

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

Tesi di Laurea
in
Fisica

**Studio e caratterizzazione di un
sistema di rivelazione di fotoni con
MAPMT per il RICH di COMPASS**

Candidata:
Elena Rocco

Relatore: Chiar.mo
Prof. Franco Bradamante

Correlatrice:
Dott.ssa Silvia Dalla Torre

Anno Accademico 2004-2005

A papà, mamma e Lara.

Indice

Introduzione	1
1 L'ESPERIMENTO COMPASS	3
1.1 COMPASS	3
1.2 Lo spin del nucleone	4
1.3 Deep Inelastic Scattering (DIS)	6
1.4 Il modello a partoni	10
1.5 DIS con leptone e nucleone polarizzati longitudinalmente . . .	17
1.6 Modello a partoni nel caso polarizzato	19
1.7 Semi-Inclusivo DIS ed asimmetrie sperimentali	22
1.8 Separazione in massa delle particelle	32
1.9 Misura di $\frac{\Delta G}{G}$	34
1.10 Lo spin trasverso	38
2 LO SPETTROMETRO DI COMPASS	43
2.1 Considerazioni generali	45
2.2 Il fascio di muoni e il bersaglio di ${}^6\text{LiD}$	46
2.3 Rivelatori di posizione a piccolissimo angolo	49
2.4 Rivelatori a piccolo angolo	53
2.5 Rivelatori a grande angolo	58
2.6 Calorimetri adronici ed elettromagnetici	62
2.7 Muon Wall	62
2.8 Il trigger	67
3 IL RICH DI COMPASS	71
3.1 Il Ring Imaging Cherenkov: RICH	71

3.2	L'effetto Cerenkov	71
3.3	I rivelatori RICH	74
3.4	Il RICH in COMPASS	84
3.5	L'up-grade del RICH	95
4	ATTIVITÀ DI LABORATORIO	105
4.1	MultiAnode Photon Multiplier Tube (MAPMT)	105
4.2	Caratterizzazione degli strumenti ottici	108
4.2.1	Avalight-D(H)-S-DUV	108
4.2.2	Spettrofotometro	111
4.2.3	Filtri neutri e filtri colorati	112
4.2.4	Flash lamp	115
4.2.5	Light Emitting Diode: LED	121
4.3	Campo Magnetico	121
4.3.1	Hall Probe	122
4.3.2	L'Helmholtz Coil	123
4.3.3	Progettazione e definizione dello schermo magnetico per il MAPMT	126
5	CARATTERIZZAZIONE DEL MAPMT	133
5.1	Risultati del Test Beam 2004	133
5.2	Readout - sistema DAQ per gli studi in laboratorio	137
5.3	La risposta dei MAPMT a fotone singolo in campo magnetico	140
5.4	Risposta del MAPMT ad alte rate	145
5.5	MAPMT: efficienza di fotorivelazione in funz. della pos.	152
	Conclusioni	157
	Bibliografia	158
	Ringraziamenti	163

INTRODUZIONE

Il lavoro presentato in questa tesi verte sull'attività svolta in laboratorio presso l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) di Trieste, presso l'Area Science Park a Padriciano. Con il 2005 si è dato il via ad un importante miglioramento del RICH (Ring Imaging CHerenkov, contatore Cherenkov a focalizzazione di immagine), dell'esperimento COMPASS al CERN, in tempi piuttosto ridotti, in modo che lo strumento sia pronto per la presa dati del 2006, che dovrebbe iniziare nel prossimo giugno. Questo miglioramento che coinvolge solo la parte centrale del rivelatore RICH include sia un cambio della strumentazione di rivelazione di particelle da MWPC (Multi Wires Proportional Chamber) a MAPMT (MultiAnode PhotoMultiplier Tube) che dell'elettronica ad essa connessa.

L'ottimizzazione del RICH permetterà una migliore identificazione delle particelle perché, grazie alla riduzione di più di due ordini di grandezza del tempo morto nell'acquisizione degli eventi e ad una maggior efficienza, si otterranno un maggior numero di fotoni per anello e un più basso livello di rumore dovuto all'alone del fascio di muoni.

Riprodotte le condizioni operative dell'esperimento, tenendo conto dei vincoli fisici definiti dalla struttura preesistente, abbiamo dapprima studiato e realizzato una struttura che schermasse il MAPMT dal campo magnetico prodotto dal magnete SM1 dello spettrometro COMPASS. Successivamente, simulando la futura luminosità del fascio, abbiamo misurato l'efficienza del fotomoltiplicatore nelle condizioni previste di funzionamento.

In questa tesi introdurremo: nel capitolo 1 l'esperimento COMPASS nella sua globalità soffermandoci brevemente su alcuni aspetti delle tematiche di fisica affrontate; nel capitolo 2 descriveremo lo spettrometro di COMPASS e

porremo maggior attenzione al RICH, discutendo gli aspetti generali teorici e di realizzazione di un simile rivelatore e analizzando il RICH di COMPASS e il suo upgrade nel capitolo 3. Nel capitolo 4, dopo una breve descrizione della strumentazione usata in laboratorio, affronteremo le problematiche nate dalla progettazione e realizzazione di una schermatura del MAPMT in campo magnetico. Concludiamo con la misura di efficienza del MAPMT in condizioni ad alto rate di particelle descritta nel capitolo 5.

Capitolo 1

L'ESPERIMENTO COMPASS

1.1 COMPASS

COMPASS (COMmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) è un esperimento a bersaglio fisso che è installato sulla linea di fascio M2 del SuperProtonSynchrotron (SPS) del CERN di Ginevra. Questo esperimento nasce dalla fusione di due progetti: HMC (Hadron-Muon Collaboration) e CHEOPS (CHarm Experiment with Omni Purpose Setup), e la sua nascita avvenne nel marzo del 1996, con la presentazione ai diversi comitati scientifici della proposta da parte della Collaborazione Internazionale COMPASS, costituita da più di 200 fisici provenienti da 12 Paesi. L'esperimento, approvato nel 1997, ha iniziato la presa dati vera e propria nel 2002.

Il programma di fisica di COMPASS è molto diversificato e prevede l'uso sia di fasci di muoni di alta energia che di fasci adronici.

Con il fascio adronico le misure, centrate sulla spettroscopia adronica, sono relative alla ricerca di stati esotici e glueballs, allo studio di adroni charmati, alla polarizzabilità di π e K.

Le misure con il fascio di muoni, che sono strettamente legate a questo lavoro di tesi, e descritte nel prossimo capitolo, hanno come scopo una migliore comprensione della struttura interna dei nucleoni relativamente all'origine del loro spin. In particolare in COMPASS si sta misurando:

- la polarizzazione del gluone in un nucleone polarizzato longitudinal-

mente, $\frac{\Delta G}{G}$;

- la decomposizione in sapori delle funzioni di distribuzioni partoniche di elicità;
- la funzione di distribuzione partonica di trasversità.

Alle misure con fascio di muoni è stata dedicata la presa dati degli anni 2002, 2003 e 2004, durante la quale è stato utilizzato un fascio di muoni (polarizzato sia longitudinalmente che trasversalmente) di 160 GeV/c e un bersaglio di ${}^6\text{LiD}$ (polarizzato trasversalmente).

Dopo lo “shut-down” degli acceleratori del CERN nel 2005, la presa dati riprenderà sempre con fascio di muoni nel 2006. Le misure con fascio adronico sono previste a partire dal 2007.

Per eseguire le misure proposte, è stato necessario progettare e costruire un apparato sperimentale capace di sostenere flussi molto elevati di particelle, di misurare con precisione momento e angolo delle particelle dello stato finale e di effettuare l'identificazione delle particelle, in particolare usando un rivelatore RICH. Anche il sistema d'acquisizione e di analisi dei dati è stato basato su tecniche di punta per soddisfare le richieste.

La descrizione dell'apparato sperimentale può essere trovata nel cap. 2.

1.2 Lo spin del nucleone

La comprensione della struttura interna del nucleone rimane una sfida fondamentale per la fisica adronica.

Negli ultimi decenni sono stati fatti progressi notevoli nella descrizione della struttura interna del nucleone in termini dei suoi costituenti (quark e gluoni), grazie alle misure di diffusione fortemente inelastica (DIS) di leptoni di alta energia su nucleoni.

Nonostante ciò, l'origine dello spin dei nucleoni, resta un capitolo aperto e si è ancora lontani da una descrizione chiara e convincente.

Inizialmente, si pensava che lo spin dei nucleoni fosse portato esclusivamente dai quark in un modello non relativistico di quark (*SQM Static Quark*

Model). In realtà bisogna tener conto anche dei contributi dei momenti angolari dei costituenti, per cui la regola di somma per lo spin del nucleone diventa:

$$\langle s_z^N \rangle = \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + L_{q,g} \quad (1.1)$$

dove $\Delta\Sigma$ è il contributo dello spin dei quark, $L_{q,g}$ quello del momento angolare dei quark, q, e dei gluoni, g.

Calcoli basati sul modello a partoni relativistico [1, 2] fornivano un valore $\Delta\Sigma = 2/3$.

Le prime misure precise di DIS con fascio e bersaglio polarizzati longitudinalmente rispetto alla direzione del leptone incidente eseguite al CERN all'esperimento EMC [3, 4] hanno invece portato alla conclusione che per il protone $\Delta\Sigma$ fosse compreso tra 0.1 e 0.2, in chiaro contrasto con il valore teorico. È a questo punto che si fa risalire l'inizio della cosiddetta "crisi dello spin". Esperimenti successivi a SLAC, al CERN (esperimento SMC) e a DESY (esperimento HERMES) hanno confermato il risultato di EMC per il neutrone e trovato un valore simile di $\Delta\Sigma$ per il protone.

A questo punto è risultato evidente come la struttura dello spin del nucleone fosse molto più complessa di com'era stata immaginata inizialmente e si realizzò presto che per progredire era necessario eseguire misure dirette dei singoli contributi allo spin dei nucleoni, cioè misurare direttamente sia il contributo dei gluoni ΔG che quello dei diversi quark, in particolare del quark s . Entrambe queste misure non possono essere eseguite studiando i processi DIS inclusivi, ma possono venir effettuate nel SIDIS (DIS semi-inclusivo), in cui vengono osservate anche le particelle prodotte nelle interazioni. È in quest'ottica che sono stati proposti esperimenti di terza generazione (tra cui COMPASS) in cui fosse possibile l'identificazione delle particelle dello stato finale.

La struttura di spin longitudinale dei nucleoni non esaurisce comunque il discorso: negli ultimi anni, infatti è stata riconosciuta in modo sempre più generalizzato l'importanza della struttura di spin trasverso (la cosiddetta *trasversità dei nucleoni*).

Nonostante fossero stati osservati da lungo tempo effetti imprevisti di spin su bersagli polarizzati trasversalmente rispetto alla direzione del fascio,

ci sono voluti molti anni prima che si acquisisse la consapevolezza che senza informazioni sulla trasversità, che è complementare alla struttura di elicità, non si poteva avere una descrizione completa del nucleone. Complice di questo ritardo è anche il fatto che la misura della trasversità non può essere eseguita nel DIS inclusivo, e quindi non era accessibile negli esperimenti di seconda generazione. Può invece essere misurata nel SIDIS, e rappresenta una delle misure più importanti che si vogliono portare a termine con COMPASS.

Nelle prossime sezioni di questo capitolo viene sviluppato il formalismo del DIS e del SIDIS con polarizzazione longitudinale fino a ricavare le espressioni delle asimmetrie sperimentali che permettono la misura delle funzioni di distribuzione di elicità per i diversi sapori (argomento principale della parte teorica di questa tesi).

Le ultime due sezioni sono dedicate alla misura diretta di ΔG e alla misura della trasversità in COMPASS. Anche in questi due casi, si vedrà come l'identificazione delle particelle dello stato finale sia indispensabile al successo delle misure.

1.3 Deep Inelastic Scattering (DIS)

Per comprendere come lo studio dei processi DIS fornisca informazioni sulla struttura dei nucleoni, è utile considerare i processi d'urto di leptoni su nuclei, *elastici* o *inelastici* a seconda che le particelle iniziali abbiano mantenuto o meno, la loro identità nell'urto.

Grazie alla diffusione inelastica possiamo ricavare delle informazioni sulla struttura dei nuclei e dei loro costituenti, i nucleoni. Aumentando l'energia del *proiettile* si passa al regime della *diffusione profondamente inelastica* che ha permesso di sondare la struttura interna dei nuclei prima e dei nucleoni in seguito.

Consideriamo l'urto tra un bersaglio a riposo con spin nullo, di cui vogliamo conoscere la distribuzione di carica, e un leptone carico. Trascurando l'interazione debole, la cui forza è inferiore per molti ordini di grandezza a quella dell'interazione elettromagnetica, l'unica interazione possibile è quella elettrica e la distribuzione angolare dei leptoni diffusi relativa al bersaglio

puntiforme è espressa da:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} |F(q^2)|^2 \quad (1.2)$$

dove q^2 è il *trimomento trasferito* dal leptone al bersaglio, $|F(q^2)|^2$ è il *fattore di forma* del bersaglio che descrive la sua distribuzione di carica e che è la trasformata di Fourier della distribuzione di carica. La sezione d'urto di Mott data da:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{Z^2\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4\varepsilon_1^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{1}{1 + \frac{2\varepsilon_1}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

dove ε_1 è l'energia del leptone e M è la massa del bersaglio.

Per studiare il nucleone che ha spin 1/2 si deve considerare anche la sua interazione magnetica con il leptone incidente; quindi sono necessari due *fattori di forma*, G_E e G_M che descrivano rispettivamente la distribuzione elettrica e magnetica.

La sezione d'urto dell'interazione leptone-nucleone è data dalla formula di Rosenbluth:

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

dove $\tau = \frac{Q^2}{4M^2c^2}$, M è la massa del nucleone e $Q^2 = -q^2$ con q , *quadrimento trasferito*. A basse energie trasferite, il fattore di forma e la densità di carica sono legate dalla trasformata di Fourier; nel caso di collisione leptone-nucleone ad alte energie, non è possibile usare il limite non relativistico, e questa relazione viene a mancare.

Nel caso limite $Q^2 \rightarrow 0$, i fattori di forma che appaiono nella sezione d'urto di Rosenbluth descrivono le proprietà statiche dei nucleoni: G_E è la carica elettrica del nucleone, normalizzata alla carica elementare, G_M è il momento magnetico normalizzato al magnetone nucleare:

$$G_E^p(Q^2 = 0) = 1 \quad G_E^n(Q^2 = 0) = 0$$

$$G_M^p(Q^2 = 0) = 2.79 \quad G_M^n(Q^2 = 0) = -1.91$$

L'andamento dei fattori di forma è stato determinato sperimentalmente, misurando la sezione d'urto a vari angoli, per valori di Q^2 fissato. Se si esclude il fattore di forma elettrico per il neutrone, che è vicino a zero, gli altri tre fattori mostrano lo stesso andamento dipolare con Q^2 :

$$G(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0.71(\text{GeV}/c)^2}\right)^{-2} \quad (1.4)$$

A causa di questo andamento, il contributo della sezione d'urto elastica a grandi valori di Q^2 viene soppresso; infatti, la sezione d'urto Rosenbluth ha una dipendenza da Q^2 del tipo:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \sim \frac{1}{Q^8} \quad (1.5)$$

poiché $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \sim \frac{1}{Q^4}$ e $G(Q^2) \sim \frac{1}{Q^4}$.

Ad alto Q^2 , il canale principale di interazione diventa la diffusione anelastica. Il nucleone dello stato iniziale perde la sua identità durante la collisione e viene prodotto uno stato adronico, costituito soprattutto da: risonanze, pioni, kaoni.

L'urto anelastico più facile da studiare è quello inclusivo, in cui si prescinde dallo stato adronico generato e si studia la reazione in termini dell'energia iniziale e finale del leptone e del suo angolo di scattering. Il DIS inclusivo è stato per molti anni l'unica fonte di informazioni sulla struttura del nucleone.

Introduciamo la *massa invariante* dello stato adronico, W , che è anche la massa invariante del sistema fotone scambiato con quadrimomento, q , e del nucleone iniziale, con quadrimomento P :

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \quad (1.6)$$

dove M è la massa del nucleone, e ν è un invariante relativistico definito dalla relazione:

$$\nu = \frac{Pq}{M}; \quad (1.7)$$

nel laboratorio ν coincide con l'energia trasferita dal leptone al nucleone: $\nu = E - E'$, dove E e E' sono rispettivamente l'energia dei leptoni incidente e diffuso.

Notiamo che, nel caso elastico, ad un'energia incidente E fissata, c'è solo un parametro libero e la sezione d'urto di Rosenbluth e i fattori di forma che vi compaiono dipendono solo da un parametro (Q^2). Invece, nel caso anelastico, l'energia di eccitazione del nucleone aggiunge un ulteriore grado di libertà, e la sezione d'urto è funzione di due parametri indipendenti. Se descriviamo la dinamica del processo anelastico in termini di fattori di forma, si avrà che questi dipendono da due variabili. Si ha allora una generalizzazione della sezione d'urto Rosenbluth che, scegliendo come parametri Q^2 e ν , diventa:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left[W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (1.8)$$

Introduciamo a questo punto una variabile che misura l'anelasticità dell'urto: *la variabile di scala di Bjorken* definita come:

$$x := \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}.$$

La variabile di Bjorken è compresa tra zero e uno: $0 < x < 1$. Nel caso elastico, essendo $W = M$ e quindi

$$2M\nu - Q^2 = 0; \quad (1.9)$$

si ottiene $x = 1$. Nel caso anelastico invece $W > M$, per cui

$$2M\nu - Q^2 > 0. \quad (1.10)$$

ed è $x < 1$.

Si definisce urto profondamente inelastico (Deep Inelastic Scattering, DIS), un'interazione con $Q^2 \rightarrow \infty$ e $\nu \rightarrow \infty$ e valori di x finiti.

Nella trattazione del DIS usualmente si sostituiscono alle funzioni W_1 e W_2 le funzioni di struttura adimensionali F_1 e F_2 :

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &= Mc^2 W_1(Q^2, \nu) \\ F_2(x, Q^2) &= \nu W_2(Q^2, \nu) \end{aligned} \quad (1.11)$$

Dai precisi dati sperimentali disponibili (vedi fig.1.1), si vede che per valori fissati di x e alti valori di ν e Q^2 , le funzioni di struttura non dipendono

o dipendono debolmente da Q^2 ; questa caratteristica è detta **invarianza di scala** e permette di considerare le funzione di struttura come funzioni di solo x .

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &\longrightarrow F_1(x) \\ F_2(x, Q^2) &\longrightarrow F_2(x) \end{aligned} \quad (1.12)$$

L'indipendenza dei fattori di forma dalla variabile Q^2 è tipica di urti su sorgenti puntiformi (basti pensare, nel caso elastico, alla trasformata di Fourier di un fattore di forma costante). Ne segue che i nucleoni hanno una struttura interna e che i loro costituenti sono puntiformi. Inoltre dalla relazione di *Callan-Gross*:

$$2xF_1(x) = F_2(x), \quad (1.13)$$

pure verificata sperimentalmente (vedi fig.1.1), segue che la sezione d'urto anelastica ha lo stesso andamento della sezione d'urto di Dirac, che descrive l'interazione tra un leptone e una particella carica puntiforme di spin 1/2:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Dirac} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \left[1 + 2\tau \tan^2 \frac{\theta}{2}\right] \quad (1.14)$$

L'implicazione della relazione di Callan-Gross è pertanto che i costituenti puntiformi del nucleone (detti partoni) hanno spin 1/2.

1.4 Il modello a partoni

In termini di costituenti, nel DIS il leptone incidente emette un fotone virtuale che è assorbito da uno dei costituenti del nucleone. Il nucleone si spezza e il quark e la parte rimanente del nucleone, frammentano negli adroni dello stato finale.

Supponiamo che ciascun partone trasporti una frazione x_i dell'impulso e dell'energia del nucleone. Vale la proprietà di normalizzazione:

$$\sum_i x_i p = p \quad (1.15)$$

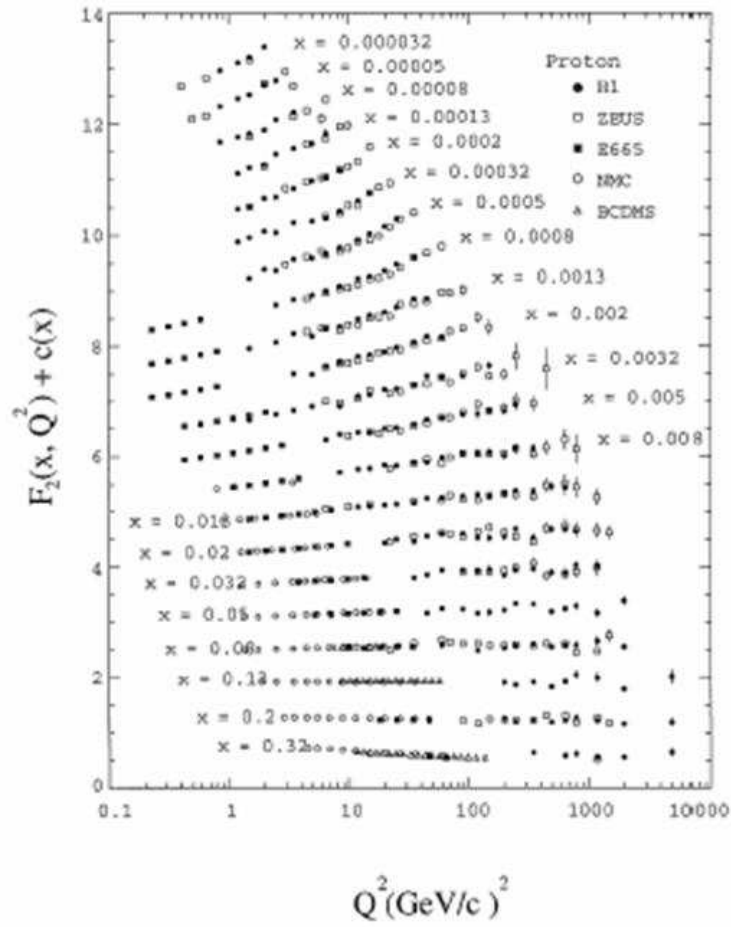


Figura 1.1: risultati sperimentali per la funzione di struttura F_2 . Al fine di rendere più agevole la lettura si è aggiunta la funzione $c(x) = 0.6(i - x - 0.4)$ dove $i_x = 1$ per $x = 0.32$ e $i_x = 21$ per $x = 0.000032$.

La probabilità di trovare in un nucleone un partone “i” con una frazione x_i di impulso è data dalla funzione di distribuzione $q_i(x)$, detta *Parton Distribution Function* (PDF). Se ciascuna x_i si distribuisce secondo la densità di probabilità $q_i(x_i)$, allora dalla relazione appena scritta discende che:

$$\sum_i \int_0^1 x q_i(x) dx = 1 \quad (1.16)$$

La massa del partone è data da:

$$m = \sqrt{x^2 E^2 - x^2 \vec{p}^2} \equiv xM. \quad (1.17)$$

scriviamo le funzioni di struttura esplicitamente adattandole al modello a partoni quindi per $m \rightarrow xM$:

$$W_1^{part}(Q^2, \nu) = \frac{Q^2}{4M^2 \nu x^2} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu x}\right) \quad (1.18)$$

$$W_2^{part}(Q^2, \nu) = \frac{1}{\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2Mx}\right) \quad (1.19)$$

e nel caso asintotico, definita la variabile ω tale che $\omega = \frac{2m\nu}{Q^2}$:

$$F_1^{part}(x) \equiv 2mW_1^{part} \implies F_1^{part}(x) = \frac{Q^2}{4m\nu x} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) \quad (1.20)$$

$$\equiv \frac{1}{2x^2\omega} \delta\left(1 - \frac{1}{x\omega}\right)$$

$$F_2^{part}(x) \equiv \nu W_2^{part} \implies F_2^{part}(x) = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) \quad (1.21)$$

$$\equiv \delta\left(1 - \frac{1}{x\omega}\right)$$

Sommando le funzioni di struttura su tutti i partoni ed integrando su tutti i valori di x , si ottengono le funzioni caratteristiche del nucleone:

$$\nu W_2(Q^2, \nu) \longrightarrow F_2(x) = \sum_i \int dx e_i^2 q_i(x) \delta\left(x - \frac{1}{\omega}\right)$$

$$= \sum_i e_i^2 x q_i(x) \quad (1.22)$$

$$MW_1(Q^2, \nu) \longrightarrow F_1(x) = \frac{F_2}{2x} = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 q_i(x) \quad (1.23)$$

dove x è la variabile di Bjorken, $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$.

Questo è equivalente a dire che, per poter urtare un partone che trasporta una frazione dell'impulso x , il fotone scambiato deve "risuonare" con la stessa x . Le equazioni appena scritte verificano le proprietà di *scaling di Bjorken* e l'*equazione di Callan-Gross* evidenziando le caratteristiche di adimensionalità dei partoni e la loro natura di fermioni.

Se i partoni del nucleone trasportano un'uguale frazione di impulso, è possibile la loro identificazione con i quark di valenza del modello statico $SU(3)_f$. In queste condizioni la funzione F_2 risulta una delta di Dirac centrata in $x = 1/3$ (vedi fig.1.2). Se come suggerito dalla QCD, si introducono le interazioni tra quark (scambio di bosoni detti *gluoni*), questa funzione si allarga.

La QCD prevede il contributo del vertice $g \longrightarrow q\bar{q}$. In questo processo di conversione, all'interno del nucleone, viene prodotto un "mare" di quark-antiquark ($q\bar{q}$). La presenza di queste particelle influenza l'andamento delle funzioni di struttura per piccoli valori di x . Questa proprietà si manifesta nella fig.1.1 per $x \leq 0.02$ come violazione delle regole di scaling.

Esplicitando l'eq.(1.4) si ottiene per il protone:

$$F_2^p(x) = x \left\{ \frac{4}{9} [u^p(x) + \bar{u}^p] + \frac{1}{9} [d^p(x) + \bar{d}^p(x) + s^p(x) + \bar{s}^p(x)] \right\} \quad (1.24)$$

dove $u(x)$ è la PDF per il quark di sapore u etc, e si sono considerati solo i tre sapori di $SU(3)_f$. Per il neutrone si ottiene:

$$F_2^n(x) = x \left\{ \frac{4}{9} [u^n(x) + \bar{u}^n] + \frac{1}{9} [d^n(x) + \bar{d}^n(x) + s^n(x) + \bar{s}^n(x)] \right\} \quad (1.25)$$

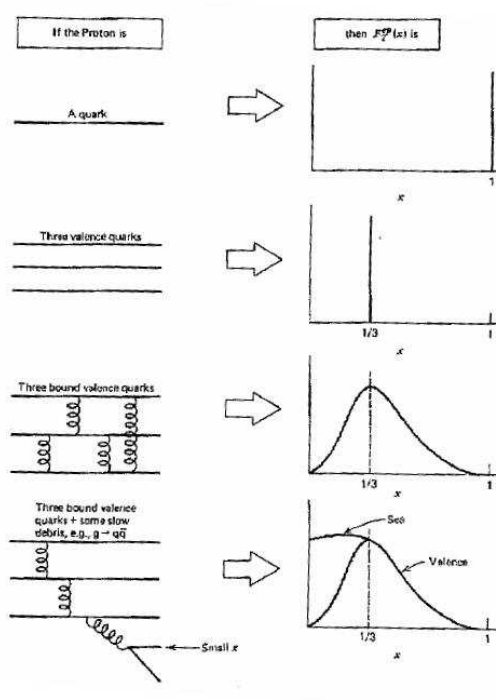


Figura 1.2: Funzione di distribuzione del quark di valenza u e del quark del mare u .

Data l'invarianza di isospin, la PDF del protone e del neutrone sono correlate e si ha:

$$u^p = d^n = u$$

$$d^p = u^n = d$$

$$s^p = s^n = s$$

per un totale di sei PDF. Altre relazioni tra le PDF si ottengono dai numeri quantici dei nucleoni.

Dal momento che sia il protone che il neutrone sono in un singoletto di stranezza, si ottiene che:

$$\int_0^1 dx \{[s(x) - \bar{s}(x)]\} = 0 \quad (1.26)$$

Allo stesso modo, dal valore della carica discendono:

$$\int_0^1 dx \left\{ \left\{ \frac{2}{3} [u(x) - \bar{u}(x)] - \frac{1}{3} [d(x) - \bar{d}(x)] \right\} \right\} = 1 \quad (1.27)$$

$$\int_0^1 dx \left\{ \frac{2}{3} [d(x) - \bar{d}(x)] - \frac{1}{3} [u(x) - \bar{u}(x)] \right\} = 0 \quad (1.28)$$

che sono equivalenti alle relazioni:

$$2 = \int_0^1 dx [u(x) - \bar{u}(x)] \quad (1.29)$$

$$1 = \int_0^1 dx [d(x) - \bar{d}(x)] \quad (1.30)$$

Le equazioni (1.26), (1.29) e (1.30) suscritte vengono definite come **regole di somma**.

Le regole di somma assumono un aspetto più semplice nel caso in cui si identifichino i costituenti elementari degli adroni con la loro componente di “valenza”. Se definiamo infatti le PDF dei “quark di valenza” come:

$$u_v = u - \bar{u} \quad (1.31)$$

$$d_v = d - \bar{d} \quad (1.32)$$

Le eq.1.27 e 1.28 diventano:

$$\int_0^1 u_v(x) dx = 2 \quad (1.33)$$

$$\int_0^1 d_v(x) dx = 1 \quad (1.34)$$

La frazione del momento del nucleone portata dai quark si trova integrando su x il contributo di ogni sapore:

$$\int_0^1 F_2^p(x) dx = \frac{4}{9}\varepsilon_u + \frac{1}{9}\varepsilon_d \quad (1.35)$$

$$\int_0^1 F_2^n(x) dx = \frac{1}{9}\varepsilon_u + \frac{4}{9}\varepsilon_d. \quad (1.36)$$

Dai valori misurati di F_2^p e F_2^n in funzione di x si possono stimare i primi momenti di F_2^p e F_2^n , quindi ottenere $\varepsilon_u = 0.36$ e $\varepsilon_d = 0.18$. Ne risulta quindi che $\varepsilon_g \sim 0.46$. Dalle misure eseguite, si trova quindi che i quark portano solo il 50% dell'impulso del nucleone. Questo significa che il 50 % del momento e della massa del nucleone è portata da una componente neutra, che non sente le interazioni elettromagnetica e debole. Questa componente è identificata con i *gluoni*, i quanti del campo nucleare forte.

Parametrizzando i dati a grande Q^2 su $F_2^{e,p}(x)$ e su $F_2^{e,n}(x)$ in termini di distribuzione di quark di valenza e del mare e combinando i dati, sono stati estratti singolarmente i contributi alle distribuzioni di quark totali del nucleone. Come si vede dalla fig.1.2 per grandi valori di x ($x > 0.5$), la distribuzione dei quark totali coincide con quella dei quark di valenza, mentre per piccoli x , coincide con la distribuzione dei quark del mare.

La violazione della legge di scaling è riconducibile, nell'ambito della QCD, al fatto che i quark possono emettere o assorbire gluoni e i gluoni, a loro volta, possono produrre coppie quark-antiquark o emettere altri gluoni. Ne risulta che, al variare del potere risolutivo del fotone scambiato, varia l'immagine del nucleone che riusciamo a studiare: a grandi Q^2 il nucleone rivela la sua struttura dinamica, formata da un mare di quark e antiquark continuamente formati e assorbiti mentre per piccoli valori di Q^2 si trova un'immagine statica del nucleone, formata da soli quark di valenza.

1.5 DIS con leptone e nucleone polarizzati longitudinalmente

Da quanto scritto finora abbiamo visto che lo scattering profondamente inelastico è uno strumento che permette di studiare la densità dei partoni con una certa frazione x di momento. Nel caso del leptone e del nucleone polarizzati, è possibile ottenere informazioni sulla polarizzazione dei partoni relativa a quella del nucleone, cioè sulla struttura dello spin del nucleone.

Nel caso di DIS polarizzato, gli spin del leptone e del nucleone iniziali sono orientati lungo una precisa direzione. La notazione delle variabili cinematiche è la stessa di quella usata finora, ma è necessario introdurre due altre quantità: lo spin del leptone nello stato iniziale, s , e lo spin del nucleone S .

Se consideriamo la sezione d'urto di questo processo sommata su tutte le possibili configurazioni di spin del nucleone nello stato finale, otteniamo la sezione d'urto del caso non polarizzato, eq.(1.8), ed i fattori di forma adimensionali F_1 e F_2 non dipendenti dallo spin. Se, invece, consideriamo la differenza tra le sezioni d'urto relative ad orientazioni di spin opposte del nucleone iniziale, otteniamo un'espressione che dipende direttamente dalle polarizzazioni iniziali del leptone e del nucleone:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, -S; k') = \quad (1.37)$$

$$\frac{8m\alpha^2 E'}{q^4 E} \left\{ [(q \cdot S)(q \cdot s)] + Q^2 [(s \cdot S)] M G_1 + Q^2 [(s \cdot S)(P \cdot q) - (q \cdot S)(P \cdot s)] \frac{G_2}{M} \right\},$$

dove i termini G_1 e G_2 sono le funzioni di struttura polarizzate. Come W_1 e W_2 , anche le funzioni di struttura polarizzate, G_1 e G_2 , soddisfano l'invarianza di scala nel limite di Bjorken ed è possibile definire due funzioni di struttura adimensionali g_1 e g_2 che dipendono solo da x :

$$\begin{aligned} \frac{(P \cdot q)^2}{\nu} G_1(P \cdot q, Q^2) &\longrightarrow g_1(x) \\ \nu (P \cdot q) G_2(P \cdot q, Q^2) &\longrightarrow g_2(x). \end{aligned} \quad (1.38)$$

Consideriamo il caso di leptoni polarizzati longitudinalmente rispetto alla direzione del moto (\implies), e nucleoni a riposo con spin S parallelo (\longrightarrow) o antiparallelo (\longleftarrow) alla direzione del leptone incidente. In questo caso i tetravettori s e S divengono:

$$s_{\rightarrow}^{\mu} = s_{\leftarrow}^{\mu} = \frac{1}{m} \left(|\vec{k}|, \hat{k}E \right) \quad \hat{k} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}$$

$$S^{\mu} = \left(0, \pm \vec{k} \right)$$

e la differenza delle sezioni d'urto dell'eq.1.37 diventa:

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\downarrow\uparrow}}{d\Omega dE'} = -\frac{4\alpha^2 E'}{Q^2 E} \left[(E + E' \cos \theta) M G_1 - Q^2 G_2 \right]. \quad (1.39)$$

Gli effetti sulle osservabili, dovuti allo spin, sono piccoli, ma possono essere determinati dalla misura della differenza tra sezioni d'urto. L'asimmetria che si misura è:

$$A_{\parallel} = \frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow} - d\sigma^{\downarrow\uparrow}}{d\sigma^{\uparrow\uparrow} + d\sigma^{\downarrow\uparrow}}, \quad (1.40)$$

dove $d\sigma = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}$ e il denominatore è due volte la sezione d'urto non polarizzata.

L'asimmetria A_{\parallel} può essere legata ad altre due asimmetrie A_1 e A_2 , che sono le asimmetrie del processo di assorbimento del fotone virtuale:

$$A_{\parallel} = D \cdot (A_1 + \eta A_2) \quad (1.41)$$

dove

$$A_1 = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1}$$

e

$$A_2 = \gamma \frac{g_1 + g_2}{F_1}.$$

con D , η e γ sono termini cinematici. $D = \frac{E - \epsilon E'}{E(1 + \epsilon R)}$, $\eta = \frac{\epsilon \sqrt{Q^2}}{E - \epsilon E'}$ dove ϵ e R sono: $\frac{1}{\epsilon} = 1 + 2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \tan^2 \frac{\theta}{2}$ e $R = \frac{F_2}{2xF_1} \left(1 + \frac{4M^2 x^2}{Q^2} \right) - 1$. D è il fattore

di depolarizzazione del fotone virtuale e tiene conto del fatto che solo parte della polarizzazione del leptone è trasferita al nucleone. $\gamma = \frac{2Mx}{Q}$.

Poiché il fattore η è piccolo, è lecito trascurare il termine $D\eta A_2$ nella (1.41). Anche $\gamma^2 g_2$ può essere trascurato, ottenendo la seguente relazione tra l'asimmetria misurata e la funzione di struttura g_1 :

$$g_1(x) = \frac{F_1(x) A_{\parallel}}{(1 + R(x)) D}, \quad (1.42)$$

dove F_1 è la funzione di struttura nel caso non polarizzato.

1.6 Modello a partoni nel caso polarizzato

Nella descrizione dell'urto profondamente anelastico polarizzato tramite il modello a partoni identificati con i quark, è possibile ottenere anche per g_1 una scomposizione in termini di contributi dei singoli sapori.

Introducendo la densità di probabilità dei quark con spin parallelo a quello del nucleone ($s = S$) o antiparallelo ($s = -S$):

$$q(x, S; S) \quad q(x, -S; S) \quad (1.43)$$

e definendo la loro differenza, Δq :

$$\Delta q(x, S) = q(x, S; S) - q(x, -S; S), \quad (1.44)$$

si ottiene:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e^2 \Delta q(x, S). \quad (1.45)$$

in questo modello si ottiene inoltre:

$$g_2(x) = 0. \quad (1.46)$$

e l'asimmetria A_{\parallel} diventa:

$$A_{\parallel}(x, Q^2) = \frac{\sum_q e_q^2 [\Delta q(x, Q^2) + \Delta \bar{q}(x, Q^2)]}{\sum_q e_q^2 [q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)]} [1 + R(x, Q^2)]. \quad (1.47)$$

Intuitivamente, il fatto che la differenza delle sezioni d'urto sia legata alla PDF di elicità, può essere capita con considerazioni di conservazione del momento angolare: il fotone di elicità 1 può infatti essere assorbito solo da un quark con elicità $-\frac{1}{2}$ (per avere nello stato finale un quark con elicità $\frac{1}{2}$) e non da un quark con elicità $+\frac{1}{2}$.

Dalla (1.45) è possibile ricavare alcune regole di somma. Per il protone, trascurando il contributo dei quark pesanti, si ha:

$$g_1^p(x) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{4}{9} [\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)] + \frac{1}{9} [\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x)] + \frac{1}{9} [\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)] \right\}. \quad (1.48)$$

Introducendo la notazione diffusa in letteratura:

$$\Delta q \equiv \int_0^1 (\Delta q(x) + \Delta \bar{q}(x)) dx, \quad (1.49)$$

si ottiene che il primo momento della funzione g_1 , $\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx$, per il protone è dato da:

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{12} \underbrace{(\Delta u - \Delta d)}_{a_3} + \frac{1}{36} \underbrace{(\Delta u + \Delta d - 2\Delta s)}_{\sqrt{3}a_8} + \frac{1}{9} \underbrace{(\Delta u + \Delta d + \Delta s)}_{a_0}. \quad (1.50)$$

dove la scomposizione serve a mettere in evidenza la relazione tra Γ_1 e le cariche assiali a_3 , a_8 e a_0 , che, in generale, sono date dai valori di aspettazione del vettore assiale di corrente dei quark $A_k^\mu = \bar{\psi} \frac{\lambda_k}{2} \gamma_5 \gamma_{mu} \psi$. Le quantità λ_k sono i generatori del gruppo SU(3)- flavour ($SU(3)_f$). Per la simmetria di isospin, si ottiene la stessa formula per il neutrone (con la sostituzione $u \leftrightarrow d$), con il coefficiente a_3 cambiato di segno:

$$\Gamma_1^{p,n} = \frac{1}{12} \left\{ \pm a_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} a_8 + \frac{4}{3} a_0 \right\}. \quad (1.51)$$

I coefficienti a_3 e a_8 possono essere ottenuti dal decadimento debole degli iperoni dell'ottetto barionico di spin 1/2, e i loro valori sono misurati sperimentalmente [25, 26]. La misura di Γ_1 , permette di ottenere a_0 cioè il contributo dei quark allo spin dei nucleoni $\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s$.

Inoltre dall'espressione (1.51), otteniamo la *regola di somma di Bjorken*:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6}a_3; \quad (1.52)$$

poichè si conosce il valore di a_3 , la misura di Γ_1^n e di Γ_1^p permette di verificare questa regola. La regola di somma di Bjorken può essere ricavata anche prescindendo dal modello a partoni dei nucleoni ed è considerata fondamentale in QCD; la sua eventuale falsificazione avrebbe messo in crisi l'intero modello accreditato dell'interazione forte.

Ellis e Jaffe ipotizzarono che i quark s non fossero polarizzati. In questo caso dalla (1.50) si ottiene $a_0 = \sqrt{3}a_8$ e quindi

$$\Gamma_1^{p,n} = \frac{1}{12}a_3 \left\{ \pm 1 + \frac{5}{\sqrt{3}} \cdot \frac{a_8}{a_3} \right\}. \quad (1.53)$$

nota come la *regola di somma di Ellis-Jaffe* che fornisce regole separate per p ed n . L'esperimento EMC [11] misurò Γ_1^p e trovò, con grande sorpresa, una violazione alla regola di somma di Ellis-Jaffe. L'ipotesi $\Delta s = 0$ non era quindi accettabile. Non solo, ma usando il valore noto di a_3 e a_8 , usarono il valore misurato di Γ_1^p per estrarre a_0 ottenendo $a_0 = \Delta\Sigma = 0.17 \pm 0.09 \pm 0.14$ e $\Delta s = -0.19 \pm 0.03 \pm 0.04$. risultato stupefacente, che segnò l'inizio della "*crisi dello spin*"; i quark che ci si aspettava contribuissero allo spin del nucleone con $\Delta\Sigma = 0.6$ (1 se non si tiene conto delle correzioni relativistiche) in accordo con il modello partonico, contribuiscono in misura molto minore. Inoltre, il quark s , quark del mare, è polarizzato.

