazione della soglia di discriminazione del segnale (vedi fig.4.5). Le curve di soglia ottenute si riferiscono sia alla risposta globale del fotomoltiplicatore (fig. 4.5.(a)) che alla risposta dei singoli pixel che lo compongono (fig. 4.5.(b)). Possiamo dividere le curve di stabilità in tre regioni. Per bassi valori di soglia, viene raccolto come segnale anche gran parte del rumore, e si vede il tipico andamento esponenziale della risposta. A valori un po' più alti, fino a soglie corrispondenti a circa $10 fC$ si registra il fenomeno di cross-talk: la soglia è sufficientemente alta per tagliare il rumore, ma viene registrato il segnale proveniente dalle scariche secondarie indotte da una valanga su di un canale adiacente. La zona oltre i $10 fC$ di soglia corrisponde ad una zona in cui viene acquisito esclusivamente il segnale; l'ampiezza del segnale generato è tale da non risentire della variazione della soglia, e si vede una lunga zona di plateau. Nella terza immagine della figura, si vede che per valori di soglia superiori a circa $90 fC$ si inizia a perdere parte del segnale e nella curva compare una pendenza.

4.4 Misura della curva di soglia

In laboratorio si è deciso di riprodurre le curve di soglia ottenute durante il test-beam per verificare che esista una zona di stabilità di risposta del sistema anche in presenza di un campo magnetico. Si è iniziato prendendo delle misure di riferimento a campo zero e, successivamente, è stato acceso il campo magnetico. I valori di campo scelti sono legati all'intenzione di studiare il comportamento in una situazione simile a quella di lavoro. Per tali valori di campo esterno la schermatura limita il campo interno ad un valore inferiore ai $2 mT$ [32].

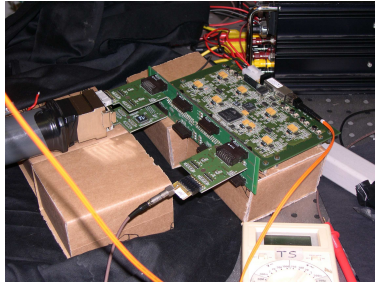


(a)

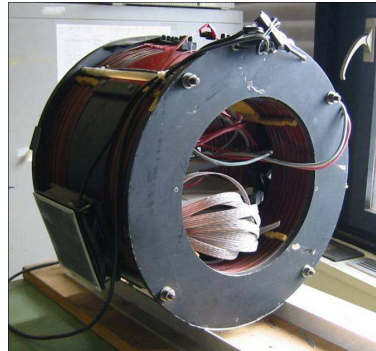


(b)

Figura 4.5: curve di soglia. **(a)** Globale, cioè relativa alla risposta di tutti i canali di un MAPMT, per diversi intervalli di soglia in fC . **(b)** Per i singoli canali; l'intervallo corrisponde a $30fC$



(a)



(b)

Figura 4.6: Immagini parziali del setup. **(a)** Il fotomoltiplicatore è alloggiato nella schermatura. Si vede sulla sinistra la connessione oscurata con la luce LED e a destra l'elettronica di acquisizione. Il chip MAD in basso nella foto è stato modificato per fungere da trigger per l'acquisizione. **(b)** L'Helmoltz coil all'interno del quale sono stati inseriti gli elementi mostrati nella foto (a).

4.4.1 Il setup sperimentale

Il setup sperimentale (figura 4.6) è stato allestito su di un banco ottico, all'interno di un elettromagnete (Helmoltz coil). Gli elementi che lo compongono sono: il fotomoltiplicatore con la schermatura di ferro dolce e l'elettronica di lettura come descritta nel paragrafo 4.2, una sorgente di luce LED impulsata. I dati digitizzati dalle schede di front end vengono trasmessi ad un modulo Catch (par. 2.8) ed acquisiti da un PC dedicato, con un software analogo a quello in uso nell'esperimento COMPASS (vedi paragrafo 4.4.2). Il trigger viene dato da un clock esterno, che genera anche gli impulsi che vengono inviati al LED. Il trigger comanda l'acquisizione dei dati tramite un chip MAD opportunamente modificato.

Vediamo ora una breve descrizione degli elementi citati:

- L'*Helmoltz coil* è un elettromagnete in grado di generare un campo magnetico uniforme. L'uniformità del campo è garantita dalla particolare geometria delle bobine: il raggio di queste è pari a metà della lunghezza del magnete. Il campo massimo generato dal magnete in nostro pos-

nesso è di 40 mT e la sua uniformità è stata testata precedentemente [32].

- Il *LED* usato come sorgente luminosa è comandato da un impulsatore esterno. La polarizzazione inversa permette di avere, ad ogni trigger, un impulso luminoso di breve durata; per sfruttare al meglio le caratteristiche dell'impulsatore, si è scelto di operare con impulsi luminosi intensi e quindi limitarne l'intensità di luce con dei filtri di carta. La gran parte della luce prodotta è intercettata dai filtri, in modo da raccogliere dati in condizione di illuminazione tale da avere, per ogni evento e per ogni canale, uno o nessun fotone convertito. La lunghezza d'onda del LED è di 470 nm , quindi nel campo del visibile.
- La sorgente luminosa LED è posta a circa dieci centimetri dal fotomoltiplicatore, per permettere un'illuminazione uniforme della superficie. Per schermare il MAPMT dalla luce ambientale la connessione con la sorgente è fatta da un tubo di plastica buio e le giunture sono sigillate per evitare fughe di luce; durante l'acquisizione l'intero sistema viene oscurato con un apposito telo.

4.4.2 Il programma di acquisizione

Il programma che viene utilizzato per l'acquisizione è analogo a quello utilizzato da COMPASS per la presa dati. Il controllo degli elementi dell'elettronica di read-out è anche computerizzato. I parametri che si possono impostare sono le soglie del discriminatore, il tempo di latenza, la regolazione del quale consente la coincidenza tra il trigger e la lettura dell'informazione, e la larghezza della finestra temporale di acquisizione. Gli eventi vengono visualizzati sotto forma di istogrammi che servono a monitorare il corretto funzionamento del sistema e ad estrarre i risultati. La schermata con gli istogrammi prodotti si vede in figura 4.7. Per agevolare il lavoro di laboratorio, sono state sviluppate delle macroistruzioni che permettono di acquisire serie di dati variando diversi parametri dell'elettronica in modo automatico.

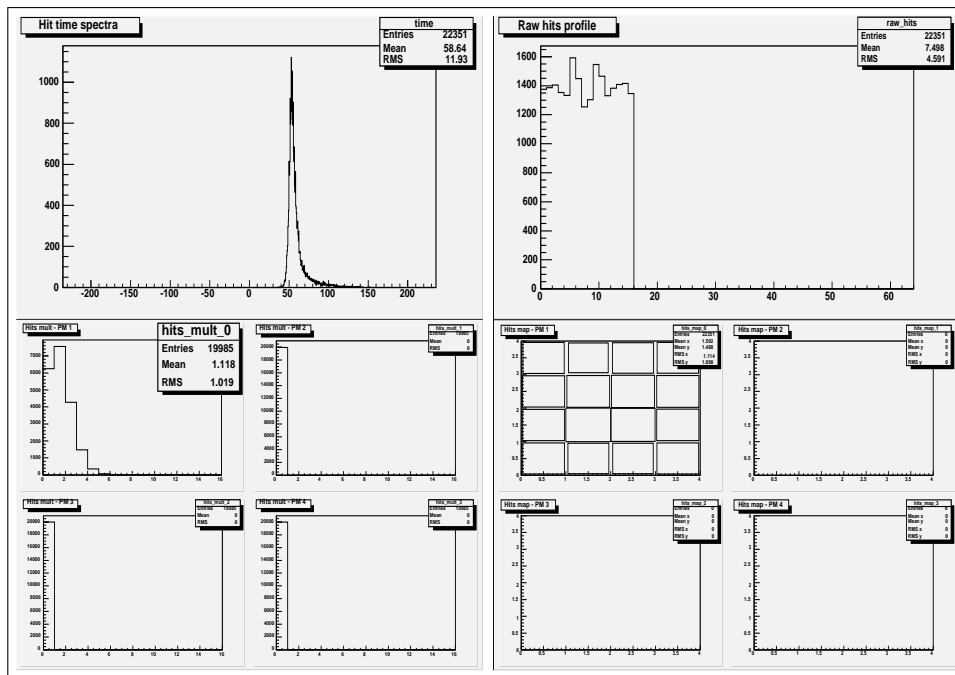


Figura 4.7: Schermata del programma di acquisizione. In senso orario: spettro temporale dei segnali registrati, in ns ; numero di eventi acquisiti per canale: poiché è possibile gestire fino a quattro fotomoltiplicatori, ciascuno di 16 canali, questi vengono numerati da 0 a 63; istogramma di tipo “box” degli eventi misurati su ogni canale, la corrispondenza tra la posizione del rettangolo ed il numero di canale è presentata in fig. 4.1; spettro del numero di fotoni acquisiti ad ogni trigger, per ciascuno dei quattro MAPMT.

4.4.3 Curva di soglia in assenza di campo

La prima misura eseguita è volta a riprodurre in laboratorio la curva di soglia ottenuta durante il test-beam. Questa consiste nel misurare la risposta del MAPMT al medesimo impulso luminoso per differenti valori di soglia di discriminazione e verificarne l'andamento. Si introduce una quantità per misurare la risposta del fotomoltiplicatore, che è detta *molteplicità*. Questa è definita come il numero di fotoni convertiti per ogni trigger:

$$\mu = \frac{n^\circ \text{ di segnali}}{n^\circ \text{ di trigger}} . \quad (4.1)$$

Per evitare effetti spuri sulla misura della molteplicità bisogna lavorare in condizione di *singolo fotoelettrone*, cioè fare in modo che ogni pixel del fotomoltiplicatore converta al più un solo fotone per ogni trigger. L'emissione dei fotoni è descritta dalla distribuzione statistica poissoniana; con riferimento alla figura 4.8, che mostra la distribuzione di molteplicità per una delle misurazioni riportate in seguito, possiamo dire che la probabilità che vengano emessi due fotoni se il valore medio della distribuzione è 1.12 corrisponde al 20.4% dei casi, da confrontare con il 69.3% dei casi in cui ne vengono emessi meno di due. Poiché l'illuminazione della superficie del fotomoltiplicatore è uniforme, la probabilità che un certo pixel venga colpito da un fotone è un sedicesimo del totale, cioè il 6.3%. Indichiamo con $P(n; 1.12)$ la probabilità che vengano emessi n fotoni rispetto al valor medio di 1.12 e con $P(2; n)$ la probabilità che un solo pixel venga colpito da due fotoni se ne vengono emessi n con direzioni scorrelate; la probabilità che in un evento vengano emessi due o più fotoni, di cui due rivelati dal medesimo pixel è:

$$P(2 \text{ fotoni su un pixel}) = \sum_{n=2}^{\infty} P(n; 1.12) * P(2; n) = 0.23\% \quad (4.2)$$

e pertanto trascurabile.

La curva in figura 4.9 è ottenuta misurando la molteplicità media per 20000 *trigger* a ventuno differenti valori di soglia; tale misura viene chiamata *scan di soglia* e la curva ottenuta *curva di soglia*. La soglia è indicata in canali del discriminatore, e la corrispondenza tra canali e carica dipende dalla sensibilità scelta: nel nostro caso ogni canale corrisponde a 0.4 *fC*. La barra d'errore

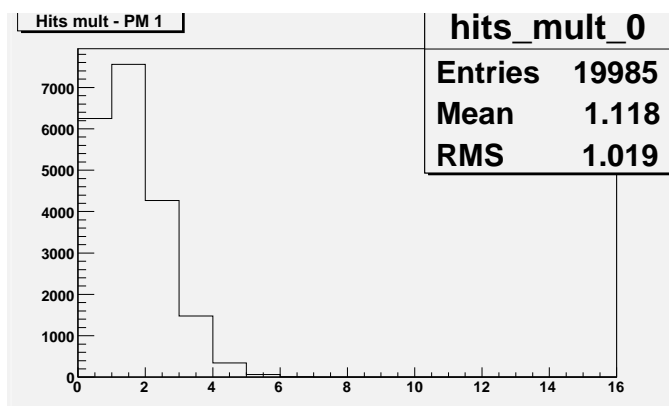


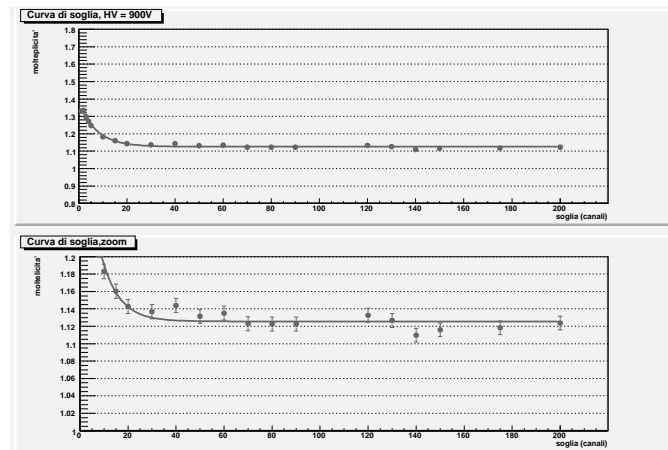
Figura 4.8: Istogramma della molteplicità registrata. Si nota la caratteristica forma Poissoniana.

corrisponde all'errore statistico sul numero di fotoni contati, propagato alla molteplicità:

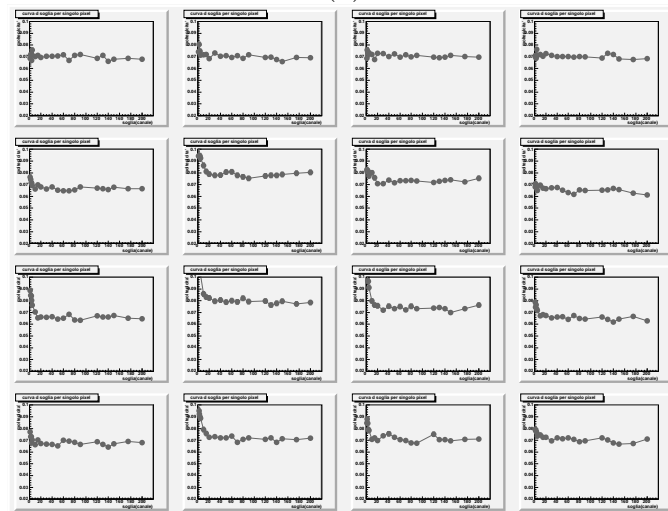
$$\Delta\mu = \sqrt{\frac{\mu}{trigger}} \quad (4.3)$$

Come per le curve di soglia ottenute durante il test-beam, si distinguono tre zone: una zona di rumore, una zona di cross-talk ed una di plateau. Il rumore ha la tipica distribuzione esponenziale, e si osserva per valori di soglia inferiore ai $2 fC$. La distribuzione del segnale di cross-talk, anch'essa esponenziale, domina per soglie comprese tra gli 8 e i $16 fC$. Il plateau corrisponde alla regione in cui la molteplicità media misurata non è sensibile alla variazione della soglia del discriminatore. Per definire una zona in cui la risposta è stabile si valuta la variazione tra il valore massimo e minimo misurato della molteplicità. Per essere in condizioni di plateau, il punto di massima molteplicità non deve discostarsi da quello di minima molteplicità per più del 3%; con questa definizione i limiti inferiore e superiore vengono individuati in $16 fC$ e $80 fC$ rispettivamente.

Vengono fatte misure di soglia in successione per verificare la stabilità globale del sistema. Il confronto tra queste differenti misure si vede in fig. 4.10. Si osserva che, benché la forma della distribuzione sia sempre la stessa, vi è una variazione della molteplicità media che si traduce in una traslazione verticale della curva. La molteplicità media, data dal valore del fit nella re-



(a)



(b)

Figura 4.9: Curva di soglia: ogni canale della scala delle ascisse corrisponde ad una capacità di $0.4 fC$. La tensione di alimentazione del fotomoltiplicatore è di $900V$. Ove non presente, la barra d'errore è più piccola della dimensione del punto.

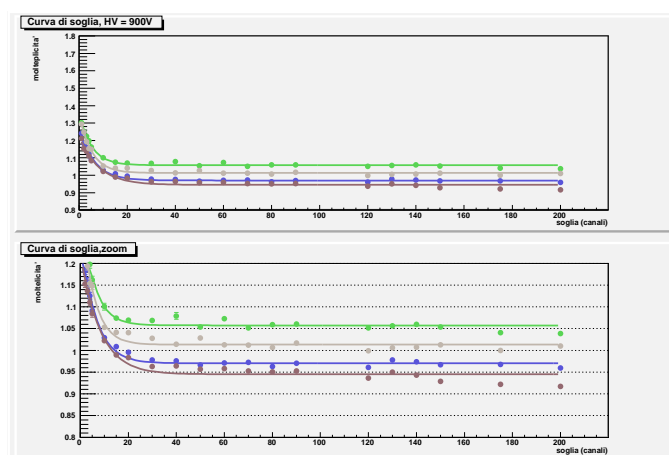


Figura 4.10: curva di soglia per misure in successione. Ogni canale corrisponde ad una capacità di 0.4 fC . La tensione di alimentazione del fotomoltiplicatore è di 900 V . LED in polarizzazione inversa. I diversi colori corrispondono a diverse misure. L'ordine temporale è verde, blu, rosso, grigio.

gione di plateau, varia di circa il 10% tra il suo valore massimo e il suo valore minimo.

In precedenti test si era riscontrata una dipendenza nella risposta del chip F1 a differenti valori di temperatura, problema che era stato risolto con una ricalibratura software del chip. Nel nostro caso, tra le successive prese dati si hanno notevoli variazioni di temperatura, dovute all'insufficienza del sistema di raffreddamento dell'elettronica, costituito da una serie di ventole, e alla temperatura ambientale (le misure si sono fatte ad aprile-maggio). Si è pertanto ritenuto di dover verificare direttamente la stabilità di questo elemento. Per limitare il test alla sola elettronica, si è sostituito al fotomoltiplicatore un chip (simile a quello usato per dare il trigger) che permette l'acquisizione di un segnale digitale di frequenza e ampiezza note. In questo modo la molteplicità misurata dipende esclusivamente dal rapporto tra le frequenze del trigger e del segnale:

$$\mu = \frac{\nu_{SEGNALE}}{\nu_{TRIGGER}} = \frac{1}{4}. \quad (4.4)$$

Riscaldando il chip F1 della scheda Dreisam da una temperatura ambientale iniziale di 25 gradi ad una temperatura finale di 30 gradi per mezzo di un phon non si è riscontrata alcuna variazione alla molteplicità registrata. Per-

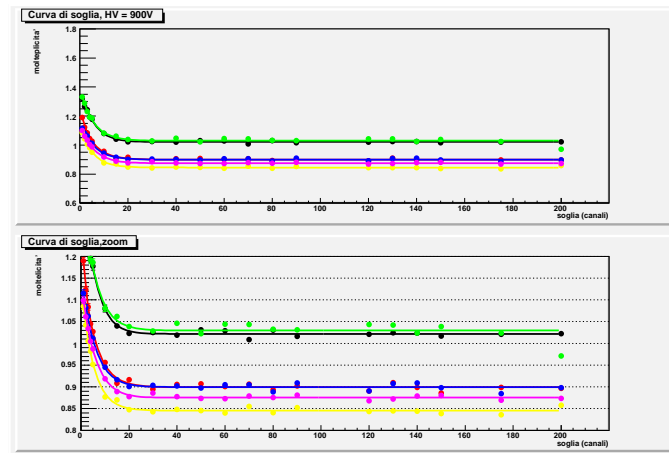


Figura 4.11: curva di soglia per misure in successione. Ogni canale corrisponde ad una capacità di $0.4 fC$. La tensione di alimentazione del fotomoltiplicatore è di $900 V$. LED in polarizzazione diretta. I diversi colori corrispondono a diverse misure. L'ordine temporale è nero, rosso, verde, blu, giallo, rosa.

tanto si esclude che la causa dell'instabilità sia imputabile al chip F1. La più probabile fonte di instabilità del sistema è la sorgente luminosa; questa è di costruzione molto semplice, essendo composta esclusivamente da un diodo LED alimentato da un impulsatore, pertanto non permette regolazioni di fine dell'intensità luminosa né un monitoraggio costante della stessa. Si è deciso di sostituire il LED usato con uno di lunghezza d'onda $400 nm$ e funzionante in polarizzazione diretta. La misura delle curve di soglia, ripetuta per un nuovo set di sei misure, ha dato i risultati mostrati in fig. 4.11. Nuovamente le singole curve risultano stabili, ma vi è una variazione massima del valor medio della molteplicità superiore al 20%, tra la terza e la quinta misura del set. Poiché l'instabilità è intrinsecamente legata alla sorgente luminosa, non sarà possibile eliminarne gli effetti. Per evitare che la variazione dell'intensità luminosa durante un certo arco di tempo falsi la singola curva di soglia, si è deciso di cambiare l'algoritmo di acquisizione dei dati durante uno scan di soglia. L'algoritmo scelto consiste nell'acquisire dati variando la soglia ad un passo doppio rispetto al caso precedente, fino al raggiungimento del massimo valore e quindi procedere all'acquisizione dei valori mancanti variando la soglia in modo decrescente. In questo modo si limita l'effetto di

Voltaggio (V)	Campo Medio (mT)
0	0
16	8.5
30	16
40	21
50	25

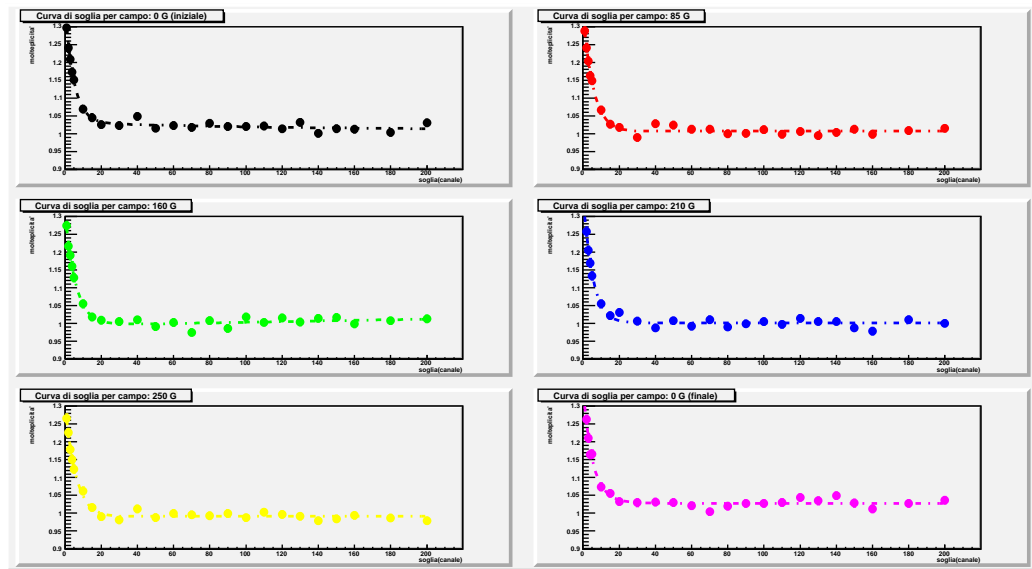
Tabella 4.1: Corrispondenza tra il valore della tensione ai capi delle bobine dell’Helmoltz coil ed il campo magnetico medio misurato al suo interno con la sonda Hall.

deriva del valor medio della molteplicità.

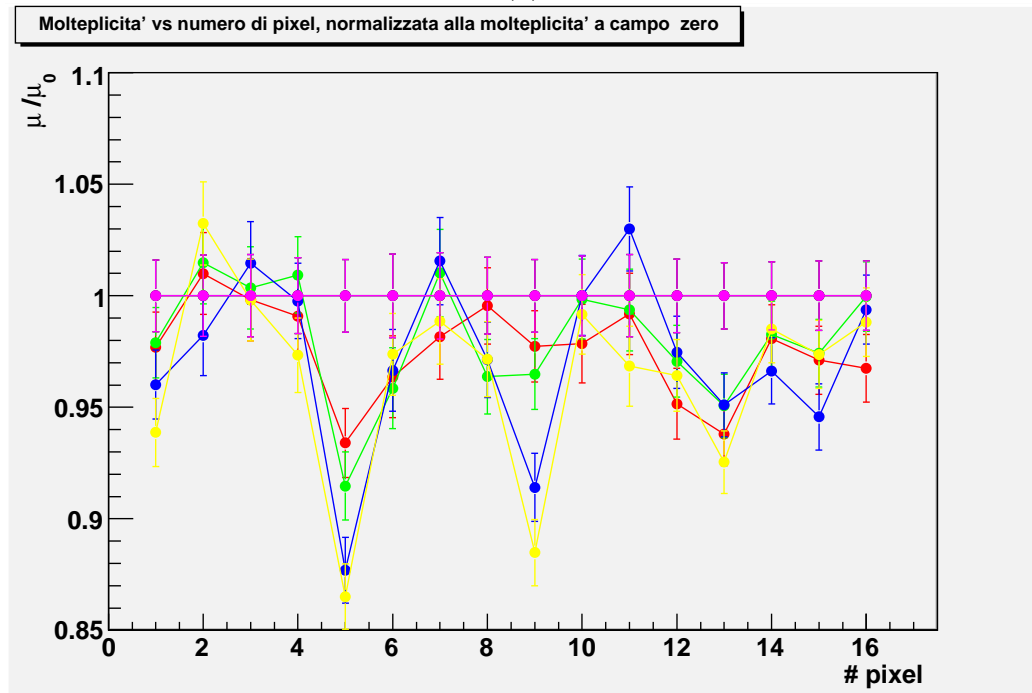
4.4.4 Curva di soglia in campo magnetico

Accertata la stabilità di risposta in funzione della soglia in condizioni di campo nullo, si è proceduto a ripetere la misura per diversi valori di campo magnetico. L’intensità del campo magnetico durante la misura (monitorata con una sonda Hall) non è costante: il campo generato da un elettromagnete dipende dalla corrente che circola all’interno delle bobine, e quindi è sensibile all’effetto Joule. L’incidenza di tale effetto non è trascurabile: ricordiamo che, al naturale riscaldamento della bobina, si aggiunge l’aumento della temperatura dovuto all’elettronica. Come effetto netto, durante uno scan di soglia si ha una diminuzione del campo magnetico di circa il 10%. In tabella 4.1 riportiamo le corrispondenze tra il valore di tensione ai capi delle bobine, in Volt, e il valor medio del campo magnetico, in mTesla.

Le curve di soglia per differenti valori del campo magnetico si vedono in figura 4.12.(a). Come nel caso a campo zero (misura di riferimento in nero), per tutti i valori di campo studiati (curve colorate) si può definire una regione di plateau, compresa tra 16 e 80 fC . Possiamo quindi dire che nemmeno in presenza di campo magnetico vi è una criticità nella scelta della soglia. In test precedenti, si era visto che l’effetto del campo magnetico su di un MAPMT non schermato, era quello di abbassarne la molteplicità media misurata [32]. Ciò è confermato dalle misura attuali, poiché la variazione della molteplicità media è ben maggiore dei ballamenti della molteplicità dovuti alla variazione dell’intensità della sorgente luminosa.



