

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea
in
Fisica Sperimentale Nucleare e Subnucleare

STUDIO SPERIMENTALE DI CAMERE A DERIVA
DI GRANDI DIMENSIONI PER LO
SPETTROMETRO COMPASS AL CERN

Laureando:
LORENZO CERINI

Relatore:
Prof. FRANCO BRADAMANTE

Sessione Autunnale Anno Accademico 2001-2002

Indice

1	Problemi teorici	5
1.1	Introduzione	5
1.1.1	EMC e altri, breve storia della crisi dello spin	6
1.2	Deep Inelastic Scattering	10
1.2.1	Sezione d'urto e funzioni di struttura	11
1.2.2	Modello a partoni	13
1.2.3	Urti semi inclusivi	14
1.2.4	Determinazione di $\Delta G/G$	15
2	Lo Spettrometro	19
2.1	Introduzione	19
2.2	Il Fascio	20
2.2.1	Polarizzazione del fascio	21
2.3	Bersaglio Polarizzato	21
2.4	Beam Momentum Station	22
2.5	Elementi traccianti	22
2.5.1	SciFi	24
2.5.2	Siliconi, rivelatori al silicio	24
2.5.3	GEM	25
2.5.4	MicroMegas	25
2.5.5	Camere di deriva di Saclay	26
2.5.6	Straw drift chambers	26
2.5.7	Stazione tracciante dopo il secondo magnete	27
2.6	Filtri di Muoni ($\mu Filter$ o $\mu Wall$)	28
2.6.1	Primo Filtro	28
2.6.2	Secondo Filtro	28
2.7	Calorimetri	28
2.7.1	HCAL	28
2.7.2	ECAL	29

2.8	RICH	29
2.9	Trigger	29
2.9.1	Fotoni quasi reali	29
2.9.2	DIS semi inclusivo	30
2.10	Daq	30
3	Camere a deriva	33
3.1	Introduzione ai rivelatori a gas	33
3.1.1	Perdita di energia e minimum ionizing particle	33
3.1.2	Deriva di elettroni nei gas	35
3.1.3	Proportional Counters: basic operation	37
3.2	Camere a deriva	39
3.2.1	principi di funzionamento e geometria	39
3.2.2	Scelta dei gas	41
3.2.3	Accuratezza intrinseca	43
3.2.4	Stabilità operativa	45
3.2.5	Stazione tracciante	45
3.3	Presentazione delle W 45	47
3.3.1	Descrizione	47
4	Elettronica	51
4.1	Elettronica di front-end	51
4.1.1	Caratteristiche e disegni più comuni	51
4.1.2	Vie d'accesso del rumore	52
4.1.3	Elettronica per le w45	54
4.2	Mad 4	54
4.2.1	Scelta del chip: mad4 vs asd8	54
4.2.2	Descrizione della scheda	55
4.2.3	circuito integrato: parte analogica	59
4.2.4	circuito integrato: parte digitale	59
4.3	Il resto dell'elettronica	59
4.3.1	Scheda di adapter	60
4.3.2	F1 TDC	61
5	Lavoro sperimentale	63
5.1	Introduzione	63
5.2	Test sulle schede prototipo	63
5.2.1	Setup sperimentale	64
5.2.2	Software	65

5.2.3	Risultati e commenti	65
5.3	Test con prototipo di camera	66
5.3.1	Il prototipo	66
5.3.2	Setup sperimentale	71
5.3.3	Risultati e commenti	71
5.3.4	Ricerca del plateau di efficienza	73
5.3.5	Misure sul gas	73
5.4	Camere reali	73
5.4.1	Zona morta	77
5.4.2	Modifiche	77
5.4.3	Gas system e slow control	78
5.5	Produzione di massa	78
5.5.1	Setup sperimentale	78
5.5.2	Software	79
5.5.3	Risultati	79
5.6	Assemblaggio delle camere W45	79
5.6.1	Setup sperimentale	79
5.6.2	Commenti finali	81
6	Analisi Offline	91
6.1	Strumenti software	91
6.1.1	GARFIELD	91
6.1.2	CORAL	95
6.2	Analisi	99
6.2.1	Evento tipico ricercato	99
6.2.2	Relazione $x(t)$ reale	100
6.2.3	Efficienza	103
6.2.4	Efficienza: risultati	105
6.2.5	Risoluzione spaziale	108
7	Conclusioni	111
7.1	Altre camere	111

Capitolo 1

Problemi teorici

1.1 Introduzione

Lo spin del nucleone può essere descritto dalla formula seguente:

$$(1.1) \quad \frac{1}{2} = \Delta\Sigma + \Delta G + \langle L_g \rangle + \langle L_q \rangle$$

dove $\Delta\Sigma$ e ΔG sono rispettivamente il contributo dello spin portato dai quark e dai gluoni, e $L_{q,g}$ i contributi del momento angolare dei gluoni e dei quark. L'addendo $\Delta\Sigma$ può essere decomposto nei contributi dei singoli quark:

$$(1.2) \quad \Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s + \Delta\bar{u} + \Delta\bar{d} + \Delta\bar{s}$$

dove Δq ($\Delta\bar{q}$) è il contributo allo spin del (anti)quark q (\bar{q}). L'iniziale aspettativa che $\Delta\Sigma = 1$ derivava dall'idea che tutto lo spin fosse portato dai singoli quark componenti il nucleone ed era suffragata dal successo nello spiegare il momento magnetico dei barioni ottenuta con il semplice modello a quark (la somma del momento magnetico dei tre quark di valenza dà il momento magnetico del barione, con una precisione dell'ordine del percento). In realtà altre previsioni di questo modello non sono altrettanto precise, per esempio con il semplice modello a quark il rapporto fra costante di accoppiamento assiale e vettoriale nel decadimento beta risultava $\frac{g_A}{g_V} = \frac{5}{3}$ mentre misurata risulta circa 1.26. La miglior formulazione teorica del problema dello spin era data dalla regola di somma di Ellis-Jaffe e prevedeva $\Delta\Sigma = 0.58$. Alcuni esperimenti svolti allo SLAC negli anni ottanta (E80, E130) capaci di scendere fino a $x > 0.1$ (con x , intesa la variabile di scaling di Bjorken) sembravano confermare questa previsione.

1.1.1 EMC e altri, breve storia della crisi dello spin

Una misura, fatta al CERN dall'European Muon Collaboration (EMC) utilizzando un fascio di muoni polarizzati di alta energia e quindi potendo scendere fino a valori di $x > 0.01$, mostrò che $\Delta\Sigma$ fosse circa $0.12 \pm 0.09 \pm 0.14$, sostanzialmente minore di quanto era previsto da Ellis-Jaffe e addirittura compatibile con zero. In seguito il valore di $\Delta\Sigma$ aumentò lievemente per il perfezionamento nella misura di alcune altri costanti coinvolte (come F e D, costanti di accoppiamento del neutrone e dell'iperione nel decadimento beta). A questo punto restava aperta la questione di cos'altro contribuisse tanto allo spin del nucleone, con alcune ipotesi:

- può essere ΔG a fornirlo;
- o il momento angolare orbitale di gluoni e quark;
- oppure sempre il termine di singoletto $\Delta\Sigma$ ma a valori di x non ancora indagati, essenzialmente $x < 0.01$.

Inoltre dal punto di vista teorico dava problemi la dipendenza di $\Delta\Sigma$ dallo schema di fattorizzazione utilizzato per calcolare gli ordini più elevati dello sviluppo in serie perturbativa QCD, problema risolto solo nel 1996.

Seguirono altri esperimenti sull'argomento, primo fra tutti SMC. SMC affrontò un range di x ancora più vasto, fino a 10^{-3} alla ricerca di eventuali anomalie o divergenze di $\Delta\Sigma$. A valori così piccoli di x si richiese, nella ricostruzione dei dati, l'osservazione di almeno un adrone per evento, eliminando una parte del fondo dovuto a urti radiativi ed altri fenomeni a basso fattore di depolarizzazione.

L'esperimento HERMES presso l'anello HERA al DESY, ha lavorato, e lavora tutt'ora, con urti di positroni su 1H , 2H , 3He : dalla misura dell'asimmetria $A_1 = \frac{F_1}{g_1}$ e dell'asimmetria degli adroni positivi e negativi prodotti si è potuto risalire alla polarizzazione dei quark u, d e del "mare"; ottenendo $\frac{\Delta u}{u}$ positivo, $\frac{\Delta d}{d}$ leggermente negativo e $\frac{\Delta s}{s}$ (con s inteso sea) prossimo a zero nel range di x indagato. Un RICH (Ring Imaging CHerenkov) ha poi permesso la scomposizione per sapore dei contributi dei quark del mare. I risultati ottenuti sono stati comunque compatibili con i risultati avuti precedentemente al SMC o all'EMC, dando $\Delta\Sigma = 0.30 \pm 0.09 \pm 0.04$ (decomponendo l'errore in statistico e sistematico); l'errore maggiore continua a derivare dalle misure a basso x . L'esperimento HERMES ha cercato di valutare anche il contributo dei gluoni allo spin del nucleone attraverso lo studio di coppie di adroni prodotte con grande impulso trasverso, e si è ottenuto $\frac{\Delta G}{G} = 0.41 \pm 0.18 \pm 0.03$ per un $x = < 0.17 >$.

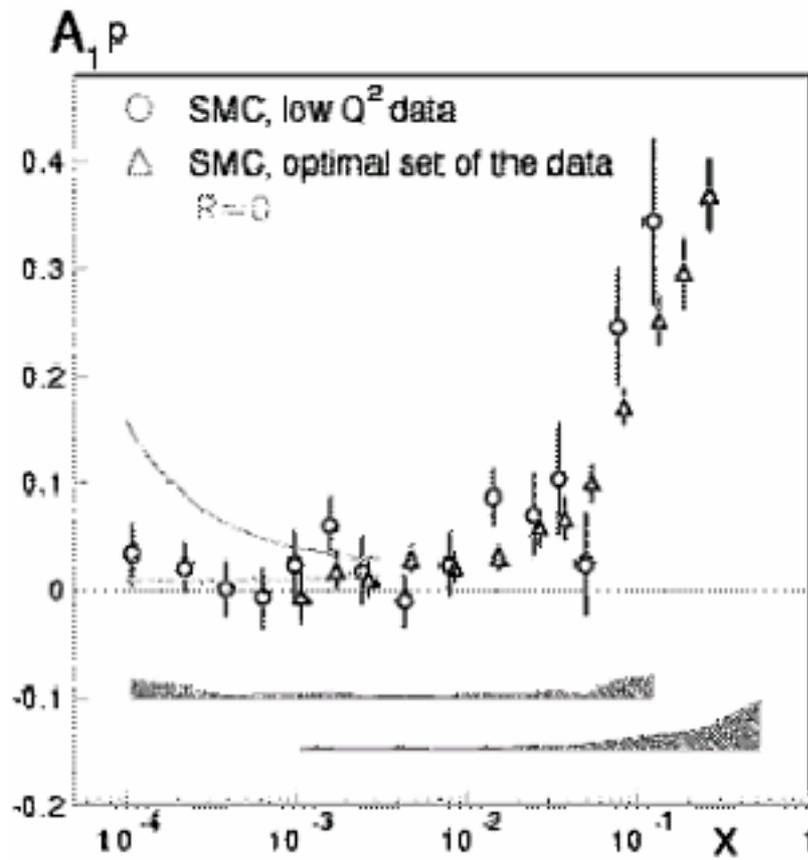


Figura 1.1: misura dell'asimmetria A_1 presso lo SMC. Sono rappresentati gli andamenti per $g_1^p \sim \frac{1}{x} \ln x$ (linea continua), $g_1^p \sim \ln x$ (linea tratteggiata) e $g_1^p \sim 2 + \ln x$ (linea punteggiata).

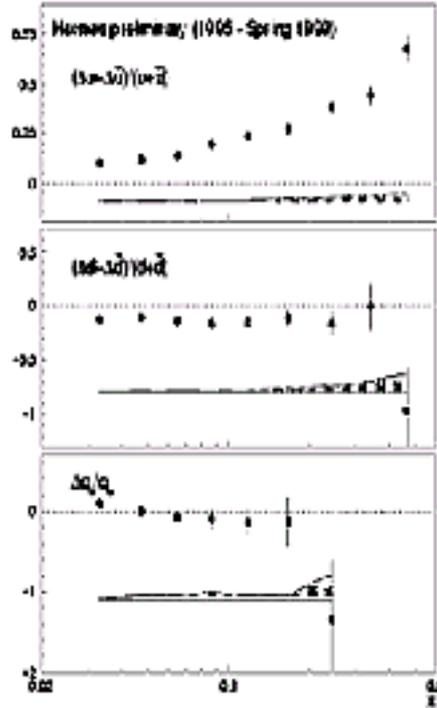


Figura 1.2: risultati di HERMES

Questo metodo è stato originariamente studiato dai ricercatori della collaborazione COMPASS, e la sua applicazione alle energie di HERMES (27 GeV) non è priva di incertezza di natura teorica; inoltre questi risultati dipendono dal modello scelto poiché è necessaria preventivamente una simulazione Monte Carlo per valutare il contributo relativo della fusione fotone-gluone e dello scattering Compton al processo QCD.

Il maggior obiettivo dell'esperimento COMPASS presso lo SPS al CERN è la misura del contributo gluonico ΔG studiando le asimmetrie nelle sezioni d'urto per reazioni dove il processo sottostante sia la fusione fotone-gluone. Questa misura fa parte del programma muonico che prevede misure da urti inclusivi (la determinazione di g_1 e g_2) e da scattering semi inclusivo come la misura di ΔG e le funzioni di struttura dei singoli sapori di quark Δq_f nel caso di urti con polarizzazione longitudinale, o la determinazione di h_1 , Δq_f^T con urti a polarizzazione trasversa.

Accanto a questo COMPASS propone un programma adronico, di spettroscopia alla ricerca di stati esotici della materia, di barioni charmati o doppio charmati, e di studio delle reazioni Primakoff.

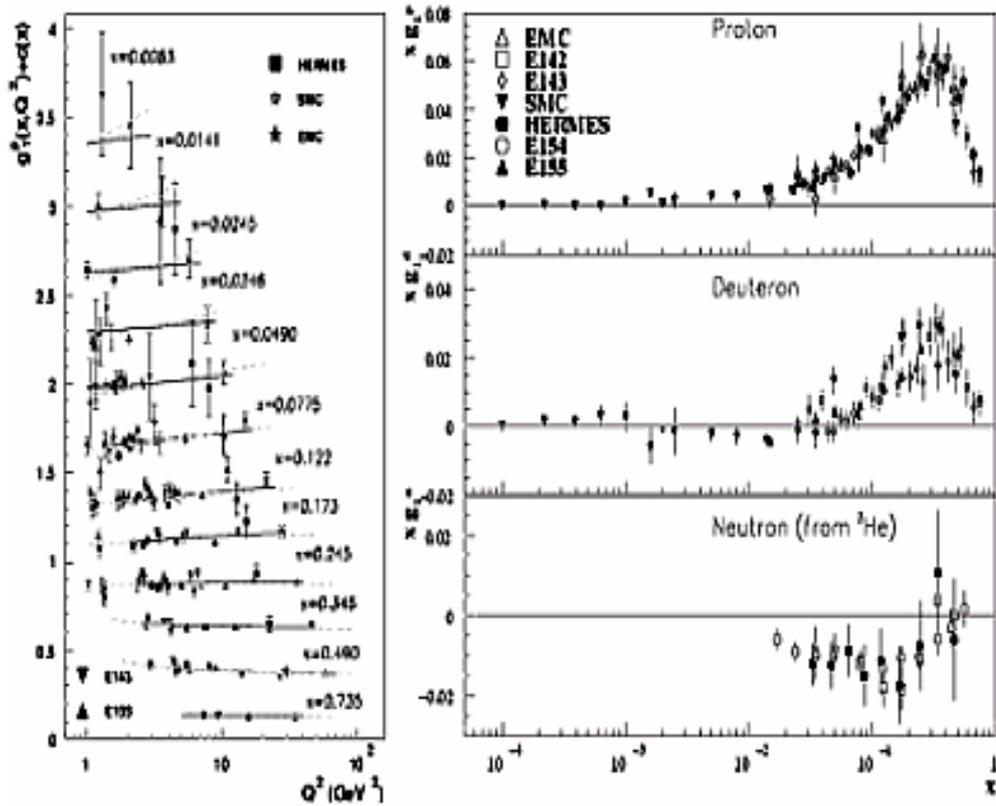


Figura 1.3: a sinistra una serie di dati sulla funzione di struttura polarizzata $g_1^p(x, Q^2)$ a x fissato; a destra la stessa funzione di struttura polarizzata per deuteroni e neutroni com'è stata misurata in vari esperimenti di urto anelastico di positroni (E142, E143, E154, E155, HERMES) o muoni (EMC, SMC) su nucleoni.

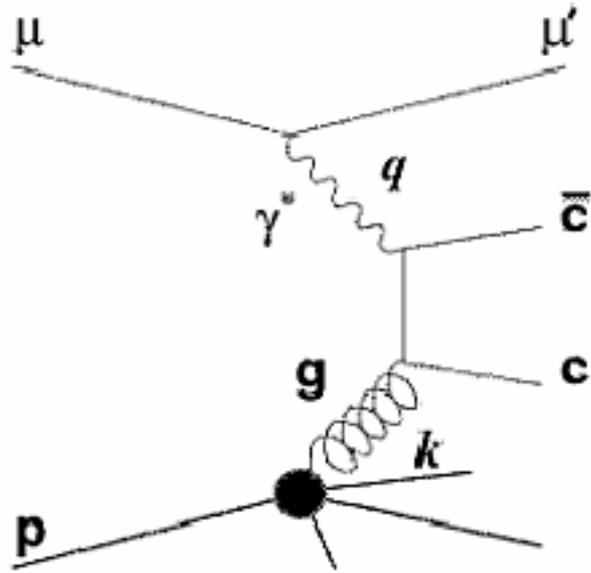


Figura 1.4: fusione fotone-gluone per produzione aperta di quark charmati

1.2 Deep Inelastic Scattering

Il modo migliore per ottenere informazioni sulle funzioni di struttura polarizzate del nucleone $g_{1,2}(x, Q^2)$ è attraverso la misura delle sezioni d'urto in fenomeni profondamente anelastici, ovviamente il nostro interesse si rivolge al contributo alla sezione d'urto dipendente dall'elicità del proiettile e dalla polarizzazione del bersaglio, nel nostro caso un leptone point-like interagisce con un nucleone per scambio di un bosone virtuale.

Per le energie disponibili in COMPASS possiamo tranquillamente considerare le interazioni come semplicemente elettromagnetiche. Per sviluppare un formalismo atto a spiegare come funzioni lo scattering profondamente anelastico e come accedere alle variabili che si vogliono misurare, riprendendo dal lavoro di Bjorken si definiscono la variabile di scaling x e l'energia frazionaria y :

(1.3)

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$$

dove $Q^2 = (k' - k)^2$;

(1.4)

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}$$

Dove P , k , k' sono il quadrimomento rispettivamente del nucleone bersaglio, del leptone incidente e del leptone diffuso.

1.2.1 Sezione d'urto e funzioni di struttura

La sezione d'urto di Born per urto anelastico fra leptone e nucleone è

$$(1.5) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{MQ^2} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$$

con α costante di struttura fine e $W_{\mu\nu}$ e $L_{\mu\nu}$ i tensori del nucleone e del leptone rispettivamente. Il tensore leptonic è esattamente calcolabile in QED, mentre quello adronico contiene la descrizione della complicata struttura del nucleone, ed è proprio questa che si vuole indagare. Entrambi sono comunque separabili in una parte dipendente dallo spin e da una indipendente:

$$(1.6) \quad W_{\mu\nu}(S_N, P, q) = W_{\mu\nu}^{(s)}(P, q) + iW_{\mu\nu}^{(a)}(S_N, P, q)$$

$$(1.7) \quad L_{\mu\nu}(S_l, k, k') = L_{\mu\nu}^{(s)}(k, k') + iL_{\mu\nu}^{(a)}(S_l, k, k')$$

Dove i vettori S_N e S_l rappresentano lo spin del nucleone e del leptone rispettivamente.

Le due parti del tensore adronico possono essere fattorizzate rispetto a quattro funzioni di struttura, che contengono le informazioni sulla struttura del nucleone. La parte indipendente dallo spin dipende dalle funzioni F_1 e F_2 , mentre la parte spin-dipendente coinvolge le funzioni di struttura polarizzate g_1 e g_2 . Le funzioni di struttura non polarizzate $F_{1,2}^{p,d}$ per il protone e il deutone (neutrone) sono state ampiamente indagate e misurate.

Anche la sezione d'urto differenziale può essere espressa dividendo un contributo indipendente dalla polarizzazione e uno indipendente:

$$(1.8) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{d^2\bar{\sigma}}{d\Omega dE'} - h \cos \psi \frac{d^2\sigma_{\parallel}}{d\Omega dE'} - \sin \psi \cos \phi \frac{d^2\sigma_{\perp}}{d\Omega dE'}$$

coinvolgendo l'elicità h . In questo formalismo il vettore S_N del nucleone forma con la direzione della particella incidente un angolo polare ψ , inoltre vettore dello spin e direzione del leptone definiscono il piano dello spin. La direzione della particella diffusa forma con questo piano un angolo azimutale ϕ (in figura 1.5).

Il termine indipendente dalla polarizzazione (con $\bar{\sigma}$) può essere espresso come:

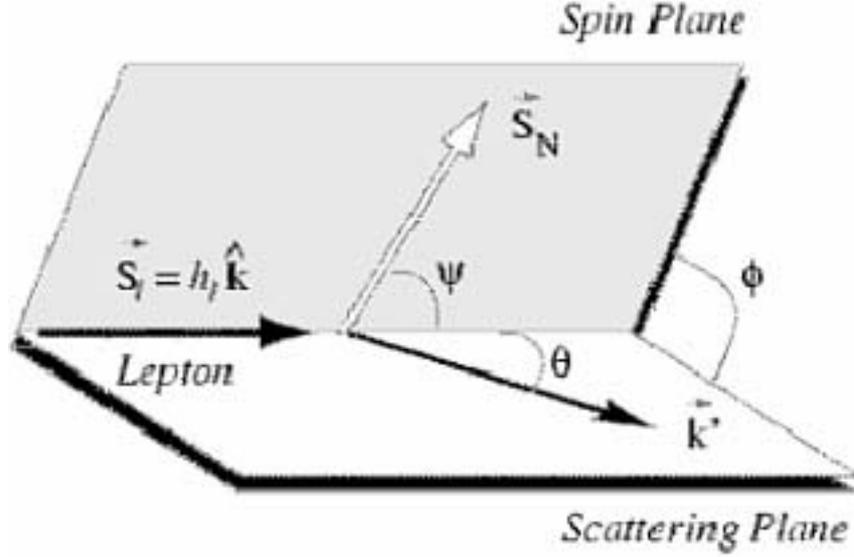


Figura 1.5: cinematica dell'urto di leptone polarizzato su nucleone polarizzato.

(1.9)

$$\frac{d^2\bar{\sigma}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E^2}{Q^2} \left(\frac{2F_1(Q^2, x)}{M} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} + \frac{F_2(Q^2, x)}{\nu} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

I due termini con $\Delta\sigma_{\parallel}$ e $\Delta\sigma_{\perp}$ sono i più interessanti sperimentalmente, dipendono dalle funzioni di struttura polarizzate e rappresentano i casi in cui lo spin del leptone incidente sia parallelo o ortogonale alla polarizzazione del nucleone. Possono essere espressi così:

(1.10)

$$\frac{d^2\Delta\sigma_{\parallel}}{d\Omega dE'} = \frac{d^2(\sigma^{\leftarrow\leftarrow} - \sigma^{\leftarrow\rightarrow})}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2}{Q^2 M \nu} \frac{E'}{E} \left[(E + E' \cos \theta + \frac{2m_l \nu^2}{Q^2 E}) g_1 + \frac{Q^2}{\nu} g_2 \right]$$

(1.11)

$$\frac{d^2\Delta\sigma_{\perp}}{d\Omega dE'} = \frac{d^2(\sigma^{\leftarrow\uparrow} - \sigma^{\leftarrow\downarrow})}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2}{Q^2 M} \frac{E'^2}{E} \left[\left(1 + \frac{2m_l}{Q^2} y\right) g_1 + \frac{2E}{\nu} g_2 \right]$$

In questo caso rappresentiamo lo spin del leptone con la freccia semplice, e con la freccia doppia la polarizzazione dello spin del nucleone. Ne deriva che per urti con polarizzazione longitudinale il fattore di g_2 è cinematicamente soppresso e si può misurare g_1 , d'altra parte nel caso di urti con polarizzazione ortogonale si potrà estrarre g_2 .

1.2.2 Modello a partoni

Nel modello a partoni le funzioni di struttura g_1 e F_1 sono correlate alle funzioni densità dei quark $\Delta q(Q^2, x)$ nel semplice modo:

$$(1.12) \quad g_1 = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \bullet \Delta q_f(Q^2, x)$$

$$(1.13) \quad F_1 = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \bullet \{q_f(Q^2, x) + \bar{q}_f(Q^2, x)\}$$

Misurando su un vasto dominio di x si può derivare il primo momento di g_1 :

$$(1.14) \quad \Gamma_1^{p,n}(Q^2) = \int_0^1 g_1^{n,p}(Q^2, x) dx$$

Al primo ordine possiamo non considerare le violazioni di scaling e scrivere:

$$(1.15) \quad \Gamma_1^{p(n)} = +(-) \frac{1}{12} a_0 + \frac{1}{36} a_3 + \frac{1}{9} a_8$$

dove le a_i rappresentano i valori di aspettazione del vettore assiale di corrente dato in termini dei generatori λ_k di SU(3)-flavour come:

$$(1.16) \quad A_k^\mu = \bar{\psi} \frac{\lambda_k}{2} \gamma_5 \gamma_\mu \psi$$

Le a_i sono anche collegate alle funzioni polarizzate dei singoli quark da:

$$(1.17) \quad a_3 = \Delta u - \Delta d = g_A$$

$$a_8 = \Delta u + \Delta d - 2\Delta s$$

$$a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s = \Delta \Sigma$$

In realtà questo rappresenta solo il primo ordine di un'espansione in serie di potenze che tiene conto anche delle violazioni di scaling, ovvero del fatto che $g_{1,2}$ e $F_{1,2}$ variano anche con Q^2 . Questo è dovuto alla possibilità a bassi x per i quark di generare gluoni e altre coppie di quark-antiquark.

Utilizzando i valori di $a_{3,8}$ ricavati dal decadimento debole di neutrone e iperione, e misurando Γ_1 attraverso la DIS polarizzata, l'EMC era giunto al noto risultato $\Delta \Sigma = 0.12 \pm 0.09 \pm 0.14$.

Dal punto di visto teorico alcuni risultati restano importanti per testare la teoria, una volta che si hanno i dati in mano, la regola di somma di Bjorken predice che:

$$(1.18) \quad \Gamma_1^p + \Gamma_1^n = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V}.$$

1.2.3 Urti semi inclusivi

Per risolvere il contributo del singolo sapore di quark $\frac{\Delta q_f}{q_f}$ a $\Delta\Sigma$ è necessario rivelare quale quark ha interagito con il fotone virtuale. Lo scattering profondamente anaelastico semi inclusivo prevede la rivelazione di uno stato adronico dopo l'urto, oltre al leptone diffuso e fornisce il sistema per risolvere la nostra incertezza.

Singoli quark non possono esistere liberi, così dopo un urto il quark "colpito" e il resto del nucleone producono degli adroni. Questo processo di frammentazione viene descritto dalle funzioni di frammentazioni $D_f^h(x, Q^2, z)$, dove h e f rappresentano lo stato adronico finale e il sapore del quark coinvolto, e $z = E_h/\nu$, l'energia frazionaria dell'adrone. La sezione d'urto differenziale $d\sigma_h/dz$ rappresenta la probabilità che un quark di sapore f con certe x e Q^2 , se urtato frammenti in uno stato adronico h con energia frazionaria z:

$$(1.20) \quad \frac{d\sigma_h}{dz}(x, Q^2, z) = \sigma_{inclusivo} \frac{\sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2) D_f^h(z, x, Q^2)}{\sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2)}$$

A questo punto possono anche essere descritte due funzioni di struttura semiinclusive g_1^h e F_1^h e con queste si può definire l'asimmetria semiinclusiva:

$$(1.21) \quad A_1^h = \frac{\int dz g_1^h(x, Q^2, z)}{\int dz F_1^h(x, Q^2, z)} = \frac{\int dz \sum_f e_f^2 \Delta q_f(x, Q^2) D_f^h(x, Q^2, z)}{\int dz \sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2) D_f^h(x, Q^2, z)}$$

e

$$(1.22) \quad A_1(x, Q^2) = \sum_f A_f^h(x, Q^2)$$

In generale (SMC e HERMES) è sufficiente accertare la carica dell'adrone rivelato, così da misurare tre funzioni di asimmetria A_1^+ , A_1^- e A_1 per ogni tipo di bersaglio utilizzato (3He , 1H , 2H , p , d , $n...$). Per risolvere da queste informazioni il contributo dei singoli sapori di quark allo spin del nucleone si può creare un sistema di equazioni tipo:

(1.23)

$$\vec{A} = \underline{\underline{B}} \vec{q}$$

dove $\vec{A} = (A_1, A_{1p}^+, A_{1d}^+ \dots)$, $\vec{q} = (\frac{\Delta u}{u}, \frac{\Delta d}{d}, \frac{\Delta s}{s} \dots)$ e $\underline{\underline{B}}$ è una matrice funzionedelle funzioni di struttura polarizzate. Risolvendo questo sistema di equazioni si può estrarre il contributo allo spin del nucleone di un singolo sapore.

1.2.4 Determinazione di $\Delta G/G$

Per misurare $\Delta G/G$ ricorreremo alla misura dell'asimmetria nella sezione d'urto per la produzione inclusiva di particelle charmate via scattering profondamente anaelastico (DIS) di muoni polarizzati longitudinalmente su nucleoni (protoni e deutoni) anch'essi polarizzati longitudinalmente. La misura sarà basata sulla ricostruzione del decadimento del mesone D^0 prodotti nell'urto. Il rapporto fra numero di $D^0(\overline{D}^0)$ e il numero di eventi coinvolgenti un quark $c\bar{c}$ risulta di 1.23. Si ricordi che il più semplice decadimento del D^0 è quello in due corpi $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$.

Possiamo iniziare definendo la asimmetria (misurata) dipendente dallo spin per la produzione di coppie $c\bar{c}$ nell'urto leptone-nucleone:

(1.24)

$$A^{exp} = \frac{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} - N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} + N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}} = P_B P_T f A_{\mu p}^{c\bar{c}}$$

dove P_T e P_B sono le polarizzazioni del fascio e del bersaglio e f la frazione di nucleoni polarizzabili nel bersaglio. L'asimmetria $A_{\mu p}^{c\bar{c}}$ può essere messa in relazione con l'asimmetria per l'urto fra nucleone e fotone come $A_{\mu p}^{c\bar{c}} = D(y) A_{\gamma p}^{c\bar{c}}$, con $D(y) \sim \{1 - (1 - y^2)\} / \{1 + (1 - y^2)\}$ fattore di depolarizzazione del fotone virtuale (al solito y rappresenta la frazione di impulso). L'asimmetria $A_{\gamma p}^{c\bar{c}}$ può essere espressa come il rapporto fra la sezione d'urto dipendente dallo spin e quella non; oppure come:

(1.25)

$$A_{\gamma p}^{c\bar{c}} = \frac{\Delta\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}}{\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}} = \frac{\int_{4m_c^2}^{2M_N E y} ds \Delta\sigma(s) \Delta G(x_g, s)}{\int_{4m_c^2}^{2M_N E y} ds \sigma(s) G(x_g, s)}$$

con $s = (k + q)^2$ massa invariante del sistema gluone-fotone e x_g la frazione di impulso del gluone.