Questi risultati vennero poi confermati dall'esperimento SMC al CERN [6, 7] e da esperimenti a SLAC [8] e a DESY [9].

Lavori teorici successivi, in cui si tiene conto del contributo dei gluoni, hanno dimostrato che la "*crisi dello spin*" si può risolvere, cioè si può riottenere accordo con il modello a partoni se ΔG , la polarizzazione dei gluoni, è sufficientemente grande e positiva (ad esempio $\simeq 2$) [10].

Se si considera la possibilità che i gluoni siano polarizzati e che quindi, ci sia un *contributo anomalo dei gluoni* allo spin del nucleone, l'interpretazione di questo risultato sperimentale cambia. Infatti l'anomalia ΔG (definita come

il primo momento della distribuzione di polarizzazione del gluone: $\Delta G = \int_0^1 (n_g(x, S; S) - n_g(x, -S; S)) dx$ cambia il collegamento tra a_0 e $\Delta\Sigma$:

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma - 3 \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta G(Q^2). \quad (1.54)$$

Questa relazione implica che il piccolo valore di a_0 può essere dovuto alla cancellazione tra $\Delta\sigma$ e il secondo termine, dipendente da Q^2 , risolvendo così la crisi dello spin. La misura di ΔG permetterà quindi di verificare questa teoria.

È evidente a questo punto l'importanza della misura diretta di ΔG da un lato e della separazione in sapori di g_1 , per determinare le PDF dei quark di diverso sapore e in particolare del quark s .

1.7 Semi-Inclusivo DIS ed asimmetrie sperimentali

La scomposizione dello spin del nucleone in componenti di “valenza” e di “mare” e la determinazione delle funzioni di distribuzione dello spin per differenti sapori per i quark di valenza e per quelli del mare possono essere ottenute con misure di deep inelastic scattering semi-inclusivo di leptoni polarizzati su bersagli polarizzati di protoni e di deuteroni. Le prime misure delle asimmetrie adroniche del SIDIS (Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering) sono state fornite da EMC (European Muon Collaboration)[11] e SMC (Spin Muon Collaboration) ha recentemente presentato la prima funzione di distribuzione di valenza, $\Delta u_v, \Delta d_v$ e dei quark del mare non strani, $\Delta\bar{q}$ [12]. Queste misure sono limitate dalla statistica così come dall'accettanza angolare degli spettrometri rispettivamente di EMC e di SMC per gli adroni e per la mancanza dell'identificazione delle particelle. Più recentemente l'esperimento HERMES [13] ha pubblicato risultati piuttosto precisi per le PDF. Si tratta comunque di misure in un range cinematico diverso, che non raggiunge i piccoli valori di x necessari ad ottenere Δq . Quello che si propone COMPASS è di prendere in parallelo con le misure di ΔG un grande campione di eventi di DIS con l'identificazione degli adroni finali, per estendere le misure a x molto piccoli.

Per queste misure, l'energia dei muoni di $100 \div 200$ GeV, è importante al fine di separare chiaramente il jet di corrente ed i prodotti della frammentazione del bersaglio. Inoltre l'identificazione delle particelle, necessaria per la separazione in sapore dei quark di valenza e quelli del mare, è più semplice se le particelle hanno un momento maggiore di 5 GeV/c.

La misura e l'identificazione dello stato finale degli adroni nell'intervallo completo del momento permettono uno studio dettagliato della frazione dello spin del nucleone portato dai quark di valenza e dai quark del mare. Nella regione della frammentazione del quark di corrente la sezione d'urto del semi-inclusivo può essere scritta come dal prodotto della PDF del quark, dipendente da x e dalla funzione di frammentazione del quark, $D_q^h(z, Q^2)$, che rappresenta la probabilità che un quark q si scomponga in un adrone h dipendente da z , il rapporto tra l'energia dell'adrone e l'energia disponibile ν .

In particolare dettagliate informazioni possono essere ottenute dal semi-inclusivo deep inelastic scattering polarizzato

$$\vec{\mu} + \vec{N} \longrightarrow \mu + X + h \quad (1.55)$$

dove oltre ai leptoni vengono rivelati anche gli adroni (h).

Le asimmetrie di spin della sezione d'urto di DIS con produzione di adroni h definite come:

$$A_1^h = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow}^h - \sigma_{\uparrow\uparrow}^h}{\sigma_{\uparrow\downarrow}^h + \sigma_{\uparrow\uparrow}^h} \quad (1.56)$$

dove gli indici $\uparrow\downarrow(\uparrow\uparrow)$ si riferiscono alla relativa orientazione degli spin del nucleo (protone o deuterio) e del fotone. La sezione d'urto, σ^h , si riferisce al numero di adroni h prodotti, cioè tutti gli adroni h rivelati in un singolo evento vengono contati.

L'asimmetria sperimentale A^{exp} è legata nelle sezioni d'urto da:

$$A_1 = \frac{1}{P_B P_T D f} A^{exp} \quad (1.57)$$

D è il fattore di depolarizzazione, P_B e P_T sono rispettivamente la polarizzazione del fascio e del bersaglio già introdotto. Il fattore di diluizione f è dovuto alla presenza di nuclei non polarizzati che si sommano ai protoni e

deuteri nel bersaglio e può essere espresso in termini dei numeri n_A dei nuclei con numero di massa A e alle corrispondenti sezioni d'urto totali indipendenti dallo spin σ_A^{tot} . Il fattore di diluizione, f , è definito come:

$$f = \frac{\sigma_{p,d}^{1\gamma} n_{p,d} \sigma_{p,d}^{tot}}{\sigma_{p,d}^{tot} \sum_A n_A \sigma_A^{tot}} \quad (1.58)$$

dove p,d sta per protone e deuterio rispettivamente. Rispetto al caso del DIS inclusivo polarizzato, nel caso in cui si consideri la produzione di adroni nell'espressione dell'asimmetria nel modello partonico, compaiono anche le funzioni di frammentazione, $D_q^h(z, Q^2)$. Dato che i processi di frammentazione conservano la parità e la polarizzazione degli adroni non è osservata, le funzioni di frammentazione non dipendono dall'elicità ($D_{q\uparrow} = D_{q\downarrow}$) e nel modello partonico, l'asimmetria è data da:

$$A_1^h(x, Q^2) = \frac{\sum_q e_q^2 [\Delta q(x, Q^2) D_q^h(z, Q^2) + \Delta \bar{q} D_{\bar{q}}^h(z, Q^2)]}{\sum_q e_q^2 [q(x, Q^2) D_q^h(z, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2) D_{\bar{q}}^h(z, Q^2)]} [1 + R(x, Q^2)], \quad (1.59)$$

In generale $D_q^h \neq D_{\bar{q}}^h$ cosicché la misura di asimmetrie seminclusive permette una separazione di Δq e $\Delta \bar{q}$, mentre solo la somma, $\Delta q + \Delta \bar{q}$, può essere determinata dalle asimmetrie inclusive.

Introducendo le distribuzioni dei quark di valenza polarizzati sono definiti come [14]:

$$\Delta u_v(x) = \Delta u(x) - \Delta \bar{u}(x) \quad (1.60)$$

$$\Delta d_v(x) = \Delta d(x) - \Delta \bar{d}(x) \quad (1.61)$$

e assumendo per le funzioni di frammentazione

$$D_1 = D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-} = D_{\bar{u}}^{\pi^-} = D_{\bar{d}}^{\pi^+} = D_s^{K^+} = D_{\bar{s}}^{K^-}$$

$$D_2 = D_u^{\pi^-} = D_d^{\pi^+} = D_{\bar{u}}^{\pi^+} = D_{\bar{d}}^{\pi^-} = D_s^{\pi^+} = D_{\bar{s}}^{\pi^-} = D_s^{\pi^-} = D_{\bar{s}}^{\pi^+}$$

$$D_3 = D_u^{K^+} = D_{\bar{u}}^{K^-}$$

$$D_4 = D_{\bar{u}}^{K^+} = D_d^{K^+} = D_u^{K^-} = D_{\bar{d}}^{K^-} = D_d^{K^-} = D_s^{K^+} = D_{\bar{s}}^{K^-}$$

si possono scrivere le espressioni per le asimmetrie di produzione di diversi adroni (π^\pm, K^\pm) su bersagli di protoni in funzione delle densità partoniche e delle funzioni di frammentazione al modo seguente:

$$A_p^{\pi^+} = \frac{4D_1\Delta u_v + D_2\Delta d_v + 4(D_1 + D_2)\Delta\bar{u} + (D_1 + D_2)\Delta\bar{d} + 2D_2\Delta\bar{s}}{4D_1u_v + D_2d_v + 4(D_1 + D_2)\bar{u} + (D_1 + D_2)\bar{d} + 2D_2\bar{s}} \quad (1.62)$$

$$A_p^{\pi^-} = \frac{4D_2\Delta u_v + D_1\Delta d_v + 4(D_1 + D_2)\Delta\bar{u} + (D_1 + D_2)\Delta\bar{d} + 2D_2\Delta\bar{s}}{4D_2u_v + D_1d_v + 4(D_1 + D_2)\bar{u} + (D_1 + D_2)\bar{d} + 2D_2\bar{s}} \quad (1.63)$$

$$A_p^{K^+} = \frac{4D_3\Delta u_v + D_4\Delta d_v + 4(D_3 + D_4)\Delta\bar{u} + 2D_4\Delta\bar{d} + (D_1 + D_4)\Delta\bar{s}}{4D_3u_v + D_4d_v + 4(D_3 + D_4)\bar{u} + 2D_4\bar{d} + (D_1 + D_4)\bar{s}} \quad (1.64)$$

$$A_p^{K^-} = \frac{4D_4\Delta u_v + D_4\Delta d_v + 4(D_3 + D_4)\Delta\bar{u} + 2D_4\Delta\bar{d} + (D_1 + D_4)\Delta\bar{s}}{4D_4u_v + D_4d_v + 4(D_3 + D_4)\bar{u} + 2D_4\bar{d} + (D_1 + D_4)\bar{s}} \quad (1.65)$$

dove u_v e d_v denota la distribuzione dei quark di valenza. Le corrispondenti formule per il deuterone sono:

$$A_d^{\pi^+} = \frac{(4D_1 + D_2)(\Delta u_v + \Delta d_v) + 5(D_1 + D_2)(\Delta\bar{u} + \Delta\bar{d}) + 4D_2\Delta\bar{s}}{(4D_1 + D_2)(u_v + d_v) + 5(D_1 + D_2)(\bar{u} + \bar{d}) + 4D_2\bar{s}} \quad (1.66)$$

$$A_d^{\pi^-} = \frac{(D_1 + 4D_2)(\Delta u_v + \Delta d_v) + 5(D_1 + D_2)(\Delta\bar{u} + \Delta\bar{d}) + 4D_2\Delta\bar{s}}{(D_1 + 4D_2)(u_v + d_v) + 5(D_1 + D_2)(\bar{u} + \bar{d}) + 4D_2\bar{s}} \quad (1.67)$$

$$A_d^{K^+} = \frac{(4D_3 + D_4)(\Delta u_v + \Delta d_v) + 2(2D_3 + 3D_4)(\Delta\bar{u} + \Delta\bar{d}) + 2(D_1 + D_4)\Delta\bar{s}}{(4D_3 + D_4)(u_v + d_v) + 2(2D_3 + 3D_4)(\bar{u} + \bar{d}) + 2(D_1 + D_4)\bar{s}} \quad (1.68)$$

$$A_d^{K^-} = \frac{5D_4 (\Delta u_v + \Delta d_v) + 2(2D_3 + 3D_4) (\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}) + 2(D_1 + D_4) \Delta \bar{s}}{5D_4 (u_v + d_v) + 2(2D_3 + 3D_4) (\bar{u} + \bar{d}) + 2(D_1 + D_4) \bar{s}} \quad (1.69)$$

Si può verificare, inoltre, che le asimmetrie per le differenze delle sezioni d'urto per adroni positivi e negativi, non dipendono dalle funzioni di frammentazione e sono date da:

$$A_p^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{4\Delta u_v - \Delta d_v}{4u_v - d_v} \quad (1.70)$$

$$A_p^{K^+ - K^-} = \frac{\Delta u_v}{u_v} \quad (1.71)$$

$$A_d^{\pi^+ - \pi^-} = \frac{\Delta u_v + \Delta d_v}{u_v + d_v} \quad (1.72)$$

$$A_d^{K^+ - K^-} = A_d^{\pi^+ \pi^-} \quad (1.73)$$

Combinando tutte le misure, è quindi possibile estrarre le PDF polarizzate per i singoli sapori e misurarne i momenti. Questo è quanto si prefigge COMPASS, ampliando la scala in x ed eseguendo la misura in un regime cinematico diverso da quello della recente misura di HERMES [13].

Per aver un'idea di quanto ci si può aspettare su COMPASS possiamo considerare le misure eseguite da SMC [6, 7]. Non essendo possibile distinguere pioni da kaoni e da protoni (l'esperimento SMC non disponeva di contatori Cerenkov, il suo obiettivo era la misura del DIS inclusivo), nell'esperimento SMC [22] sono state misurate le asimmetrie semi-inclusive $A_{1p,d}^{+,-}$ per adroni positivi e negativi da deuterio e protoni (vedi fig.1.3).

Tali asimmetrie possono essere espresse come:

$$A_1^{+(-)}(x, Q^2) = \frac{\sum_{q,h} e_q^2 [\Delta q(x, Q^2) D_q^h(Q^2) + \Delta \bar{q} D_{\bar{q}}^h(Q^2)]}{\sum_{q,h} e_q^2 [q(x, Q^2) D_q^h(Q^2) + \bar{q}(x, Q^2) D_{\bar{q}}^h(Q^2)]} [1 + R(x, Q^2)], \quad (1.74)$$

dove la somma è eseguita per π^+ , K^+ e p per adroni positivi e sopra π^- , K^- e \bar{p} per adroni negativi. Si assume che R abbia lo stesso valore sia per adroni positivi che negativi e si usa R come nel caso inclusivo succitato.

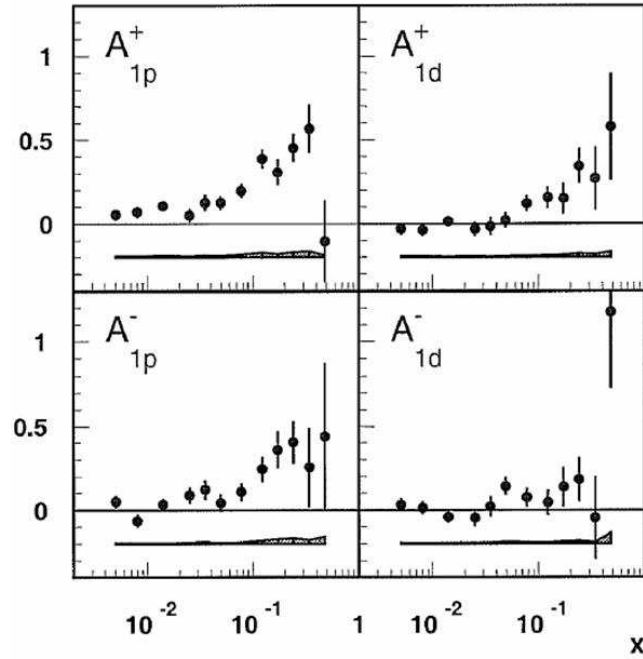


Figura 1.3: Asimmetrie di spin per processi semi-inclusivi per deuterio e protone come una funzione di x per adroni positivi e negativi.

Per $x < 0.12$ è stata usata una parametrizzazione di R misurata da NMC (New Muon Collaboration)[23] e per $x > 0.12$ una parametrizzazione utilizzata da SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) [24]. In un intervallo di Q^2 di 10 GeV^2 il rapporto R varia da 0.15 per $x = 0.005$ a 0.07 per $x = 0.5$.

Dai dati sul protone e sul deuterio è stato possibile separare i contributi dello spin dal quark u e dal quark d . La sezione d'urto dipendente dallo spin del deuterio è considerata essere una somma delle sezioni d'urto del protone e del neutrone, a meno di una piccola correzione per tener conto dello stato D del deuterio (probabilità $\omega_D = 0.05 \pm 0.01$). Viene usato sempre lo stesso valore per R .

Al fine di ridurre il numero dei parametri sconosciuti, si assume un "mare" simmetrico $SU(3)_f$ che denotiamo con $\Delta\bar{q}(x)$:

$$\Delta\bar{q}(x) = \Delta\bar{u}(x) = \Delta\bar{d}(x) = \Delta s(x) = \Delta\bar{s}(x) \quad (1.75)$$

per cui le quantità incognite nelle eq.1.74, sono tre: Δu_v , Δd_v e $\Delta\bar{q}$.

Le sei asimmetrie misurate (le due asimmetrie semi-inclusive 1.74 su protoni, le due asimmetrie semi-inclusive 1.74 su deutoni, e le due asimmetrie inclusive su protoni e deutoni) sono combinazioni lineari di 3 quantità sconosciute: Δu_v , Δd_v e $\Delta\bar{q}$. Le sei equazioni per le asimmetrie possono essere scritte in forma matriciale e cioè:

$$\vec{A} = B\Delta\vec{q} \quad (1.76)$$

dove $\vec{A} = (A_{1p}, A_{1p}^+, A_{1p}^-, A_{1d}, A_{1d}^+, A_{1d}^-)$ e $\Delta\vec{q} = (\Delta u_v, \Delta d_v, \Delta\bar{q})$. Gli elementi della matrice B sono determinati dalle eq. (1.47) e (1.74). Esse dipendono dalle distribuzioni dei quark non polarizzati q , dalle funzioni di frammentazione D_q^h , dal rapporto R e da ω_D .

Al fine di determinare le distribuzioni dei quark polarizzati al primo ordine Δu_v , Δd_v e $\Delta\bar{q}$ si risolve l'eq.(1.76) per ogni valore di x indipendentemente minimizzando la quantità:

$$\chi^2 = \left(\vec{A} - B\Delta\vec{q}\right)^T (V)^{-1} \left(\vec{A} - B\Delta\vec{q}\right) \quad (1.77)$$

dove V è la matrice di covarianza delle asimmetrie (vedi fig.1.4)

Si osserva che $\Delta u_v(x)$ è positiva mentre $\Delta d_v(x)$ è negativa. La distribuzione del “mare” di quark polarizzati $\Delta\bar{q}(x)$ è compatibile con zero su tutto l'intervallo di x .

Il fatto di non disporre di un'identificazione delle particelle, è stato per SMC un grosso svantaggio. Come fatto anche in HERMES, grazie al rivelatore RICH, su COMPASS, sarà possibile estrarre i contributi dei quark dai diversi sapori. Per avere un'idea della qualità dei dati che ci aspettiamo in COMPASS, nella figg.1.5 e 1.6 riportiamo i più recenti risultati dell'esperimento HERMES [13].

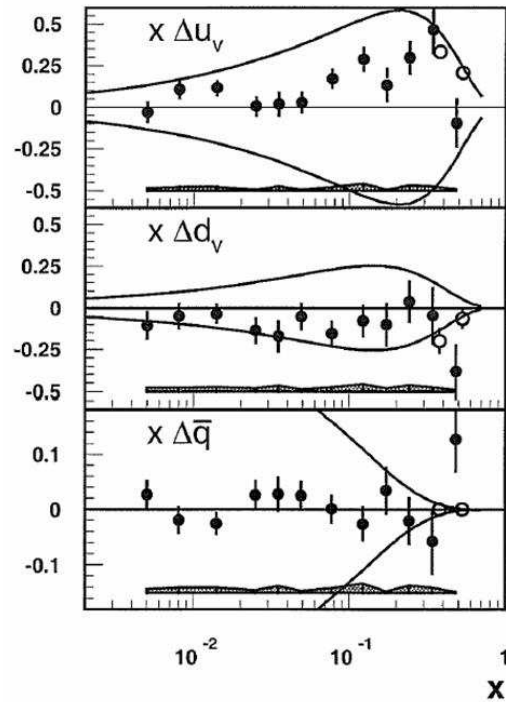


Figura 1.4: Le distribuzioni dei quark polarizzati $x\Delta u_v(x)$, $x\Delta d_v(x)$ e $x\Delta\bar{q}(x)$ ottenute con l'assunzione che $x\Delta\bar{u}(x) = x\Delta\bar{d}(x)$. I cerchi aperti sono ottenuti quando la polarizzazione del mare è messa a zero mentre i cerchi pieni sono ottenuti senza la suddetta assunzione. Le barre di errore sono per errori statistici e le zone tratteggiate rappresentano l'errore sistematico. Le curve corrispondono al limite superiore ed inferiore $\pm xq(x)$ dalle distribuzioni dei quark non polarizzati valutati a $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. Nell'ultimo grafico le curve sono $\pm x \frac{(\bar{u}(x) + \bar{d}(x))}{2}$.

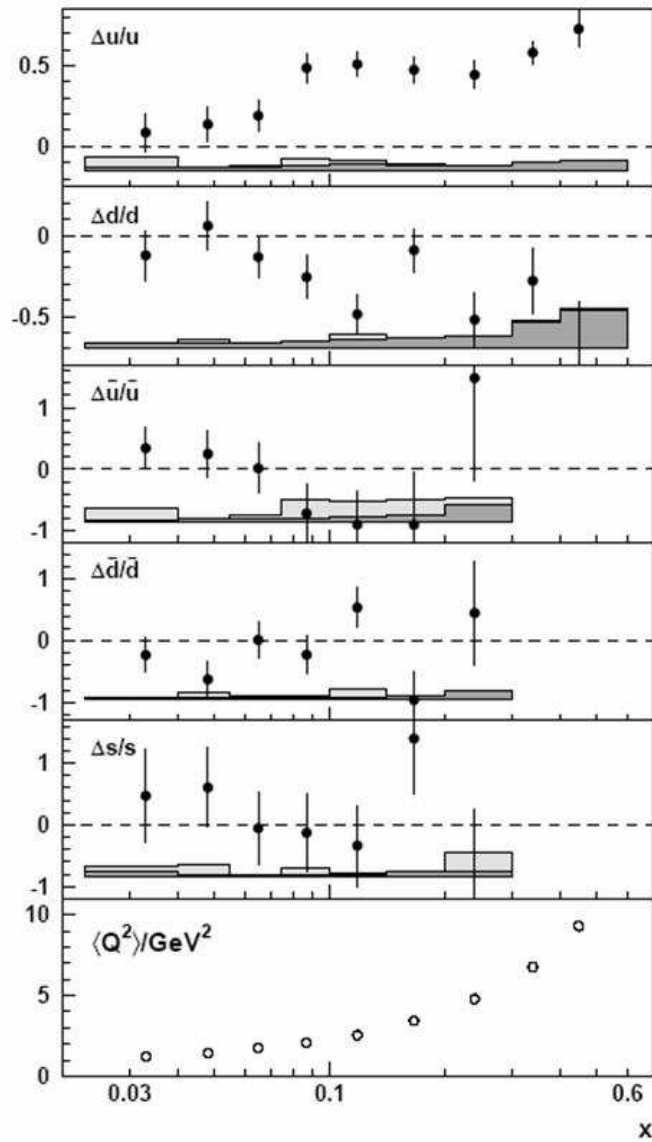


Figura 1.5: La polarizzazione dei quark in un fit di 5 parametri per 9 bin di x . Le polarizzazioni mostrate come una funzione di x sono calcolate da asimmetrie inclusive e semi-inclusive di HERMES. Le barre di errore sono determinate da incertezze statistiche. La banda rappresenta l'errore sistematico totale, dove l'area grigetta è dovuta all'incertezza sul modello di frammentazione e l'area in grigio scuro è data dal contributo delle asimmetrie di Born.

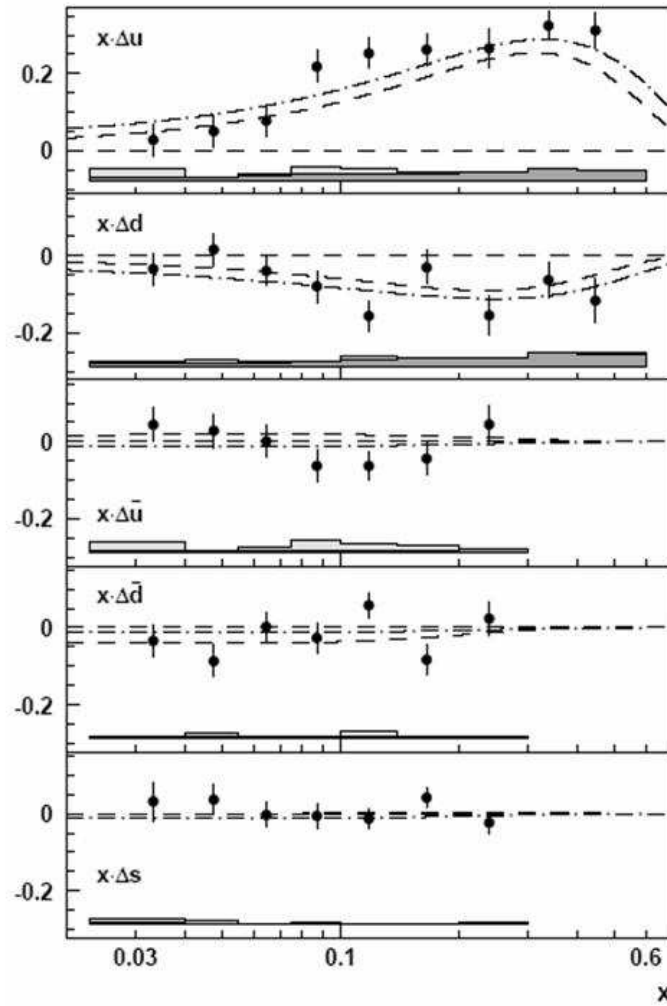


Figura 1.6: Le distribuzioni dell'elicit  dei quark $x\Delta q(x, Q_0^2)$ valutata al valore comune di $Q_0^2 = 2.5\text{GeV}^2$ come una funzione di x . La linea tratteggiata   la parametrizzazione al leading order di GRSV2000 scalata con $1/(1+R)$ e la linea punto-linea   la parametrizzazione di BB.

1.8 Separazione in massa delle particelle

Nell'esperimento COMPASS l'identificazione degli adroni viene effettuata con un RICH, che verrà descritto nel capitolo 3.

Un'idea globale delle prestazioni di tale strumento può essere fornita dalla fig.1.7 che riporta la distribuzione in massa degli adroni di un campione di eventi in DIS. L'identificazione dei mesoni K , in particolare è molto netta, e tali particelle risultano costituire circa il 20% di tutti gli adroni prodotti, da cui l'importanza della loro identificazione.

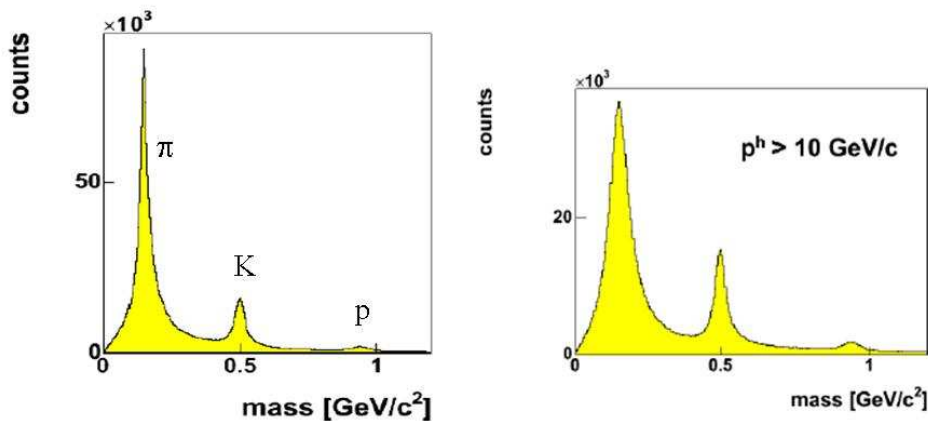


Figura 1.7: Distribuzione della massa degli adroni prodotti negli eventi di tipo DIS. La massa è ricostruita utilizzando i dati del RICH. In questi plots non sono stati applicati tagli di nessun tipo.

L'abbondanza relativa dei vari adroni dipende leggermente dalla regione cinematica in cui sono prodotti. Ciò risulta chiaro dalla figura 1.8, dove la percentuale di adroni riconosciuti per eventi DIS è riportata, per π , K e p , in funzione di x - Bjorken.

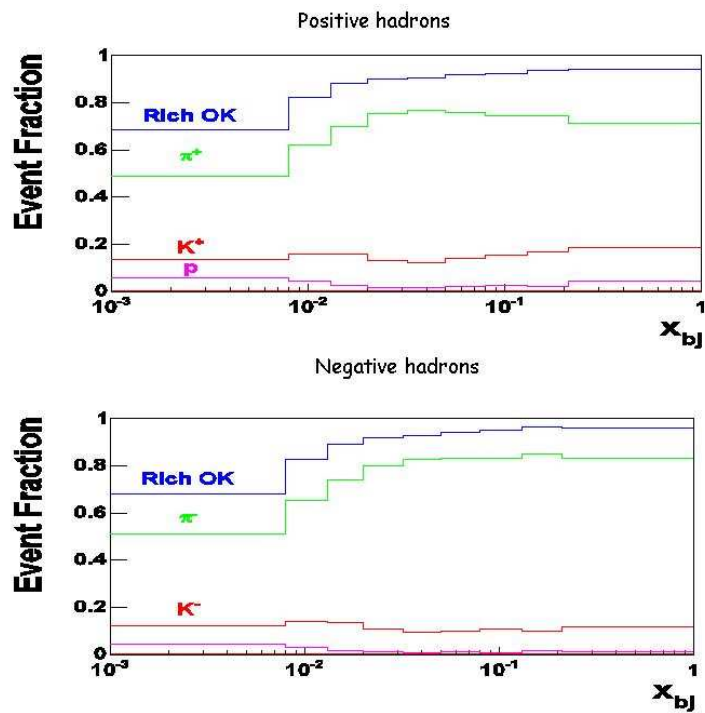


Figura 1.8: Frazioni di eventi riconosciuti dal RICH.

Sempre nella figura 1.8 è evidente che la percentuale di eventi in cui l'adrone è identificato dipende pure dalla regione cinematica. Ciò è dovuto alla presenza di segnali di fondo nel RICH, particolarmente importanti a piccolo x . Nel capitolo 3 vedremo come la riduzione di tale fondo sia un obiettivo principale del lavoro di miglioramento del RICH descritto in questa tesi.

1.9 Misura di $\frac{\Delta G}{G}$

Come sottolineato in sez.1.5, la misura diretta di ΔG è un punto cruciale per risolvere la “crisi dello spin”.

La via scelta da COMPASS per misurare ΔG si basa sulla misura dell’asimmetria di spin longitudinale in urti leptone-nucleone con produzione semi-inclusiva di adroni charmati.

Le reazioni di interesse per la misura sono quelle in cui sono prodotti adroni charmati. In termini di quark, si cercano le reazioni del tipo:

$$\mu N \rightarrow c\bar{c}X. \quad (1.78)$$

Nella produzione di quark pesanti, il processo dominante è la fusione fotone-gluone (PGF, *Photon Gluon Fusion*), illustrata nel diagramma 1.9.

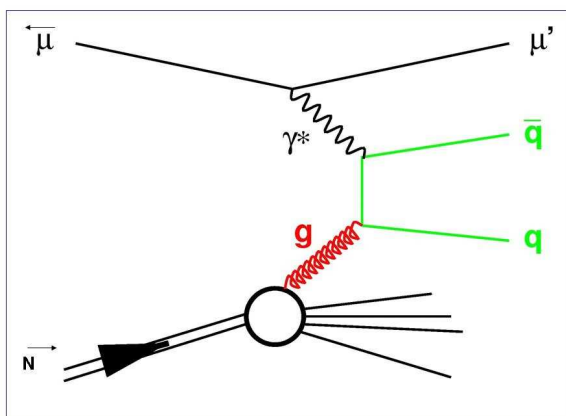


Figura 1.9: Photon gluon fusion. Il RICH gioca un ruolo fondamentale nella rivelazione di particelle charmate.

La sezione d’urto della reazione (eq.1.78) può essere scomposta in due fattori: la probabilità di emissione di un fotone dal muone e la sezione d’urto di interazione fotone-nucleone:

$$\frac{d^2\sigma^{\mu N \rightarrow c\bar{c}X}}{dQ^2 d\nu} = \Gamma(E; Q^2, \nu) \sigma^{\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}X}(Q^2, \nu). \quad (1.79)$$

Il termine di probabilità di emissione è dato da:

$$\Gamma(E; Q^2, \nu) = \frac{\alpha_e}{2\pi} \frac{2(1-y) + y^2 + Q^2/2E^2}{Q^2(Q^2 + \nu^2)^{1/2}}, \quad (1.80)$$

dove $y = \nu/E$; i valori di $\sigma^{\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}X}(Q^2, \nu)$ sono invece noti da risultati di precedenti esperimenti.

La quantità che viene misurata direttamente in COMPASS è l'asimmetria di spin per produzione di charm, A^{exp} :

$$A^{exp} = \frac{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} - N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} + N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}, \quad (1.81)$$

dove i termini $N_{c\bar{c}}$ indicano il numero di eventi con charm prodotti in due diverse configurazioni di spin: l'indice $\uparrow\downarrow$ si riferisce all'orientazione antiparallela degli spin del muone e dei nucleoni del bersaglio, mentre l'indice $\uparrow\uparrow$ si riferisce all'orientazione parallela.

L'asimmetria $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$ dipende dalla sezione d'urto di produzione di charm, e può essere espressa tramite una convoluzione della sezione d'urto elementare fotone-gluone con le distribuzioni dei gluoni, ΔG e G :

$$A_{\gamma N}^{c\bar{c}}(E, y) = \frac{\Delta\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}}{\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}} = \frac{\int_{4m_c^2}^{2M_N E_y} \Delta\sigma(\hat{s}) \Delta G(\eta, \hat{s}) d\hat{s}}{\int_{4m_c^2}^{2M_N E_y} \sigma(\hat{s}) G(\eta, \hat{s}) d\hat{s}}, \quad (1.82)$$

dove η è la frazione di momento portata dal gluone, e $\hat{s} = (q+k)^2$ è la massa invariante del sistema fotone-gluone (fig.1.9). Quindi, la quantità che si misura è $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$:

$$A_{\gamma N}^{c\bar{c}} = \frac{1}{P_B \cdot P_T \cdot f \cdot D} \frac{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} - N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} + N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}$$

e da questa, si ricava successivamente la parametrizzazione delle quantità ΔG e G in base all'eq.1.82.

Per valutare i termini $N_{c\bar{c}}$, è necessario identificare le reazioni in cui sono stati prodotti adroni charmati. La strategia adottata consiste nella ricerca dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 che sono praticamente sempre associati alla creazione di charm.

$$\frac{N^{D^0} + N^{\bar{D}^0}}{N^{c\bar{c}}} = 1.23. \quad (1.83)$$

La selezione della D^0 consiste nell'identificazione dei suoi prodotti di decadimento nell'apparato sperimentale. Il decadimento:

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \quad (1.84)$$

è il canale preferenziale di ricerca in quanto ha due particelle cariche nello stato finale, e porta quindi meno fondo combinatorio al segnale; il fattore negativo di questo decadimento è il piccolo rapporto di diramazione, $\sim 4\%$.

Una riduzione del rapporto fondo-segnale viene fatta introducendo opportuni tagli cinematici che caratterizzano il decadimento della D^0 e identificando i π e K di decadimento tramite il RICH, cosa che pure riduce di molto il fondo combinatorio.

È molto importante selezionare un campione pulito di D^0 in quanto la purezza del segnale influenza direttamente $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$, quindi $\frac{\Delta G}{G}$:

$$\delta A_{\gamma N}^{c\bar{c}} = \frac{1}{P_T P_B f D} \frac{1}{\sqrt{N^S}} \sqrt{1 + \frac{N^B}{N^S}} \quad (1.85)$$

dove N^S è il numero di eventi del segnale e N^B il numero di quelli appartenenti al fondo.

Inoltre si richiede che la D^0 sia prodotta dal decadimento della D^* , secondo lo schema

$$D^{*+} \longrightarrow D^0 \pi_{soft}^+ \quad (1.86)$$

Quest'ultima condizione permette di ridurre notevolmente il rapporto $\frac{N^B}{N^S}$, come evidente dalla figura 1.10.

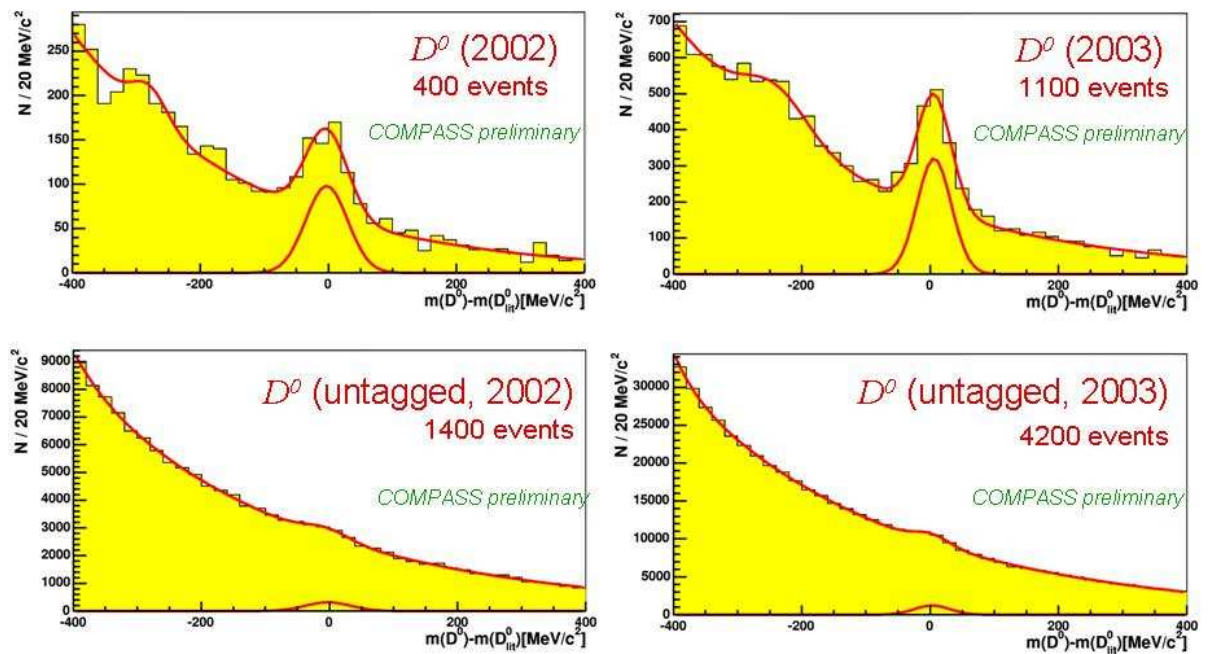


Figura 1.10: Paragone tra due set di dati trattati diversamente; nei grafici in alto sono stati ridotti notevolmente i segnali provenienti dal fondo richiedendo che la D_0 provenisse dal decadimento di una D^* . Ciò ha impoverito la statistica. Nei secondi grafici invece la presenza del rumore “sommerso” anche l’evidenza della presenza della D_0 .

1.10 Lo spin trasverso

COMPASS si propone di misurare le funzioni di distribuzione di spin trasverso $\Delta_T q(x)$ in SIDIS su bersagli di protoni e deutoni polarizzati trasversalmente rispetto alla direzione del fascio [14].

Le funzioni di distribuzione $\Delta q(x)$ danno le probabilità di trovare in un nucleone polarizzato trasversalmente un quark di sapore q con spin parallelo a quello del nucleone e generalmente vengono scritte come:

$$\Delta q(x) = q_{\uparrow}(x) - q_{\downarrow}(x).$$

L'importanza delle funzioni di distribuzione di spin trasverso è emersa lentamente. In particolare solo recentemente si è veramente capito per specificare completamente la struttura del nucleone sono necessarie 3 distribuzioni: la distribuzione del momento $q(x)$, la distribuzione dell'elicità $\Delta q(x)$ e la distribuzione dello spin trasverso $\Delta_T q(x)$ detta anche *trasversità* [15].

Anche per la trasversità esistono diverse regole di somma che ne chiariscono l'importanza, come:

- la *disuguaglianza di Soffer* [16]:

$$\Delta_T q(x) \leq \frac{1}{2} [q(x) + \Delta q(x)]; \quad (1.87)$$

- la regola di somma per lo spin trasverso [17]:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \sum_{q\bar{q}} \int \Delta_T(x) dx + \sum_{q\bar{q}} \langle L_S \rangle$$

dove $\langle L_S \rangle$ è la componente del momento angolare lungo lo spin del nucleone;

- la regola di somma della carica tensoriale [18]:

$$\int_0^1 [\Delta_T q(x) + \Delta_T \bar{q}(x)] dx = \delta_T q \quad (1.88)$$

dove $\delta_T q$ è appunto la *carica tensoriale*, definita in termini della matrice di nucleoni di elementi del tensore di corrente dei quark.