(a)

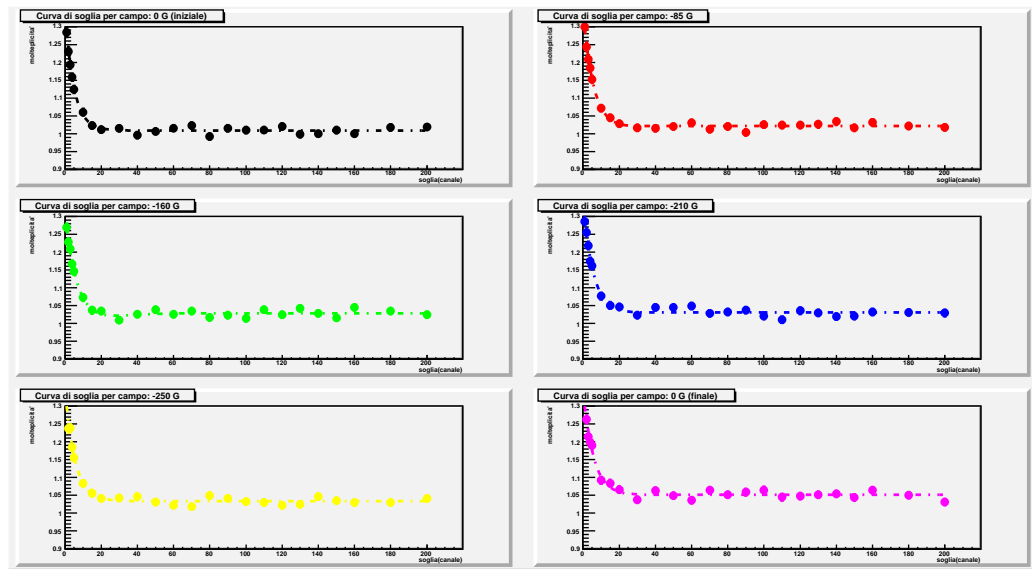


(b)

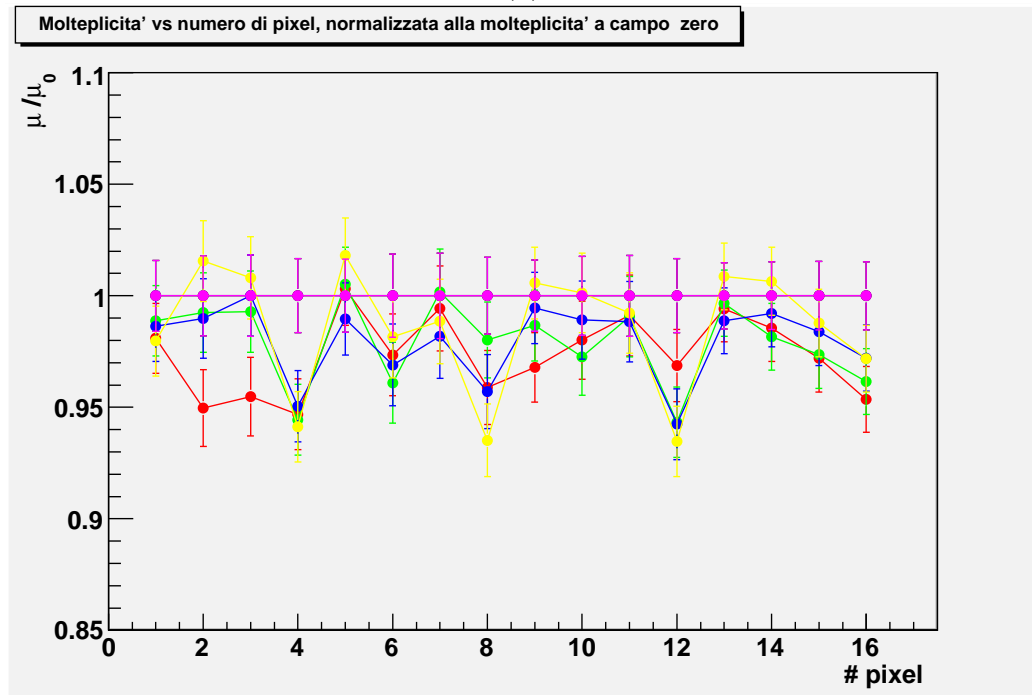
Figura 4.12: I diversi colori corrispondono a differenti serie di misure successive: nero \rightarrow 0 mT , rosso \rightarrow 8.5 mT , verde \rightarrow 16 mT , blu \rightarrow 21 mT , giallo \rightarrow 25 mT , rosa \rightarrow 0 mT . In figura (a) le curve di stabilità, in cui si nota un decremento del valore medio della molteplicità per i diversi valori di campo. In figura (b) il rapporto della molteplicità sulla molteplicità a campo zero in funzione del numero di pixel.

È interessante osservare il comportamento dei diversi pixel che compongono il fotomoltiplicatore. In figura (4.12.(b)) si vede, in funzione del numero di pixel, il valor medio della molteplicità normalizzato alla molteplicità di campo zero. Cominciamo valutando il grafico per il valore massimo di campo, 25 mT (in giallo in figura): si vede che per i pixel 1, 5, 9, 13 (la cui posizione relativa si vede in figura 4.1) la molteplicità è visibilmente inferiore al suo valor medio, con un minimo in corrispondenza del pixel numero 5. Un andamento analogo, ma meno marcato, si ha anche per i grafici corrispondenti ai valori inferiori di campo ($B = 21 \text{ mT}$ e $B = 16 \text{ mT}$), mentre poco si può dire per il campo di 8.5 mT . L'effetto netto dell'introduzione del campo magnetico è la depopolazione di una sola colonna di pixel esterni, attenuata per i due pixel d'angolo, dove, grazie all'effetto di bordo della schermatura, il campo magnetico è minore. È interessante ripetere le misure con il campo magnetico invertito: i risultati si vedono in figura 4.13. Nuovamente si osserva, per tutti i valori del campo magnetico, un lungo plateau nella curva di soglia (fig. 4.13.(a)). In figura 4.13.(b) si vede, in funzione del numero di pixel, il valor medio della molteplicità normalizzato alla molteplicità di campo zero. L'effetto netto è nuovamente la depopolazione di una colonna di pixel esterni, che è più evidente per i valori più elevati del campo magnetico. L'effetto è però simmetrico rispetto al caso precedente: i pixel maggiormente depopolati sono i numero 8 e 12 e successivamente quelli d'angolo 4 e 16.

Si fa l'ipotesi che l'effetto osservato sia dovuto alla forza di Lorentz. Gli elettroni che si muovono all'interno di un campo magnetico subiscono una deflessione proporzionale all'intensità del campo. Se il campo è sufficientemente intenso, alcuni degli elettroni vengono spostati verso il pixel adiacente. La direzione dello spostamento dipende dall'orientazione del campo e l'intensità del fenomeno dall'intensità del campo stesso. Applichiamo quest'ipotesi al fotomoltiplicatore multianodo: in condizioni di campo diretto, gli elettroni si spostano verso destra. In questo modo molti degli elettroni dei pixel numero 1, 5, 9, 13 (rif. fig. 4.1) saranno deflessi e i corrispondenti canali svuotati. I pixel numero 2, 6, 10, 14 perderanno un certo numero di elettroni, ma altrettanti ne guadagneranno, provenienti dalla colonna adiacente. Analogamente per le colonne successive. Invertendo la direzione del campo, il moto degli



(a)



(b)

Figura 4.13: I diversi colori corrispondono a differenti serie di misure successive: nero $\rightarrow 0\text{ mT}$, rosso $\rightarrow -8.5\text{ mT}$, verde $\rightarrow -16\text{ mT}$, blu $\rightarrow -21\text{ mT}$, giallo $\rightarrow -25\text{ mT}$, rosa $\rightarrow 0\text{ mT}$. In figura (a) le curve di stabilità, in cui si nota un decremento del valore medio della molteplicità per i diversi valori di campo. In figura (b) il rapporto della molteplicità sulla molteplicità a campo zero in funzione del numero del canale.

elettroni sarà verso sinistra: in questo caso, a svuotarsi saranno i pixel numero 4, 8, 12, 16, mentre tutte le altre colonne rimarranno in una situazione di equilibrio.

Questa ipotesi descrive bene i dati raccolti. Le correzioni all'interpretazione sono dovute alla presenza della schermatura, al cui interno il campo magnetico non è uniforme: sugli spigoli l'effetto di depopolazione è meno accentuato, proprio perché il campo è meno intenso. L'ipotesi presentata spiega anche perché l'effetto è maggiore per campi di più alta intensità: il modulo della forza di Lorentz, responsabile della curvatura della traiettoria degli elettroni, è direttamente proporzionale al modulo del campo magnetico, quindi gli elettroni che si muovono in campi magnetici elevati subiscono deviazioni maggiori rispetto a quelli che si muovono in campi di bassa intensità.

4.5 La struttura dei pixel del fotomoltiplicatore

Un secondo test di laboratorio è stato volto a sondare la struttura dei pixel del fotomoltiplicatore. Tale test consiste nella misura della molteplicità media in funzione della posizione di incidenza dei fotoni. Contrariamente al caso precedente, la sorgente luminosa non deve illuminare uniformemente tutta la superficie, ma essere di dimensione massima paragonabile allo spazio tra pixel e pixel. Si è scelta una lampada alogena continua, con luce di lunghezza d'onda nell'intervallo 310 – 150 nm. La luce è stata trasportata fino al fotomoltiplicatore tramite una fibra ottica, sostenuta con un *pin-hole* di 100 μm che fungeva anche da collimatore per la luce. L'intensità della luce è stata controllata con alcuni filtri posti a monte della fibra ottica in modo da lavorare in condizione di singolo fotoelettrone. Contrariamente al caso precedente, avendo ridotto la dimensione della sorgente ed avendola avvicinata, tutti i fotoni emessi vengono raccolti da un solo canale. In virtù della natura poissoniana del fenomeno di emissione di fotoni, con un valor medio della molteplicità di $\mu = 0.03$, la probabilità di avere l'emissione di due fotoni in un solo impulso è del 0.04%, quindi possiamo dire di essere in regime di singolo fotoelettrone.

Per comandare con precisione il moto della sorgente luminosa si è usato uno

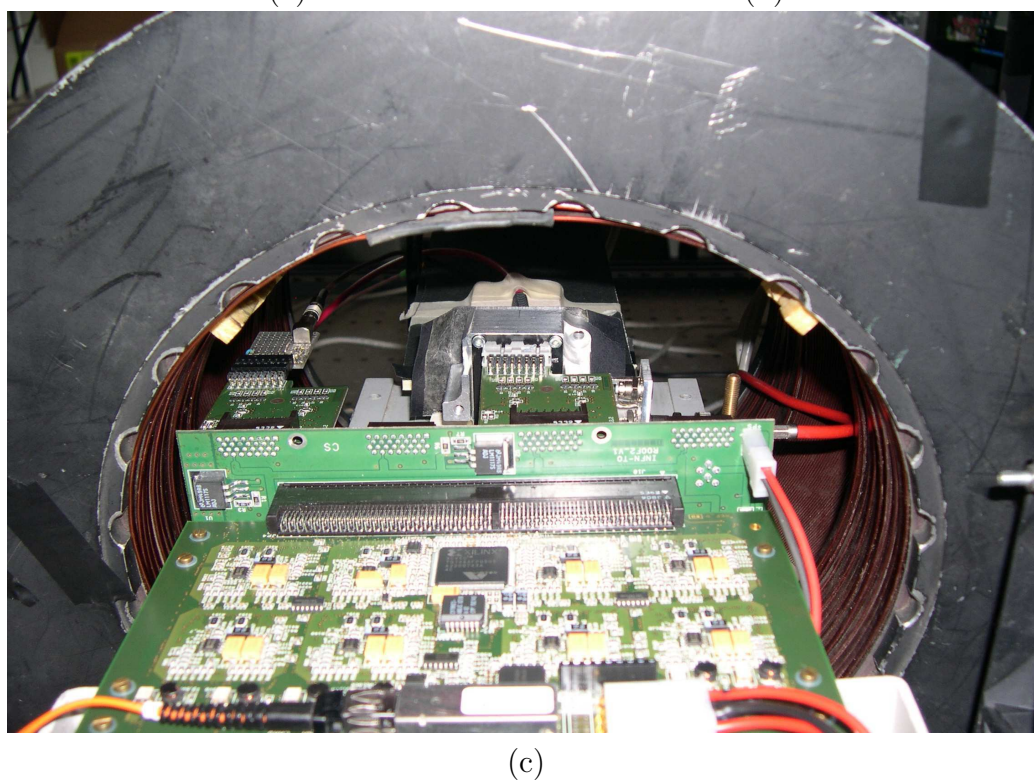
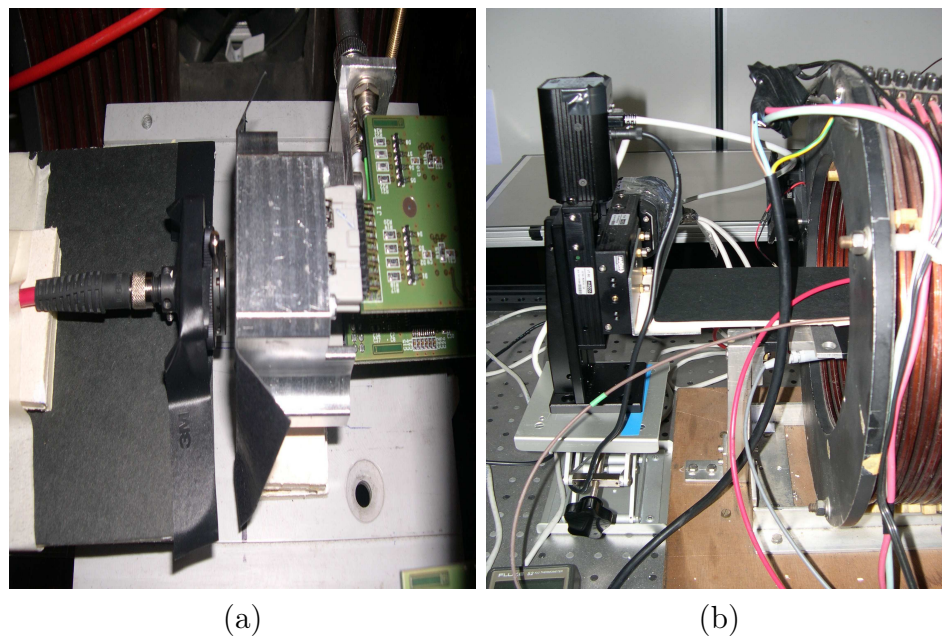


Figura 4.14: Immagini del setup per la misura della struttura interna. (a) dettaglio della fibra ottica e del pin-hole, ancorati sulla piattaforma dello step-motor; (b) step motor e Helmholtz coil; (c) elettronica di acquisizione (vista posteriore sul MAPMT)

step-motor, uno strumento con motore di precisione che consente spostamenti lungo gli assi orizzontale e verticale con risoluzione minima di $1 \mu m$, che viene gestito tramite un'interfaccia lab-view. La schermata del programma di controllo si vede in figura 4.15. Su di un grafico bidimensionale è disegnata la struttura a pixel come dalle specifiche del costruttore e un punto che si vede nell'origine rappresenta la posizione della fibra. Dopo aver centrato lo zero del grafico rispetto al centro del fotomoltiplicatore, le coordinate assolute del programma vengono usate come sistema di riferimento per l'acquisizione. Il programma permette di automatizzare la misura.

Il setup globale per questo esercizio si vede in figura 4.14: è stato montato su di un banco ottico e all'interno dell'Helmoltz coil; l'elettronica ed il programma di acquisizione sono i medesimi della misura precedente. Per limitare il fondo luminoso della misura, si è usata la copertura a tenuta di luce del banco ottico. La misura si articola in più fasi; inizialmente si è misurata l'effettiva dimensione della sorgente luminosa, con l'ausilio di uno schermo dotato di una fenditura di larghezza nota. Le fasi successive sono consistite nel misurare la molteplicità media, muovendo la sorgente a quota fissa lungo l'asse orizzontale senza campo magnetico e quindi con campo pari a $1 mT$. Il fotomoltiplicatore è stato messo "nudo" all'interno dell'Helmoltz coil: si è scelto quindi un valore di campo magnetico paragonabile al campo residuo all'interno della schermatura che si ha per i valori di campo esterno in condizioni di lavoro ($\sim 20 mT$). Analoga misura è stata fatta muovendo la sorgente lungo la verticale.

4.5.1 Dimensione della sorgente

La dimensione dello spot di luce prodotto è stata misurata applicando al MAPMT una schermatura opaca con una fenditura verticale larga $1.12 mm$. Per evitare che effetti di bordo del pixel influenzassero la misura, la fenditura è stata allineata visivamente con il centro del pixel. Si è quindi misurata la molteplicità media lungo tutta la larghezza della fenditura, muovendosi trasversalmente rispetto alla fenditura stessa con un passo costante di $0.05 mm$. Il risultato è mostrato in figura 4.16. Le due componenti che concorrono all'accuratezza della misura della molteplicità sono la stabilità della

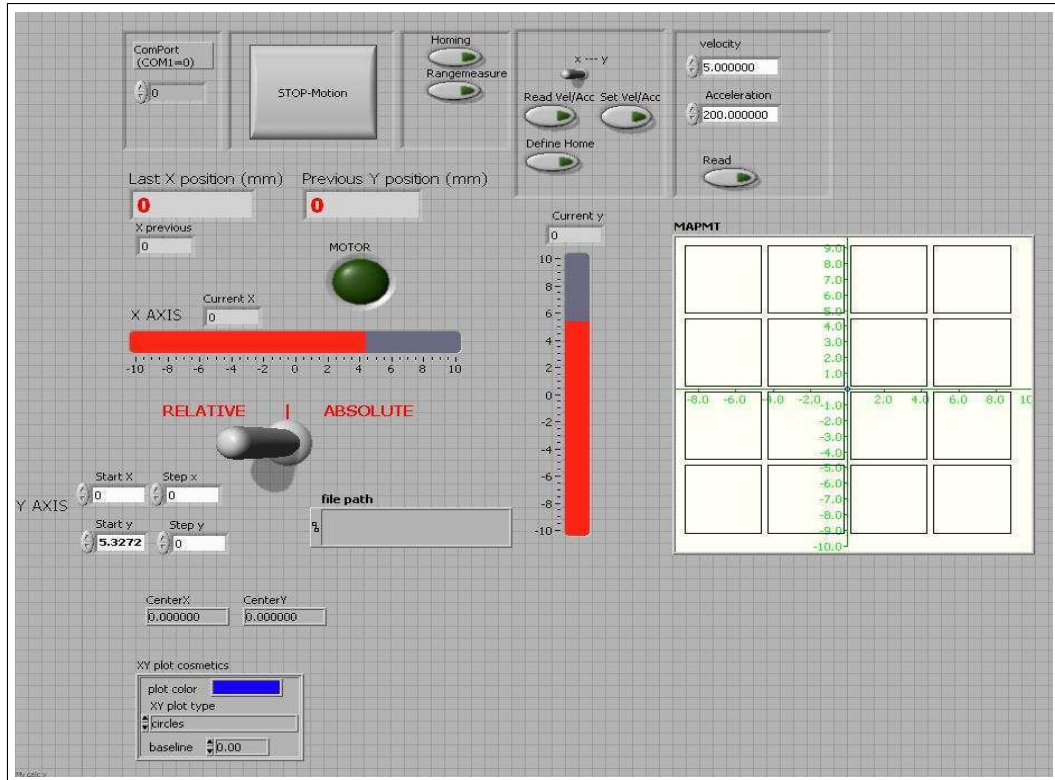


Figura 4.15: Schermata del programma che comanda lo step-motor.

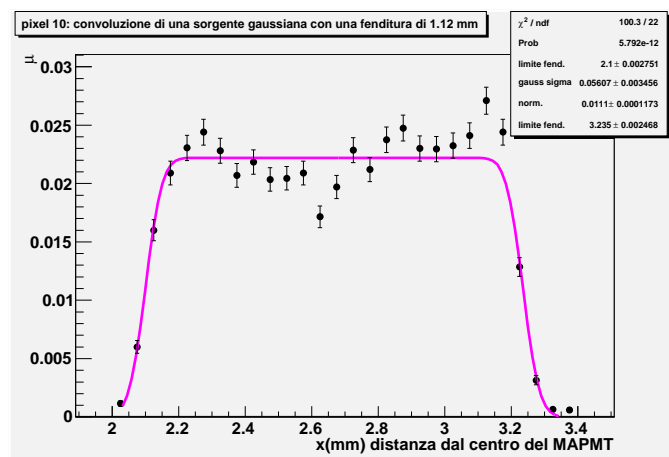


Figura 4.16: Molteplicità in funzione della posizione rispetto al centro del MAPMT, schermato da un filtro oscurante con una fenditura di 1.12 mm. I dettagli sul fit si trovano nel testo.

lampada e l'errore statistico sul conteggio dei fotoni. L'intensità luminosa è stabile entro lo 0.4%, e rispetto all'intensità da noi misurata, porterebbe un errore sulla settima cifra significativa. È quindi lecito considerare come errore della misura solamente la componente statistica:

$$\sigma_{\mu} = \sqrt{\frac{\mu}{trigger}} = \sqrt{\frac{\mu}{20000}}. \quad (4.5)$$

Sotto l'ipotesi che la distribuzione dell'intensità di luce sia descrivibile da una gaussiana, possiamo dire che la figura risultante deve essere la convoluzione della gaussiana con una funzione "a scatola" che rappresenta la fenditura. La funzione convoluzione è definita da:

$$M = Box(x) \otimes N Gauss(x, 0, \sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} (dt Box(t) * N Gauss(x - t, 0, \sigma)) \quad (4.6)$$

la funzione scatola e':

$$Box(x) = \begin{cases} 1 & min \leq x \leq max \\ 0 & altrimenti \end{cases}$$

e quindi

$$M = \int_{min}^{max} (dt N Gauss(x-t, 0, \sigma)) = \frac{N}{2} * (Erf\left(\frac{x - min}{\sigma}\right) + Erf\left(\frac{-x + max}{\sigma}\right)) \quad (4.7)$$

Questa è quindi la funzione che useremo per il fit dei nostri dati, con quattro parametri liberi: la deviazione standard della gaussiana (σ), i limiti minimo e massimo della scatola e la costante di normalizzazione (N). La parte della funzione di maggior importanza sono le due spalle: infatti è dalla forma di queste che si ricava la dimensione della sorgente. Il modello che abbiamo utilizzato per descrivere i dati prevede che la curva abbia un plateau; così non è, ma vedremo in seguito che le variazioni della molteplicità dipendono dalla struttura interna del MAPMT. Per questo motivo il valore di χ^2 ottenuto dal fit è tale per cui i dati andrebbero rigettati, ma osserviamo che la funzione riproduce bene le due "spalle", da cui si ottiene il parametro per noi più importante per descrivere l'immagine della sorgente, la deviazione standard della gaussiana. Otteniamo dal fit i seguenti parametri:

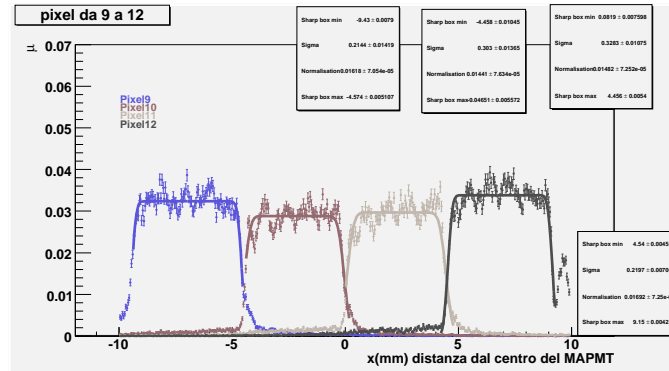


Figura 4.17: Scansione a passo di 0.5 mm della riga centrale (pixel 9,10,11,12) del MAPMT. I diversi colori si riferiscono alla risposta di diversi canali: blu \rightarrow pixel 9, rosso \rightarrow pixel 10, grigio chiaro \rightarrow pixel 11, grigio scuro \rightarrow pixel 12. I risultati del fit corrispondenti ai pixel vanno letti in senso orario.

σ	$0.056 \pm 0.003 \text{ mm}$
fenditura	$1.135 \pm 0.004 \text{ mm}$

Il valore ottenuto dal fit per la larghezza della fenditura è compatibile con il valore misurato con il microscopio, a conferma dell'attendibilità del fit.

4.5.2 Struttura orizzontale

Lo studio della struttura del MAPMT lungo l'asse orizzontale, è stato condotto lungo una riga centrale di pixel. Con riferimento alla figura 4.1, i pixel interessati dal campionamento sono i numeri 9, 10, 11, 12 per i quali la posizione verticale della sorgente di luce era circa a metà pixel. Con tale scelta di posizione rispetto al fotomoltiplicatore e al singolo pixel, gli eventuali effetti di bordo vengono minimizzati. L'esame visivo, confermato dalla lettura della scheda tecnica del fotomoltiplicatore, indica che la superficie attiva è di $18 \times 18 \text{ mm}^2$. Pertanto il campionamento, per permettere un buon fit anche per i pixel del bordo, deve coprire un intervallo maggiore: si è scelto di scandire l'intervallo che va da -10 mm a $+10 \text{ mm}$ rispetto al centro (presunto) del fotomoltiplicatore. Il risultato si vede in figura 4.17. Il passo del campionamento è di 0.05 mm , i diversi colori rappresentano ciascuno la risposta di uno dei quattro pixel interessati dalla misura e la curva continua rappresenta il fit. Prima di passare alla descrizione del fit, è interessante fare qualche

osservazione. Per ognuno dei pixel è presente una coda di risposta a sinistra. Tale effetto è dovuto al posizionamento della fibra, non perfettamente perpendicolare al MAPMT, ma lievemente inclinata da sinistra a destra. Il picco di molteplicità sul bordo destro (a distanza di circa 10 mm, in grigio scuro nella figura) è un effetto spurio, anch'esso legato all'inclinazione della fibra, la cui luce si riflette sul bordo metallico esterno del MAPMT. L'oscillazione della molteplicità all'interno di ciascun pixel, che si era già vista nella misura con la fenditura (cfr. fig. 4.16) è ben visibile. La struttura dell'oscillazione, confrontabile tra i diversi pixel, rende valida l'ipotesi che si tratti di un assorbimento degli elettroni da parte dei fili di griglia che permettono la focalizzazione dei fotoelettroni sul primo dinodo (che si intravedono in figura 4.1). La molteplicità media misurata per i singoli pixel non è costante: i due pixel esterni (numeri 9 e 12) hanno valori più alti di quelli centrali. La funzione usata per il fit dei dati è, come nel caso della fenditura, la convoluzione di una funzione a scatola, che in questo caso rappresenta il singolo pixel, e la gaussiana che rappresenta la sorgente di luce. La funzione "scatola" è stata implementata nell'ipotesi che il pixel dia una risposta uniforme al suo interno, a partire dai bordi (modello a "rettangolo"). Durante l'analisi si è anche implementata una funzione che rispecchiasse un'eventuale aumento lineare della risposta ai bordi, lasciando l'ulteriore possibilità di un comportamento asimmetrico (modello a "trapezio scaleno"). Tale prova non ha portato risultati apprezzabili. La funzione usata per il fit dei dati è:

$$F(x) = a * \left(\operatorname{Erf}\left(\frac{x - \min}{\sigma}\right) + \operatorname{Erf}\left(\frac{-x + \max}{\sigma}\right) \right) \quad (4.8)$$

Il parametro a è la costante di normalizzazione della curva, i parametri \min e \max i valori di ascissa corrispondenti ai limiti del pixel. Il parametro σ rappresenta la sorgente di luce gaussiana; in una prima prova tale valore è stato fissato a $\sigma = 0.056 \text{ mm}$, secondo i risultati della misura dedicata (vd. paragrafo 4.5.1), ma il fit non è risultato soddisfacente soprattutto sulle spalle di ciascun pixel. I migliori risultati si sono ottenuti lasciando il parametro σ libero. Ciò significa che il pixel non è rappresentabile con una "scatola" di alcun tipo, in quanto i bordi presentano una salita non lineare, il cui effetto è di allargare la σ . I valori ottenuti per la σ sono di circa 0.21 mm per i

pixel esterni e di circa 0.3 mm per i pixel centrali: i pixel esterni hanno una struttura più definita. I parametri restituiti dal fit sono riportati in tabella 4.2.