Ci si attende che $\Delta G/G \propto x$ per $x \rightarrow 0$. Tale comportamento è utilizzato nella maggioranza delle parametrizzazioni per la funzione polarizzata di distribuzione dei gluoni. Inoltre si attende che $\Delta G/G$ sia rilevante per valori di x_g piuttosto grandi: per $x_g > 0.1$ la polarizzazione dei gluoni potrebbe superare il 0.5. Questo valore di x_g corrisponde a fotoni di energia di ca. 50GeV.

Sperimentalmente

Come già detto ci si attende di trovare 1.23 mesoni D^0 per ogni coppia $c\bar{c}$ inizialmente prodotta; le misure si concentreranno poi sul decadimento a due corpi $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$, con un rapporto di diramazione del 4%, un problema è il fondo composto da coppie pioni-kaone con un'energia nella finestra attorno alla massa di D (intervallo di 40MeV centrato sulla massa di D). Comunemente si utilizza la distanza fra il punto di produzione del mesone e il suo vertice di decadimento per ripulire il campione di pioni-kaoni (la sezione d'urto per open-charm production è di circa 2nb contro i 500 della fotoproduzione), non è possibile utilizzare questa tecnica in COMPASS: la necessità di mantenere il bersaglio a temperature molto basse (50 mK) e quindi separato dal mondo esterno impedisce di inserire un rivelatore di vertice all'interno del bersaglio stesso. Per separare il fondo si sfrutta il fatto che i kaoni emessi a grandi angoli nel sistema di riposo di D, hanno un grande impulso trasverso, mentre quelli derivanti dalla frammentazione ordinaria sono emessi a un piccolo angolo θ_K . Utilizzando simulazioni Monte Carlo per eventi di fusione fotone-gluone si sono trovati dei limiti per $\cos\theta_K < 0.5$ e $\frac{E_D}{\nu} > 0.25$ per minimizzare il rapporto fra segnale e fondo fino a $N_B/N_{c\bar{c}} \sim 4$. Con questo dati pensando a 150 giorni di fascio l'anno per due anni e mezzo si può stimare un errore statistico $\delta A_{c\bar{c}}^{\gamma N} = 0.076$. I risultati potrebbero essere ulteriormente migliorati cercando di identificare il pioni soft che viene dal decadimento di $D^* \rightarrow D^0 + \pi_s$. Per questi eventi si migliora la ricostruzione della massa D^0 , e, conseguentemente, il rapporto segnale/rumore. Così si potrebbe arrivare a:

(1.26)

$$\delta A_{c\bar{c}}^{\gamma N} = 0.05 \Rightarrow \delta \frac{\Delta G}{G} = 0.14$$

L'asimmetria nella sezione d'urto $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ per il processo di fusione fotone-gluone, dipende, oltre che dall'energia nel centro di massa, anche dall'angolo nel sistema del centro di massa formato dall'asse del sistema fotone-gluone e quello della coppia charmata. La sensibilità è maggiore per angoli piccoli, corrispondenti a piccoli momenti trasversi nel sistema di riferimento del laboratorio. Eliminando i mesoni D, con momento trasverso maggiore di 1GeV si può ancora migliorare la risoluzione fino a:

(1.27)

$$\delta A_{c\bar{c}}^{\gamma N} = 0.04 \Rightarrow \delta \frac{\Delta G}{G} = 0.11$$

Si potrebbe ancora migliorare utilizzando altri canali di decadimento del mesone, ovvero cercando di identificare altri adroni con caratteristiche particolari, com'era nel caso del pioni soft per il decadimento di D^* . Altro modo per ridur-

CAPITOLO 1. PROBLEMI TEORICI. DEEP INELASTIC SCATTERING

re l'errore statistico è lo studio dell'asimmetria di coppie di adroni con carica opposta a grande momento trasverso; questo potrebbe ridurre l'errore statistico su $\Delta G/G$ fino a 0.05 dopo un anno di acquisizione dati.

Capitolo 2

Lo Spettrometro

2.1 Introduzione

COMPASS (COmmon Muon and Proton Apparatus for Spectroscopy and Structure) è un esperimento a bersaglio fisso in corso alla linea M2 del SPS al CERN; si avvale di uno spettrometro a due stadi, ognuno dei quali, nella sua forma finale capace di una stazione per la misura del momento, calorimetri adronici ed elettromagnetici e di un RICH per l'identificazione degli adroni (principalmente K e π). I due stadi sono necessari per rivelare adroni derivanti dal decadimento di D con una grande accettazione angolare e un grande range dinamico. Nel setup iniziale utilizzato nel 2001, primo anno di acquisizione dei dati fisici, alcune parti, come il secondo RICH e il secondo calorimetro elettromagnetico, sono assenti: in questo capitolo descriveremo questo setup con alcune modifiche apportate nel corso del 2002.

I rivelatori traccianti possono essere divisi fra rivelatori per grandi, piccoli e molto piccoli angoli: infatti man mano che ci si avvicina all'asse dello spettrometro aumenta l'intensità del flusso di particelle e sarebbe antieconomico costruire un rivelatore di grandi dimensioni (per grandi angoli) capace di sopportare tali flussi.

In ognuna delle due parti sono presenti rivelatori di ognuna delle tre categorie; nella prima parte (a grande accettazione angolare) sono presenti straw tubes DC (dopo il magnete) e camere a deriva (di Saclay, planari, prima del magnete), per i grandi angoli, GEM e MicroMega per i piccoli, SciFi (scintillating fibers) per i molto piccoli; nella seconda parte (a grande accettazione di impulso), MWPC e camere a deriva planari (W45) per i grandi angoli, GEM e SciFi per i piccoli e molto piccoli.

Nella prima parte dello spettrometro per la misura dell'impulso provvede un magnete da 4.4T, a grande accettazione angolare, segue un RICH per l'identifi-

cazione delle particelle, infine viene misurata la loro energia con un calorimetro elettromagnetico e uno adronico e la sezione si chiude con un μ Wall che filtra i muoni ancora presenti. Le particelle che sono uscite dall'interazione con il bersaglio con angolazione ridotta e grande impulso possono passare attraverso i buchi nei calorimetri e nel filtro di muoni e raggiungere la seconda sezione, dove un magnete da 1.0T provvede alla misura dell'impulso, sono assenti RICH e ECAL e si chiude ugualmente con un μ Wall, al seguito del quale sono presenti ancora dei rivelatori con funzioni di trigger.

2.2 Il Fascio

La linea M2 è sempre stata dedicata al trasporto e alla produzione di muoni terziari, ma per il programma di COMPASS di spettroscopia adronica sarà necessario anche un fascio di adroni: rimuovendo gli assorbitori e i filtri e ridefinendo i magneti sarà possibile ottenere un fascio di adroni secondari fino a circa 300GeV; in questo lavoro ci occuperemo semplicemente del suo funzionamento come fascio di muoni.

I protoni accelerati vengono portati verso il bersaglio T6 di berillio dove producono particelle secondarie, fra le altre pioni e kaoni carichi. L'intensità del fascio incidente è di circa 10^{13} protoni per ogni pulsazione (spill) della durata di 5.1s, per un periodo dell'SPS di 16.8s. Variando le dimensioni del bersaglio T6 si può variare il numero di muoni prodotti: per l'intensità nominale di $2.2 \cdot 10^8 \mu^+$ per spill attualmente utilizzata il bersaglio è di ca. 500mm, per run a bassa intensità viene utilizzato un bersaglio meno profondo.

Il fascio secondario di pioni e kaoni attraverso alcuni magneti viene collimato in una banda di impulso di $\pm 10\%$ attorno al valore di picco $p_{\pi,K} = 177 GeV/c$.

Dopo questa sezione la parte adronica del fascio è composta per il 3.4% da kaoni e per il 30.7% di pioni (il resto sono protoni), così il rapporto fra π e K è circa 0.11.

Segue una sezione di circa 600m per il decadimento di pioni e kaoni in muoni, quadrupoli magnetici provvedono alla focalizzazione del fascio. Gli adroni rimasti vengono poi eliminati da un muro di berillio (minimizza lo scattering coulombiano multiplo dei muoni); con opportuni magneti deflettori si curva il fascio verso la zona sperimentale e, assieme a degli scrapers, si seleziona un impulso di $p_{\pi,K} = 160 GeV/c$.

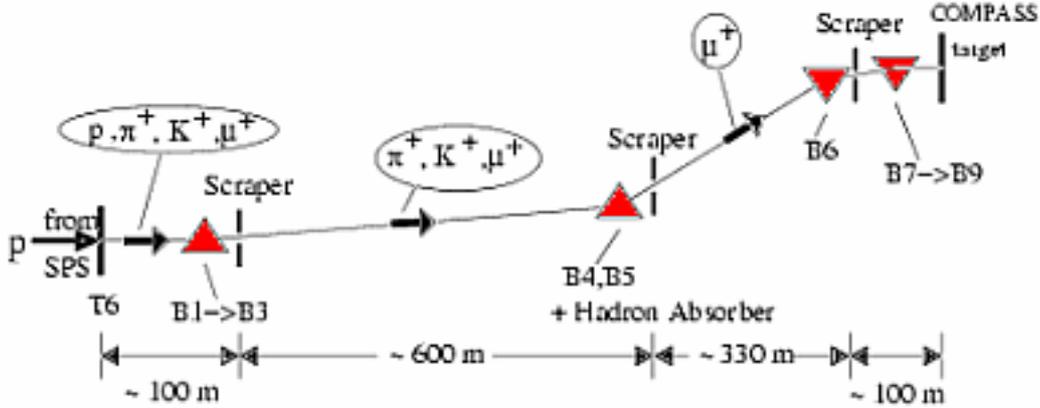


Figura 2.1: la linea T6 del SPS. Gli scrapers sono dei speciali magneti collimatori per selezionare particelle in un certo range di momento.

2.2.1 Polarizzazione del fascio

La polarizzazione del fascio può essere selezionata selezionando un certo range di impulso per i muoni; per motivi riguardanti il flusso del fascio in COMPASS vengono selezionati i muoni polarizzati negativamente che escono dal decadimento nella stessa direzione degli adroni genitori, essenzialmente pioni e kaoni. La polarizzazione dei mu può essere descritta:

(2.1)

$$P_\mu = -\frac{m + (1 - 2\frac{E}{E_\mu})m_\mu^2}{m^2 - m_\mu^2}$$

dove m ed E rappresentano energia e massa del mesone che decade. Se ne deduce che i muoni generati da kaoni hanno una polarizzazione maggiore (ca. -0.99), però sono molto più rari (ca. 1%). La polarizzazione totale è stata calcolata e poi verificata con misure a circa -0.80 ± 0.04 .

Sul bersaglio risulta ovviamente più comodo avere un raggio di “sezione” ridotta, così da poter ridurre gli effetti dello scattering coulombiano e di poter ricostruire più facilmente vertici e tracce. Sul bersaglio il fascio è ca. $\sigma_x \sigma_y = 8 \text{ mm}^2$.

2.3 Bersaglio Polarizzato

Il bersaglio polarizzato per il programma muonico del COMPASS è di materiale solido, NH_3 e 6LiD per le misure su protone e deutone rispettivamente, per ottenere una maggiore luminosità. Viene polarizzato con il metodo della Polarizzazione Nucleare Dinamica (DNP); per fare ciò il bersaglio è contenuto in un complesso sistema di criostati e magneti superconduttori così da mantenerlo a

temperature molto basse e in un intenso campo magnetico. E' stato progettato un apposito magnete per contenere il bersaglio polarizzato, ma fin'ora nei run 2002 e 2003 è stato utilizzato il magnete dello SMC.

Per il raffreddamento è utilizzata una miscela di 3He e 4He ; i bersagli in realtà sono due all'interno del magnete, contenuti in cilindri lunghi 60cm e con diametro di tre, con opposta polarizzazione così da mantenere l'asimmetria nella sezione d'urto indipendente dal flusso di muoni. Alla DNP provvedono due distinti sistemi a microonde (serve una frequenza diversa per ogniorientazione della polarizzazione), un setto di rame fra i due cilindri previene dal passaggio di onde da un bersaglio all'altro.

In figura è riportato lo schema del bersaglio polarizzato, del suo magnete e del suo sistema di raffreddamento; di seguito la polarizzazione del bersaglio nelle ultime due settimane di acquisizione del 2001, misurate dagli avvolgimenti NMR sui bersagli.

Il campo magnetico è fornito da un solenoide e un dipolo magnetico, il primo agisce longitudinalmente alla direzione del fascio, il secondo ortogonalmente (fra l'altro, tende anche a deflettere il fascio e sono necessari dei dipoli aggiuntivi per compensare).

Gli avvolgimenti NMR misurano soltanto la polarizzazione dei nuclei, ma non dei singoli nucleoni. Attraverso modelli teorici si può fornire la probabilità che un dato nucleone si trovi in un certo stato di polarizzazione.

2.4 Beam Momentum Station

La beam momentum station o BMS è situata in corrispondenza del dipolo magnetico B6 all'interno della linea di arrivo del fascio, prima del bersaglio (v.fig XX). Serve per misurare il momento del fascio incidente e lo ottiene misurando la curvatura del fascio nel magnete B6, a questo scopo sono inseriti due telescopi, uno a monte e uno a valle del magnete, ognuno dei quali costituito da due piani di odoscopi. Gli odoscopi sono formati da elementi scintillanri larghi 5mm; la sua risoluzione temporale è stimata in circa 260ps.

2.5 Elementi traccianti

I rivelatori traccianti hanno il compito di campionare nello spazio dei punti dove sia passata una particella. Di seguito descriveremo le localizzazioni e le principali caratteristiche dei rivelatori presenti in COMPASS. Le informazioni⁸ relative all'allineamento e la posizione dei vari rivelatori vengono

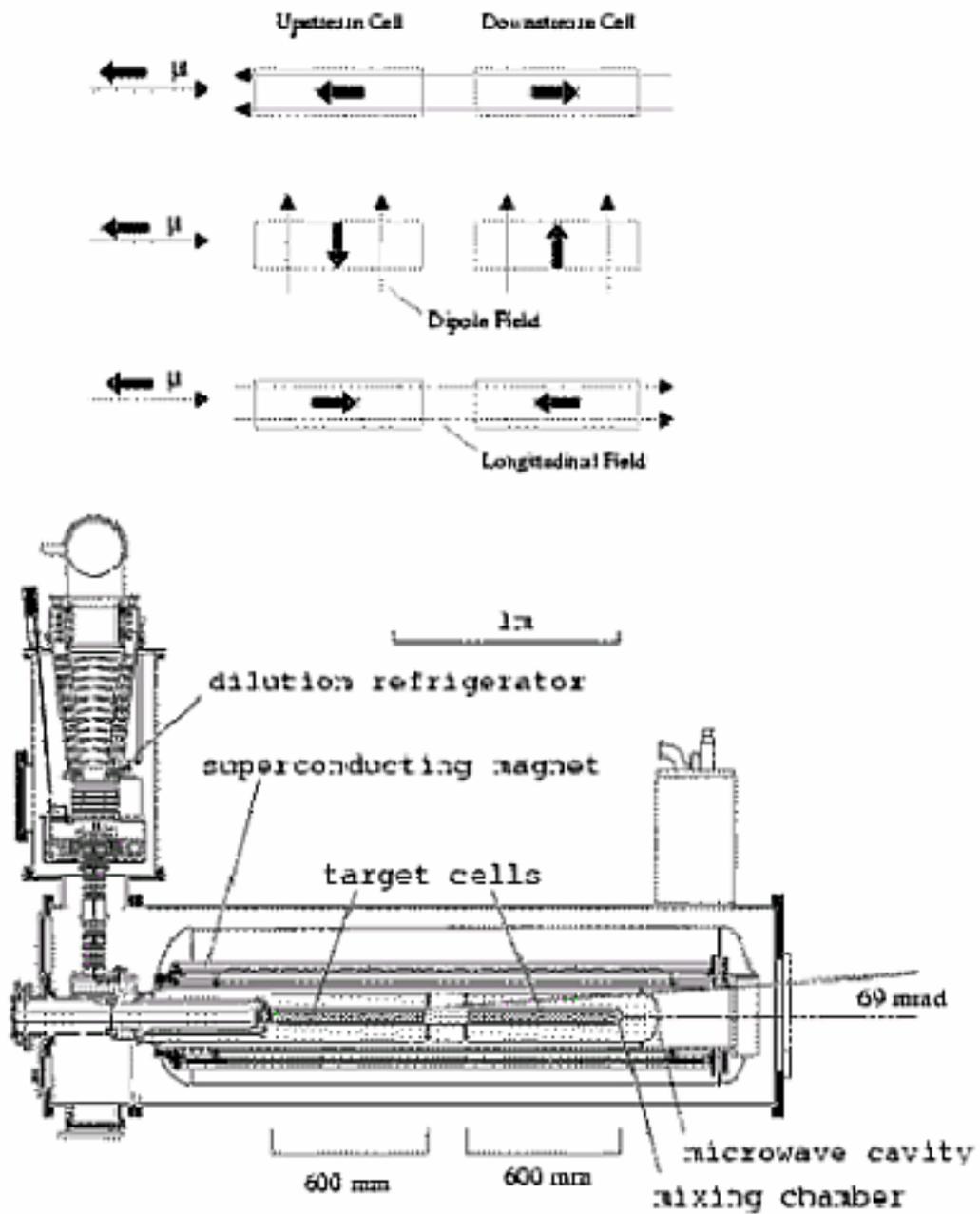


Figura 2.2: bersaglio polarizzato: sopra con dipolo o solenoide, sotto lo schema del sistema ereditato da SMC.

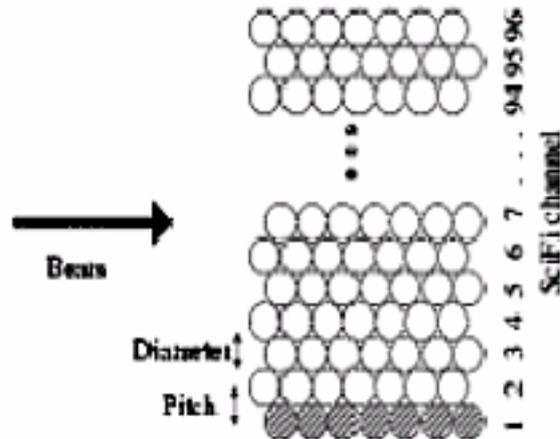


Figura 2.3: scintillating fibers

continuamente aggiornate e non saranno riportate in questo lavoro (volendo [/afs/cern.ch/compass/detectors/geometry/2002/detectors.#run.dat](http://afs.cern.ch/compass/detectors/geometry/2002/detectors.#run.dat)).

2.5.1 SciFi

Le SciFi sono un genere particolare di odoscopio, sono composte da fibre di materiale scintillante di diametro variabile. Le SciFi sono disposte lungo tutto lo spettroscopio e sono utilizzate per il tracciamento nella zona del fascio (rivelatori per piccoli angoli), misurano due (x,y) o tre (x,y,v) , oppure u ruotato di 90 gradi rispetto a v) coordinate. Le richieste per rivelatori utilizzati per i piccoli angoli sono ovviamente un'ottima risoluzione spaziale e temporale, resistenza alle alte frequenze di eventi e un tempo morto quasi nullo, le SciFi rispondono a queste richieste. Le difficoltà nel loro disegno derivano dalla necessità di trovare un buon compromesso fra risoluzione (che migliora all'aumentare del numero di fibre attraversate dal fascio) e minimizzazione dello scattering multiplo coulombiano (che aumenta all'aumentare dello spessore del materiale attraversato). Ricostruiscono sia la traiettoria del muone incidente che la particella rifratta lungo lo spettrometro. Il diametro delle fibre varia 0.5 a 0.75 a 1.0 millimetri, il numero di fibre da 4 a 7, la risoluzione temporale è stata misurata fra 370ps e 500ps a seconda della stazione.

2.5.2 Siliconi, rivelatori al silicio

Anch'essi appartengono ai rivelatori per angoli molto piccoli e lavorano nella zona del fascio. Ognuno di essi è composto da due wafer (5×7 cm), ruotati di 5 gradi uno rispetto all'altro, ognuno è capace di fornire due dimensioni per un

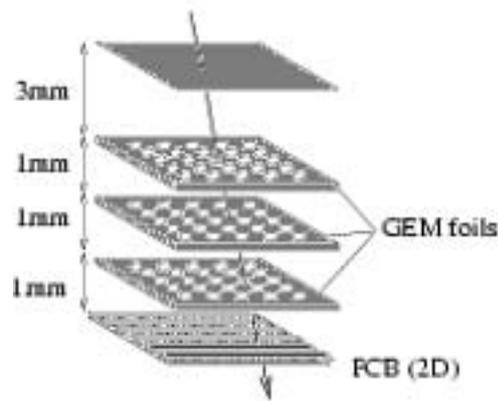


Figura 2.4: Gas Electron Multiplier

totale di quattro. La risoluzione temporale è di circa 3 ns, quella temporale meno di 14 micrometri.

2.5.3 GEM

Le GEM o Gas Electron Multiplier consistono di tre setti di amplificazione con buchi di 70 micrometri; la cascata di elettroni viene raccolta poi da un circuito stampato (PCB) che legge le informazioni in due dimensioni. L'area sensibile è di $30 \times 30 \text{ cm}^2$ con una zona morta al centro di raggio 5cm per proteggere lo strumento dall'alta intensità del fascio. Ogni stazione comprende due GEM ruotate di 45 gradi una rispetto l'altra, la lettura avviene in quattro proiezioni. La loro risoluzione spaziale è di meno di 60 micron, quella temporale di 15ns.

2.5.4 MicroMegas

Le MicroMega o MICRO MESH GAS structure detector appartengono alla sezione tracciante a piccoli angoli, hanno una superficie di ca. $40 \times 40 \text{ cm}^2$ e una zona deattivata di raggio 5cm al centro. Il loro principio di funzionamento è simile a quello delle GEM, ma al posto dei fogli bucati presentano delle maglie di rame con passo di 360 o 450 micrometri (il passo si riduce nella zona vicina all'alta intensità del fascio). Ogni stazione ne comprende due ruotate una rispetto all'altra. La loro risoluzione spaziale è di 70 micrometri, quella temporale di 10ns. Hanno dimostrato un'efficienza vicina la 100%; sottoposte a un fascio di intensità di 10^8 muon/spill hanno dimostrato una bassa probabilità di scarica disruptiva (ca. 0.2 per ora), alla scarica è associato un tempo morto di 10ms.

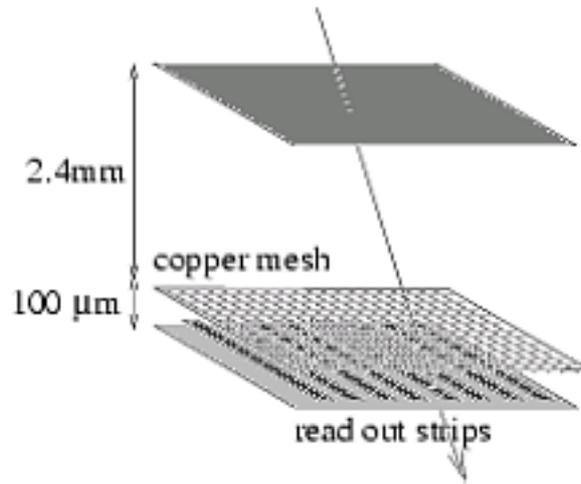


Figura 2.5: Micro Mega

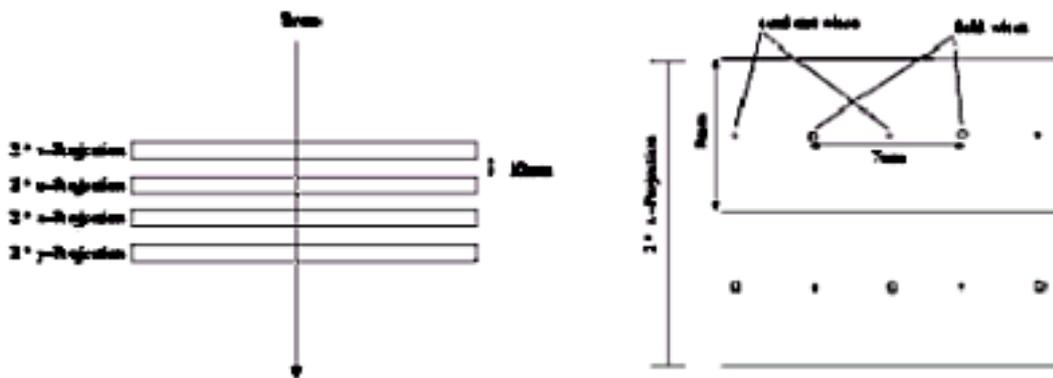


Figura 2.6: Saclay drift chambers

2.5.5 Camere di deriva di Saclay

Le camere di deriva planari di Saclay appartengono alla sezione tracciante a grande accettazione angolare, hanno un'area attiva di 1.2x1.2m con una zona morta al centro di raggio 30cm. Ogni camera è composta da otto layer, due per ogni orientazione di 20, -20, 90 e 0 gradi. La distanza fra i piani è di 3.5cm e il pass fra le celle di 7cm. La risoluzione spaziale è di 175micron.

2.5.6 Straw drift chambers

Le camera a deriva di questo tipo consistono anzichè di piani divisi in celle di piani composti da tubi a deriva di diametro variabile di 6.04 o 9.51 mm (il diametro si restringe avvicinandosi alla zona del fascio). I tubi sono montati su

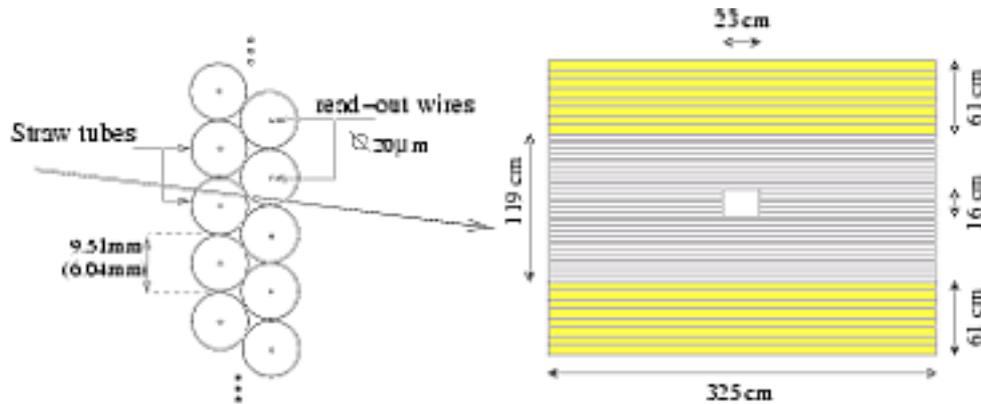


Figura 2.7: straw drift chamber, schematics.

piani doppi per ogni orientazione di 0, 90, ± 10 gradi. Ogni stazione è composta da due rivelatori, ognuno capace di dare dati in 3 proiezioni, con la terza coordinata diversa fra i due rivelatori (su uno +10 gradi, -10 gradi sull'altro). L'area attiva è di 3.25x2.42cm con un buco per il fascio al centro di 23x16cm. La risoluzione spaziale è meno di 250micron.

2.5.7 Stazione tracciante dopo il secondo magnete

Alla rivelazione a piccoli angoli provvedono dei rivelatori SciFi, per i grandi angoli la maggior parte del lavoro è svolta dalle camere proporzionali multifilo (MWPC, sono posizionate non solo in questa sezione, ma lungo tutto lo spettrometro) composte da tre piani di orientazione 0, 90, ± 10 , in altre zone dello spettrometro i piani sono quattro. L'area attiva delle MWPC è di 1.2x1.5m con una zona deattivata diraggio di 16 o 22 cm a seconda dlla zona dello spettrometro dove sono posizionate, il loro passo tra i fili è di 2mm per una risoluzione spaziale di 0.7mm circa.

Per aumentare l'accettanza angolare e la precisione di questa sezione, lunga circa 22m (inizia 20m dopo il bersaglio), si è deciso di aggiungere nel setup 2002 delle camere a deriva di grandi dimensioni (3x5 mq), le W45. Queste sono posizionate a 30 metri dal bersaglio, prima del secondo telescopio di MWPC; un rivelatore SciFi provvede a coprire la zona morta delle camere. Con l'inserimento di questo rivelatore è possibile portare l'accettanza angolare della sezione tracciante a circa 6 gradi. La sezione viene poi chiusa, dopo il secondo telescopio di MWPC da secondo $\mu Wall$.

2.6 Filtri di Muoni (μ Filter o μ Wall)

Sono presenti nel setup sperimentale due filtri di muoni o μ Wall, entrambi sono composti da una sezione che assorbe gli adroni seguita da una sezione tracciante, la parte assorbente ci garantisce che ciò che poi è rivelato siano muoni e non pioni o kaoni o protoni.

2.6.1 Primo Filtro

Per il primo filtro di muoni la parte assorbente consiste di un muro di ferro profondo 60 centimetri, e la parte tracciante di tubi larocci plastici (PIT). Si trova alla fine del primo stadio dello spettrometro.

2.6.2 Secondo Filtro

Consiste di tre parti, la prima utilizza come materiale assorbente uno strato di 50cm di ferro seguito da vari piani di tubi di deriva di diametro di 3cm (6 doppi piani). La seconda parte consiste della sola parte assorbente, che protegge gli odoscopi di trigger HM05 e HL05 da un alto flusso di adroni; sia la prima che la seconda parte prevedono un buco per il fascio al centro. La terza parte copre la zona del buco del fascio alla fine dello spettrometro e protegge un'odoscopio di trigger HI05.

2.7 Calorimetri

Sono previsti due calorimetri adronici (HCAL1 e HCAL2) e due elettromagnetici (ECAL1 e ECAL2), disposti, uno per genere, alla fine di ogni sezione dello spettrometro. I calorimetri elettromagnetici dovrebbero essere montati davanti a quelli adronici così da proteggerli dalle cascate EM. Ad oggi solo i due calorimetri adronici sono funzionanti, per proteggere HCAL2 dalle cascate elettromagnetiche è stato posizionato un muro di piombo di 10cm di spessore.

2.7.1 HCAL

Sono composti da celle di ferro e materiale scintillante a sandwich di dimensioni diverse e rispondono a necessità diverse. HCAL1 possiede una buona risoluzione spaziale (da 4 a 14mm) ed è previsto che rilevi in massima parte neutroni derivanti dal decadimento di adroni charmati; per HCAL2 invece è necessaria un'ottima risoluzione energetica. Una minimum ionizing particle (MIP) deposita rispettivamente 2 e 4 GeV per lunghezza di radiazione su HCAL1 e HCAL2. Questi calorimetri servono principalmente per motivi di trigger.

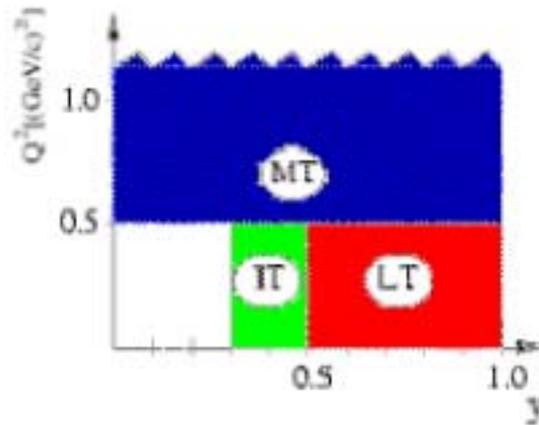


Figura 2.8: classi di trigger.

2.7.2 ECAL

Per mancanza di fondi per produrre l'elettronica di read out, i due calorimetri elettromagnetici non sono attivi nel setup iniziale di COMPASS. I due rivelatori sono derivati dal rivelatore GAMS utilizzato per vari esperimenti a Dubna e utilizzano dei vetri piombati attaccati a dei fototubi come elemento base.