A differenza di g_1 che può essere ottenuto direttamente dall'asimmetria della sezione d'urto leptone-nucleone, le funzioni $\Delta_T q(x)$ non possono essere misurate nei processi DIS inclusivi, per la sua natura di “*chirality odd*”. Mentre è accessibile in SIDIS su nucleoni polarizzati trasversalmente.

COMPASS propone di misurare $\Delta_T q(x)$ in processi SIDIS analizzando la polarizzazione del quark “colpito”. Questo è possibile perché nei processi di frammentazione, secondo diversi modelli, l'adrone prodotto presenta una polarizzazione od esibisce un'asimmetria legata allo spin del quark frammentato. Diversi metodi sono stati proposti per determinare la polarizzazione del quark. In tutti, comunque l'asimmetria misurabile dipende dal prodotto di due termini: la funzione di distribuzione $\Delta_T q$ e il potere analizzante del processo di frammentazione. Dato che la dipendenza dello spin delle differenti funzioni di frammentazione (e quindi il potere analizzante) non è conosciuta, si può misurare solo il prodotto delle funzioni di distribuzione e delle funzioni di frammentazione. Molto incoraggianti sono comunque i primi risultati di BELLE, dove sono state misurate per la prima volta le funzioni di frammentazione che risultano diverse da zero e che su tempi più lunghi permetteranno di estrarre $\Delta_T q$.

Benché diversi metodi siano applicati in COMPASS, il metodo classico si basa sull'effetto Collins.

Come suggerito da J. Collins [19], la funzione di frammentazione per quark polarizzati trasversalmente, D_q^h è costituita da due pezzi: una parte indipendente dallo spin, D_q^h e una parte dipendente dallo spin ΔD_q^h :

$$D_q^h(z, \vec{p}_q^h) = D_q^h(z, p_q^h) + \Delta D_q^h(z, p_q^h) \cdot \sin(\phi_h - \phi_{S'}) \quad (1.89)$$

dove \vec{p}_q^h è il momento finale trasverso rispetto alla direzione dei quark (cioè alla direzione del fotone virtuale in DIS), $\phi_h(\phi_{S'})$ è angolo azimutale dell'adrone finale (angolo azimutale dello spin del quark finale)

intorno alla direzione del quark. Nel sistema di riferimento con l'asse z diretto come il momento del fotone virtuale e il piano $x - z$ definito dal piano di scattering del leptone (vedi fig.1.11), l'angolo azimutale del spin trasverso del quark finale è dato da:

$$\phi_{S'} = \pi - \phi_S \quad (1.90)$$

dove ϕ_S è l'angolo azimutale del spin trasverso del quark iniziale, da cui la dipendenza della funzione di frammentazione.

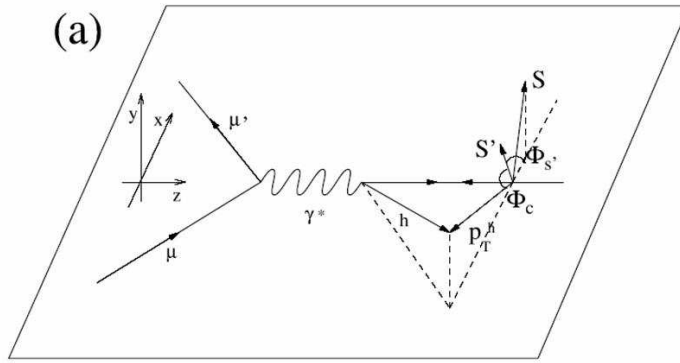


Figura 1.11: Definizione dell'angolo di Collins $\phi_c = \phi_h - \phi_{S'}$ nel sistema di riferimento di Breit per un DIS di muoni.

Calcolando l'angolo di Collins come se lo spin del nucleone fosse sempre rivolto verso l'alto nel sistema di laboratorio, il numero di adroni h prodotti nel SIDIS è:

$$N_h^\pm(x, z, p_{T,c}) \propto (1 \pm \varepsilon_h(x, z, p_T) \sin \phi_c)$$

dove + e - si riferiscono alle due orientazioni dello spin del bersaglio. L'asimmetria misurata è quindi:

$$\varepsilon_h = f P_T D_{nn} A_{Coll}^h$$

e D_n il coefficiente di trasferimento di spin del quark iniziale e quello finale.

Primi risultati della misura di asimmetria di Collins in COMPASS, ottenuti dai dati raccolti nel 2002 con bersaglio di ${}^6\text{LiD}$, sono già stati pubblicati [20].

Le asimmetrie sono piccole, compatibili con zero. L'errore statistico dovrebbe comunque diminuire di un fattore 3 usando anche i dati 2003 e 2004 fornendo indicazioni molto più precise.

Anche l'esperimento HERMES [13] ha misurato, in un regime cinematico leggermente diverso, l'asimmetria di Collins [21] trovando un effetto significativamente diverso da zero.

Nel 2006 COMPASS prevede di prendere dati anche con un bersaglio di NH_3 polarizzato longitudinalmente per misurare le asimmetrie di Collins sul protone.

Questi dati, assieme all'uso del RICH per separare π e K e alle misure di BELLE, permetteranno una prima misura di $\Delta_T q$.

Capitolo 2

LO SPETTROMETRO DI COMPASS

Nel precedente capitolo abbiamo discusso le problematiche di fisica delle misure proposte da COMPASS. Note quindi le esigenze del programma di fisica si è costruito un apparato che soddisfacesse ai requisiti richiesti. Nelle prossime sezioni daremo una breve descrizione dell'apparato di misura: lo spettrometro.

Ci soffermeremo in particolare sul bersaglio polarizzato e sui diversi rivelatori utilizzati per il tracciamento delle particelle cariche, i calorimetri e i filtri per muoni.

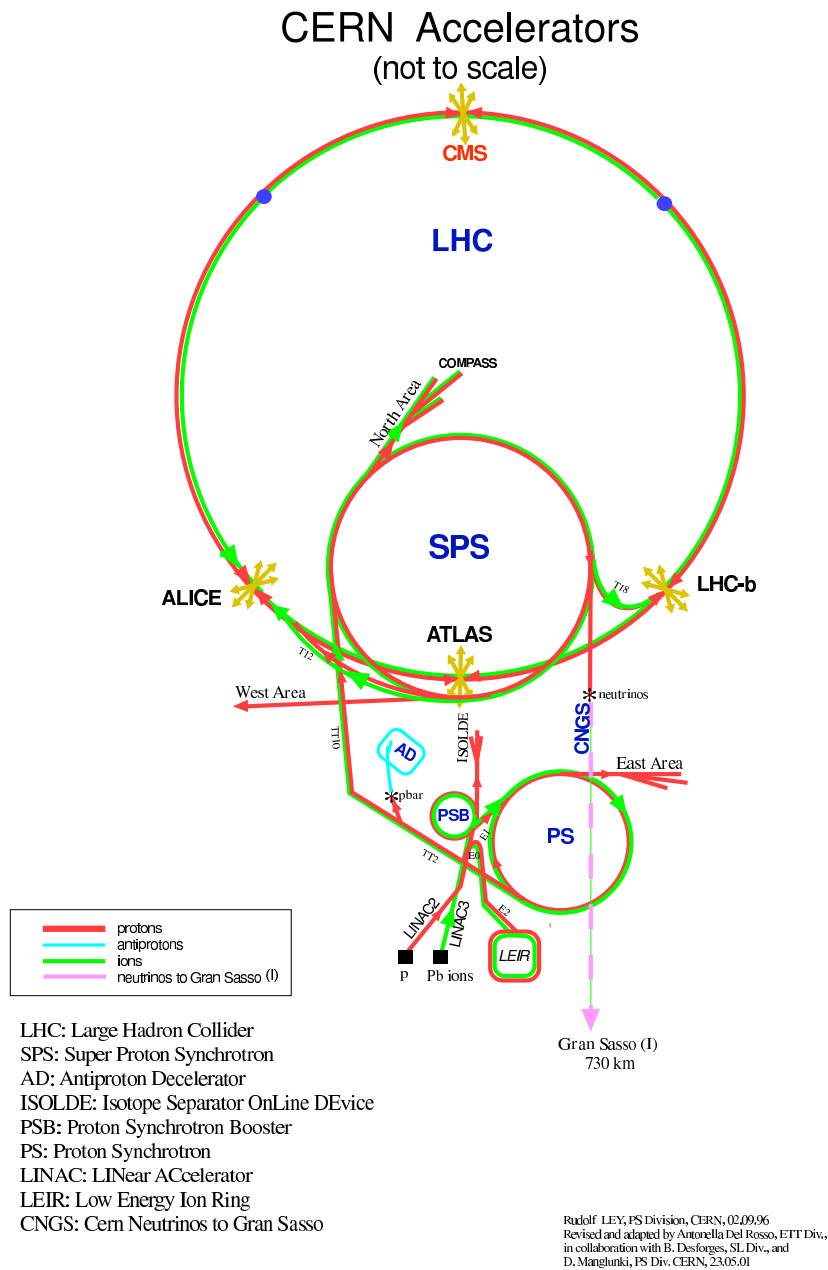


Figura 2.1: Schema non in scala degli acceleratori al CERN.

2.1 Considerazioni generali

Lo spettrometro di COMPASS, situato nell'edificio 888 di Preveissin (in Francia) presso il comprensorio del CERN, è stato concepito per un esperimento a bersaglio fisso ad alta energia cioè un esperimento che presenta tutta la cinematica proiettata in avanti. Questo apparato ha una lunghezza complessiva di circa 60 m dovuta alle necessità di avere un sufficiente braccio di leva per analizzare i prodotti di reazione di alta energia. È uno spettrometro magnetico a 2 stadi: il primo è un **Large Acceptance Spectrometer (LAS)**, che ha una grande accettazione angolare ($200 \text{ mrad} \times 250 \text{ mrad}$), posizionato a valle del bersaglio polarizzato di ${}^6\text{LiD}$, mentre il secondo è uno **Small Acceptance Spectrometer (SAS)** con minor accettazione angolare (per angoli fino a circa di 40 mrad), situato a valle del primo spettrometro.

Ogni stadio presenta un magnete analizzatore (**SM1** con potere curvante di 1 Tm e **SM2** con potere curvante di 4.4 Tm), dei rivelatori per ricostruire le tracce delle particelle (tracciatori), calorimetri elettromagnetici e adronici e filtri per l'identificazione dei muoni. Il LAS è completato un RICH (Ring Imaging CHerenkov) per l'identificazione degli adroni.

Nelle prossime sottosezioni forniremo una descrizione dei differenti tracciatori in uso partendo dal centro cioè dal fascio di muoni e spostandoci verso l'esterno ossia coprendo angoli sempre maggiori rispetto all'asse del fascio, seguendo la struttura di rivelatori con differente risoluzione e differenti capacità di sostenere la rate, che è tipica della configurazione degli spettrometri negli esperimenti ad alte energie.

Per quanto riguarda l'identificazione delle particelle questa viene fatta tramite i calorimetri adronici ed elettromagnetici, tramite il RICH1 e tramite i filtri di muoni. Con i calorimetri noi misuriamo l'energia delle particelle sia cariche che neutre. Con il RICH misuriamo la velocità delle particelle cariche. Nella nostra carellata sui rivelatori ci soffermeremo soprattutto sul RICH (nel prossimo capitolo) e sull'identificazione

delle particelle in modo da comprendere meglio il lavoro di laboratorio esposto successivamente.

Vista la natura altamente penetrante dei muoni, alla fine di tutti i rivelatori vengono posti i rivelatori per i muoni (i Muon Wall).

Da ultimo accenderemo anche al sistema di trigger di COMPASS.

2.2 Il fascio di muoni e il bersaglio di ${}^6\text{LiD}$

Il complesso dei protoni del CERN comprende il **LINAC** (**LI**Near **AC**celerator), il **PSB** (**P**roton **S**ynchrotron **B**ooster), il **PS** (**P**roton **S**ynchrotron) ed infine l' **SPS** (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron), che porta l'energia fino a 400 GeV/c (vedi fig. 2.1)[27, 28].

Dal momento che per ogni estrazione (spill) del fascio primario, si ha una produzione del fascio secondario con un'intensità di $15.3 \cdot 10^{13}$ protoni/spill; il periodo del fascio è di 16.8 s con uno spill di 5.1 s; con un'intensità durante lo spill di $3 \cdot 10^{13}$ protoni/s. Il fascio di protoni va a collidere con un bersaglio di berillio di 50 cm. A valle del bersaglio, i pioni (e mesoni K) prodotti sono trasportati assieme ai muoni che via via si formano per effetto dei decadimenti deboli degli adroni. 600 metri più a valle, alla fine della regione chiamata *Hadron Decay Section* gli adroni restanti sono eliminati grazie ad opportuni assorbitori. Il fascio di muoni risultante viene collimato, focalizzato e trasportato alla sala sperimentale a un momento medio di $160 \text{ GeV}/c \pm 4.8 \text{ GeV}/c$. Il fascio di muoni, grazie alla naturale polarizzazione del decadimento dei pioni, presenta una polarizzazione dell'ordine dell'80%.

Il bersaglio polarizzato di COMPASS è (vedi fig. 2.3) costituito da due celle cilindriche, ognuna lunga 60 cm con polarizzazioni opposte. I materiali polarizzabili previsti sono NH_3 per ottenere un bersaglio polarizzato di protoni e ${}^6\text{LiD}$, per un bersaglio polarizzato di deuterio. Finora si è usato il litio deuterato perché il prodotto del fattore di diluizione, cioè il rapporto dei nucleoni polarizzati su quelli totali, e della polarizzazione che si ottiene, è maggiore rispetto a quello del

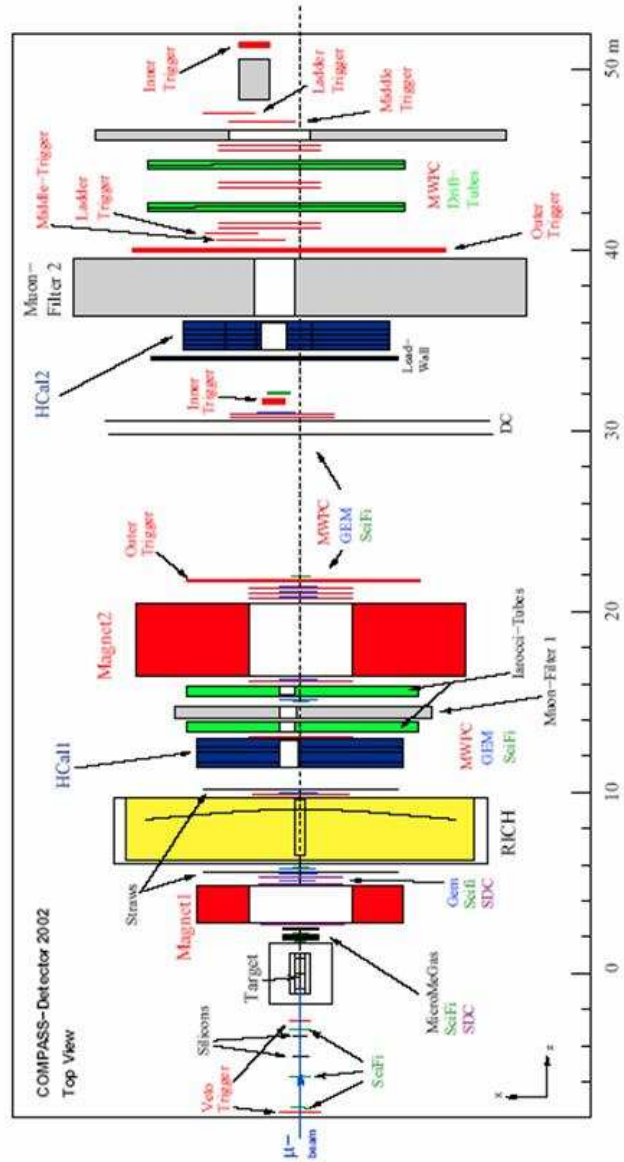


Figura 2.2: Schema dello spettrometro di COMPASS fino al 2002.

bersaglio di ammoniaca e quindi permette maggior sensibilità per la misura di $\frac{\Delta G}{G}$.

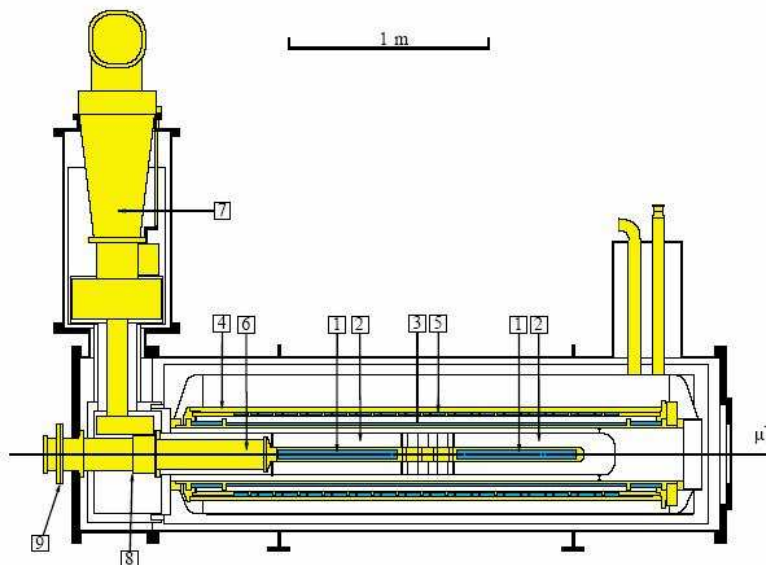


Fig. 5: The SMC target cryostat with the target holder as used in 1993 (from Ref. [3]). (1) target cells, (2) microwave cavity, (3) solenoid coil, (4) dipole coil, (5) correction coils, (6) dilution refrigerators, (7) pre-cooler of ^3He , (8) indium seal, and (9) external seal.

Figura 2.3: Schema del sistema del bersaglio polarizzato in COMPASS.

Le celle sono immerse in un liquido di refrigerazione costituito da ^3He - ^4He che permette ai materiali del bersaglio di raggiungere una temperatura ben al di sotto di 1 K, di ~ 50 mK (vedi fig.2.4). La presenza di un magnete superconduttore in cui le celle del bersaglio sono situate, fornisce un campo solenoidale di 2.5 T. Può pure fornire un campo di dipolo trasverso di 0.5 T, utilizzato per la rotazione adiabatica della polarizzazione e per misure di trasversità. Finora è stato usato il magnete dell'esperimento SMC, che ha un'accettanza angolare limitata a 70 mrad; a partire dal 2006 si utilizzerà un nuovo magnete con accettanza di 180 mrad.

La polarizzazione nelle due celle del bersaglio è mantenuta opposta, per



Figura 2.4: Fotografia del sistema di polarizzazione del bersaglio usato fino al 2004.

limitare errori sistematici, ed è raggiunta tramite la tecnica DNP (Dynamic Nuclear Polarization), basata sull'irradiazione del materiale del bersaglio con microonde, in un campo omogeneo (10^{-5}) di 2.5 T fornito da un solenoide superconduttore e ad una temperatura inferiore a 0.5 K. Una volta spente le microonde, la presenza del forte campo magnetico e l'ulteriore raffreddamento del bersaglio a $T \sim 50$ mK permettono di mantenere una polarizzazione ottenuta.

2.3 Rivelatori di posizione a piccolissimo angolo

Nella zona centrale possono venir impiegate solo rivelatori capaci di supportare flussi estremamente intensi di particelle; inoltre, anche la risoluzione temporale deve essere ottima per poter discriminare gli eventi di interesse da segnali generati precedentemente o successivamente. I

rivelatori di particelle che occupano questa zona vengono definiti come “tracciatori a piccolissimo angolo”.

Il **Beam Momentum Station (BMS)** effettua misure sul momento delle particelle entranti. Questo dispositivo è costituito da un magnete deflettente che separa le particelle sul piano verticale in base al loro momento, mentre 4 odoscopi di contatori a scintillazione con una granularità di 5 mm, posti due a valle e due a monte del magnete deflettente permettono di misurare l’angolo di deflessione da cui si risale al momento delle particelle. L’efficienza dell’apparato così costruito è del 90%, con un’incertezza sul momento dell’ 0.7% a 160 GeV/c e una risoluzione temporale σ_t del nsec.

Sulla linea del fascio vi sono 8 stazioni di fibre scintillanti, **SciFi** di cui 3 SciFi poste a monte e 5 a valle del bersaglio. Questi rivelatori (vedi fig.2.5) sopportano un alto rate di particelle traversanti, fino a 5 MHz per fibra. Le fibre vengono lette da fotomoltiplicatori multianodo H6568 prodotti dall’Hamamatsu. L’impaccamento delle fibre, inoltre, è tale da ridurre al minimo le zone morte (vedi fig.2.6) e da rivelare le particelle in $3 \div 3.5$ mm di materiale scintillante. Il diametro delle fibre può variare da 0.5 mm a 1 mm riflettendosi sulla risoluzione spaziale che varia anch’essa in un intervallo da 130 a 250 μm .

Il sistema presenta un’efficienza complessiva del $\sim 99\%$ con una risoluzione temporale compresa, tra 350 \div 550 nsec.

Le stazioni di **rivelatori con strip di silicio** (vedi fig. 2.7) completano la tracciatura delle traiettorie delle particelle entranti e sono state poste a monte del bersaglio. La particella ionizzante attraversa il rivelatore producendo delle coppie lacuna-elettrone (la cui soglia di produzione è di 3.6 eV) lungo il suo passaggio, che vengono mantenute separate grazie ad un campo esterno prima della loro ricombinazione (campo di bias). I piani costituiti da queste strip di silicio sono sottili (280 μm) a doppia faccia per minimizzare lo scattering di Coulomb che peggiorerebbe la risoluzione spaziale, σ_x . Ricordiamo che σ_x è di 14 μm , la risoluzione spaziale più spinta di tutto l’apparato sperimentale

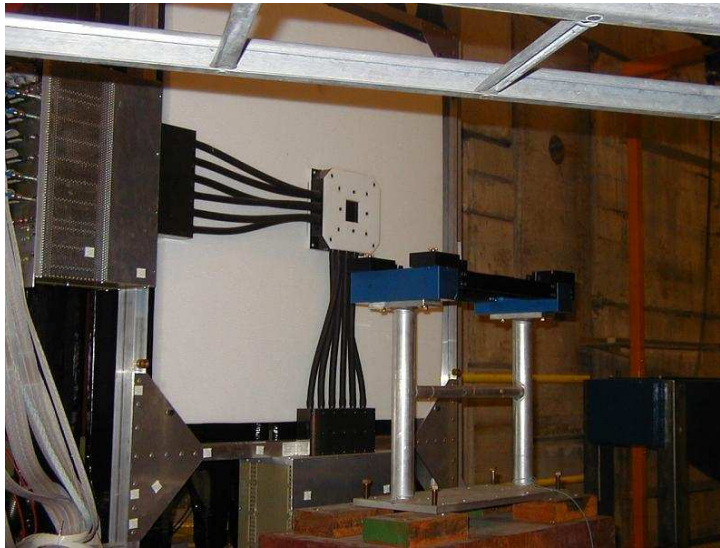


Figura 2.5: Una delle stazioni di fibre scintillanti; si vedono chiaramente i fasci di fibre ottiche connesse alla regione attiva che portano la luce raccolta ai fotomoltiplicatori disposti lontani dal fascio.

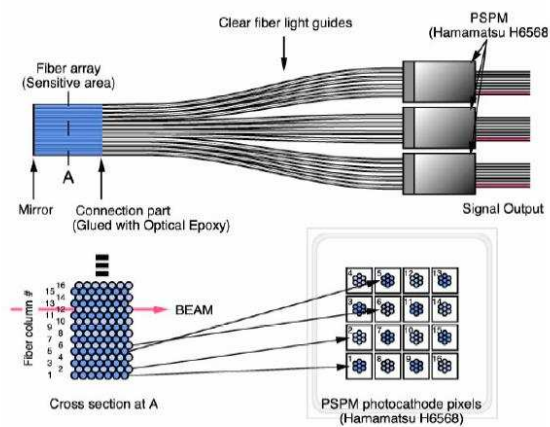


Figura 2.6: Schematizzazione dell'impaccamento delle fibre nelle SciFi.

di COMPASS, grazie ad un pitch di $50 \mu\text{m}$. La superficie attiva è di $50 \times 70 \text{ mm}^2$.

La risoluzione temporale σ_t è di 2.5 nsec con un'efficienza complessiva del sistema di $\sim 99\%$.

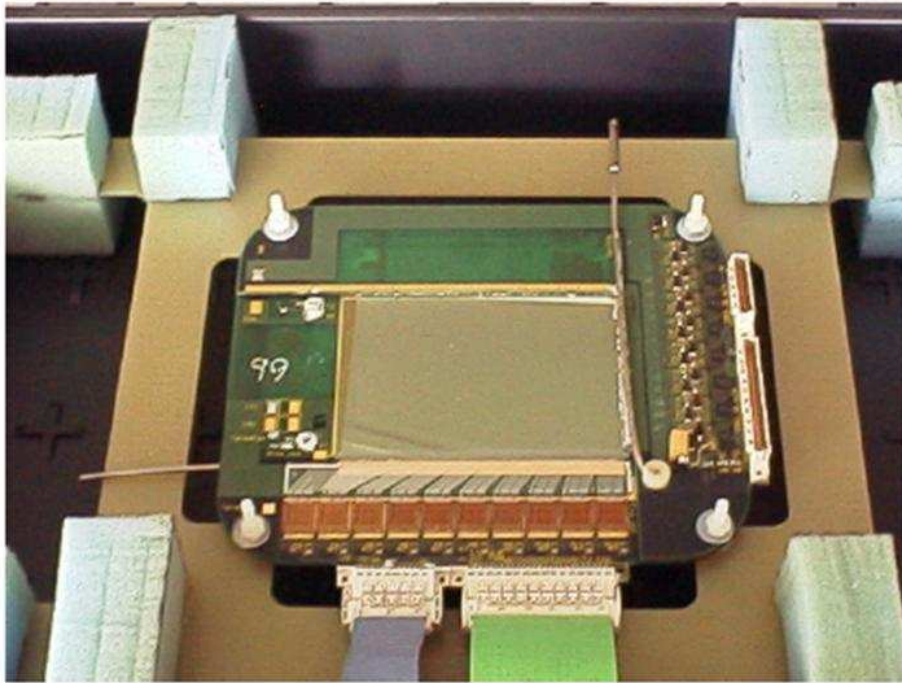


Figura 2.7: Fotografia di un rivelatore con strip di silicio.

2.4 Rivelatori a piccolo angolo

Questi rivelatori di posizione coprono una regione di ~ 20 cm dall'asse del fascio, escludendo i primi 3 cm della zona centrale dove il flusso delle particelle è estremamente intenso. I due tipi di rivelatori che descriveremo sono rivelatori a gas e sono: **MICROMEGAS** (*Micromesh Gaseous Structure*) e **GEM** (*Gas Electron Multipliers*) e per prima volta, nello spettrometro di COMPASS, vengono utilizzati questi due tipi di rivelatori di dimensioni così estese.

Le Micromegas formano un telescopio di tre stazioni posizionato tra il bersaglio e il primo magnete analizzatore SM1 e misurano un totale di 12 coordinate. Questi rivelatori sono rivelatori di posizione a facce parallele composti da tre elettrodi: l'elettrodo di drift, il micromesh e l'anodo a microstrip (vedi fig. 2.8). Il gas utilizzato è una miscela tra Ne, C₂H₆ e CF₄. Una particella attraversando la zona attiva ionizza la zona tra il catodo di drift e il micromesh. Gli ioni e gli elettroni vengono disaccoppiati da un moderato campo elettrico dell'ordine di 1 KV/cm; quando gli elettroni attraversano il micromesh, a causa dell'intenso campo elettrico tra questo elettrodo e le microstrips (40 KV/cm), viene generata una valanga creando un segnale che viene letto dalle strips dell'anodo.

Le Micromegas (vedi fig. 2.9) presentano una zona attiva di 40×40 cm², ma hanno una zona morta centrale del diametro di 5 cm. Hanno un'efficienza superiore al 97% e una risoluzione temporale, σ_t , minore di 10 nsec e una risoluzione spaziale, σ_x , tipicamente di 70 μ m.

Anche le GEM come le Micromegas sono rivelatori a gas a facce parallele. In tutto ci sono 10 stazioni ognuna equipaggiata da 2 rivelatori che forniscono ognuno informazione su due coordinate; si misurano dunque 4 coordinate per stazione. 3 stazioni sono disposte tra il SM1 e il RICH, altre 3 tra il RICH ed il SM2 ed infine le restanti 4 si trovano tra il SM2 e il Muon Wall (vedi fig.2.10).

Il funzionamento delle GEM si basa sull'amplificazione del segnale di

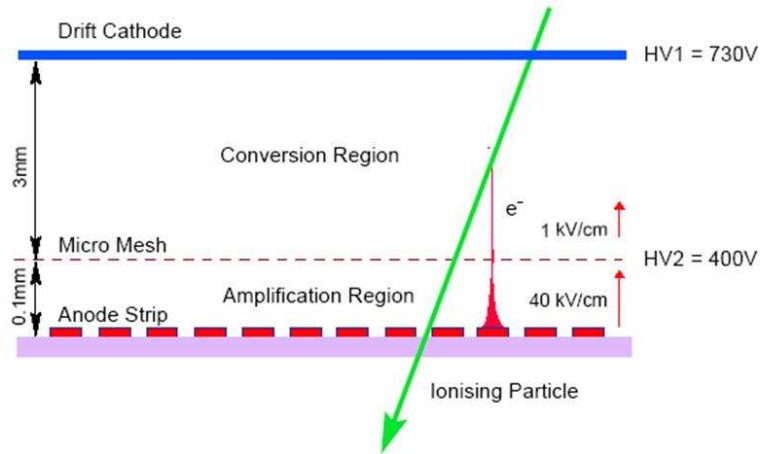


Figura 2.8: Schema del principio di funzionamento delle micromegas.

una traccia lasciata da una particella ionizzante nel gas (la cui mistura di gas, in questo caso è di Ar e di CO₂) tramite l'effetto valanga provocato in 3 stadi consecutivi di amplificazione (vedi fig.2.11); 3 lamine sottili, 50 μm (di Kapton) rivestite da 5 μm di metallo e forate con tecnica litografica (vedi fig.2.12) grazie ad una differenza di potenziale pari a 50 KV/cm operano un'amplificazione del segnale al passaggio da una lamina all'altra .

La superficie attiva di 30 \times 30 cm² ha una zona morta centrale del diametro di \sim 4 cm.

Il sistema vanta un'efficienza compresa tra il 96 \div 97% e con risoluzione spaziale, σ_x , di 50 μm e temporale, σ_t , di \sim 12 nsec.

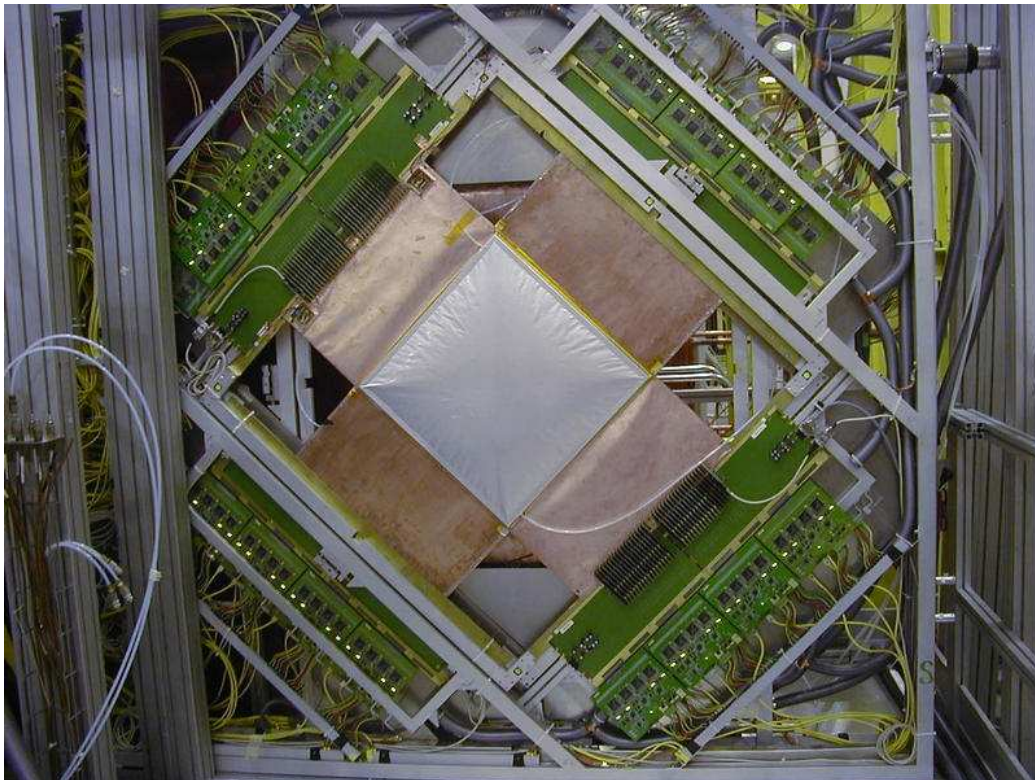


Figura 2.9: In questa fotografia delle micromegas è ben visibile l'area attiva di $40 \times 40 \text{ cm}^2$.

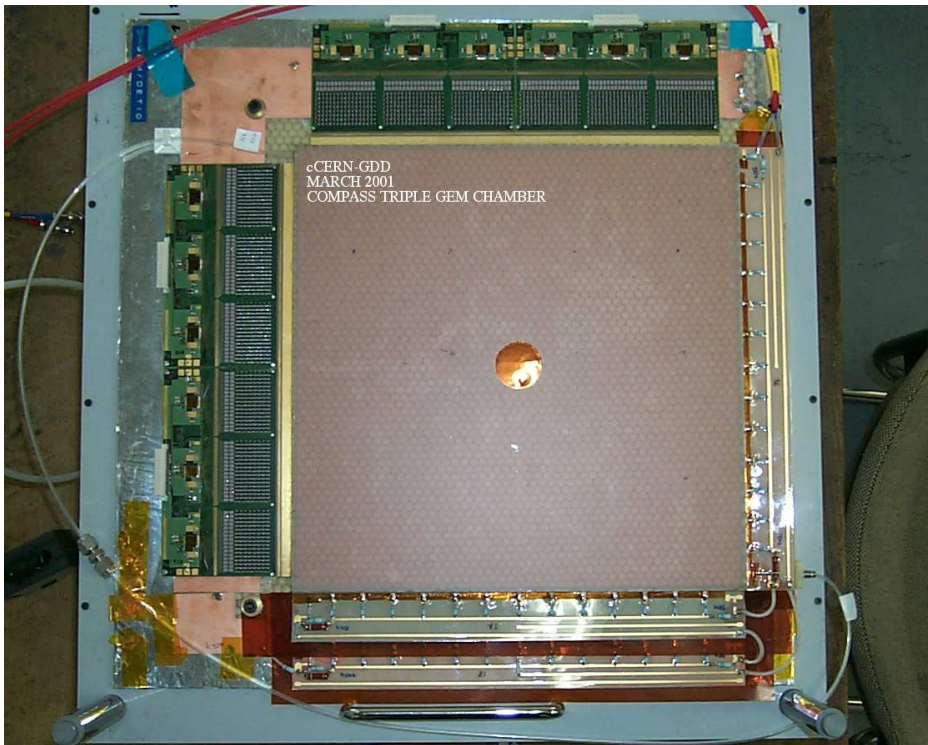


Figura 2.10: Fotografia di una GEM con il suo front-end; si può notare la zona morta centrale con diametro circa di 4 cm.

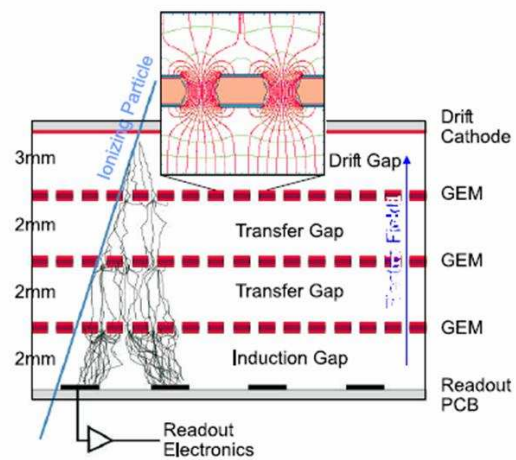


Figura 2.11: Schema del principio di funzionamento delle GEM.

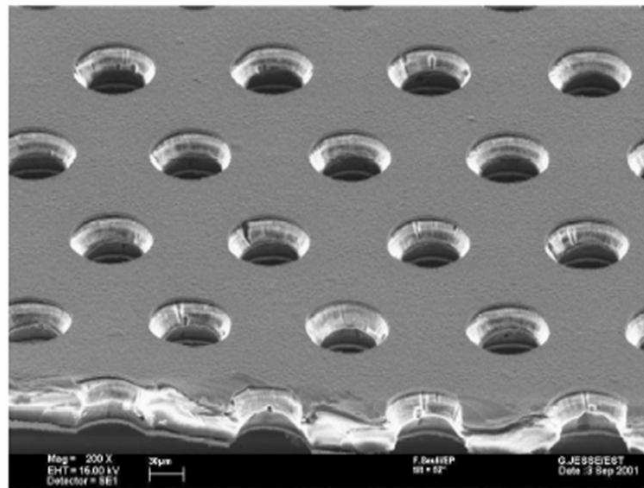


Figura 2.12: Particolare della lamina sottile delle GEM: la densità dei fori su questi fogli è tipicamente di $10^4/\text{cm}^2$.

2.5 Rivelatori a grande angolo

Più ci allontaniamo dal fascio e maggiore diventa la superficie attiva dei rivelatori. I rivelatori che andremo a descrivere possono raggiungere anche diversi metri quadrati. In tutto sono 4 le tipologie dei rivelatori coinvolti: 2 sono di nuova realizzazione come le *camere a deriva SDC* e i piani *costituiti dai tubi straw*, mentre gli altri due tipi sono rivelatori già utilizzati in precedenti esperimenti e sono stati rimessi a nuovo modificando anche l'elettronica per compatibilità con le richieste di COMPASS. I rivelatori in questione sono: le *MWP-C's*, dallo spettrometro Omega e le grandi *camere a deriva W 4-5*, dall'esperimento SMC.

Per quanto riguarda le SDC (vedi fig. 2.13) queste sono raggruppate in tre stazioni: una a monte dell'SM1 e le altre due a valle di quest'ultimo. Queste camere misurano 8 coordinate e il percorso massimo di deriva per ogni singola cella è di 7 mm con una risoluzione spaziale, σ_x , di 170 μm . La risoluzione temporale, σ_t invece, è di 70 nsec grazie ad un'accurata miscela di gas (Ne, C₂H₆ e CF₄). Il sistema globalmente presenta un'efficienza compresa tra 95 ÷ 99.8%.

I telescopi dei tubi straw (vedi fig.2.14) comprendono 15 doppi strati di tubi con un diametro da 6 mm o 10 mm a seconda che i tubi siano disposti più internamente od esternamente (vedi fig.2.15). I tubi sono di kapton alluminizzato. Dentro a questi tubi c'è un filo metallico ad una tensione di 2000 V, che raccoglie gli elettroni e il segnale prodotto sul filo per effetto valanga, al passaggio di una particella ionizzante, nel gas (una miscela di Ar e CF₄). Per calcolare il punto esatto di impatto, si calcola il tempo degli elettroni di ionizzazione. La risoluzione spaziale σ_x è di $\sim 270 \mu\text{m}$, con un'efficienza totale del sistema compresa in un intervallo tra 85% e 98%.

I rivelatori più grandi nel secondo spettrometro sono formati da 11 stazioni di MWPCs (vedi fig.2.16) per un totale di 34 piani con 2 mm di pitch che impiegano una miscela di gas di: Ar, CF₄ e CO₂. Nelle

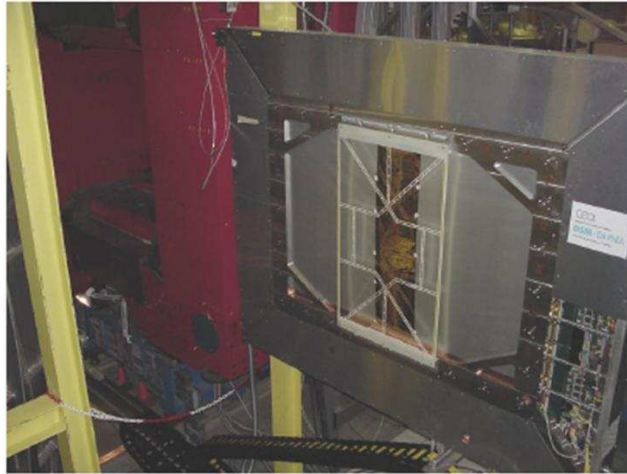


Figura 2.13: Una delle 3 camere a deriva SDC.