Partiamo dall'analisi dei due pixel centrali, 10 e 11. La loro dimensione risulta maggiore di circa il 10% rispetto al valore dichiarato, mentre la distanza inter-pixel è minore. I pixel esterni, numero 9 e 12, sono di dimensione ancora maggiori rispetto a quelli interni e rendono la superficie attiva del MAPMT superiore a quella dichiarata. Ciò significa che il campo elettrico permette una buona raccolta anche dei fotoelettroni convertiti sui bordi.

4.5.3 Effetti del campo magnetico sulla struttura orizzontale

Il comportamento descritto nel paragrafo precedente si riferisce ad una condizione di campo magnetico nullo. In base ai dati raccolti nell'esercizio sulla stabilità e il modello di comportamento proposto, la presenza di un campo magnetico equivalente al campo residuo all'interno della schermatura dovrebbe avere come effetto uno spostamento dei fotoelettroni convertiti verso destra, che quindi, a parità di posizione di fotoconversione rispetto al caso precedente, l'immagine ottenuta dei pixel dovrebbe spostarsi verso sinistra. Per la misura il campo magnetico generato dall'Helmoltz coil è impostato a 1 mT e la sua direzione è parallela all'asse del MAPMT con il verso orientato dagli anodi al fotocatodo. L'intervallo di campionamento, il passo della misura, il sistema di riferimento sono i medesimi descritti nel paragrafo precedente, per permettere un immediato confronto dei dati. I risultati di questa misura sono presentati in figura 4.18.

La prima osservazione riguarda la molteplicità media, lievemente più alta rispetto al caso precedente per tutti i pixel: questo è un effetto sistematico dipendente dal sistema di illuminazione. La dimensione di ciascun pixel è rimasta costante in seguito all'introduzione del campo magnetico, ma la loro posizione è spostata sistematicamente di 0.08 mm verso valori di posizione più bassi, cioè gli elettroni convertiti si sono sistematicamente spostati verso destra; l'effetto concorda con l'ipotesi fatta nel paragrafo 4.4.4. I limiti esterni dei singoli pixel e la loro dimensione sono riportati in tabella 4.2.

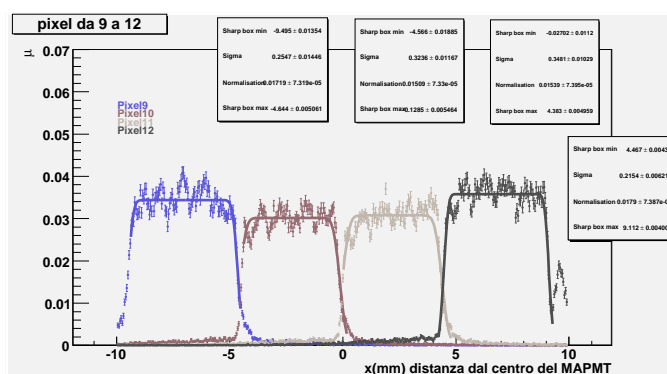


Figura 4.18: Scansione a passo di 0.5 mm della riga centrale (pixel 9,10,11,12) del MAPMT in presenza di un campo magnetico di 1 mT . I diversi colori si riferiscono alla risposta di diversi canali: blu→pixel 9, rosso→ pixel 10, grigio chiaro→ pixel 11, grigio scuro→ pixel 12. I risultati del fit corrispondenti ai pixel vanno letti in senso orario.

4.5.4 Struttura verticale

Per valutare il comportamento lungo l'asse verticale del MAPMT, si è scelto di campionare la colonna formata dai pixel 3, 7, 11, 15. La posizione della fibra è centrata orizzontalmente rispetto al pixel e la sua dimensione non viene misurata. In prima approssimazione possiamo supporre che la forma del fascio di luce abbia una simmetria centrale e quindi la sua componente verticale sia nuovamente una gaussiana con $\sigma = 0.056 \text{ mm}$. Dall'osservazione della struttura dei dinodi del primo stadio moltiplicativo (crf fig. 4.1.(b)), possiamo aspettarci una risposta differente del fotomoltiplicatore nelle due direzioni di campionamento. Innanzitutto la direzione del campionamento è parallela a quella dei fili anodici, quindi non si dovrebbero avere variazioni della molteplicità all'interno di ciascun pixel. Osservando i pixel esterni, si nota che la distanza dal bordo (illuminato nella foto 4.1.(b)) dalla zona dinodica è maggiore per i bordi superiore e inferiore di quanto non lo sia per i bordi destro e sinistro.

Il risultato del campionamento della colonna ad un passo di 0.05 mm è mostrato in figura 4.19. Le lunghe code di molteplicità verso destra indicano che la fibra ottica, anziché essere perfettamente perpendicolare alla superficie del MAPMT è angolata dall'alto verso il basso. I bordi esterni dei pixel 3

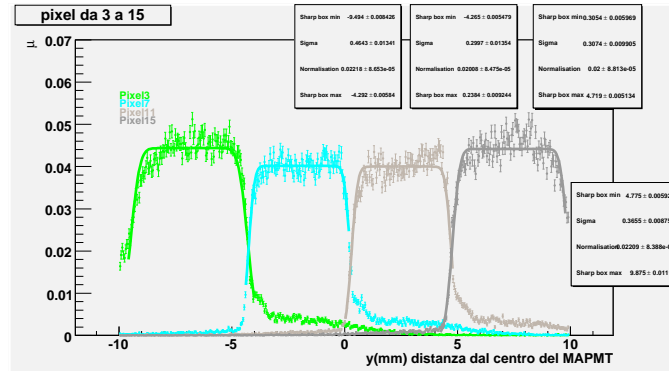


Figura 4.19: Scansione a passo di 0.05 mm della colonna composta dai pixel 3, 7, 11, 15. I diversi colori corrispondono alla risposta dei diversi pixel: verde→3, azzurro→7, grigio più chiaro→11, grigio più scuro→15. La curva continua è il fit, i cui parametri corrispondono ai pixel in senso orario.

e 15 non sono ben definiti, la salita del segnale è più dolce rispetto ai bordi esterni del caso precedente. Ciò nonostante, va osservato che tale zona di salita si trova al di fuori di quella che viene dichiarata come superficie attiva; all'interno della stessa, cioè nell'intervallo $[-9, +9] \text{ mm}$, la molteplicità risulta più stabile. Anche per i due pixel centrali si osserva che la spalla destra è mal definita rispetto alla spalla sinistra. Osservando la zona centrale di ciascun pixel, si può notare che, come previsto, sono sparite le oscillazioni regolari di molteplicità che sono visibili nella scansione orizzontale. Confrontando i pixel esterni con quelli interni, si nota che i primi sono di dimensioni efficaci maggiori rispetto ai secondi, ed hanno anche una maggiore molteplicità media.

La funzione implementata per il fit è la medesima utilizzata per i dati della riga orizzontale. Le salite più dolci delle spalle, soprattutto quelle esterne, rendono necessario lasciare il parametro σ della gaussiana libero nel fit, per rendere conto anche della differente forma dei bordi tra i diversi pixel della medesima colonna. I pixel esterni hanno una σ più grande rispetto a quelli interni: vale rispettivamente 0.46 mm e 0.36 mm per i pixel 3 e 15 e 0.30 mm per i pixel 7 e 11, che hanno forma più regolare. I valori di σ ottenuti dai fit nei casi verticale e orizzontale per i pixel centrali sono compatibili, mentre il comportamento ai bordi è opposto nei due casi. I parametri del fit in figura

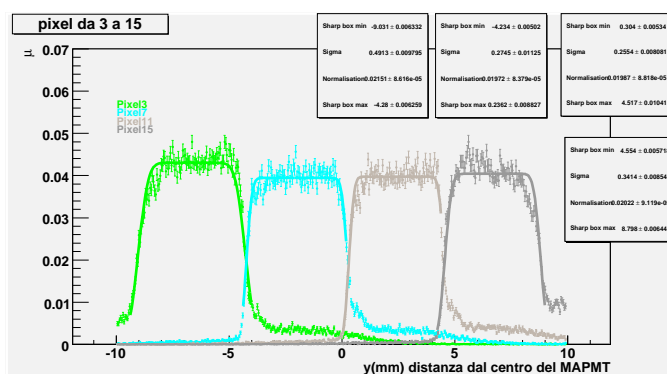


Figura 4.20: Scansione a passo di 0.05 mm della colonna composta dai pixel 3, 7, 11, 15 in presenza di un campo magnetico di 1 mT . I diversi colori corrispondono alla risposta dei diversi pixel: verde→3, azzurro→7, grigio più chiaro→11, grigio più scuro→15. La curva continua è il fit, i cui parametri corrispondono ai pixel in senso orario.

4.19 sono riportati nella tabella 4.3, per facilitarne la lettura.

4.5.5 Effetti del campo magnetico sulla struttura verticale.

La misura è stata ripetuta in presenza di un campo magnetico di 1 mT . L'effetto del moto degli elettroni visto nel paragrafo 4.4 non si dovrebbe osservare sulla struttura verticale, in quanto la misura viene effettuata al centro di un pixel. Il moto degli elettroni è trasverso rispetto alla direzione di campionamento ed eventuali effetti sarebbero osservabili se ci trovassimo su uno dei bordi del pixel dove l'efficienza di rivelazione ha un gradiente. L'effetto misurato si vede in figura 4.20.

Confrontando la figura 4.20 con la figura 4.19, si nota come i pixel centrali non risentano in alcun modo della presenza del campo magnetico. Per i due pixel esterni, invece, si nota che il campo ha un effetto focalizzante. I pixel numero 3 e 15, in presenza di campo, si restringono di circa 0.45 mm e 0.86 mm rispettivamente. Il limite interno del pixel 3 rimane stabile, mentre vi è un effetto di spostamento del bordo interno del pixel 15, che si compensa con lo spostamento del bordo dell'adiacente pixel 11 ed è probabilmente imputabile ad un disallineamento del sistema di acquisizione. I parametri

del fit sono riportati in tabella 4.3.

4.6 Conclusioni

Le prove di laboratorio sul fotomoltiplicatore R7600-03-M16 di Hamamatsu Photonics K.K. equipaggiato con i discriminatori MAD4 e i TDC Dreisam, hanno mostrato come il sistema sia stabile nella risposta rispetto alla soglia di discriminazione, sia in presenza che in assenza di campo magnetico. Per valori di campo paragonabili a quello residuo in cui il sistema si troverà a lavorare (circa 1 mT), la posizione di rivelazione del fotone lungo l'asse x del fotomoltiplicatore subisce uno spostamento sistematico di -0.08 mm rispetto al valore codificato del centro del singolo pixel. L'effetto sull'asse y è di focalizzazione dell'immagine per i pixel di bordo. L'effetto è dovuto all'effetto della forza di Lorentz sugli elettroni convertiti che vanno a formare la valanga, comportamento che è stato descritto ed è suffragato dai dati raccolti.

pixel	$B = 0 \text{ mT}$				$B = 1 \text{ mT}$				$\Delta\text{larghezza}$	Δmin	Δmax
	min	max	larghezza	σ	min	max	larghezza	σ			
9	-9.43	-4.57	4.86	0.21	-9.5	-4.64	4.85	0.25	-0.01	-0.06	-0.07
10	-4.46	-0.05	4.41	0.3	-4.57	-0.13	4.44	0.32	0.03	-0.11	-0.08
11	0.08	4.46	4.37	0.33	-0.03	4.38	4.41	0.35	0.04	-0.11	-0.07
12	4.54	9.15	4.61	0.22	4.47	9.11	4.65	0.22	0.04	-0.07	-0.04

Tabella 4.2: parametri del fit della riga centrale e dimensione risultante di ciascun pixel, per la misura in assenza di campo magnetico e per quella in presenza di un campo di 10 G con direzione parallela all'asse del MAPMT. Viene quindi riportata la variazione della dimensione di ciascun pixel e lo spostamento dei suoi bordi per effetto dell'introduzione del campo. I valori sono in millimetri, l'errore associato a ciascuna misura è ± 0.01 .

pixel	$B = 0 \text{ mT}$				1 mT				$\Delta\text{larghezza}$	Δmin	Δmax
	min	max	larghezza	σ	min	max	larghezza	σ			
3	-9.49	-4.29	5.2	0.46	-9.03	-4.28	4.75	0.49	-0.45	0.46	0.01
7	-4.27	0.24	4.5	0.3	-4.23	0.24	4.47	0.27	-0.03	0.03	0
11	0.31	4.72	4.41	0.31	0.3	4.52	4.21	0.26	-0.2	0	-0.2
15	4.78	9.88	5.1	0.37	4.55	8.8	4.24	0.34	-0.86	-0.22	-1.08

Tabella 4.3: parametri del fit della colonna centrale e dimensione risultante di ciascun pixel, per la misura in assenza di campo magnetico e per quella in presenza di un campo di 1 mT con direzione parallela all'asse del MAPMT. Viene quindi riportata la variazione della dimensione di ciascun pixel e lo spostamento dei suoi bordi per effetto dell'introduzione del campo. I valori sono in millimetri, l'errore associato a ciascuna misura è ± 0.01 .

Capitolo 5

I programmi per l'analisi dei dati

5.1 I dati

Durante un anno di presa dati vengono raccolti eventi per un totale tipico di circa 350 *TB* [20]. Questi sono divisi in strutture, i *periodi*, che corrispondono indicativamente ai dati raccolti in una settimana. Le condizioni di presa dati all'interno di un periodo non subiscono variazioni importanti. I periodi sono a loro volta suddivisi in diversi *run*, che contengono gli eventi raccolti in circa 200 *spill* del fascio, pari ad un intervallo di tempo in cui si assume che le condizioni dell'apparato fossero stabili. La durata tipica di un run è di un'ora. I file di dati così raccolti vengono chiamati con il termine *raw data*, ossia dati grezzi; contengono, evento per evento, le informazioni raccolte dai singoli detector, digitizzate dall'elettronica di front-end (vedi par. 2.8). Questi dati vengono salvati su nastro magnetico. In una base di dati di tipo ORACLE si salvano le informazioni globali di evento che permettono l'accesso non sequenziale ai dati anche con criteri selettivi.

Non tutti i dati (run) acquisiti sono dedicati alle misure di fisica: ve ne sono alcuni dedicati all'allineamento dello spettrometro, alcuni dedicati alla calibrazione di specifici rivelatori, altri dedicati a test di funzionamento dello spettrometro e dell'acquisizione. Portiamo ad esempio i run dedicati all'allineamento dello spettrometro: di questi ne vengono fatti due per ogni periodo di acquisizione, uno in presenza del campo magnetico ed uno con i magneti SM1 e SM2 spenti. Dall'analisi di questi dati, si estraggono le informazioni relative alle correzioni da apportare alla descrizione della ge-

ometria dello spettrometro, che vengono salvate in file statici dedicati noti con il nome di *detectors.dat*.

Oltre ai dati provenienti dai detector, vengono acquisite, in file speciali e attraverso canali dedicati, altre informazioni necessarie alla ricostruzione, come, a titolo indicativo, la temperatura e la pressione all'interno della sala sperimentale e, in particolare, all'interno del RICH, lo stato di polarizzazione dei magneti ecc.; tutte le informazioni complementari necessarie alla ricostruzione sono organizzate in una base di dati di tipo MySQL, da cui è possibile ottenere in funzione del tempo, ad esempio, le corrette calibrazioni e le matrici di correlazione usate per il trigger.

5.2 CORAL

La ricostruzione degli eventi viene fatta da CORAL (COMPASS Reconstruction and AnaLysis), un programma orientato ad oggetti la cui architettura modulare in C++ permette di modificare ed aggiungere con facilità parti di codice.

La prima fase della ricostruzione consiste nella decodifica dei dati provenienti da tutti i detector; a questo scopo vengono interrogate le così dette *decoding map*, delle tavole di corrispondenza tra il numero del canale elettronico di acquisizione e l'elemento fisico del rivelatore che ha dato il segnale, per trasformare le informazioni ottenute dai *raw data* in informazioni sulla risposta dei rivelatori. Segue, per i dati provenienti dalla maggior parte dei rivelatori, la fase di *clustering*, in cui le informazioni decodificate e i file di calibrazione vengono utilizzati per determinare il baricentro del segnale, che viene quindi trasformato in coordinate nel sistema di riferimento del rivelatore, interrogando i file *detectors.dat* che forniscono la corretta geometria del sistema per ogni run.

La terza fase dell'analisi consiste nella ricostruzione delle tracce delle particelle che attraversano lo spettrometro. Questa fase è di gran lunga la più ponderosa in termini di tempo necessario all'analisi. Si ricostruiscono inizialmente, assumendoli rettilinei, i segmenti di traccia al di fuori del campo magnetico, separatamente a monte e a valle del magnete (SM1, par. 2.4.3), e quindi

si connettono. In questa fase si usa il DICO, una tabulazione (dizionario) delle tracce in funzione del loro impulso, posizione e direzione d'ingresso, che restituisce per interpolazione, per ogni traccia in ingresso al magnete, i parametri della traccia in uscita; i segmenti misurati a valle del magnete vengono confrontati con i valori ottenuti dal DICO, così da determinare il migliore accoppiamento. Al termine della procedura si usa un complesso filtro di Kalman, che, con un metodo di propagazione e aggiustamento progressivo e ricorsivo della traccia permette di ottenerne la miglior stima a partire dai singoli punti d'impatto sui diversi rivelatori. La ricostruzione delle tracce attraverso lo spettrometro a piccolo angolo serve per raffinare la misura ottenuta da quello a grande angolo, in particolare per le tracce ad alto impulso e piccolo angolo polare.

La fase successiva della ricostruzione consiste nell'identificazione dei muoni diffusi, la ricostruzione del vertice di interazione e nella ricostruzione degli eventi nei rivelatori non tracciatori, cioè il RICH e i calorimetri.

Le informazioni sulle tracce, i vertici e l'identificazione ottenute dalla ricostruzione vengono immagazzinate in file detti mDST (mini Data Summary Tape) sotto forma di strutture "tree" di ROOT. La dimensione di tali file, ridotta di circa un fattore 100 rispetto i dati originari, permette una più snella processatura degli eventi ricostruiti ed inoltre rende possibile distribuire i dati ai centri di calcolo locale per la successiva analisi fisica degli eventi. Oltre ai mDST, vengono prodotti anche dei file di tipo DST che contengono una differente selezione delle informazioni prodotte. Per le necessità di caratterizzazione e la calibrazione di ciascun rivelatore vengono salvati dei file speciali, al di fuori del flusso standard delle informazioni, come, ad esempio, i *g-file* per il RICH.

L'intero software di CORAL è sviluppato dalla collaborazione COMPASS, con contributi legati alle competenze specifiche di ciascun gruppo.

5.3 Le calibrazioni

Il lavoro di calibrazione di ciascun rivelatore è un procedimento delicato. Le informazioni ottenute dalla calibrazione vengono salvate nella base di dati

MySQL e possono essere di tipo statico, cioè valide per qualsiasi run, o dinamico, cioè di validità limitata ad un run o ad un certo periodo di tempo. Le quantità soggette a calibrazione possono essere le soglie di discriminazione dei segnali di ciascun canale del rivelatore, i tagli nella risposta temporale, la relazione $R(t)$ dei rivelatori a deriva o altre grandezze caratteristiche. Prendiamo ad esempio il RICH: prevede una calibrazione dinamica ed una statica. La prima consiste nella determinazione dell'indice di rifrazione del gas radiatore e viene fatta per ogni run in una fase di preprocessatura dei dati. La seconda calibrazione riguarda l'allineamento degli specchi; l'allineamento di questi è stato misurato in modo diretto (par. 3.4.2) all'inizio e alla fine del primo anno di presa dati ed in seguito si è provveduto a ripeterlo per campionatura; è anche determinato a partire dai dati, limitando l'azione agli specchi centrali dove la statistica è sufficiente. Poiché la situazione si è rivelata stabile, in seguito non sono più state necessarie modifiche dei dati di calibrazione.

5.4 RICHONE

RICHONE è il package di CORAL che si occupa della ricostruzione degli eventi nel RICH e dell'identificazione delle particelle. In questa parte del programma si ha, a valle della decodifica:

- il clustering dei dati provenienti dai rivelatori di fotoni del RICH,
- la ricostruzione dell'angolo Cerenkov per i singoli fotoni [34],
- l'identificazione delle particelle basato sul calcolo della Likelihood ,
- l'eventuale ricostruzione degli anelli per gli studi sull'apparato.

5.4.1 La decodifica dei dati ed il clustering

La presenza di due sistemi di rivelazione dei fotoni nel RICH rende necessario introdurre due diversi sistemi di decodifica e clustering. Per quanto riguarda

le MWPC con fotocatodi a CsI, dalla decodifica si ottengono le informazioni sui canali che hanno dato segnale e tre ampiezze d'impulso da cui si può ricostruire la forma del segnale analogico. Durante il processo di clustering i segnali vengono pesati con la loro ampiezza massima, per determinare il baricentro del cluster e questo viene trasformato, attraverso una mappa di corrispondenze, nel sistema di coordinate solidale con il piano del detector. La decodifica dei segnali provenienti dai MAPMT risulta più semplice: dalla decodifica si ottiene il canale dei PMT che ha dato segnale, da cui si passa alle coordinate geometriche ed al tempo di arrivo del fotone. La procedura non necessita di clustering, in quanto il fenomeno del cross-talk (vd. cap. 4) risulta trascurabile. In realtà i fotomoltiplicatori non si trovano sul piano dei CsI, a cui ci si riferisce per la ricostruzione delle immagini, quindi è necessario proiettare le coordinate dei singoli canali in coordinate sul piano della ricostruzione, dette *pseudopad*, per analogia con le pad delle MWPC. Tale trasformazione è realizzata con una mappa delle corrispondenze tra il numero di canale e le coordinate e, allo stato attuale, non tiene conto dei possibili effetti di distorsione dovuti ai telescopi di lenti.

5.4.2 La ricostruzione dell'angolo Cerenkov

I fotoni Cerenkov vengono emessi con probabilità uniforme lungo la traiettoria della particella all'interno del gas radiatore (par. 3.2). La geometria sferica degli specchi fa sì che i fotoni emessi con la medesima coppia di angoli (θ, ϕ) in differenti punti della traiettoria vengano riflessi sul medesimo punto della superficie focale, a meno dell'effetto di aberrazione sferica. In questo capitolo e nei successivi, si userà il concetto di *particella virtualmente riflessa*: questa è una costruzione puramente geometrica che si ottiene riflettendo sullo specchio la traiettoria della particella.

L'insieme dei fotoni Cerenkov emessi forma, sulla superficie focale degli specchi, una pseudocirconferenza che ha, con buona approssimazione, per centro il punto d'impatto della particella virtualmente riflessa. Il piano del rivelatore è stato costruito come la miglior approssimazione della superficie focale sferica degli specchi; a causa dell'approssimazione e dell'angolo tra il piano di rivelazione e la traiettoria della particella virtualmente riflessa, l'anello dei

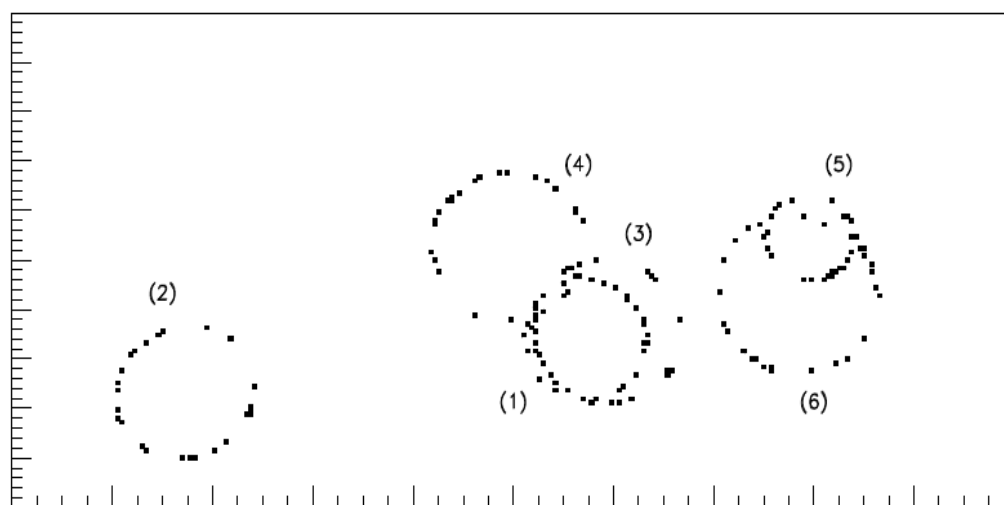


Figura 5.1: Gli anelli di fotoni Cerenkov per particelle a diversi β sul piano del rivelatore (simulazione in assenza di fondo). L'asse delle ascisse corrisponde alla coordinata "x" del piano del rivelatore, l'asse delle ordinate alla coordinata "y".

fotoni Cerenkov presenta delle lievi deformazioni ellittiche.

In figura 5.1 si vedono sei anelli corrispondenti ad altrettante particelle che hanno attraversato il RICH con valori di β differenti, sopra il valore di soglia per l'effetto Cerenkov. Tale immagine è il risultato di una simulazione, nella quale l'effetto del fondo non è stato incluso. Per la ricostruzione dell'angolo Cerenkov si usano le coordinate polari rispetto alla direzione della traccia. Il metodo su cui si basa la ricostruzione dell'angolo Cerenkov di ciascun fotone è descritto in letteratura (Ypsilantis e Seguinot [33]); l'algoritmo, che richiede la conoscenza della geometria del RICH, permette di ricostruire l'angolo di emissione di ciascun fotone nota la traiettoria della particella, il punto di emissione e il punto di impatto sul rivelatore. Il punto di emissione del fotone non è però noto, pertanto si assume che tutti i fotoni vengano emessi nel punto mediano della traiettoria all'interno del RICH. L'errore introdotto con questa approssimazione equivale all'effetto dell'aberrazione sferica. La direzione ricostruita del fotone viene riferita a quella della particella: in tale sistema di riferimento l'angolo polare corrisponde all'angolo Cerenkov. La ricostruzione procede assumendo fotoni tutte le pad attive e associandoli tutti a ciascuna delle tracce delle particelle entranti nel RICH. Il risultato della ri-

costruzione per ciascuna traccia si vede in figura 5.2: i fotoni Cerenkov emessi dalla particella hanno tutti lo stesso valore di θ_C , e sono uniformemente distribuiti rispetto all'angolo azimutale ϕ , così da formare una riga verticale nel piano (θ, ϕ) . La proiezione sull'asse θ della distribuzione mostra chiaramente i fotoni Cerenkov come un picco; il fondo dovuto ai fotoni scorrelati è pure visibile.