2.8 RICH

In futuro ce ne saranno due, uno per sezione dello spettrometro. Per ora l'unico presente (RICH1) discrimina pioni, kaoni e protoni, misurando il loro angolo di emissione di fotone cherenkov, lungo un vessel di $90m^3$ pieno di C_4F_{10} . E' progettato per separare gli adroni in un range d'impulso che va dai 3 ai 60 GeV. La rivelazione dei fotoni avviene mediante camere multifilo e fotocatodi allo ioduro di cesio, questo permette di produrre rivelatori di grandi superfici a costi ragionevoli.

2.9 Trigger

Il trigger muonico seleziona essenzialmente due tipi di eventi utilizzando appositi odoscopi posizionati lungo lo spettrometro e i due HCAL.

2.9.1 Fotoni quasi reali

Per misurare la polarizzazione dei gluoni nella fusione fotone-gluone, serve un trigger che selezioni eventi con fotoni quasi reali, ovvero con un Q^2 molto basso e con una buona polarizzazione del fotone $y > 0.3$. Le classi di trigger di

questo tipo sono Inner e Ladder Trigger (IT e LT), e sfruttano degli odoscopi posizionati lungo lo spettrometro. Il loro scopo è rivelare muoni che hanno subito uno scattering e quindi perso energia nel bersaglio: in linea di principio un campo magnetico di dipolo dovrebbe provvedere a separare sfruttando il diverso impulso, ma la deviazione subita via scattering dai muoni può essere uguale alla piegatura che prende il fascio nel dipolo.

Resta un fondo dovuto a molti fattori (DIS, Moeller scattering, etc...), richiedendo oltre a IT e LT anche un minimo di energia depositato sui calorimetri questo fondo può essere eliminato.

2.9.2 DIS semi inclusivo

Per eventi di semi inclusive deep inelastic scattering, bisogna che sia $Q^2 > 1\text{GeV}^2$ per assicurarsi la durezza del processo e la copertura dell'intero range di variabile x (variabile di scaling) desiderato: la classe di trigger che seleziona questi eventi è chiamata Middle Trigger (MT). Consiste di due odoscopi che misurano la direzione del muone incidente. In aggiunta si può sempre richiedere un deposito di energia sui calorimetri. Ancora un sistema di veto messo in anticoincidenza con il trigger cerca di eliminare il fondo.

2.10 Daq

Il Daq o Data Acquisition è il sistema di acquisizione dati comune a tutto il COMPASS. I dati vengono digitizzati direttamente sull'elettronica, di front end e vengono poi spediti al sistema di read out comune a tutto l'apparato, composto da moduli CATCH (solo GEM e Silicium non ne fanno uso). Già a questo punto una basilare ricostruzione degli eventi viene fatta dall'elettronica e vengono immagazzinati in un formato omogeneo.

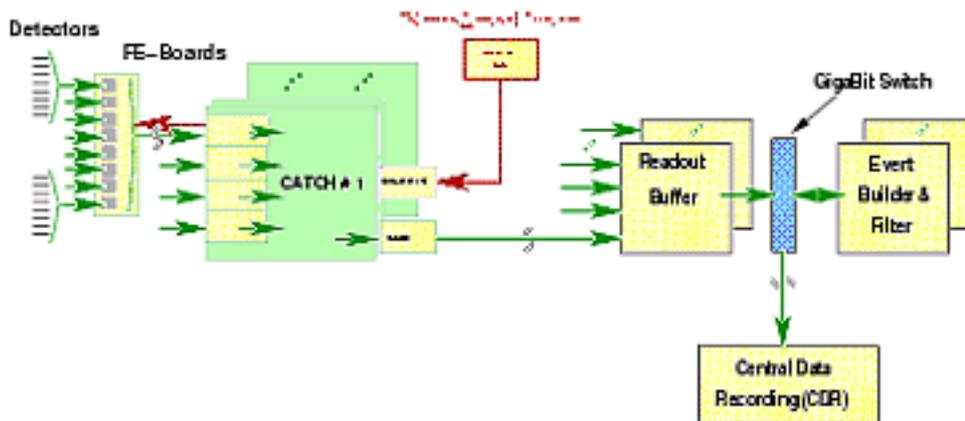


Figura 2.9: schematizzazione dell'acquisizione dati

Capitolo 3

Camere a deriva

3.1 Introduzione ai rivelatori a gas

Una particella carica veloce, attraversando la materia può interagire con essa in molti modi, ma solo l'interazione elettromagnetica è sufficientemente probabile da essere utilizzata per la rivelazione della particella. Nei rivelatori a gas solo la interazione coulombiana fra il mezzo e la particella transiente, che produce la ionizzazione e l'eccitazione degli atomi del mezzo stesso è sufficientemente probabile. Il contributo di altri processi elettromagnetici come bremsstrahlung, cerenkov o radiazione di transizione alla perdita di energia e quindi alla rivelazione nei strumenti a gas è ignorabile.

3.1.1 Perdita di energia e minimum ionizing particle

Un'espressione per la perdita media di energia per unità di lunghezza è stata ottenuta da Bethe e Block :

$$(3.1) \quad \frac{dE}{dX} = -K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2mc^2 \beta^2}{I^2 (1 - \beta^2)} E_M - 2\beta^2 \right\}$$

dove N è il numero di avogadro, m ed e sono la massa e la carica dell'elettrone, Z , A e ρ sono numero e massa atomici e la densità del mezzo, I il suo potenziale di ionizzazione, z e β la carica e la velocità della particella. Esprimendo l'energia in Mev $K=0.154 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$.

Usualmente si sostituisce la lunghezza X con la lunghezza ridotta $\rho X = x$.

Il valore del potenziale di ionizzazione I viene misurato volta per volta per ogni materiale. E' possibile fornire un'approssimazione $I = Z I_0$ con $I_0 = 12 \text{ eV}$.

Si può ricavare in approssimazione la massima energia persa in una singola diffusione.

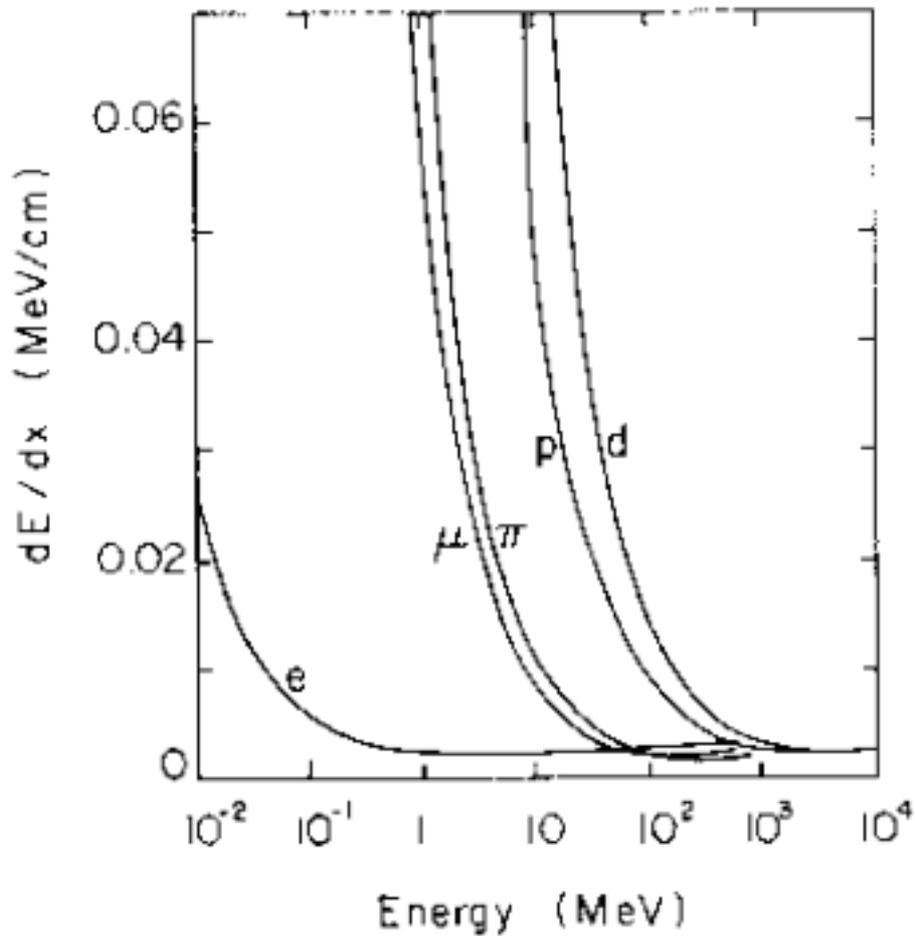


Figura 3.1: perdita di energia differenziale per vari proiettili.

(3.2)

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1 - \beta^2}$$

Un'osservazione della formula (3.1) rivela che la perdita di energia differenziale dipende solo dalla velocità β della particella e non dalla sua massa. Dopo una veloce discesa dominata da β^{-2} , la perdita di energia raggiunge un valore costante per $\beta = 0.97$, per poi aumentare nuovamente nel limite relativistico. La regione dove la perdita di energia è costante è chiamata regione di minima ionizzazione (*minimum ionizing region*) e corrisponde al caso più frequente in fisica delle alte energie.

Plottando $\frac{dE}{dX}$ come funzione dell'energia della particella incidente (fig. 3.1) si osserva che per energie di qualche GeV tutte le particelle si trovano nella

regione di minima ionizzazione , per la maggior parte dei materiali in questa zona $\frac{dE}{dX} = 2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$.

Negli eventi ionizzanti, l'elettrone emesso può essere liberato con qualunque energia fino a E_M (1.2). Una probabilità approssimata di avere un elettrone di energia E

(3.3)

$$P(E) = -K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \frac{X}{E^2}$$

Introducendo lo spessore ridotto x e integrando fra E_0 ed E_M si ottiene il numero medio di elettroni con energia $E > E_0$.

(3.4)

$$N(E > E_0) = \int_{E_0}^{E_M} P(E) dE = W \left(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_M} \right) \sim \frac{W}{E_0}$$

Per $E_0 \ll E_M$.

Al passaggio di una particela nel mezzo questa può dare luogo a un certo numero di eventi ionizzanti, producendo elettroni (prima ionizzazione) e questi a loro volta possono avere energia sufficiente (maggiore del potenziale di ionizzazione del mezzo) per produrre ulteriori coppie ione - elettrone (seconda ionizzazione). La somma dei due contributi è chiamata ionizzazione totale, e può essere espressa come

$$(3.5) n_T = \frac{\Delta E}{W_i}$$

Dove ΔE è la perdita totale di energia nel mezzo e W_i la energia media necessaria per produrre una coppia. I valori di W sono stati misurati per un gran numero di mezzi e sono riportati in tabella.

Durante la diffusione nel gas gli elettroni possono essere neutralizzati da ioni, essere catturati da una molecola con alta affinità elettronica (elettronegativa, questa possibilità è ovviamente praticamente nulla per l'idrogeno e i gas nobili) o essere assorbiti dal contenitore del gas.

3.1.2 Deriva di elettroni nei gas

In una semplice formulazione dovuta a Townsend si può descrivere la velocità di deriva (non la velocità istantanea) degli elettroni come :

$$(3.6) w = \frac{e}{2m} E \tau$$

dove τ è il tempo di volo medio fra due collisioni successive dell'elettrone, in generale una funzione del campo elettrico. Si è notato che la sezione d'urto per collisione, e quindi τ , cambia molto fortemente in funzione di E (effetto

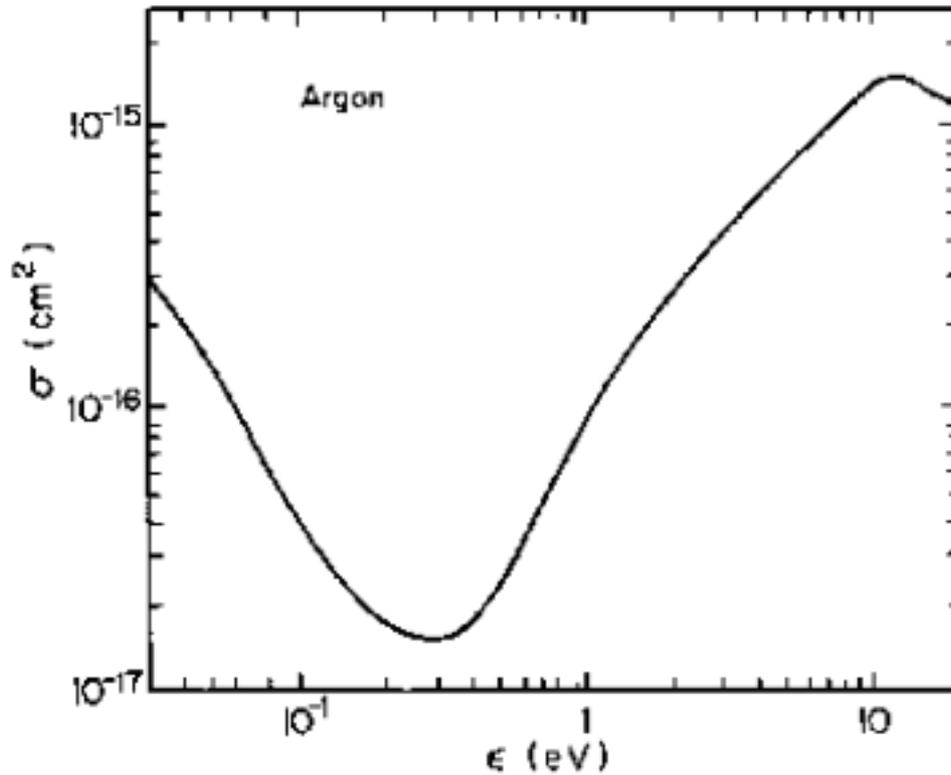


Figura 3.2: sezione d'urto per l'Argon, si nota un profondo minimo dovuto all'effetto ramauser

Ramauser). Questo è dovuto a effetti quantistici di interferenza fra le funzioni d'onda daegli elettroni incidenti e gli elettroni atomici. In figura 3.2 la sezione d'urto di elettroni in argon.

L'aggiunta anche di piccole quantità di un gas elettronegativo a un gas inerte produce un sensibile cambiamento nelle proprietà di deriva degli elettroni in quel mezzo. La presenza di molecole elettronegative non desiderate, principalmente ossigeno o acqua, nei contatori proporzionale riduce notevolmete l'altezza del segnale.

Per esempio la presenza di un solo 1% di aria in argon produce una riduzione del 33% degli elettroni in movimento per ogni centimetro di deriva via cattura elettronica.

Sottoposti a un forte campo elettrico gli elettroni possono avere il tempo di riguadagnare, dopo un urto ionizzante, sufficiente energia per produrre una ulteriore coppia ione-elettrone. Consideriamo ora un elettrone alla deriva in forte campo elettrico, definiamo il percorso libero per ionizzazione medio come

la distanza media che un elettrone deve percorrere prima di essere nuovamente coinvolto in un evento ionizzante. L'inverso di questo valore, α , è chiamato primo coefficiente di Townsend e rappresenta il numero di coppie prodotte da un elettrone per centimetro di deriva. In fig. 3.3 sono riportati i valori di $\frac{\alpha}{P}$ in funzione di $\frac{E}{P}$ prima per i gas nobili (3.3.a) e quindi per alcuni altri comuni gas poliatomici (3.3.b).

Il processo di ionizzazione per collisione è alla base della moltiplicazione a valanga nei contatori proporzionali. Un elettrone viene liberato dal passaggio di una particella nel gas, questo dopo un percorso medio α^{-1} ne produce un secondo e così avanti. Se n è il numero di elettroni in una certa posizione, dopo un percorso dx , l'aumento nel numero di elettroni è :

$$(3.7) \quad dn = n\alpha dx$$

e integrando:

$$(3.8) \quad n = n_0 \exp \alpha x = M n_0$$

dove M è il fattore di moltiplicazione. Questo fattore non può crescere all'infinito, processi secondari come la deformazione del campo sul fronte della valanga elettronica possono risultare in una rottura del dielettrico. Un limite fenomenologico per il fattore di moltiplicazione è dato dalla condizione di Raether, ovvero al massimo $\alpha x = 20$ o $M \sim 10^8$.

3.1.3 Proportional Counters: basic operation

Si consideri un sottile volume di gas, p.e. 1cm di argon a normali condizioni, fra due elettrodi piatti. Una particella minimo ionizzante passando rilascerà circa 120 coppie el.-ione; se vengono raccolte su un elettrodo produrranno un segnale $V = \frac{nq}{C}$ che per una tipica capacità di $C = 10 \text{ pF}$ da un segnale di $2\mu V$, sicuramente troppo piccolo per essere raccolto e visto da un qualunque strumento. Per ovviare a questo problema si può produrre un intenso campo elettrico fra i due elettrodi. Questa disposizione degli elettrodi soffrirebbe però di numerosi problemi; per esempio il segnale rivelato dipenderebbe dalla posizione nella quale si ha l'inizio della valanga e quindi non si potrebbe ottenere alcuna proporzionalità fra l'energia rilasciata dalla particella nel mezzo e il segnale letto. Inoltre si avrebbe molto facilmente la rottura del dielettrico (nota piè pagina Bouclier, charpak, sauli parallel-plate counter for relativistic particles, cern np internal report 71-72 (1971)). Si può utilizzare un'altra geometria: un sottile

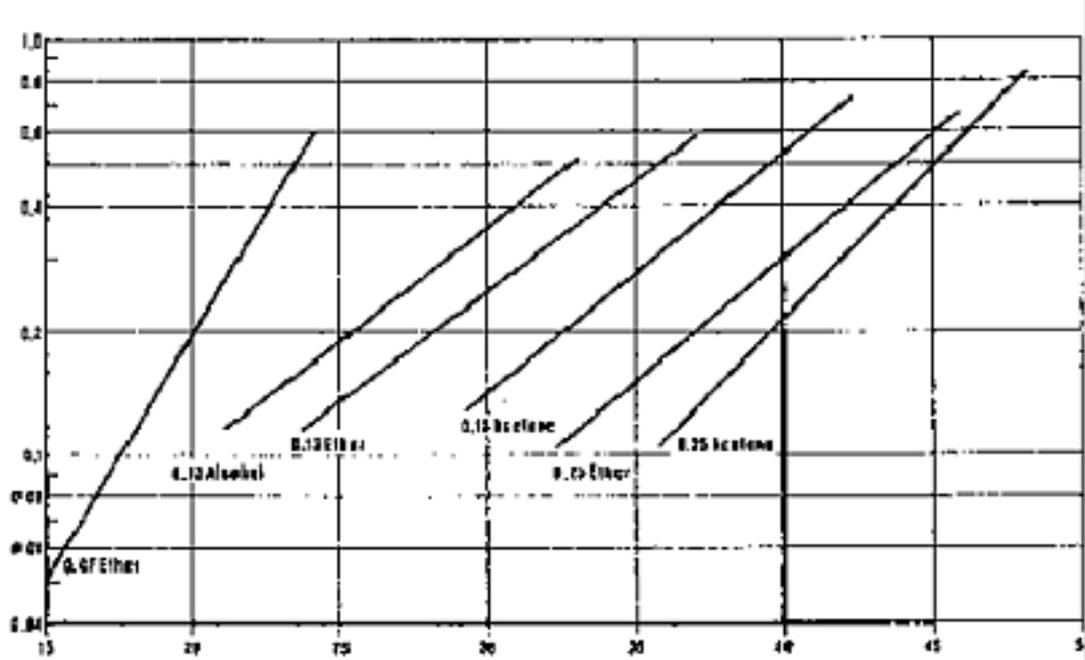
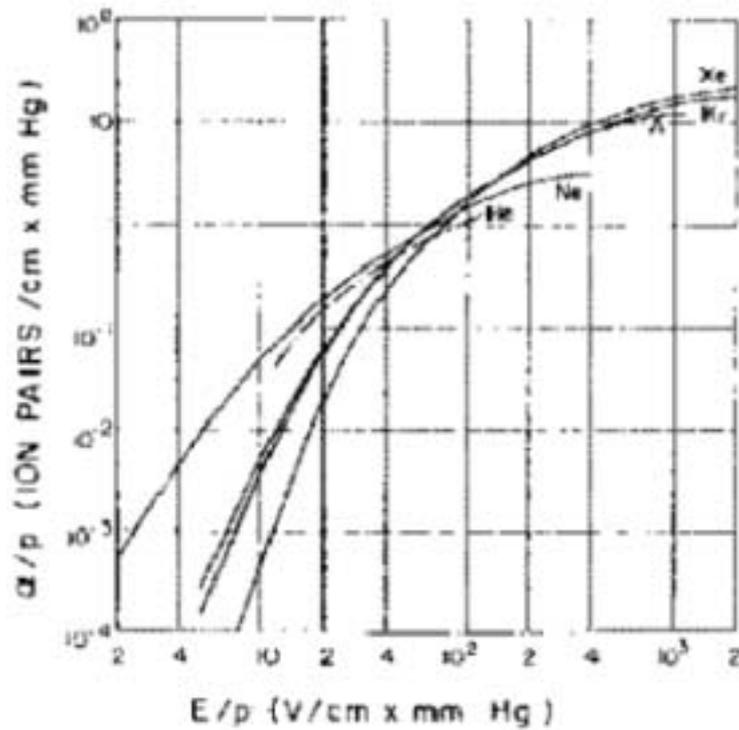


Figura 3.3: primo coefficiente di Townsend nei gas nobili ed in altri gas molecolari

filo metallico teso all'interno di un cilindro coassiale centrato sul filo, con filo e cilindro utilizzati come elettrodi. In questo modo l'effetto moltiplicativo a valanga è ottenuto solo nelle strette vicinanze del filo metallico (anodo).

Una camera multifilo proporzionale sfrutta questo tipo di geometria. Essa consiste di un set di fili paralleli anodici ugualmente spaziati uno dall'altro, il tutto simmetricamente racchiuso fra due catodi. Le camere multifilo proporzionali danno una risposta proporzionale all'energia rilasciata dalla particella nel mezzo, tuttavia il loro errore nella misura della posizione dove è passata la particella resta limitato inferiormente alla distanza fra due fili divisa per la radice di dodici.

3.2 Camere a deriva

La possibilità di misurare il tempo di deriva degli elettroni per ottenere informazioni più precise sulle coordinate spaziali di un evento ionizzante è alla base del funzionamento e della progettazione delle camere a deriva.

3.2.1 principi di funzionamento e geometria

Nella forma più semplice una camera a deriva a singola cella consiste di una regione di campo elettrico moderato seguita da un contatore proporzionale (fig 4), ulteriori fili o strisce possono essere utilizzate come elettrodi per modellare il campo. Elettroni prodotti da un evento ionizzante al tempo t_0 si muovono contro il campo elettrico verso con velocità di deriva w , e raggiunto il contatore proporzionale inizia a prodursi la valanga che raggiunge il filo anodico al tempo t_1 ; la coordinata x della traccia può essere ricavata da:

$$(3.9) \quad x = \int_{t_0}^{t_1} w \, dt$$

che nel caso semplice di velocità di deriva costante si riduce a $x = (t_1 - t_0)w$. Una relazione spazio-temporale lineare può essere ottenuta disegnando un campo elettrico uniforme.

Una semplice struttura come quella di figura quattro risulta scomoda nel caso di camere di grandi dimensioni, e soprattutto incompatibile con gli alti rates richiesti in molte occasioni. In questi casi si preferisce utilizzare una struttura multicella.

In principio la struttura di una camera a deriva può essere identica a quella di una camera multifilo, tuttavia la regione a campo debole fra gli anodi produrrebbe una forte non linearità nella relazione spazio-temporale, specialmente per celle di grandi dimensioni. Una soluzione al problema è visibile in fig.5, e consiste nell'aggiunta di alcuni fili catodici alternati agli anodi.

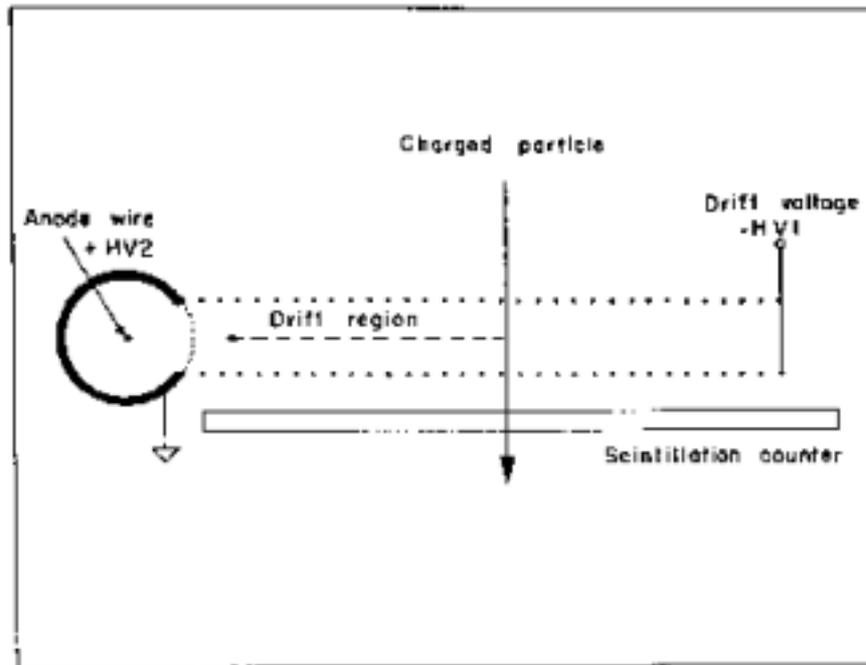


Figura 3.4: una prima proposta.

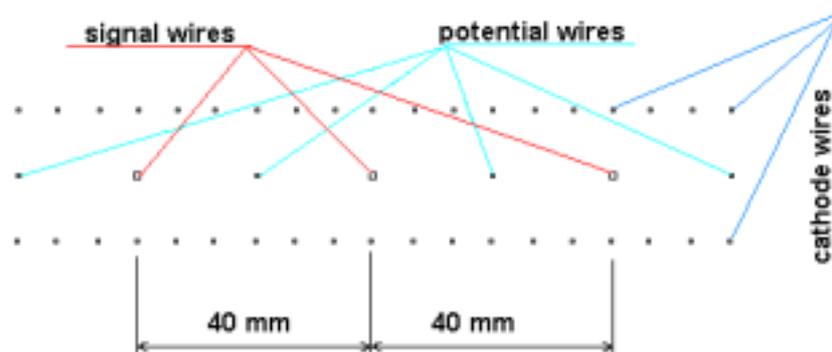


Figura 3.5: esempio di cella W45

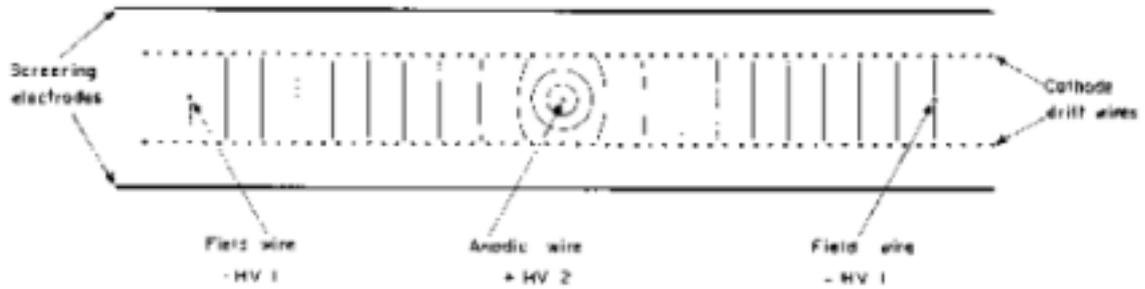


Figura 3.6: una cella per camera a deriva

La maggior limitazione di questo tipo di geometria consiste nel fatto che il rapporto fra profondità della cella e spaziatura fra i fili dev'essere mantenuto vicino all'unità se si vuole ottenere un campo abbastanza uniforme. Una soluzione è rappresentata in figura 6, consiste in due set di fili catodici paralleli, il filo di segnale anodico due fili di campo a chiudere la cella, i fili catodici e quelli di campo sono mantenuti allo stesso potenziale negativo, quello di segnale a un potenziale positivo per raccogliere gli elettroni. Tipicamente si possono usare dimensioni come 6mm per la profondità e 50mm per la larghezza di una siffatta cella. Inoltre, poichè i fili catodici non giacciono su un piano equipotenziale è necessaria una ulteriore schermatura con degli elettrodi messi a terra.

Sono ovviamente possibili molte altre strutture intermedie fra le due, scelte tenendo conto delle dimensioni della cella ricercate e delle possibilità costruttive e finanziarie a disposizione.

3.2.2 Scelta dei gas

La moltiplicazione a valanga degli elettroni avviene in ogni gas praticamente, e quindi ogni gas potrebbe essere utilizzato in un contatore proporzionale o una camera a deriva. Nella realtà le necessità sperimentali riducono fortemente la scelta: basso voltaggio di lavoro, alto guadagno, buona proporzionalità, capacità per alte frequenze di eventi, lunga vita, etc.. sono alcune delle richieste più comuni e spesso non soddisfabili tutte con lo stesso gas. Da fig.3 si nota che la moltiplicazione a valanga viene prodotta molto prima nei gas nobili, ciò è dovuto alle migliori possibilità di dissipare energia senza ionizzarsi dei gas poliatomici.

Gas	Z	A	δ (g/cm ²)	W_i	$\frac{dE}{dx} (\frac{MeV}{g} cm^2)$	n_p ($\frac{coppie}{cm}$)	n_T ($\frac{coppie}{cm}$)
H ₂	2	2	8.38 x 10 ⁻⁵	37	4.03	5.2	9.2
He	2	4	1.66 x 10 ⁻⁴	41	1.94	5.9	7.8
N ₂	14	28	1.17 x 10 ⁻³	35	1.68	10	56
O ₂	16	32	1.33 x 10 ⁻³	31	1.69	22	73
Ne	10	20.2	8.39 x 10 ⁻⁴	36	1.68	12	39
Ar	18	39.9	1.66 x 10 ⁻³	26	1.47	29.4	94
Kr	36	83.8	3.49 x 10 ⁻³	24	1.32	22	192
Xe	54	131.3	5.49 x 10 ⁻³	22	1.23	44	307
CO ₂	22	44	1.86 x 10 ⁻³	33	1.62	34	91
CH ₄	10	16	6.70 x 10 ⁻⁴	28	2.21	16	53
C ₄ H ₁₀	34	58	2.42 x 10 ⁻⁴	23	1.86	46	195

Inoltre, riferendosi alla tabella, si vede che i gas nobili sono caratterizzati da un'alta ionizzazione specifica; quindi scartati xenon e kripton per motivi economici il piú utilizzato resta l'argon. Tuttavia un rivelatore a solo argon non riuscirebbe a produrre un guadagno superiore a 10⁴ senza entrare in regime di scarica permanente: infatti durante il processo di valanga vengono formati atomi eccitati, e la minima energia del fotone emesso per diseccitazione (11.6 eV) è ben al di sopra del potenziale di estrazione per qualunque metallo usato nel catodo (p.e 7.7 eV nel rame), così vengono prodotti fotoelettroni dal catodo che iniziano una nuova valanga subito dopo la precedente. Le molecole poliatomiche invece hanno a disposizione una grande quantità di stati eccitati non radiativi ma vibrazionali o rotazionali e questo permette l'assorbimento di fotoni in un vasto spettro. Anche l'aggiunta di una piccola quantità di gas poliatomico (detto in questo caso quencher) all'argon permette guadagni fino a 10⁶ prima della scarica. L'efficienza di quenching dei gas aumenta con il numero di molecole presenti, quindi risulta molto efficace l'isobutano C₄H₁₀, ma vengono anche usati metano, CO₂, BF₃, e altri . L'aggiunta di ancora una piccola quantità di gas elettronegativi, come i freon (CF₄ o CF₃Br), permette di ottenere il massimo del guadagno prima del regime di scarica. Oltre alle proprietà di photon-quenching, i gas elettronegativi catturano gli elettroni liberi, formando ioni negativi che non possono indurre valanghe. La presenza di una piccola quantità di questi gas permette anche di lavorare nella regione di saturazione del guadagno, ovvero la distribuzione dell'altezza del segnale che si può leggere sul filo è indipendente dalla quantità di carica persa durante l'evento ionizzante; in pratica si ha un plateau di efficienza al crescere di voltaggio (fig.8). La possibilità di utilizzare gas elettronegativi è ovviamente limitata

dalla necessità che non tutti gli elettroni vengano catturati prima di arrivare nella regione di moltiplicazione vicino al catodo; il percorso libero medio per cattura elettronica λ_c dev'essere maggiore della massima distanza di un evento ionizzante da un filo di segnale. Altri parametri da considerare sono la resistenza al tempo (che affligge una delle miscele più comunemente usate Ar/CO₂), o l'infiammabilità.