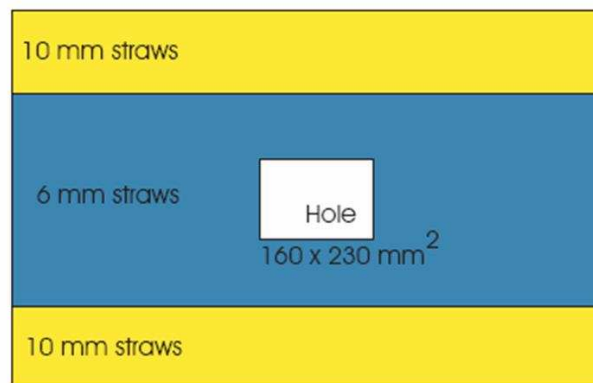


Figura 2.14: Schema dei piani di tubi straw.

camere proporzionali si è creata una zona morta centrale per adattarsi al setup dello spettrometro di COMPASS. L'efficienza è del 99.3%.



Figura 2.15: Uno straw a doppio strato montato nello spettrometro di COMPASS; si può notare il rivestimento con un foglio di alluminio-Mylar che protegge l'apparato dall'umidità dell'ambiente.

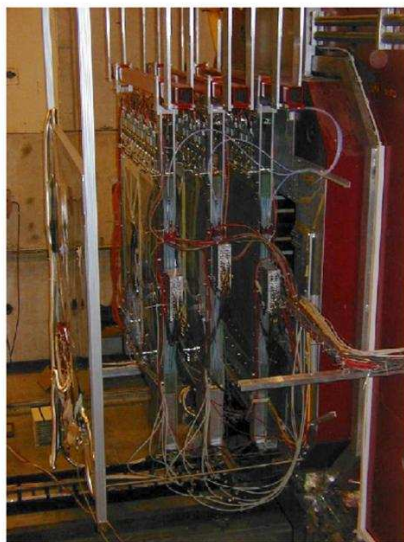


Figura 2.16: Sono visibili 3 delle 11 stazioni di MWPC.

Concludiamo con gli ultimi rivelatori a grande superficie: le camere a deriva W4-5 (vedi fig.2.17) che sono installate tra SM2 e il secondo Muon Wall a circa 30 m di distanza dal bersaglio, che permettono misure a grande Q^2 . Ogni stazione ha una superficie attiva di $240 \times 500 \text{ cm}^2$, con una zona morta centrale di diametro di $\sim 50 \text{ cm}$. La miscela di gas è data da Ar, CF_4 e CO_2 .



Figura 2.17: Le W4-5 nella stanza pulita.

2.6 Calorimetri adronici ed elettromagnetici

Entrambi gli spettrometri, LAS e SAS, sono equipaggiati con *calorimetri adronici*, rispettivamente *HCAL1* e *HCAL2* (vedi fig.2.18), mentre attualmente solo lo spettrometro a grande angolo ha un *calorimetro elettromagnetico*, *ECAL1* (vedi fig. 2.19). Il calorimetro è un dispositivo composito che misura l'energia depositata dalla radiazione in base agli effetti caratteristici di interazione con la materia (eccitazione atomica, ionizzazione, etc) raccolti da opportuni rivelatori. I calorimetri adronici di COMPASS sono costituiti da celle sistemate in matrici; la raccolta della luce avviene tramite delle fibre ottiche che hanno la peculiarità di suddividere la luce per lunghezze d'onda (wave-length-shifting fibres). Per quanto riguarda la risoluzione energetica (vedi tab.2.1) HCAL2 presenta una risoluzione maggiore fino a 1.5 volte quella di HCAL1.

HCAL	AREA ATTIVA	σ_E/E
<i>HCAL1</i>	$4.2 \times 3.0 \text{ m}^2$	$80\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$
<i>HCAL2</i>	$4.4 \times 2.0 \text{ m}^2$	$60\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$

Tabella 2.1: Calorimetri adronici.

Il calorimetro elettromagnetico ECAL1 utilizza blocchi di vetro al piombo del calorimetro OLGA. La risoluzione misurata del calorimetro OLGA è di $\sigma_E/E = 5.8\% \oplus 23\%$.

2.7 Muon Wall

Per l'identificazione dei muoni si usano i muon filters cioè due telescopi di rivelatori fra i quali è posto un assorbitore, il cui scopo è bloccare gli adroni. Se la traccia ricostruita nel primo telescopio ha continuazione a valle dell'assorbitore, la particella penetrante è identificata come un muone. Nel primo spettrometro l'assorbitore, indicato con MF1, è

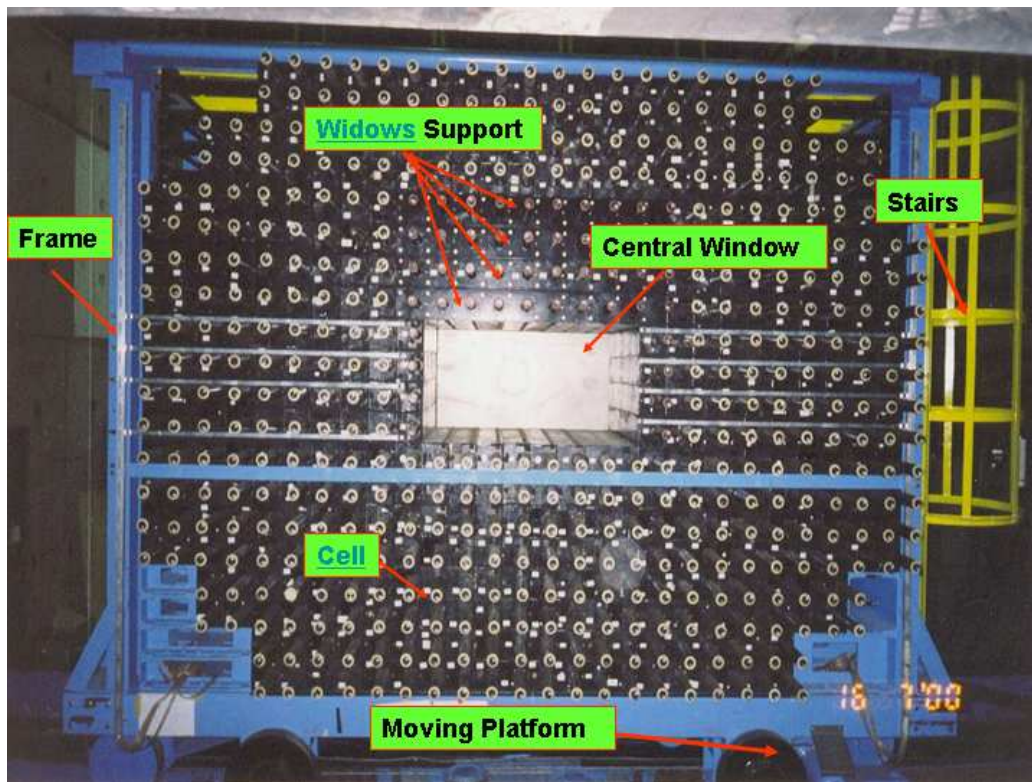


Figura 2.18: Vista frontale di HCAL1.

formato da blocchi di 60 cm di acciaio di $4 \times 2 \text{ m}^2$, preceduto e seguito da tubi di “Iarocci” in alluminio costituenti il *Muon Wall1* (vedi fig.2.21). Nel secondo spettrometro abbiamo una configurazione simile, ma gli assorbitori, MF2, sono dei blocchi di cemento di 2.4 m di spessore e i rivelatori che occupano la stessa superficie sono tubi di deriva in acciaio con un diametro di 3 cm (vedi fig.2.22); questo è il *Muon Wall2*.



Figura 2.19: Fotografia eseguita durante l'allestimento dell'ECAL1.



Figura 2.20: I blocchi di acciaio che costituiscono il MF1.

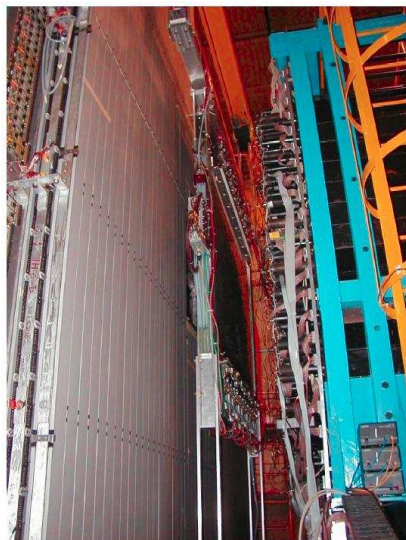


Figura 2.21: I rivelatori del Muon Wall1 che sono costituiti dai tubi di Iarocci.



Figura 2.22: I tubi a deriva del Muon Wall2.

2.8 Il trigger

Il trigger di COMPASS è un sistema composto realizzato su coincidenze logiche tra apposite stazioni di odoscopi di contatori a scintillazione e calorimetri adronici (vedi fig. 2.23). A seconda dell'intervallo di Q^2 si usano odoscopi diversi (vedi fig.2.24). In laboratorio sono quasi 500 canali di contatori a scintillazione, visti da fotomoltiplicatori e letti da discriminatori. Vengono inoltre usati circuiti che mediano il tempo per quelle strip di scintillatori che a causa della loro lunghezza sono lette da fotomoltiplicatori ad entrambi i due estremi. Si correlano le informazioni degli odoscopi per verificare la condizione di traccia che proviene dal bersaglio (ricostruzione solo nel piano verticale; nel piano orizzontale l'effetto dei magneti analizzatori impedisce l'applicazione di semplici algoritmi di correlazione).

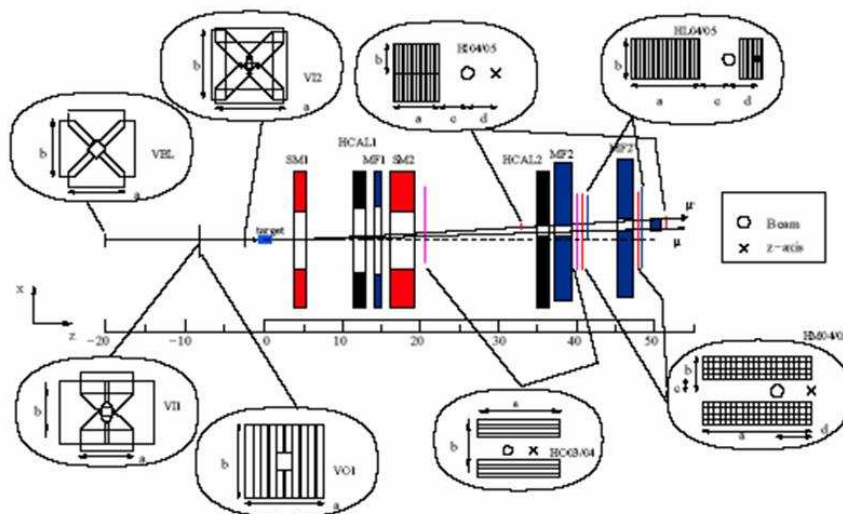


Figura 2.23: Setup dei vari odoscopi costituente il trigger di COMPASS.

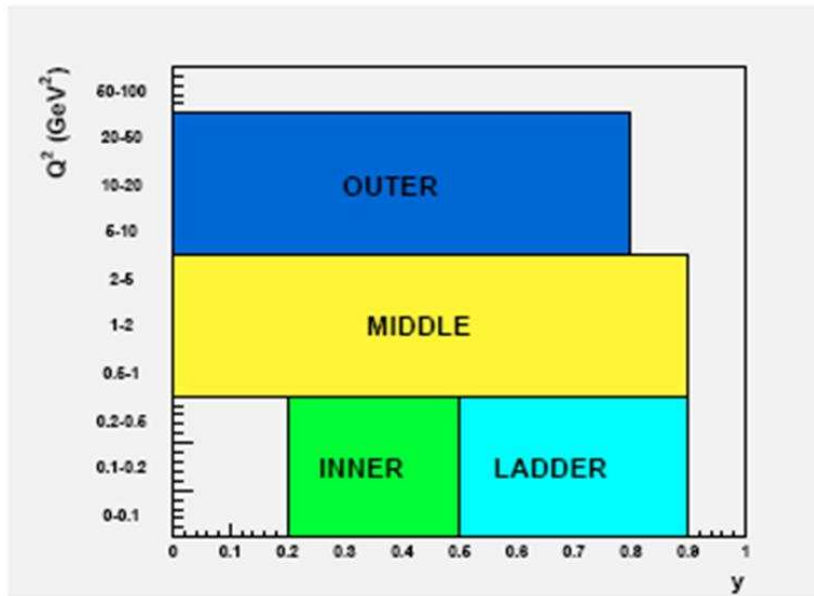


Figura 2.24: Regioni cinematiche nel piano (y, Q^2) , coinvolte nelle differenti combinazioni di trigger degli odoscopi.

Inoltre, i muoni interagenti con il bersaglio non vengono facilmente discriminati da quelli passanti attraverso quest'ultimo senza interazioni soprattutto a piccoli angoli. Così, per migliorare la selettività di trigger, risulta necessario, in alcune regioni cinematiche, richiedere la presenza di una quantità di energia minima (5 GeV) depositata nel calorimetro adronico (vedi fig.2.25).

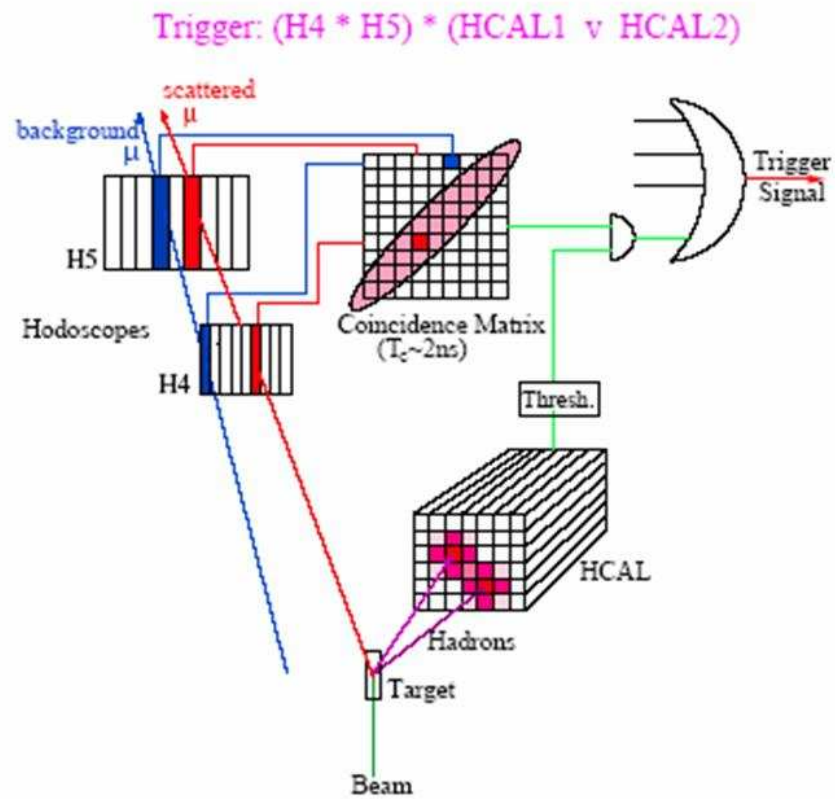


Figura 2.25: Schema di filtraggio grazie a matrici di coincidenze per evitare segnali di muoni non interagenti con il bersaglio.

Capitolo 3

IL RICH DI COMPASS

Dopo una descrizione dell'effetto Cerenkov, discuteremo la sua realizzazione, le necessità che hanno portato alla proposta e quindi alla realizzazione dell'upgrade del RICH.

L'upgrade del RICH prevede anche un'ottimizzazione dell'elettronica connessa ai rivelatori di cui non entreremo nello specifico, ma accenneremo quanto basta (vedi capitolo 5) per spiegare la nostra acquisizione dati che peraltro simula in dimensioni ridotte l'elettronica che verrà montata sull'esperimento.

3.1 Il Ring Imaging CHerenkov: RICH

Introduciamo brevemente il principio di funzionamento di un rivelatore per l'identificazione di particelle tramite effetto Cerenkov. Descriveremo le caratteristiche di un rivelatore RICH in generale, poi discuteremo in dettaglio il RICH-1 di COMPASS.

3.2 L'effetto Cerenkov

L'*effetto Cerenkov* (in inglese la scrittura è *Cherenkov* per questo l'acronimo Ring Imaging CHerenkov) si ha quando una particella carica si muove nel mezzo con una velocità di fase locale maggiore di quella della

luce creando uno shock simile a quello dell'onda sonora [31]. La radiazione emessa è un cono di luce con asse la traiettoria della particella (vedi fig.3.1).

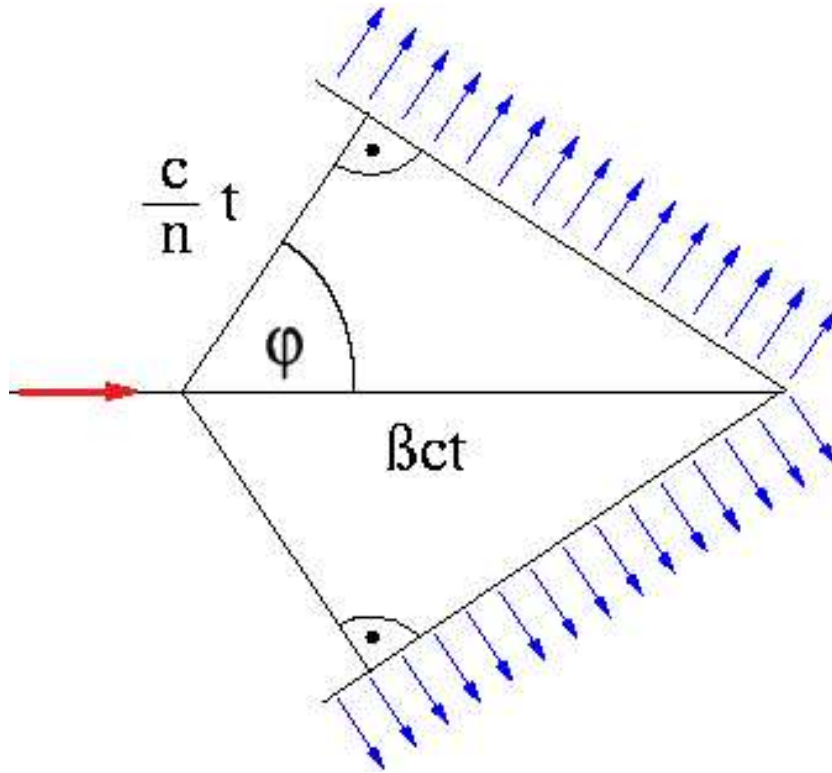


Figura 3.1: Schema dell'effetto Cerenkov. La particella carica percorre la traiettoria disegnata con la freccia rossa e l'angolo del fotone emesso per effetto Cerenkov è indicato da φ .

Le proprietà della radiazione Cerenkov sono racchiuse nella seguente equazione:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

che fornisce l'angolo di emissione dei fotoni Cerenkov, θ_C in termini della velocità della particella carica β , in unità della velocità della luce e dell'indice di rifrazione n del mezzo. Dato che $|\cos \theta_C| \leq 1$, esiste una velocità di soglia in termini di fattore di Lorentz:

$$\gamma_t = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

L'equazione 3.1 importante perché contiene due proprietà base della radiazione Cerenkov, cioè l'esistenza di una velocità di soglia e l'angolo di emissione dipendente dalla velocità della particella.

La dipendenza spettrale della radiazione è l'equazione di Frank e Tamm che descrive l'energia emessa per unità di lunghezza di cammino dx per una particella con carica Ze :

$$\frac{d^2W}{dx d\omega} = \frac{Z^2 e^2 \omega}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) \quad (3.3)$$

dove a causa della dispersione cromatica del mezzo ottico, n è una funzione della frequenza di radiazione ω . Se integriamo su una lunghezza L :

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{LZ^2 e^2 \omega}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) \quad (3.4)$$

questa espressione ci permette di confrontare l'energia persa per effetto Cerenkov e quella persa per ionizzazione. Se consideriamo un elettrone che si muove con velocità $\beta \simeq 1$ attraverso 1 cm di acqua con indice di rifrazione $n = 1.33$, in un intervallo di λ di $400 \div 700 \mu\text{m}$ abbiamo che l'energia persa per effetto Cerenkov è di solo 500 eV mentre quella persa per ionizzazione è di 2 MeV.

Il numero, N , di fotoni Cerenkov emessi con energia $\hbar\omega$, un parametro fondamentale per la progettazione di un rivelatore, si può scrivere come

$$N = \frac{LZ^2 \alpha}{c} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) d\omega \quad (3.5)$$

dove α è la costante di struttura fine. Per un materiale con indice di rifrazione n con spessore di 1 cm, il numero medio di fotoni emessi in un intervallo spettrale di 1 eV da una particella di carica Z che si muove con una velocità $\beta \simeq 1$ è dato da:

$$N(\text{cm}^{-1}\text{eV}^{-1}) = 370Z^2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (3.6)$$

Il numero totale di fotoni emessi dipende dall'integrazione sulla lunghezza d'onda; come mostrato in eq.3.6, il numero di fotoni emessi in media per unità di lunghezza e per unità di energia è una costante, dove non si presentino bande di assorbimento vicino alla zona spettrale di interesse. Il numero di fotoni segue una distribuzione di Poisson poiché le emissioni sono eventi scorrelati.

Riassumendo quello che deduciamo dalle suddette relazioni è quanto:

- l'energia persa per effetto Cerenkov è dell'ordine di keV/cm;
- il contributo della radiazione Cerenkov è proporzionale al quadrato della carica della particella ed è indipendente dalla massa della particella;
- la produzione di fotoni nell'intervallo di lunghezze d'onda $d\lambda$ è proporzionale a $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$, conseguentemente la maggior parte dei fotoni è emesso nella regione dell'ultravioletto;
- il numero di fotoni prodotti per unità di cammino e per intervallo di frequenza è costante.

3.3 I rivelatori RICH

Le particelle elementari si identificano misurando due grandezze cinematiche relative alla particella, da cui si risale, tramite le equazioni della relatività ristretta alla massa

Coppie di variabili cinematiche sono, ad esempio: (p, E) , (p, β) , (E, β) .

I rivelatori RICH permettono di identificare una particella; per cui consentono una misura precisa di β . In generale si associa una misura dell'impulso. Allora la relazione che permette di determinare la massa

è quella che lega l'impulso alla velocità:

$$p = mc\gamma\beta. \quad (3.7)$$

La risoluzione è data da:

$$\left(\frac{dm}{m}\right)^2 = \left(\gamma^2 \frac{d\beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{dp}{p}\right)^2. \quad (3.8)$$

Se il momento p è relativamente ben misurato, allora la possibilità di risolvere le particelle con masse m_1 e m_2 richiede una risoluzione sulla velocità, $\Delta\beta$, data da:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \simeq \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p^2}. \quad (3.9)$$

In un rivelatore RICH, la radiazione Cerenkov emessa dalle particelle nell'attraversare un mezzo radiatore è focalizzata su un fotorivelatore con un'alta risoluzione spaziale. I fotorivelatori che permettono di determinare l'angolo di emissione θ_C . La massa m della particella con momento conosciuto p è data da:

$$m = p\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_C - 1}. \quad (3.10)$$

I costituenti basilari di un RICH sono: il radiatore, l'ottica di focalizzazione e i fotorivelatori. Il mezzo dielettrico trasparente, definito come *radiatore*, ha un indice di rifrazione scelto opportunamente a seconda dell'intervallo del momento della particella che si intende analizzare e del rivelatore di fotoni. Nella realizzazione di un RICH sono possibili due geometrie, "focusing" o "proximity focusing". Le due geometrie differiscono per l'uso o meno, di un sistema focalizzante (vedi fig.3.2 e fig.3.3). Noi studieremo la configurazione che utilizza un sistema di specchi focalizzanti costituenti una superficie sferica.

Il sistema di focalizzazione è necessario per radiatori che hanno un basso indice di rifrazione (principalmente gas); in questo caso la lunghezza necessaria per fornire un soddisfacente numero di fotoelettroni rivelati per anello non permette la formazione di immagini senza l'ausilio di un

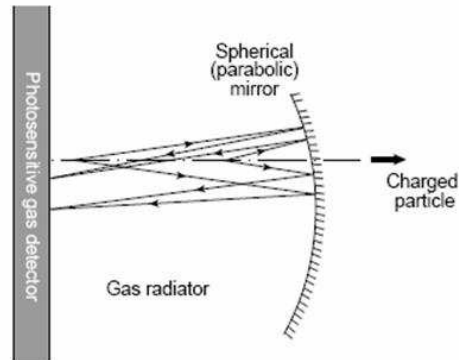


Figure 6: Focusing scheme: Cherenkov photons, collected by a mirror of focal length f , are focused onto the photon detector placed at the focal plane of the mirror. The resulting pattern is a circle of radius $r = f \tan \theta_c$ regardless of the photon emission point along the particle track.

Figura 3.2: Questa soluzione è stata adottata nello spettrometro di COMPASS. Figura 6: i fotoni Cerenkov, raccolti da uno specchio di lunghezza focale f , sono focalizzati su un fotorivelatore posizionato nel piano focale dello specchio. L'immagine risultante è un cerchio di raggio $r = f \tan \theta_C$ relativo al punto di emissione della particella lungo la traiettoria della particella.

sistema ottico di focalizzazione. La radiazione Cerenkov è polarizzata linearmente con il suo vettore di campo elettrico che giace sul piano definito dalla direzione della particella e dalla direzione del fotone; è necessario valutare attentamente la luce persa per riflessione nelle interfacce dei mezzi ottici attraversati e scegliere i materiali che siano completamente isotropi per la luce polarizzata. In pratica, le inefficienze del rivelatore di fotoni e la non completa trasparenza del mezzo consentono solo a un sottoinsieme di fotoni di essere rivelati. Per un rivelatore di fotoni, infatti, con efficienza quantica Q , efficienza di rive-

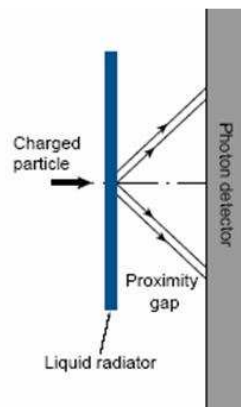


Figure 7: Proximity-focusing scheme: The detector volume, placed between the radiator and the photodetector, is known as the ‘proximity gap’ and is necessary to enlarge the Cherenkov cone to a more convenient size for the imaging.

Figura 3.3: L’altra possibile geometria nella realizzazione di un rivelatore RICH. Figura 7: schema a “proximity focusing”: il volume del rivelatore, messo tra il radiatore e il fotorivelatore, è conosciuto come il “proximity gap” ed è necessario per allargare il cono di luce Cerenkov, per una più conveniente dimensione dell’immagine.

lazione di singolo fotone ϵ , trasmissione del radiatore e delle finestre T e riflettanza dello specchio R , il fattore di proporzionalità N_0 , definito come *fattore di merito* è dato da:

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \int \epsilon Q T R dE. \quad (3.11)$$

I limiti della regione di integrazione sono dati dall’intervallo di energia di fotoionizzazione e dall’intervallo di trasparenza del mezzo. Più grande è N_0 , migliore è il rivelatore. Se il rivelatore è disegnato per rivelare fotoni in una regione lontana dalla zona di radiazione dove il mezzo ha delle bande di assorbimento, l’indice di rifrazione n può essere

preso indipendente dalla frequenza e l'equazione tradizionale usata per descrivere i contatori Cerenkov risulta:

$$N = N_0 L \sin^2 \theta. \quad (3.12)$$

La quantità soprascritta è la media o il valore di aspettazione della distribuzione di Poisson. Per $\beta \rightarrow 1$ l'angolo Cerenkov tende al valore asintotico θ_{max} legato al valore di soglia di γ_t , eq.3.2 come:

$$\sin^2 \theta_{max} = \frac{1}{\gamma_t^2} \quad (3.13)$$

con un numero massimo di fotoni aspettati di :

$$N_{max} = \frac{N_0 L}{\gamma_t^2} \quad (3.14)$$

La frazione di fotoni Cerenkov ad un dato angolo per la produzione massima è espressa da:

$$\frac{N}{N_{max}} = \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_{max}}. \quad (3.15)$$

Se consideriamo radiatori gassosi, possiamo fare la seguente approssimazione:

$$\frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_{max}} \simeq \frac{\theta}{\theta_{max}} \simeq 1 - \frac{p_{th}^2}{p^2}. \quad (3.16)$$

L'angolo Cerenkov e il numero di fotoni rivelati dipende solamente dal rapporto $\frac{p}{p_{th}}$ (vedi fig.3.4). Calcoliamo ora la risoluzione di β associata alla misura dell'angolo Cerenkov; dall'eq.3.1 abbiamo che:

$$\left(\frac{\sigma_\beta}{\beta} \right)^2 = (\tan \theta \sigma_\theta)^2 + \left(\frac{\Delta n}{n} \right)^2 \quad (3.17)$$

La diffusione nella direzione della particella dovuta allo scattering multiplo nel radiatore, la risoluzione spaziale finita del fotorivelatore e l'aberrazione dell'ottica usata comportano una dispersione nel valore

degli angoli misurati. L'aberrazione cromatica del mezzo radiatore $\frac{\Delta n}{n}$ è generalmente il contributo dominante alla precisione del rivelatore $\frac{\sigma_\beta}{\beta}$, specialmente se il RICH è progettato per operare nella regione dell'ultravioletto.

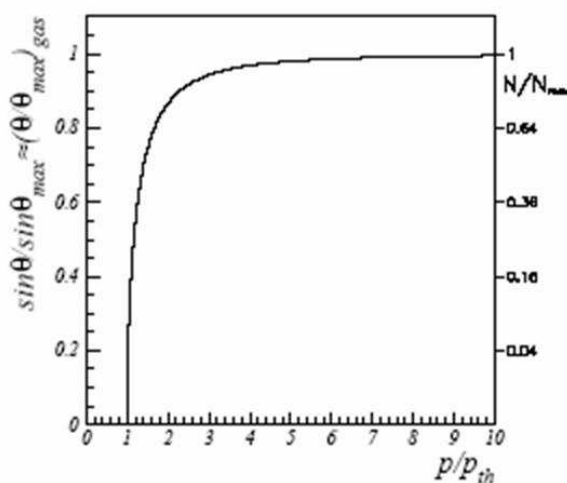


Figura 3.4: Variazione del seno dell'angolo Cerenkov e del numero di fotoni normalizzati al loro rispettivo valore massimo come funzione della variabile di scala $\frac{p}{p_{th}}$. Nel caso di un gas radiatore il rapporto normalizzato dei seni dell'angolo Cerenkov corrisponde al rapporto tra l'angolo Cerenkov e il suo valore massimo. È importante notare che l'angolo massimo è raggiunto molto più velocemente che il numero massimo di fotoni al crescere del momento della particella.

Un rivelatore RICH con una figura di merito N_0 e un radiatore caratterizzato da un indice di rifrazione n e lunghezza totale L , misura gli angoli Cerenkov θ_1 e θ_2 per particelle di momento p e massa m_1 e m_2 rispettivamente con un'accuratezza che si esprime con n_σ , numero di deviazioni standard per cui si ha $\theta_2 - \theta_1 = n_{\sigma_C} \cdot \sigma_C$. Dall'eq. 3.9 segue

che il limite superiore del momento $p_{m_1 m_2}$ per n_σ dato:

$$p_{m_1 m_2} = \left(\frac{\Delta m^2 (N_0 L)^{\frac{1}{2}}}{2n_\sigma \beta n \sigma_\theta} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\Delta m^2}{2n_\sigma \beta n \sigma_{\theta_C} \sin \theta} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\Delta m^2 \sqrt{N}}{2n_\sigma \sigma_\theta \tan \theta} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.18)$$

Lo scopo principale del fotorivelatore è convertire i fotoni Cerenkov in un segnale elettrico rivelabile da un mezzo materiale con sensibilità di singolo fotone definito dalla efficienza quantica Q_E . La bassa energia dei quanti Cerenkov implica che tra i tre meccanismi di interazione con la materia: assorbimento fotoelettrico, scattering Compton e produzione di coppie elettrone-positrone, solo la prima può essere efficacemente sfruttata ai fini pratici. Inoltre, questo implica che il fotorivelatore deve essere in grado di rivelare, con estrema efficienza, il singolo elettrone (fotoelettrone) liberato dagli atomi del materiale fotosensibile che può essere un vapore (nel caso specifico si tratterebbe di *fotoionizzazione*) o di un sottile strato di materiale opportuno (ossia *produzione fotoelettrica*).

Il rivelatore di fotoni utilizzato in cui RICH deve possedere le seguenti caratteristiche:

- grande accuratezza nella localizzazione per avere una buona risoluzione nella misura dell'angolo Cerenkov;
- risposta veloce;
- basso rumore;
- stabilità a lungo termine;
- bassi costi per permettere copertura di grandi superfici.

I fotorivelatori possibili possono essere divisi in due categorie: quelli gassosi e quelli che funzionano nel vuoto. I primi includono: le camere proporzionali multifilo (MWPC), le camere a valanga a multistep (MSAC) e le camere a deriva con proprietà bidimensionali. Si usano i vapori con alta efficienza quantica nella regione dell'ultravioletto

miscelati con i gas di funzionamento del rivelatore. I fotoelettroni prodotti vengono quindi accelerati tramite un campo elettrico verso il filo con poche decine di μm di diametro ad alto voltaggio. Vicino al filo il campo elettrico è molto intenso e si ha moltiplicazione di elettroni di deriva accelerati sono parecchio energetici e collidono con le molecole del gas creando una valanga di elettroni. La ionizzazione risultante è abbastanza intensa da essere rivelata.

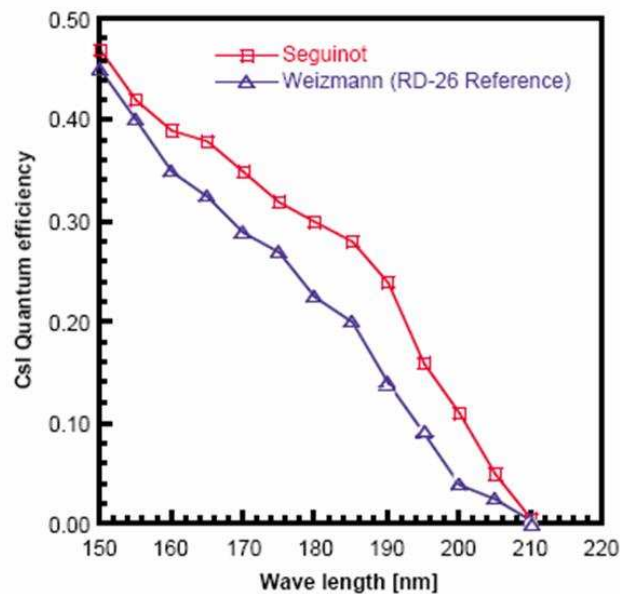


Figura 3.5: Misura dell'efficienza quantica del CsI nel vuoto come funzione della lunghezza d'onda del fotone [30].

Come vapori fotoconvertitori sono stati usati principalmente la trietilamina (TAE) e la tetrachietilene (TMAE) con finestre costituite da silice di quarzo oppure dal più costoso CaF_2 che permette di scendere ulteriormente in lunghezza d'onda, per poter rivelare anche fotoni con lunghezze d'onda nell'ultravioletto. Le condizioni di lavoro di pressione e temperatura sono differenti a seconda del vapore che stiamo conside-

rando, TAE o TMAE, così come variano le lunghezze di assorbimento della luce nel mezzo gassoso a seconda della natura del mezzo stesso. Più recentemente, si è iniziato a usare un sottile strato (da 100 nm a 1 μm) di CsI [29] depositato sul piano del catodo. Gli studi in questa direzione hanno portato a sviluppare tecniche standardizzate di deposito su fotocatodi di dimensioni di anche $60 \times 60 \text{ cm}^2$. In fig.3.5 mostriamo un grafico relativo all'efficienza quantica del CsI in funzione della lunghezza d'onda del fotone. Il principale vantaggio di un rivelatore RICH con il fotocatodo in CsI consiste in una risoluzione migliorata dell'angolo Cerenkov poiché la fotoconversione si ha in un singolo strato senza un errore di parallasse.

Per quel che concerne i fotorivelatori che lavorano nel vuoto, questi presentano diversi vantaggi e permettono di lavorare in un intervallo di lunghezze d'onda del visibile:

- non sono necessari vapori fotosensibili;
- modesti servizi per il mantenimento;
- la purificazione del radiatore per renderlo trasparente nell'ultravioletto e le finestre trasparenti nell'ultravioletto non sono necessari;
- grande flessibilità e compattezza fornita dalla segmentazione in pad.

Inoltre le prestazioni del rivelatore risultano migliorate sopportando grandi flussi di particelle, permettendo di utilizzare i fotorivelatori anche nel sistema di trigger (ove necessario) lasciando ampio spazio alla scelta dei materiali con funzione di radiator; anche l'aerogel (vedi fig.3.6), che può essere utilizzato solo limitando l'intervallo della luce rivelata a lunghezze d'onda superiori a 300 nm, può venir impiegato. Tra i fotorivelatori a vuoto ricordiamo i fotomoltiplicatori e i fotomoltiplicatori a multianodo presentano il vantaggio dell'accresciuta risoluzione spaziale e un sistema di lettura dei dati (vedi sez.3.5).

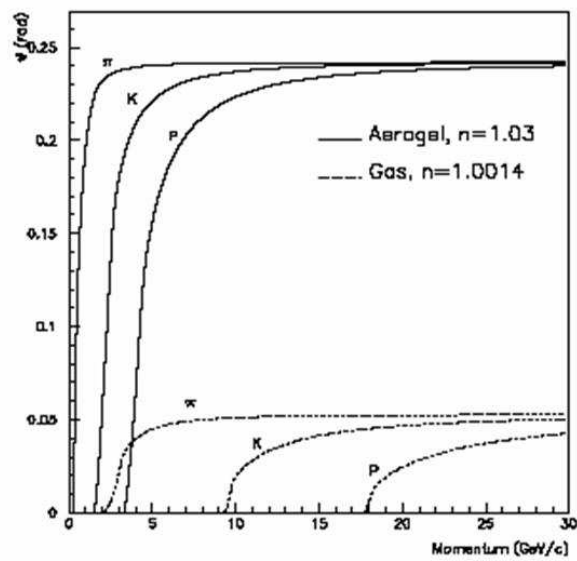


Figura 3.6: Andamento dell'angolo Cerenkov in funzione del momento per 3 differenti adroni e per 2 radiatori: il gas C_4F_{10} e l'aerogel.

3.4 Il RICH in COMPASS

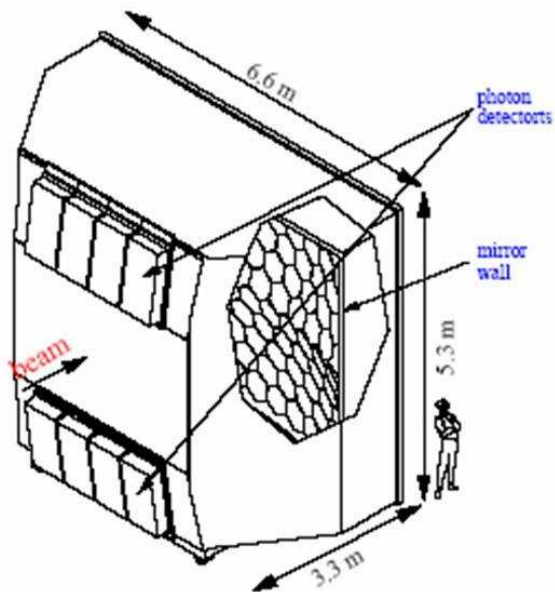


Figura 3.7: Schema del RICH che permette di apprezzare le dimensioni del rivelatore. Si vedono il serbatoio del gas radiatore, la parete di specchi ed i fotorivelatori.

Le richieste per il RICH-1 che derivano dal programma di misure dell'esperimento, sono:

- la capacità di separare π e i K con momento fino a ~ 60 GeV/c;
- l'accettanza corrispondente a quella di tutto lo spettrometro a grande angolo (± 250 mrad in orizzontale e ± 200 mrad in verticale);
- la minimizzazione del materiale che verrà attraversato dalle particelle in modo da alterare il meno possibile le particelle che poi saranno rivelate nello spettrometro a piccolo angolo e la risolu-

zione energetica nei calorimetri elettromagnetico e adronico, posti immediatamente a valle del RICH;

- la buona risposta ad alti flussi e la capacità di registrare e maneggiare intensi flussi di dati.

La sua realizzazione soddisfa ai requisiti soprascritti. Ogni elemento del RICH è il frutto di un'attenta scelta ed analisi.

Il gas radiatore [32, 33], il C_4F_{10} , è stato scelto per la sua bassa cromaticità; ciò permette di contenere l'errore con cui è determinato l'angolo Cerenkov e quindi di separare particelle ad alto momento. Inoltre è trasparente per lunghezze d'onda dell'intervallo $160 \div 210$ nm. Sono ~ 80 m^3 di gas mantenuti a temperatura e a pressione ambiente (fondamentale per non creare tensioni alle lastre di quarzo) da un PCL (Programmable Logic Control) che si occupa anche di verificare che la presenza di ossigeno e vapore acqueo siano contenuti nei limiti tollerati oltreché di monitorare lo svuotamento (riempimento) del gas radiatore dal vessel con l'immissione (emissione) dell'azoto al posto del C_4F_{10} .

Nella figura 3.8 c'è lo schema del sistema di monitoraggio del gas con cui viene controllata on-line la trasparenza del gas.