5.4.3 Determinazione dell'indice di rifrazione

La conoscenza dell'indice di rifrazione è necessaria per confrontare l'angolo ricostruito con quello corrispondente all'ipotesi di massa ricavato dalla cinematica dell'evento, noto l'impulso della particella.

L'indice di rifrazione del gas radiatore dipende dalle condizioni di temperatura e pressione, dalla frazione di azoto presente, quindi viene ricavato per ogni run. Poiché la concentrazione di azoto è piccola, l'indice di rifrazione risente principalmente della variazione di temperatura e pressione. L'indice di rifrazione viene calcolato con la procedura illustrata in seguito solo per un campione dei run acquisiti. Un algoritmo permette di ricavare il suo valore per ogni run, a partire dai valori misurati di indice di rifrazione, temperatura e pressione. I valori così ricavati sono riportati nel database MySQL.

Il valore viene calcolato a partire dalla distribuzione del valore dell'angolo di Cerenkov ricostruito per ciascun fotone, con la relazione:

$$n = \frac{1}{\beta \cos \theta_C} \quad (5.1)$$

dove il valore di β è ricavato dalla cinematica dell'evento per il valore di massa del π (i pioni sono oltre il 90% degli adroni prodotti). Ciò che si ottiene è una distribuzione di valori di n centrata attorno al valore medio (vedi fig. 5.3) la cui dispersione deriva in parte dall'incertezza sulla ricostruzione dell'angolo Cerenkov, in parte dalla dispersione cromatica dei fotoni, ognuno dei quali risente di un indice di rifrazione diverso in funzione della sua lunghezza d'onda.

In seguito all'upgrade del RICH è stato necessario introdurre una diversificazione nel calcolo dell'indice di rifrazione. Mentre lo ioduro di cesio delle camere multifilo converte i fotoni nella regione del profondo ultravioletto, i

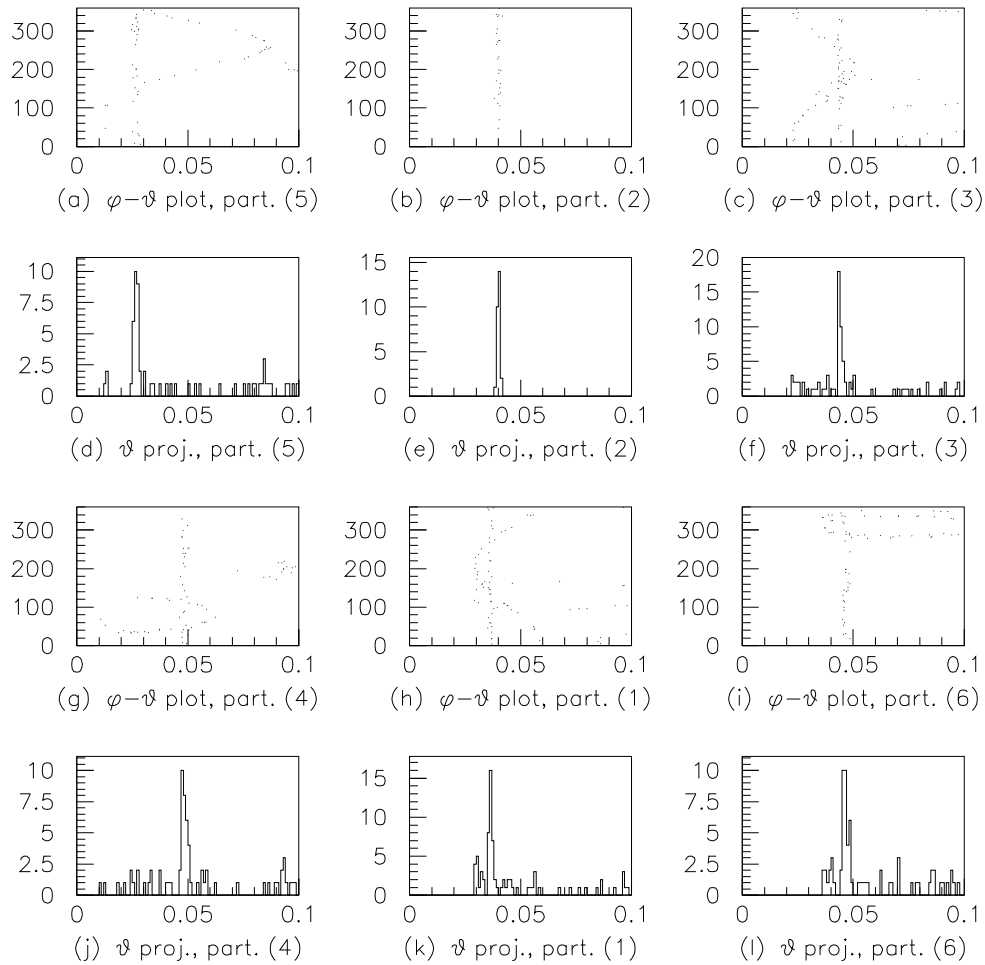


Figura 5.2: Risultato della ricostruzione degli eventi mostrati nella figura 5.1. Per ciascuna delle tracce si sono ricostruiti gli angoli θ , ϕ rispetto la direzione del moto, che qui vengono presentati in una distribuzione bidimensionale e nella sua proiezione lungo l'asse delle ϕ . L'anello Cerenkov si riconosce come una retta a valore di θ_C costante nella distribuzione bidimensionale e come un picco in proiezione. I fotoni di eventi scorrelati formano un fondo.

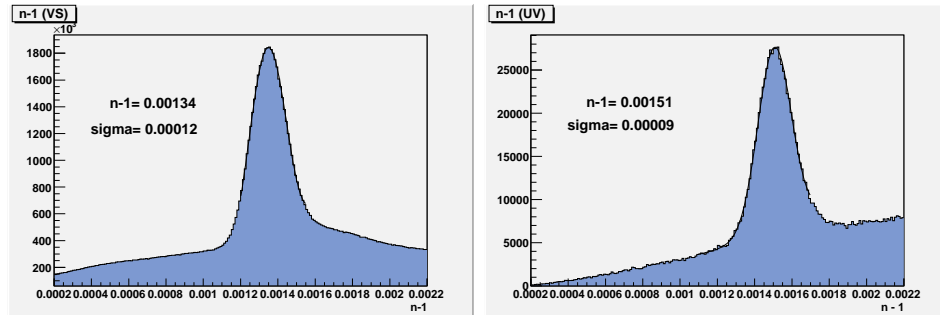


Figura 5.3: Distribuzione dell'indice di rifrazione per il visibile e l'ultravioletto. Si vede chiaramente il picco sopra un fondo dovuto ai fotoni scorrelati.

fotomoltiplicatori multianodo sono sensibili ai fotoni del visibile e al vicino UV. I fotoni vengono quindi differenziati in base al tipo di catodo da cui sono stati rivelati (“CsI”, cioè ioduro di cesio per quelli rivelati dalle camere multifilo, “MAPMT”, cioè MultiAnode PhotoMultiplier Tube per quelli rivelati dai fotomoltiplicatori) e vengono usati per determinare i due diversi indici di rifrazione.

5.4.4 Identificazione delle particelle

L'identificazione delle particelle avviene attraverso il metodo della Likelihood applicato all'intero campione di fotoni ricostruiti per ciascuna traccia. Per applicare questo metodo di identificazione, è necessario avere una buona conoscenza della distribuzione del fondo. Per ciascun fotone viene calcolata la probabilità che esso appartenga al segnale o al fondo. La probabilità che appartenga al segnale è assunta come gaussiana, centrata al valore di θ_{hyp} calcolato in funzione dell'impulso, dell'ipotesi di massa e dell'indice di rifrazione; la deviazione standard della gaussiana corrisponde alla risoluzione angolare del RICH, detta *risoluzione di singolo fotone*, che viene definita dalla larghezza della distribuzione dell'angolo Cerenkov di ciascun fotone attorno al valore cinematico e si calcola in fase di caratterizzazione dell'apparato (vedi par. 6.5). La probabilità di appartenenza al segnale è normalizzata al numero medio di fotoni attesi in base alla legge di Frank e Tamm, $n = N_0 L \sin^2 \theta$ (par. 3.2.1). L'esistenza di due sistemi di rivelazione differenti, le pad a CsI

ed i MAPMT, impone quindi l'uso di due funzioni di descrizione del segnale, che tengano conto dei diversi indici di rifrazione a cui i sistemi sono sensibili, del diverso numero medio di fotoni acquisiti per evento e della diversa risoluzione. La probabilità che il fotone appartenga al fondo dipende da vari aspetti: il fondo fisico presente nella zona del rivelatore dove il fotone è stato rivelato, il rumore elettronico della pad che l'ha rivelato ecc.. Per tale motivo, anziché costruire una funzione per la parametrizzazione del fondo, si è deciso di crearne una mappa a partire dal fondo misurato. La funzione di Likelihood contiene inoltre un termine poissoniano che tiene conto del numero di fotoni aspettati. Per un campione di m fotoni ricostruiti, la funzione è:

$$L_{hyp} = \frac{e^{-(s_{hyp}+b)}}{m!} \prod_{i=1}^m \left(N_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^i} e^{-\frac{(\theta^i - \theta^{hyp})^2}{2(\sigma^i)^2}} + B(x, y) \right) \quad (5.2)$$

dove s_{hyp} e b corrispondono rispettivamente al numero di fotoni aspettati per il segnale e al numero di fotoni aspettati per il fondo. La funzione di Likelihood viene calcolata per l'ipotesi di solo fondo (assenza di segnale) e tre ipotesi di massa: pione, K, protone. L'identificazione della particella consiste nell'assumere l'ipotesi di massa cui corrisponde il valore di Likelihood maggiore, normalizzato al valore della Likelihood per l'ipotesi di solo fondo. Se per tutte le ipotesi di massa si ottiene un valore del rapporto inferiore all'unità, l'evento è identificato come fondo.

È possibile aumentare la purezza dei campioni di particelle identificate, a discapito della statistica, richiedendo non solo che la Likelihood sia massima, ma anche che il suo valore rispetto all'ipotesi di solo fondo o alle altre ipotesi di massa sia superiore ad un certo valore di soglia. Per valutare gli effetti contrastanti dell'aumento della purezza e della diminuzione della statistica si costruisce il *fattore di merito* (o FOM, Factor of Merit) del campione di particelle identificate. Un esempio di fattore di merito è $FOM = p*S = \frac{S^2}{S+B}$, dove S è il numero di eventi di segnale del campione, B il numero di eventi di fondo e $p = \frac{S}{S+B}$ è la purezza; il miglior campione si ha per il massimo valore di FOM.

5.4.5 Ricostruzione dell'anello

Per caratterizzare la risposta del RICH, ad esempio per determinarne la risoluzione angolare, è opportuno ricostruire l'anello dei fotoni emessi. Relativamente alla distribuzione dei fotoni in un grafico (θ, ϕ) (vedi fig. 5.2), la definizione dell'anello avviene cercando il picco della proiezione della distribuzione sull'asse θ . Il picco viene ricercato valutando i conteggi contenuti in intervalli di ampiezza fissa attorno a ciascun valore di θ , variando θ da zero a θ_{max} e corrisponde al valore per cui il numero di conteggi è massimo. In questo caso σ , detta *risoluzione di singolo fotone*, è la deviazione standard del picco gaussiano trovato. L'anello viene quindi definito da tutti i fotoni che sono compresi nell'intervallo $\pm 3\sigma$ attorno al picco. Ad ogni anello è associato un valore di χ^2 , ottenuto confrontando il valore di θ_{fotone} dei singoli fotoni con il valore medio per l'intero dell'anello (θ_{ring}). Per la definizione di un anello è sufficiente avere anche un solo fotone: in questo caso il valore θ_{ring} dell'anello corrisponde al θ_{fotone} del fotone. Ai fini pratici, però, la presenza di un certo numero di fotoni di fondo impone richieste più stringenti: fino alla presa dati del 2004 si richiedevano un minimo di cinque fotoni per la ricostruzione dell'anello, mentre dal 2006, grazie alla riduzione del fondo, il numero minimo di fotoni necessari a definire l'anello è sceso a tre.

Il secondo affinamento è il fit dell'anello con una circonferenza o, eventualmente, un'ellisse. Il fit avviene sempre nel piano delle coordinate (θ, ϕ) e non in quello del rivelatore. Il valore dell'angolo Cerenkov ottenuto viene indicato come θ_{fit} .

I fotoni Cerenkov emessi da una particella nel visibile hanno un angolo di Cerenkov più piccolo rispetto a quelli emessi nell'UV, poiché l'indice di rifrazione è più piccolo a lunghezze d'onda maggiori. Per poter ricostruire anelli i cui fotoni sono rivelati in parte dalle pad a CsI e in parte dai MAPMT si è deciso di scalare il valore dell'angolo Cerenkov dei fotoni emessi nel visibile in modo che il valore centrale corrisponda a quello che si avrebbe con indice di rifrazione nell'UV, così da avere valori tra loro confrontabili.

5.5 I *g-file*

Durante il normale flusso di riduzione dei dati, il codice RICHONE provvede esclusivamente all'identificazione delle particelle. Per permettere lo studio delle proprietà degli anelli ai fini della caratterizzazione, vengono creati, limitatamente ad alcuni campioni di dati, speciali file di dati, i *g-file*. I *g-file* contengono tutte le informazioni ricostruite riguardanti le tracce e gli impulsi delle particelle entranti, mentre i dati dei rivelatori di fotoni del RICH sono al livello delle coordinate dei cluster.

Per la caratterizzazione del rivelatore presentata nel capitolo 6, si sono riprocessati con CORAL-RICHONE i *g-file* relativi ai run :

run	data
50250	22 agosto, 2006
51908	18 settembre, 2006
52613	3 ottobre, 2006

Dalla riprocessatura dei dati si ottengono sia degli istogrammi, utilizzati per le calibrazioni più comuni, sia una struttura di tipo "NTupla" di ROOT.

5.6 PHAST

Per l'analisi fisica degli eventi, si usa il programma PHAST, Physic Analysis Software Tool. Il programma è scritto in C++, ed è provvisto di una serie di classi sviluppate dalla collaborazione per l'analisi degli eventi a partire dai mDST prodotti da CORAL. Le informazioni disponibili in PHAST sono relative alla traccia e all'impulso della particella, ai vertici primari e secondari e all'identificazione. Le informazioni disponibili per i singoli rivelatori sono limitate.

Il buffer delle informazioni riguardanti il RICH comprende solamente ventuno variabili, che vengono presentate in tabella:

Informazioni sul RICH nei mDST
Likelihood per il π
Likelihood per il K
Likelihood per il p
Likelihood per l'ipotesi di solo fondo
Derivata della likelihood per il π
Derivata della likelihood per il K
Derivata della likelihood per il p
χ^2 per il π
χ^2 per il K
χ^2 per il p
θ_L , angolo del massimo della likelihood
θ_{ring} , angolo dell'anello
numero di fotoni dell'anello
θ_{fit} , angolo dal fit dell'anello
χ^2 dell'anello
Likelihood per il μ
Likelihood per l' e^-
Derivata della likelihood per il μ
Derivata della likelihood per l' e^-
χ^2 per il μ
χ^2 per l' e^-

All'interno di PHAST è possibile introdurre delle funzioni sviluppate personalmente per l'analisi dei dati, che vengono chiamate per ogni evento letto. Il formato dei file d'uscita è definito dall'utente: si può trattare di istogrammi, tavole o dati in formato DST ulteriormente filtrati, nel qual caso prendono il nome di μ DST. Per l'analisi sull'efficienza del RICH, si sono analizzati con PHAST i mDST corrispondenti al periodo W40(dal 2 all'8 ottobre 2006).

Capitolo 6

Caratterizzazione del RICH

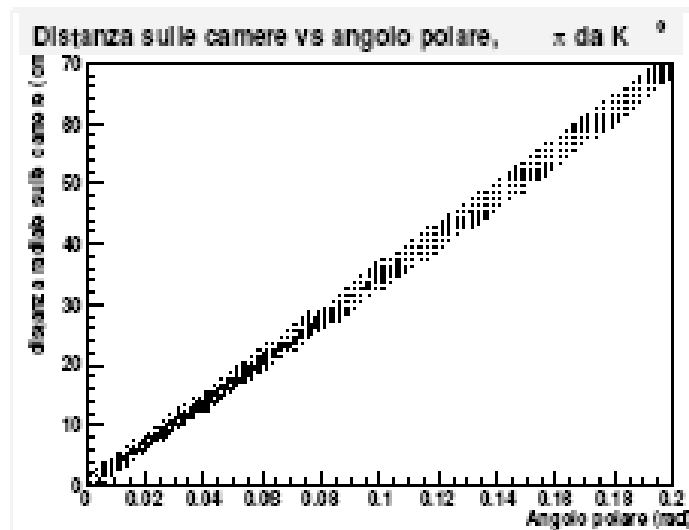
6.1 Introduzione

La caratterizzazione del RICH di COMPASS consiste nella determinazione di tutte le sue grandezze caratteristiche. I due sistemi di rivelazione dei fotoni presenti nel RICH hanno caratteristiche differenti, pertanto devono essere caratterizzati separatamente; si è portata avanti un'analisi dettagliata, studiando il comportamento di ciascun catodo separatamente. Le grandezze che si prenderanno in considerazione sono l'indice di rifrazione, la risoluzione angolare, il rapporto segnale/fondo ed il numero di fotoni emessi.

In figura 6.1.(a) è illustrata la convenzione usata per la rappresentazione dei catodi che compongono il rivelatore; il fascio di muoni è perpendicolare e uscente rispetto al foglio, l'asse x va da sinistra a destra e l'asse y dal basso verso l'alto. I catodi dal numero 0 al numero 7 appartengono alla parte del rivelatore che si trova al di sopra della linea di fascio, i rimanenti a quella che si trova al di sotto della linea di fascio. La scritta "MAPMT" si riferisce ai catodi equipaggiati con fototubi, la scritta "CsI" si riferisce alle camere multifilo con fotocatodo allo ioduro di cesio. Il lato sinistro del rivelatore rispetto al disegno viene indicato come "lato Saleve", il lato destro come "lato Jura". La riflessione virtuale delle tracce che entrano nel rivelatore centrate e parallele al fascio determina la posizione del *centro del rivelatore*. Poiché la parete di specchi è formata da due porzioni di superfici sferiche aventi centri differenti, si ha un centro sia per il rivelatore al di sopra della linea di fascio che uno per il rivelatore al di sotto, e gli anelli delle particelle a

SALEVE UP		JURA UP	
6 Csl	4 Csl	2 Csl	0 Csl
7 Csl	5 MAPMT	3 MAPMT	1 Csl
14 Csl	12 MAPMT	10 MAPMT	8 Csl
15 Csl	13 Csl	11 Csl	9 Csl
SALEVE DOWN		JURA DOWN	

(a)



(b)

Figura 6.1: (a) mappa dei catodi con sovrascritta la numerazione standard. (b) [36] La correlazione tra la distanza del centro dell'anello Cerenkov della traccia entrante ad angolo θ dal centro dell'anello Cerenkov della traccia entrante ad angolo zero sul piano del rivelatore e l'angolo θ della traccia stessa.

piccolo angolo sono spezzati, cioè si trovano in parte sul rivelatore superiore ed in parte sul rivelatore inferiore. Vi è una corrispondenza tra l'angolo di ingresso della traccia nel RICH e la distanza del centro dell'anello Cerenkov prodotto [36]: come mostrato in figura 6.1.(a), gli anelli delle particelle a grande angolo hanno il centro più lontano rispetto al centro del rivelatore. Poiché COMPASS è un esperimento a bersaglio fisso, i prodotti della reazione sono concentrati in avanti e le tracce a grande angolo hanno in media basso impulso; in prima approssimazione si può quindi dire che le particelle rivelate lontano dal centro hanno grande angolo e basso impulso.

6.2 Indice di rifrazione

Ai fini dell'identificazione delle particelle, è necessaria la conoscenza dell'indice di rifrazione del gas radiatore. Poiché l'indice di rifrazione dipende dalla composizione del gas, dalla temperatura dell'ambiente, dalla pressione ecc., è necessario ricavare il suo valore per ogni run. L'indice di rifrazione si ricava dall'angolo Cerenkov misurato per ciascun fotone:

$$n = \frac{1}{\beta \cos \theta_{\text{fotone}}} \quad (6.1)$$

Il valore della velocità normalizzata alla velocità della luce β si ricava a partire dai valori dell'impulso e dalla massa della particella, tramite la relazione:

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (6.2)$$

L'impulso di ciascuna particella è determinato, assieme alla direzione della sua traccia, nella prima fase di ricostruzione dei dati dello spettrometro, pertanto il suo valore è noto. La massa della particella, invece, non è nota a priori, essendo proprio il RICH lo strumento utilizzato per la sua determinazione. In prima approssimazione si utilizza l'*ipotesi di massa del π* su tutte le tracce entranti: ciò significa che, a prescindere dalla natura della particella, si usa il valore della massa del pione per ricavare l'indice di rifrazione. Tale approssimazione si giustifica guardando lo spettro di massa in fig. 6.11, ricavato in una successiva fase dell'analisi: i pioni sono oltre il 90% delle particelle rivelate.

I due sistemi per la rivelazione dei fotoni introdotti nel capitolo 3 sono sensibili a fotoni con lunghezze d'onda in due differenti regioni dello spettro: visibile e vicino UV per i MAPMT e lontano UV per i fotocatodi allo ioduro di cesio. Poiché l'indice di rifrazione del gas radiatore dipende dalla lunghezza d'onda del fotone che lo attraversa, è necessario separare i fotoni rivelati dai due differenti sistemi e calcolare per ciascun gruppo l'indice di rifrazione. Trattandosi di un gas, l'indice di rifrazione del C_4F_{10} è una grandezza che si discosta dall'unità a partire dalla terza cifra decimale, quindi risulta più significativo utilizzare per l'analisi la quantità $n - 1$. I grafici utilizzati per la determinazione dell'indice di rifrazione sono riportati nella figura 6.2 e derivano dalla processatura dei dati relativi al run 51908. Nei grafici si distingue il picco dell'indice di rifrazione e un fondo. Poiché $n - 1$ è calcolato per ciascuno dei fotoni ricostruiti, senza richiedere l'appartenenza all'anello, si può dire che il fondo deriva dal rumore elettronico e dai fotoni emessi da particelle scorrelate che sono stati acquisiti, nonché da tutte le particelle che non sono pioni. La curva usata per ricavare il valore dell'indice di rifrazione è una gaussiana sommata ad una polinomiale che rappresenta il fondo; il fit è limitato alla regione del segnale. La dispersione dell'indice di rifrazione attorno al valore medio è dovuta alla risoluzione angolare del fotone e alla dispersione cromatica. I valori ricavati per la dispersione sono:

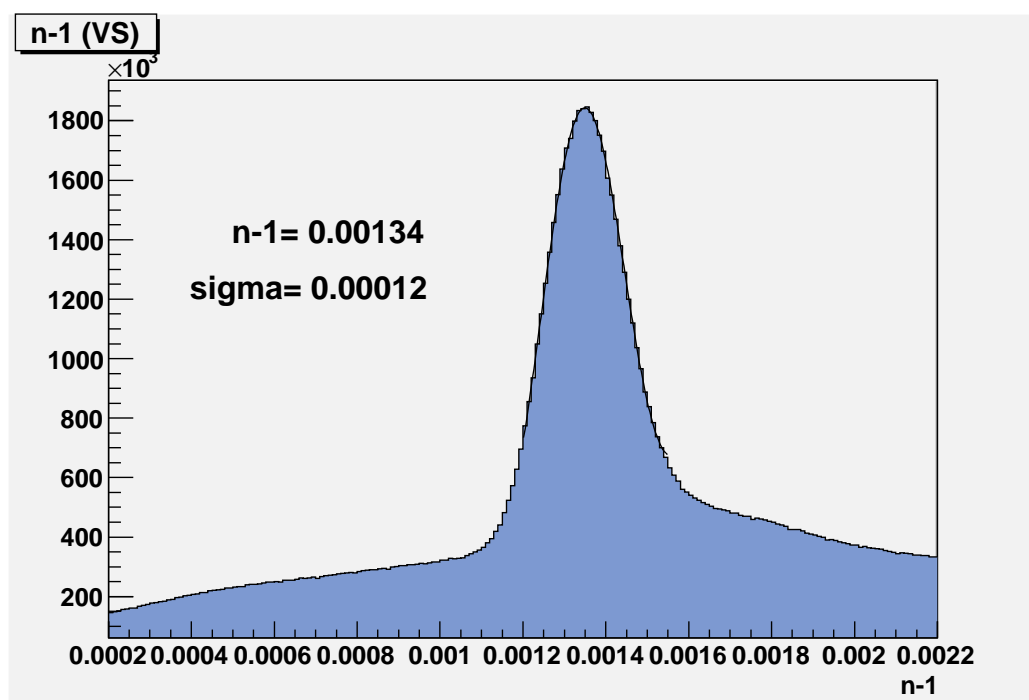
	CsI	MAPMT
$\frac{\sigma_n}{n-1}$	5%	9%

La dispersione maggiore per i catodi di tipo MAPMT è compatibile con la peggior risoluzione di singolo fotone (6.3), mentre la dispersione cromatica si equivale nei due casi. La dispersione equivalente dell'indice di rifrazione n , che si usa per determinare la velocità β della particella, è:

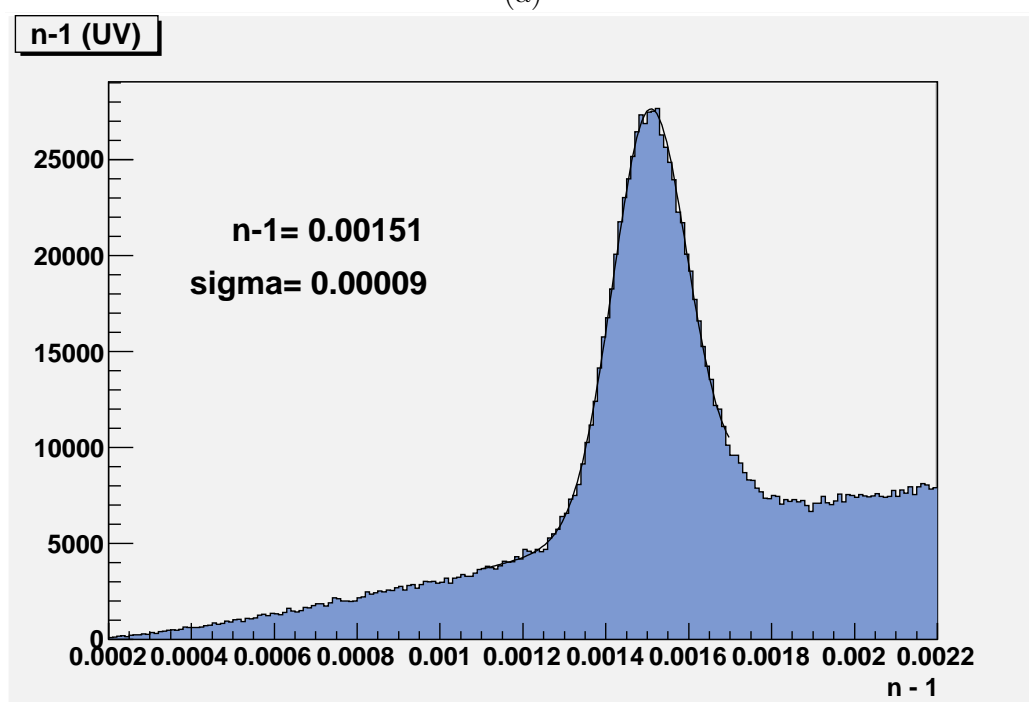
$$\frac{\Delta n_{VS}}{n_{VS}} = 0.01\% \text{ e } \frac{\Delta n_{UV}}{n_{UV}} = 0.009\%$$

6.2.1 I singoli catodi

Lo studio dell'indice di rifrazione per i singoli catodi viene fatto a partire dai dati contenuti nelle n -tuple e quindi è limitato ai fotoni appartenenti agli anelli ricostruiti. L'indice di rifrazione viene calcolato per ciascun fotone



(a)



(b)

Figura 6.2: (a)Indice di rifrazione nel visibile e vicino UV e (b) nel lontano ultravioletto

come nel caso generale e il catodo di appartenenza viene assegnato in base al catodo su cui il fotone corrispondente è stato rivelato. I risultati sono riportati in figura 6.3.(a). Il diverso campione di partenza rispetto al caso generale porta una differenza nell'incidenza del fondo, che risulta diminuito. Nei catodi cinque e dodici si vede il contributo al fondo degli elettroni, probabilmente dovuti alla diffusione elastica dei μ sugli elettroni del bersaglio. Questi sono deviati dal magnete SM1 sul lato "Saleve" del rivelatore.