Camere per fisica delle alte energie

Un rivelatore in fisica delle alte energie deve rispondere ad alcuni criteri: per prima cosa deve avere delle buone caratteristiche chimiche (infiammabilità, tossicità...); secondariamente deve avere: basso coefficiente di diffusione (gas "freddo"), alta velocità di deriva (gas "veloce"), alto guadagno ("efficiente"); inoltre sarebbe bene che abbia un ridotto angolo di Lorentz. Ancora non deve essere troppo elettronegativo (specialmente per elettroni sotto i 5 eV).

Il profondo minimo nel grafico Ramauser sulla sezione d'urto (fig.2) per l'argon può essere sfruttato per ottenere una miscela di gas veloce, aggiungendo all'argon un gas molecolare che urtando gli elettroni con energia superiore a quella del minimo Ramauser (ca. 0.5 eV) li spinga in esso. In questo caso l'uso di un gas (come CF₄ o CH₄) la cui sezione d'urto abbia un minimo Ramauser simile all'argon, ma sia più efficiente nel rallentare gli elettroni di bassa energia è preferibile. Le più basse frequenze vibrazionali e gli stati di ione negativo meno energetici del CF₄ lo rendono preferibile rispetto al CH₄ in una miscela ca. 20%-80% con l'argon. Si può ancora aggiungere un po' di CO₂ benchè abbia un coefficiente di attachment (cattura di elettroni) piuttosto alto. Questa scelta è motivata dalle sue proprietà di scattering dovute principalmente al suo stato di ione negativo a bassa energia.

3.2.3 Accuratezza intrinseca

In una camera a deriva l'accuratezza con la quale viene fornita una misura dipende dalla conoscenza della relazione spazio-temporale e dalle proprietà di diffusione degli elettroni nel gas prescelto. Durante la deriva in campo elettrico gli elettroni diffondono nel gas distribuendosi Gaussianamente, questo produce un errore nella rilevazione delle coordinate, la deviazione standard σ_x di questa distribuzione può essere usata per controllare questa ulteriore imprecisione. Questa σ_x risulta dipendente dal campo E. L'errore prodotto dalla diffusione degli elettroni si rivela in una limitazione dell'accuratezza intrinseca dello strumento. Si noti che l'errore con il quale si può localizzare la cascata di elettroni nel gas non è dato direttamente da σ_x ma dalla sua varianza $\frac{\sigma_x}{\sqrt{n}}$, dove n è il nu-

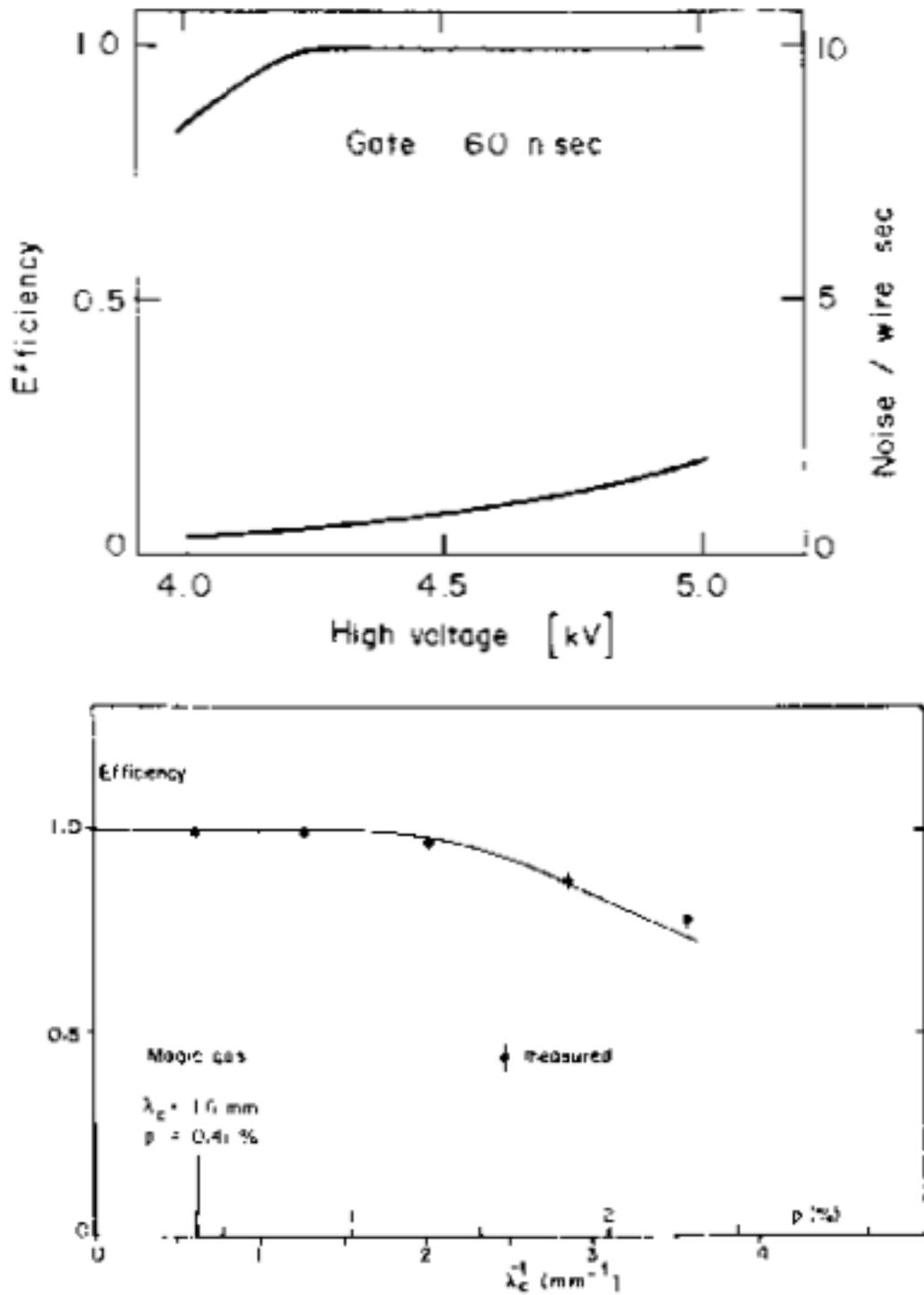


Figura 3.7: a. esempio di plateau di efficienza;
 b. effetto dei gas elettronegativi: efficienza media per m.i.p. al variare della concentrazione di freon in una cella di 2mm.

mero di elettroni necessari a produrre il trigger nell'elettronica del rivelatore. Per la gran parte dei gas più comunemente utilizzati nei contatori proporzionali l'accuratezza intrinseca dovuta alla diffusione può essere mantenuta al di sotto dei $100\mu m$ per particelle minimo ionizzanti. La relazione spazio temporale, invece, non è nota a questo livello di accuratezza, specialmente per camere di grandi dimensioni, dove alcune piccole tolleranze meccaniche possono produrre localmente degli effetti distorsivi sul campo. Risultati molto buoni sono stati ottenuti combinando la geometria vista in fig.6 e particolari miscele di gas dove la velocità di deriva si saturava molto velocemente. Per esempio la velocità di deriva di una miscela argon-isobutano in proporzioni 20%-80% è praticamente costante per campi superiori a 1 kV/cm.

Il sistema più semplice per misurare la velocità di deriva in un gas sarebbe sparare un fascio uniforme su tutta la superficie di una cella almeno e misurare il numero di interazioni rivelate per unità di tempo, infatti:

(3.10)

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{ds} \frac{ds}{dt} = kw(t)$$

Ovviamente la maggior limitazione a questo metodo consiste nella produzione di un fascio uniforme su una grande superficie.

3.2.4 Stabilità operativa

La conoscenza della velocità di deriva e della relazione spazio-temporale come si è visto è la maggior limitazione all'accuratezza intrinseca della camera. I fattori che possono maggiormente influenzare la velocità di deriva sono: l'intensità e la direzione del campo elettrico, la pressione atmosferica, la composizione del gas e la temperatura, la presenza di fattori esterni, come altri campi elettrici o magnetici e imperfezioni meccaniche. Per gestire questa mole di variabili normalmente vengono stabiliti dei valori di limite per la tollerabilità alle loro variazioni e se ne tiene conto nella valutazione finale dell'accuratezza intrinseca della camera. La scelta di un gas che saturi la velocità di deriva elimina o quasi il problema della dipendenza dal campo ridotto $\frac{E}{P}$. Inoltre si è visto che per alcune miscele di gas la dipendenza di w dalla temperatura a campi elettrici intensi è fortemente ridotta.

3.2.5 Stazione tracciante

Fin'ora abbiamo parlato solo di una cella o di un piano per volta. Nella realtà la ricostruzione del passaggio di una particella carica dev'essere bidimensionale,

quindi per ricostruire un punto ci serviranno almeno due piani, e per ricostruire una traccia almeno due camere con due piani ciascuno. Ora ci occuperemo delle idee basilari per la costruzione di una camera reale, con più piani, e quindi di un'intera stazione tracciante, con più camere magari non solo a deriva ma anche multifilo come nel caso nostro delle W 45.

Utilizzare due piani attigui con orientazione dei fili sfasata, di 90 gradi per esempio e chiamiamoli X il piano con i fili orientati verticalmente e che quindi ci fornisce la coordinata orrizzontale e Y l'altro, è il minimo per ricostruire il passaggio di una particella, ma non è sufficiente. Nel caso in cui due particelle passino quasi contemporaneamente, o abbastanza vicine nel tempo che non possano essere distinte utilizzando i dati del TDC, noi leggeremmo segnale su due canali del piano X e su due canali del piano Y, senza nessuna possibilità di accoppiare le coordinate e restando indecisi fra due diverse possibilità (fig.9). Per ovviare a questa ambiguità viene inserito un terzo piano con altra orientazione, chiamiamolo V, e anche su questo si attiveranno due canali al passaggio delle due particelle, e questi risolveranno l'indecisione sull'accoppiamento delle coordinate (fig.10).

Quindi ci serviranno almeno tre piani, nel caso ci attendiamo passaggi multipli di particelle, per aumentare notevolmente l'efficienza viene aggiunto ancora un piano e si chiede che il segnale sia visto almeno da tre piani su quattro. In questo modo se l'efficienza intrinseca di un singolo piano è $\epsilon_{piano} = 0.95$ l'efficienza della camera di quattro piani risulta:

(3.11)

$$\epsilon_{camera} = \epsilon_{piano}^4 + 4\epsilon_{piano}^3(1 - \epsilon_{piano}) = 0.94$$

mentre sarebbe risultato nel caso avessimo richiesto semplicemente tre piani su tre $\epsilon_{camera} = 0.85$.

L'errore, finchè si tratta di ricostruzione di un punto, è dato dall'accuratezza intrinseca di un piano, che a sua volta dipende strettamente dalla nostra conoscenza della relazione spazio-temporale e delle proprietà di diffusione degli elettroni nel gas (anche se quest'ultima è spesso trascurabile rispetto la prima). Nel caso di ricostruzione di tracce si segue il normale processo di fit partendo dai punti ricostruiti, in questo processo la propagazione dell'errore avviene secondo i metodi standard statistici che verranno discussi nel cap. 6, inoltre bisognerà tener conto degli effetti dello *scattering multiplo coulombiano* sia dell'aria che del gas steso contenuto nelle camere.

Parlando di camere di deriva bisogna ricordare che si vuole avere anche il tempo di deriva degli elettroni nel gas, e che quindi non basta misurare il tempo

al quale il segnale arriva rispetto a un generico trigger di tutto l'esperimento come accade nelle camere proporzionali multifilo. La soluzione più semplice può essere rappresentata da uno scintillatore o qualche altro rivelatore "veloce" posizionato subito dietro alla camera, utilizzando il segnale dello scintillatore come *START* e il segnale dal filo anodico come *STOP* in un ipotetico TDC (compensando i vari ritardi attraverso una preventiva calibrazione), questo sistema risulta piuttosto laborioso e richiede la coesistenza di due differenti rivelatori e un lavoro di calibrazione. Un sistema più efficace consiste nel raddoppiare il numero di piani: a seguito del piano X, per esempio, si pone un'altro piano, chiamato X2 p.e., assolutamente identico a X, con la stessa orientazione dei fili e la medesima geometria, ma sfasato della lunghezza di mezza cella nella direzione perpendicolare a quella dei fili anodici. In questo modo si può facilmente ricavare il tempo di deriva dalla differenza fra il tempo t_{x1} del segnale sul piano X e t_{x2} tempo di arrivo del segnale dal piano X2:

(3.12)

$$t_{drift} = t_{x1} - t_{x2}$$

questa è la soluzione utilizzata anch sulle W 45. Oltre a ciò la soluzione con due piani con la medesima orientazione elimina l'ambiguità destra sinistra.

3.3 Presentazione delle W 45

Le W 45 sono delle camere a deriva di grandi dimensioni, precedentemente utilizzate nello spettrometro dell'esperimento SMC (e ancor prima nel NMC) che può essere considerato fra gli ascendenti diretti del COMPASS. Sono state costruite sul finire degli anni '70 dal NIKHEF (Amsterdam). Come è facile immaginare l'elettronica di front-end trovata sulle camere e progettata assieme ad esse è risultata incompatibile con l'attuale sistema di read-out e quindi è stat subitaneamente scartata; pertanto in questo capitolo ci occuperemo essenzialmente dell'aspetto geometrico delle camere. Anche i test svolti precedentemente sulle camere risultano poco interessanti, poichè fatti usando diverse miscele di gas e diverse soglie di lavoro.

3.3.1 Descrizione

Le W 45 sono una coppia di camere, quattro piani per camera, hanno una superficie sensitiva di $550 \times 300 \text{cm}^2$. Al centro era presente fin dall'inizio una zona morta di forma circolare e diametro di circa 1 m. Sono presenti due piani

3.3. PRESENTAZIONE DELLE W 45 CAPITOLO 3. CAMERE A DERIVA

orizzontali (fili orientati in direzione verticale), due verticali, due con i fili orientati a +30 gradi in senso orario rispetto ai fili dei piani orizzontali e infine due piani con i fili a -30 gradi. La camera W4 raggruppa i due piani orizzontali e i due orientati a +30 gradi, la W5 gli altri quattro piani.

La geometria della cella e del tutto simile a quella rappresentata in figura 6, le dimensioni sono riportate in figura 11. I anodici sono ovviamente collegati a un circuito per l'alimentazione di alta tensione, anche i fili di campo sono collegati a un circuito per l'alimentazione di alta tensione, i fili catodici che separano fra loro i vari piani sono a massa; la maggior limitazione nella scelta della differenza di potenziale fra i due tipi di filo, come vedremo, consiste nella loro vicinanza, 3mm, sulla scheda per l'alimentazione che ha generato, specie in giornate di forte umidità, notevoli problemi di trips.

In tabella riportiamo il numero di fili di segnale per ogni piano.

piano	# fili
X1	143
X2	144
T1	127
T2	128
Y3	65
Y4	65
T3	128
T4	128
totale	

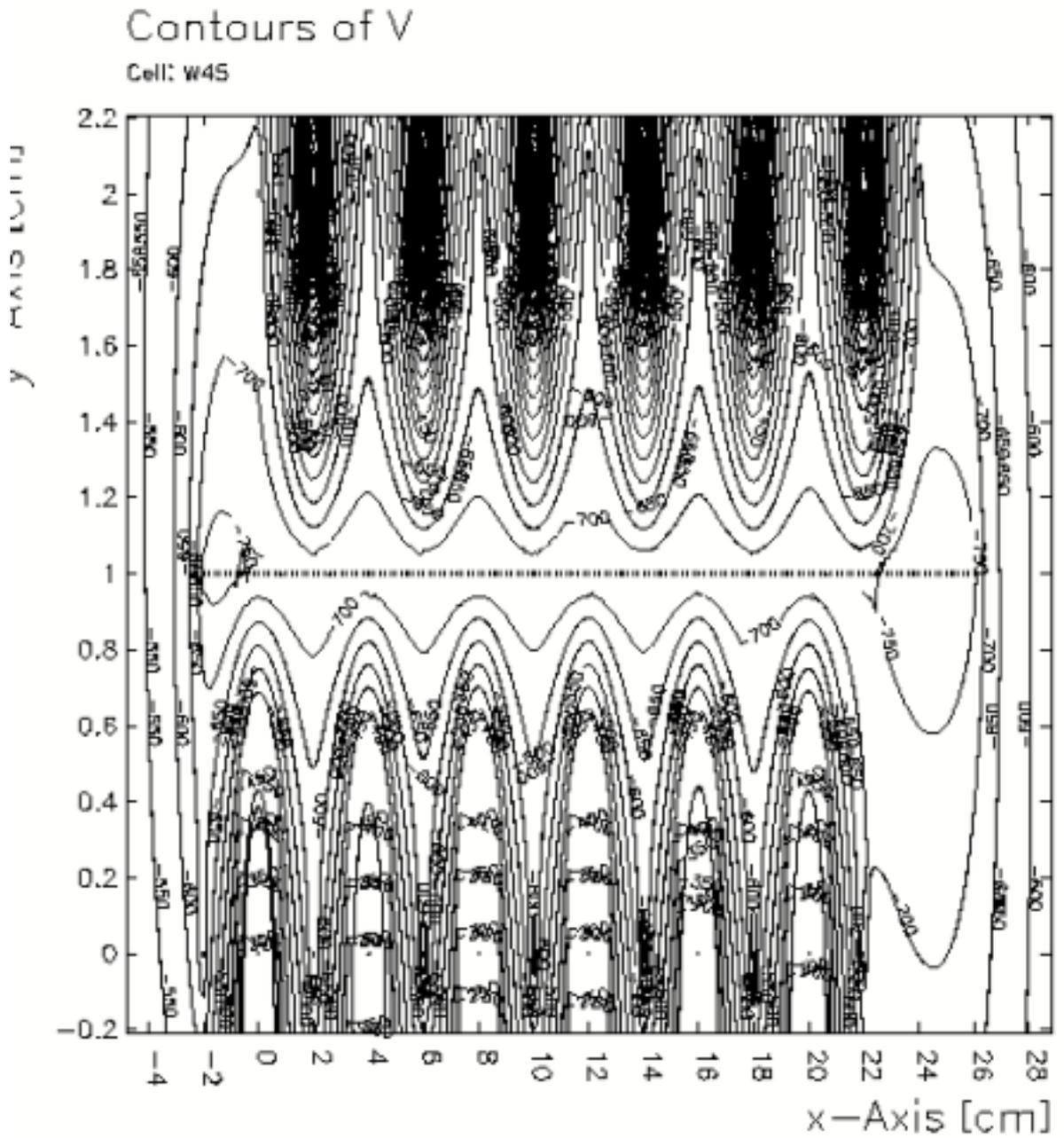


Figura 3.8: esempio di celle nelle w45, il campo è plottato per tensioni di 2100V ai fili di segnale e -800V ai fili di campo

3.3. PRESENTAZIONE DELLE W 45 CAPITOLO 3. CAMERE A DERIVA

Capitolo 4

Elettronica

4.1 Elettronica di front-end

L'elettronica di front end è direttamente connessa ai rivelatori e al sistema di read out di questi. Normalmente si trova a dover svolgere compiti di controllo del rumore e di selezione dei dati in uscita dal rivelatore. In questo capitolo saranno illustrate le più comuni necessità per questo tipo di elettronica, in particolare per i sistemi a preamplificatore e discriminatore come nel caso delle camere a deriva w 45.

4.1.1 Caratteristiche e disegni più comuni

Nella fisica delle alte energie l'elettronica di front-end prevede normalmente l'uso di un preamplificatore e un discriminatore, inseriti in un circuito integrato usualmente a più canali. Questi chip possono essere prodotti direttamente dagli istituti di ricerca come nel caso dell' *ASD8* o del *MAD4*, o possono essere recuperati sul mercato, per esempio lo *N227* della *Nanometrix*. In questo genere di circuito integrato sono ovviamente intimamente connesse la parte digitale e quella analogica e questo provoca svariate conseguenze per quel che riguarda la rumorosità dell'elettronica.

Inoltre i moderni esperimenti producono grandi difficoltà riguardo il disegno e l'ambiente elettronico nel quale i rivelatori e le schede di front end lavorano. I maggiori problemi sono:

- accumulo di una gran quantità di elettronica in uno spazio limitato. Inoltre vari pezzi dell'elettronica vengono disegnati in parallelo.
- le diverse strumentazioni interferiscono fra loro in modo molto difficilmente prevedibile.

- nella maggioranza dei casi si tratta di circuiti analogico-digitali con guadagno molto alto e percorsi analogici d'entrata molto sensibili
- le dimensioni dei rivelatori sono molto grandi e questo impedisce una effettiva buona schermatura
- i problemi risultano quindi molto complessi da analizzare e spesso la soluzione è affidata all'intuito e all'esperienza dei ricercatori, ma non sempre soluzioni buone per i vecchi rivelatori sono trasportabili su quelli più moderni e più sensibili.

La soluzione di questi problemi deve convivere con il rispetto delle richieste per una buona elettronica di front end. Prima di tutto il tipo di segnali attesi, che possono essere molto piccoli in termini di fC o mV, richiede delle sezioni analogiche molto sensibili, poi viste le alte frequenze alle quali spesso bisogna operare si richiede velocità di processamento da parte del chip integrato e stabilità, si vogliono evitare effetti sgraditi come oscillazioni interne, infine c'è il non irrilevante aspetto del consumo energetico e del costo dei componenti.

4.1.2 Vie d'accesso del rumore

Comunemente l'immunità della parte digitale dell'elettronica al rumore è elevata; il guadagno della sezione analogica, i preamplificatori utilizzati nelle schede di front end, è anche relativamente alto. Questo porta alla conclusione, semplificata ma realistica, che il rumore possa penetrare nel sistema solo attraverso il rivelatore e la sua connessione all'elettronica.

Il rumore può penetrare nell'amplificatore essenzialmente come corrente o differenza di potenziale indotte da campi elettromagnetici di interferenza.

Un primo modo per ridurre la presenza del rumore è prestare attenzione al disegno del circuito di ingresso alla scheda di front end; teoricamente il metodo più semplice sarebbe ridurre le dimensioni fisiche del circuito, ma in molti casi, come per le w45, la presenza dell'alimentazione dell'alta tensione nello stesso circuito lo impedisce. Oltre questo, esisterebbero numerose possibilità di disegno per questo tipo di circuiti: nel caso delle w45 la così detta motherboard era già pronta, quindi mi limiterò a discuterne le caratteristiche nel seguito. Un'altro punto fondamentale riguarda il disegno del circuito stampato della scheda di front end e la divisione del grounding fra uno digitale, sporco, e uno analogico, pulito. Se il confine fra parte digitale e analogica si trova nel circuito integrato (come nel caso dei MAD4 e ASD8, dove la messa a terra del discriminatore è connessa al ground analogico), questa separazione risulta complicata e conviene includere anche il comparatore nella sezione analogica (figura).

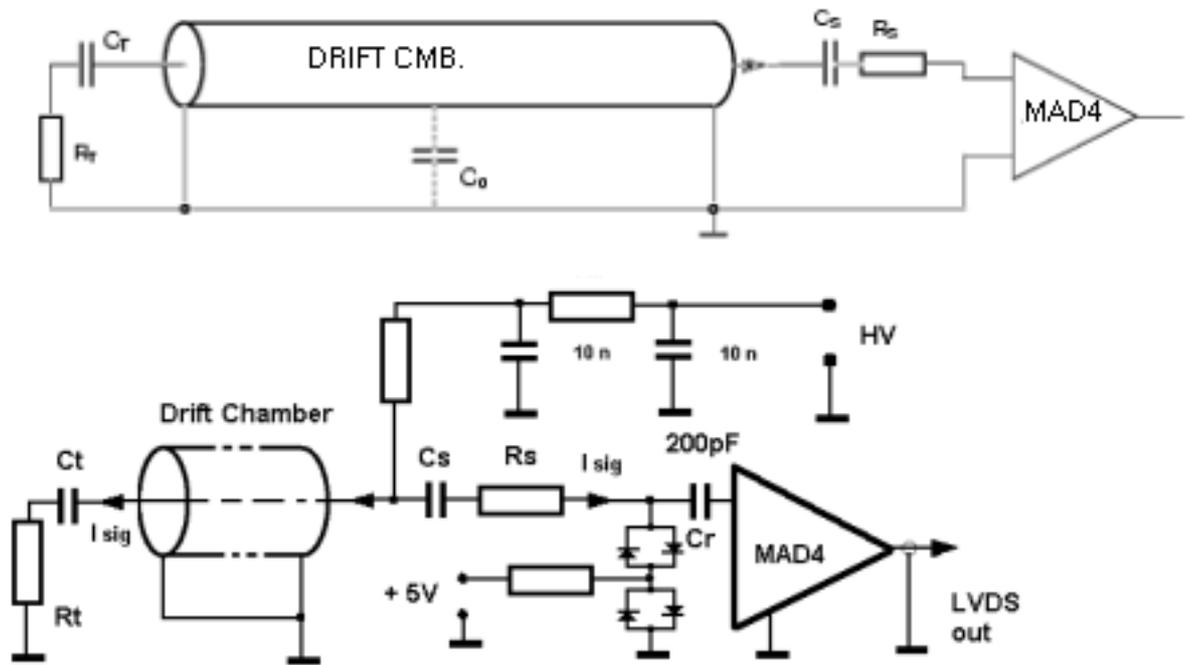


Figura 4.1: circuito d'ingresso semplice (a, sopra) e rivisto e modificato per le w45 (b, sotto)

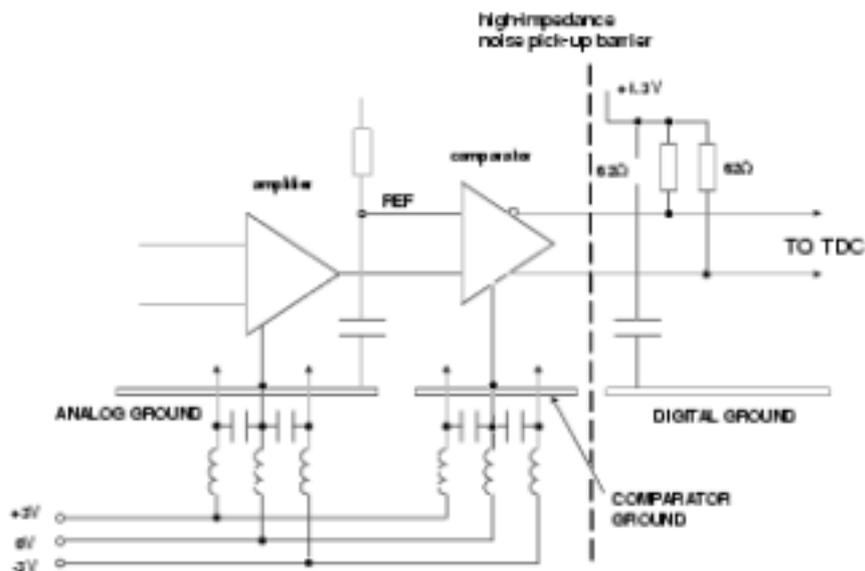


Figura 4.2: separazione delle terre

4.1.3 Elettronica per le w45

La progettazione della scheda discriminatore/preamplificatore MAD4 per le camere a deriva è stata condizionata dal fatto che il resto dell'elettronica era già pronto: la motherboard sulle camere e l'elettronica seguente le MAD4, come la scheda digitale TDC F1.

In figura 4.1.a riportiamo il circuito di entrata così come era sulle w45, in figura 4.1.b come questo viene modificato attraverso l'aggiunta di una parte sulla scheda di front end che fornisce un ground analogico in più per il segnale, una coppia di diodi evita che ci sia una scarica da parte del sistema di alimentazione ad alta tensione all'interno della scheda; si cerca anche di evitare che questa produca delle differenze di potenziale su resistenze parassitarie introducendo nuovi segnali nella scheda. Per la connessione a terra di una delle entrate del MAD4 bisogna anche ricordare che si tratta (come quasi sempre in fisica delle alte energie), di un amplificatore di corrente a bassa impedenza.

A questa motherboard, che comprende anche il circuito per l'alimentazione dell'alta tensione, è direttamente connessa la scheda MAD4 attraverso un connettore a 18 pin. La scelta era obbligata dal disegno delle motherboard, benché esistano connettori molto più efficienti, con un maggior numero di pin e una migliore connessione al grounding system del rivelatore (per esempio i connettori usati sulle MWPC di Torino). Le MAD4 sono poi connesse alle Adapter board, e queste sono attaccate le F1.

Al contrario delle motherboard le F1 non hanno avuto una grande influenza sul disegno dell'elettronica di front end, se non nella scelta della logica LVDS e del connettore.

4.2 Mad 4

Il MAD4 è un circuito integrato con funzioni di preamplificatore di corrente e discriminatore con bassa impedenza d'ingresso e breve tempo di integrazione (come anche l'ASD8), è stato sviluppato a Padova dall'INFN per i tubi a deriva dell'esperimento CMS nel 1998, queste sue caratteristiche lo rendono adatto agli esperimenti con rate alto e basso guadagno nel gas. In questo capitolo lo descriveremo e spiegheremo i motivi per cui è stato preferito ad altri, inoltre descriveremo brevemente il resto della scheda e dell'elettronica di front end.

4.2.1 Scelta del chip: mad4 vs asd8

Questi due chip rappresentavano le possibili scelte per un rivelatore a gas in fisica delle alte energie, oltre al meno efficiente commerciale N227 della Nanometrics.

Sono stati ampiamente testati e comparati prima della scelta.

I test sono stati svolti a Torino utilizzando un prototipo di camera multifilo, per la scelta del chip per le camere proporzionali multifilo per il compass. In occasione del lavoro sulle w45 abbiamo riutilizzato i dati e qui ne riportiamo le conclusioni più importanti. In appendice riportiamo alcuni risultati grafici dei test su rumore, linearità ed efficienza.

I due circuiti integrati non risultano molto diversi, entrambi prevedono un'accurata separazione delle terre fra digitale e analogica (l'ASD8 ne aggiunge ancora una generale), il MAD4 ha un'impedenza d'ingresso maggiore, e, cosa di non poca importanza, il MAD4 prevede un DAC ogni quattro canali, l'ASD8 uno ogni otto. Quest'ultima caratteristica in particolare si riflette in una maggior uniformità di comportamento dei canali, aiutata anche da una risposta più uniforme fra diversi chip MAD4. Oltre la maggiore uniformità, il MAD4 presenta una minore rumorosità, una maggior linearità della soglia rispetto al DAC e un range di lavoro, in coulomb, più ampio; ultimo ma non meno importante è meno costoso.

In tutte queste caratteristiche il MAD4 presenta solo dei piccoli miglioramenti, ciò nonostante è preferibile per le camere a deriva, rispetto l'ASD8, o il Nanometrics 227, che soffre di una decisamente peggior linearità e un range di lavoro molto minore.

4.2.2 Descrizione della scheda

In appendice sono riportati gli schemi tecnici del circuito stampato della scheda. La scheda è divisa in tre parti: la maggiore corrisponde ai circuiti circostanti il chip MAD4, percorso d'ingresso, terre, suoi canali di alimentazione, uscite; una seconda e consistente parte riguarda il circuito di generazione della soglia e infine una parte dedicata all'alimentazione.

Del percorso di ingresso al MAD4 è già stato detto, per il resto si tratta solo di messe a terra e alimentazione del chip tenendo sempre presente la separazione fra digitale e analogico; il chip integrato è stato posizionato quanto più possibile vicino ai connettori per ridurre le dimensioni fisiche del circuito di ingresso.