La scelta di costruire il vessel principalmente in alluminio è stata dettata dalla necessità di non introdurre ulteriori impurità nel gas radiatore.

L'altra componente fondamentale e al contempo impegnativa nella sua realizzazione, è stato il sistema ottico costituito da specchi (vedi fig.3.10) [34] con riflettanza maggiore dell'80% (vedi fig.3.11) nell'ultravioletto e più precisamente nell'intervallo $160 \div 210$ nm. Queste sono state ottenute proteggendo con un rivestimento in MgF_2 di 30 nm e lo strato riflettente di alluminio di circa 80 nm. Gli strati sono stati depositati con una procedura che ha richiesto di operare in un buon stato di vuoto, $\sim 10^{-7}$ mbar, con una velocità di deposito di 2-4 $\mu m/s$ e con una rapida rotazione degli specchi. Poiché il MgF_2 è igroscopico, gli specchi devono essere preservati dall'umidità per poter mantenere le loro caratteristiche di riflettanza ed infatti, anche durante il montaggio degli

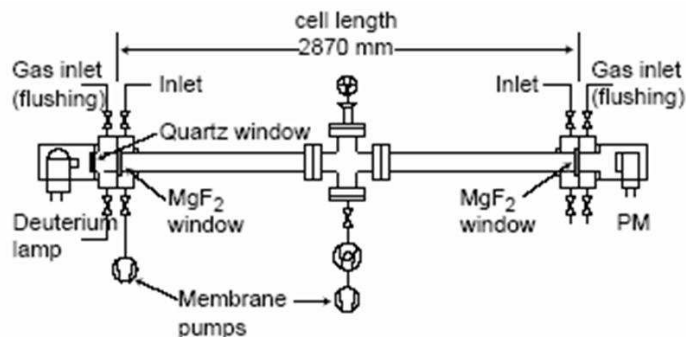


Figura 3.8: Setup della misura per la trasparenza del gas: questo sistema permette una misura nel range da $160 \div 210$ nm cioè nell'intervallo di nostro interesse.

stessi, l'ambiente è stato costantemente monitorato e acquafiltrato anche in presenza degli operatori affinché l'umidità resti in un intervallo compreso tra il 10% e il 30% a seconda della presenza o meno degli operatori.

Gli specchi ricoprono un'area di ~ 21 m² e formano due superfici sferiche di raggio $R_{av} = (6606 \pm 20)$ mm con i rispettivi centri posizionati verticalmente a 1600 mm sopra l'asse del fascio (vedi fig.3.12) così da focalizzare l'immagine fuori dall'accettanza angolare del rivelatore. Queste superfici sono un mosaico di specchi esagonali, con lato da 261 mm, e pentagonali di differenti dimensioni per evitare una struttura a dente di sega ai bordi delle superfici. Tra uno specchio e l'altro c'è una zona morta del 4%.

Altri importanti parametri richiesti riguardano la forma degli specchi e la qualità della superficie. Il diametro, D dello spot, che è il più piccolo cerchio contenente il 95% della potenza luminosa associata con un'immagine puntiforme, deve essere < 3.5 mm; successivamente è

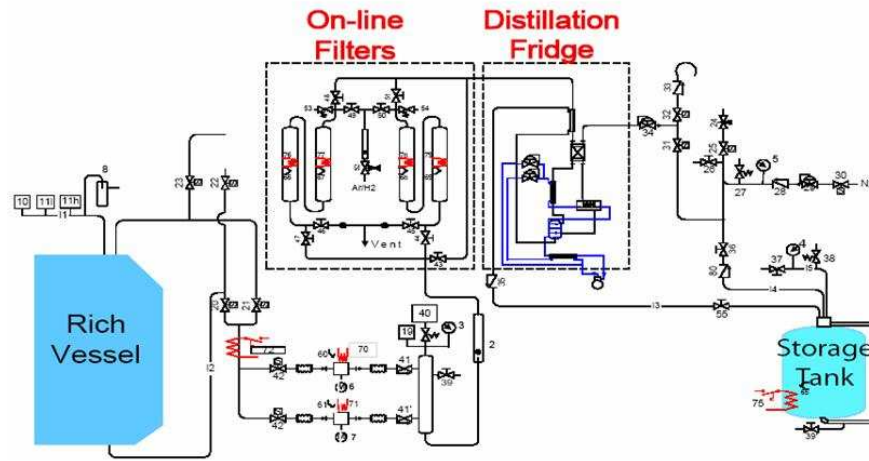


Figura 3.9: Diagramma schematico del sistema di controllo del gas nel RICH-1.

stato misurato e si è avuto un valor medio di $D_{av} = (1.65 \pm 0.45)$ mm. La rugosità delle superfici riflettenti è < 1.6 . Lo spessore del substrato dello specchio è $\sim 5.5\%$ di lunghezza di radiazione: questo è il materiale minimo richiesto avere sufficiente rigidità di ogni singolo specchio.

Per sorreggere questa struttura di specchi si è utilizzata una configurazione reticolare rigida (vedi fig.3.14) in alluminio i cui punti nodali giacciono su una sfera; è qui che (vedi fig.3.13) sono sospesi gli specchi, i quali possono essere aggiustati in posizione solo angolarmente, cioè l'aggiustamento della posizione. L'allineamento degli specchi è avvenuto nel vessel; poiché i centri delle sfere sono fuori del volume del RICH, è stata messa a punto la procedura descritta nel seguito. Si sono utilizzati come riferimento con il serbatoio. Un teodolite la cui posizione era misurata rispetto a tali punti, veniva allineato in modo che il suo

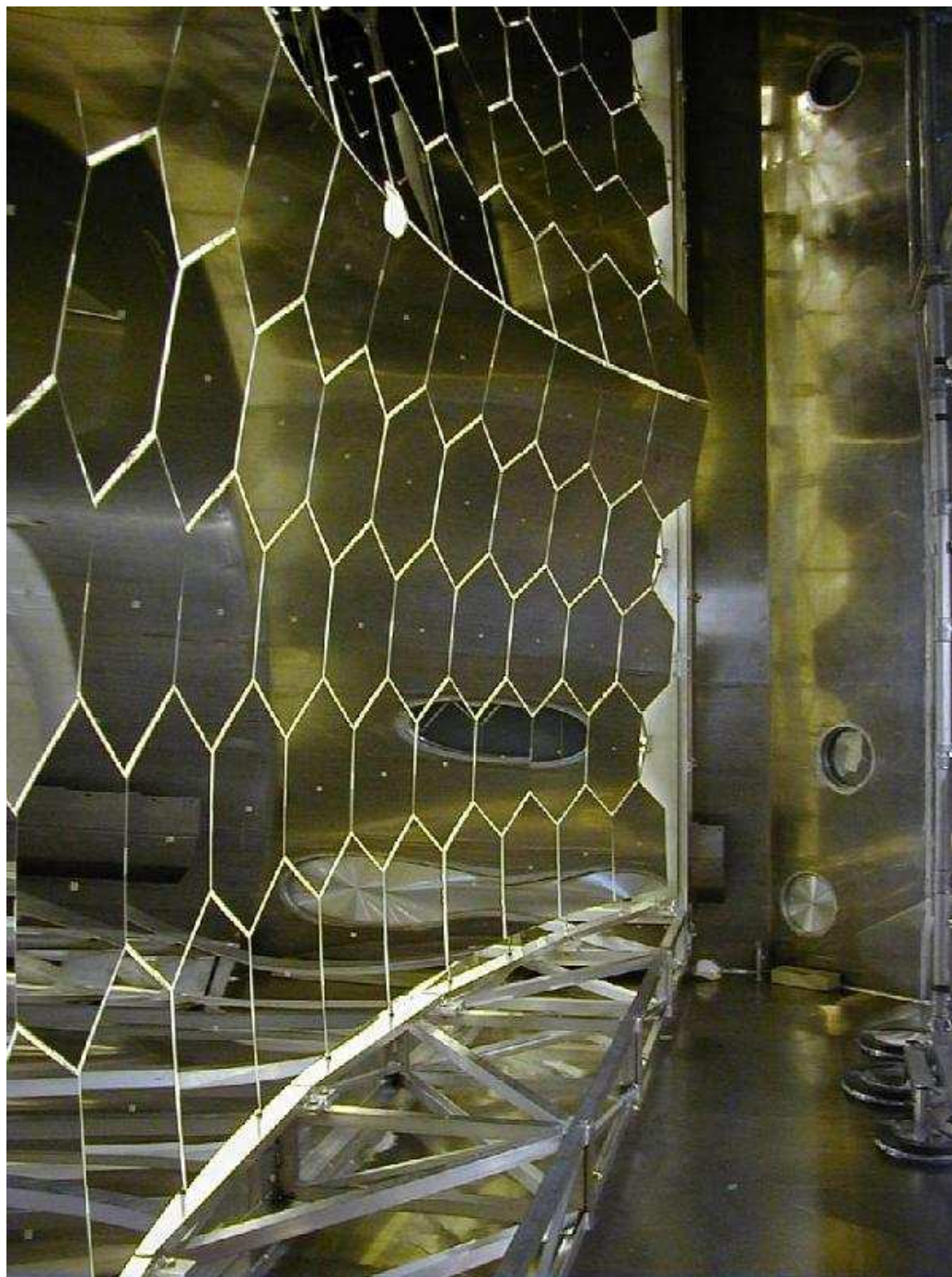


Figura 3.10: Fotografia in cui si possono vedere le due superfici sferiche di specchi.

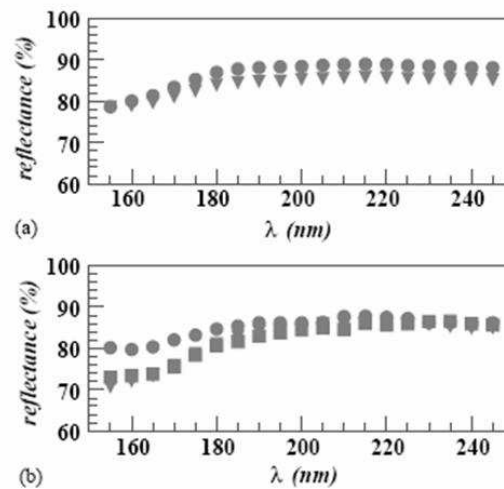


Fig. 3. (a) Mean value of the reflectance measured for the 126 mirror units at the centre (dots) and at the edge (triangles). (b) Reflectance of one mirror unit immediately after production (dots), after one year (squares) and after two years (triangles) permanence in RICH vessel.

Figura 3.11: (a) Valore medio della riflettanza misurata per i 126 specchi, al centro (punti) e ai bordi (triangoli). (b) Riflettanza di un singolo specchio immediatamente dopo la produzione (punti), dopo un anno (quadrati) e dopo due anni (triangoli) di permanenza nel serbatoio del RICH.

asse coincidesse con la linea del centro della sfera al centro di uno degli specchi. Lo specchio rifletteva l'immagine di una croce solidale al teodolite. Se l'immagine riflessa e la croce coincidevano, lo specchio era allineato. Diversamente, lo specchio doveva essere ruotato fino a far coincidere croce e immagine.

I rivelatori dei fotoni hanno il volume separato da quello del serbatoio da lastre di vetro di silice fuso e sono posti fuori dell'accettanza angolare dello spettrometro. I rivelatori (vedi fig.3.16) in questione, sono piani e quindi riproducono approssimativamente la superficie focale sferica: hanno un'area complessiva di $\sim 5.3 \text{ m}^2$; la dislocazione dovuta alla superficie piana produce un'aberrazione geometrica di 0.32 mrad per immagini prodotte da particelle incidenti a piccolo angolo e

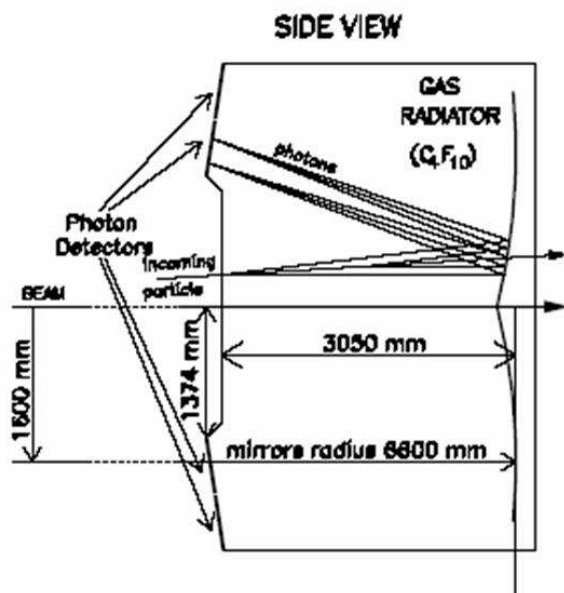


Figura 3.12: Schema di principio del RICH, vista laterale.

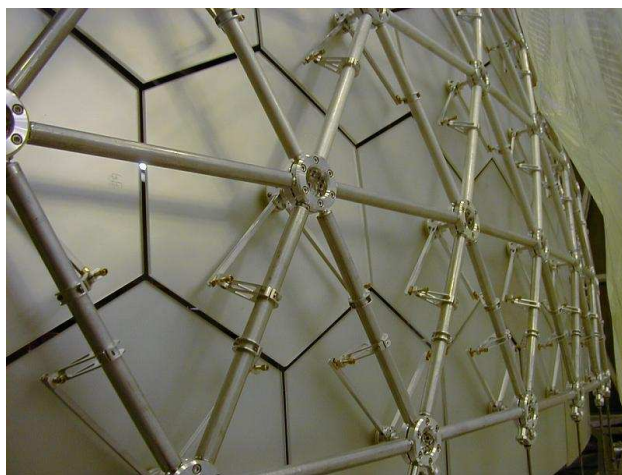


Figura 3.13: Particolare del nodo con montato lo specchio esagonale.

un'aberrazione maggiore per particelle incidenti ad angolo maggiore. I rivelatori scelti sono MWPC con fotocatodi CsI che permettano una

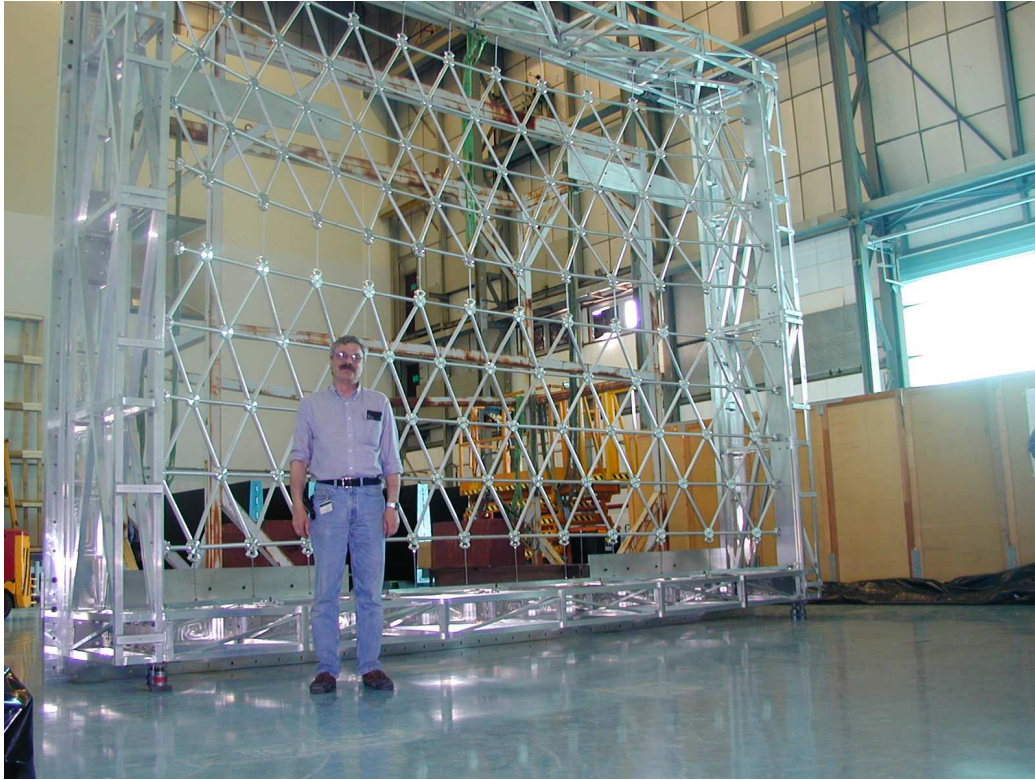


Figura 3.14: Struttura reticolare della struttura di supporto degli specchi montati.

rivelazione dei fotoni nell'intervallo dell'ultravioletto. In tutto, il RICH1 è equipaggiato con 8 camere identiche ognuna con una superficie attiva di $576 \times 1152 \text{ mm}^2$. Due circuiti stampati di $576 \times 576 \text{ mm}^2$, ognuno segmentato in 5184 pad di area $8 \times 8 \text{ mm}^2$, formano i piani dei fotocatodi. I fili anodici (vedi fig.3.17) sono lunghi 1260 mm e a metà della lunghezza sono tenuti in posizione da una barra di isolante. Particolare attenzione è stata dedicata alla precisione delle componenti meccaniche: lo spessore di tutti i supporti delle camere è stato verificato e non si tollerano variazioni dello spessore superiori a 0.1 mm. La planarità dei fili è anche al 0.1 mm.

È fondamentale che lo ioduro di cesio non entri in contatto con l'aria ambiente. Infatti è un sale igroscopico e se assorbe acqua si trasforma chimicamente perdendo l'efficienza quantica. Sono stati costruiti degli

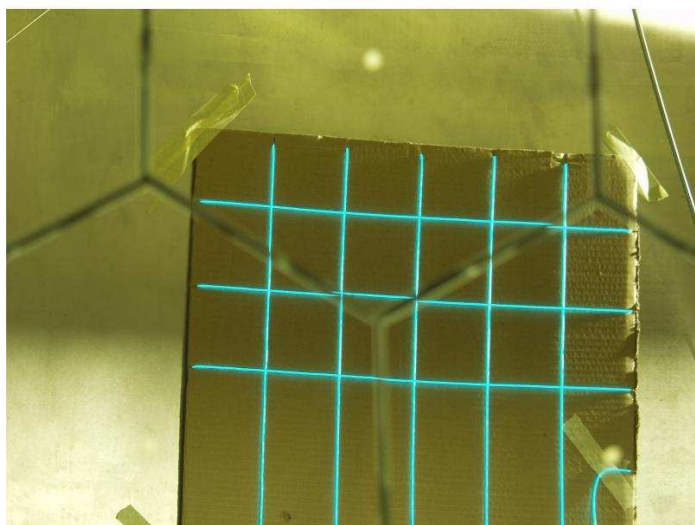


Figura 3.15: Reticolo di prova per verificare l'allineamento degli specchi.

appositi contenitori per il trasporto dei PBCs (Printed Board Circuits) con il CsI in modo da mantenere costantemente sotto flusso di gas filtrato (N_2).

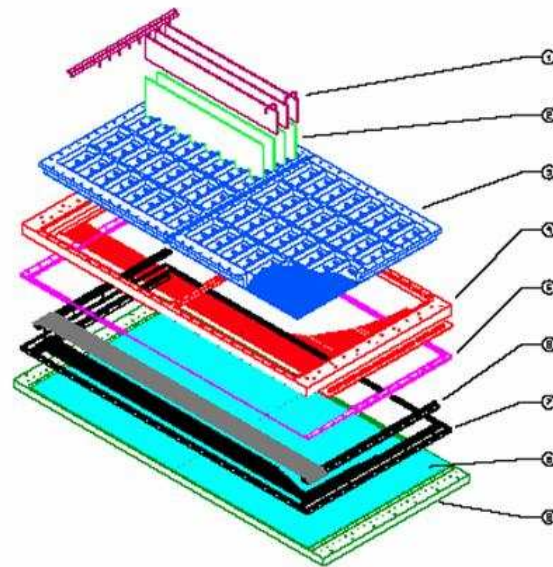


Figure 4.12: One of the photon detectors of COMPASS RICH 1: 1) cooling plates, 2) readout boards, 3) CsI photocathode boards, 4) anode wires, 5) distance frame, 6) cathode wires, 7) collection wires, 8) fused silica plates, 9) fused silica frame.

Figura 3.16: Figura 4.12: uno dei rivelatori di fotoni del RICH di COMPASS: 1)piastre per il raffreddamento, 2)schede per il readout, 3)schede di fotocatodi in ioduro di cesio, 4)filì anodici, 5)reticoli distanziatori, 6)filì catodici, 7)filì per la raccolta 8)lastre in silice di quarzo, 9)reticoli in silice di quarzo.

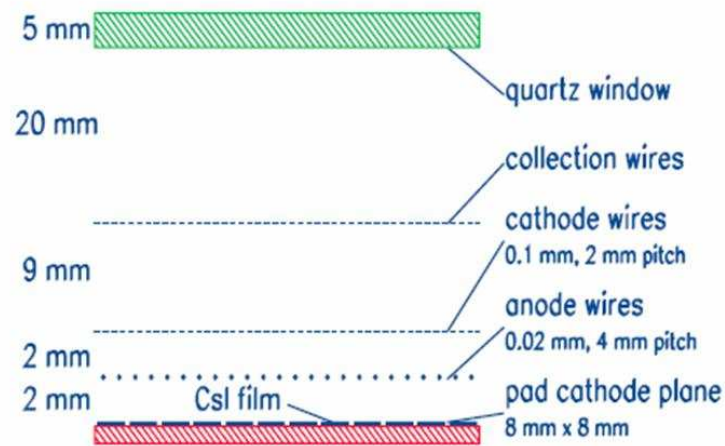


Figure 4.13: Section of the RICH-1 photodetectors.

Figura 3.17: Sezione dei fotorivelatori del RICH.

3.5 L'up-grade del RICH

La seconda fase di presa dati per COMPASS è prevista partire nel maggio del 2006 e continuerà almeno fino al 2010. Durante questo periodo COMPASS raccoglierà dati per un'accurata misura del contributo del gluone allo spin del nucleo $\frac{\Delta G}{G}$ dal canale di open charm e completare i programmi adronici e muonici proposti. Il completo raggiungimento di questi traguardi richiede di operare lo spettrometro perfino a maggiori intensità del fascio (sopra $10^8/\text{sec}$) con alte rates di trigger impegnativi (fino a un massimo di 100kHz) previsti per studi di spettroscopia di particelle charmate e di processi Primakoff [35].

Per le particelle uscenti a piccolo angolo, le prestazioni del RICH1 sono ridotte a causa sia di zone morte, nella regione centrale, sia alle immagini dovute all'alone del fascio di muoni. Combinato con il lungo tempo di memoria dei rivelatori di fotoni dovuto alla natura delle MWPC e all'architettura del sistema di readout, questo alone genera un'alta occupazione delle pad nella zona centrale del rivelatore provocando così un segnale deteriorato rispetto il segnale di fondo. Per entrambe le regioni, centrale ed esterna, le particelle al minimo di ionizzazione che attraversano le CsI-MWPCs aumentano le probabilità di instabilità elettriche nel rivelatore di fotoni; queste limitano il guadagno massimo raggiungibile e conseguentemente il numero di fotoni rivelati. Inoltre le prospettive dell'uso dello spettrometro di COMPASS per accresciute intensità di muoni e adroni nonché di rates di trigger ci portano ad un riesame dell'occupazione dei pad e del tempo morto dell'acquisizione.

Il progetto di upgrade del RICH è composto da due tecnologie complementari. Nella parte centrale del rivelatore è prevista una sostituzione della tecnica di rivelazione e dello schema di readout. L'uso dei MAPMT dovrebbe portare ad un significativo incremento del numero di fotoni rivelati. Aumenterà l'intervallo del momento nel quale l'identificazione delle particelle è garantita. Il sistema di readout associato è senza tempo morto. Nella rimanente parte del rivelatore, l'uso di un'architettura basata sul chip APV permetterà un'importante riduzione

del tempo morto dell'elettronica e un miglioramento nella risoluzione temporale, lasciando inalterati i rivelatori MWPCs già presenti.

Il sistema proposto per la parte centrale dei fotorivelatori del RICH-1, cioè il rimpiazzo di 4 fotocatodi centrali delle MWPCs corrispondente al 25% della superficie attiva (vedi fig.3.19). Davanti al fotorivelatore vengono posizionate due lenti al quarzo, trasparenti per lunghezze d'onda ≥ 200 nm in modo da raccogliere più fotoni aumentando la superficie sensibile del MAPMT senza però perdere l'informazione in posizione dei fotoni. Questo incremento della zona attiva del rivelatore permette di ridurre il numero dei rivelatori da impiegare diminuendo così i costi da affrontare. La soluzione dei MAPMTs più le lenti non è un approccio nuovo, ma è già stato usato in altri esperimenti quali HeraB o LHCb. Con il sistema delle due lenti telescopiche proposte l'effettiva dimensione del pixel è di 12×12 mm², inoltre estendiamo lo spettro della luce Cerenkov rivelata, alla regione dell'ultravioletto (fino a ~ 200 μ m) utilizzando i MAPMTs operanti nell'ultravioletto e le lenti in vetro di silice.

Per una descrizione tecnica dettagliata del tipo di MAPMT che useremo rimandiamo alla sezione 4.1.

Prima di decidere la configurazione ottimale del tipo di lenti si sono considerate le seguenti opportunità:

- a) una lente singola spessa piano convessa per minimizzare la lunghezza del sistema telescopico;
- b) un sistema di doppie lenti per minimizzare le distorsioni dell'immagine in modo da incrementare l'effettiva risoluzione del rivelatore e l'accettanza geometrica dello stesso. Alla fine si è giunti alla scelta della soluzione di tipo b) (vedi fig.3.20 e fig.3.22).

I MAPMTs sono letti con l'amplificatore/discriminatore, montati su piccole schede di lettura interfacciate direttamente sulle schede dei partitori resistivi. L'alimentazione e le soglie sono controllate da remoto. Una scheda di bus, detta "roof", distribuisce alle carte di Front End la tensione e i segnali di controllo. Le schede contenenti i TDC F1 sono

accoppiate direttamente alle schede “roof”; il tutto è stato realizzato senza l'ausilio dei cavi rendendo il sistema più compatto, maneggevole ed affidabile. Il sistema di lettura dei dati è molto simile a quello già esistente su altri rivelatori quali: le MWPCs, le W4-5, i Muon Wall.

Grazie al test beam del 2004 (vedi capitolo 5) si è verificato tramite misure e confronti di simulazioni con il metodo di Monte Carlo l'efficienza di rivelazione del singolo fotone del MAPMT e la risposta del sistema con lenti.

Riassumendo, le caratteristiche del disegno finale per l'upgrade del RICH sono:

1. la sostituzione di uno dei due fotocatodi di ognuna delle 4 camere centrali con un pannello in cui sono alloggiati 144 MAPMT UV-extended con accoppiato il sistema del telescopio delle lenti. I fili anodici posti di fronte alle lenti e al pannello con i fotorivelatori saranno rimossi. Le restanti componenti delle MWPCs rimangono inalterati;
2. un sistema di lettura dati basato su un amplificatore/discriminatore MAD e un TDC (Time Digital Convert) F1, simile al setup elettronico implementato per il test beam del 2004;
3. il progetto di C-MAD, una versione modificata del MAD4, è tutt'ora in corso. Il C-MAD è un CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor), cioè un chip di $0.35 \mu\text{m}$, con 8 canali e con la possibilità di settare la soglia di ogni canale in modo indipendente e con un'aumentata capacità di input rate. L'inizio della produzione è previsto per la fine del 2005 e non sarà disponibile per il run del 2006, ma sarà montato a partire dal 2007;
4. il chip F1 verrà usato in modo TDC; l'analisi delle rates attese e quindi del livello di background stimato suggerisce che con una finestra di $\sim 2 \text{ nsec}$ permetterà un notevole guadagno rispetto alla modalità attuale di lavoro, cioè in latch mode. Ci si aspetta che non ci sia correlazione fisica negli eventi di background;

5. è stato progettato un sistema telescopico di due lenti in silice di quarzo: una lente sferica di taglio rettangolare per un incastro perfetto con la finestra di di entrata della luce Cerenkov e una lente asferica un po' più piccola posizionata di fronte al MAPMT. L'asse del sistema telescopico è inclinato così da incontrare la direzione media lungo la quale i fotoni della radiazione Cerenkov colpiscono le lenti. Questo approccio è stato preferito rispetto quello a singola lente e maggiormente spessa, non solo per una deformazione minore dell'immagine e per contenere l'effetto della cromaticità, ma anche perché le risultanti zone morte nel sistema telescopico sono minori del $\sim 2\%$;
6. è stato realizzato anche un pannello di supporto, compatibile con le strutture meccaniche preesistenti dei rivelatori di fotoni, il sistema delle lenti con l'asse inclinato e cercando sempre di minimizzare le zone morte.

L'up-grade del RICH comporterà i seguenti vantaggi:

- un numero maggiore di fotoni rilevati per anello fino a 3.5 volte il numero dei fotoni rilevati ora; nella zone lontane da quelle centrali si arriverà fino a 50 fotoni per anello;
- la risoluzione a saturazione dell'angolo Cerenkov misurato sarà peggiore di un fattore ~ 1.5 , ma questo viene ampiamente compensato dal maggiore numero di fotoni rilevati. Inoltre la risoluzione beneficia anche di un rumore di background non correlato e quindi facilmente eliminabile. La risoluzione aspettata è di ~ 0.3 mrad da confrontare con quella attuale di 0.45 mrad sempre nelle zone lontane da quelle centrali e in situazione di saturazione. Questo si riflette anche nella separazione in massa tra pioni e kaoni con una deviazione di 2.5σ fino a 50 GeV/c anziché gli attuali 40 GeV/c;
- l'aumentato numero di fotoni rilevati comporterà un effettivo abbassamento della soglia del RICH; la “nuova” soglia sarà quasi coincidente con la soglia fisica dell'effetto Cerenkov.

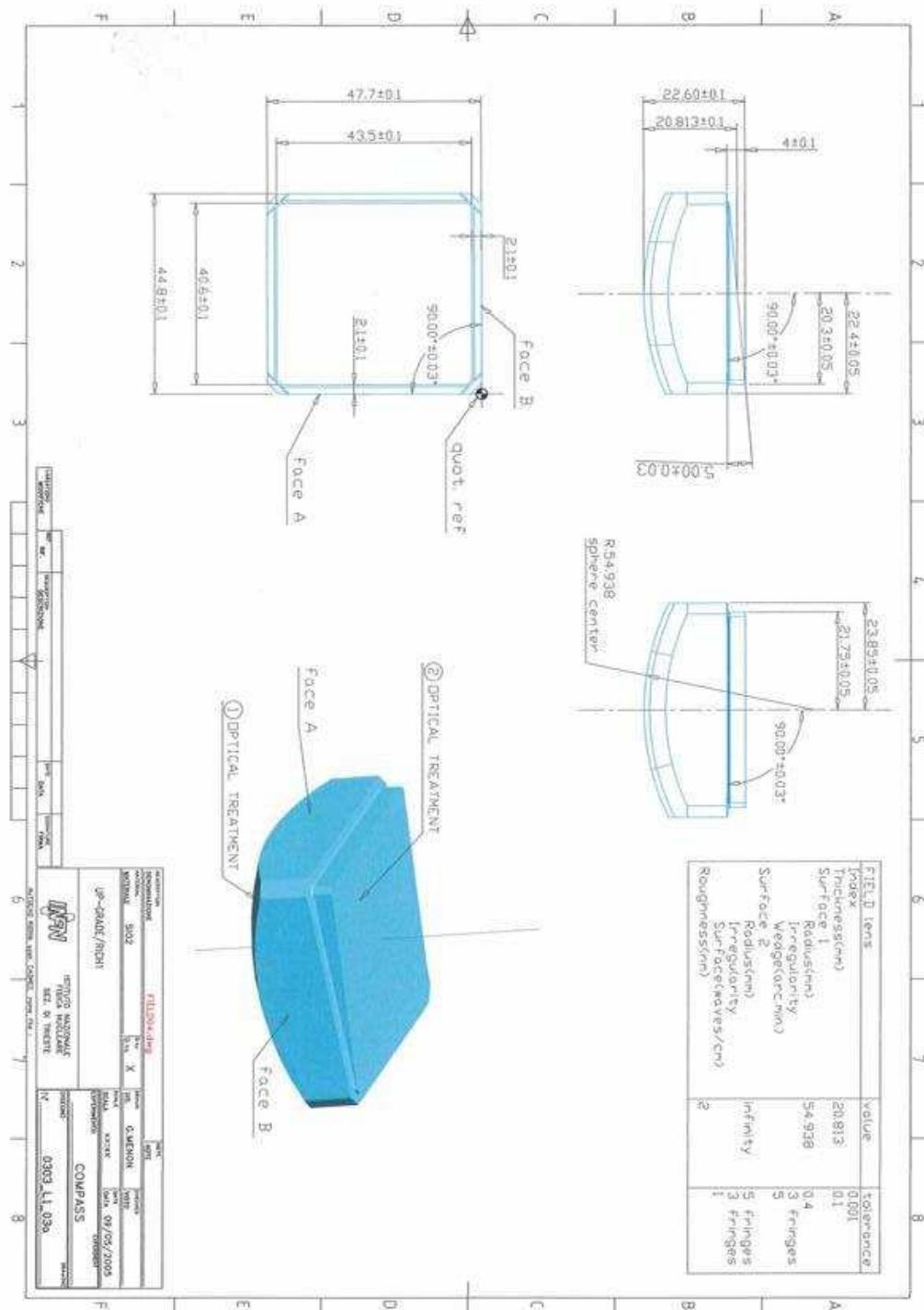


Figura 3.18: Disegno della lente sferica di forma rettangolare che verrà posizionata di fronte alla finestra di entrata della luce Cerenkov.

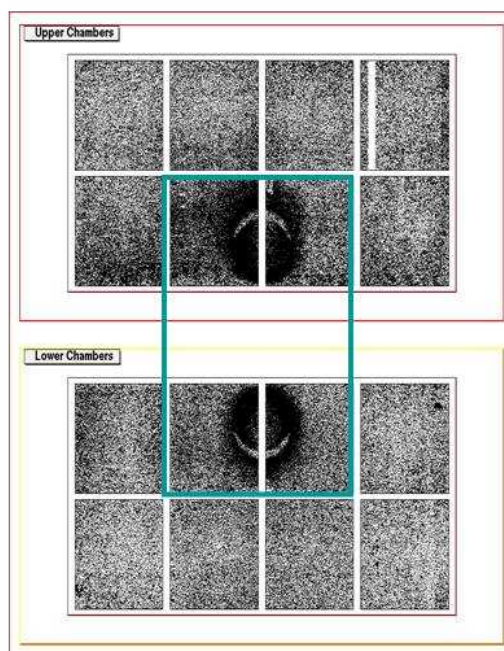


Figura 3.19: La zona cerchiata in verde mostra la parte dei rivelatori che verrà sostituita con i MAPMTs.

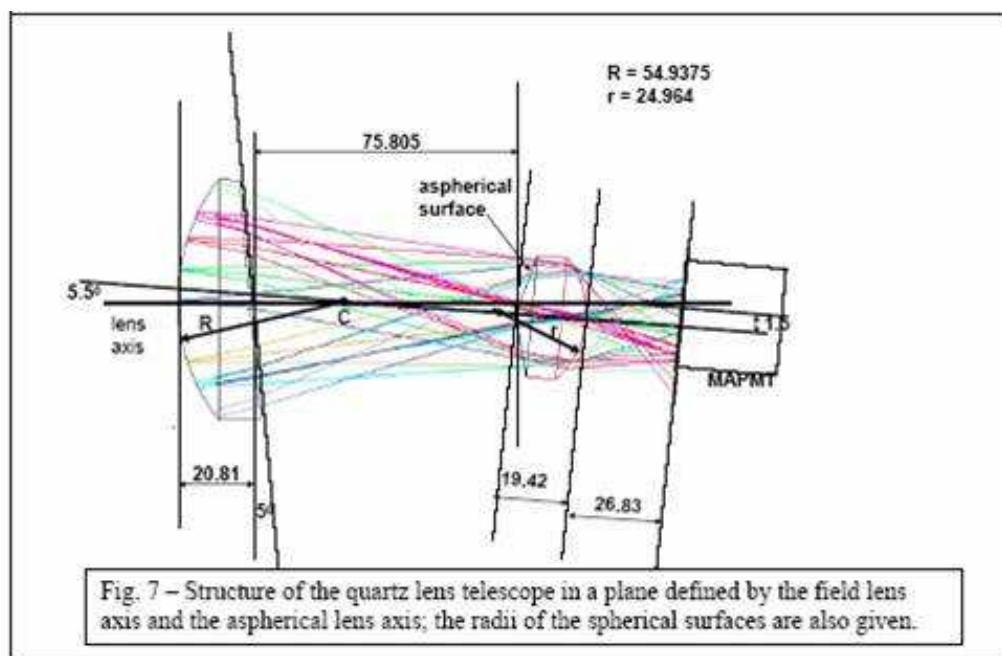


Figura 3.20: Disegno CAD in cui vengono simulati i diversi percorsi della luce passanti tramite le lenti e convergenti sul fotomoltiplicatore.

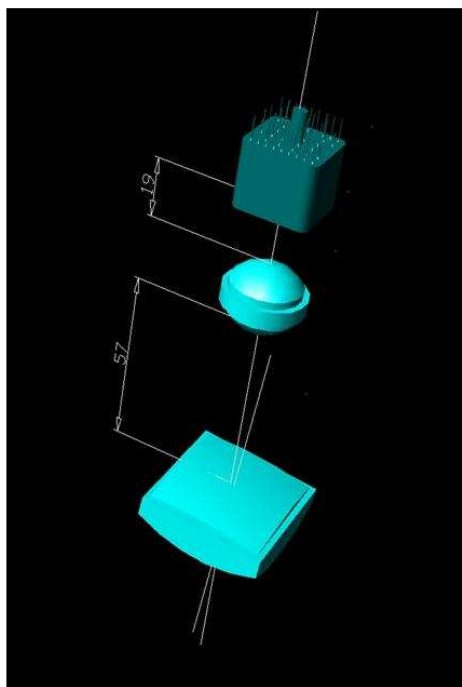


Figura 3.21: Spaccato CAD del sistema doppie lenti più MAPMT.

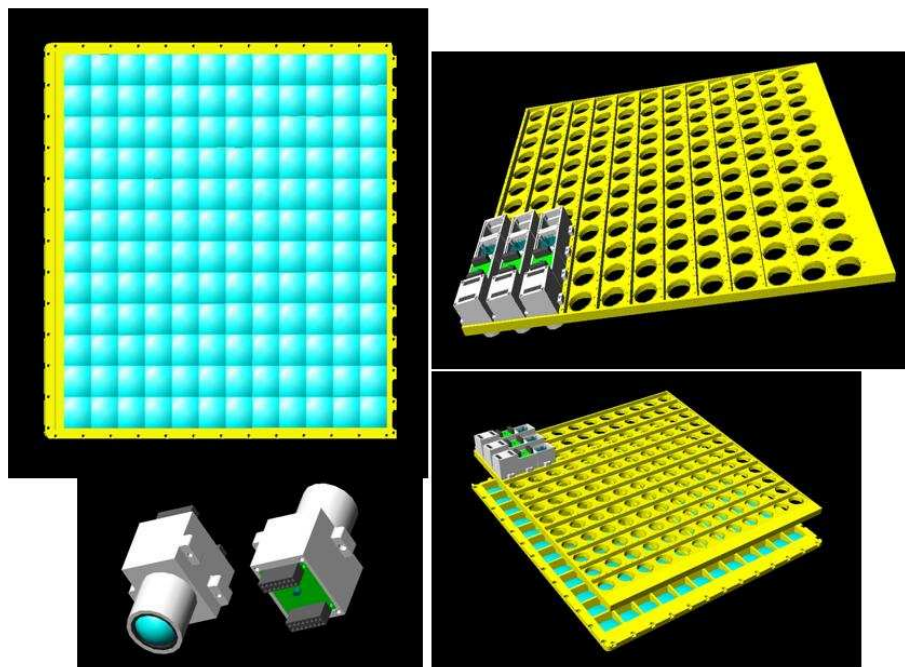


Figura 3.22: Queste sono 4 immagini CAD che rappresentano rispettivamente, partendo dall'alto a sinistra: il pannello su cui verranno incollate le 144 lenti sferiche quindi il pannello su cui appoggeranno i MAPMT schermati con incollate le lenti asferiche. In basso a sinistra la schematizzazione del singolo MAPMT più la lente asferica ed infine, accanto, la configurazione dei due pannelli che saranno montati l'uno sopra l'altro.

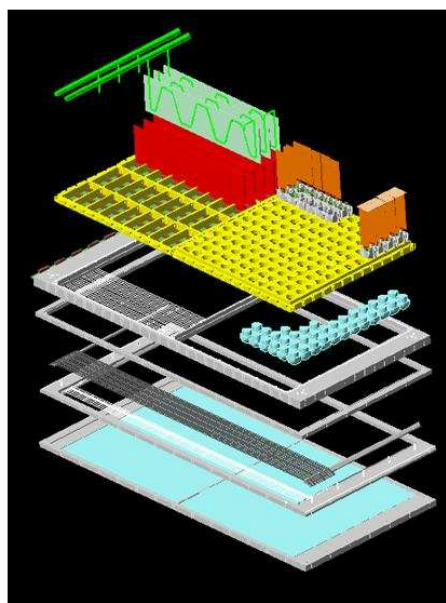


Figura 3.23: Esploso CAD. In questa figura sono rappresentate le due tecniche che coesisteranno nel RICH: i MAPMT con le lenti e la nuova elettronica nelle quattro camere centrali, mentre in quelle esterne rimangono le MWPCs con però una nuova scheda elettronica di lettura.