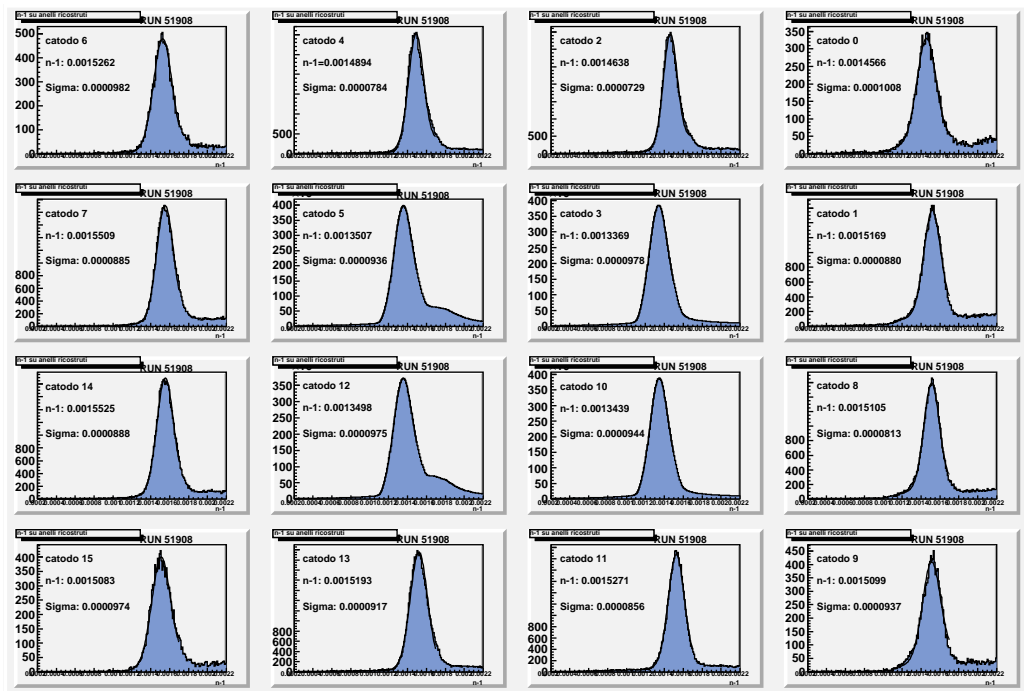
I valori medi delle distribuzioni sono riportati nel grafico in figura 6.3.(b). Mentre per i MAPMT il valore di $n - 1$ è stabile, per i fotocatodi allo ioduro di cesio vi è una certa dispersione, confermata dall'analisi di diversi run. Poiché il gas radiatore C_4F_{10} è pesante, ci si aspetta che l'effetto della stratificazione all'interno del serbatoio non sia trascurabile; si è deciso quindi di confrontare la variazione dell'indice di rifrazione rispetto al valor medio per ciascun catodo con la variazione attesa in base alla variazione media della quota di emissione dei fotoni Cerenkov rivelati dai diversi catodi. La variazione relativa della pressione del C_4F_{10} dipende dalla densità del gas e dalla variazione di quota:

$$dp = \rho g dz \quad (6.3)$$

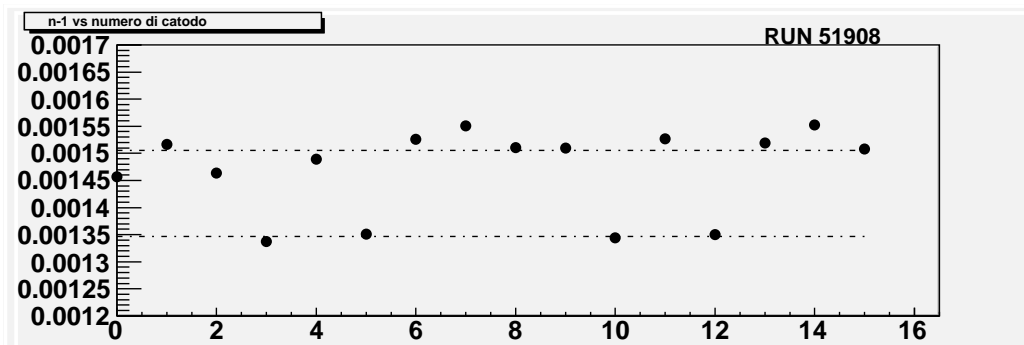
e agisce sull'indice di rifrazione come:

$$\frac{dp}{p} = \frac{dn}{n - 1} \quad (6.4)$$

Il confronto tra i valori attesi e quelli misurati è presentato in tabella 6.1 e mostra come l'effetto osservato sia un'ordine di grandezza superiore rispetto all'effetto del gradiente di pressione. Si osserva anche che la variazione non dipende dalla quota. La massima variazione dell'indice di rifrazione misurato tra i catodi è di $\Delta n/n = 9.6 \times 10^{-5}$ e, per quanto detto nel precedente paragrafo, risulta essere un contributo trascurabile all'incertezza sulla determinazione di β . La causa di tale fluttuazione è ancora sconosciuta.



(a)



(b)

Figura 6.3: Indice di rifrazione per i diversi catodi. La numerazione dei catodi e la rappresentazione grafica corrisponde allo schema presentato in figura 6.1. (a) Istogramma e fit per ciascun catodo; (b) grafico dei valori medi restituiti dal fit in funzione del numero di catodo. Le linee tratteggiate indicano il valor medio. Le barre d'errore, se non visibili, sono inferiori alla dimensione del marcatore.

catodo	Variazione di quota dal centro	valore atteso	valore misurato
0	0.98 <i>m</i>	0.001514	0.001457
2	0.98 <i>m</i>	0.001514	0.001464
4	0.98 <i>m</i>	0.001514	0.001489
6	0.98 <i>m</i>	0.001514	0.001526
1	0.33 <i>m</i>	0.001515	0.001517
7	0.33 <i>m</i>	0.001515	0.001551
8	-0.33 <i>m</i>	0.001516	0.001511
14	-0.33 <i>m</i>	0.001516	0.001553
9	-0.98 <i>m</i>	0.001517	0.001501
11	-0.98 <i>m</i>	0.001517	0.001527
13	-0.98 <i>m</i>	0.001517	0.001519
15	-0.98 <i>m</i>	0.001517	0.001509

Tabella 6.1: Valore medio $n - 1 = 1.0015155$

6.3 Numero di fotoni

Il numero di fotoni emessi per effetto Cerenkov da ciascuna particella segue la legge di Frank-Tamm:

$$n = N_0 l \sin^2 \theta_C \quad (6.5)$$

dove N_0 è la figura di merito del RICH e l la lunghezza della traiettoria della particella all'interno del gas radiatore. L'angolo Cerenkov massimo, che si ricava dalla relazione $\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$ ponendo $\beta = 1$, nell'UV è di 55 *mrad*: è quindi valido approssimare la dipendenza dal quadrato del seno dell'angolo della formula di Frank-Tamm con la dipendenza dall'angolo al quadrato, $\sin^2 \theta \approx \theta^2$.

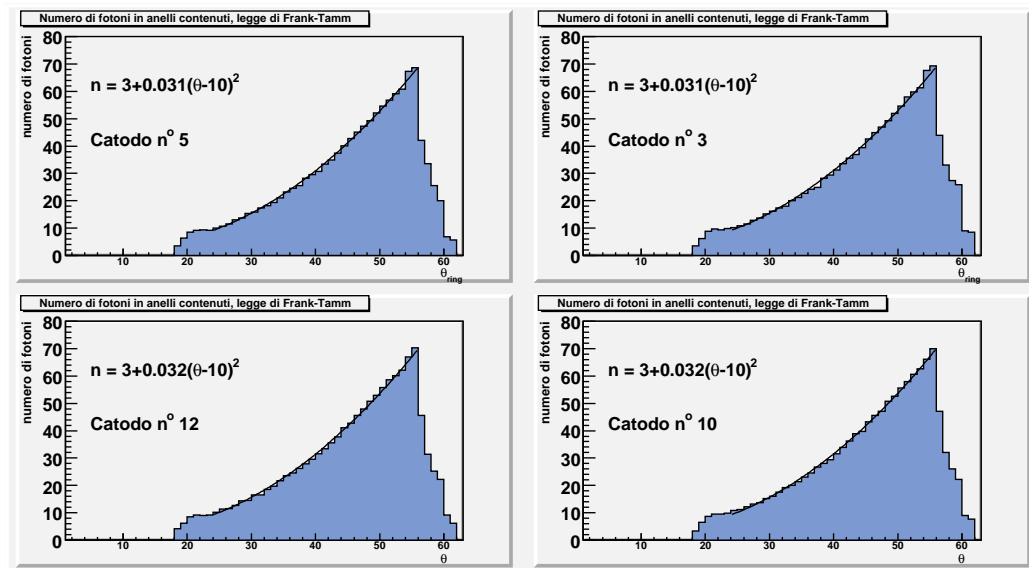
Per studiare separatamente i diversi catodi si sono selezionati gli *anelli contenuti*, cioè quelli per cui tutti i fotoni sono stati rivelati dal medesimo catodo. La selezione degli anelli contenuti avviene in modo geometrico: per ciascun anello viene determinato il centro sul piano del rivelatore calcolando il punto d'impatto della riflessione virtuale della traccia della particella e il raggio viene determinato in base all'angolo Cerenkov e alla lunghezza focale dello specchio sferico. Si valuta quindi, all'interno di un certo intervallo di confidenza, se i fotoni dell'anello sono tutti rivelati dal medesimo catodo. Questa operazione ha come effetto una notevole variazione della statistica degli anel-

li a disposizione. Per permettere una certa uniformità di rappresentazione dei risultati, il valore dell'angolo Cerenkov misurato con i MAPMT nello spettro visibile viene scalato al valore che avrebbe se fosse stato emesso nell'UV. Poiché a differenti valori di indice di rifrazione corrispondono differenti valori di β di soglia, l'introduzione dell'angolo di scala fa corrispondere l'angolo di soglia dei MAPMT a 17 mrad . Bisogna anche notare che questa analisi è condotta su anelli ricostruiti, i quali hanno almeno tre fotoni. Per tenere conto del numero minimo di fotoni, che blocca a tre una distribuzione che fisicamente andrebbe a zero, i dati si sono parametrizzati usando una costante, che rappresenta il numero minimo di fotoni e la distribuzione di Frank-Tamm approssimata, che viene traslata di 10 mrad , angolo che corrisponde all'emissione di tre fotoni. La funzione fittata è di conseguenza la seguente:

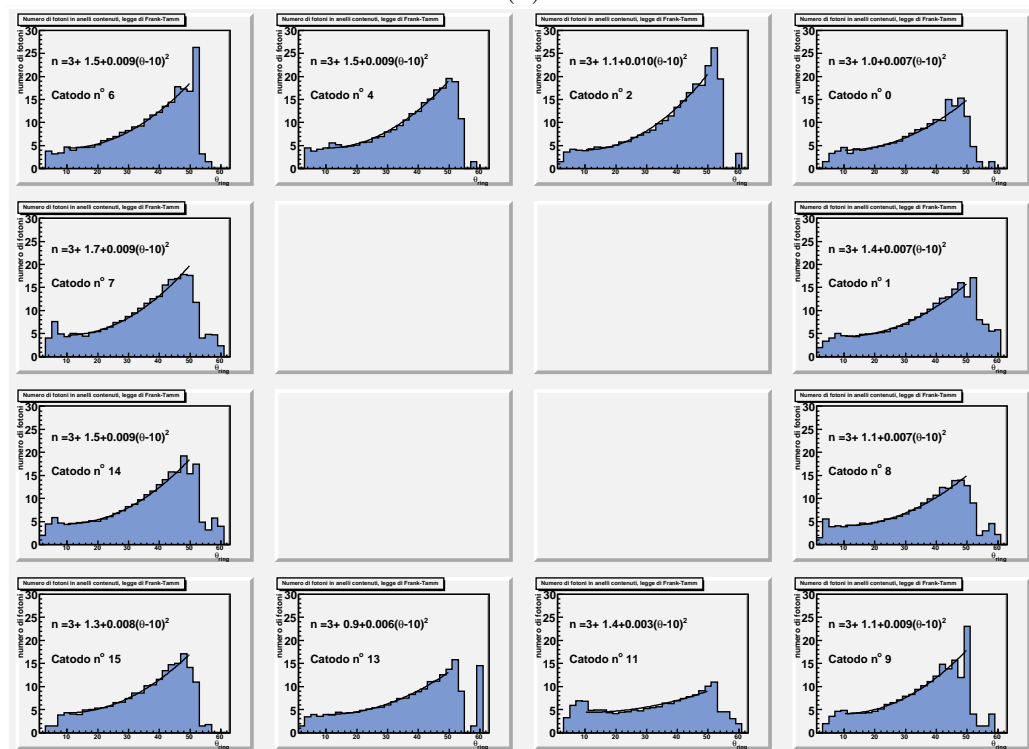
$$n = 3 + a(\theta - 10)^2 \quad (6.6)$$

dove a rappresenta il termine $N_0 l$.

Bisogna distinguere i due casi corrispondenti ai MAPMT e ai rivelatori allo ioduro di Cesio. Per quanto riguarda i MAPMT (fig. 6.4.(a)) si osserva che la curva si adagia perfettamente ai dati. Il numero massimo di fotoni emessi, che si ha per particelle a saturazione, cioè con $\beta \rightarrow 1$, è superiore a 60. Per i fotocatodi allo ioduro di cesio (fig. 6.4.(b)), si è dovuta usare tutta la statistica disponibile in quanto la richiesta degli anelli contenuti impone pesanti tagli in una zona già cinematicamente poco popolata. Ciò nonostante il numero anelli ricostruiti ad angoli inferiori ai 10 mrad e superiori ai 50 mrad rimane inferiore ai 50 conteggi per canale, per cui l'errore corrispondente nella distribuzione di Frank-Tamm è superiore al 15%. Le uniche particelle rivelate dai catodi esterni che hanno impulso sufficiente per avere angolo Cerenkov vicino al valore di saturazione sono elettroni, che sono a saturazione in tutto l'intervallo cinematico a cui il RICH è sensibile. Gli elettroni sono soggetti a diffusione multipla all'interno del gas, quindi gli anelli ricostruiti ad essi associati hanno un numero medio di fotoni inferiore al numero di fotoni emessi, a causa della cattiva ricostruzione della traccia: i fotoni ricostruiti per gli elettroni non seguono la legge di Frank-Tamm. Per questo motivo per i catodi esterni si è selezionato un campione di pioni. Per riprodurre al



(a)



(b)

Figura 6.4: Verifica della legge di Frank e Tamm su anelli ricostruiti e contenuti in un solo catodo. (a) catodi centrali MAPMT; il valore dell'angolo, in $mrad$ è scalato all'indice di rifrazione del UV. (b) Catodi esterni CsI.

21	21	23	17
21	64.9	64.9	17
21	66.9	66.9	17
19	15	9	21

Tabella 6.2: Numero di fotoni a saturazione per ciascun catodo ricavati dal fit alla curva di Frank-Tamm dei dati in figura 6.4. Il valore dell'angolo a saturazione è di 54.7 mrad per tutti i catodi, essendo gli angoli dei MAPMT scalati all'indice di rifrazione dell'UV. L'errore associato è poissoniano, corrisponde a ± 4 fotoni per i catodi esterni e ± 8 per quelli centrali.

meglio i dati si è dovuto introdurre un parametro per descrivere la presenza di un numero costante di fotoni di fondo in ciascun anello. Il numero medio di fotoni emessi a saturazione nei catodi allo ioduro di cesio è superiore a 19. Il numero di fotoni a saturazione per tutti i catodi è riportato in tabella 6.2. Si nota come sul catodo numero 11 vi siano meno fotoni per anello rispetto agli altri; questa osservazione è compatibile con il malfunzionamento della corrispondente camera a fili. I conteggi per i rimanenti catodi sono compatibili, in quanto l'errore associato è poissoniano e corrisponde a ± 4 fotoni per i catodi esterni, ± 8 per quelli centrali.

Si è detto nel paragrafo 3.2 che, a parità di intervallo di lunghezza d'onda, vengono emessi più fotoni nell'UV che nel visibile. Il numero medio di fotoni registrato dai MAPMT mostra che questo effetto è compensato dall'ampiezza dello spettro, dal visibile al vicino UV, cui sono sensibili.

6.4 Rapporto segnale su fondo

Il rapporto del numero di fotoni di segnale su quelli di fondo è un importante indicatore della qualità dei dati raccolti. Durante la ricostruzione degli anelli, viene ricostruito l'angolo Cerenkov di ciascun fotone associandolo alla traccia della particella e quindi individuato l'anello composto da tutti i fotoni che si trovano in un intervallo di 3σ attorno al valore del massimo della distribuzione. Si può successivamente valutare, su base statistica, in media quanti dei fotoni dell'anello siano di segnale e quanti di fondo. In un istogramma bidimensionale vengono riportati i valori dell'angolo di ciascun fotone

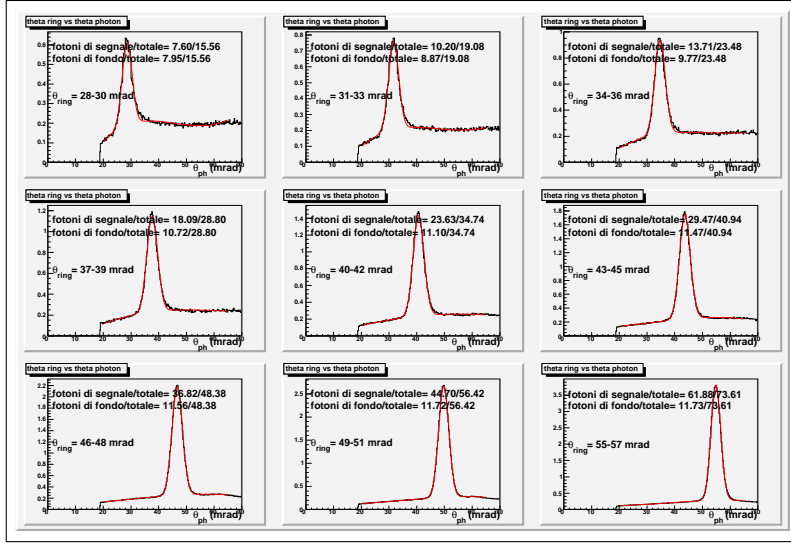


Figura 6.5: Il segnale è il picco gaussiano, il fondo è rappresentato da un polinomiale. I valori di segnale e fondo vengono dall'integrale in un intervallo di $\pm 3\sigma$ attorno al picco della gaussiana. L'angolo, in *mrad*, è scalato all'UV.

ricostruito in funzione del valore dell'angolo Cerenkov dell'anello (θ_{ring}), a prescindere dalla loro appartenenza all'anello. Per intervalli del valore di θ_{ring} si ottiene una distribuzione che mostra un picco in corrispondenza dell'angolo dell'anello, sopra un fondo (fig.6.5); gli angoli dei fotoni emessi nel visibile sono scalati al valore di emissione nell'UV. Dal fit dei dati con una gaussiana che rappresenta il segnale ed una polinomiale che rappresenta il fondo, è possibile ricavare i parametri per la curva gaussiana e la polinomiale separatamente. Il numero di fotoni di segnale è quindi dato dall'integrale della gaussiana all'interno dell'intervallo largo $\pm 3\sigma$ attorno al massimo, così come il numero di fotoni di fondo è dato dall'integrale della polinomiale nello stesso intervallo.

Il numero di fotoni di segnale e di fondo è stato calcolato per diversi valori di angolo Cerenkov e per diversi intervalli di distanza radiale dal centro del rivelatore (fig. 6.6), distinguendo inoltre i catodi MAPMT da quelli CsI. La regione radiale coperta dai CsI è in realtà superiore ai 600 *mm*, ma risulta popolata in modo insufficiente per permettere tale analisi. Osservando le distribuzioni, si vede che il numero di fotoni di segnale (in blu in figura) aumenta in funzione dell'angolo Cerenkov, come atteso in base alla relazione

di Frank-Tamm, mentre il numero di fotoni di fondo resta pressoché costante. Nella zona radiale più vicina al centro, l'incidenza del fondo è maggiore e il numero di fotoni di segnale è minore. In questa zona, infatti, vi è la presenza dell'alone del fascio che crea un fondo di fotoni scorrelati e la *beam-pipe*. Questa è un tubo metallico di sezione circolare e raggio di 5 cm che attraversa il RICH lungo l'asse z dell'esperimento e serve a racchiudere i muoni del fascio che non hanno interagito assorbendone i fotoni Cerenkov prodotti che renderebbero cieco il rivelatore. La beam-pipe è riempita di elio, che minimizza la quantità di materiale contenuto, per non disturbare il moto delle particelle che l'attraversano e vengono rivelate a valle. La beam-pipe assorbe anche i fotoni prodotti al suo esterno, quindi parte dei fotoni prodotti dalle particelle che transitano nella regione vicina, diminuendo il numero di fotoni per anello di quelle particelle.

6.5 Risoluzione

Per determinare la massa di una particella con il metodo della Likelihood è necessario conoscere la risoluzione sperimentale con cui l'angolo Cerenkov di ciascun fotone è ricostruito. Il campione usato per ricavare la risoluzione angolare del RICH consiste negli anelli ricostruiti per particelle che sono state identificate come pioni dopo la taratura preliminare della Likelihood, completamente contenuti in un solo catodo.

La risoluzione dell'apparato dipende, fra l'altro, dalla dimensione effettiva della pad su cui avviene l'identificazione del fotone. Nel caso di fotoni identificati dalle camere multifilo, questa corrisponde alla dimensione del singolo fotocatodo allo ioduro di cesio, nel caso si tratti di fotoni rivelati dai MAPMT, questa corrisponde alla dimensione della *pseudopad* introdotta nel paragrafo 5.4.1. Le pad dei rivelatori CsI misurano $8 \times 8 \text{ mm}^2$, mentre le pseudopad dei MAPMT misurano $12 \times 12 \text{ mm}^2$: ci si aspetta che la risoluzione delle camere multifilo sia migliore. La risoluzione intrinseca si ottiene dalla distribuzione dei fotoni dell'anello attorno al loro valor medio: $\theta_{fotone} - \theta_{ring}$, dove $\theta_{ring} \doteq \frac{\sum \theta_{fotone}}{N}$. La distribuzione di $\theta_{fotone} - \theta_{ring}$ è per costruzione centrata attorno allo zero, ma la sua forma non è esattamente gaussiana (vedi fig.

MAPMT

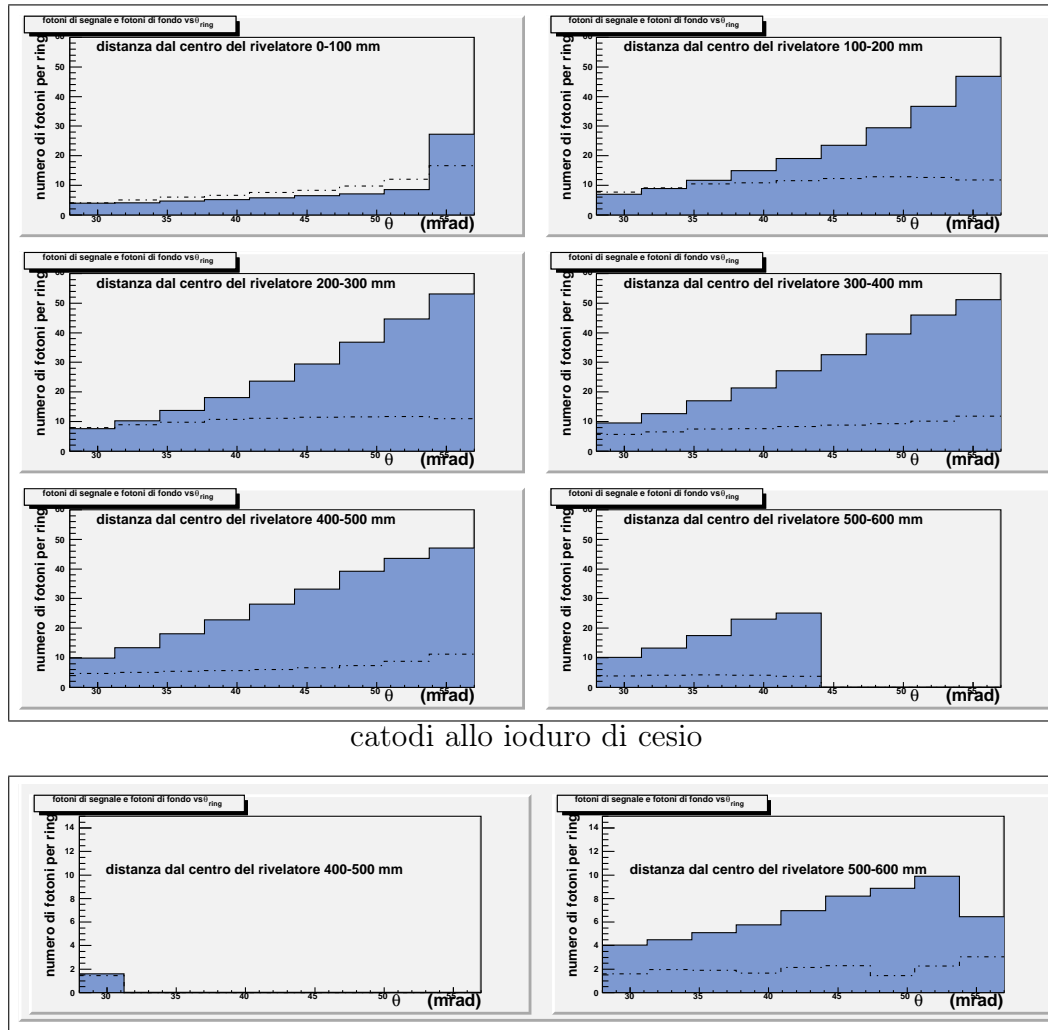


Figura 6.6: Numero di fotoni di segnale (in colore) e di fondo (tratteggiati) per anello ricostruito, in funzione dell'angolo di Cerenkov $\theta_{ring}(mrad)$ per diversi intervalli di distanza (mm) del centro dell'anello dal centro del rivelatore.