La sezione per settare la soglia comprende essenzialmente il DAC (AD8803) e un amplificatore (OP191) per generare il giusto livello di tensione per il discriminatore del MAD4. Infine la parte di alimentazione provvede semplicemente a trasformare la tensione di alimentazione di 6V in tre livelli, due per parti digitale (5V e 2.5V), e uno per la parte analogica (5V). Tutta la scheda mantiene una rigida separazione fra parte analogica e digitale, queste sono con-

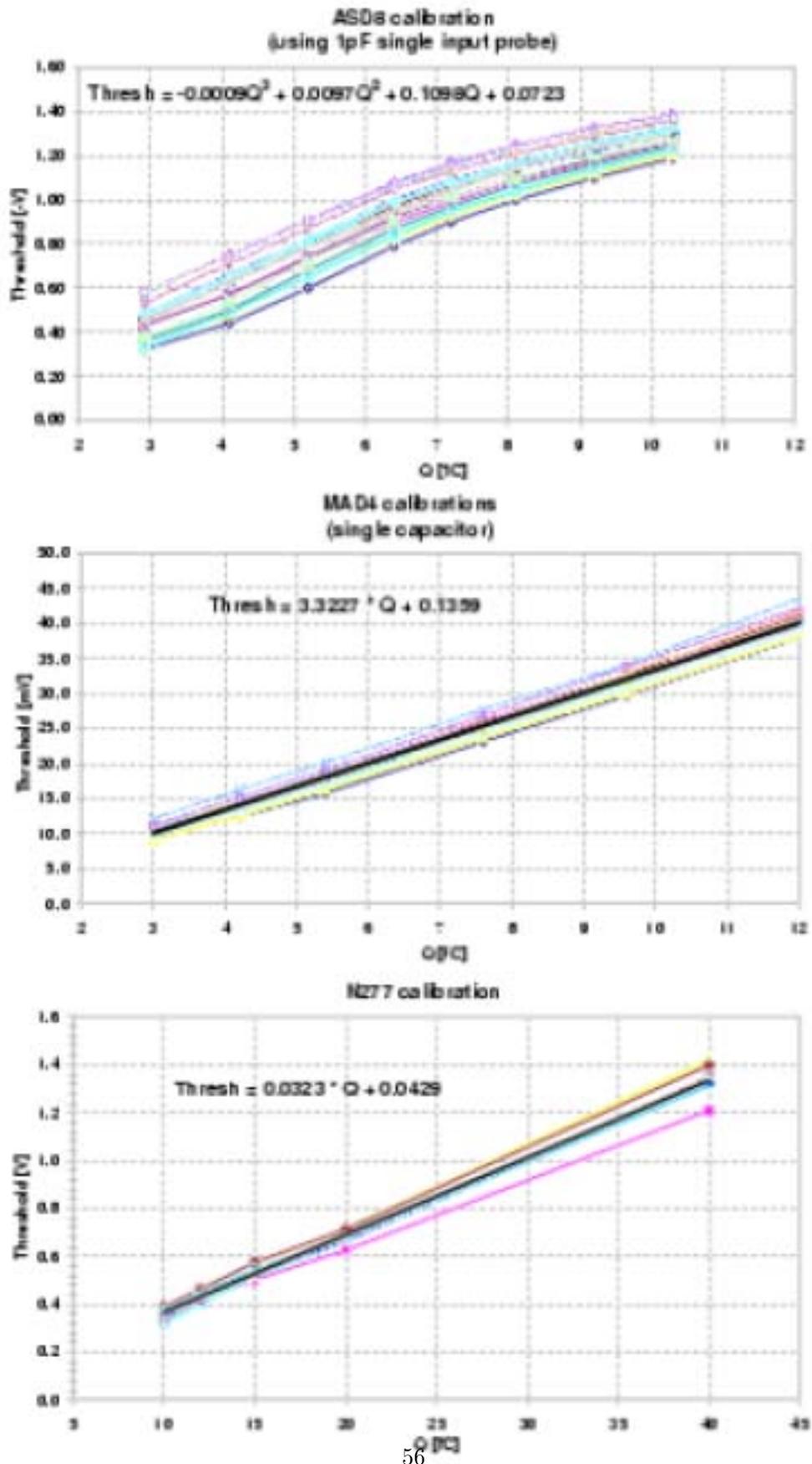


Figura 4.3: linearità della soglia nei tre amplificatori presi in considerazione

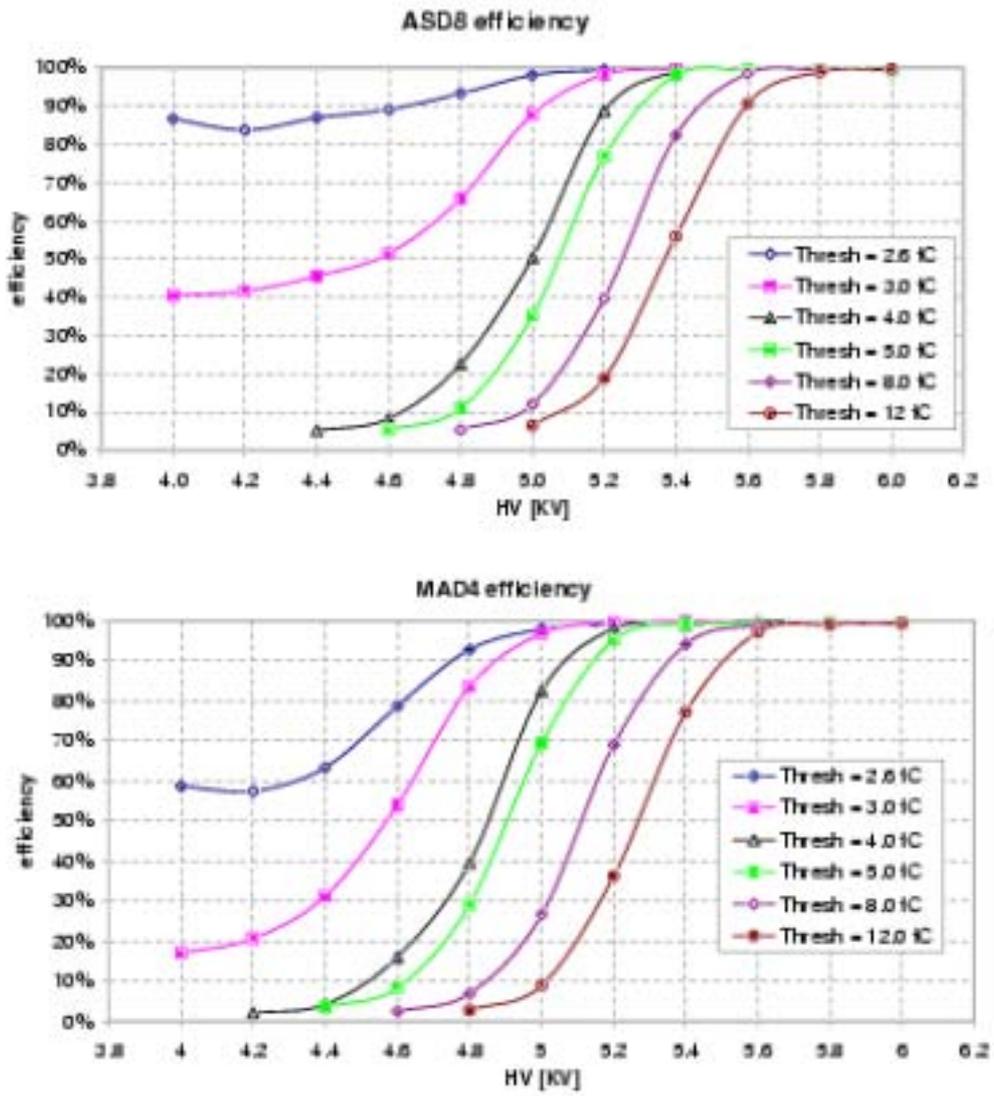


Figura 4.4: efficienza di MAD4 e ASD8 (misurate a Torino, aprile 98)

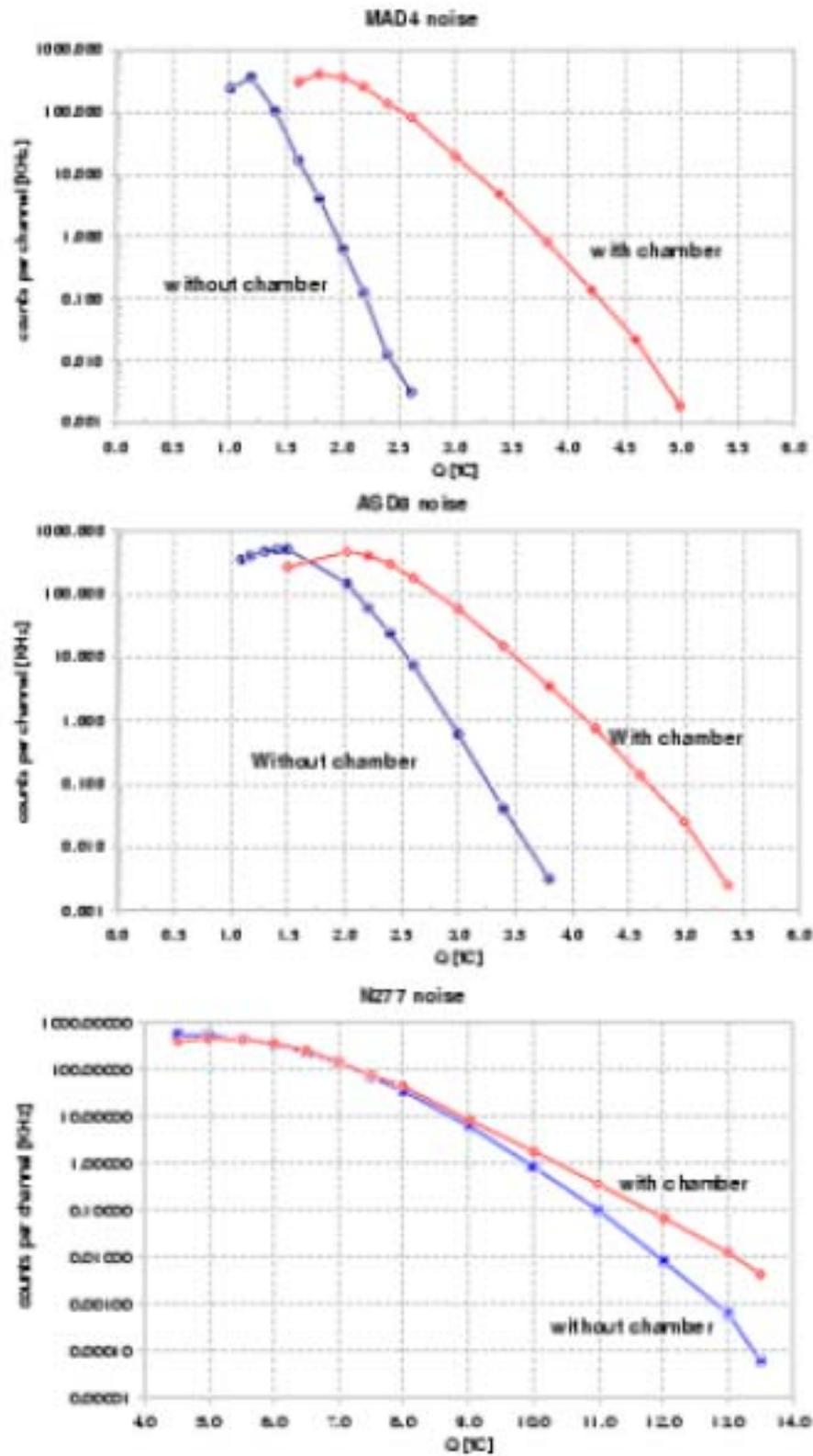


Figura 4.5: rumore con e senza prototipo di camera nei test svolti a Torino sui MAD4, ASD8, N277.

nesse solo attraverso un filtro induttivo per eliminare problemi di interferenza dei campi elettromagnetici della parte digitale su quella analogica.

4.2.3 circuito integrato: parte analogica

Ogni circuito integrato contiene 4 complete catene analogiche, comprendenti un preamplificatore di carica e un semplice shaper la cui uscita è direttamente connessa all'input di un discriminatore.

Il preamplificatore usa un single gain stage (un solo ingresso è connesso) e un tempo costante di feedback di 32ns, all'ingresso è protetto da una coppia di diodi e una resistenza integrate nel circuito, il consumo energetico di questa sezione è circa 2.5mW.

Lo shaper è un semplice integratore, l'input non-invertente è connesso all'uscita del preamplificatore, l'invertente è connesso a un circuito di feedback, questo produce un ristoratore di baseline che agisce anche come filtro passa alto per il segnale; l'uscita dello shaper va nell'ingresso del discriminatore, l'altro input, invertente, è connesso al livello di soglia in arrivo dal DAC, comune per tutti e quattro i canali. Infine un buffer previene dalla possibilità che del rumore risalga dalle sezioni successive.

Tutta questa parte è alimentata a 5V, e in totale consuma 12mW.

4.2.4 circuito integrato: parte digitale

L'uscita del discriminatore è capacitivamente accoppiata a un modulo "one shot", il cui output differenziale, se attivato, immagazzina lo stato del comparatore nel latch così da produrre un segnale non ritriggerabile, la cui larghezza è essenzialmente controllata da una capacità. Parametri critici di questa sezione sono il ritardo nella propagazione, da quale discende la capacità di rivelare piccoli impulsi generati da segnali appena sopra la soglia, e il tempo necessario per essere nuovamente pronto all'acquisizione dopo il falling edge di un impulso. Le stesse linee che attivano il Latch sono connesse anche a un output driver, capace di gestire un carico di 100Ω a livelli di tensione compatibili con la logica LVDS.

Per ridurre il consumo l'alimentazione è alla più bassa tensione possibile, 2.5V, per una dissipazione totale di 12mW.

Le principali caratteristiche di questo circuito sono riportate in tabella.

4.3 Il resto dell'elettronica

Ovviamente non solo la scheda MAD4 compone l'elettronica di front end delle camere w45, è bene riepilogare anche le caratteristiche della scheda di adapter

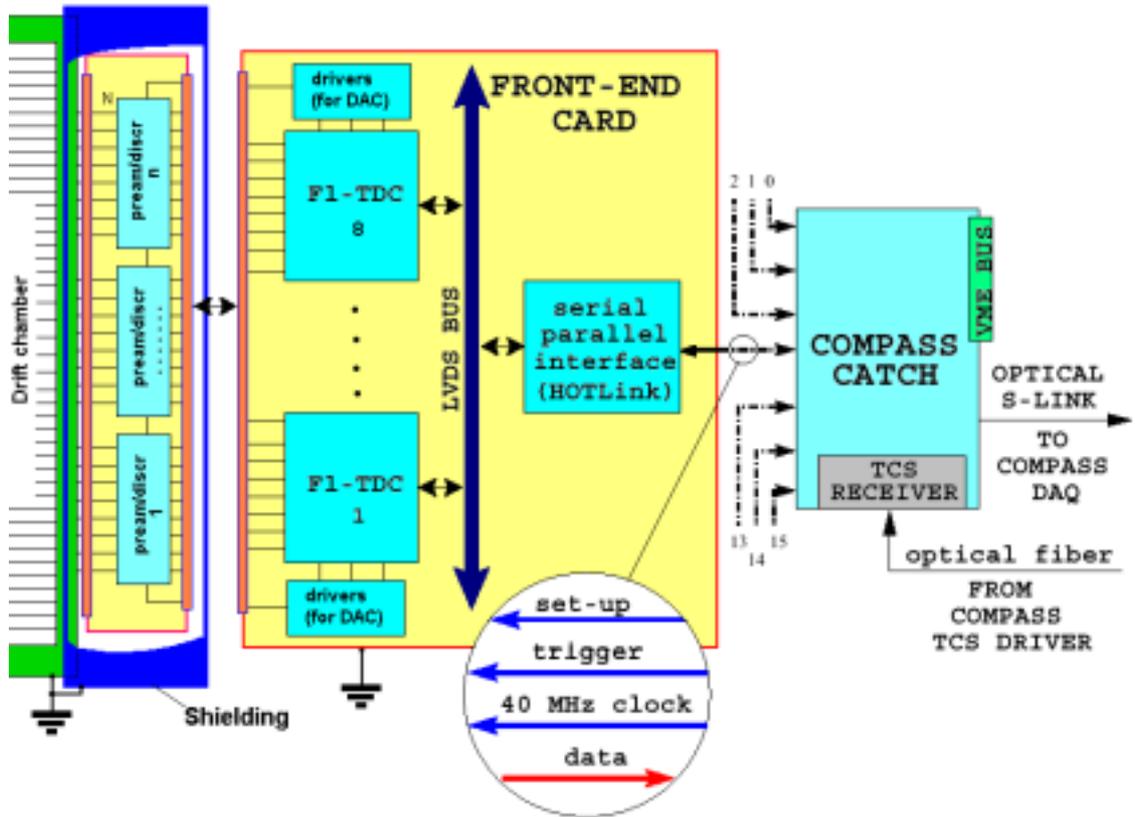


Figura 4.6: schema generale dell'elettronica

e soprattutto del convertitore da tempo a digitale F1. La scheda adapter è stata prodotta a Trieste contestualmente e appositamente per le schede MAD4, le F1 alloggiavano 4 F1 TDC circuiti integrati prodotti dall'università di Friburgo e sono ampiamente utilizzati in quasi ogni rivelatore dello spettrometro COMPASS.

4.3.1 Scheda di adapter

Il controllo remoto del DAC avviene attraverso una CPU VME sulla quale viene eseguito il software necessario, la CPU interagisce con un output buffer sempre VME, da questo un registro a 16 bit viene inviato verso l'elettronica. Essendo necessari più di 16 bit, la linea di trasmissione è dotata di un clock interno per rendere la trasmissione sequenziale.

Il crate VME non si interfaccia direttamente con le schede di front end, ma passa attraverso una scheda di adapter. Questa scheda, gli schemi tecnici in appendice, riceve l'input sequenziale, lo trasforma in livelli compatibili con la logica LVDS e di durata compatibile con il clock del DAC; ogni scheda di adapter è connessa a 16 schede MAD4. La scheda di adapter è alimentata,

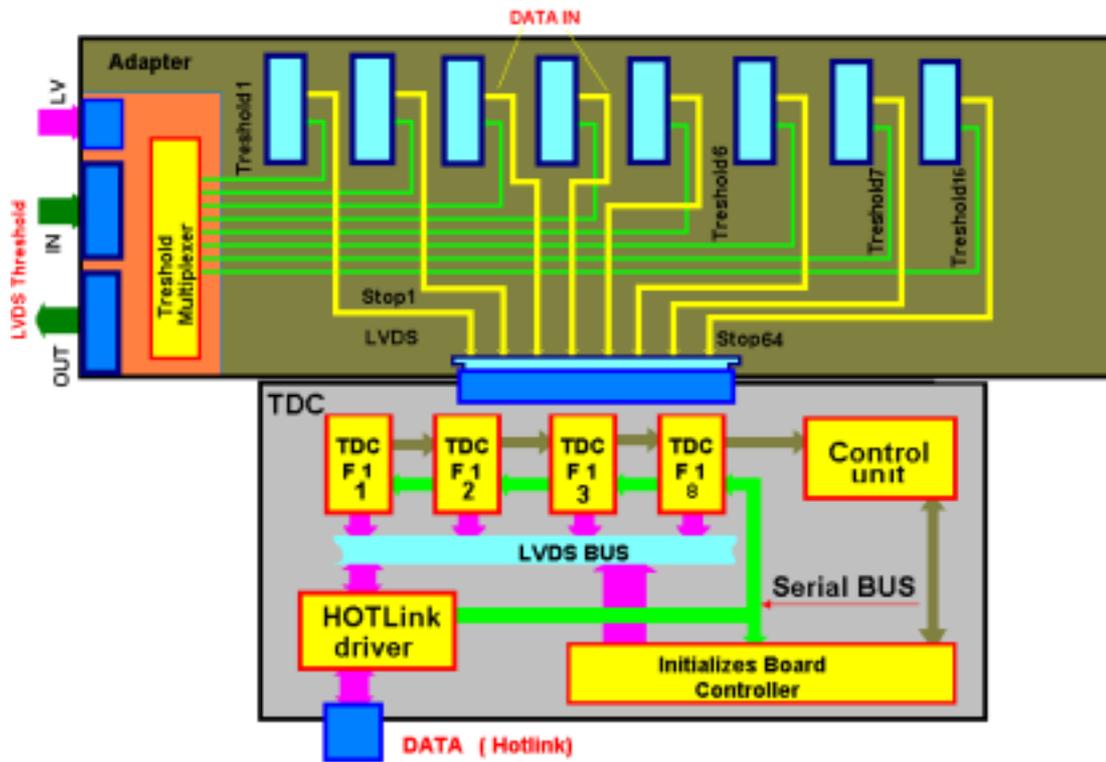


Figura 4.7: schema di Adapter board + F1 TDC board

come i MAD4, a una tensione di 5V, ogni canale (in tutto 16) consuma ca. 25mW.

Per la gestione dei dati la scheda alloggia un chip FPGA Altera programmabile attraverso un apposito connettore. I vantaggi di un chip totalmente programmabile per operazioni unicamente logiche sono autoevidenti: maggior flessibilità, minori costi di progettazione.

Le schede di Adapter possono essere connesse a catena serialmente e non in modo parallelo rispetto al CPU VME.

4.3.2 F1 TDC

La scheda F1 nel caso delle camere w45, alloggia quattro chip integrati F1. Questi lavorando in modo standard sono in grado di gestire rate di eventi e dati particolarmente alti come necessario negli odierni esperimenti (fino a 6milioni per secondo), con una precisione di ca. 150ps (in modo standard, in versione alta risoluzione possono arrivare a 75ps), senza praticamente tempo morto per digitizzazione e conversione dati, in un range dai 5ns ai $7.8\mu s$. Il consumo energetico per un chip è di ca. 400mW a una tensione di alimentazione di +5.0 V. La scheda richiede invece una alimentazione a ca. 9V, dei trasformatori provve-

dono all'alimentazione del chip. Frontalmente è connessa alla scheda di adapter, dall'altro lato comunica con un modulo CATCH via HotLink, attraverso l'HotLink si provvede anche alla sincronizzazione del clock interno del chip. Il clock è 40Hz per la scheda, all'interno dell'Hotlink questo però viaggia frequenze dieci volte superiori, creando alcuni problemi di surriscaldamento, anche le cadute di tensione sui trasformatori se ne renderanno responsabili.

Capitolo 5

Lavoro sperimentale

5.1 Introduzione

La maggior parte del lavoro relativo a questa tesi è stato lo studio sperimentale dell'elettronica per le camere a deriva W45, del quale si renderà conto nel seguente capitolo. Le camere erano già esistenti, e quindi non è stato svolto alcun lavoro di progettazione della geometria dei rivelatori. Un'altra parte del lavoro è stato riadattare le vecchie schede di distribuzione dell'alta tensione e di segnale (motherboard). In questa sezione verranno riportati il lavoro e i risultati ottenuti riguardo alle schede MAD4 e il lavoro sulle camere.

5.2 Test sulle schede prototipo

Nel gennaio 2002 sono arrivate e sono state montate a Trieste le prime otto schede prototipo di front end descritte nella sezione precedente. I primi test da effettuare erano sulla riduzione del rumore esterno entrante, il controllo del "rumore" interno, per verificare che si potesse lavorare alle soglie previste, e della linearità del DAC (Digital to Analog Converter). In effetti il rumore interno non è un vero rumore: è dovuto al fatto che la baseline interna della tensione interna del circuito integrato può, per fortuna per valori bassi a circa 1.5-1.8fC, oscillando superare il valore della soglia così che il discriminatore produce un impulso. Altro discorso è la riduzione del rumore entrante dall'esterno per diversi motivi: una cattiva messa a terra, due componenti del setup sperimentale con due diverse terre hanno fra loro una certa differenza di potenziale e possono generare dei segnali sufficienti a essere visti dal MAD4; oppure problemi di schermatura rispetto a campi elettromagnetici generati dagli altri strumenti presenti.

Per prima cosa si è controllato il voltaggio su alcuni pin per vedere che le

schede fossero correttamente montate e alimentate: tutte le prime otto schede hanno superato questo test.

5.2.1 Setup sperimentale

Per misurare la linearità del DAC era sufficiente il cpu VME che generava attraverso l'adapter board il segnale digitale per settare la soglia del DAC su un range concesso di 0-255 digit, e un voltmetro per controllare la tensione generata all'uscita del DAC, in figura riportiamo i risultati per una scheda.

Per il controllo del rumore interno il setup sperimentale prevedeva un impulsatore a controllo analogico di tipo PM5786B, gli impulsatori si sono rivelati eccessivamente rumorosi per lavorare a pochi millivolt. All'uscita di questo era collegata via cavo lemo una scatola con all'interno un piccolo circuitino per il controllo del segnale. La funzione fondamentale di questo circuito era deviare il segnale verso uno dei canali della scheda per volta, o verso un'altra uscita collegata a un oscilloscopio, su quale si poteva controllare l'effettiva altezza del segnale e le sue dimensioni nel tempo, oltre che eventuali problemi di rumore prodotti dalla cattiva schermatura di questo breve circuitino. Inoltre bisognava adattare l'impedenza a quella d'ingresso del preamplificatore per evitare riflessioni; gli interruttori per selezionare il percorso erano dei semplici jumpers.

Questo circuitino finiva con un apposito connettore a quindici pin il contatto con la scheda MAD4. Alla MAD4 seguiva la scheda di Adapter descritta nella sezione precedente, quindi una semplice scheda di conversione LVDS in NIM, mandava i segnali al crate NIM dove per un gate di lunghezza fissata vengono contati gli eventi in uno scaler di tipo N451. Un clock formato con due moduli flip flop NIM forniva il tempo di apertura di un gate sullo scaler. L'acquisizione consisteva nel misurare per quel tempo dato del gate quanti eventi venivano rivelati dalla scheda mad4 variando la soglia del discriminatore interno al circuito integrato. Ovviamente per misurare il rumore interno della scheda l'impulsatore rimaneva spento, ma il test doveva essere fatto sul setup completo.

Un'altro test svolto è stato il test della linearità della scheda, ovvero la misura della soglia da settare per avere una risposta efficiente al 50% a segnali di carica data. Si settava sull'impulsatore una certa altezza del segnale in millivolt, p.e. 2mV, che, essendo la capacità del percorso d'entrata 1pF corrispondevano a 2fC, questo segnale veniva mandato, oltre che nel circuito di ingresso alla scheda, anche in un discriminatore NIM che produceva un segnale logico di lunghezza predefinita, dal discriminatore passava in un secondo discriminatore per controllarne il ritardo e quindi il segnale andava nel contatore scaler e in una coincidenza con il segnale uscente dall'elettronica da qui in un altro canale

del contatore. Cercavamo la coppia digit per la soglia femtoCoulomb del segnale che ci fornisse un'efficienza del 50% (o un rapporto 0.5 fra conteggi della scheda e conteggi dell'impulsatore). In questo modo poteva essere verificata la linearità della risposta della scheda e un rapporto fra digit e femtoCoulomb che sarebbe stato di notevole aiuto al momento di scegliere la soglia per le camere reali. Una prima stima ha dato circa 4 digit per mezzo femtoCoulomb.

5.2.2 Software

E' ovviamente necessario un software che attraverso i cpu VME faccia scrivere sull'output register di un apposito modulo, modello v261 della C.A.E.N, il segnale da inviare all'adapter board per controllare la soglia sul DAC. Il programma scritto in linguaggio C è molto semplice e viene riportato in appendice: consiste semplicemente nella dichiarazione di una struttura di dati per gli indirizzi del registro del v261 e in due routine, una per il controllo della linearità e l'altra per il rumore. L'unica sostanziale differenza sta nel fatto che la prima apre un solo gate, mentre la seconda ne apre a ripetizione con una pausa di un tempo di gate fra essi.

5.2.3 Risultati e commenti

Tutte le schede hanno passato il primo controllo al banco, nessuna ha denunciato problemi di cortocircuitazione o di alimentazione. L'unico problema, peraltro già noto da test svolti precedentemente da altri istituti, è il riscaldamento del chip: bisogna attendere qualche minuto dopo aver connesso la scheda all'alimentatore prima che V_{ref} (tensione della baseline) risulti stabile, ricordando che una sua oscillazione eccessiva produce una notevole quantità di rumore, ovvero la baseline supera la soglia del discriminatore (cosa che succede comunque attorno i 1.5fC).

Per prima cosa abbiamo osservato la linearità e la calibrazione del DAC, in figura sono riportati i risultati, ogni scheda si è comportata in maniera leggermente diversa.

Quindi abbiamo affrontato il rumore entrante ed interno, fino a ridurlo al solo contributo dell'oscillazione naturale della baseline dello shaper. Il lavoro è consistito essenzialmente nella messa a punto della schermatura e del grounding system. Le schede si sono mostrate efficaci fino a una soglia di 2fC, che prenderemo come riferimento della bontà del funzionamento delle MAD4. I canali anche all'interno della medesima scheda si sono comportati diversamente, per evitare di avere una risposte troppo diversificata fra i canali di una stessa scheda che fanno capo a uno stesso DAC, in futuro cercheremo di escludere le schede

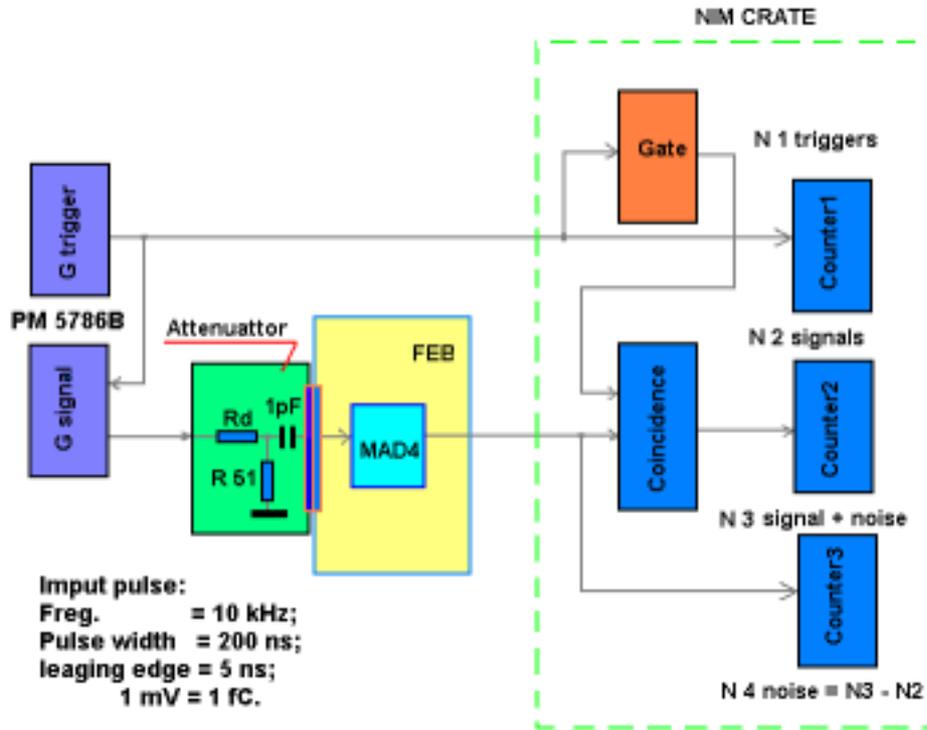


Figura 5.1: setup sperimentale.

in cui per una soglia di 2fC e un'efficienza del 50% due canali richiedono soglie diverse (in digit) per più di tre digit.

Utilizzando i dati acquisiti per i vari test si è anche potuta valutare stabilità dell'efficienza per diverse ampiezze del segnale, questa è risultata buona su tutto l'arco di funzionamento della scheda.