Capitolo 4

ATTIVITÀ DI LABORATORIO

L'attività di laboratorio cui ho partecipato è indirizzata allo studio dei Multi-Anode Photo-Multiplier Tubes (MAPMTs) scelti per l'upgrade del RICH. Per le nostre misure di spettri di luce ci siamo coadiuvati di uno spettrofotometro (AvaSpec-2048-2 dell'Avantes) e di diverse sorgenti di luce: continua (Avalight-D(H)-S-DUV), ad impulsi (flash lamp) ed impulsata esternamente (LED).

In una prima fase l'attività è stata volta alla caratterizzazione degli strumenti ottici. Dopo di che abbiamo studiato il comportamento del MAPMT in un campo magnetico, siamo quindi passati a riprodurre quelle che saranno le condizioni di luce dell'esperimento, cioè alte rates, verificando la dipendenza dell'efficienza dalla rate. Infine abbiamo misurato l'uniformità di risposta del fotomoltiplicatore illuminando piccole regioni della superficie del fotomoltiplicatore con l'ausilio di una fibra ottica.

4.1 MultiAnode Photon Multiplier Tube (MAPMT)

Si sono scelti i fotomoltiplicatori multianodo (MAPMT) perché forniscono un'informazione riguardo la posizione del fotone entrante, una

buona risoluzione in tempo, breve memoria degli eventi passati e capacità di resistere ad alte rate.

Poiché lo spettro della luce Cerenkov è all'incirca piatto in energia del fotone e quindi vi è un aumento del numero di fotoni per unità di lunghezza d'onda della luce nell'ultravioletto, è conveniente vertere la nostra scelta su fotomoltiplicatori che siano sensibili anche in questo range di lunghezze d'onda; la scelta è per il modello R7600-03-M16 prodotta dall'Hamamatsu Photonics K.K. “metal channel dynode” caratterizzato da una superficie attiva di $18 \times 18 \text{ mm}^2$, suddiviso in 16 canali, con fotocatodo in bialcali, con una finestra di accettazione della luce in borosilicato trasparente all'UV, un guadagno tipico di $3.5 \cdot 10^6$, con 12 dinodi e un cross-talk in condizioni di lavoro dell'ordine del 1%.

Qui di seguito riportiamo alcune fotografie del MAPMT (Fig.4.1-4.4); nella prima vediamo il MAPMT in un primo involucro di metallo. La forma dello schermo metallico sarà discussa più avanti (vedi Sez.4.3.3); in quelle successive mettiamo in evidenza il MAPMT senza rivestimento, quindi il raccordo con l'alta tensione e i connettori per le schede di amplificazione e lettura dei segnali (si veda il capitolo successivo).



Figura 4.1: Visione frontale del MAPMT inserito già nel supporto metallico con annesso partitore resistivo per l'alimentazione.

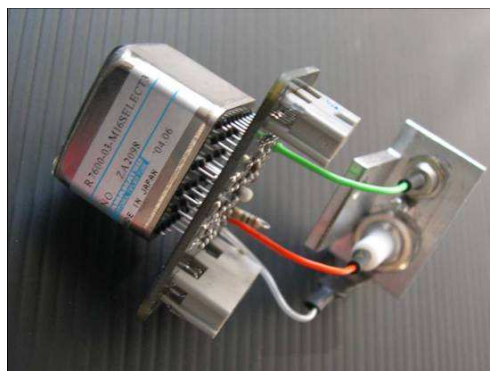


Figura 4.2: Vista del MAPMT connesso al partitore resistivo; in vista anche l'attacco per l'alta tensione.

Il comportamento del MAPMT in campo magnetico verrà discusso nel prossimo capitolo, ma anticipiamo il fatto che studiando il compor-

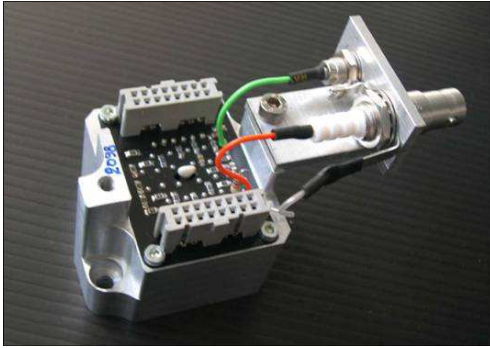


Figura 4.3: Vista posteriore del MAPMT; in primo piano i connettori e i cavi per l'alta tensione (rosso) e quello per il segnale all'ultimo dinodo (verde).

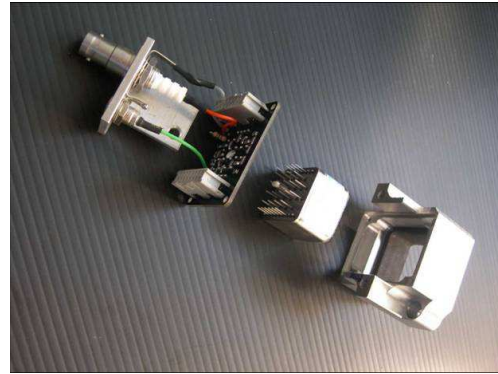


Figura 4.4: Esploso del MAPMT nei suoi componenti principali soprascritti.

tamento del rivelatore in un campo magnetico abbiamo visto che la perdita di efficienza per noi tollerabile avviene per campi magnetici massimi di 20 Gauss, quindi stabiliamo che il campo massimo residuo che esercita sul MAPMT con tutta la schermatura non deve superare il tale valore.

4.2 Caratterizzazione degli strumenti ottici

Ci apprestiamo, in questa sezione, ad analizzare gli strumenti che ci hanno permesso gli studi del MAPMT in campo magnetico. Iniziamo con la sorgente di luce in continua cioè con l'Avalight-D(H)-S-DUV. Proseguiamo con la caratterizzazione dei filtri neutri e colorati che nel prossimo capitolo avranno un ruolo importante nella misura dell'efficienza relativa del MAPMT. Continuiamo studiando la flash lamp la cui peculiarità è la possibilità di ottenere brevi flash di luce non ottenibili con sorgenti di luce normalmente in commercio. Concludiamo la sezione con il LED (Light Emitting Diode). È utile ricordare che durante le misure effettuate abbiamo usato altri elementi ottici come i pin-hole, collettori per le fibre ottiche, fibre ottiche e un banco ottico che noi non andremo a descrivere in dettaglio, ma che menzioneremo soltanto all'occorrenza.

4.2.1 Avalight-D(H)-S-DUV

L'Avalight-D(H)-S-DUV (Fig. 1.6) è una sorgente di luce continua ad ampio spettro ottenuto dalla combinazione di una lampada alogena e di una al deuterio che può essere usata per applicazioni nell'ultravioletto (UV: 187÷400 nm) e nel visibile (VIS: 400÷700 nm). Si ha la possibilità di utilizzare anche singolarmente le due lampade grazie ad un interruttore e tramite lo spettrofotometro abbiamo ottenuto gli spettri delle due lampade ossia dell'alogena (Fig.7) e del deuterio (Fig.8).

Ci connettiamo alla lampada tramite una fibra ottica di diametro di 200 μm che taglia lo spettro di luce intorno ai 200nm. Nella configurazione meccanica della lampada c'è la possibilità di inserire dei filtri (vedi prossima sezione) che permettono così di attenuare l'intensità della luce in uscita.

AvaSoft 6.1 Avantes S/N: 0401015S2 Halogen spectrum
Current Wavelength=467.11 nm

3/4/2005

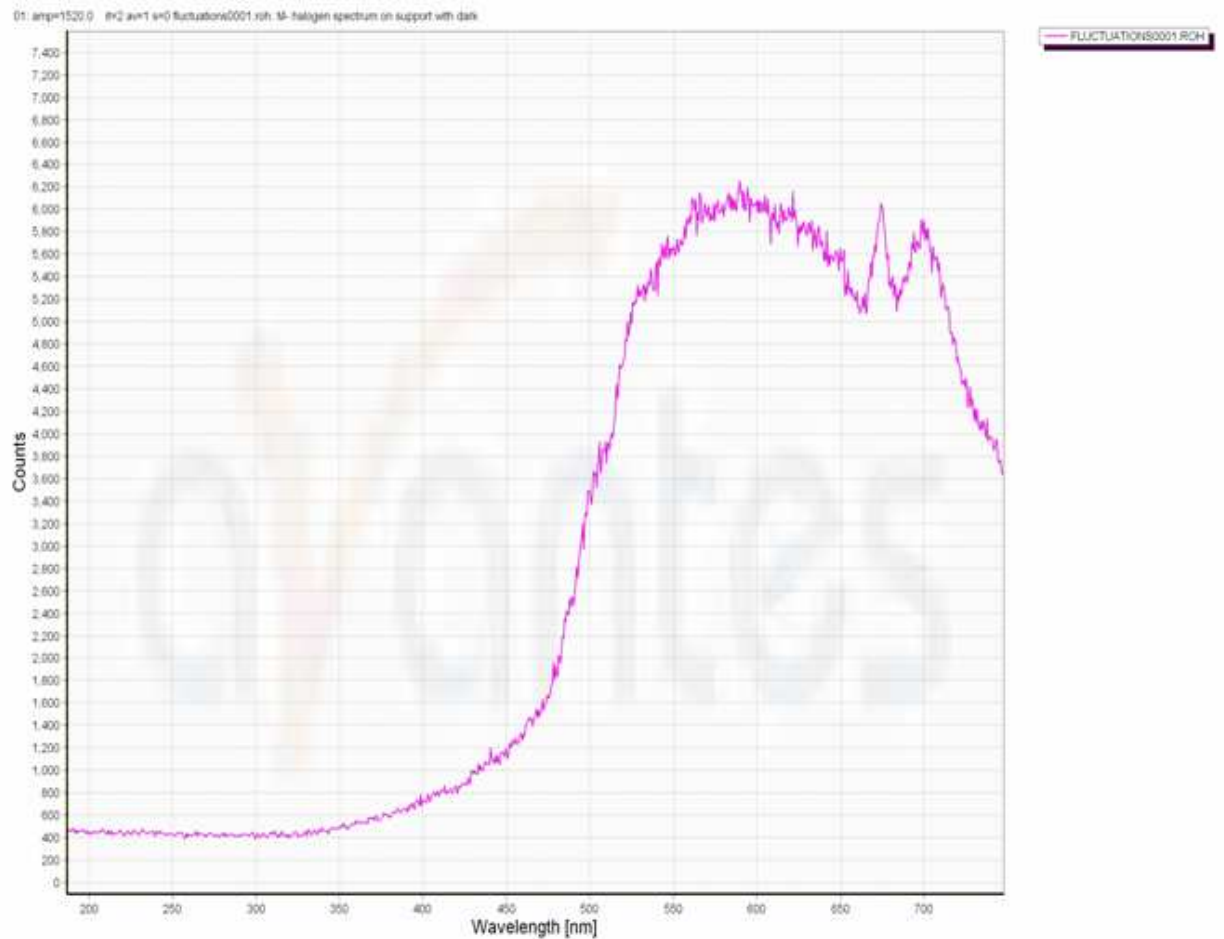


Figura 4.5: Spettro della lampada alogena acquisito tramite spettrometro; lo spettro è convoluto con la trasmissione della fibra ottica e la risposta dello spettrofotometro.

AvaSoft 6.1 Avantes S/N: 0401015S2 Deuterium spectrum
Current Wavelength=467.11 nm

3/4/2005

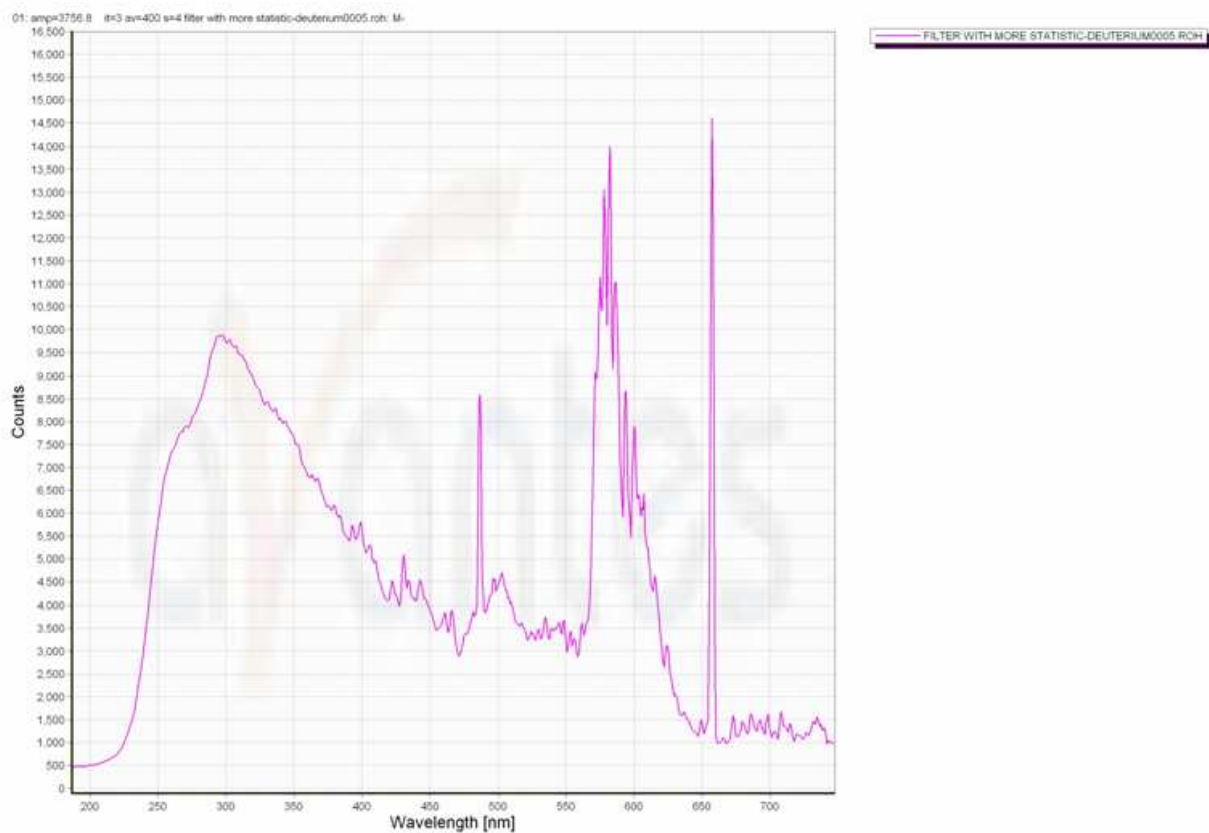


Figura 4.6: Spettro della lampada a deuterio acquisito tramite spettrometro; lo spettro è convoluto con la trasmissione della fibra ottica e la risposta dello spettrofotometro.

4.2.2 Spettrofotometro

L'AvaSpec-2048-2 Fiber Optic Spectrometer è uno spettrofotometro costituito da una sequenza di 2048 pixel CCD. Lo spettrofotometro collima la luce che riceve e la focalizza su uno specchio; poi tramite una griglia diffrattiva la luce viene dispersa in lunghezza d'onda e le differenti componenti sono raccolte dai pixel CCD. Il deposito sulla superficie dei pixel di strati con proprietà di wavelenght shifter permette ai pixel CCD di rispondere a tutte le lunghezze d'onda nell'intervallo $187 \div 747$ nm. La presenza di 14 griglie diffrattive con diverse dispersioni e aperture angolari permette molteplici applicazioni. Il nostro spettrofotometro inoltre presenta una doppia entrata, quindi due canali disponibili *Master* e *Slave*, che possono acquisire simultaneamente. Per le nostre applicazioni, i canali *Master* e *Slave* risultano essere equivalenti in funzionalità. Abbiamo verificato che il suo comportamento sia lineare nel numero di conteggi per canale per ogni lunghezza d'onda, λ , e che le fluttuazioni dei conteggi per ogni canale fossero regolate da una statistica poissoniana.

Il software di controllo è residente su PC e l'interfacciamento avviene tramite USB. Grazie a questo programma possiamo anche calcolare la trasmittanza di un film di materiale, l'integrale dello spettro acquisito espresso in nanometri per numero di conteggi, possiamo sovrapporre e quindi confrontare di diversi spettri acquisiti (vedi fig.4.7 e fig.4.8).

4.2.3 Filtri neutri e filtri colorati

Si è studiato il comportamento di filtri neutri (vedi tabella 4.1) che permettono una diminuzione controllata dell'intensità di luce senza filtraggio di una particolare banda di lunghezze d'onda e colorati (vedi tabella 4.2) che permettono la selezione di una lunghezza precisa.

Per definire operativamente il concetto di "diminuzione nota di intensità di luce" introduciamo l'**Optical Density**:

$$\text{Optical Density} \equiv O.D. = \log_{10}\left(\frac{1}{T}\right)$$

dove T è la trasmittanza ossia la frazione di luce che riesce a passare attraverso il filtro. A nostra disposizione abbiamo i seguenti filtri neutri:

FILTRI NEUTRI	OPTICAL DENSITY	LUCE TRASM. CALC.(%)
<i>Filtro 1</i>	3.0	10^{-3}
<i>Filtro 2</i>	2.0	10^{-2}
<i>Filtro 3</i>	1.0	10^{-1}
<i>Filtro 4</i>	0.5	32
<i>Filtro 5</i>	0.3	50
<i>Filtro 6</i>	0.1	79
<i>Filtro 7</i>	0.03	93

Tabella 4.1: Filtri Neutri

Sperimentalmente abbiamo notato che l'effetto dei filtri dipende dal verso. Inoltre l'accoppiamento di più filtri non risulta come somma delle optical density: questo è probabilmente dovuto alla natura dei filtri che hanno fenomeni di rifrazione e riflessione producendo effetti non quantificabili a priori, che abbiamo misurato.

Successivamente abbiamo testato anche i filtri colorati. Come sopra, riporto una tabella dei filtri colorati e delle rispettive lunghezze d'onda selezionate con la lunghezza d'onda dichiarata dalla casa costruttrice e quella che noi misuriamo con il nostro spettrometro:

AvaSoft 6.1 Avantes S/N: 0401015S2 Transmittance shapes for deuterium lamp
Current Wavelength=608.25 nm

3/4/2005

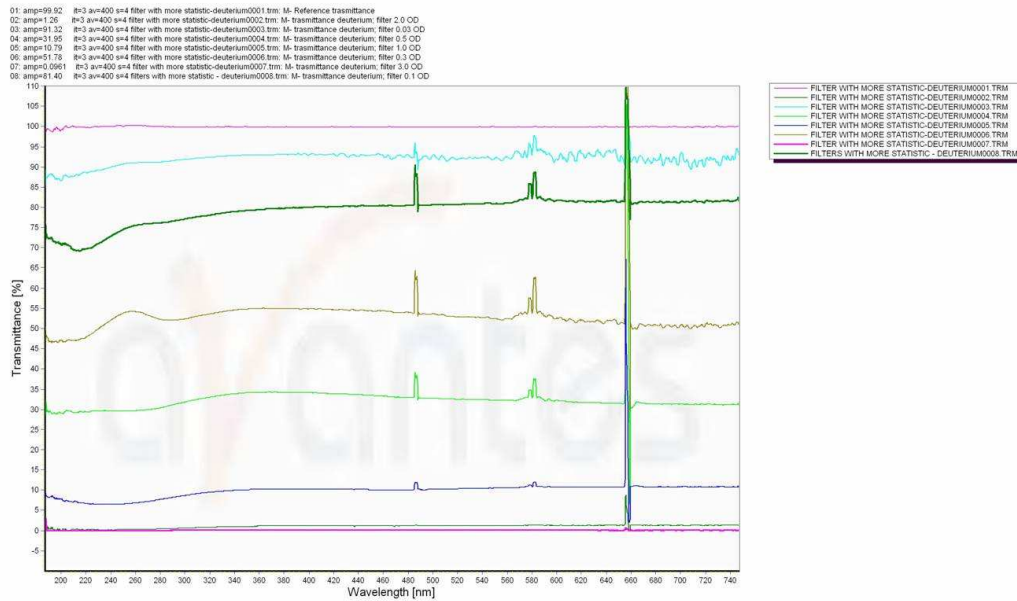


Figura 4.7: Trasmittanza ottenuta con l'uso dei filtri neutri con accese la lampada al deuterio; partendo dall'alto con la linea rosa abbiamo il valore di riferimento della trasmittanza che è del 100%, scendendo in diversi colori abbiamo valori crescenti dell'optical density come riportato nella tabella 4.1.

FILTRI COLORATI	λ TEORICA [$\lambda_T(nm)$]	λ MISURATA [$\lambda_M(nm)$]
<i>Filtro 1</i>	450	449.5
<i>Filtro 2</i>	390	389
<i>Filtro 3</i>	340	338
<i>Filtro 4</i>	289	290.8
<i>Filtro 5</i>	239	239

Tabella 4.2: Filtri Colorati

Notiamo che i filtri monocromatori presentano una larghezza a metà altezza di $\sim 20nm$.

AvaSoft 6.1 Avantes S/N: 0401015S2 Colored filters, halogen+deuterium lamps
Current Wavelength=467.11 nm

3/3/2005

01: amp=0.0137 it=2 av=400 s=4 colored filters0001.trm: M- deuterium with 2 filters:1.0 OD(ref), 0.1OD
02: amp=0.0144 it=2 av=400 s=4 colored filters0002.trm: M- halogen+deuterium; P10-390-F
03: amp=5.879E-3 it=2 av=400 s=4 colored filters0003.trm: M- halogen+deuterium; P10-340-F
04: amp=0.123 it=2 av=400 s=4 colored filters0004.trm: M- halogen+deuterium; P10-450-F
05: amp=0.300 it=2 av=400 s=4 colored filters0005.trm: M- halogen+deuterium; G25-239-F

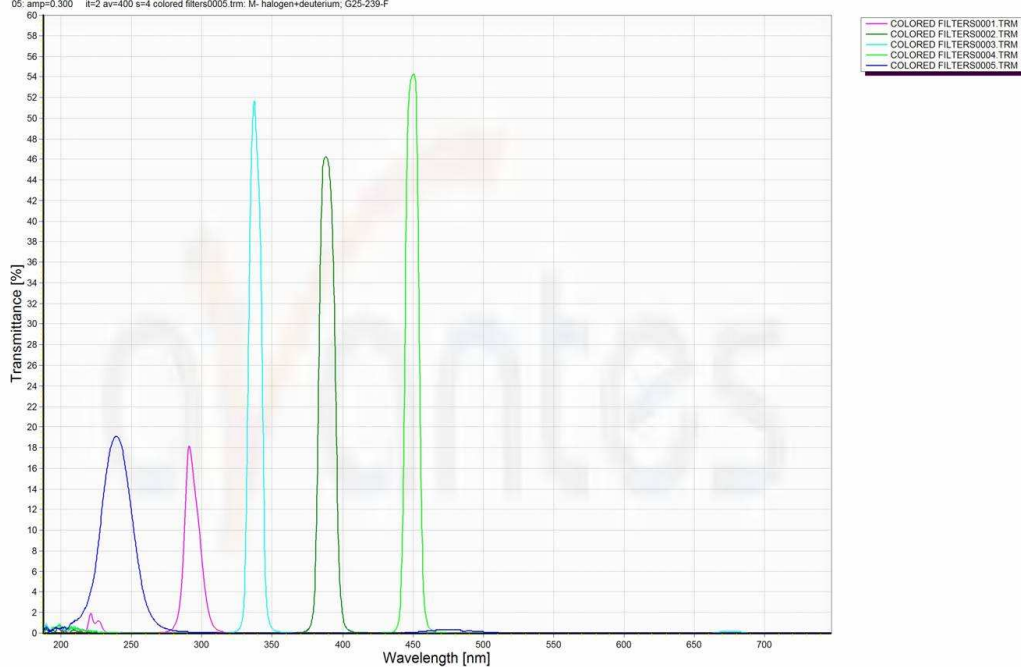


Figura 4.8: Trasmittanza ottenuta con l'uso dei filtri colorati e con accesa la lampada al deuterio. I picchi corrispondono nell'ordine all'uso del filtro numero: 5, 4, 3, 2, 1 come riportato in tabella 4.2.

4.2.4 Flash lamp

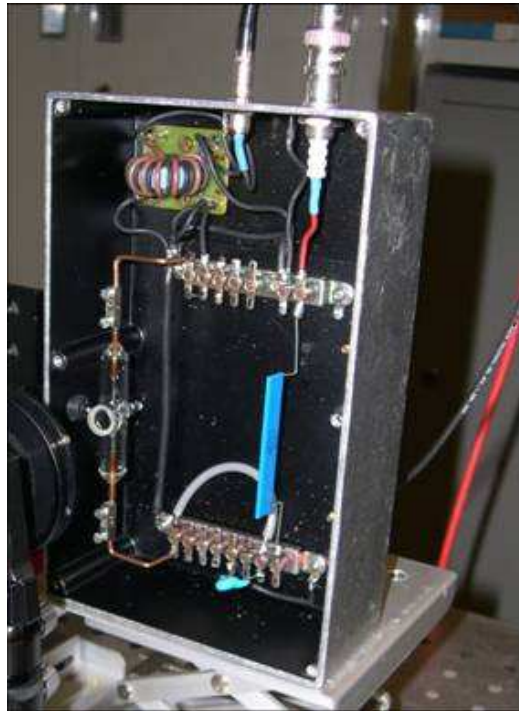


Figura 4.9: Fotografia dell'interno della flash lamp.

Questo strumento di laboratorio descritto per la prima volta in [36] è caratterizzato dal fatto che produce brevi impulsi di luce (\sim nsec) e che è possibile ottenere un segnale utile come trigger contemporaneo alla generazione degli impulsi.

Lo schema dello strumento da noi usato è presentato in fig. 4.10.

Il principio su cui si basa la flash lamp è quello della produzione di fotoni per mezzo di una scarica tra due elettrodi che avviene in un gas contenuto ad una certa pressione nell'ampollina di vetro. La luce attraversa una finestra di bifluoruro di magnesio, MgF_2 che non assorbe le lunghezze d'onda maggiori di 150 nm. Elementi importanti del circuito sono la resistenza \mathbf{R} e la capacità \mathbf{C} ; fornita una tensione di alimentazione (che nel nostro caso può variare da un minimo utile di 2000V ad un massimo di 6000V) si carica il condensatore quindi, quando all'elettrodo si raggiunge una tensione tale da creare una

rottura del dielettrico cioè il passaggio di corrente nel gas dell'ampollina, si ha una scarica e la produzione di luce.

Modificare la capacità e la resistenza del circuito RC significa variare i tempi di carica e la potenza liberata ad ogni scarica; infatti il voltaggio di breakdown, V_B , è fisso, dipendente dal tipo di gas contenuto nell'ampollina e dalla geometria dei reofori; per la nostra geometria abbiamo misurato che V_B è ~ 2000 V. Ricordiamo che nel circuito di alimentazione della flash lamp è stata inserita anche una bobina la cui induttanza permette di ottenere un segnale temporizzato con la scarica su un circuito secondario: il trigger. Questo segnale ci permette anche di leggere tramite uno scaler il numero di scariche per unità di tempo.

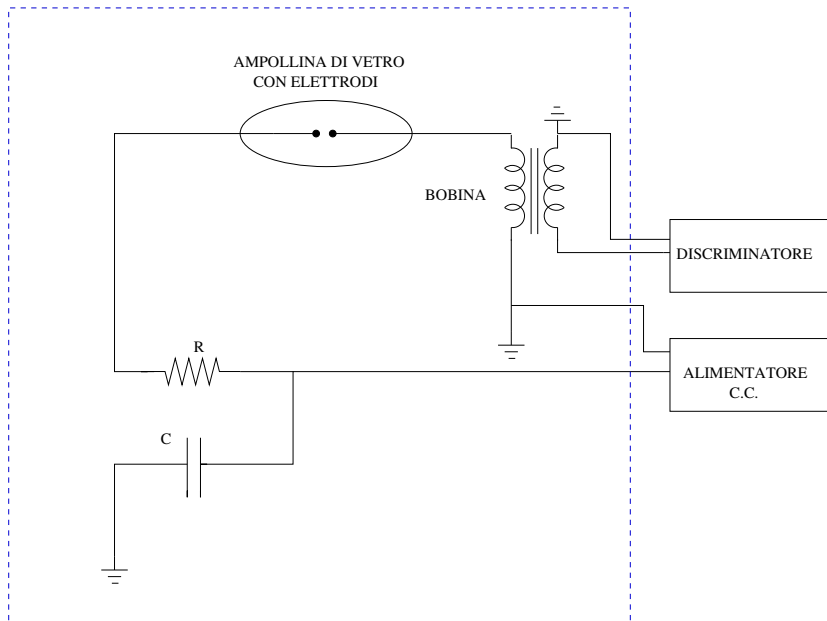


Figura 4.10: Circuito della flash lamp.

La configurazione dalla quale siamo partiti per lo studio del comportamento della nostra sorgente di luce era data da una resistenza R pari a $5 \text{ M}\Omega$ e ad una capacità C di 22 pF ; abbiamo variato il voltaggio da 2000 V a 6000 V . Successivamente abbiamo analizzato diverse configurazioni variando la capacità e la resistenza (vedi tab.4.3).

L'analisi di queste diverse configurazioni in termini di numero di scariche

CONFIGURAZIONI	RESISTENZA (M Ω)	CAPACITÀ (pF)
Config. 1	5	22
Config. 2	5	44
Config. 3	10	22
Config. 4	10	44
Config. 5	20	11
Config. 6	20	22
Config. 7	20	44

Tabella 4.3: Configurazioni del circuito usate .

prodotte in un intervallo di 10 secondi, l'andamento della corrente e del voltaggio di alimentazione, l'integrale dello spettro acquisito mediante lo spettrofotometro hanno permesso di caratterizzare lo strumento.

Qui di seguito riportiamo alcuni grafici che caratterizzano il comportamento della flash lamp (vedi fig.4.11 e fig.4.2.4) .In questi due grafici, per dei dati valori di resistenza e capacità, osserviamo lo spettro delle scariche per valori crescenti della soglia del discriminatore. Quello che si evince è che per tensioni fino a ~ 4000 V prevalgono scariche tutte della stessa ampiezza, mentre per tensioni maggiori si ha un regime diverso con scariche di maggiore e minore ampiezza.

Uno degli scopi dello studio di questa sorgente di luce è quello di poter regolare, modificando resistenza e capacità, il flusso dei fotoni emessi durante la scarica per simulare le condizioni dell'esperimento. Abbiamo stimato il numero dei fotoni emessi per scarica con due procedure differenti.

Per avere una misura del numero N_{fotoni} di fotoni per scarica raccolti dal nostro sistema ottico costituita da una fibra ottica di lunghezza 2 metri e di apertura di $\sim 13^\circ$ consideriamo il rapporto tra l'energia luminosa raccolta dallo spettrometro diviso il numero di scariche avvenute nello stesso intervallo di tempo per una certa configurazione del circuito e fissato un voltaggio V_0 :

$$N_{fotoni} = \frac{\text{integrale dello spettro a } V_0}{\text{numero delle scariche a } V_0}$$

1. fissiamo una configurazione specifica del circuito (**R=5M Ω** e **C=11pF**)

AvaSoft 6.1 Avantes S/N: 0401015S2 Flash lamp spectra at different voltages
Current Wavelength=467.11 nm

3/4/2005

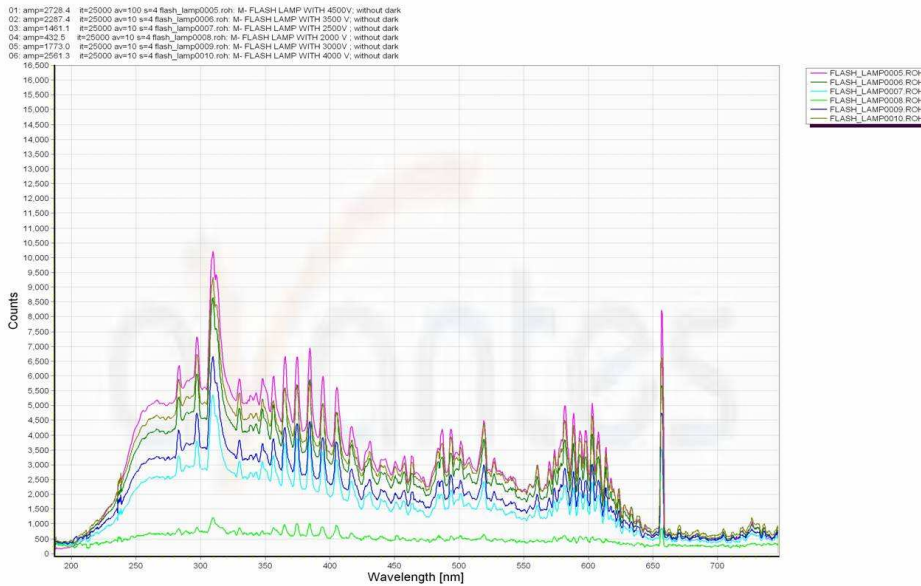


Figura 4.11: Spettro della flash lamp acquisito con lo spettrometro: le curve in differenti colori corrispondono a differenti voltaggi applicati. La curva verde più in basso è quella ottenuta per un voltaggio applicato di 2000V con poca produzione di segnale distinguibile dal fondo dello spettrofotometro; con l'aumento della tensione si ha una maggiore produzione di scariche quindi di segnale.

e un voltaggio ($HV=5000V$) e calcoliamo l'energia per scarica come

$$E_{scarica} = \frac{1}{2}CV_B^2$$

dove V_B è il voltaggio di breakdown. Quindi consideriamo l'energia media del fotone nel nostro range di acquisizione ($187 \div 747$ nm) $E_{media} \sim 3$ eV, l'angolo solido, c , calcolato geometricamente dalla finestra dell'ampollina raccordata alla fibra ottica e il fattore di conversione di energia luminosa, come in referenza, f ($f = 2 \cdot 10^{-5}$), di conseguenza:

$$N_{fotoni} = \frac{E_{scarica} \cdot f \cdot c}{E_{media}}$$

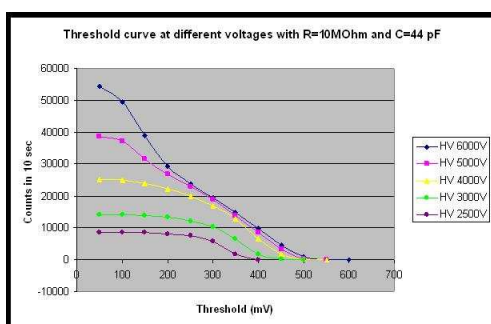


Figura 4.12: Conteggi in 10 secondi vs soglia del discriminatore.

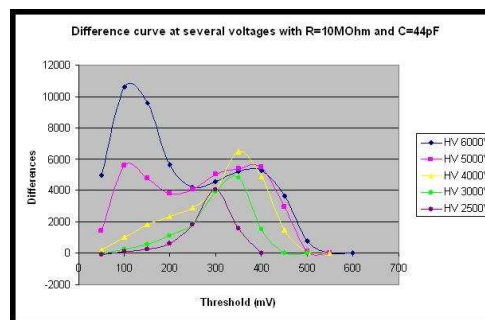


Figura 4.13: Differenze tra conteggi registrati a due valori diversi della soglia del discriminatore che differiscono di 50mV in funzione della soglia maggiore (è la derivata della fig.4.12).

ed otteniamo una stima per $N_{fotoni} \sim 10^7$ fotoni per scarica.

2. Con il secondo metodo, che è una misura approssimata, manteniamo fissa la configurazione descritta sopra del circuito e consideriamo il fattore di conversione fotoni conteggi per il D_2 ricavato da una valutazione degli spettri acquisiti dal nostro spettrometro con sorgente AvaLight e con le specifiche dichiarate dall'Avantes, pari a $k = 3 \cdot 10^5$ fotoni per conteggio quindi usiamo l'integrale dello spettro della flash lamp a HV = 5000V uguale a $I = 6.6 \cdot 10^6$ e il numero di scariche nello stesso intervallo di tempo nel quale abbiamo acquisito lo spettro (25 sec), $N = 5.9 \cdot 10^5$. Inserendo questi dati nella seguente relazione:

$$N_{fotoni} = \frac{I \cdot k}{N}$$

ricaviamo una stima di $N_{fotoni} \sim 3 \cdot 10^6$ fotoni per scarica.

La discrepanza tra i due risultati è notevole, ma per entrambe le stime sono state fatte approssimazioni importanti. Nel primo calcolo infatti sono fatte diverse approssimazioni tra cui quella della luce persa durante la raccolta e trasmissione lungo la fibra. Ricordiamo che la luce passa attraverso una fibra e quindi sicuramente verrà attenuata maggiormente per lunghezze d'on-

da appartenenti all'intervallo dell'ultravioletto (180-400nm) ne consegue che in realtà sovrastimiamo il numero di fotoni per scarica. D'altro canto nel secondo calcolo proprio il fatto che lavoriamo nell'intervallo dell'ultravioletto per determinare N_{fotoni} ci porta a sottostimare sistematicamente il numero di fotoni per scarica. In ogni caso abbiamo ottenuto la stima dell'ordine di grandezza che ci serve affinché durante le misure non si rischi di danneggiare il MAPMT innondandolo di una quantità di luce eccessiva.

4.2.5 Light Emitting Diode: LED

Durante i nostri vari test abbiamo usato principalmente 2 LED: uno a 380 nm e uno a 470nm. Impulsiamo il LED tramite un Light Diode Driver con una frequenza di ~ 230 Hz e lo alimentiamo in modo inverso per ottenere impulsi brevi. Questa sorgente di luce è stata posizionata a circa ~ 10 cm di distanza, centralmente rispetto il fotomoltiplicatore in modo da ottenere un'illuminazione uniforme. Durante le misure abbiamo dovuto inserire, tra il fotomoltiplicatore e il LED, dei filtri di carta in modo da attenuare l'intensità della luce.

Nella sezione dedicata allo studio del MAPMT nel prossimo capitolo (vedi fig.5.10) abbiamo inserito una fotografia che ritrae la struttura di vetronite ai cui estremi abbiamo posto il fotomoltiplicatore e il LED rispettivamente.

4.3 Campo Magnetico

Grazie alla possibilità di produrre un campo magnetico uniforme tramite un Helmholtz coil riproduciamo le condizioni magnetiche nelle quali lavoreranno i MAPMTs. A causa della presenza del magnete analizzatore SM1 (spettrometro COMPASS) abbiamo, nella zone in cui verranno a trovarsi i MAPMT, un campo magnetico residuo fino a ~ 200 Gauss. È necessario quindi capire il comportamento dei MAPMT in campo magnetico e, se necessario, realizzare una schermatura che protegga il rivelatore dal campo magnetico. Quello che presentiamo nelle prossime sezioni è, dopo una rapida scorsa alle caratteristiche dell'Helmholtz coil e della sonda longitudinale Hall che ci permette di misurare il campo magnetico, il comportamento del fotomoltiplicatore senza e con il campo magnetico. Da questo studio, infatti, ricaviamo i parametri per progettare la schermatura in base al degrado delle prestazioni del fotomoltiplicatore al variare dell'intensità del campo magnetico.

4.3.1 Hall Probe

La *Sonda Hall* è uno strumento che permette di misurare il campo magnetico. Il suo funzionamento si basa sull'*effetto Hall* così detto in onore del fisico E.H. Hall che l'ha scoperto nel 1879, del quale andiamo a dare un rapido accenno. Se una corrente elettrica fluisce attraverso un conduttore posto in campo magnetico, quest'ultimo esercita una forza trasversa sulle cariche in movimento che li spinge verso un lato del conduttore. Questo è molto più evidente in un conduttore piatto e sottile, cioè in una piastrina metallica (vedi fig.4.14). Un accumulo di cariche agli estremi della piastrina bilancerà la forza magnetica; si produce una differenza di potenziale misurabile fra i lati trasversali del conduttore.

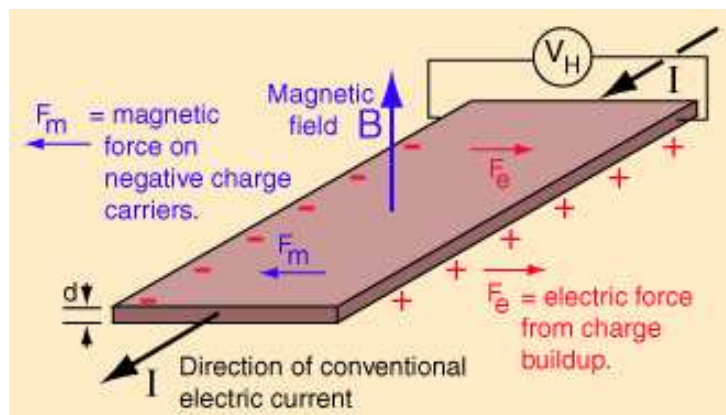


Figura 4.14: Disegno della piastrina immersa in un campo magnetico ai cui capi si può vedere l'effetto Hall misurando una differenza di potenziale.