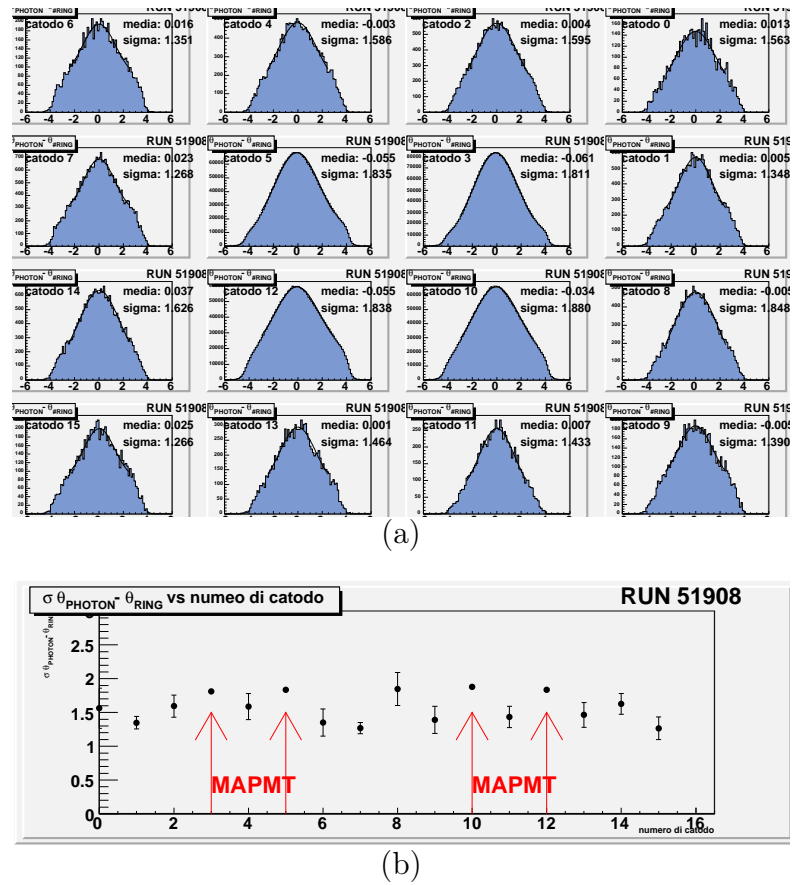
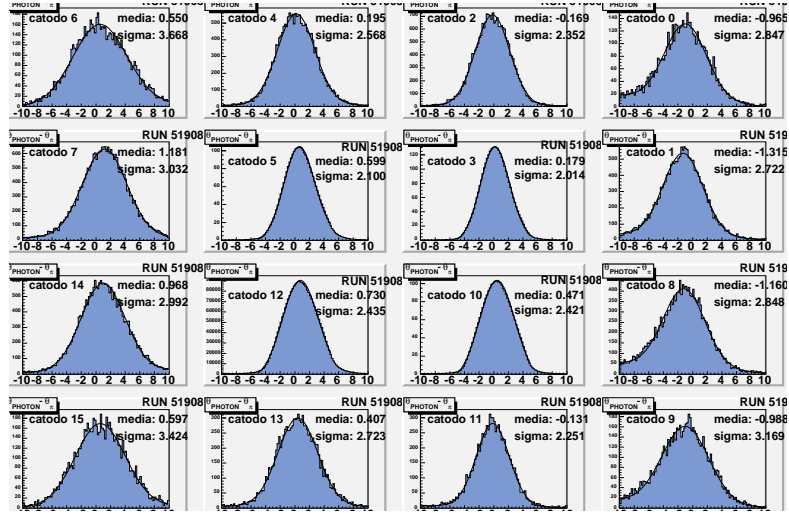


Figura 6.7: (a) Distribuzione di $\theta_{\text{fotone}} - \theta_{\text{ring}}(\text{mrad})$; la numerazione dei catodi e la rappresentazione grafica corrispondono allo schema presentato in figura 6.1. (b) Risoluzione intrinseca di singolo fotone in funzione del numero di catodo. Corrisponde alla deviazione standard della distribuzione (a).

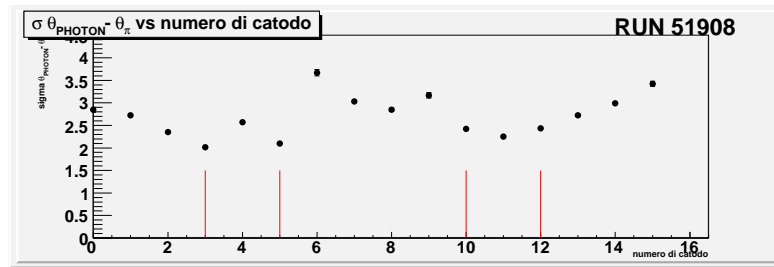
6.7.(a): infatti, lavorando su anelli ricostruiti, i fotoni di ciascun anello sono tagliati a $\pm 3\sigma$ attorno al valore medio e questo provoca una distorsione della forma della distribuzione come ci si allontana dallo zero. Per poter definire la risoluzione di singolo fotone, è necessario quindi limitare il fit dei dati ad un intervallo angolare attorno allo zero in cui la distribuzione dei fotoni non risente del taglio imposto dalla definizione dell'anello. In questo intervallo la funzione che si usa per il fit dei dati è una gaussiana. I valori della risoluzione con il relativo errore ottenuti per ciascun catodo sono riportati in fig. 6.7.(b). Benché il fit risenta della minore statistica nei catodi di tipo CsI, impedendo di determinarne la risoluzione con la medesima precisione dei MAPMT,

resta confermato che la risoluzione dei CsI è migliore rispetto a quella dei MAPMT.

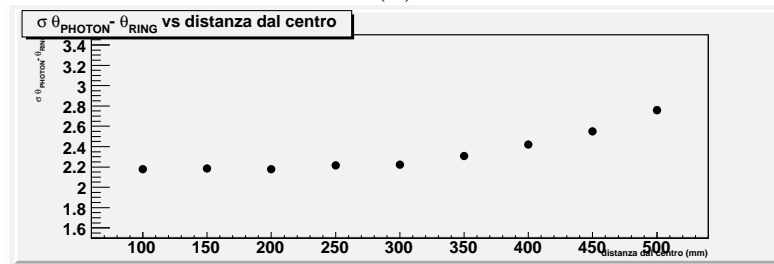
Per determinare la risoluzione di singolo fotone tenendo conto anche degli effetti della cinematica dell'evento si usa, sul medesimo campione, la distribuzione di $\theta_{fotone} - \theta_{\pi}$ (fig. 6.7.(a)), dove θ_{π} è il valore dell'angolo Cerenkov determinato a partire dalla cinematica utilizzando l'ipotesi di massa del pione. In condizioni di perfetta taratura dell'intero spettrometro, i due valori di risoluzione di singolo fotone dovrebbero equivalersi. Nuovamente si sono ricavate le distribuzioni per ciascun catodo: le distribuzioni sono gaussiane. Il valori della risoluzione ottenuti per ciascun catodo sono mostrati in figura 6.8.(b). L'analisi sul RICH prima dell'upgrade aveva mostrato come vi fosse una correlazione tra la risoluzione e la distanza dell'anello dal centro del rivelatore. Confrontando i valori ottenuti dal fit con la mappa dei catodi in figura 6.1.(a), si nota che tale dipendenza è ancora osservabile. I catodi centrali di tipo MAPMT, che sono indicati nel grafico con una barra, presentano i valori più piccoli di risoluzione, compatibili con i valori dati dalla distribuzione di $\theta_{fotone} - \theta_{ring}$. Si può dire, in modo approssimativo, che i catodi di tipo CsI si dividono in tre gruppi di distanza dal centro: i più vicini risultano essere i numeri 2, 4, 11, 13, seguiti dai numeri 1, 7, 8, 14 e i più lontani sono i numeri 0, 6, 9, 15; se osserviamo i valori di risoluzione, vediamo che sono paragonabili all'interno di ciascun gruppo di catodi, inferiori per i catodi del primo gruppo e via via crescenti. La dipendenza della dispersione di $\theta_{fotone} - \theta_{\pi}$ in funzione di differenti valori di distanza dal centro è stata valutata direttamente. I risultati sono presentati solo per i MAPMT (fig.6.8.(c)); per i catodi di tipo CsI, i valori medi delle distribuzioni in fig.6.7.(a) presentano una certa fluttuazione in funzione del numero di catodo, che va da un minimo di -1.32 mrad (catodo 1), ad un massimo di $+1.18 \text{ mrad}$ (catodo 7); costruendo una distribuzione che non differenzi i diversi catodi, questo effetto causa un allargamento della distribuzione stessa che maschera eventuali effetti dovuti all'allontanamento dal centro del rivelatore. La condizione imposta per l'analisi è che i fotoni siano stati rivelati dai MAPMT. I primi punti del grafico corrispondono alla zona centrale del rivelatore. Per valori di distanza radiale superiore ai 150mm si osserva che la risoluzione di singolo



(a)



(b)



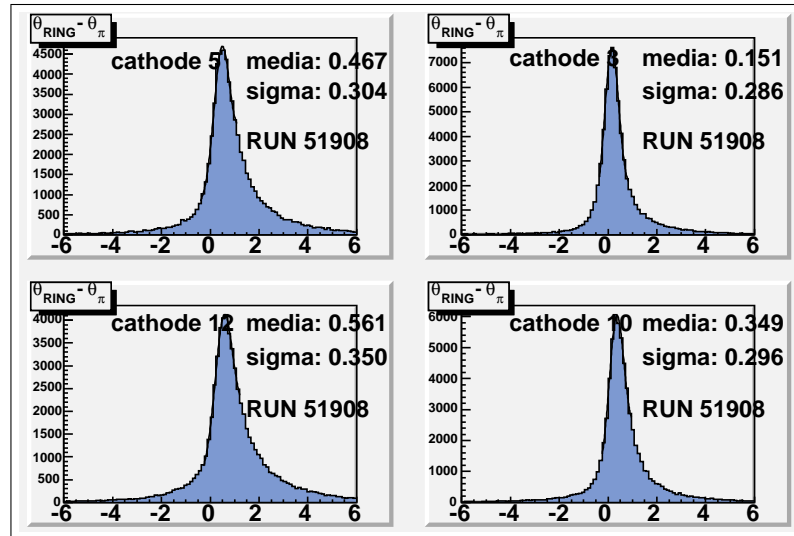
(c)

Figura 6.8: (a) Distribuzione di $\theta_{fotone} - \theta_{\pi}$ (mrad); la numerazione dei catodi e la rappresentazione grafica corrisponde allo schema presentato in figura 6.1. (b) Risoluzione di singolo fotone in funzione del numero di catodo; le barre corrispondono ai catodi MAPMT. (c) Risoluzione di singolo fotone in funzione della distanza dal punto d'impatto della particella virtualmente riflessa ad angolo zero. La risoluzione di singolo fotone corrisponde alla deviazione standard della distribuzione gaussiana (a)

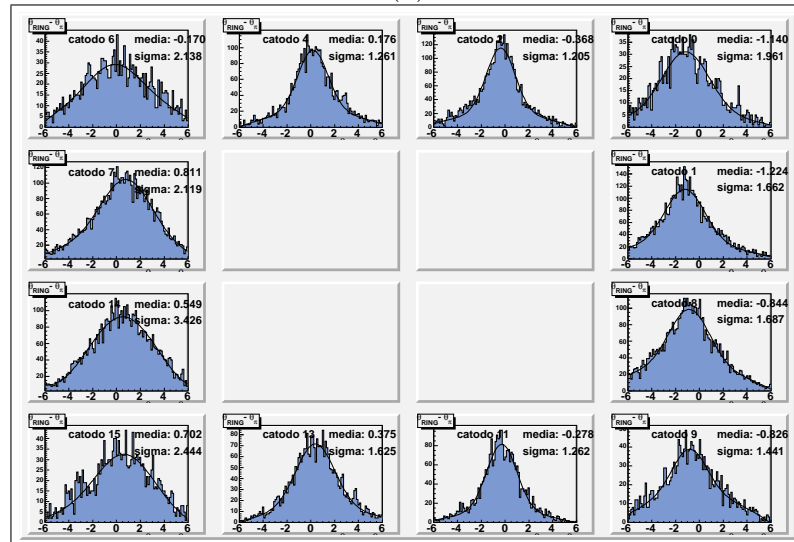
fotone sull'angolo Cerenkov del pione aumenta all'aumentare della distanza. Il valore minimo della risoluzione è di 2.2 mrad ed aumenta fino ad un massimo di 2.7 mrad .

Ai fini della determinazione della risoluzione in massa della particella, è necessario valutare la risoluzione sull'angolo Cerenkov medio, cioè dell'anello. Il valore atteso della risoluzione, in assenza di fondo, è dato da $\sigma_{ring} = \frac{\sigma_{ph}}{\sqrt{N}}$, dove N è il numero medio di fotoni per ogni anello e σ_{ph} la risoluzione di singolo fotone. Per valutare la risoluzione sull'anello, si usa la distribuzione di $\theta_{ring} - \theta_{\pi}$ per anelli prodotti da pioni identificati (fig. 6.9). Analogamente allo studio del numero di fotoni, l'analisi dei CsI è stata portata avanti su tutta la statistica disponibile. Per i MAPMT la risoluzione è di circa 0.3 mrad ; i catodi numero 5 e 12 mostrano una risoluzione lievemente peggiore rispetto ai catodi 3 e 10: ciò dipende dalla presenza di un fondo asimmetrico per i primi due catodi, dovuto agli elettroni(6.2.1), che ne allarga la distribuzione. Per tali elettroni, che sono ultrarelativistici già per gli impulsi minimi misurati di pochi GeV/c , l'angolo Cerenkov di emissione nel visibile è $\theta_c^e = 52 \text{ mrad}$, da confrontare con quello per pioni che varia da $\theta_c^{\pi} = 50 \text{ mrad}$ per particelle di impulso $10 \text{ GeV}/c$ fino ai $\theta_c^{\pi} = 51.8 \text{ mrad}$ per particelle di impulso $60 \text{ GeV}/c$; è quindi possibile che gli elettroni a più alta energia vengano identificati come pioni. Al tempo stesso un elettrone con impulso di pochi GeV che attraversa del materiale ha una probabilità elevata di essere diffuso e questo peggiora la risoluzione per gli anelli prodotti dagli elettroni.

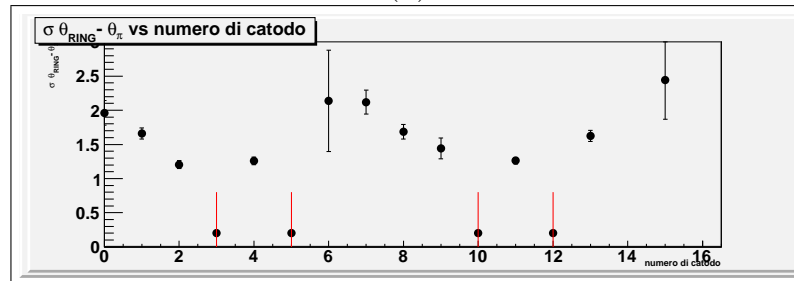
I valori della risoluzione sull'anello per i pioni identificati su catodi MAPMT sono riportati in tabella 6.3 per i quattro catodi centrali e vengono confrontati con due stime del valore atteso. La prima stima si basa sul numero medio di fotoni per anello registrato in ciascuno dei catodi, ed è una stima per eccesso: il numero medio di fotoni usato al denominatore tiene conto anche degli anelli che non sono completamente contenuti all'interno di un catodo ed è quindi minore del numero medio di fotoni degli anelli completamente contenuti che si sono usati nella distribuzione. La seconda si basa sul numero di fotoni a saturazione ottenuti dalla legge di Frank-Tamm ed è una stima per difetto: tutte le particelle hanno $\beta < 1$, quindi emettono in media meno fotoni Cerenkov rispetto ad una particella a saturazione. La risoluzione sull'anello



(a)



(b)



(c)

Figura 6.9: (a,b)Spettro dell'angolo Cerenkov ricostruito per l'anello, centrato al valore dell'angolo Cerenkov per il pioni ottenuto dalla cinematica per MAPMT e pad CsI rispettivamente ($mrad$). (c) Risoluzione dell'anello in funzione del numero di catodo, per i CsI.

Catodo	$\sigma(\theta_{Ring} - \theta_{\pi})(mrad)$	$\sigma_{ring} = \frac{\sigma_{ph}}{\sqrt{\langle N \rangle}}(mrad)$	$\sigma_{ring} = \frac{\sigma_{ph}}{\sqrt{N_{sat}}}(mrad)$
3	0.286	0.36	0.26
5	0.304	0.35	0.26
10	0.296	0.36	0.26
12	0.350	0.35	0.26

Tabella 6.3: Confronto tra il valore di risoluzione sull'anello ($mrad$) ottenuto dalla distribuzione di $\sigma_{ring} = \frac{\sigma_{ph}}{\sqrt{N}}$ e quello determinato dalla risoluzione di singolo fotone e dal numero medio di fotoni per anello (medio e a saturazione).

ottenuta dal fit dei dati è comunque compatibile con le due stime.

Per i CsI il valore della risoluzione è riportata nel grafico in figura 6.9.(c). Questa varia da un minimo di $1.2 mrad$ per il catodo 2 ad un massimo di $3.4 mrad$ per il catodo 15. Il peggioramento della risoluzione dell'anello per i catodi che si trovano più lontano dal centro è legato in parte all'andamento della risoluzione di singolo fotone, in parte al fatto che, rivelando particelle in media più lente, gli anelli hanno un minor numero di fotoni.

6.6 Spettro di massa

Per capire i limiti della risoluzione in massa del RICH, è istruttivo vedere il luogo dei punti per le diverse particelle nel grafico bidimensionale che mostra l'angolo Cerenkov in funzione dell'impulso della particella, mostrato in figura 6.10. Pioni, K e protoni giacciono su tre curve distinte: all'aumentare dell'impulso della particella, il valore dell'angolo Cerenkov si avvicina al valore di saturazione ($\beta \rightarrow 1$). Gli elettroni, che sono a saturazione in tutto l'intervallo di impulso, hanno angolo Cerenkov costante. Non si distingue la componente di muoni dalla curva dei pioni. Già a impulsi superiori ai $10 GeV/c$ non è più possibile distinguere i pioni dagli elettroni, mentre l'occhio li distingue dai K fino a $40 GeV/c$ e dai protoni su tutto l'intervallo.

È possibile ricavare la massa di ciascuna particella dal valore dell'angolo Cerenkov misurato, noti l'indice di rifrazione e l'impulso. Lo spettro di massa che si ottiene è mostrato in figura 6.11, in scala logaritmica. Si vedono i tre picchi corrispondenti rispettivamente ai pioni, alle particelle K e ai protoni, su di un fondo esponenziale. La spalla sinistra che si vede sul picco dei pioni

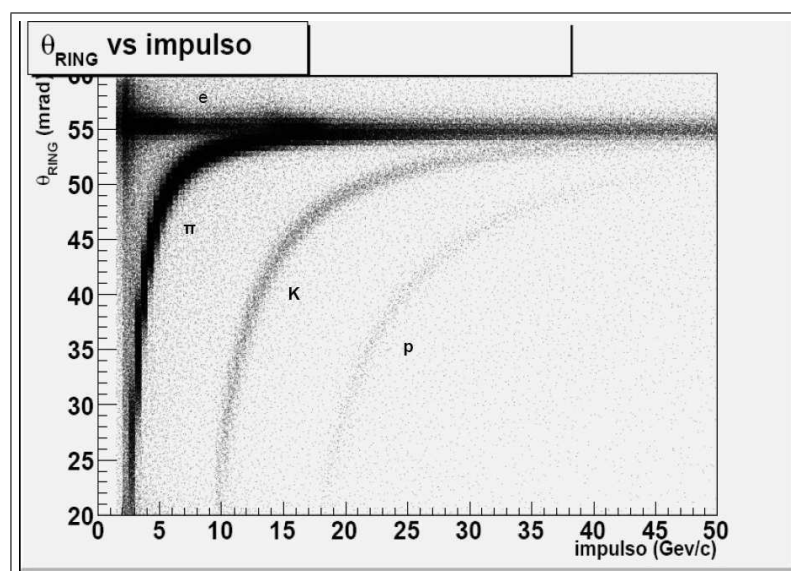


Figura 6.10: angolo Cerenkov ($mrad$) in funzione dell'impulso. Si distinguono le curve relative ai pioni, ai K e ai protoni. Si vede come ognuna di queste curve tenda al valore dell'angolo Cerenkov a saturazione all'aumentare dell'impulso.

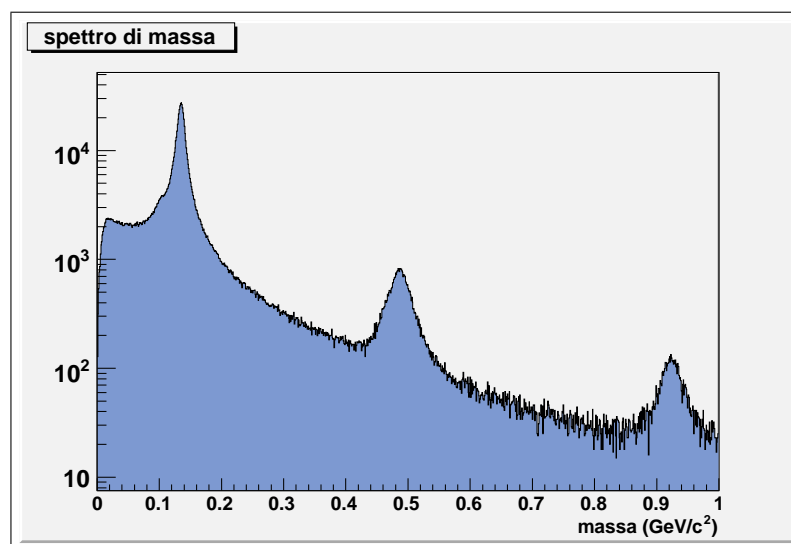


Figura 6.11: Spettro di massa in scala logaritmica. Si distinguono i tre picchi corrispondenti ai π ($0.139 \text{ GeV}/c^2$), ai K ($0.494 \text{ GeV}/c^2$) e ai protoni ($0.938 \text{ GeV}/c^2$)

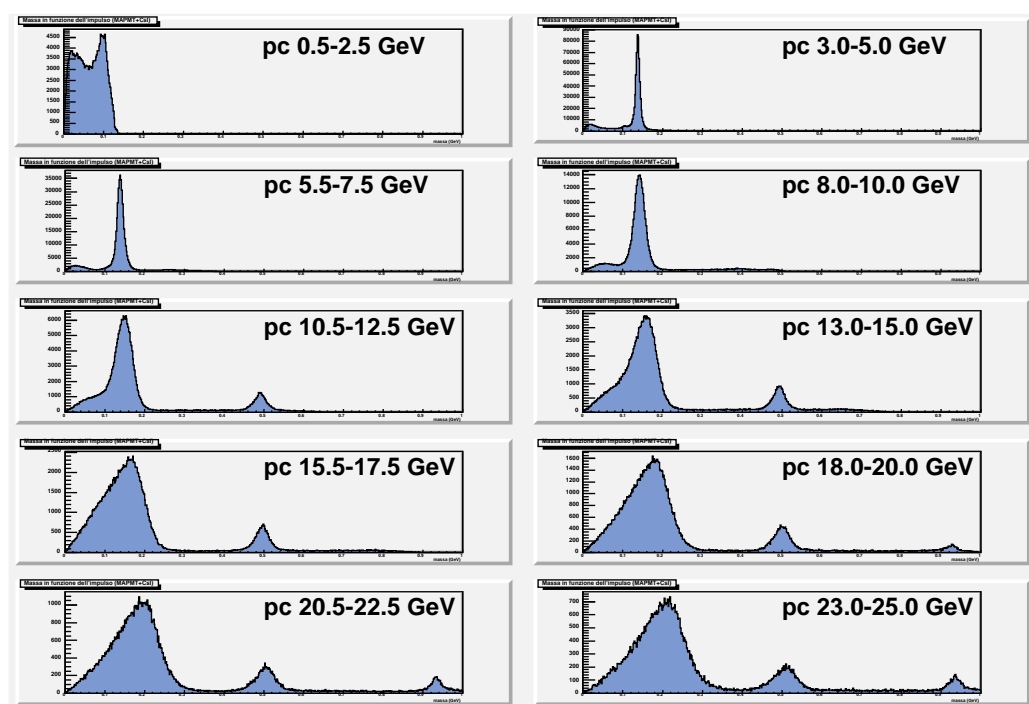
corrisponde ai muoni, mentre gli elettroni si distinguono appena vicino allo zero. L'uso della scala logaritmica permette di vedere i picchi corrispondenti ai K e ai protoni, ma si osservi come i pioni siano la particella largamente dominante. La diminuzione della risoluzione in massa all'aumentare dell'impulso è mostrata dalla serie di spettri di massa per differenti valori di impulso della particella presentati in figura 6.12. I picchi relativi ai pioni e ai K, perfettamente risolti fino circa 40 GeV , oltre questo valore cominciano a sovrapporsi, rimanendo comunque risolvibili anche ad occhio fino a impulsi di 47 GeV .

6.7 Effetti strumentali

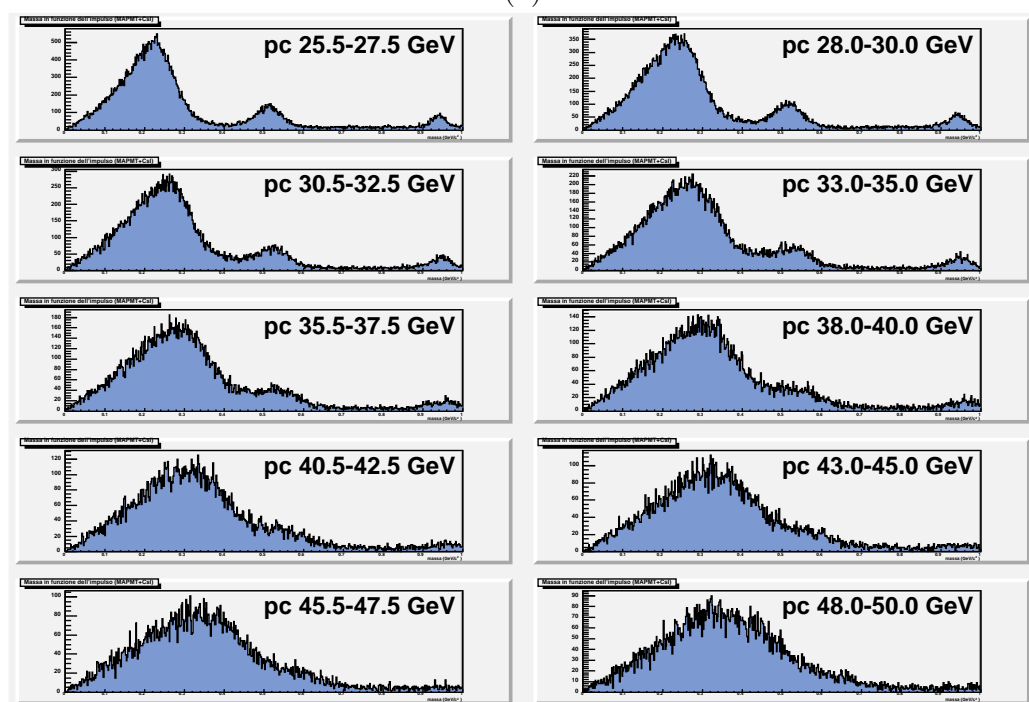
Nel corso del lavoro di caratterizzazione dell'apparato (6.5), si è riscontrato un comportamento anomalo della distribuzione dei fotoni appartenenti agli anelli prodotti dai pioni identificati rispetto al valore dell'angolo Cerenkov per il pione ricavato dalla cinematica dell'evento (figura 6.8.(a)). I valori medi per i catodi di tipo CsI mostrano una tendenza a diminuire andando da Saleve, dove sono superiori allo zero a Jura, dove sono inferiori allo zero, ma la distribuzione di $\theta_{fotone} - \theta_{\pi}$ su tutti i catodi dello stesso tipo mostra che l'effetto è globalmente nullo (fig. 6.13.(b)). Tale tipo di dipendenza è compatibile con un disallineamento dell'apparato, detto *tilt*, nel caso in cui l'asse z del RICH sia inclinato di un certo angolo rispetto all'asse z dell'esperimento. Per i catodi centrali equipaggiati con i MAPMT la distribuzione globale di $\theta_{fotone} - \theta_{\pi}$ è centrata a 0.46 mrad ; l'indagine su questo fenomeno è riportata nel paragrafo successivo.