5.3 Test con prototipo di camera

Dopo aver testato come funzionanti le prime otto schede di prototipo e avere messo a punto una scheda di adapter, restava da testare il tutto in combinazione con i circuiti di alimentazione e read out delle camere e con dei segnali reali. Per fare ciò è stato preparato un prototipo di camera a deriva, sicuramente più maneggevole, meno dispendioso in termini di gas e senza gravi rumori di pescare rumore dall'esterno viste le ridotte dimensioni.

5.3.1 Il prototipo

Il prototipo di camera a deriva riproduceva 4 celle e quindi 4 canali, della camerareale, con i medesimi gap e profondità ma con fili decisamente più corti,

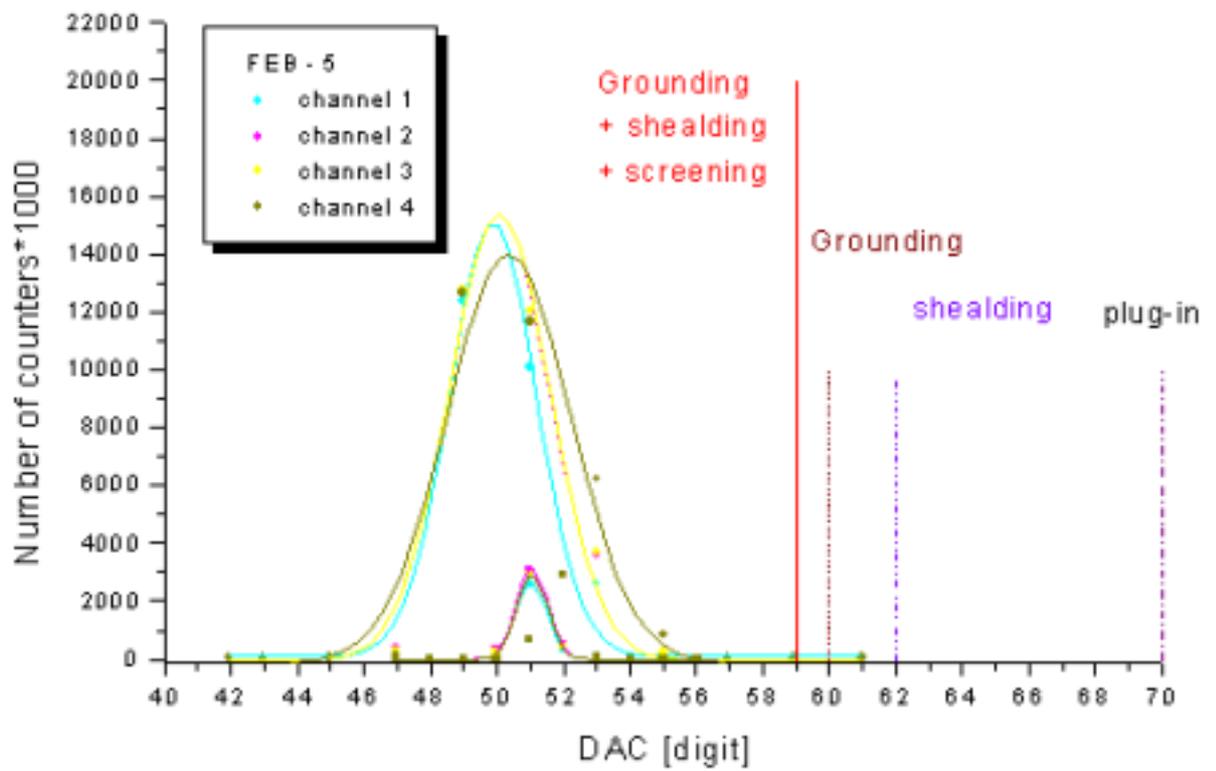


Figura 5.2: riduzione del rumore entrante dall'esterno attraverso il circuito d'ingresso.

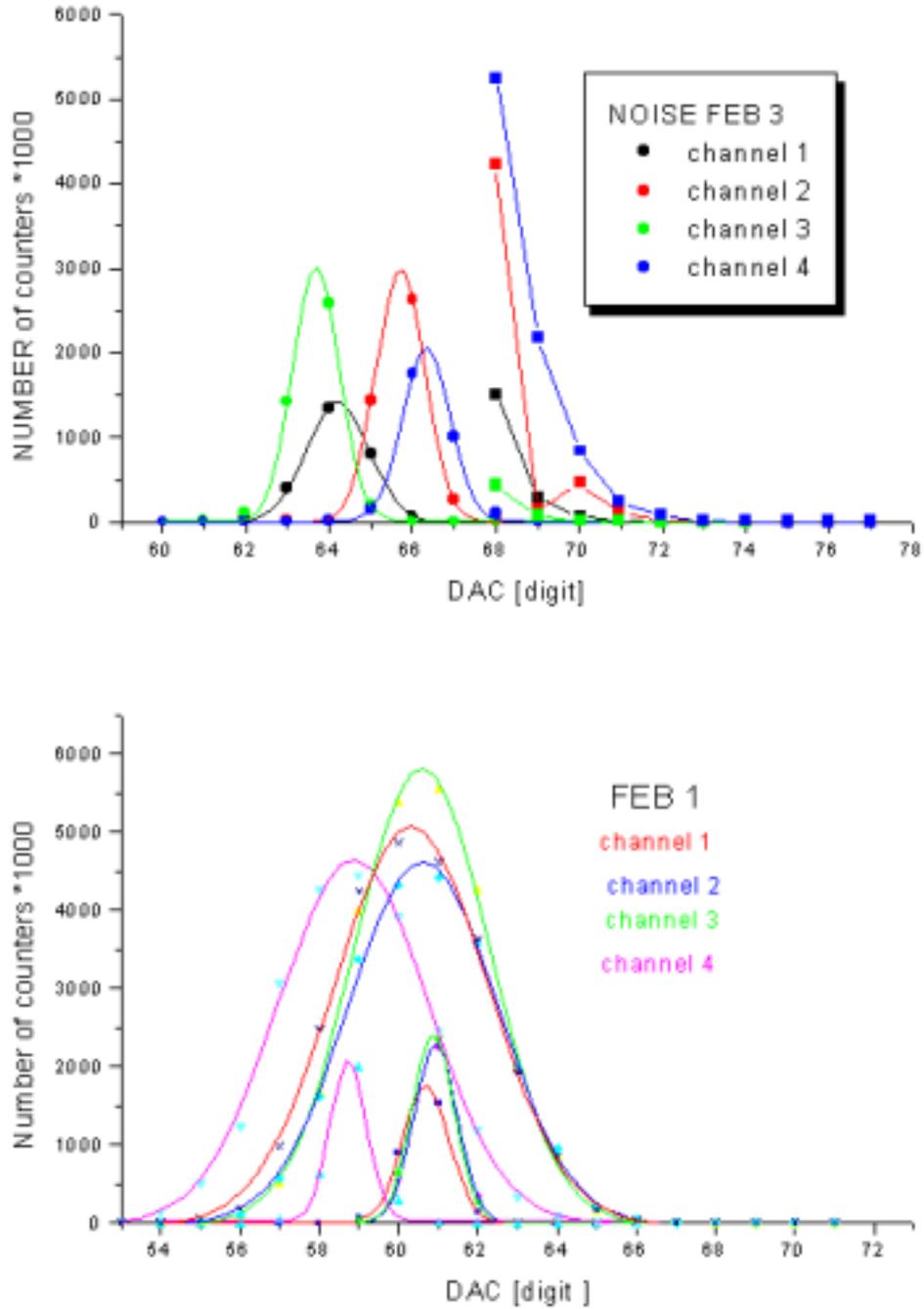


Figura 5.3: misura del rumore sulle schede 1 e 3; le “gaussiane” più grandi derivano da misure fatte con ingresso floating, le minori con ingresso chiuso a terra.

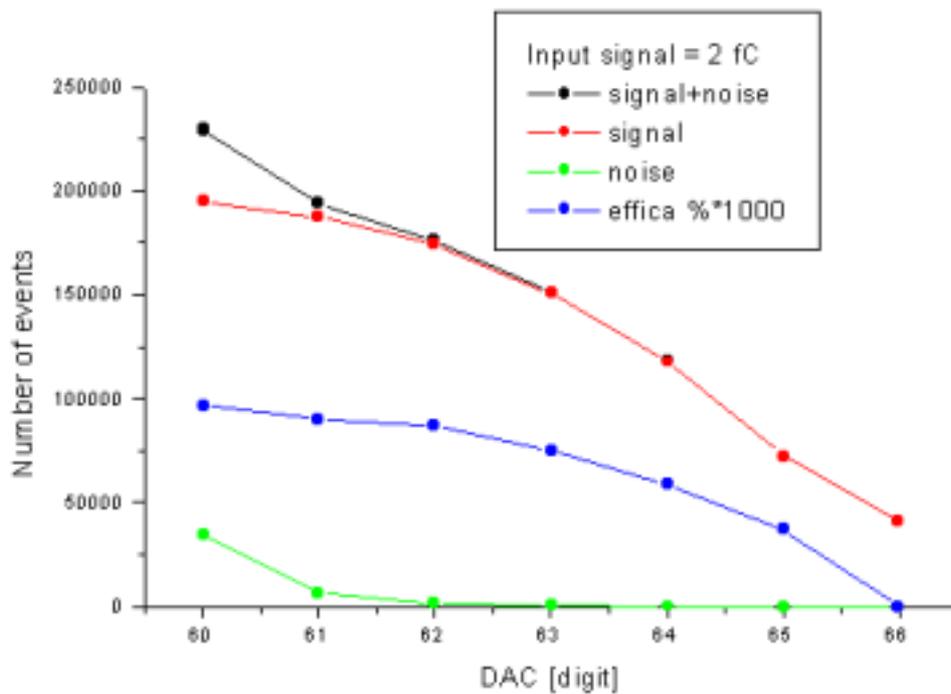
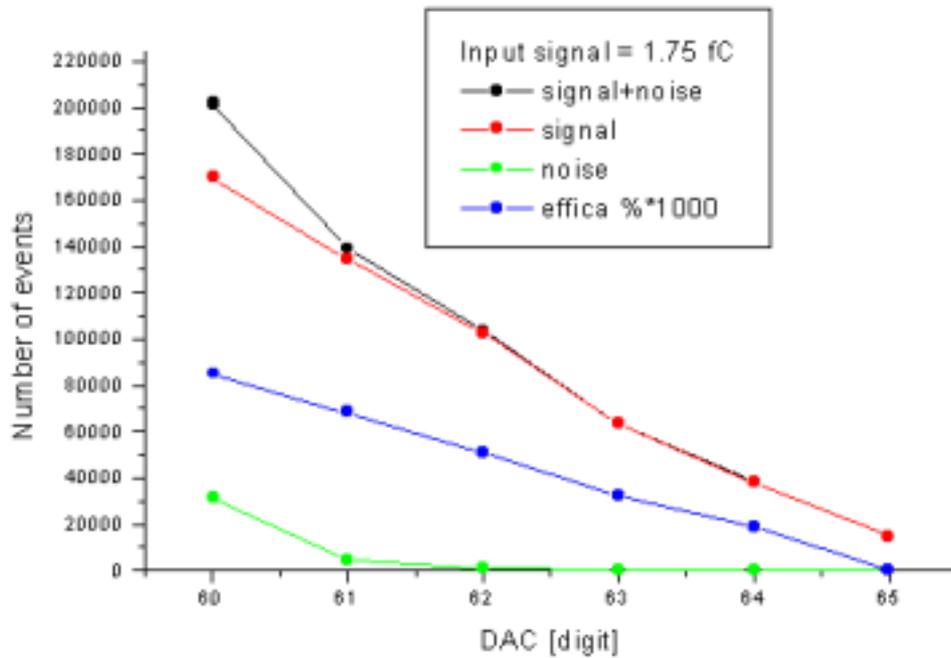


Figura 5.4: misure su rumore e rapporto segnale/rumore per diversi valori del segnale in ingresso

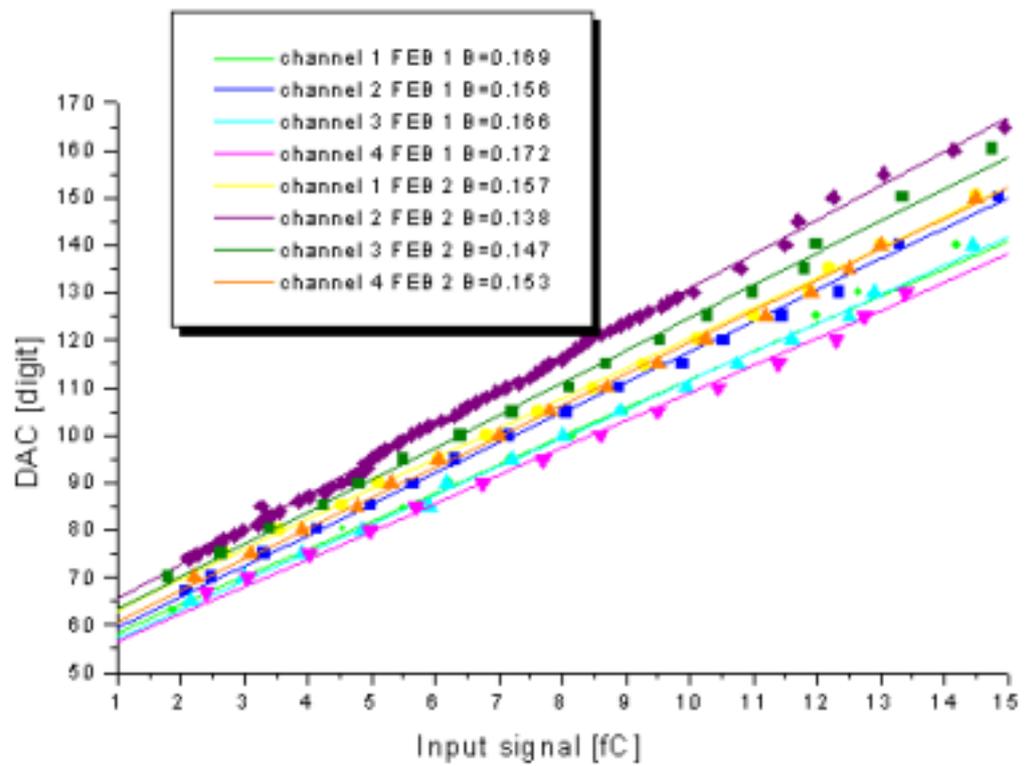


Figura 5.5: misura della linearità (efficienza 50%) dei canali delle schede 1 e 2; B = slope.

il tutto per un'area sensibile di $16 \times 16 \text{ cm}^2$. A questi quattro canali era collegata la comune elettronica di read out della camera reale, l'alimentazione di alta tensione veniva fornita da due moduli della CAEN sistemati in un apposito crate. Delle apposite schermature (dei piatti metallici) per l'elettronica di read out erano disponibili. Il prototipo rappresentava un unico piano. Per simulare la capacità totale della camera reale veniva aggiunta una capacità in parallelo all'uscita del canale che leggevamo di 56 pF .

5.3.2 Setup sperimentale

All'elettronica di read out era collegata una scheda MAD4 con la sua propria schermatura, seguiva l'adapter, il convertitore LVDS-NIM e la CPU-VME sulla quale veniva eseguito un programma del tutto simile a quello utilizzato in laboratorio; un Falco fungeva da terminale per la CPU.

Dal convertitore LVDS-NIM attraverso cavi lemo della stessa lunghezza (8ns) per tutti i canali della scheda, i segnali erano spediti a uno scaler.

Per i test con sorgente erano disponibili due scintillatori connessi a due fototubi. Il segnale di ogni fototubo passava per due discriminatori che svolgevano il ruolo di shaper, quindi i due segnali logici andavano in un a coincidenza. Dei blocchi di piombo su tre lati dei scintillatori bloccavano gran parte dei raggi cosmici. La coincidenza dei due discriminatori apriva il gate dello scaler per contare gli eventi segnalati dalla MAD4; l'efficienza del prototipo può essere vista come rapporto fra eventi contati dalla coincidenza dei due discriminatori e eventi contati dal MAD4.

5.3.3 Risultati e commenti

Per prima cosa vengono ripetute le misure fatte a Trieste, quindi si procede a connettere l'elettronica di front end al prototipo di camera a deriva. Il lavoro consiste nella diminuzione del rapporto rumore/segnale attraverso un graduale miglioramento di grounding e shielding, prima senza e poi con la sorgente. L'immunità al rumore della scheda MAD4 era stata testata a Trieste, quindi rimaneva da lavorare essenzialmente sul circuito d'ingresso della motherboard, sulla sua schermatura e sulla sua messa a terra:

I problemi maggiori sono derivati da:

- anzianità dei materiali, le connessioni fra le due parti della motherboard potevano essere lievemente ossidate, comunque soffrivano di problemi di conduttività; inoltre non essendo un circuito stampato ma semplicemente attaccato su un supporto plastico, questo richiedeva un trattamento

5.3. TEST CON PROTOTIPO ~~DIACAMERA~~5. LAVORO SPERIMENTALE

isolante per evitare correnti indesiderate all'interno del circuito di alta tensione;

- disegno approssimativo del sistema di terre: la messa a terra era fornita da due semplici contatti in corrispondenza dei buchi per le viti di fissaggio allo scheletro della camera, non davano una buona continuità al conduttore provocando capacità e resistenze parassitarie che a loro volta potevano far apparire differenze di potenziale indesiderate nel circuito d'ingresso;
- il cavo di distribuzione dell'alta tensione alle singole motherboard: nella camera reale l'alimentazione di alta tensione è collegata a una scatola che provvede alla messa a terra di sicurezza per la camera e da questa alle motherboard in modo seriale attraverso dei brevi cavetti elettrici: questi cavetti mancavano di funzionalità dal punto di vista della schermatura e della messa a terra, e finivano per lavorare come antenne.

Le connessioni e l'isolamento delle varie parti sulle motherboard sono stati risolti in loco ed è stata prevista la ripetizione del lavoro di test di conduttività di tutte le altre motherboard prima di essere montate sulla camera; per quanto riguarda il cavetto nei test sul prototipo si è provveduto ad avvolgerlo in fogli di rame e a metterlo a terra da entrambi i lati.

Per le motherboard sono stati prima di tutto aumentati i pin di terra sul connettore MAD4 eliminando i vecchi pin di test e lasciando così com'erano solo i quattro di segnale; poi è stata aumentata la superficie metallica di contatto con lo scheletro della camera (che è a terra) eliminando la copertura plastica sulla parte della scheda a contatto con la camera.

I risultati finali hanno confermato le attese, con l'elettronica immune da rumore a partire da 2.5femtoCoulomb circa.

femtoC	card1	card2	rumore card1 (Hz)	rumore card2 (Hz)
<2fC	62	66	10^3	10^5
	63	67	200	10^3
	64	68	100	100
>2.3fC	65	69	10^{-2}	10^{-2}

A seguito di questo due schede MAD4 sono state attaccate sulla camera reale per verificare il livello di rumore (tabella sopra i dati), dopo aver svolto il medesimo lavoro di grounding e shielding del prototipo i risultati sono atati più che buoni, sempre con un rumore che si fermava a ca. 2.5fC.

5.3.4 Ricerca del plateau di efficienza

A seguito dei test sul rumore nell'elettronica di front end si voleva trovare, sempre testando sul prototipo un plateau di efficienza per la tensione sui fili di segnale così da scegliere a che tensione lavorare. Il gas scelto per il test è stata la miscela veloce utilizzata dalle MWPC di Torino con Ar 80%, CO₂ 7%, CF₄ 23%.

Come già detto:

(5.1)

$$efficenza = \frac{\#conteggi.MAD4}{\#trigger.gate}$$

Le misure sono state fatte con una sorgente di Fe^{55} , muovendo la sorgente rispetto alla cella del prototipo, modificando la soglia dei fili di segnale e campo. I risultati sono nelle figure seguenti. Si può notare che un plateau di efficienza comincia a essere evidente per un filo di segnale a 1900V e uno di campo a -800V.

5.3.5 Misure sul gas

Queste misure sono anche state svolte con una miscela di gas più lenta Ar 80% CO₂ 20% meno efficiente ma anche meno costosa. Ovviamente se la scelta fosse stata libera non ci sarebbe stata partita fra i due gas, ma problemi relativi al sistema di alimentazione del gas imponevano di controllare anche la funzionalità della miscela lenta. Il problema infatti era se fosse possibile connettere le W45 al sistema di alimentazione del gas delle MWPC di Torino con il gas veloce: poiché le camere di deriva W45 sono di dimensioni notevolmente maggiori delle MWPC e necessitano di una maggiore accuratezza intrinseca era necessario lavorare con una valvola per il controllo della pressione del gas più efficiente, ovvero che permettesse al massimo variazioni di 0.1 bar anziché 0.5.

Oltre a ciò per il gas veloce è stato misurato anche il tempo di drift in maniera molto spiccia, senza ottimizzare le dimensioni dei gate e dei segnali logici: il risultato di 16ns per percorrere un millimetro per gli elettroni in deriva dentro la camera contro un dato di letteratura di 18 ci ha confortato.

5.4 Camere reali

In contemporanea al lavoro sull'elettronica venivano rinnovate le camere W45. I principali problemi derivavano dall'invecchiamento: l'involucro plastico per il contenimento del gas risultava danneggiato, la zona morta al centro, sebbene

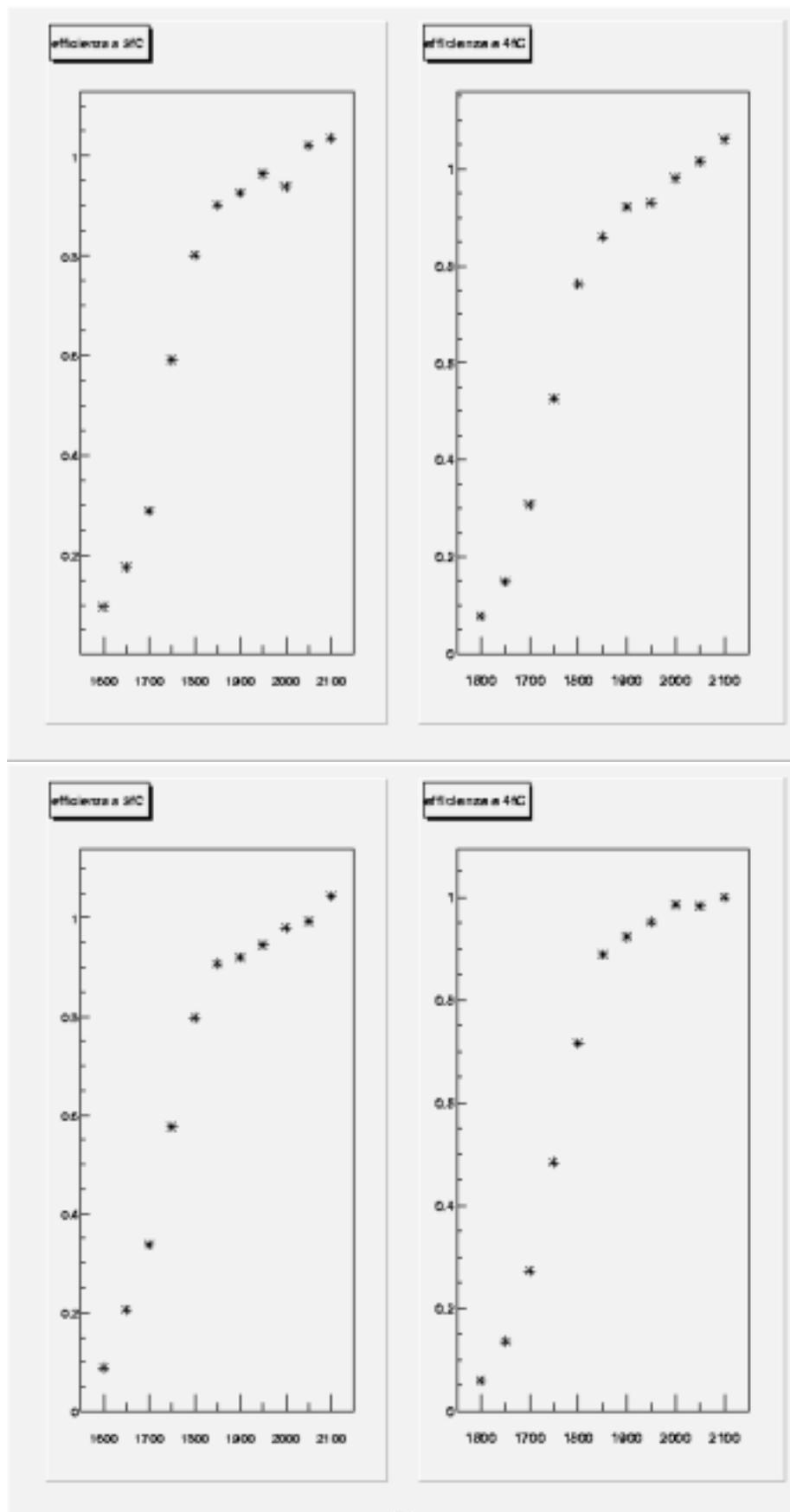


Figura 5.6: ricerca del plateau di efficienza: misure svolte con la miscela di gas veloce con soglie di 3 (sinistra) o 4 (destra) femtoCoulomb a 0 (sopra) e 5 (sotto) millimetri dal filo di segnale.

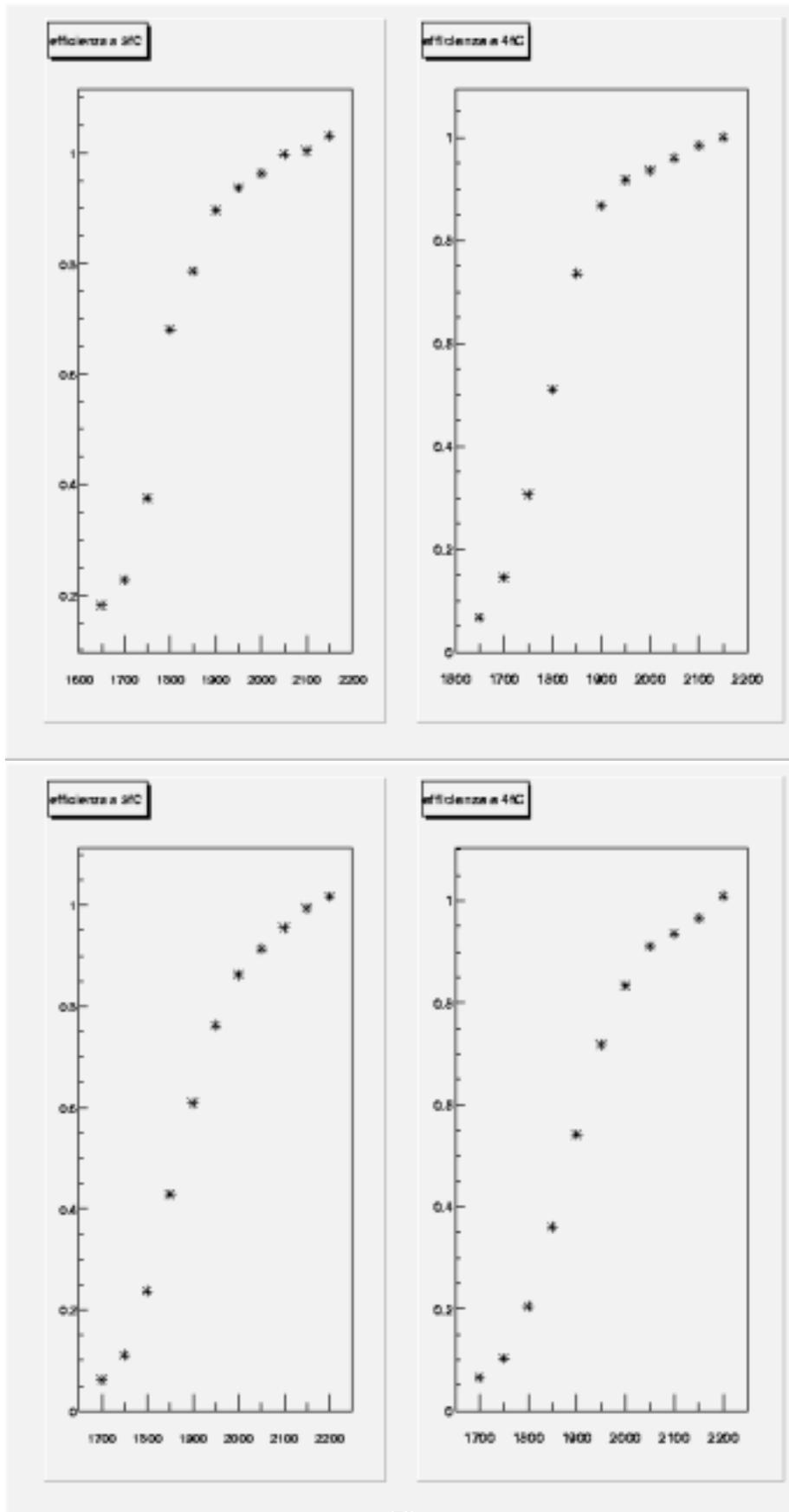


Figura 5.7: ricerca del plateau di efficienza: misure svolte con la miscela di gas veloce con sogli di 3 (sinistra) o 4 (destra) femtoCoulomb a 10 (sopra) e 15 (sotto) millimetri dal filo di segnale.

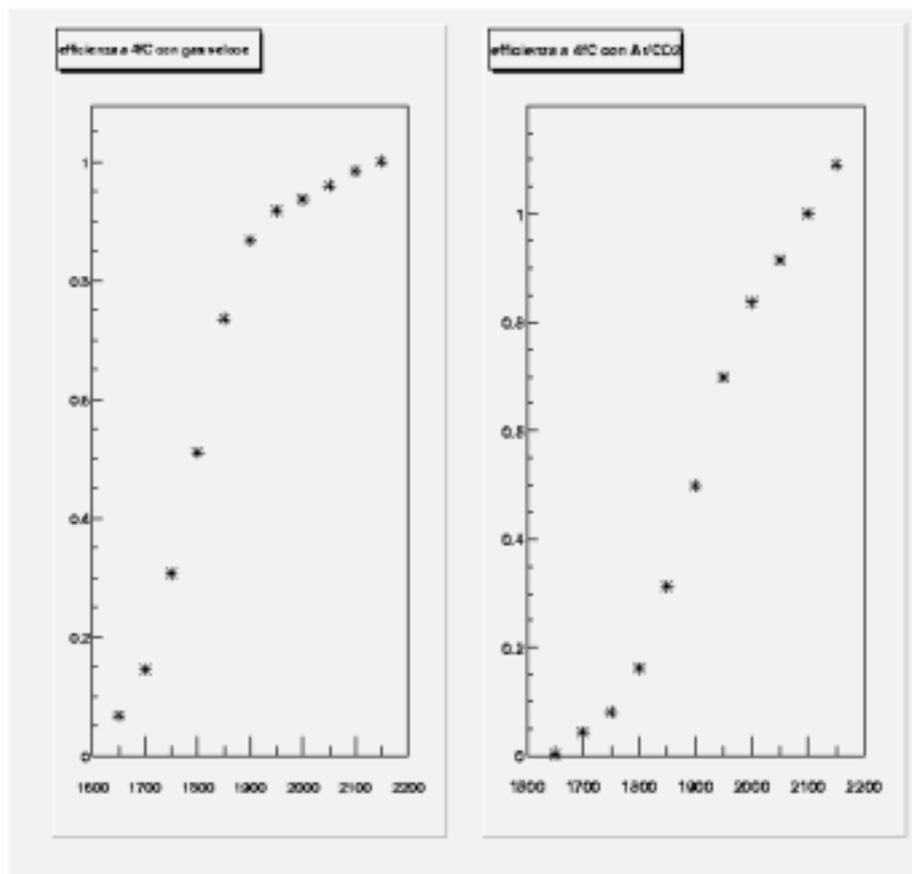


Figura 5.8: Confronto fra miscela di gas veloce e semplice miscela Ar/CO₂, ricerca del plateau di efficienza a 10mm dal filo di segnale, soglia di 3fC.

già adeguata nelle dimensioni ($d=0.5\text{m}$) doveva essere rinfrescata, ma soprattutto notevoli problemi derivavano dall'anzianità delle motherboard, del loro isolamento e dei connettori. Questi problemi si sarebbero resi particolarmente evidenti al momento del montaggio dell'elettronica completa di front end e di primi test delle camere nella zona sperimentale dei quali discuteremo in 5.5.2. Un altro problema di invecchiamento era invece visibile in alcune messe a terra, in particolare i connettori per cavi di alta tensione, coassiali con lo strato esterno a terra risultavano spesso ossidati producendo impedenze parassitarie e il passaggio di livelli di tensione o intensità di corrente verso i fili di segnale e quindi l'elettronica.