La sonda che usiamo è parte di un gaussmetro, GM05 GAUSSMETER fabbricato e costruito dalla Hirst Magnetic Instruments Ltd. La parte sensibile della sonda, di area attiva 0.2mm x 0.2mm, deve essere posizionata perpendicolarmente rispetto le linee di flusso del campo magnetico per ottimizzare la lettura. Quando si esegue una misura, la tensione generata dall'elemento di sonda Hall viene amplificata dal circuito elettronico del GM05 e digitalizzata nel convertitore analogico-digitale. Il software sul gaussmetro corregge in automatico questi dati, partendo dalle informazioni relative alla taratura della sonda Hall e del circuito di amplificazione.

Si ha inoltre la possibilità di scegliere 4 diversi range ognuno una sensibilità diversa a seconda dei valori del campo magnetico che stiamo andando a considerare; l'intervallo massimo che possiamo esplorare va da 0 a 3kGauss. La modalità di automatico permette allo strumento di passare da un range all'altro automaticamente a seconda dell'aumento e/o decremento che il gaussimetro rivela.

Le nostre misure hanno investito range fino a 750 Gauss.

4.3.2 L'Helmholtz Coil

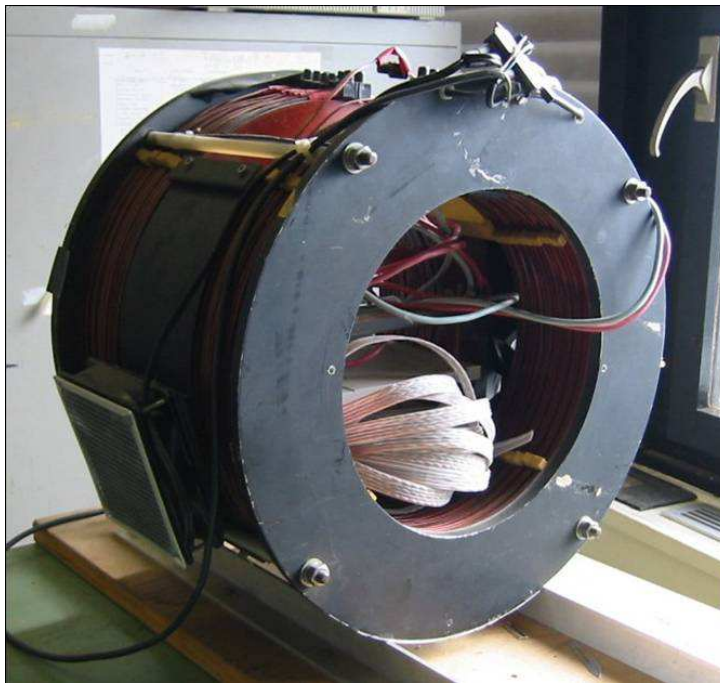


Figura 4.15: Helmholtz coil

L'Helmholtz Coil (vedi fig.4.15) permette di produrre un campo magnetico uniforme al suo interno. È costituito da due bobine; c'è una proporzione geometrica da rispettare per ottenere un campo uniforme in una regione sufficientemente estesa. Il raggio delle bobine identiche, infatti, deve essere uguale alla metà della lunghezza del dispositivo. Tramite l'Helmholtz coil che utilizziamo, possiamo raggiungere un campo massimo di 400 Gauss applicando una corrente di 9.2 A.

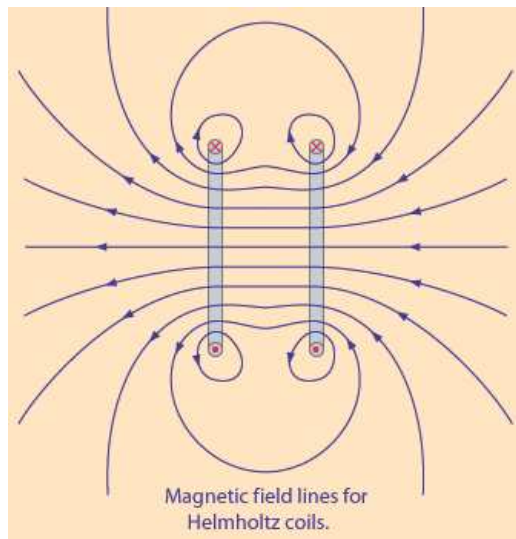


Figura 4.16: Schema delle linee di campo nell'Helmholtz coil.

Noi misuriamo il campo magnetico con una Hall probe longitudinale. Mostriamo in fig.4.17 l'andamento del campo magnetico confrontato con la curva teorica per assicurarci di lavorare in una zona di campo abbastanza uniforme e di seguito riportiamo, fig.4.18, il campo magnetico prodotto a diversi voltaggi e misurato fino ad una distanza di 10 cm dalla struttura portante.

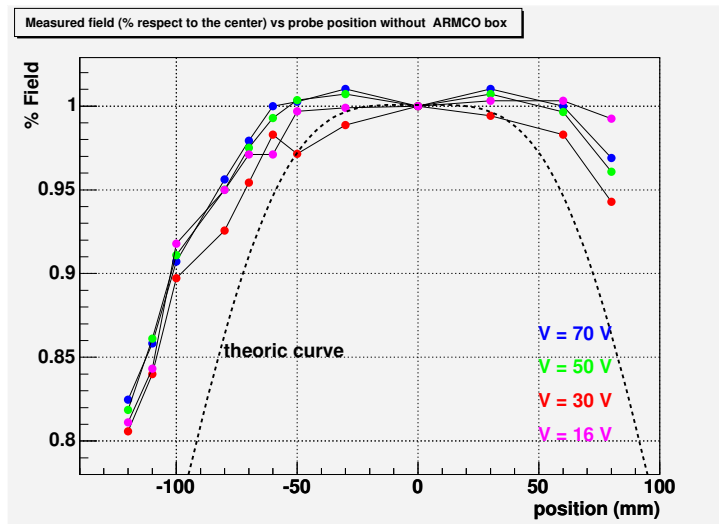


Figura 4.17: Confronto del campo misurato lungo l'asse della bobina con la curva teorica. Da notare che abbiamo operato una normalizzazione rispetto al valore del campo magnetico al centro dell'Helmholtz coil.

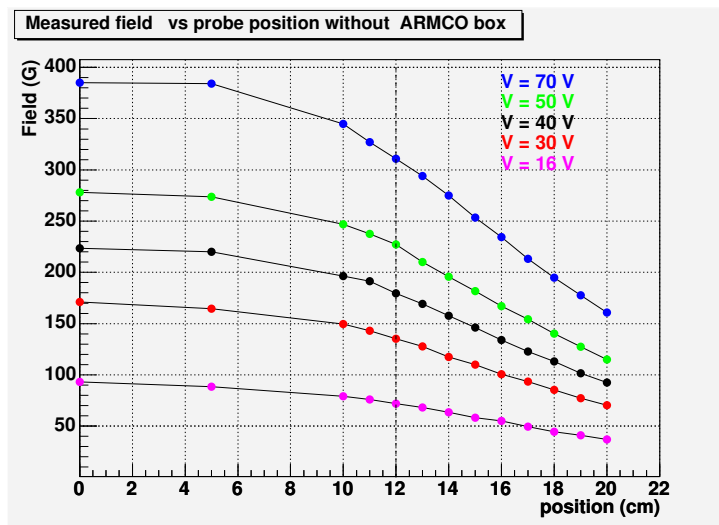


Figura 4.18: Plot dell'andamento del campo magnetico misurato lungo l'asse della bobina per diversi voltaggi; abbiamo considerato solo metà dell'apparato perché il comportamento del campo è speculare.

4.3.3 Progettazione e definizione dello schermo magnetico per il MAPMT

Con le conoscenze fin qui acquisite, possiamo iniziare ad ipotizzare la forma e le caratteristiche in termini di dimensioni e spessori dello schermo metallico. Abbiamo dei vincoli precisi da rispettare dati dalla struttura preesistente nel RICH nella quale andremo ad inserire i pannelli con i 600 MAPMT's. La schermatura metallica "vestirà" il rivelatore e contemporaneamente farà da supporto alle lenti che raccoglieranno e indirizzeranno verso il fotocatodo i fotoni emessi per effetto Cerenkov dalle particelle. Sottolineiamo che non ci sarà un contatto diretto tra il rivelatore ed il rivestimento metallico, ma il MAPMT sarà avvolto con una schiuma isolante, per immobilizzarlo nello schermo magnetico impedendo qualsiasi eventuale alterazione elettromagnetica dovuta ad un contatto metallo-rivelatore.

Il ferro dolce al 99.98% è il materiale che useremo per il rivestimento dello schermaggio.

Precisate le dimensioni massime in termini di lunghezza (massimo: 75mm) e di spessori (massimo: 5mm, altrimenti compaiono problemi connessi al peso per il sostegno di tutta la struttura) che possiamo usare, abbiamo iniziato alcuni test variando le suddette grandezze. Quello che è emerso, è che nel suddetto range di spessori, il parametro con maggior rilevanza nella schermatura del campo magnetico è la lunghezza (vedi fig.4.20). Si è visto anche la dipendenza dello spessore (vedi fig.4.20) che suggerisce spessori di $\sim 1.5 - 2$ mm. Perciò abbiamo cercato la configurazione che massimizasse la lunghezza in modo che il campo magnetico dentro alla nostra struttura di ferro dolce sia al massimo una decina di Gauss per un valore del campo magnetico generato dall'Helmholtz coil di 200 G. Inoltre è stata nostra preoccupazione ottenere una zona di campo minimo sufficientemente lunga e tale da coprire tutta la zona della cascata dinodica del fotomoltiplicatore.

Si è visto che aggiungendo ad una struttura della forma di un tubo quadro, un elemento che costituisce una chiusa del campo ad uno degli estremi, si allunga sensibilmente la regione a campo minimo (vedi fig.4.22 e fig.4.23).

NAKED PMT – 2x55 mm - several B fields

2005/04/22 16.52

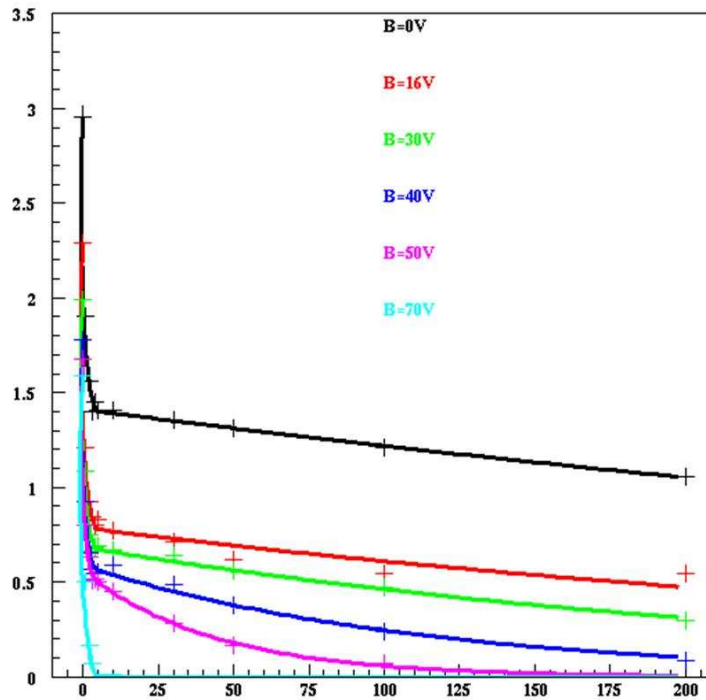


Figura 4.19: Risposta del MAPMT in funzione della soglia (in unità arbitrarie il range da 0 a 200 digits corrisponde a 90 fC) molteplicità vs soglia del discriminatore a diversi valori del campo magnetico.

Il problema successivo alla definizione dei parametri geometrici che si è presentato, è stato quello di integrare lo shielding alle lenti che verranno anteposte al MAPMT. Poiché, come precedentemente discusso, la lunghezza è una dimensione rilevante per ottenere un campo residuo interno sufficientemente basso ($\leq 10\text{G}$) si è colta la soluzione di allungare lo shielding in modo che fungesse anche come supporto delle lenti. La struttura prototipale finale era quindi quella simile ad uno “ziggurat”.

Misurato quindi il campo residuo con questa configurazione, la considerazione seguente è stata capire se una matrice di ziggurat distanti circa $\sim 1\text{ cm}$ l’uno dall’altro comportassero variazioni del campo magnetico in modo che anziché schermare il campo all’interno dello shielding si presentasse un effetto

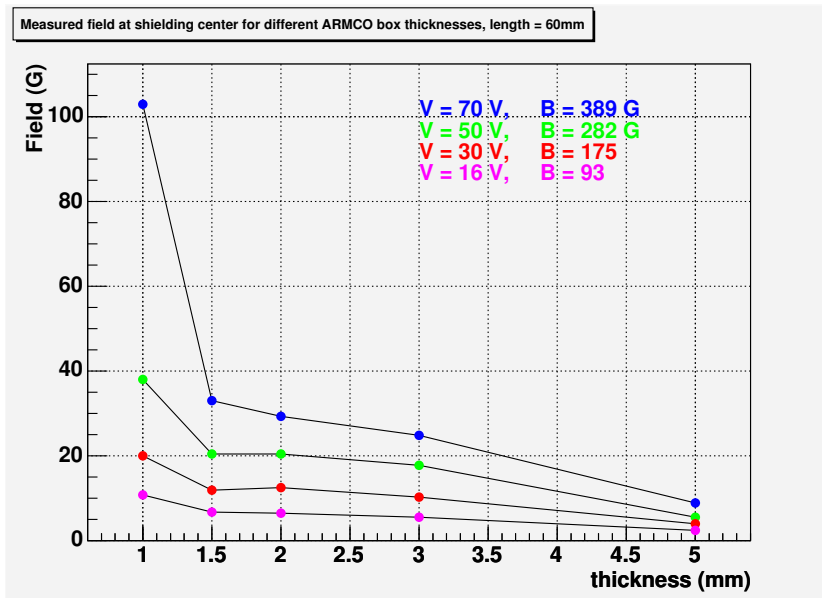


Figura 4.20: Plot del comportamento dello shielding a parità di lunghezza, a diversi spessori.

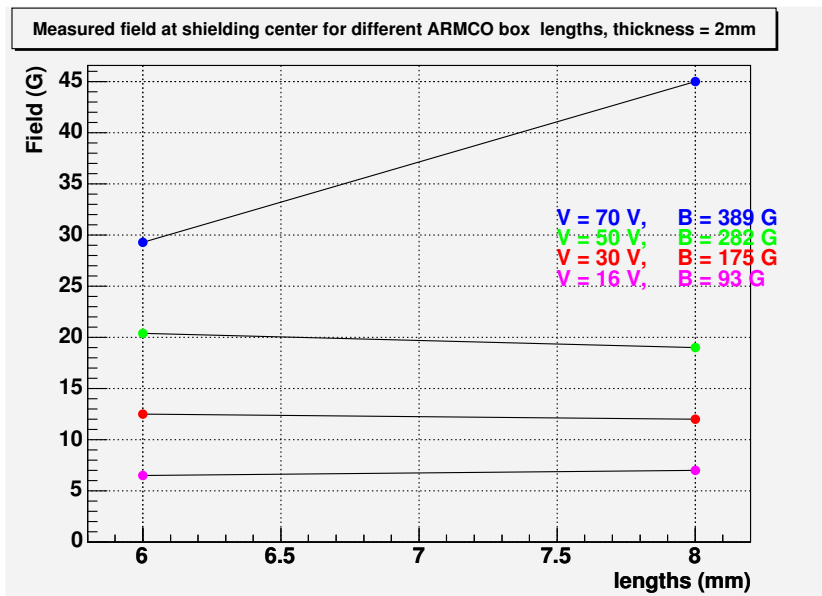


Figura 4.21: Plot del comportamento dello shielding a parità di spessore (2 mm), a diverse lunghezze.

di rafforzamento dello stesso, mentre l'effetto di schermatura si manifestasse negli spazi tra uno ziggurat e l'altro. Costruita una matrice di "ziggurat" si è

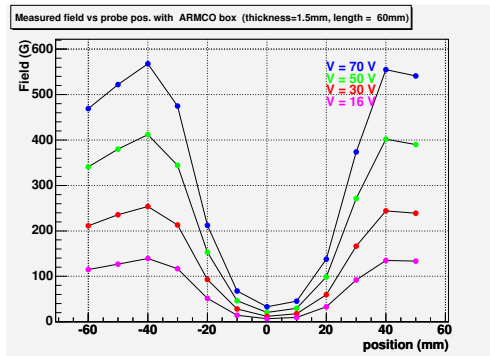


Figura 4.22: Andamento del campo magnetico senza nessuna chiusura.

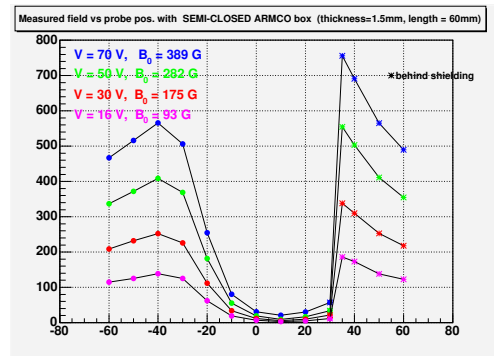


Figura 4.23: Andamento del campo magnetico in presenza di un “tappo” che chiuda parzialmente e posteriormente lo shielding.

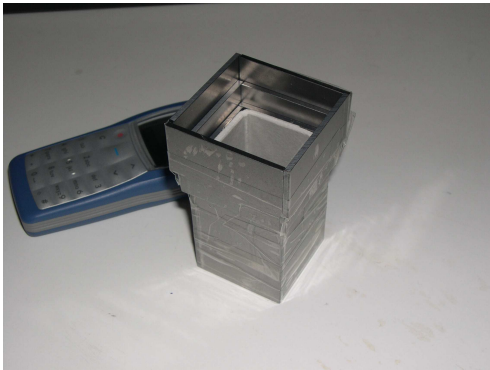


Figura 4.24: Costruzione di uno ziggurat tramite piastre di ferro dolce.



Figura 4.25: Visione laterale dello ziggurat.

confermata l'efficacia della schermatura.

Si é passati poi alla produzione prototipale per testare gli eventuali problemi che possono insorgere dal punto di vista meccanico per la produzione in serie.

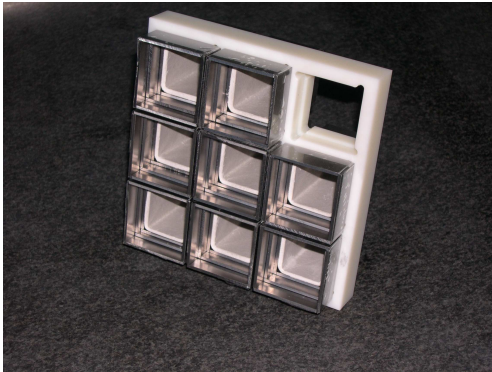


Figura 4.26: Vista frontale della matrice 9x9 di ziggurat. In quest'immagine possiamo osservare il dettaglio di costruzione del supporto in vetronite che quindi risulta inerte in un campo magnetico.

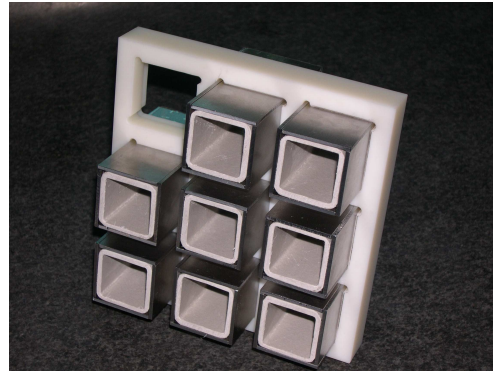


Figura 4.27: Vista posteriore della matrice 9x9 di ziggurat.



Figura 4.28: Matrice 9x9 completa di ziggurat.

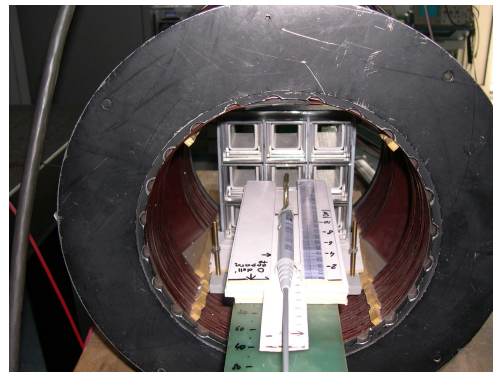


Figura 4.29: Matrice di ziggurat posizionati nell'Helmholtz coil con la sonda Hall al centro del magnete.

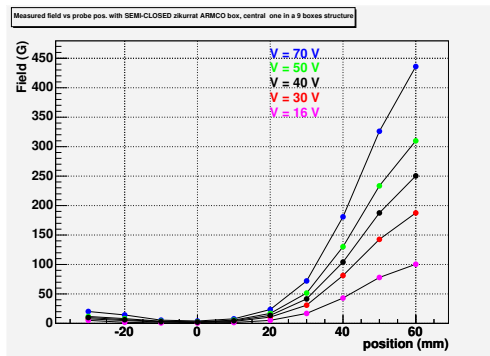


Figura 4.30: Andamento del campo magnetico per diversi voltaggi delle Helmholtz coil vs posizione centrale dello ziggurat.

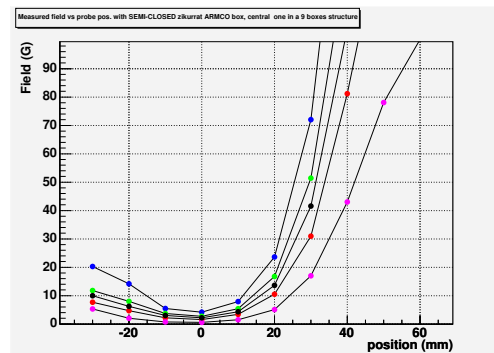


Figura 4.31: Zoom della figura accanto per discriminare meglio i valori del campo residuo.



Figura 4.32: Vista frontale del prototipo definitivo prodotto da un blocco unico di ferro dolce. La parte di supporto per le lenti viene successivamente avvitata; da notare che la sagomatura della parte cilindrica ha lo scopo di utilizzare meno ferro possibile in modo a rendere più leggera la struttura.



Figura 4.33: Vista posteriore del prototipo definitivo. A montaggio finito viene posizionato un "tappo" di larghezza pari alla distanza tra i connettori del MAPMT.

Capitolo 5

CARATTERIZZAZIONE DEL MAPMT

Questo capitolo è dedicato agli studi per caratterizzare la risposta dei MAPMT a fotoni singoli.

Nel paragrafo 5.1 si ricorderanno i risultati principali dei test beam; nei paragrafi successivi l'attività di laboratorio a Trieste.

5.1 Risultati del Test Beam 2004

La risposta di un sistema di MAPMT accoppiati a lenti a fotoni Cerenkov è stato studiato in due misure ai test-beam nel 2003 e nel 2004 presso il PS del CERN. Nel seguito descriveremo le misure del 2004.

Il setup della misura (vedi fig.5.1) è costituito da:

- un radiatore in quarzo a forma di tronco di cono con uno schermo cilindrico regolabile in modo da poter scegliere la quantità di fotoni da rivelare, intercettando la luce Cerenkov prodotta da una particella diretta secondo l'asse del cono;
- uno specchio parabolico riflettente anche nell'ultravioletto, la cui posizione può essere regolata in modo da modificare l'angolo col quale la luce colpisce il rivelatore. Questa caratteristica consente di avere piccoli angoli di incidenza della luce sul rivelatore

simulando così le condizioni di lavoro in un RICH a radiatore gassoso;

- il rivelatore di fotoni fatto da un pannello predisposto per 144 MAPMT di cui solo 8 nella zona centrale, disposti in modo da formare un circolo, sono installati ed equipaggiati con lenti;
- un sistema di elettronica per l'acquisizione dei dati.

Gli elementi di front-end impiegano il chip MAD4 lo stesso che sarà utilizzato per i MAPMT nell'upgrade del RICH. Si tratta di amplificatori-discriminatori per la lettura digitale delle informazioni.

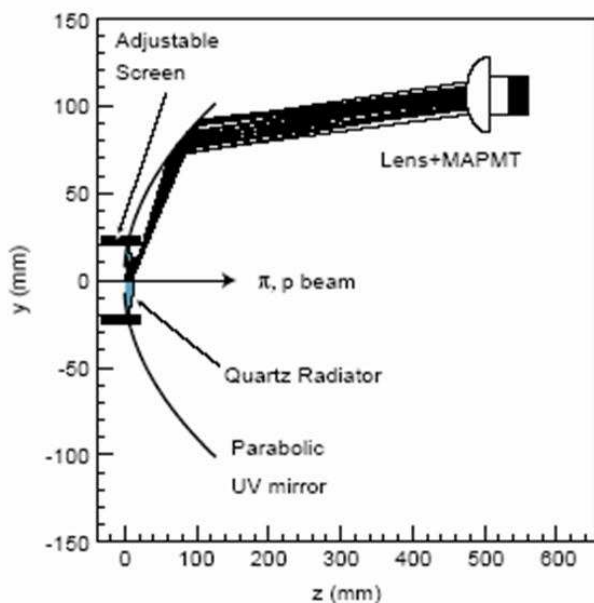


Figura 5.1: Schema del setup del test beam del 2004. Sono schematizzati nel disegno: il radiatore in quarzo, lo schermo regolabile, lo specchio regolabile e un rivelatore di fotoni costituito da un MAPMT e una lente spessa.

Nelle curve di soglia ottenute al test-beam (vedi fig.5.2) si può osservare un lungo plateau, cioè una regione ampia in cui non c'è criticità nello scegliere

il valore della soglia per i chip MAD (vedi sezione 5.4), cioè non si rischia di perdere efficienza a causa di piccole variazioni delle soglie. Solo nell'ultimo grafico, quindi a soglie di alcune centinaia di fC, si nota una pendenza della curva e quindi una perdita di efficienza in fotoelettroni rivelati. Il picco presente a bassissime soglie è dovuto al cross-talk dei canali del MAPMT. Il segnale del cross-talk indotto dall'interferenza tra canali adiacenti, può venir rigettato senza perdita di efficienza del MAPMT.

In fig.5.3 possiamo vedere le curve di soglia per ogni singolo canale con la soglia nel range dei 30 fC.

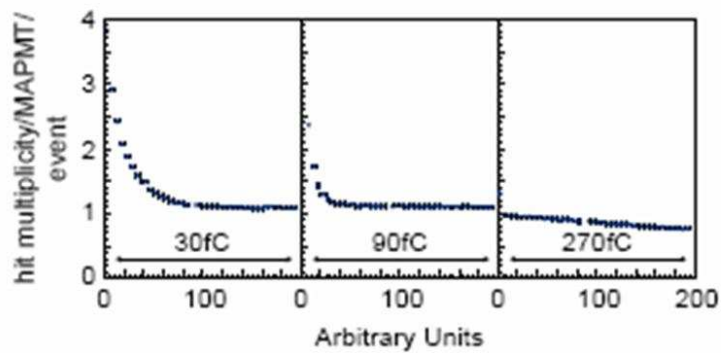


Figura 5.2: Curve di soglia; molteplicità dei pixel con segnale sopra soglia per MAPMT per evento in funzione della soglia del MAD in unità arbitrarie. Nel primo grafico l'intervallo delle soglie corrisponde a ~ 30 fC, nel secondo grafico a ~ 90 fC e nel terzo a ~ 270 fC.

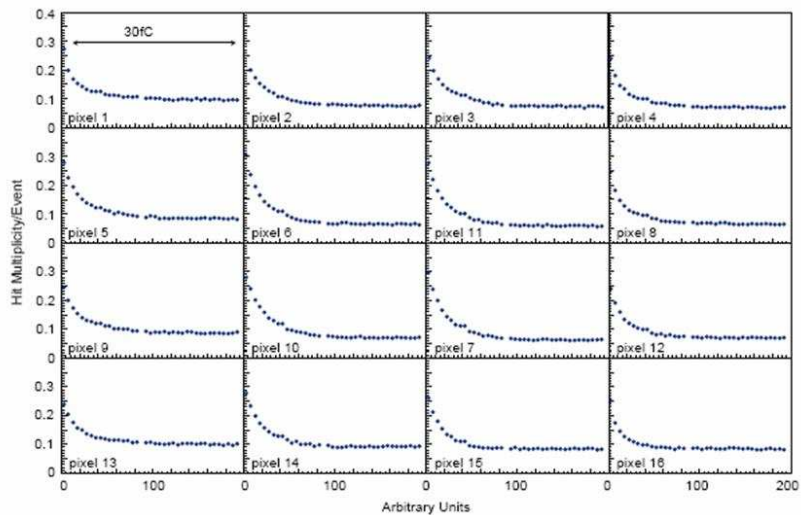


Figura 5.3: Curve di soglia per canale singolo; frazioni di eventi con segnale sopra soglia in funzione della soglia del discriminatore. Il range delle soglie corrisponde a ~ 30 fC.

5.2 Readout - sistema DAQ per gli studi in laboratorio

Il software di acquisizione dati simula il software di acquisizione dell'esperimento COMPASS.

L'elettronica per il DAQ è costituita da delle schede MAD, una per 8 canali di ogni fotomoltiplicatore, collegate a loro volta ad una scheda "roof" con funzioni di bus, che connette fisicamente gli 8 MAD alla DREISAM card (Digital Readout ElectronIc SAMpling)(vedi fig.5.4) che ospita il TDC e invia le informazioni al CATCH (COMPASS Accumulate, Transfer Control Hardware). Dal CATCH i dati sono inviati al PC in cui sono immagazzinati. Il PC svolge anche il ruolo del controllo di acquisizione (vedi fig.5.4).

Il software di acquisizione consente:

- il settaggio della soglia dei MAD da 0 a 255 digits; la corrispondenza fra valori e la soglia dipende dai valori delle resistenze e capacità montate sulle schede;
- la scelta dei tempi di latenza e della larghezza della finestra di acquisizione;
- la scelta del numero degli eventi che intendiamo acquisire;
- di richiamare le subroutine di acquisizioni.

Sono state implementate delle subroutine opportune in modo da automatizzare l'acquisizione dati e ottenere con procedura automatica le curve di soglia (vedi figg.5.12 - 5.13) utilizzando il package ROOT.

Nelle figure figg. 5.5 ÷ 5.8 riporto i tipici plot che ottenuti durante una presa dati. Questi grafici vengono aggiornati ogni 1000 eventi acquisiti e permettono, durante il run, di monitorare il corretto andamento delle misure.

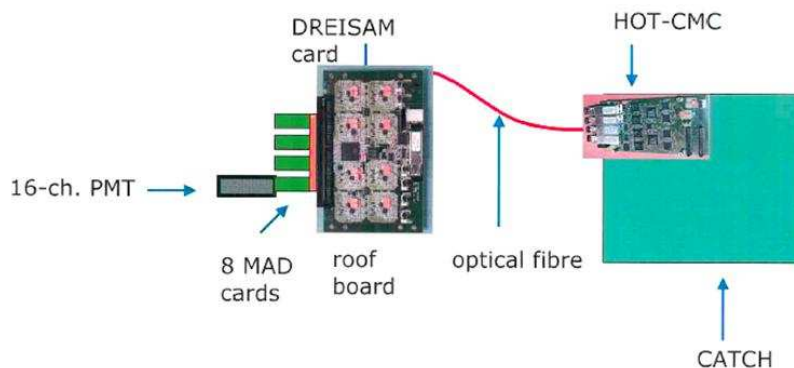


Figura 5.4: Schema dell'elettronica per l'acquisizione.

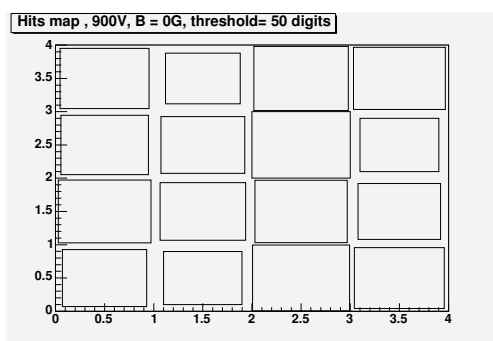


Figura 5.5: Mappa della risposta dei pixel di un fotomoltiplicatore. La superficie del rettangolo disegnato in ogni cella è proporzionale al numero di conteggi in tale cella.

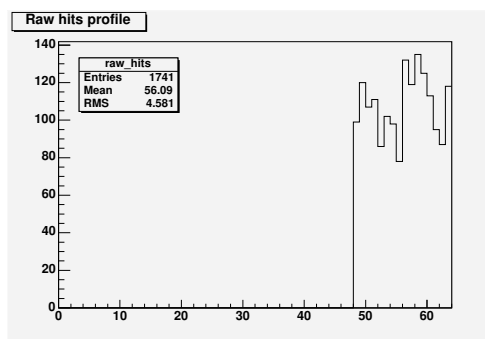


Figura 5.6: Istogramma della risposta dei pixel di un fotomoltiplicatore. I canali corrispondenti ai 16 pixel sono quelli dal 48 al 64.

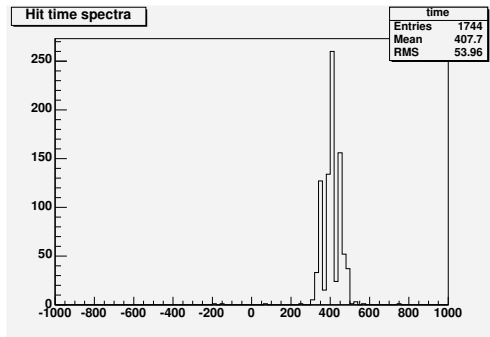


Figura 5.7: Risposta temporale misurata con il TDC. Un'unità dell'asse dell'ascisse corrisponde a 128 psec. Lo start del TDC è dato dall'impulso inviato al LED-Driver.

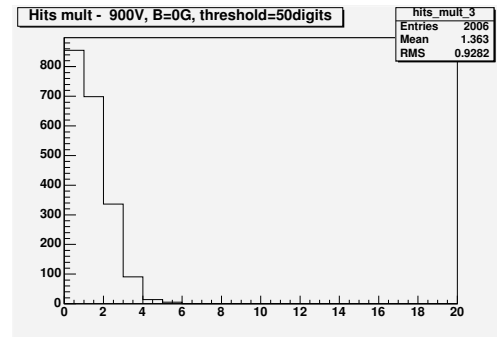


Figura 5.8: Istogramma della molteplicità, per ogni evento, del numero dei pixel con segnale sopra soglia.

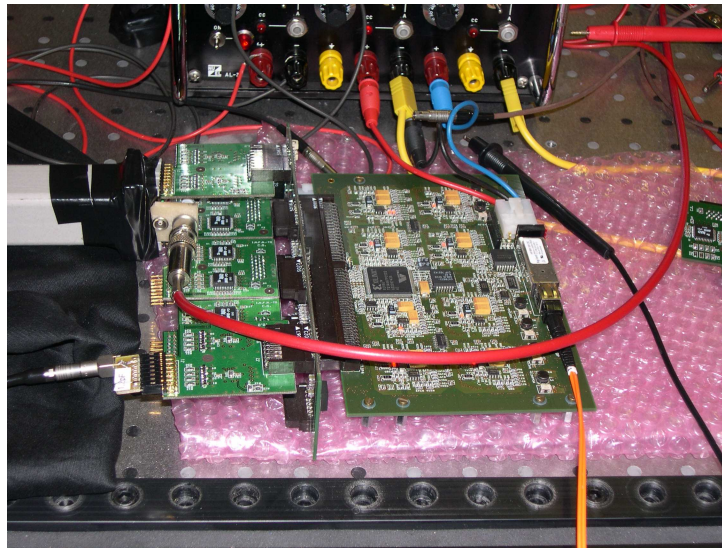


Figura 5.9: Setup di acquisizione delle curve di soglia in cui il MAPMT è connesso alle schede MAD a sua volta collegate con la scheda "roof". In questa fotografia, in primo piano vediamo la scheda MAD che abbiamo usato per fornire il tempo t_0 per il trigger dell'acquisizione e la fibra ottica (in arancione) che permette il collegamento con il CATCH.

5.3 La risposta dei MAPMT a fotone singolo in campo magnetico

Nella sezione 4.1 si è anticipato asserendo che il campo residuo nella schermatura deve essere al massimo di 20 Gauss. Riportiamo ora il comportamento del MAPMT in campo magnetico, che spiega tale affermazione.

Innanzitutto descriviamo la configurazione del MAPMT con cui abbiamo svolto le misure (vedi fig.5.10). Agli estremi di un tubo rettangolare di vetronite, materiale non magnetico, abbiamo posto il MAPMT e all'altro capo, il LED che alimentiamo tramite un cavo LEMO. La sorgente di luce è stata posizionata centralmente rispetto alla sezione del tubo per ottenere un'illuminazione uniforme sul rivelatore e tra quest'ultimo e il LED, sono stati inseriti dei fogli di carta in modo da attenuare la luce emessa che, per avere condizioni stabili di illuminazione, non poteva essere diminuita oltre un certo limite. L'illuminazione di lavoro è tale da permetterci di studiare la risposta del MAPMT a fotone singolo.

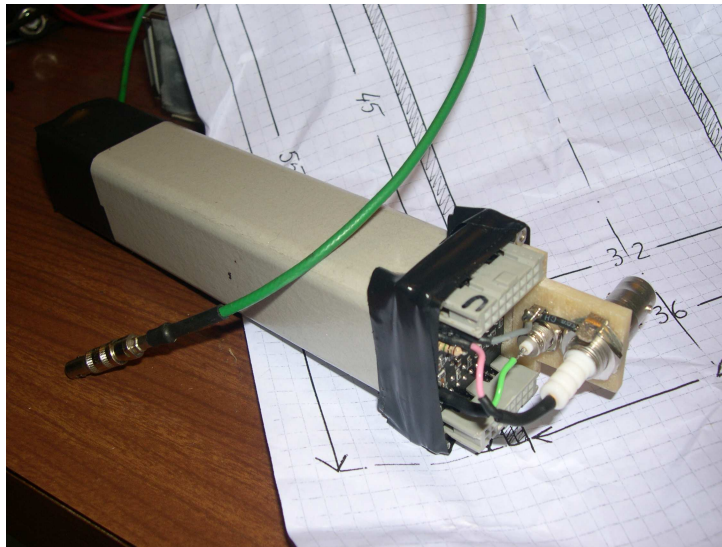


Figura 5.10: MAPMT usato per le misure in campo magnetico. Alle estremità della vetronite (tubo grigio) sono posti rispettivamente il MAPMT (è visibile il partitore resistivo) e il LED (si nota il cavo LEMO verde per l'alimentazione).

Per verificare che il nostro sistema di misura sia stabile abbiamo fatto quattro prese dati con lo stesso setup, ma in momenti diversi della giornata (vedi fig.5.11) appurando così che la riproducibilità delle misure di efficienza è del 3 %.

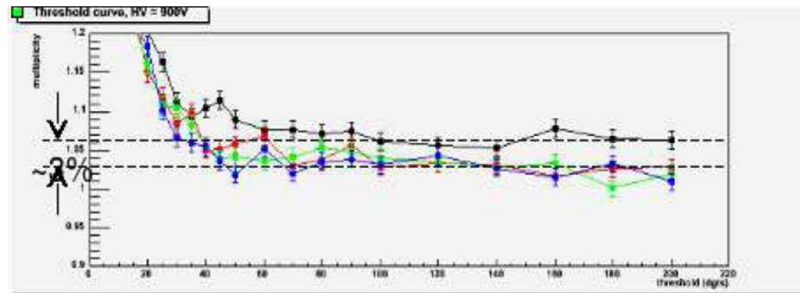


Figura 5.11: Plot della molteplicità vs della soglia del discriminatore in unità arbitrarie, per diversi runs in momenti differenti della giornata. Notiamo che la stabilità della risposta in efficienza del sistema è dell'ordine del 3 %.

Le misure successive sono state rivolte a comprendere l'effettiva perdita di efficienza del MAPMT in un campo magnetico. Il campo magnetico presente nell'esperimento, causa il magnete analizzante SM1 nello spettrometro di COMPASS, è al più ~ 180 Gauss. Nelle fig.5.12 e fig.5.13 è rappresentata la frazione di eventi con segnale sopra soglia per i singoli anodi del fotomoltiplicatore in funzione della soglia del discriminatore. L'illuminazione è costante. Quello che si evince è che applicando il campo magnetico di 180 G c'è un notevole abbassamento del plateau (la scala verticale è la medesima in tutti i plot) quindi si osserva una chiara perdita di efficienza del rivelatore.