6.7.1 I catodi centrali

Restrungendo l'analisi ai soli catodi di tipo MAPMT, si è verificato che la differenza riscontrata tra l'angolo Cerenkov dei singoli fotoni e quello ricavato dalla cinematica, non è una quantità costante. L'andamento di questa grandezza è stato valutato in funzione di alcuni parametri, per poter determinare la causa del fenomeno. I parametri presi in considerazione sono: l'impulso della particella, l'angolo di ingresso della traccia, l'angolo di impat-



(a)



(b)

Figura 6.12: (a) Spettro di massa per intervalli di impulso della particella di $2.5 \text{ GeV}/c$, da $0 \text{ GeV}/c$ a $25 \text{ GeV}/c$, e (b) da $25 \text{ GeV}/c$ a $50 \text{ GeV}/c$.

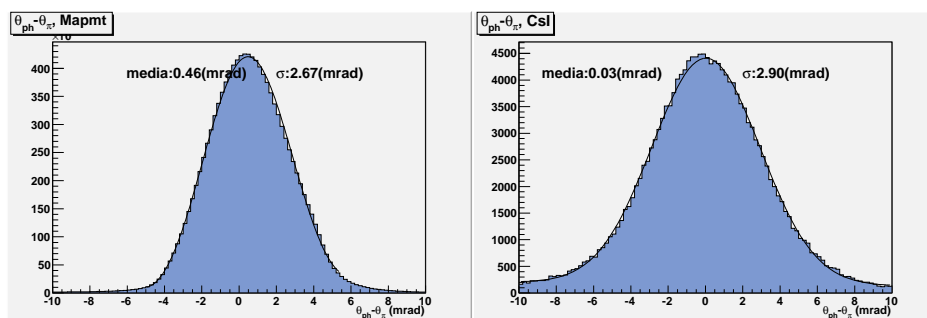


Figura 6.13: distribuzione complessiva per i catodi MAPMT (3, 5, 10, 12) e CsI rispettivamente

to della particella virtualmente riflessa sul piano del rivelatore e la distanza dal centro dell'anello dal centro del rivelatore. Gli andamenti ritrovati si vedono in figura 6.14.(a) e 6.14.(c) (punti neri) in funzione dell'angolo polare della particella e del suo impulso, rispettivamente.

In funzione degli stessi parametri si è valutato anche il comportamento dell'indice di rifrazione (fig. 6.14.(b) e 6.14.(d), punti neri). In condizioni di lavoro stazionarie, come sono quelle di ciascun run, l'indice di rifrazione del gas è stabile e dipende esclusivamente dalla lunghezza d'onda del fotone che lo attraversa e, d'altra parte, lo spettro di emissione dei fotoni per l'effetto Cerenkov è costante. La variazione del valore dell'indice di rifrazione in funzione dei diversi parametri è causata dal metodo di ricostruzione usato per questa quantità: infatti, l'indice di rifrazione viene calcolato a partire dal valore misurato dell'angolo Cerenkov di ciascun fotone ed un'errata ricostruzione di questo comporta un'errata determinazione dell'indice di rifrazione.

Lo studio è stato sviluppato su tutti i run a disposizione per l'analisi, mostrando la riproducibilità dell'effetto; la medesima analisi è stata portata avanti anche sui dati Montecarlo dedicati allo studio del RICH di cui si disponeva: anche questi hanno mostrato il comportamento anomalo, meno marcato, il cui effetto è visibile nelle medesime figure con i punti rossi.

La causa del fenomeno è da ricercare nella descrizione geometrica del RICH su cui si basa la ricostruzione dell'angolo Cerenkov, che descrive il telescopio di lenti solo in prima approssimazione. Poiché il telescopio è stato progett-

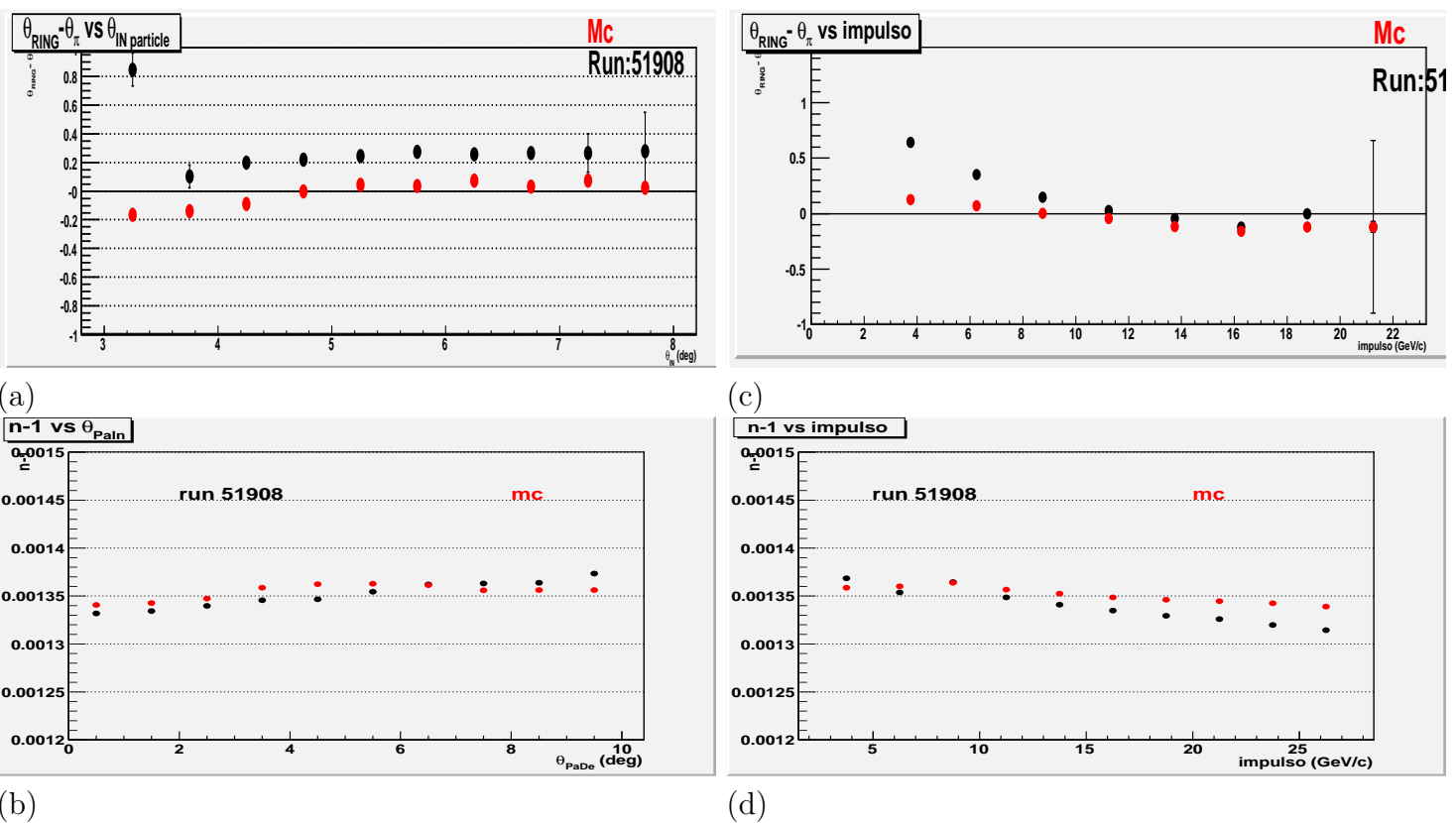


Figura 6.14: variazione del valor medio della distribuzione di $\theta_{ph} - \theta_{\pi}$ (a) e variazione del valor medio della distribuzione di $n - 1$ (b) in funzione dell'angolo polare della particella. I punti neri si riferiscono al run 51908, quelli rossi ai dati Montecarlo. (c) e (d) presentano le medesime grandezze in funzione dell'impulso della particella.

tato in modo da garantire la minore dispersione cromatica, in una prima approssimazione si è esclusivamente introdotta una corrispondenza geometrica tra il canale del fotomoltiplicatore acceso e la pseudopad. È in corso di realizzazione una tavola delle corrispondenze che tenga conto dell'effetto distorsivo delle lenti.

Capitolo 7

L'efficienza del RICH

7.1 Introduzione

L'efficienza di identificazione è data dalla percentuale di particelle identificate correttamente sul totale,

$$\epsilon = \frac{\textit{numero di particelle identificate}}{\textit{numero di particelle totali}}. \quad (7.1)$$

Per questo lavoro di tesi si è studiata l'efficienza di identificazione del RICH per i mesoni K, la cui identificazione è necessaria per molte delle ricerche di COMPASS come, ad esempio, per la selezione della particella D^0 per la misura di $\Delta G/G$ (vedi par. 1.3). Il calcolo dell'efficienza si divide in più passi successivi; come primo passo è necessario individuare un campione primario di particelle K identificate senza l'uso del rivelatore RICH. Si passa poi alla costruzione del campione di taratura, applicando alle particelle del campione primario alcune selezioni, per eliminare tutte quelle particelle che si trovano fuori dall'accettanza del RICH, sia geometrica che cinematica. Infine si valuta l'efficienza, calcolando quante delle particelle del campione di taratura sono state identificate correttamente.

7.2 Selezione del campione primario

Per la taratura del RICH di COMPASS si è individuata come sorgente di K la particella ϕ_{1020} , che decade prevalentemente in una coppia $K^+ K^-$ [36]. I

rapporti di diramazione del decadimento di questa particella sono riportati in tabella:

modo di decadimento	rapporto di diramazione
K^+K^-	49.4%
$K_L^0K_S^0$	33.7%
$\rho\pi + \pi^+\pi^-\pi^0$	15.5%

La ricostruzione del campione primario di particelle K si basa sul metodo della massa invariante: dai dati in formato mDST, tramite PFAST, si selezionano i vertici di interazione che corrispondono alla produzione di una ϕ esclusiva. Il decadimento della ϕ è di tipo forte, con una vita media di $\sim 10^{-23}s$. Ciò significa che la ϕ percorre, prima di decadere, una distanza dell'ordine di $10^{-13} cm$, il che non permette di distinguere il vertice di produzione (detto *primario*) da quello di decadimento (detto *secondario*). Il vertice cercato ha tre particelle uscenti: il muone diffuso e due adroni con cariche di segno opposto. La massa invariante della particella ϕ viene ricostruita a partire dai quadrivettori impulso p_1 e p_2 dei due adroni uscenti, costruiti con l'ipotesi di massa del K :

$$m_{inv}^2 = (p_1 + p_2)^2 \quad (7.2)$$

Al campione primario appartengono tutte le coppie di adroni la cui massa invariante è compresa in un intervallo di $0.1 GeV/c^2$ attorno alla massa della ϕ_{1020} nota dalle tavole PDG [11].

In reazioni che prevedono tre o più adroni uscenti, è possibile che solo due abbiano una traccia ricostruita dallo spettrometro, perché i rimanenti sono neutri o emessi al di fuori dall'accettazione. In questo caso la ricostruzione dello stato finale sarà errata. Il più importante fattore che concorre a questo genere di inquinamento del campione è la produzione di ϕ non esclusive. Poiché non siamo in grado di distinguere il vertice primario da quello secondario, è possibile che vi siano eventi in cui dall'interazione del muone del fascio con il protone del bersaglio vengano prodotti altri adroni oltre la ϕ . Per limitare l'incidenza di questo fenomeno si introduce il *taglio sull'inelasticità*. Definendo la *massa mancante* m_m come la differenza tra i moduli del

quadrimento degli stati finale e iniziale, l'inelasticità è data dalla relazione:

$$I = \frac{m_m^2 - m_p^2}{2m_p} \quad (7.3)$$

dove m_p è la massa del protone, e la produzione di ϕ esclusive si ha se $I < 2.5 \text{ GeV}/c^2$.

Per verificare l'efficienza di identificazione del RICH è necessario introdurre alcune selezioni sulle variabili cinematiche dei kaoni entranti nel rivelatore, per scartare quanti non possono venir rivelati. Il primo taglio è geometrico: la traccia della particella, estrapolata alla coordinata z della finestra di ingresso nel RICH, deve entrare nell'accettanza del rivelatore. Il secondo taglio è sul valore di β : è necessario che sia sopra soglia per avere la produzione di fotoni. Il terzo taglio applicato è legato all'impulso delle particelle entranti: questo viene limitato a $60 \text{ GeV}/c$, in quanto al di sopra di tale valore l'angolo Cerenkov del π si discosta da quello del K per meno di 0.02 mrad e le due particelle sono sicuramente indistinguibili. Nell'ambito della selezione geometrica delle tracce va inoltre considerata la presenza della beam-pipe (vd. par. 6.4): vengono scartate le particelle la cui traccia interseca la beam-pipe all'ingresso del rivelatore.

Lo spettro di massa del campione di ϕ così selezionato è in blu nella fig. 7.1; sull'asse delle ascisse è riportato il valore della massa invariante ricostruita a cui è stato sottratto il valore della massa della ϕ noto dalle tavole PDG. Il picco di particelle determina il campione di ϕ e risulta centrato a zero, a conferma della buona taratura dello spettrometro.

7.3 Calcolo dell'efficienza

Si distingue l'efficienza per l'identificazione dei K^+ dall'efficienza per l'identificazione dei K^- costruendo due campioni di ϕ , in cui le selezioni sulle variabili cinematiche vengono imposte esclusivamente al kaone di cui si vuole verificare l'identificazione; nel seguito il kaone la cui traccia soddisfa le condizioni verrà indicato con il termine *K ricostruito*. Se entrambe le particelle K soddisfano le selezioni, la ϕ ricostruita apparterrà ad entrambi i campioni. Per ciascuno dei due campioni di ϕ viene costruito il sottoinsieme di parti-

celle per cui il K ricostruito è stato anche identificato come tale dal RICH. Lo spettro di massa che si ottiene è mostrato in figura 7.1, separatamente per il campione di ϕ per cui è stato ricostruito almeno il K^+ o almeno il K^- . In blu si vede il campione, con il picco delle ϕ centrato sullo zero ed un fondo, in marrone il sottoinsieme per cui uno dei due adroni è stato identificato come K^+ o K^- rispettivamente. Le curve usate per il fit dei dati sono costituite da due gaussiane per il segnale e una polinomiale di secondo grado per il fondo. Per aumentare la purezza del campione di ϕ il fondo della distribuzione, parametrizzato con i valori ottenuti dal fit, viene sottratto dal campione iniziale.

La costruzione del campione illustrata sopra permette di definire l'efficienza di identificazione dei K^+ (e K^- rispettivamente) come il numero di ϕ del campione provenienti da un K^+ (K^-) identificato diviso per il numero di ϕ del campione provenienti da un K^+ (K^-) ricostruito. Il numero di particelle ϕ di ciascun campione è dato dall'integrale del segnale all'interno di un intervallo di $\pm 3\sigma$ attorno al valore medio del picco delle ϕ da K ricostruiti. L'identificazione delle particelle da parte del RICH [36] è una situazione binomiale: la particella K ha una probabilità ϵ , l'efficienza, di essere identificata correttamente ed una probabilità $1 - \epsilon$ di non esserlo. Sia k il numero di particelle identificate e N il numero di particelle del campione; k ha una distribuzione binomiale, N ha una distribuzione Poissoniana;

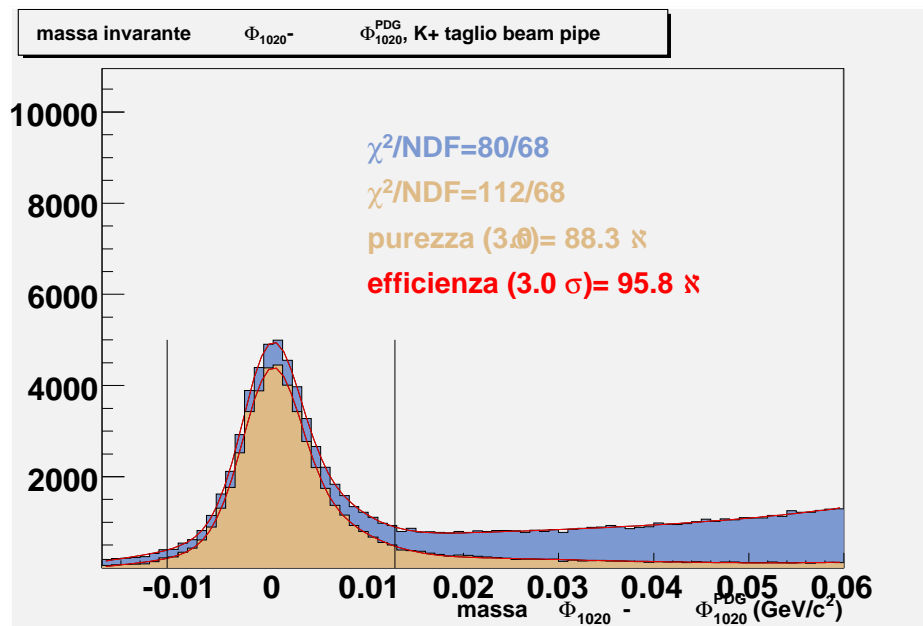
$$\sigma_k^2 = N\epsilon(1 - \epsilon) \quad (7.4)$$

$$\sigma_N^2 = N \quad (7.5)$$

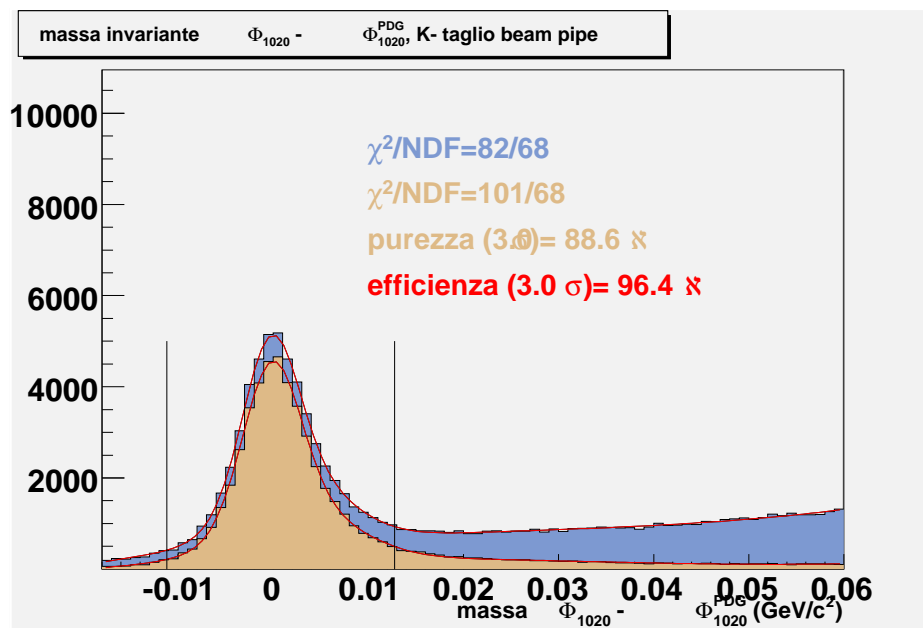
L'efficienza risulta $\epsilon = \frac{k}{N}$ e quindi:

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon}{N}}. \quad (7.6)$$

Per valutare l'effetto della presenza della beam-pipe, si è provato a costruire un campione senza imporre la condizione sulla beam-pipe. L'effetto si vede in figura 7.2. L'uso della medesima scala verticale mostra come la statistica del campione sia aumentata di quasi un fattore due, mentre l'efficienza di rivelazione sia scesa. L'efficienza di identificazione per i mesoni K che in-



(a)



(b)

Figura 7.1: Spettro di massa del campione di ϕ per lo studio dell'efficienza per (a) K^+ e (b) K^- . In blu il campione di ϕ dai K ricostruiti cinematicamente, in marrone il sottoinsieme degli eventi per cui il K^+ (a) ovvero il K^- (b) è stato identificato. Sull'asse delle ascisse è riportato il valore ricostruito per la massa della ϕ a cui è stato sottratto il valore noto dalle tavole [11].

tersecano la beam-pipe è di circa il 30%. Riferendoci ai dati riportati nelle figure 7.1 e 7.2, possiamo scrivere:

	selezioni	popolazione	efficienza
K^+	tutte	40828	0.958 ± 0.005
K^-	tutte	42265	0.964 ± 0.005
K^+	no pipe	72049	0.671 ± 0.003
K^-	no pipe	71942	0.706 ± 0.003

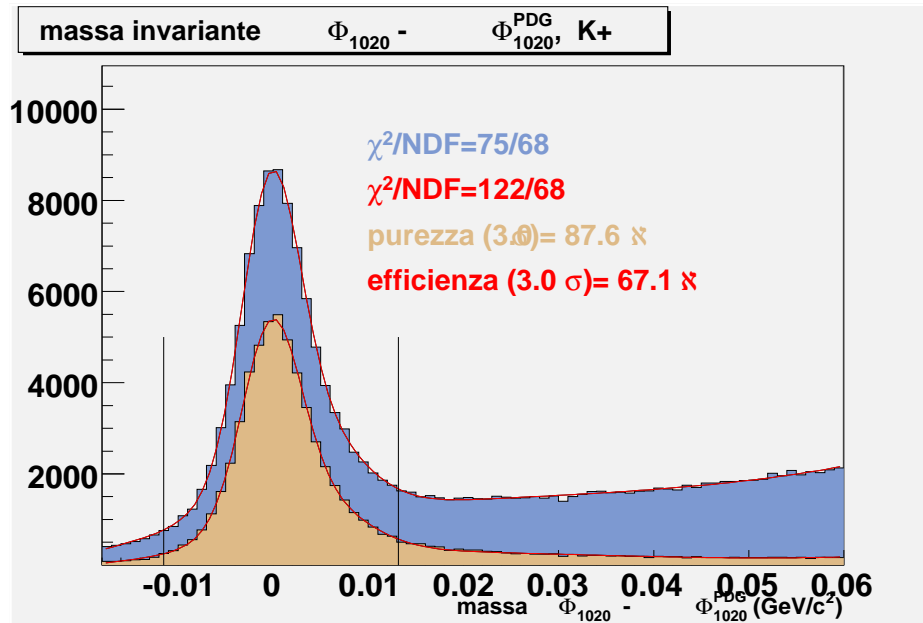
7.4 Efficienza in diverse regioni dello spazio delle fasi

Poiché, come abbiamo mostrato nel capitolo precedente, la risoluzione angolare dell'apparato non è costante in tutte le regioni dello spazio delle fasi delle particelle identificate, si è deciso di valutare l'efficienza in funzione di due parametri: l'angolo polare e l'impulso della particella.

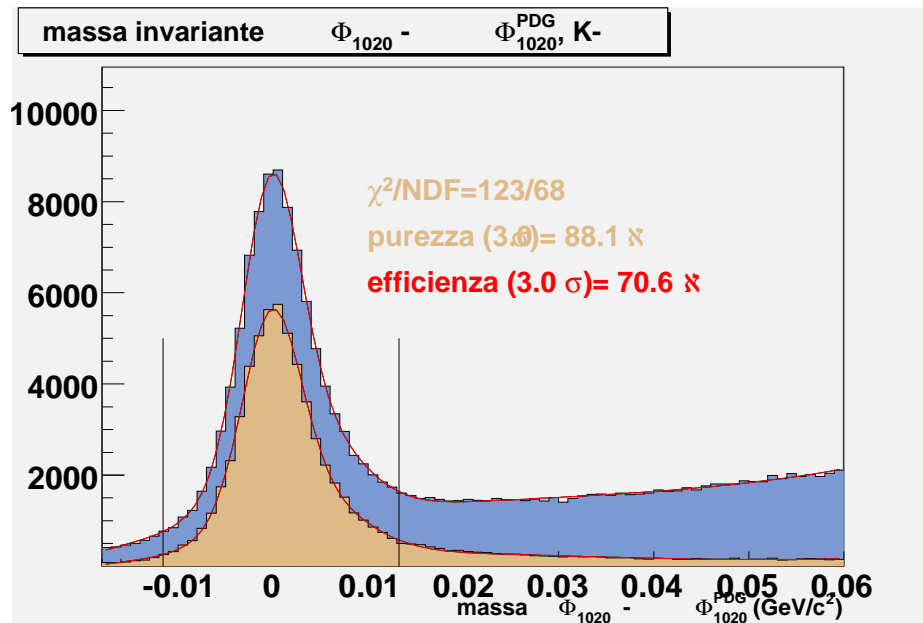
7.4.1 Efficienza in funzione dell'angolo polare della particella

Il campione di particelle ϕ di partenza è stato diviso in canali dell'angolo polare del K ricostruito di ampiezza 20 mrad ciascuno. L'angolo minimo considerato è 4 mrad , mentre al di sopra degli 84 mrad la statistica risulta insufficiente per permettere il calcolo dell'efficienza. Per ognuno di questi canali angolari si è calcolata l'efficienza con il metodo descritto nel paragrafo 7.3, sia per i K^+ che per i K^- . L'effetto della minore statistica a disposizione per ciascun canale si ripercuote nella descrizione del fondo sotto il picco delle ϕ , e quindi sulla definizione del numero di particelle dei due campioni. La definizione dell'errore data nel paragrafo 7.3 tiene conto di questo effetto. I diversi valori di efficienza ottenuti nei diversi canali di angolo polare si vedono nel grafico in figura 7.3. I dati relativi ai K^+ sono riportati in nero, quelli relativi ai K^- in blu. La linea tratteggiata rossa rappresenta il valore di efficienza 1. Dal confronto con il grafico riportato in figura 6.1, possiamo dire che gli anelli ricostruiti per i K identificati sono stati registrati tutti nella regione equipaggiata con i MAPMT. Ciò è dovuto allo spazio delle fasi del

7.4. EFFICIENZA IN DIVERSE REGIONI DELLO SPAZIO DELLE FASI143



(a)



(b)

Figura 7.2: Spettro di massa del campione di ϕ per lo studio dell'efficienza per (a) K^+ e (b) K^- , senza la selezione sulla beam-pipe. In blu il campione di ϕ dai K ricostruiti cinematicamente, in marrone il sottoinsieme degli eventi per cui il K^+ (a) ovvero il K^- (b) è stato identificato. Sull'asse delle ascisse è riportato il valore ricostruito per la massa della ϕ a cui è stato sottratto il valore noto dalle tavole [11].