5.4.1 Zona morta

Una caratteristica importante delle camere a deriva W45, e di tutto il resto dei rivelatori a grande accettazione angolare è la presenza di una zona inattivata nella parte del contatore sottoposto direttamente al fascio, e quindi ai rate più elevati. In questa zona la frequenza degli eventi sarebbe superiore a quanto sia tollerabile per una camera a deriva. Questa zona morta prevedeva le stesse dimensioni di quella originale utilizzata per l'SMC con un raggio di mezzo metro e forma tonda; per rimetterla in funzione si è proceduto alla stesa di una colla isolante sulle zone dei fili di segnale che devono essere inattivate per impedire la raccolta di gran parte degli elettroni in deriva.

5.4.2 Modifiche

Alcune modifiche sono state apportate alle camere a deriva, hanno riguardato soprattutto le schermature per l'elettronica, alcune parti meccaniche di sostegno per l'adapter board e le F1 ed infine le motherboard delle quali abbiamo già detto.

In particolare le schermature precedenti erano quasi inesistenti, ed è stato necessario produrre delle nuove lastre metalliche che contenessero le intere motherboard, molto sensibili al rumore, in quanto contengono il circuito d'ingresso. Le schermature dovevano anche provvedere a un buon contatto fisico con gli schermi delle schede degli amplificatori. Per le modifiche ai sostegni del resto dell'elettronica, la principale è stata dovuta a problemi di surriscaldamento delle F1, che come già detto in 4.3.3 soffrivano di alcuni punti con dissipazione di energia particolarmente alta. Nei primi test con l'elettronica completa sulle camere a deriva è stato notato che a ca. 20 minuti dall'accensione le schede F1 iniziavano a dare strani risultati: mettendo a confronto il numero di trigger dati (forniti per test, quindi a una frequenza più che sopportabile per i TDC)

e il numero di header arrivati da una F1 (in teoria il rapporto dovrebbe essere uno) si notava che il rapporto fra i due calava sostanzialmente. Come sistema di raffreddamento non si è trovato nulla di meglio che applicare delle comuni ventoline, come quelle utilizzate nel raffreddamento dei crate, in prossimità delle schede F1. Queste come risultato hanno aumentato l'efficienza a ca. il 100%.

5.4.3 Gas system e slow control

Per assicurare la stabilità operativa delle camere per un lungo periodo bisogna tenere sotto controllo un certo numero di parametri, come la qualità della miscela di gas, la sua pressione, alimentazione di alto e basso voltaggio, etc. Un apposito sistema di slow control, basato sul commerciale PVSS è stato evoluto per monitorare gran parte dello spettrometro nell'eventualità di attivare un allarme.

Il sistema di gas è lo stesso delle MWPC, con un controllore di pressione con sensibilità di 0.1bar, un misuratore di flusso per ogni componente la miscela; il tutto è costantemente monitorabile su un PLC.

5.5 Produzione di massa

Attraverso i test sui prototipi di scheda, avevamo verificato la loro funzionalità e avevamo definito a quali caratteristiche dovesse corrispondere una buona scheda: ovvero la capacità di lavorare a partire da 2fC, l'assenza di cortocircuiti interni, la non eccessiva differenza di comportamento dei quattro canali. In particolare erano da scartare schede nelle quali due canali per lavorare entrambi a , p.e. 2fC, necessitassero di soglie diverse per più di quattro digit (i.e. 0.5fC). Anche in questo caso sovente un canale è già in condizioni di lavoro mentre un altro si trova ancora nella zona di oscillazione della baseline.

5.5.1 Setup sperimentale

Il setup sperimentale è in buona parte lo stesso usato per i prototipi di scheda. Si rende però il processo completamente controllabile dal terminale, così l'oscilloscopio viene sostituito da un QDC sul crate VME le cui informazioni possono essere lette direttamente sul terminale, e lo stesso avviene per lo scaler sostituito anch'esso con un modulo VME equivalente ma che possa spedire le informazioni sul monitor del terminale.

5.5.2 Software

Per affrontare questi nuovi test è stato sviluppato un nuovo software, capace di gestire oltre l'invio dei dati al DAC della scheda di front end, anche un loop per leggere gli output buffer del QDC e dello scaler VME.

Inoltre, visto il differente comportamento da scheda a scheda del DAC, risultava chiara l'esigenza di un file register che tenesse conto del diverso numero di digit da fornire al DAC di ciascuna MAD4 per ottenere la medesima soglia fisica in femtoCoulomb. Il nuovo programma scriveva i risultati della calibrazione a 2fC su un file apposito che poi sarebbe servito per il funzionamento e la scelta delle soglie delle camere.

5.5.3 Risultati

In totale avevamo a disposizione 330 schede, di queste 4 sono state subito rigettate per problemi di cortocircuitazione, altre 25 sono state escluse per un'eccessiva differenza di comportamento fra i canali. Le altre testate sono state considerate utilizzabili. Per motivi di tempo non è stato testato su tutte le schede il coefficiente di proporzionalità fra numero di digit e valore in femtoCoulomb del segnale per un'efficienza del 50%, ma solo il valore a due femtoCoulomb. Il test sullo slope è stato fatto a un campione di otto schede oltre che sui prototipi e non si sono verificati scostamenti significativi.

5.6 Assemblaggio delle camere W45

Una volta pronta tutta l'elettronica e rimesse in condizione le camere si è proceduto al montaggio dell'elettronica, alla preparazione di un software per i test e quindi all'assemblaggio. In questo capitolo verranno riassunti i test svolti nella camera pulita, e soprattutto verranno commentati i primi dati ottenuti una volta messe le camere nella zona sperimentale con il fascio attivo.

5.6.1 Setup sperimentale

Per il lavoro nella camera pulita è stato organizzato un semplice setup sperimentale per lavorare su una camera, 4 piani, per volta. La camera W5 ha 314 canali da essere letti, ai quali corrispondono 79 front end boards, 7 adapter boards e 7 schede F1; una mappa delle connessioni è stata realizzata per risalire facilmente dal canale di lettura sui grafici alla localizzazione fisica del filo sulle camere, alla sua carta MAD4, al suo canale e al suo chip corrispondenti sulle schede F1;

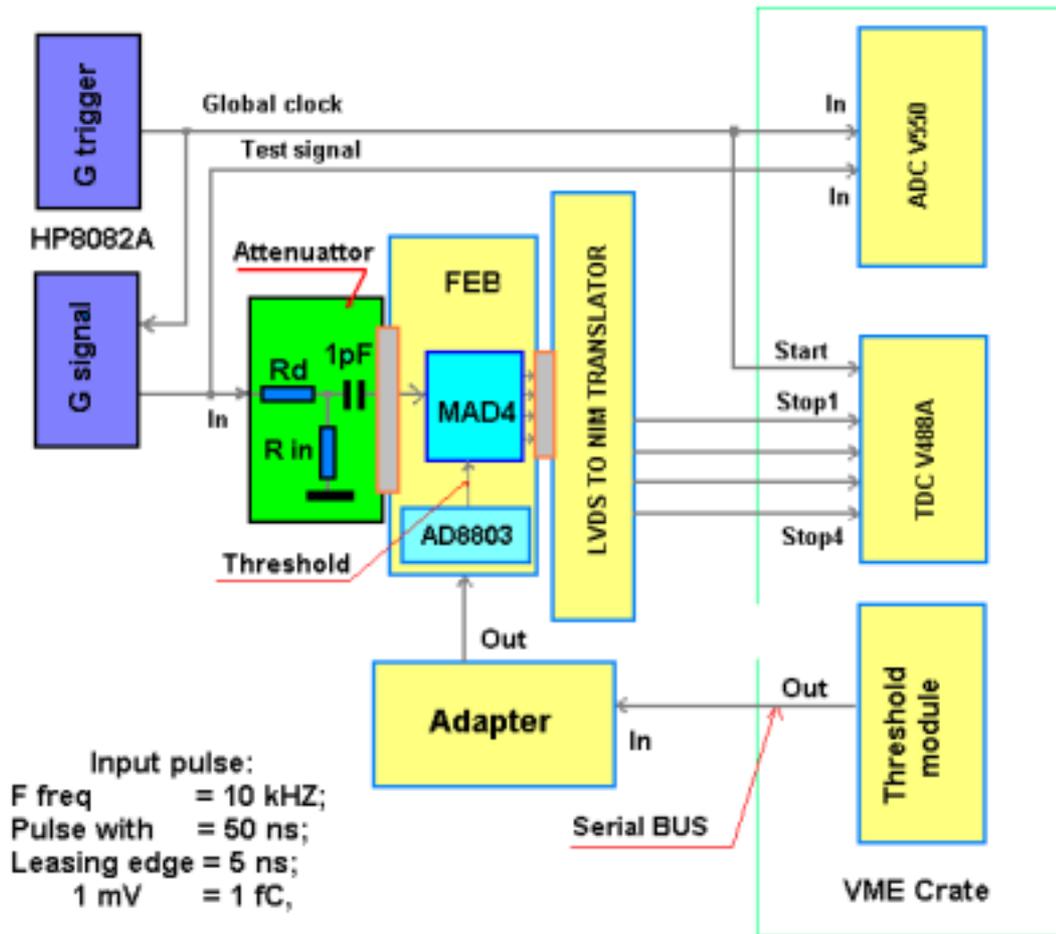


Figura 5.9: setup sperimentale con ADC e TDC.

bisogna ricordare che ogni chip F1 ha otto canali e quindi gestisce due MAD4. La camera W4 ha 442 canali, 9 adapter boards e 9 F1 boards.

L'elettronica di front end era connessa come lo sarebbe stata nel setup reale descritto in 4.1.3, un modulo catch e una CPU alloggiati in un crate garantivano l'acquisizione dati, la gestione delle soglie e il funzionamento dei programmi di monitoring. Lavorando sul rumore senza sorgenti all'inizio, ci era sufficiente un random trigger prodotto da un'altra scheda F1. Il programma di gestione delle soglie derivava da quelli usati precedentemente ma con maggiori possibilità di indirizzamento: si poteva dare un comando a un singolo DAC (inserendo il numero di camera, scheda di adapter e scheda MAD4), come a tutte le schede contemporaneamente. Un nuovo programma di monitoring era stato derivato dal precedente setup sperimentale delle MWPC di Torino ed implementava un programma C++ per la gestione dei dati derivanti dai TDC F1 via CATCH nell'ambiente grafico di ROOT.

In un secondo momento si è fatto uso di una sorgente di ^{90}Sr per cercare a quale piano appartenesse il primo filo (come descritto in 3.3.1 sono presenti due piani per ogni orientamento).

5.6.2 Commenti finali

Per quanto riguarda le prove in camera pulita sul rumore interno delle camere, i maggiori problemi si sono riscontrati a causa del passaggio di livelli di tensione dalla linea di alimentazione dell'alta tensione ai fili di segnale sulle motherboard delle camere. Questo era in gran parte dovuto all'invecchiamento di parti elettriche e meccaniche della camera come già descritto in precedenza. Sul piano X1 permangono dei problemi per i fili più prossimi alla scatola di connessione per l'alta tensione della camera.

Un altro problema derivava dalla particolare sensibilità all'umidità della camera W4. Un deciso aumento dell'umidità (nella camera pulita si era a ca. 80%, un po' meno nella zona sperimentale) aumentava la conduttività sulla superficie delle motherboard dove i fili di tensione e quelli di campo distavano solo 3mm (con una ddp di 2900V), provocando trips e cortocircuiti, che una volta rilevati dallo slow control provocavano lo spegnimento della camera. La soluzione è stata quella di chiudere tutta l'elettronica connessa alle camere (motherboard e MAD4) in un involucro plastico e mantenerlo costantemente in un flusso di anidride carbonica; ha funzionato. In seguito problemi di trips sono rimasti solo su una motherboard (camera W4, piano V1, board nr.14) e con una frequenza molto ridotta.

Alcuni canali davano grossi problemi di rumore, in particolare due sulla

camera W5, piani Y1 e Y2, mancando una mappa dei fili delle camere, si è pensato che potessero essere dei fili mancanti e quindi che gli ingressi dell'elettronica fossero floating ; si è semplicemente staccata la resistenza d'ingresso sul canale corrispondente nella scheda MAD4 corrispondente.

Altri problemi sono derivati dal cattivo stato di conservazione dei connettori delle motherboard che provocavano un aumento dell'impedenza d'ingresso del circuito del 30% e una cattiva risposta dei canali collegati. Due schede si sono dimostrate particolarmente rumorose nella zona sperimentale, non riuscendo a capirne il motivo (sono state sostituite, è stata sostituita la motherboard...) la loro soglia è stata portata a 255 digit e sono così rimaste silenziose (canali 12-16 nei piani X1 e X2); alcuni altri canali si sono dimostrati rumorosi, e si è deciso di accettarli come tali e di segnalarlo sulle referenze di COMPASS per i rivelatori.

Riportiamo gli istogrammi dei vari piani per tempo di drift (calcolato fra un segnale di START dato dal trigger generale di COMPASS e l'arrivo del segnale della particella sulla F1 come STOP); la forma ideale sarebbe a scatola, e significherebbe una relazione spazio-temporale perfettamente lineare. Come spesso accade in prossimità del filo di segnale e di quello di campo la relazione si deforma. La gran parte della forma a scatola visibile negli istogrammi è dovuta a rumore di fondo, e la loro ampiezza in tempo (un canale rappresenta 128 ps) riproduce le dimensioni del gate del trigger. Approssimativamente 4000 eventi per canale degli istogrammi rappresentanti la risposta dei TDC sono dovuti al rumore e solo ciò che supera questo livello rappresenta segnali accettabili. In questo senso diventano evidenti gli effetti della non linearità della relazione x-t in prossimità dei fili. Negli istogrammi rappresentanti gli hit per canale sono riconoscibili gli effetti della zona inattiva al centro, dove cala il numero di eventi per bin, i due picchi sono dovuti a questo. Il fatto che i due picchi abbiano altezze diverse fa sospettare che il beam killer non sia perfettamente centrato. Nel caso dei piani Y1 e Y2 (figure 5.16, 5.17) la maggior lunghezza e il minor numero dei fili non permette l'apparire dei due picchi

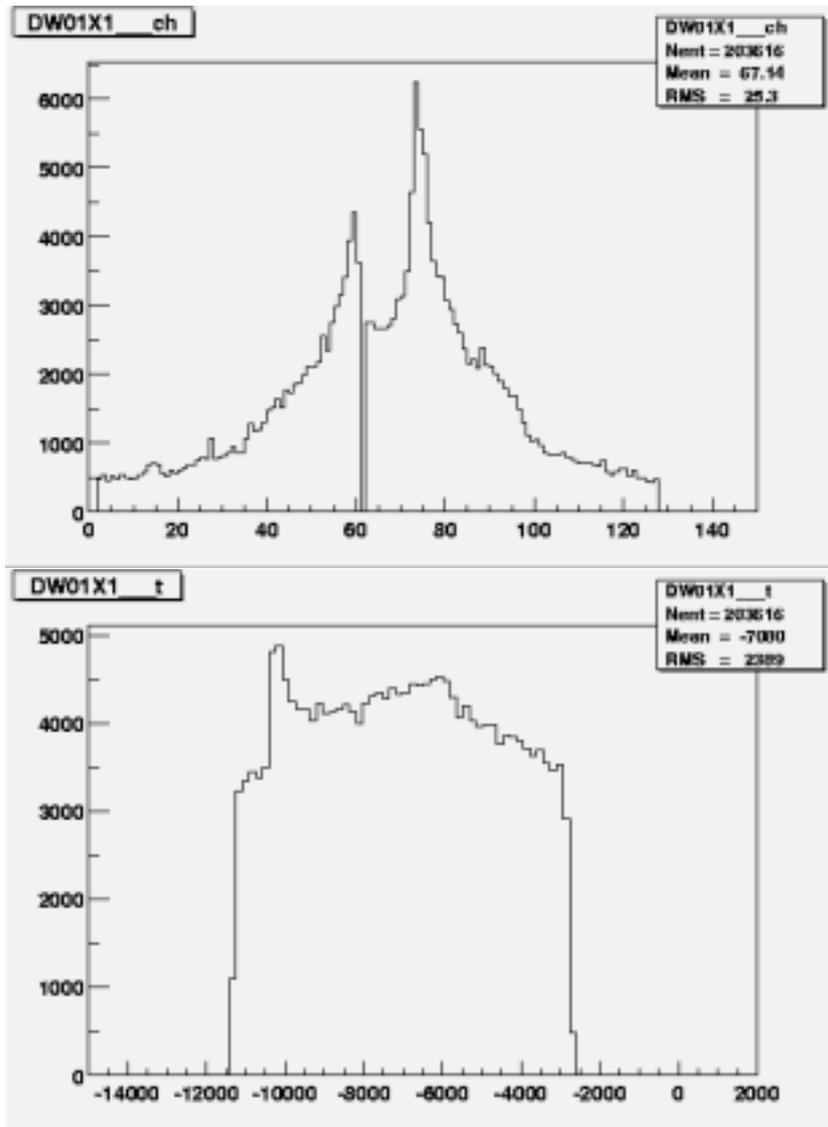


Figura 5.10: risposta TDC e canali per il piano X1, la scala dei tempi è arbitraria. Ogni bin vale circa 128ps.

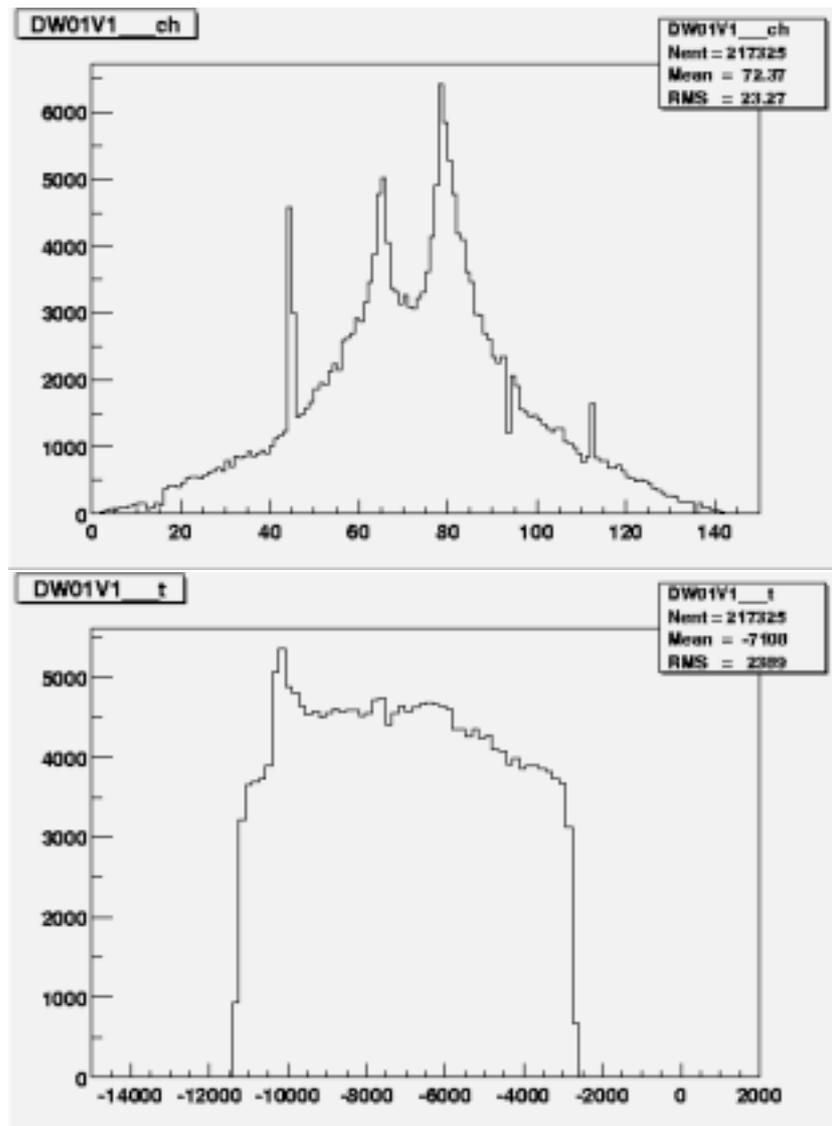


Figura 5.11: risultati per il piano V1.