Le figure 5.14 e 5.15 ci danno il comportamento in campo magnetico. Si osserva una regione a piccolo campo (± 20 G) con efficienza costante; al di fuori

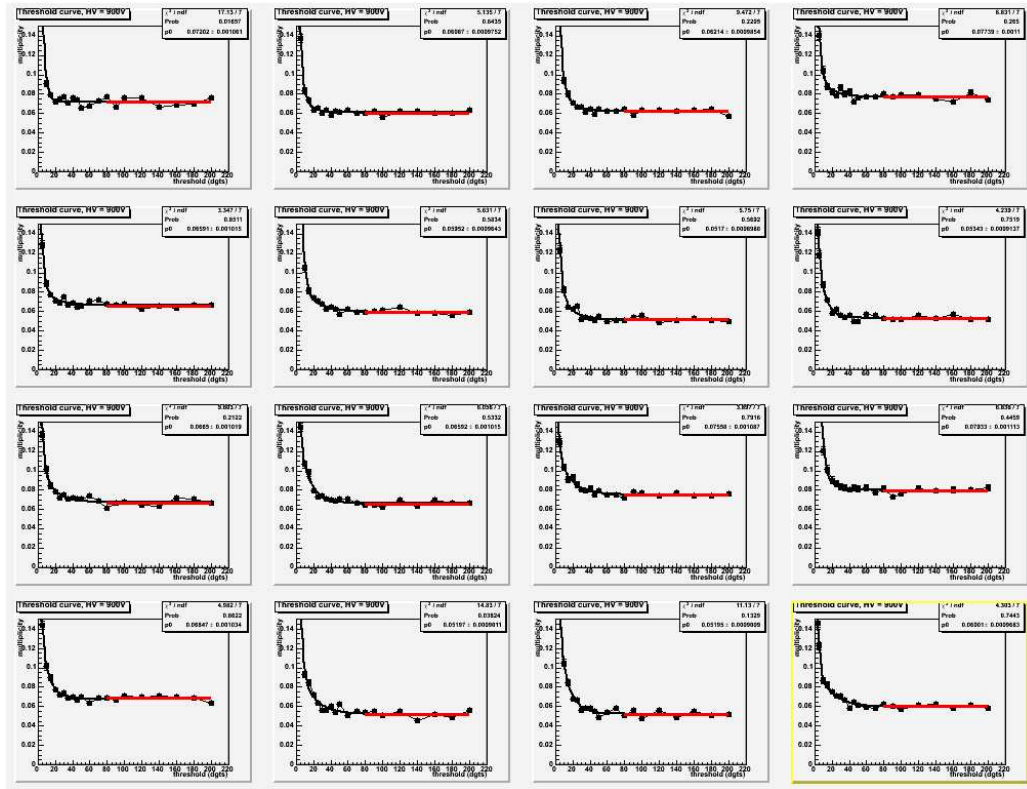


Figura 5.12: Curve di soglia; frazione di eventi con segnale sopra soglia in ogni singolo pixel in funzione dei settaggi di soglia in unità arbitrarie, con un range di soglia globale del discriminatore di 90 fC e senza campo magnetico esterno applicato.

di questo intervallo, l'efficienza crolla. Si osserva anche, per i pixel più esterni, un aumento di efficienza a piccoli valori del campo con un'orientazione e una corrispondente perdita di efficienza con orientazione opposta.

Questo andamento è interpretato in termini di spostamento dei fotoelettroni con variazione locale dell'efficienza di raccolta, compensato dal comportamento simmetrico dei pixel all'estremo opposto del fotocatodo.

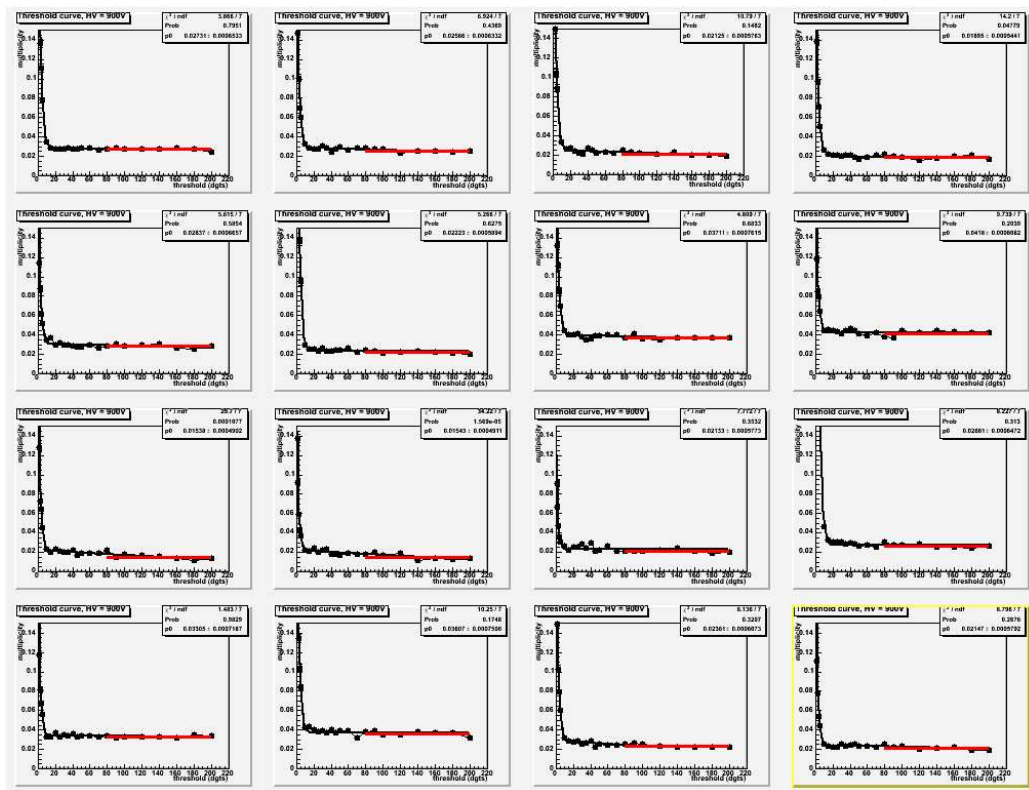


Figura 5.13: Curve di soglia; frazione di eventi con segnale sopra soglia in ogni singolo pixel in funzione dei settaggi di soglia in unità arbitrarie, con un range di soglia del discriminatore di 90 fC e con un campo magnetico esterno applicato di 180 G.

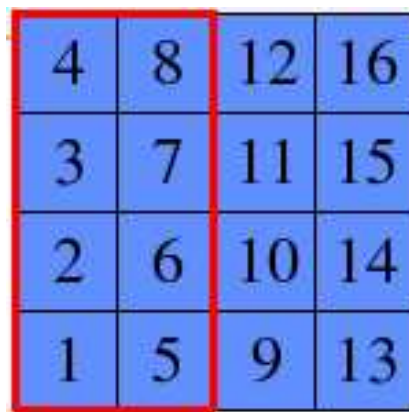


Figura 5.14: Schema frontale dei pixel del MAPMT in cui si vede la numerazione dei canali.

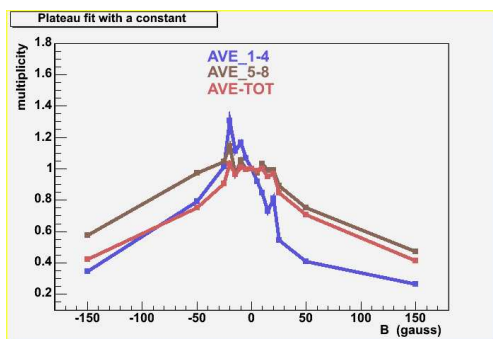


Figura 5.15: Efficienza relativa di rivelazione di fotone singolo in funzione del campo magnetico applicato. La normalizzazione è rispetto all'efficienza misurata per il campo applicato nullo. La curva blu è il valor medio misurato su 4 pixel della fila più esterna (pixel 1 - 4, con riferimento alla figura 5.14), la curva marrone il valor medio su 4 pixel di una fila interna (pixel 5 - 8), la curva rossa il valor medio di tutti i 16 pixel.

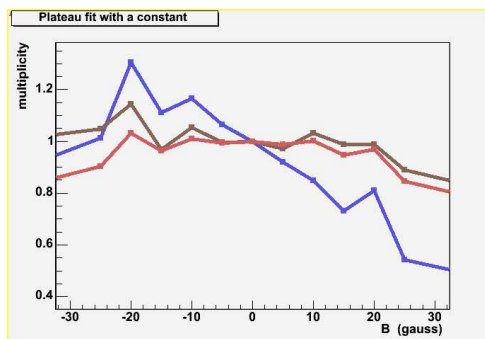


Figura 5.16: Zoom della zona centrale della figura accanto. Le curve marrone e blu presentano un plateau nella regione ± 20 G, una retta simmetrica rispetto al punto a campo esterno nullo. Tale andamento indica uno spostamento dei fotoelettroni a causa della presenza del campo magnetico. Questo spostamento che, per un orientamento del campo fa diminuire l'efficienza di raccolta è compensato dalla maggior raccolta dei pixel all'estremo opposto. Globalmente l'efficienza resta costante.

5.4 Risposta del MAPMT ad alte rate

Studiata l'efficienza del MAPMT per rate bassi (alcune centinaia di Hz per canale) si è investigata la sua risposta ad alta rate fino a 10 MHz per pixel. Abbiamo condotto misure volte a conoscere la risposta intrinseca del MAPMT e misure del rivelatore accoppiate all'elettronica di lettura.

La lampada Avalight-DHS simula il fondo, fornendo luce scorrelata, la cui intensità possiamo controllare interponendo opportuni filtri neutri (intervallo di frequenza delle misure: 0÷ 9 MHz).

Il LED fornisce, come già per le misure precedenti, luce correlata con il trigger dalla nostra acquisizione dati. Infatti è stato necessario verificare se ad alte rate, una modifica del partitore proposto dall'Hamamatsu (fig.5.17) fosse necessaria.

La risposta intrinseca del MAPMT in condizioni di alte rate è stata studiata producendo gli spettri di ampiezza del segnale correlato con il trigger in presenza di luce di fondo di intensità diversa. Ci si è serviti dell'oscillografo LeCroy Wave Runner 6200A ed i risultati ottenuti sono presentati nella figura 5.19.

Una delle problematiche che sono state affrontate è quella del partitore resistivo (vedi fig.5.17).

Non si osserva alcuna riduzione di ampiezza dei segnali per rate fino a 5MHz per pixel (vedi fig.5.19). Questo ci permette di concludere che il partitore utilizzato è adeguato anche per il funzionamento ad alte rate.

Lo studio della risposta in condizioni di alto rate, dei MAPMT accoppiati all'elettronica di Front-End, è stato condotto utilizzando diversi schemi elettronici per l'attenuazione del segnale all'ingresso delle schede MAD (figg.5.20 e 5.21) e diversi valori delle capacità e resistenza, che risultano in differenti valori di attenuazione.

Abbiamo lavorato a 900V con un guadagno medio di $\sim 10^7$.

Un buon valore dell'attenuazione è di ~ 2.5 , valore che permette di separare chiaramente la regione di cross-talk dal plateau e di conservare un plateau

ampio per la scelta non critica della soglia (fig.5.18). La figura 5.22 è un confronto della risposta del MAPMT utilizzando i due schemi elettronici, risposte che risultano analoghe.

La misura è stata effettuata alla rate di 1 MHz.

La configurazione finale scelta è quella della fig.5.21, perché il cross-talk può essere eliminato con valore più basso della soglia.

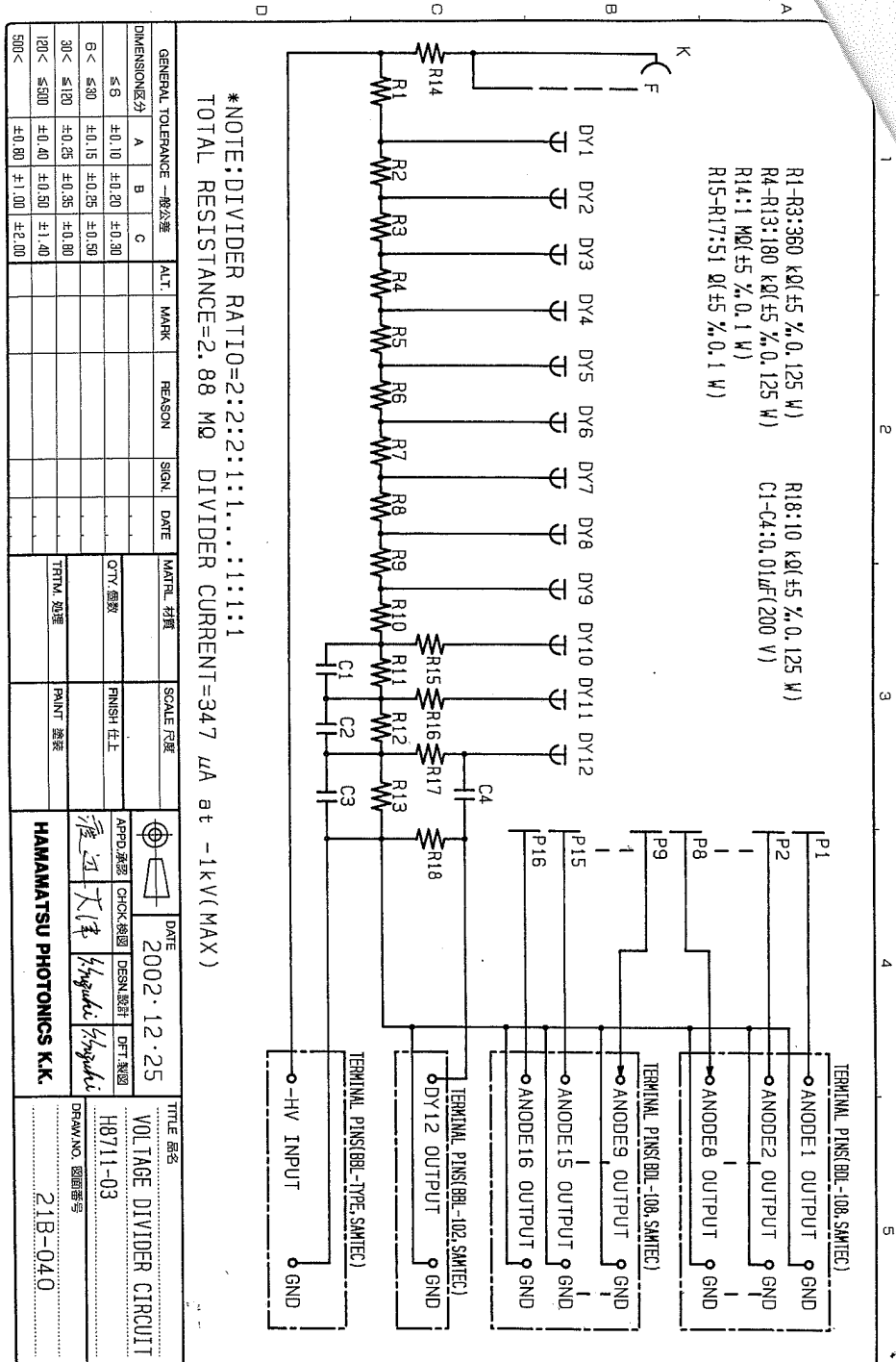


Figura 5.17: Schema del partitore resistivo del MAPMT.

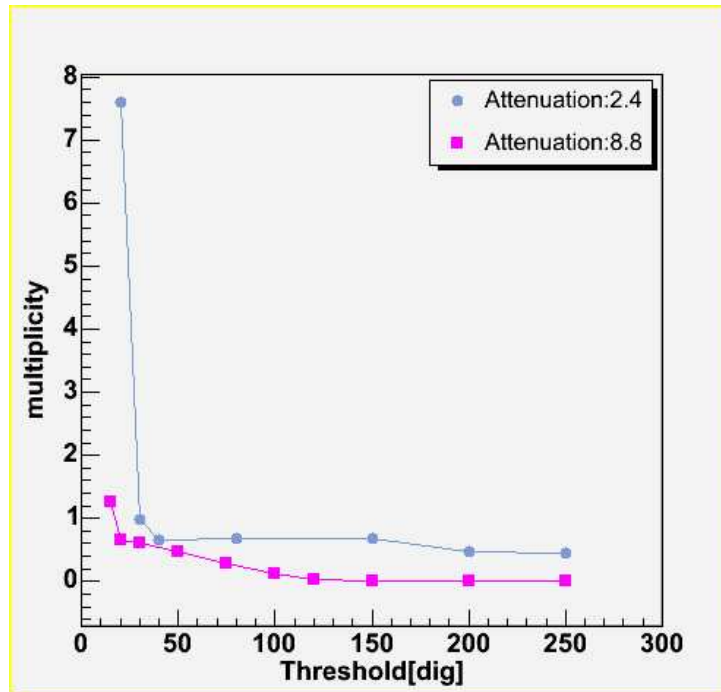


Figura 5.18: Curve di soglia per due differenti valori della resistenza di entrata e quindi con due rispettivi fattori di attenuazione. La curva azzurra corrisponde ad un fattore di attenuazione di 2.5, mentre quella rosa di 8.8. La regione piatta della curva azzurra indica una zona di stabilità in efficienza del MAPMT preferibile a quella rosa.

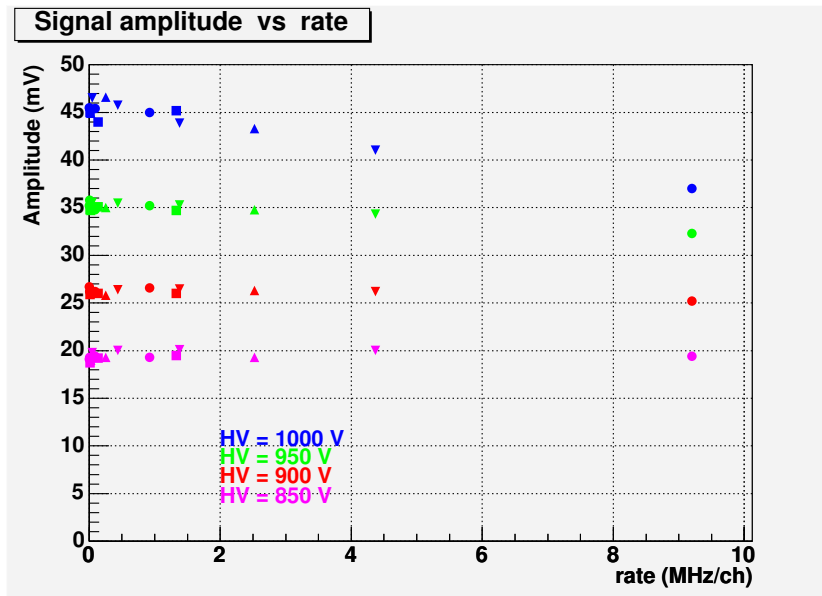


Figura 5.19: Plot dell'ampiezza del segnale misurato tramite l'oscillografo in funzione dei rate misurati.

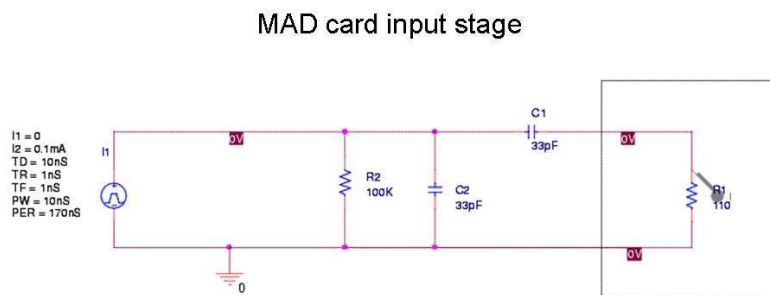


Figura 5.20: Schema elettronico del circuito di ingresso del chip MAD4.

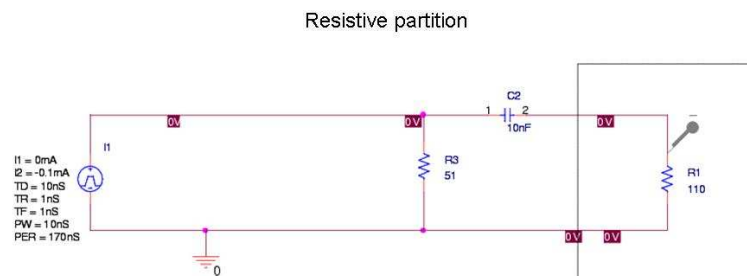


Figura 5.21: Schema elettronico alternativo del circuito di ingresso al chip MAD4.

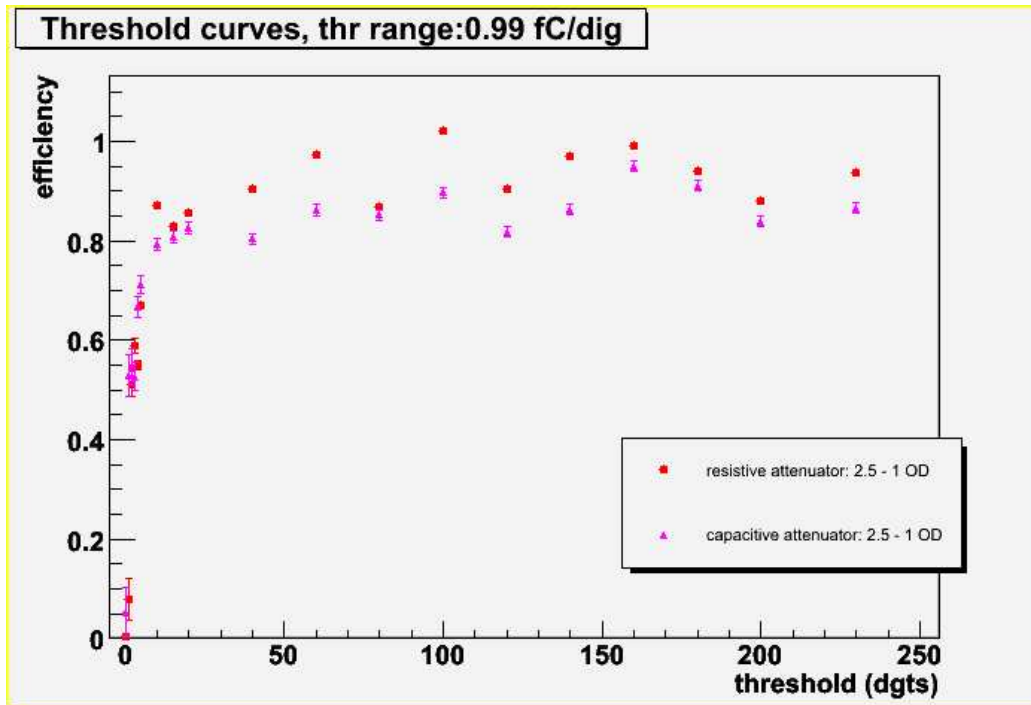


Figura 5.22: Andamento dell'efficienza in funzione della soglia del discriminatore (espresso in digits) per configurazioni resistiva e capacitativa mantenendo costante il valore di attenuazione. L'efficienza è stata calcolata seguentemente $Eff. = \frac{(segnale\ LED + segnale\ lampada) - (segnale\ lampada)}{segnale\ LED}$.

5.5 MAPMT: efficienza di fotorivelazione in funz. della pos.

Per una conoscenza più approfondita del rivelatore abbiamo studiato la sua risposta in funzione della posizione illuminando una porzione ristretta del fotocatodo con l'ausilio di una fibra ottica. La posizione viene fatta variare in modo controllato tramite due step motor.

Gli step motor utilizzati sono due motori che permettono spostamenti con risoluzione di $0.001 \mu\text{m}$ in due direzioni ortogonali tra di loro.

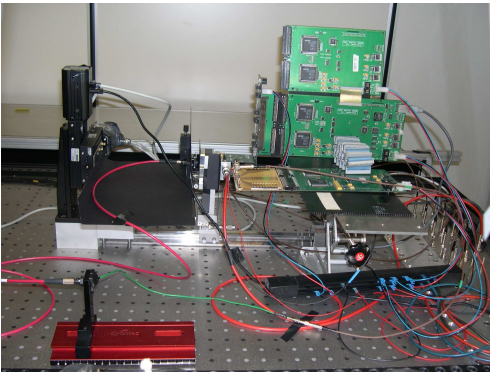


Figura 5.23: Fotografia del setup completo della misura.

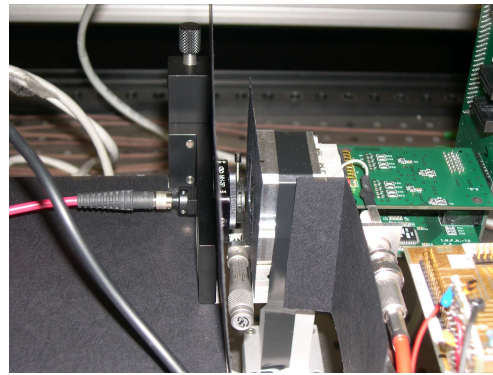


Figura 5.24: Particolare della configurazione; si può notare: il pin-hole, il MAPMT e l'attacco del collettore alla fibra ottica.

Questi motori sono controllabili a mezzo di un'interfaccia grafica supportata dal programma LABVIEW (vedi fig.5.25). Per immediatezza di visualizzazione si è disegnato la parte frontale del fotomoltiplicatore con dimensioni proporzionali a quelle reali; ad ogni spostamento degli step motor ne corrisponde uno sullo schermo. L'interfaccia di LABVIEW, inoltre, è programmabile a moduli e personalizzabile in base alle proprie esigenze partendo naturalmente da una configurazione di base.

Il setup della misura è stato il seguente (vedi fig.5.23): abbiamo fissato il MAPMT più vicino possibile al pin-hole che collimava la luce uscente dalla fibra quindi abbiamo coperto tutto con del cartone nero per evitare riflessi

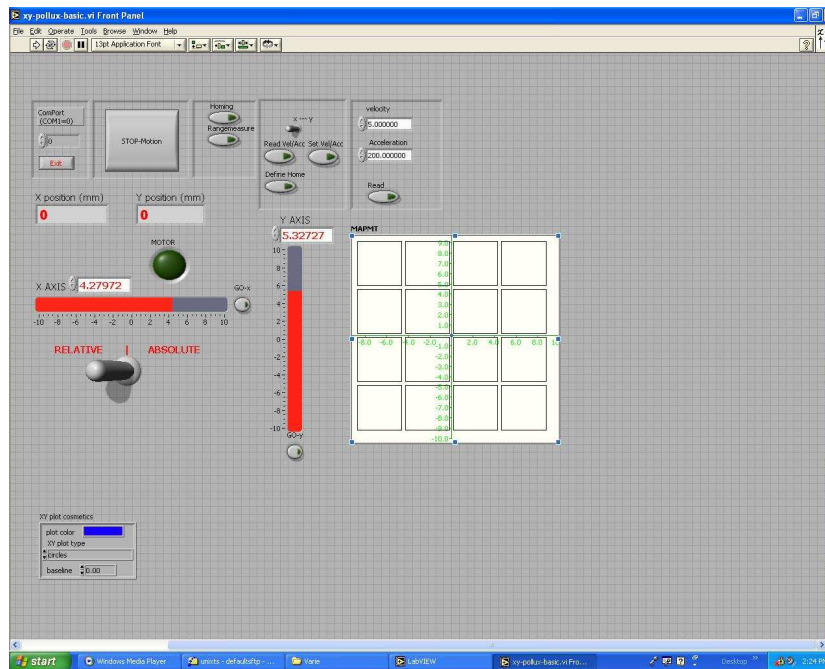


Figura 5.25: Interfaccia grafica di LABVIEW usata per pilotare gli step motors.

di luce che potessero inficiare la misura; è stato necessario mascherare i LED degli step motors che segnalano se l'apparecchio è acceso e in movimento. Allineato quindi il fascetto di luce al centro del fotomoltiplicatore abbiamo coperto il banco ottico con un coperchio per ottenere l'oscuramento completo. Abbiamo fatto la scansione di una fila di pixel del fotomoltiplicatore in orizzontale ed una in verticale; ci aspettiamo una perdita di efficienza al passaggio da un pixel a quello adiacente che ritroviamo essere di $\sim 12\%$ per una dimensione della zona illuminata di ~ 0.6 mm come spiegato più avanti (si vedano i grafici nelle figure 5.26 e in 5.27). Nel grafico tridimensionale si ha una percezione migliore dell'uniformità di risposta del fotomoltiplicatore (vedi fig.5.28).

Si è stimata la dimensione del fascio di luce alla finestra del MAPMT per verificare che sia sufficientemente piccolo e collimato e non confrontabile in larghezza con le dimensioni della singola pad del MAPMT 4×4 mm². Si è usata una piccola fenditura di plastica rigida, nera di larghezza 1 mm, posizionata al centro di una pad del fotomoltiplicatore. Si è misurato la risposta

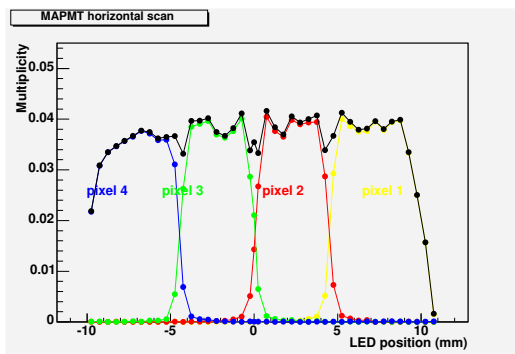


Figura 5.26: Scansione orizzontale; in ordinata la frazione di eventi non vuoti, in ascissa la posizione del MAPMT rispetto la fibra ottica. La mancanza di punti alla sinistra del grafico è dovuta all'impossibilità di spostarsi con gli step motors per un ingombro fisico.

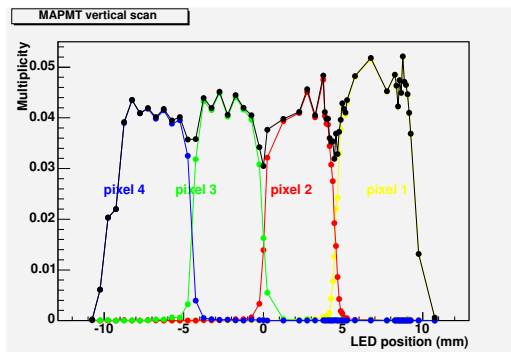


Figura 5.27: Scansione verticale; in ordinata la frazione di eventi non vuoti, in ascissa la posizione del MAPMT rispetto la fibra ottica. Il fatto che il pixel 1 presenti un'altezza differente è dovuta ad un'instabilità del sistema di illuminazione in quanto il medesimo pixel rimisurato non presenta nessuna anomalia.

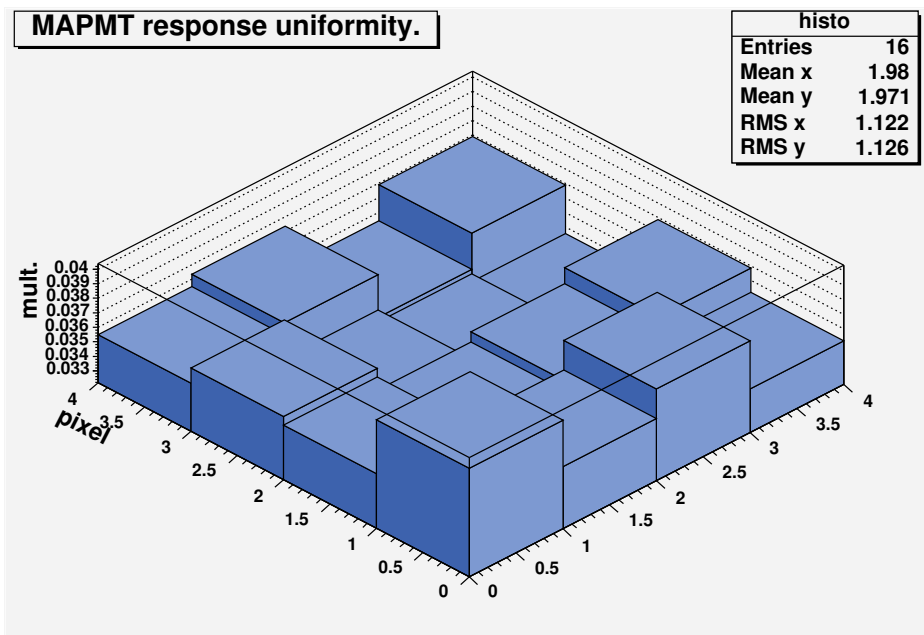


Figura 5.28: Istogramma bidimensionale della frazione di eventi con segnale sopra soglia in ciascun pixel. Si è illuminata la regione centrale di ogni pixel.

del MAPMT con una scansione simile a quelle precedenti (vedi fig.5.29).

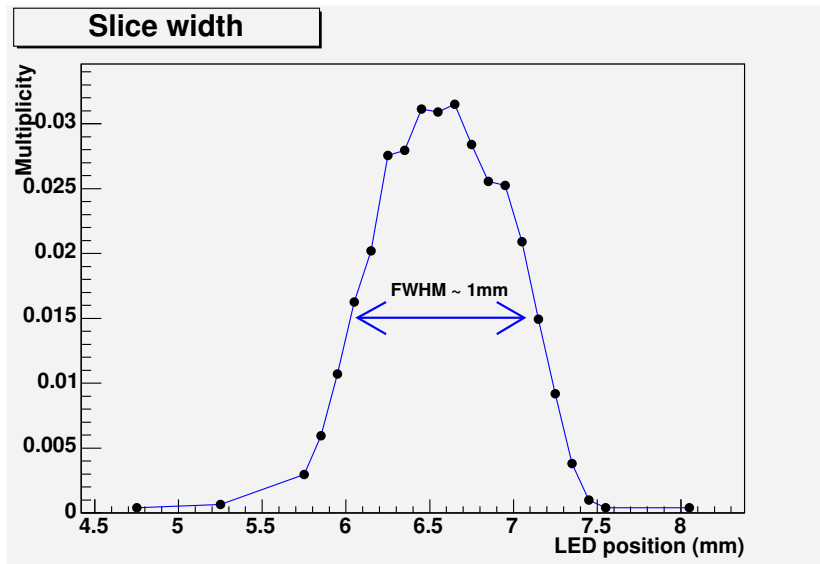


Figura 5.29: Questo grafico rappresenta l'illuminazione data dalla sorgente usata. Posizionata una fenditura di larghezza di 1 mm al centro di un pixel del MAPMT, abbiamo misurato l'efficienza relativa, a passo di 0.25 mm. La larghezza a metà altezza è ~ 1.3 mm, ossia poco maggiore della larghezza della fenditura. Dalla figura deduciamo che una stima ragionevole per la larghezza a metà altezza della regione illuminata della sorgente è ~ 0.6 mm.

CONCLUSIONI

In questa tesi riportiamo un lavoro di ottimizzazione del RICH di COMPASS che consiste nella sostituzione degli attuali rivelatori a fotoni nella parte centrale, camere proporzionali con fotocatodi sensibili a fotoni UV, con fotomoltiplicatori multianodo (MAPMT). Dopo un'introduzione in cui sono riassunte le problematiche fisiche affrontate dall'esperimento, vengono illustrati rapidamente i vari elementi dello spettrometro COMPASS, soffermandosi in particolare sul RICH, del quale vengono spiegati il principio di funzionamento, il dettaglio della costruzione e le prestazioni in condizioni operative. Parte centrale della tesi è l'esposizione dello studio del comportamento del MAPMT in diverse condizioni operative in previsione dell'upgrade del RICH per il run del giugno 2006.

L'andamento della risposta del MAPMT in campo magnetico tramite le curve di soglia del MAPMT in funzione di diverse intensità del campo magnetico, ha permesso di determinare il campo magnetico massimo per il quale non avessimo perdite in efficienza, cioè a ± 20 G.

Il passo successivo è stato quindi, progettare e realizzare una schermatura dal campo magnetico in ferro dolce per il MAPMT che presentasse un campo residuo massimo di appunto 20 G. Abbiamo ottenuto un campo massimo interno allo schermaggio di 10 G.

Poiché il run del prossimo anno prevede un aumento della luminosità del fascio, motivo che ha comportato lo studio e la realizzazione in parallelo di una nuova elettronica il cui tempo morto non fosse un elemento limitante dell'acquisizione dati degli eventi, abbiamo ricreato, con l'ausilio dell'Avalight, un fondo di eventi non correlati al trigger e analizzato la risposta in efficienza

del fotorivelatore, per rate di qualche MHz per canale, con diversi test sia a Trieste che al CERN.

La suddetta analisi ha permesso di verificare la validità del partitore resistivo anche ad alte rate e ha altresì fornito informazioni utili per progettare e realizzare lo stadio ingresso delle schede di front-end MAD.

Bibliografia

- [1] <http://www.slac.stanford.edu/library/topcities/>
- [2] Per DIS non polarizzato, G. Altarelli, Phys. Rep. 81 (1978) 1.
Per DIS polarizzato, M. Anselmino, A. Efremov e E. Leader, Phys. Rep. 261 (1995) 1, hep-ep/9501369; B. Lampe e E. Reya, Phys. Rep. 332 (2000) 1, hep-ph/9810270
- [3] F. Halzen e A. D. Martin, *Quark and Leptons*, (Eiley, New York, 1984).
F.E. Close, An introduction to Quarks and Partons, Academic Press, 1979.
E. Leader, Spin in particle physics, Cambridge Univ. press, 2001.
- [4] W. Greiner e Schaeffer, Quantum Chromodynamics, Springer.
- [5] J. Ashman et al., EMC coll. Phys. Lett. **B206** (1988) 364, Nucl. Phys. **B328** (1989) 1.
- [6] SMC, D. Adams et al., Phys. Rev. **D58** (1998) 112001.
- [7] SMC, D. Adams et al., Phys. Rev. **D58** (1998) 112002.
- [8] E142, Anthony et. al., Phys. Rev. **D54** (96) 6620; E143, Abe et al., Phys. Rev. **D58** (98) 112003. E154 Abe et al., Phys. Lett. **D405** (97) 180; E155, Anthony et. al., Phys. Lett. **D493** (00) 19, Phys. Lett. **D463** (1999) 339.
- [9] HERMES, A. Airapetian et al., Phys. Lett. **B442** (1998) 484.
- [10] R. D. Ball, S. Forte e G. Ridolfi, Phys. Lett **B378** (1996) 255.
- [11] J. Ashman et al., Nucl. Phys. **B328** (1989) 1.

- [12] B. Adevc et. al., Phys. Lett. **B420** (1998) 180.
- [13] HERMES Collaboration arXiv:hep-ex/0407032 v3 11 Nov 2004
- [14] The COMPASS Collaboration, “Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy”, Proposal to the CERN SPSLC, CERN/SPSLC/ 96-14, SPSC/P 297, 1996.
- [15] R. L. Jaffe, X. Ji, Phys. Rev. Lett. 67 (1191) 552.
- [16] J. Soffer, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 1292.
- [17] B.L.G. Bakker, E. Leader, Phys. Rev. **D70** 2004 11400.
- [18] R.L. Jaffe, X. Ji, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 552.
- [19] j. Collins, Nucl. Phys. **B396** (1993) 161.
- [20] V.M.Alexaklein et al., Phys. Rev. Lett.94 92005) 202002.
- [21] A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 012002.
- [22] The Spin Muon collaboration; arXiv:hep-ex/9711008 v1 14 Nov 1997.
- [23] NMC; M. Arneodo et al., Nucl. Phys. **B483** (1997) 3.
- [24] SLAC, L. Whitlow et al., Phys. Lett. **B250** (1990) 193.
- [25] Particle data group, “Particle Physics Booklet”, luglio 2002.
- [26] F.E. Close, R.G. Phys. Lett. **B316** 165.
- [27] P.Pagano, “prelimary measurement of transversity at COMPASS experiment”, tesi di dottorato, Trieste anno accademico 2001-2002; disponibile sul web <http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/#theses>.
- [28] S. Dalla Torre, “The COMPASS Spectrometer: status and performance”, relazione a “Workshop on future Physics at COMPASS”, CERN 26-27 settembre 2002.
- [29] E. Nappi et al., RD26 proposal to DRDC, CERN/DRDC 92-3 and ADDENDUM to the DRDC PROPOSAL P35, CERN/DRDC/92-16.

- [30] J. Seguinot et al., Nucl. Instr.and Meth. **A 297** (1990) 133. G. Malamud et al., Nucl. Instr.and Meth. **A 343** (1994) 121.
- [31] E. Nappi, "RICH detectors", Lectures at the 8th ICFA School on Instrumentation in Particle Physics (Instambul, 1999), CERN-EP/99-149.
- [32] E. Albrecht et al., Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. research **A 502** (2003) 112-116.
- [33] E. Albrecht et al., Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. research **A 502** (2003) 266-269.
- [34] E. Albrecht et al., Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. research **A 502** (2003) 236-240.
- [35] COMPASS Note 2005-02; CERN, March 16, 2005.
- [36] I.B. Berlman, O.J. Steingraber, M.J.Benson, The Review of Scientific Instruments, Volume 39, Number 1; January 1968.

RINGRAZIAMENTI

In questi 10 mesi di attività di laboratorio sono sempre stata supportata tecnicamente ed emotivamente dal gruppo COMPASS di Trieste. Ognuno mi ha regalato con la più cristallina semplicità, il suo sapere rispondendo ad ogni mia domanda e donandomi la sua esperienza con calorosa umanità. In particolare ringrazio il mio relatore Prof. Franco Bradamante, la mia correlatrice Dott.ssa Silvia Dalla Torre e il Dott. Fulvio Tessarotto.

Non menziono tutti individualmente, ma il mio grazie va a tutte quelle persone, anche a quelle non appartenenti al gruppo COMPASS, che hanno condiviso con me la quotidianità rendendo indimenticabili questi mesi di tesi.

Un grazie di cuore per l'aiuto, anche di carattere pratico, a Federica Sozzi che ha percorso con me questa attività di laboratorio rendendola ancora più piacevole con la sua amicizia sincera.

Un grazie infine, ma non per questo meno sentito, ai miei genitori che hanno sempre creduto in me, che mi hanno trasmesso l'amore per il sapere e la saggezza di saper accettare, senza abbattersi, tutte le sfide che la vita pone quotidianamente. Grazie anche a tutte quelle persone, amici soprattutto, che sono riuscite a capirmi e a rispettare le mie scelte anche quando queste non erano condivise pur di aiutarmi a raggiungere questo importante traguardo.