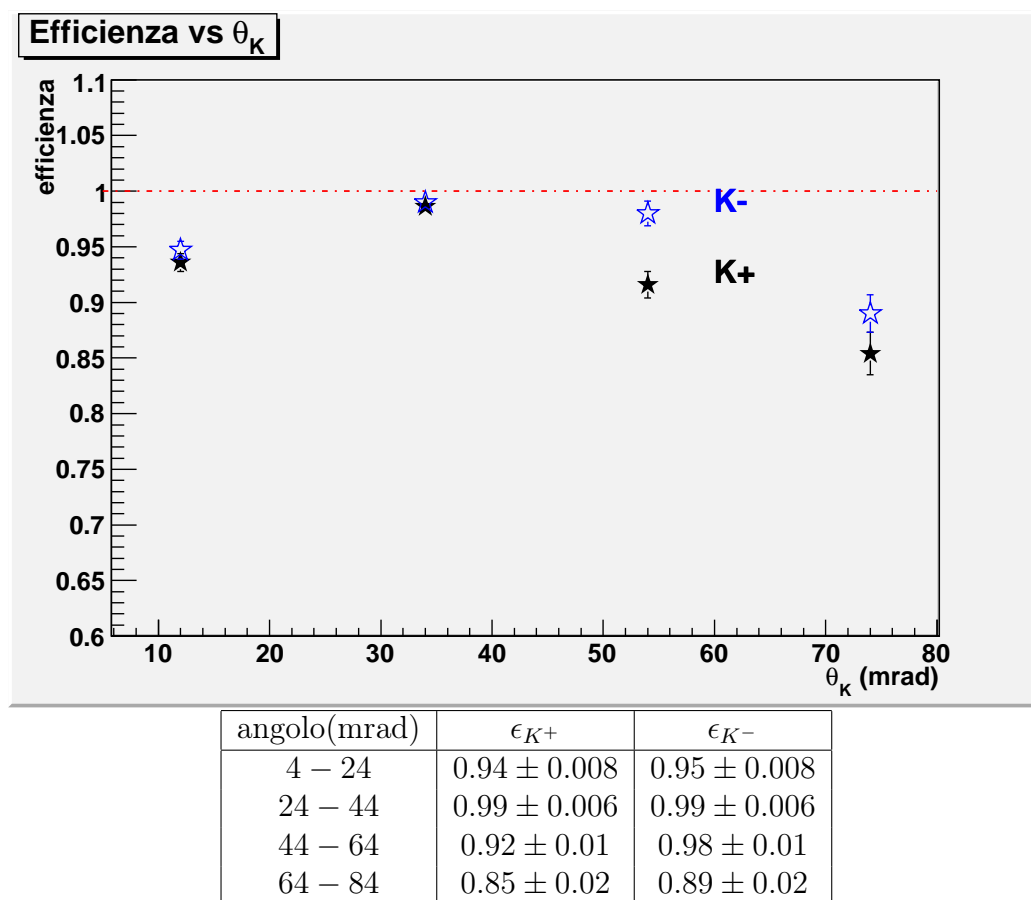


Figura 7.3: Efficienza per K^+ e K^- in funzione dell'angolo polare della particella K ricostruita. I punti neri rappresentano i K^+ , quelli blu i K^- . Nella tabella vengono riportati i valori di efficienza ed i loro errori.

campione: le particelle ϕ prodotte difrattivamente in processi esclusivi sono emesse a piccoli angoli.

L'efficienza massima si ha per il valore angolare centrale, dove è quasi del 100%, sia per i K^+ che per i K^- . Gli spettri di impulso corrispondenti ai diversi canali angolari sono presentati in figura 7.4. Nella figura 6.1 si mostra che l'angolo polare della particella è proporzionale alla distanza del centro dell'anello Cerenkov dal centro del rivelatore, come definito nel paragrafo 6.1. Per valori angolari inferiori ai 30 *mrad* la traiettoria delle particelle è vicina alla linea di fascio e, per effetto della beam-pipe (vd. par.6.4), si ha una maggior indeterminazione sull'angolo Cerenkov; allo stesso tempo

7.4. EFFICIENZA IN DIVERSE REGIONI DELLO SPAZIO DELLE FASI145

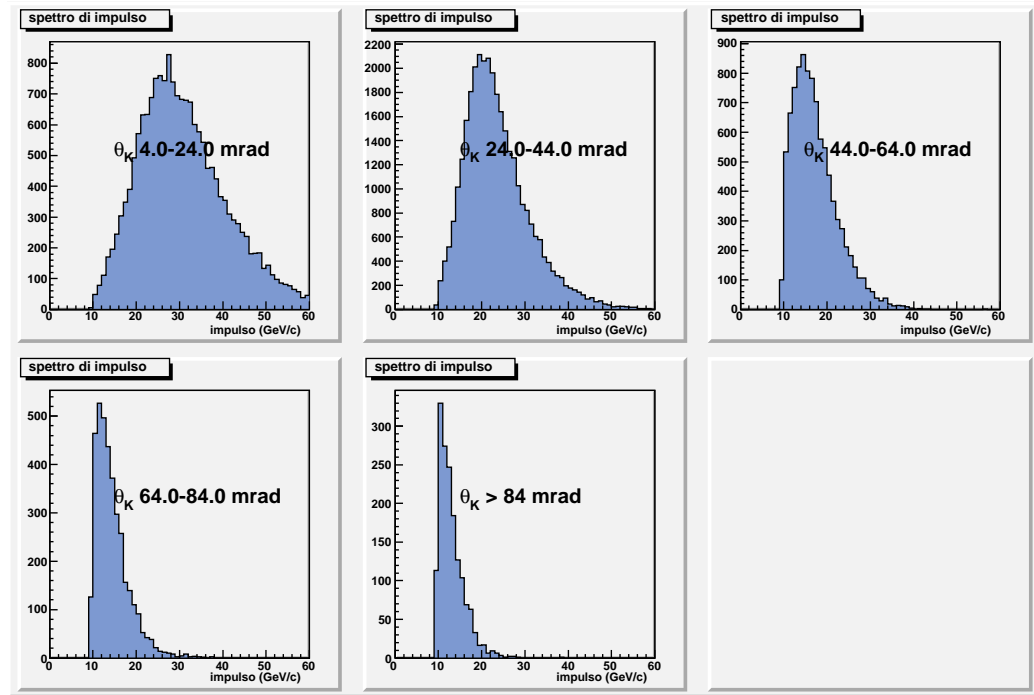


Figura 7.4: Spettro di impulso per diversi intervalli di angolo polare della particella K ricostruita.

lo spettro di impulso è popolato anche a valori piuttosto elevati, per cui è necessaria una maggior risoluzione per distinguere gli angoli Cerenkov delle diverse particelle: i due effetti concorrono ad abbassare l'efficienza in questa regione. Per valori angolari superiori ai 40 mrad si ha un decremento dell'efficienza. Come si può notare, l'impulso medio delle particelle K diminuisce all'aumentare dell'angolo polare, e quindi, come previsto dalla legge di Frank e Tamm, vengono prodotti un numero minore di fotoni Cerenkov per ciascun anello.

In tutto lo spettro angolare osservato, l'efficienza rimane superiore all'85% e si nota ancora che l'efficienza per i K^- è superiore a quella per i K^+ .

7.4.2 Efficienza in funzione dell'impulso

Un esercizio analogo al precedente è stato fatto per valutare l'andamento dell'efficienza in funzione dell'impulso della particella. Il campione di ϕ è stato diviso in cinque canali di impulso del K ricostruito, da 10 a $60 \text{ GeV}/c$;

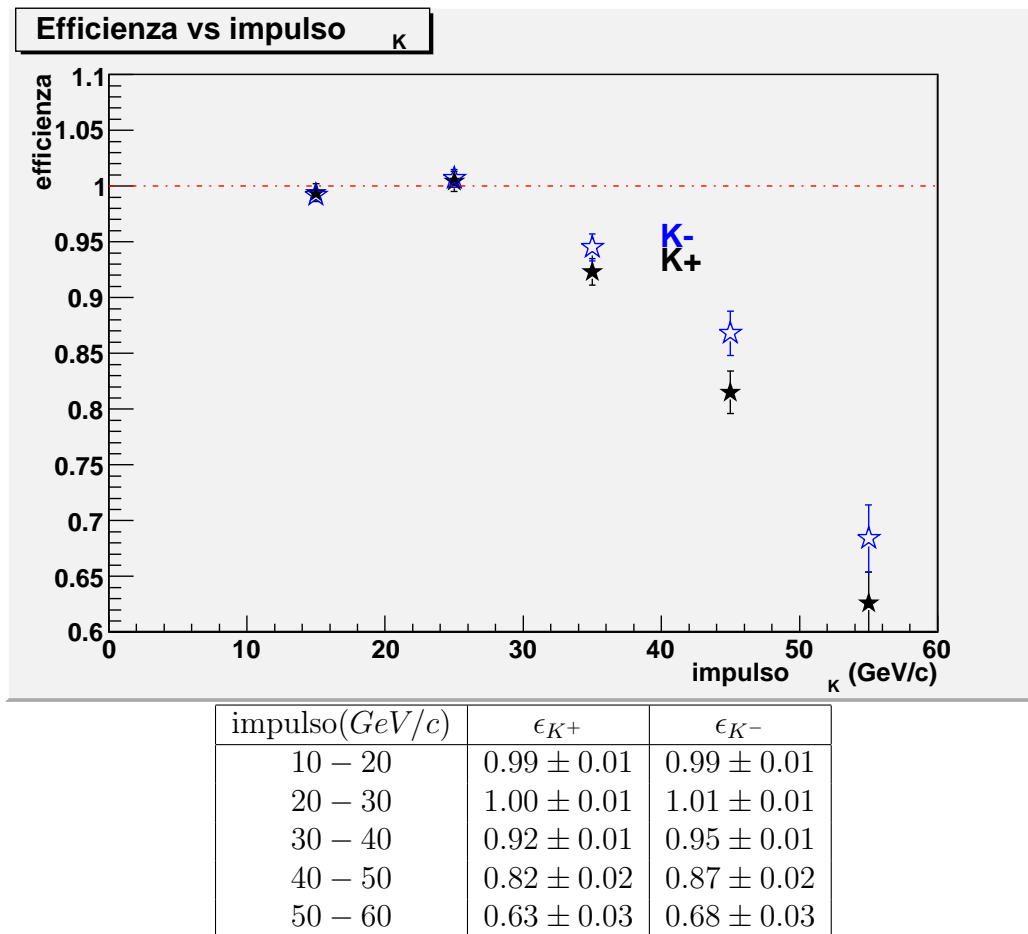


Figura 7.5: Efficienza per K^+ e K^- in funzione dell'impulso del kaone ricostruito. I punti neri rappresentano i K^+ , quelli blu i K^- . Nella tabella vengono riportati i valori di efficienza ed i loro errori.

i valori di efficienza trovati per K^+ e K^- rispettivamente, sono mostrati nel grafico in figura 7.5. I punti neri sul grafico corrispondono alle efficienze per i K^+ , i punti blu a quelle per i K^- ; le barre d'errore associate ad ogni punto sono state calcolate come specificato nel paragrafo 7.3.

L'impulso di soglia per l'effetto Cerenkov per particelle K è di $9.02 \text{ GeV}/c$ nell'UV e di $9.6 \text{ GeV}/c$ nel visibile e il numero di fotoni emessi a soglia è zero ed aumenta come una funzione di $\frac{1}{\beta^2}$ (vedi par. 3.2), quindi non si ha identificazione dei K con impulso inferiore ai 10 GeV .

L'efficienza di identificazione dei K con impulso compreso tra $10 \text{ GeV}/c$ e $30 \text{ GeV}/c$ è pressoché del 100%, sia per i K^+ che per i K^- . Osservando lo spettro angolare per i diversi canali di impulso, fig. 7.6, e confrontando i valori dell'ordinata con il grafico in figura 6.1 si osserva che per tali valori di impulso la particella viene identificata in una zona centrale del detector dove la presenza del fondo non è particolarmente rilevante. All'aumentare dell'impulso della particella l'angolo Cerenkov tende al valore di saturazione, quindi è necessaria una elevata risoluzione angolare per distinguere particelle differenti e contemporaneamente le particelle hanno angolo polare sempre più piccolo, quindi vengono rivelate nella zona del detector più vicina al centro dove si risente l'effetto della beam-pipe. Per questo motivo l'efficienza di identificazione diminuisce all'aumentare dell'impulso della particella, rimanendo comunque superiore al 60% anche per particelle con impulso superiore a $50 \text{ GeV}/c$. L'efficienza per K^+ e per K^- mostra il medesimo andamento in funzione dell'impulso, i valori sono compatibili entro l'errore.

7.5 Confronto con i dati prima dell'upgrade

Al fine di avere una buona efficienza di identificazione delle particelle, è necessario ottimizzare tutte le grandezze caratteristiche del RICH, presentate nel capitolo precedente: il numero di fotoni emessi per ogni anello, il rapporto del segnale sul fondo, la risoluzione sull'angolo Cerenkov. Il lavoro di upgrade del rivelatore ha portato un miglioramento di tutte queste grandezze, ma l'effettivo miglioramento delle prestazioni all'interno dello spettrometro è valutato in termini di efficienza di identificazione. Si è dunque scelto di

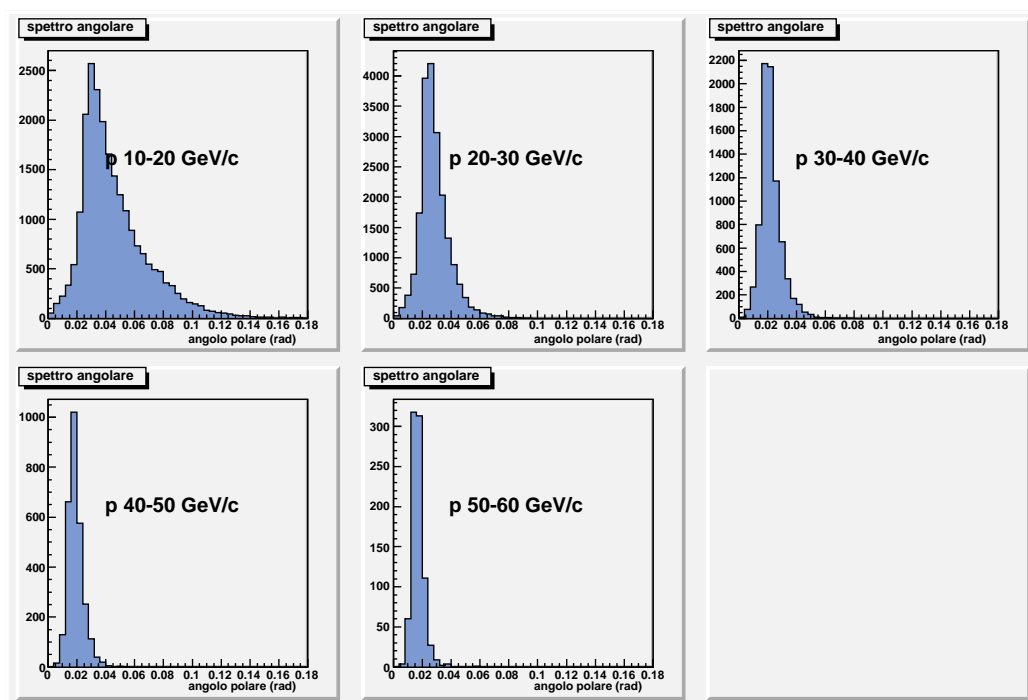


Figura 7.6: Spettro angolare per diversi intervalli di impulso della particella K ricostruita.

confrontare il comportamento del RICH prima e dopo l'upgrade sulla base dei dati di efficienza sull'identificazione dei K .

Come campione di riferimento per l'efficienza prima dell'upgrade di sono scelti i risultati del 2004 [37]; i dati sono riportati in tabella 7.1. Per primi confrontiamo i valori di efficienza per l'identificazione di K^+ e K^- su tutto il campione: per le particelle positive l'efficienza è salita dal 57% al 95.8%, per quelle negative dei 68% al 96.4%. Bisogna inoltre ricordare che per i dati del 2006 i tagli imposti all'impulso della particella sono meno restrittivi: il limite superiore è salito da 50 a 60 GeV/c , per tener conto dell'effetto dell'aumentata risoluzione sull'angolo Cerenkov. In questa regione l'efficienza media di rivelazione è più bassa, come spiegato nel paragrafo precedente, ma è comunque risultata superiore al 60%, quindi paragonabile con quella media prima dell'upgrade. L'aumento dell'efficienza è di quasi 30 punti percentuali per i K^- e di quasi 40 per i K^+ .

Il principale obiettivo nell'upgrade del RICH è stato quello di ridurre l'ac-

K+			
intervallo	2004	intervallo	2006
$p_{thr} + 1GeV < p < 50GeV$	57%	$p_{thrUV} < p < 60GeV$	95.8%
$0 < \theta_K < 30mrad$	53%	$4 < \theta_K < 24mrad$	94%
$30 < \theta_K < 60mrad$	85%	$24 < \theta_K < 44mrad$	99%
-		$44 < \theta_K < 64mrad$	92%
$\theta_K > 60mrad$	89%	$64 < \theta_K < 84mrad$	85%
K-			
$p_{thr} + 1GeV < p < 50GeV$	68%	$p_{thrUV} < p < 60GeV$	96.4%
$0 < \theta_K < 30mrad$	62%	$4 < \theta_K < 24mrad$	95%
$30 < \theta_K < 60mrad$	91%	$24 < \theta_K < 44mrad$	99%
-		$44 < \theta_K < 64mrad$	98%
$\theta_K > 60mrad$	93%	$64 < \theta_K < 84mrad$	89%

Tabella 7.1: confronto tra le efficienze di rivelazione dei K per i dati del 2004 (prima dell'upgrade) e del 2006 (dopo l'upgrade).

quisizione dei fotoni di fondo, specialmente nella zona centrale dove si risente della presenza dell'alone del fascio. Per valutare l'efficacia di tale lavoro è interessante confrontare i valori dell'efficienza in funzione dell'angolo polare della particella identificata. I limiti delle regioni di angolo polare considerate sono differenti tra i dati del 2004 e quelli del 2006, in quanto l'aumentata statistica ha permesso di dividere gli istogrammi in un maggiore numero di canali. L'aumento della popolazione nella regione periferica, legato alla maggiore apertura del magnete del bersaglio, ha permesso di valutare l'efficienza fino a $84\ mrad$. Confrontiamo il primo canale angolare: nonostante la regione considerata nel 2006 sia più vicina al centro rispetto a quella considerata nel 2004, si vede che l'aumento dell'efficienza è di oltre 30 punti percentuali per i K^- e oltre 40 per i K^+ . Nel canale successivo, l'aumento di efficienza è di circa 10 punti percentuali, sia per i K^- che per i K^+ , oltre i valori sono compatibili.

CONCLUSIONI

In questo lavoro di tesi si è descritta la parte finale del complesso lavoro di ottimizzazione del RICH di COMPASS.

L'analisi delle prestazioni del rivelatore prima dell'upgrade aveva mostrato come l'alta incidenza del fondo e lo scarso numero di fotoni acquisiti per anello limitassero l'efficienza di identificazione nella zona centrale del rivelatore, soprattutto per particelle con angolo polare inferiore a 30 mrad . Per aumentare il numero di fotoni acquisiti e ridurre l'incidenza del fondo l'intera parte centrale del rivelatore (25% della superficie totale) è stata sostituita con un sistema di rivelazione composto da fotomoltiplicatori e lenti, dotati di elettronica veloce per l'acquisizione.

La stabilità di risposta in condizioni simili a quelle di lavoro del nuovo sistema di rivelazione è stata testata in laboratorio con esito positivo.

Il confronto delle prestazioni del RICH prima e dopo l'upgrade si basa sulle grandezze caratteristiche del RICH, riportate in tabella. I dati 2001-2004 e il progetto di upgrade si riferiscono a prestazioni per particelle con angolo polare superiore a 30 mrad , intendendo che per valori inferiori le prestazioni sono peggiori. I valori ottenuti dalla caratterizzazione sui dati 2006 si riferiscono a particelle in tutto lo spazio delle fasi, e risultano migliori dei valori di disegno. Una valutazione globale dell'incremento delle prestazioni

	2001-2004	progetto	2006
Risoluzione di singolo fotone	1.1 mrad	1.65 mrad	2 mrad
Numero di fotoni (a staurazione)	14	50	> 60
Risoluzione dell'angolo Cerenkov	0.45 mrad	0.3 mrad	< 0.3 mrad

del RICH dopo l'upgrade si ha dall'efficienza di identificazione, studiata per le particelle K . L'aumento dell'efficienza è di quasi 30 punti percentuali per

i K^- (da 68% a 96.4%) e di quasi 40 per i K^+ (da 57% a 95.8%) e si attesta sul 95% anche per particelle con angolo polare inferiore ai 30 *mr*ad.

Durante il lavoro di laboratorio si è trovato che la presenza del campo magnetico provoca uno spostamento sistematico del centro effettivo dei pixel del fotomoltiplicatore, dell'ordine del decimo di millimetro, mentre la fase di caratterizzazione del RICH ha mostrato come un ulteriore effetto sistematico derivi dalla presenza del telescopio di lenti. Ci si aspetta che uno studio congiunto di questi effetti porti un affinamento delle prestazioni del rivelatore.

Bibliografia

- [1] M.Gell-Mann, PL8 (1964) 214.
- [2] E.D. Bloom, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935.
- [3] R.P. Feynman, “Photon Hadron Interaction”, W. A. Benjamin, New York, 1971.
- [4] J. Ashman, *et al.*, Phys. Lett. **B206** (1988) 364.
- [5] G. Bunce *et al.*, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 1113.
- [6] X. Artrue and M. Mekhfi, Z. Phys. **C45** (1990) 669.
- [7] Kenneth S. Krane, Introductory nuclear physics, 2nd edition, John Wiley & Sons (1995)
- [8] Donald H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, 4th edition, Cambridge University Press(2000)
- [9] Otto Nachtmann, Elementary Particle Physics: Concepts and Fenomena, Springer-Verlag (1990)
- [10] R.G.Robrts, The structure of the proton: deep inelastic scattering, Cambridge University Press(1990)
- [11] W.-M. Yao et al., J. Phys. G33, 1 (2006) , <http://pdg.lbl.gov>
- [12] Anselmino, Efremov, Leader Phys. Rep. 261 (1995), hep-ph/9501369
- [13] R. Webb, First Measurements of Transverse Spin Asymmetries through Single Pion Production at the COMPASS Experiment,

- Universität Erlangen-Nürnberg, May 2004; disponibile on-line su <http://wwwcompass.cern.ch>
- [14] S. Hedicke, Determination of the gluon polarization in the nucleon using hadron pairs with high transverse momentum at COMPASS, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, November 2005; disponibile on-line su <http://wwwcompass.cern.ch>
- [15] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B126, 298 (1977);
- [16] E. Tomasi, Gustafsson, M. P. Rekalo, Neutron electric form factor at large momentum transfer, Europhys. Lett., 55 (2), p. 188 (2001)
- [17] Gerhard Mallot, Gluon and Spin, International Workshop on Structure and Spectroscopy, Freiburg, 19-21 marzo 2007
- [18] Anna Marin, Transverse Spin Effects in Semi-Inclusive DIS, International Workshop on Structure and Spectroscopy, Freiburg, 19-21 marzo 2007
- [19] The COMPASS collaboration, A new measurement of the Collins and Sivers asymmetries on a transversely polarized target, CERN-PH-EP/2006-031
- [20] The COMPASS experiment at CERN, COMPASS Collaboration, P. Abbon et al., hep-ex/0703049v1
- [21] Rich detectors, E. Nappi, CERN-EP/99-149.
- [22] COMPASS RICH-1, E. Albrecht et al., Nuclear Instrument and Methodes in Physics Research A 502 (2003), pp. 112-116.
- [23] The radiator gas and gas system of COMPASS RICH-1, E. Albrecht et al., ibidem, pp. 266-269.
- [24] The mirror system of COMPASS RICH-1, E. Albrecht et al., ibidem, pp. 236-240.
- [25] The COMPASS RICH-1 read-out system, E. Albrecht et al., ibidem, pp. 246-250.

- [26] First performances of COMPASS RICH-1, E. Albrecht et al., Nuclear Instrument and Methodes in Physics Research A 518 (2004), pp.506-589.
- [27] Status and characterisation of COMPASS RICH-1, E. Albrecht et al., Nuclear Instrument and Methodes in Physics Research A 533 (2005), pp. 215-219.
- [28] Studies for a fast RICH, M. Alekseev et al., *ibidem*, pp. 53-57 .
- [29] Design and status of COMPASS FAST-RICH, P. Abbon et al., Nuclear Instrument and Methodes in Physics Research A 567 (2006), p. 114.
- [30] S.Costa et al, Nuclear Instrument and Methodes A 533 (2005), p.135
- [31] Hamamatsu Corporation, scheda tecnica di R7600-03-M16 Photomultiplier Tube. Disponibile on-line all'indirizzo: <http://sales.hamamatsu.com/en/products/electron-tube-division/detectors/>
- [32] E. Rocco, "Studio e caratterizzazione di un sistema di rivelazione di fotoni con MAPMT per il RICH di COMPASS", tesi di laurea quadriennale presso l'Università di Trieste, dicembre 2005, disponibile sul web all'indirizzo <http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/>
- [33] T. Ypsilantis, J. Seguinot, Nuclear Instrument and Methodes A 343 (1994),30
- [34] Paolo Schiavon, Studies of the Cerenkov emission angle reconstruction. Part 1. COMPASS internal report
- [35] Paolo Schiavon, RICHONE for Upgraded RICH1 on MC. COMPASS internal report
- [36] Federica Sozzi, Identificazione delle particelle con il RICH di COMPASS al supersincrotrone del CERN, tesi di laurea in Fisica presso l'università di Trieste, AA 2002-2003, disponibile on-line:wwwcompass.cern.ch
- [37] Federica Sozzi, comunicazione privata.

RINGRAZIAMENTI

Grazie al prof. Paolo Schiavon, grazie alla dott. Silvia dalla Torre: per gli insegnamenti, il supporto (anche logistico), l'incoraggiamento e gli aneddoti.

Grazie, in ordine sparso, al dott. Fulvio Tessarotto per quand'ero in laboratorio, a Federica Sozzi per l'analisi, a Elena Rocco per l'entusiasmo. E a Benigno Gobbo e Vinicio Duic per CORAL. Ad Andrea Bressan per le "dritte" sulla fisica di COMPASS. E ancora al prof. Franco Bradamante, e tutto il gruppo COMPASS. A tutti, grazie anche per la simpatia.

Un ringraziamento particolare al prof. Paver per avermi (ri)spiegato molto, anche più del dovuto.

Infine grazie alla mia famiglia allargata e alla mia Famiglia e ai miei amici, per la libertà, la stima e il supporto incondizionato.