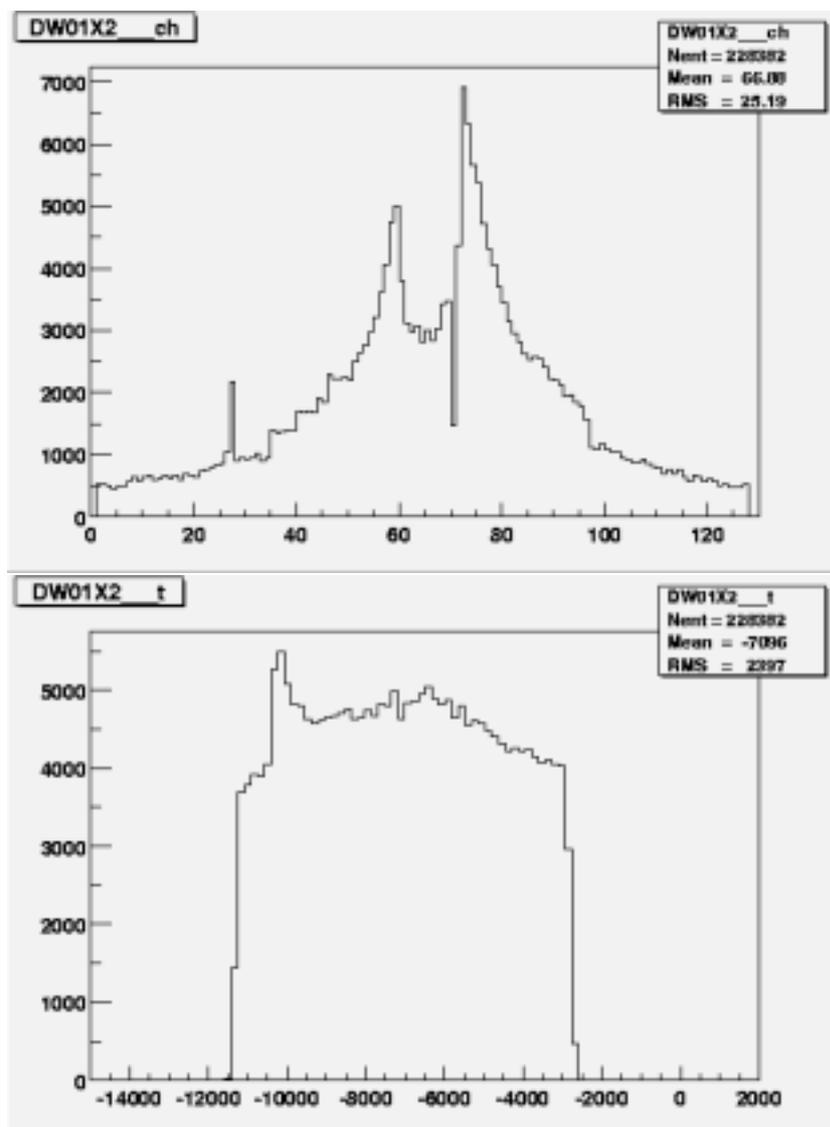


Figura 5.12: risultati per il piano X2

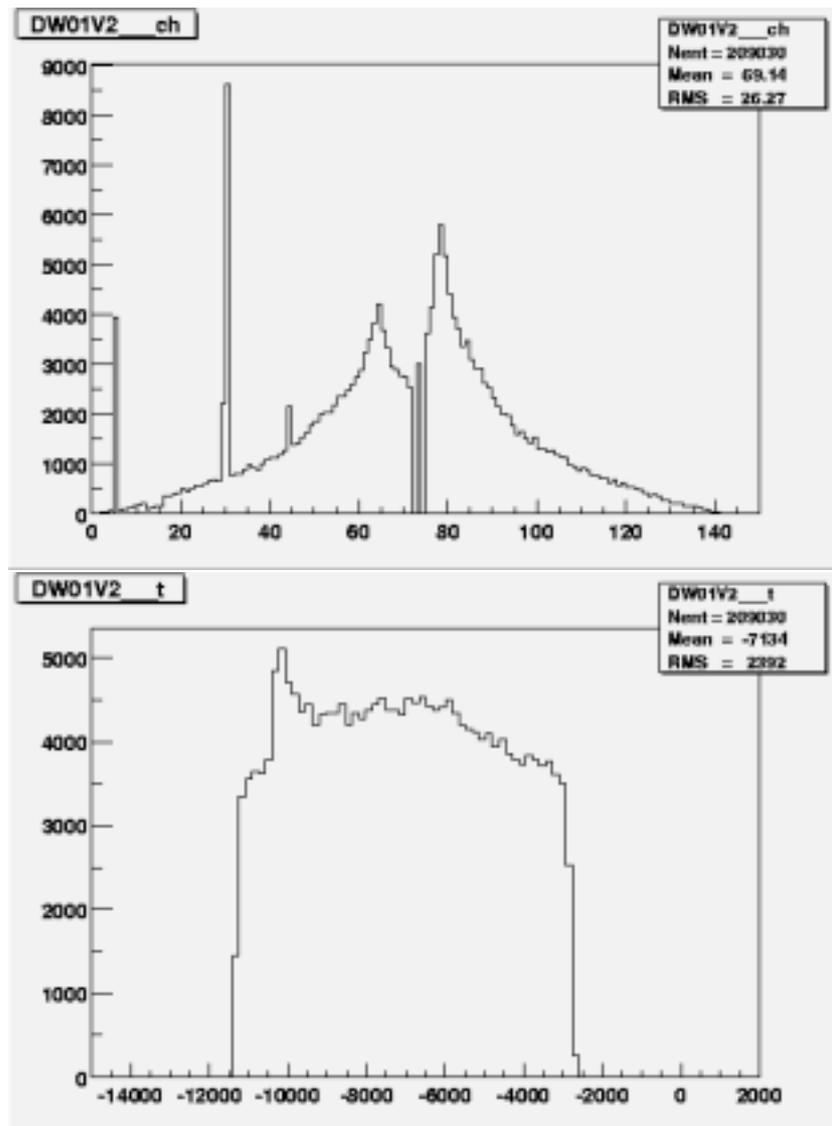


Figura 5.13: risultati per il piano V2

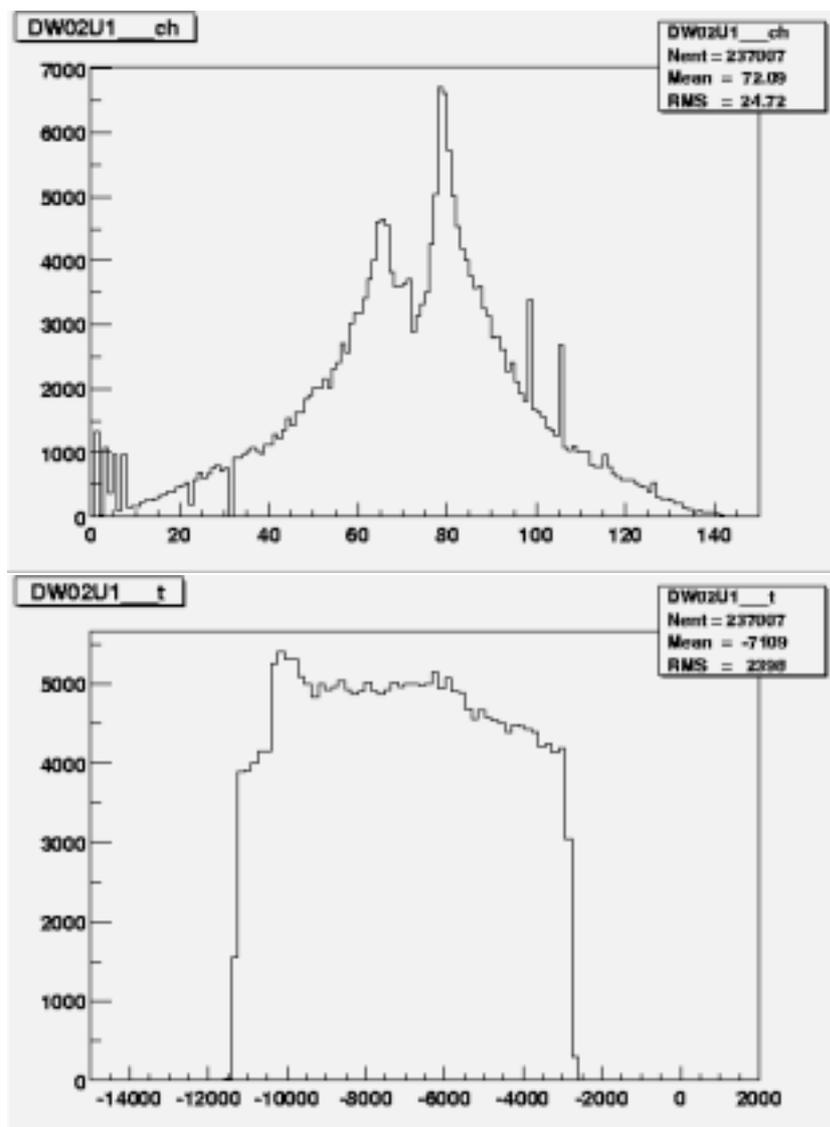


Figura 5.14: risultati per il piano U1

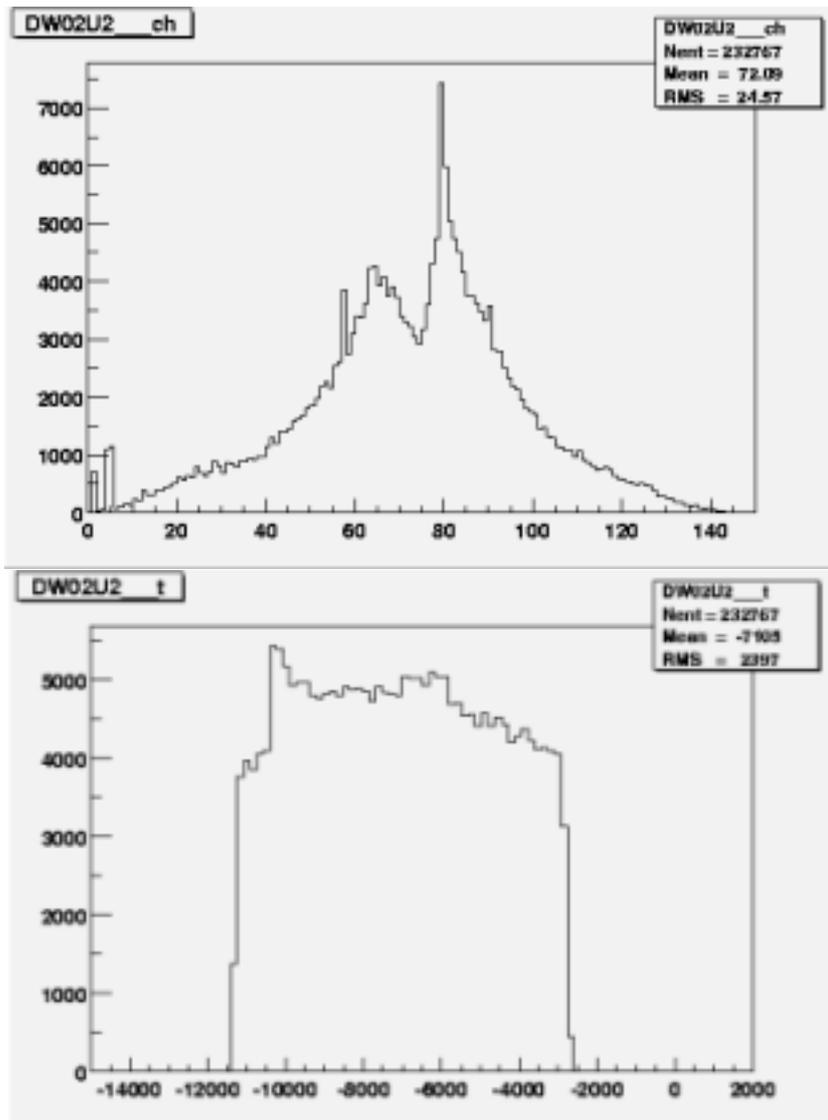


Figura 5.15: risultati per il piano U2

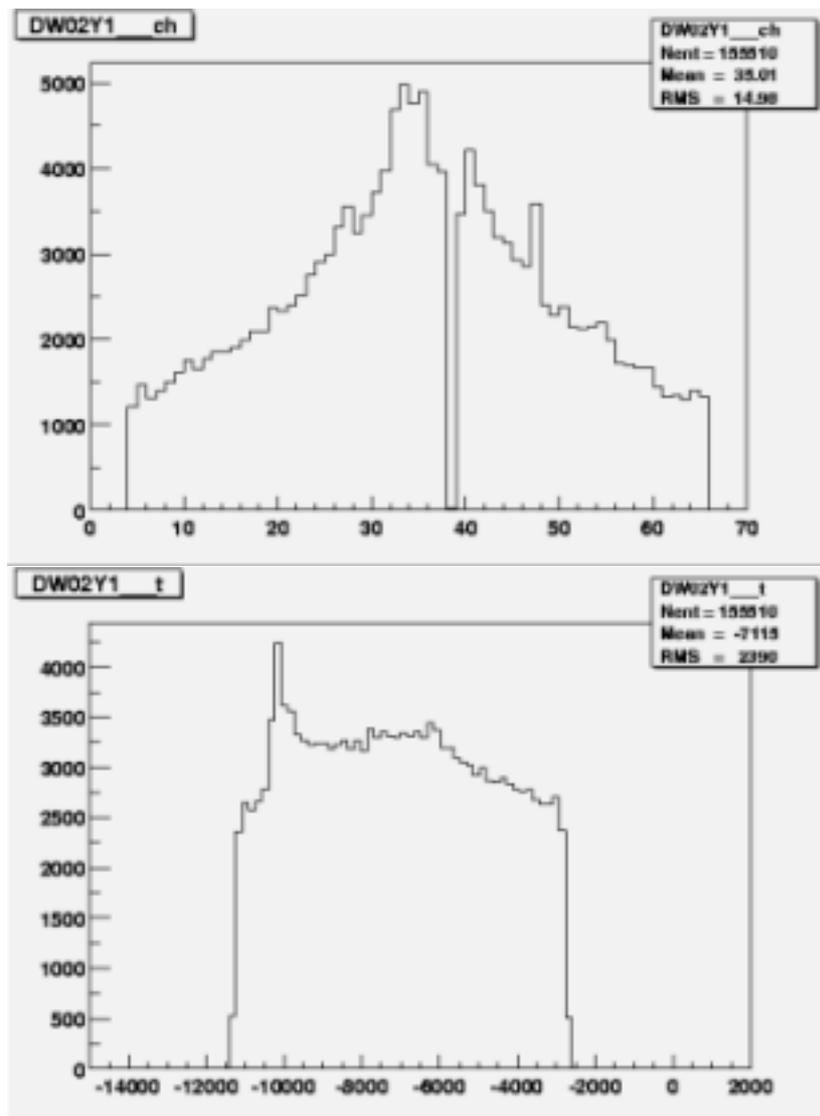


Figura 5.16: risultati per il piano Y1

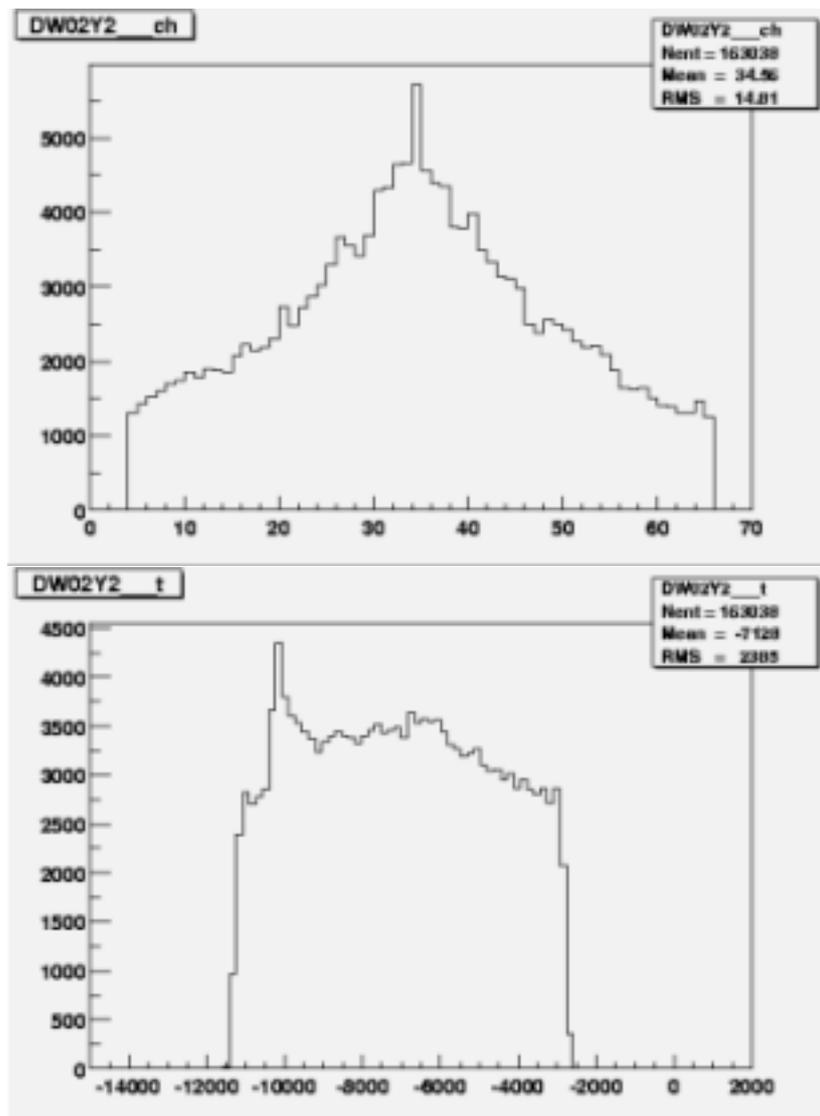


Figura 5.17: risultati per il piano Y2

Capitolo 6

Analisi Offline

In questa ultima sezione ci occuperemo della analisi dei dati svolta al computer. Il lavoro sarà diviso in due parti: la prima dedicata al funzionamento della camera, alla verifica di dati come l'accuratezza e la velocità di deriva; la seconda parte invece sarà dedicata alla misura dell'efficienza delle camera a deriva W45 rispetto agli altri elementi traccianti a grandi angoli presenti nella seconda sezione dello spettrometro. Per svolgere la seconda parte verrà utilizzato il comune programma di analisi e ricostruzione dati di COMPASS, il CORAL.

6.1 Strumenti software

Una volta inserita la camera nello spettrometro, ancor prima di valutare i dati per la ricostruzione degli eventi o per la misura dell'efficienza dello strumento, è utile raccogliere qualche campione di dati e verificarne il funzionamento. A questo scopo è utile avvalersi di un programma di simulazione del comportamento delle camere, capace di fornirci una previsione per i coefficienti di diffusione e la relazione spazio-temporale, e capace di fornirci informazioni sulle proprietà dei gas utilizzati nei contatori. Un programma diffuso, adatto a questi scopi è GARFIELD, sviluppato al CERN.

6.1.1 GARFIELD

GARFIELD è un programma capace di simulare il comportamento di camere di deriva in approssimazione di fili sottili, fino a due, non necessariamente messi a terra. Inoltre è capace di ripetere la cella infinite volte sia in coordinate cartesiane che polari.

Per il calcolo di proprietà come la velocità di deriva è necessaria una precisa descrizione della miscela di gas utilizzata. GARFIELD possiede informazioni

su di una ristretta gamma di gas (come pura CO₂, puro Argon, metano, etano, isobutano e alcune semplici miscele binarie di questi); per calcolare le proprietà di trasporto degli elettroni è possibile interfacciarsi con MagBoltz, capace di lavorare per quasi ogni miscela di gas.

Attraverso Garfield è possibile plottare il campo elettrico all'interno della camera (un comando provvede inoltre a verificare che il campo sia consistente con le equazioni di Maxwell), calcolare le relazioni $x(t)$, i coefficienti di Townsend e di diffusione in un gas, produrre grafici. Esistono inoltre delle sezioni capaci di lavorare sull'ottimizzazione del comportamento della camera, e sulla simulazione del segnale indotto sui fili dal passaggio di una particella, formazione di cluster, cascata di elettroni, etc...

Le maggiori limitazioni derivano dall'approssimazione di fili sottili: le dimensioni della cella devono essere almeno 10 volte maggiori del raggio dei fili, non sono disponibili correzioni di dipolo o quadrupolo. GARFIELD non è noto per la sua velocità, e ancor meno l'interfaccia MagBoltz. Questo consiglia di limitarsi a plottare le proprietà di poche (due o tre) celle per volta.

Utilizzo in questo lavoro

GARFIELD è stato ampiamente utilizzato in questo lavoro, una macro esemplificativa è presente in appendice. Le simulazioni sono state ottenute prendendo in considerazione due celle contigue di due piani con la medesima orientazione. E' stata fatta una approssimazione: i fili catodici di separazione fra i due piani sono stati inseriti con la stessa orientazione dei fili di segnale e di campo dei due piani mentre nella realtà sono ruotati di 5 gradi per ottenere una migliore definizione e linearità dei campi nelle celle. Questo non era possibile, e comunque non affligge il risultato con errori significativi. Le figure 6.1, 6.2, 6.3 sono state ottenute attraverso GARFIELD. In particolare la 6.3 rappresenta una simulazione della relazione $x(t)$ che verrà poi confrontata con i dati reali.

Diffusione degli elettroni e accuratezza intrinseca Come anticipato in precedenza una delle cause che può limitare l'accuratezza intrinseca di una camera di deriva è la diffusione degli elettroni nel gas, che può deformare il loro percorso e produrre un errore nella ricostruzione della coordinata della particella che ha attraversato il mezzo. Gli elettroni diffondono con legge gaussiana, questo porta a un errore σ_x sulla posizione di un elettrone; poichè in generale si rivela un grande numero di elettroni (quelli sufficienti per superare la soglia del discriminatore), l'errore si riduce di un fattore \sqrt{n} dove n è il numero degli elettroni rivelati. σ_x diviso per la lunghezza del percorso viene detto coefficiente

di diffusione, normalmente espresso in micron per centimetro, ed è separabile in un coefficiente di diffusione trasversa (alla direzione del moto degli elettroni) e uno longitudinale, nel nostro caso sarà sufficiente occuparci di quest'ultimo.

Attraverso GARFIELD è stato stimato il valore di questo σ_x in micron per centimetro di deriva percorso dalla cascata di elettroni per diversi valori del campo elettrico; bisogna notare che all'aumentare del campo il coefficiente di diffusione longitudinale e trasverso assumono valori diversi.

Nei conti seguenti prenderemo $n=100$, che è buona approssimazione, almeno come ordine di grandezza. Per ottenere un valore preciso di n bisognerebbe considerare l'impedenza totale di un canale, del circuito d'ingresso, etc... e visto il diverso comportamento da canale a canale delle camere il risultato non sarebbe più significativo dell'approssimazione presa. Il campo elettrico nelle celle delle W45 vale 1450 V/cm, che corrisponde a un coefficiente di diffusione di 130 micron per centimetro.

Con $n=100$, $v_{drift} = 9\text{cm}/\mu\text{s}$, e $\sigma_x = 130\text{micron}/\text{cm}$ otteniamo per un percorso massimo di 2cm all'interno della cella $2 \cdot \sigma_x/10 = 26\text{micron}$ e $\sigma_t \sim 3 \cdot 10^{-6}\text{s} = 3\text{ns}$, molto inferiore a quelli che saranno gli errori effettivamente associati alla camera. D'altra parte questo valore è stato stimato per una relazione $x(t)$ perfettamente lineare e non affetta da errore, è stata considerata solo l'accuratezza intrinseca dovuta alla diffusione degli elettroni nel gas.

L'errore dovuto all'accuratezza intrinseca sarà utilizzato in seguito per il fit della relazione spazio temporale con dati reali

relazione $x(t)$ simulata

E' possibile simulare la relazione $x(t)$ lungo una cella della camera utilizzando GARFIELD.

Per una corretta analisi della relazione spazio temporale in una camera a deriva bisognerebbe investire un'intera cella con un fascio il più uniforme possibile, purtroppo la mancanza di tempo ha impedito una seria indagine di questo tipo ed è stato svolto solo un test naif con il prototipo di camera e una sorgente radioattiva.

Si ricordi che la relazione $x(t)$ è una delle maggiori cause di produzione di errore per i dati acquisiti in una camera a deriva.

La figura 6.3, rappresenta il tempo di deriva degli elettroni in funzione della distanza fra l'evento ionizzante e il filo di segnale per una singola cella in un singolo piano. Si nota che le uniche zone fortemente non lineari sono quella in prossimità al filo di segnale dove avviene la moltiplicazione a valanga degli elettroni,

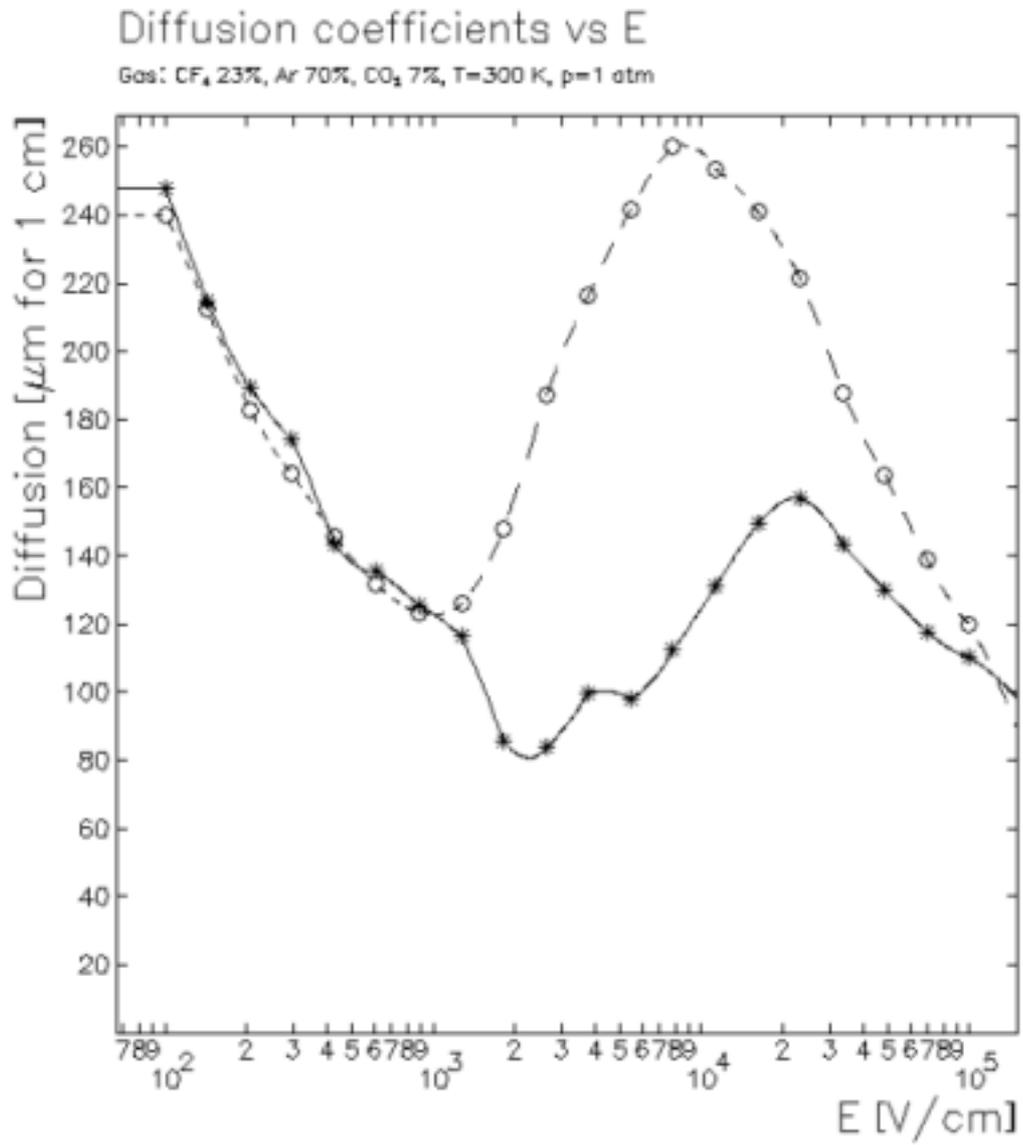


Figura 6.1: GARFIELD, coefficiente di diffusione longitudinale (linea continua, il σ_x considerato in 6.2.1) e trasverso (linea tratteggiata)

e quella in prossimità del filo di campo. La relazione è stata parametrizzata con una funzione polinomiale di terzo grado:

$$(6.1) \quad x(t) = (0.08)t + (2.3 \times 10^{-4})t^2 + (3.1 \times 10^{-7})t^3.$$

Il primo termine, che può essere associato alla velocità della particella nella zona “lineare” della cella è consistente con quanto visto in fig. 6.2.

Cella e relazione $x(t)$

La simulazione GARFIELD fornisce buone speranze che la relazione $x(t)$ sia in buona approssimazione lineare. A conforto di queste speranze si possono considerare anche gli istogrammi dei TDC sui vari piani, già visti nelle figure 5.10-17 e commentati in par. 5.6.2, che mostrano una forma quasi completamente a “scatola”, con la sola presenza di un piccolo picco nella parte relativa ai tempi più piccoli e una coda per i tempi maggiori. Probabilmente si potrebbe eliminare anche quest’ultimo effetto indesiderato aumentando ancora la differenza di potenziale fra filo di potenziale e di segnale, purtroppo i già noti problemi di trips non permettono di andare oltre.

6.1.2 CORAL

Il COMPASS Reconstruction and AnaLisys (CORAL) è una piattaforma di lavoro basata su C++, composta da una serie di librerie che contengono tutto il necessario per ricostruire tracce ed eventi avvenuti nello spettrometro partendo dai dati semplicemente incolonnati (raw data). La sua progettazione e la sua struttura basata sulla programmazione ad oggetti di C++, permettono una grande flessibilità e modularità; i vari moduli, i vari pacchetti possono essere richiamati alla necessità o spenti nel caso in cui non servano.

Di seguito presenteremo alcuni di questi pacchetti, utilizzati in questo lavoro, ed alcune classi utilizzate in maniera particolarmente estensiva.

Librerie di decoding

Serve per decodificare i dati incolonnati semplicemente. Le informazioni, come uscite degli ADC e TDC, dai rivelatori arrivano già digitizzate e codificate in uno stream di dati. Lo stream porta anche informazioni relative all’identificazione dello strumento e dei canali di ADC e TDC da cui provengono i dati. Questo pacchetto provvede a decodificare il canale dal quale provengono le informazioni su uno specifico hit e il rivelatore relativo. Oltre a questo decodifica i messaggi di errore inseriti dal DAq. Le informazioni gemetriche sulla decodifica sono presenti in dei files di mapping forniti dai singoli gruppi di lavoro.

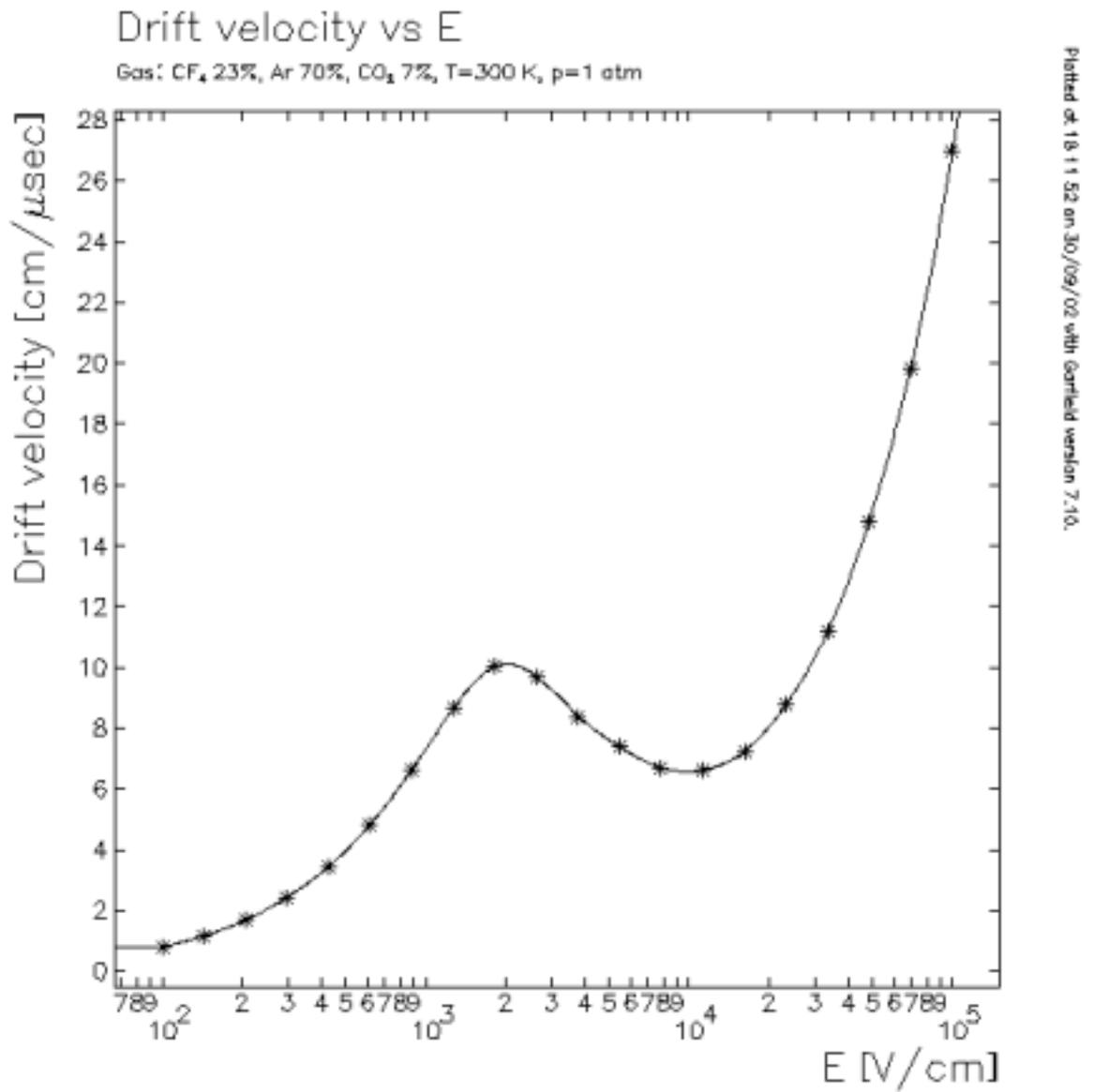


Figura 6.2: velocità di deriva

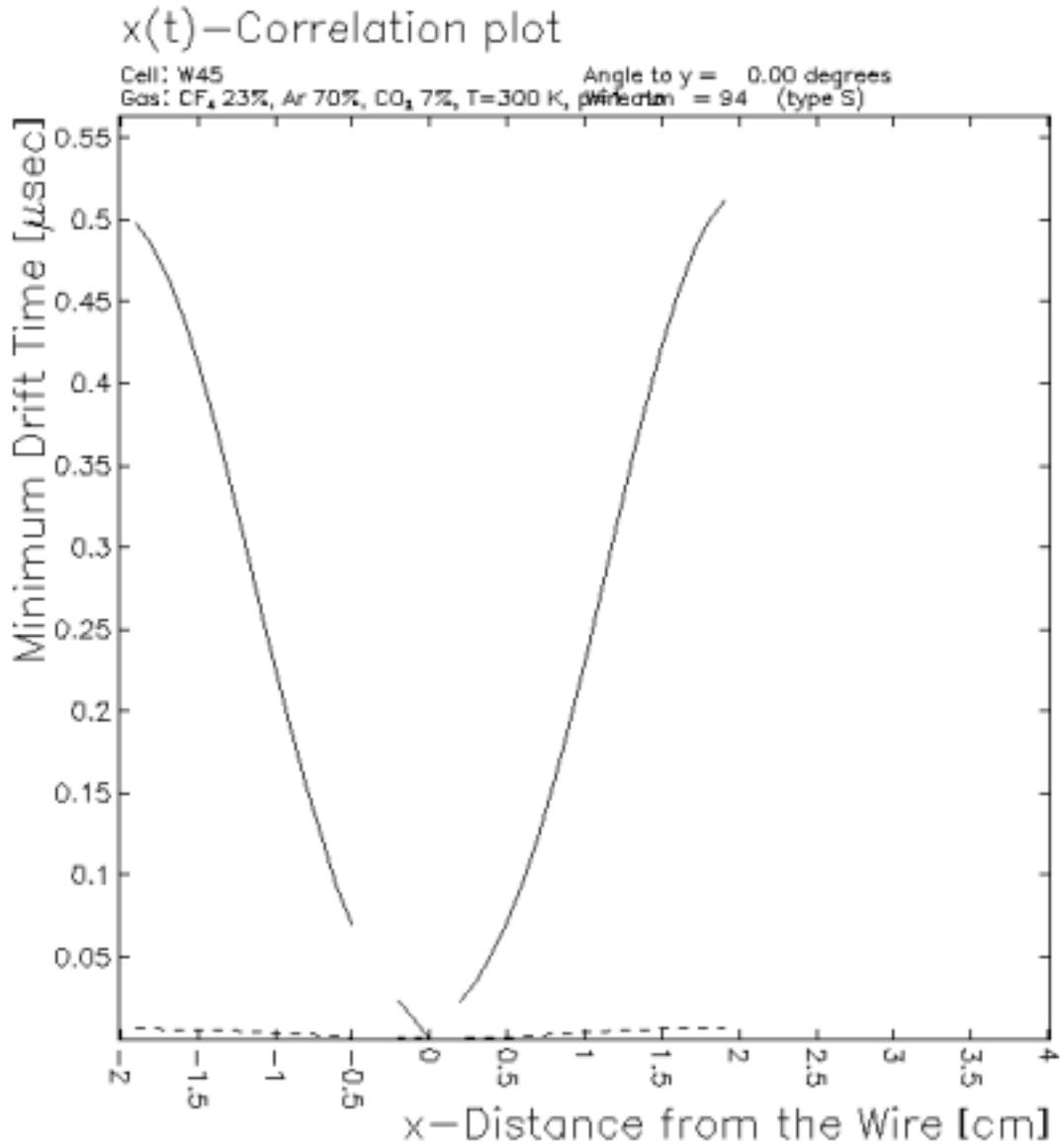


Figura 6.3: relazione x-t plottata da GARFIELD per una cella.

Traffic

Altri pacchetti prendono le informazioni decodificate e provvedono alla ricostruzione delle tracce, il maggiore fra questi è TRAFFIC (TRAck Finding and Fitting In Compass).

Per la ricostruzione lo spettrometro è diviso in 5 diverse zone: prima del bersaglio, fra il bersaglio e il primo magnete, fra questo e il primo filtro di muoni, da qui al secondo magnete, dal secondo magnete al secondo filtro (la zona di interesse in questo lavoro), dopo il $\mu Wall2$. In queste zone è logico supporre che le tracce siano rettilinee ovvero non siano affette da un intenso scattering coulombiano multiplo come nel bersaglio o nei filtri, nè siano deflesse da campi magnetici.

La ricostruzione avviene in tre passaggi. Durante il primo passo, noto come prepattern, vengono applicate le pattern condition e vengono ricostruiti gli hit sui vari rivelatori, vengono inoltre ricostruite le tracce nelle 5 zone e sono eliminate le tracce fantasma dovute a errate combinazioni degli hit o delle proiezione. Durante il bridging, seconda fase le tracce rettilinee ottenute durante il prepattern vengono unite ricostruendole anche nelle zone non lineari dei magneti, filtri e bersaglio. Nella terza fase di fitting permettono di ottenere i parametri della traccia.

Altri due pacchetti sono disponibili per la ricostruzione delle tracce. Uno è TRAFFDICO ed è stato utilizzato in questo lavoro, è un derivato del TRAFFIC. Le maggiori differenze fra i due pacchetti sono la possibilità per TRAFFDICO di utilizzare delle librerie di dati ottenuti via Monte Carlo per operare più rapidamente il bridging e un approccio iterativo per la ricostruzione delle tracce.

L'altro pacchetto disponibile è il RECON, studiato appositamente per la prima parte dello spettrometro (la sezione a grande accettanza angolare) e quindi di scarso interesse per lo studio del comportamento delle W45.

CsEvent

E' la classe che porta le informazioni riguardanti un evento, dove per evento CORAL intende tutto ciò che segue a un interazione nel bersaglio polarizzato. E' la classe di maggior utilizzo: i dati riguardo all'evento vengono decodificati dal programma principale di CORAL (main.h, main.cc), e sono accessibili attraverso questa classe.

CsTrack

Discende gerarchicamente dalla classe CsEvent e permette l'accesso alle informazioni riguardanti una traccia ricostruita relativa all'evento richiamato precedentemente. Da questa discende la classe CsHelix che permette di accedere ai parametri della traccia e di fittare, data la posizione Z lungo l'asse dello spettrometro, le coordinate X, Y corrispondenti.

CsCluster

Può discendere sia direttamente da CsEvent, nel qual caso vengono forniti tutti i cluster compresi quelli attribuibili al rumore interno dei vari rivelatori, sia da CsTrack, dove invece vengono dati solo i cluster relativi agli hit di quella singola traccia. Fornisce le informazioni in termini di coordinate spaziali espresse in millimetri e riferite al COMPASS Main Reference System. Nel caso in cui uno preferisca le informazioni in termini di numero di canale è disponibile la classe CsDigit.

6.2 Analisi

Nella sezione di analisi ci occuperemo principalmente:

- ottenere una relazione $x(t)$ dai dati reali, anche per confrontarla con le simulazioni;
- ottenere una stima dell'efficienza globale delle camere;
- prendendo ad esempio la coppia di camere $Y1, Y2$, stimare il rapporto fra eventi "buoni" e fondo, stimare l'efficienza della coppia di piani e correggerla per gli eventi di fondo;
- stimare la risoluzione spaziale nella ricostruzione di una coordinata (in questo caso y).

6.2.1 Evento tipico ricercato

Attualmente, settembre 2002, le W45 non sono ancora inserite in TRAFFIC e nella ricostruzione delle tracce, vengono solo registrati i loro hit, che sono accessibili, per esempio, attraverso la classe CsEvent e quindi CsCluster. Le MWPC sono invece inserite e le loro informazioni sono già ricostruite, ripulite e accessibili con CsTrack.

Riepiloghiamo la composizione della sezione tracciante a grandi angoli che va dal secondo magnete al filtro di muoni: sono presenti due telescopi di MWPC composti uno da tre rivelatori e l'altro (dopo le w45) da due, ogni rivelatore ha 3 piani di proiezione e quindi sarà necessario che tutti e tre vedano la particella per considerare buono l'hit. Prendendo, come COMPASS Main Reference System (CMRS), come asse z quello lungo l'asse dello spettrometro e come origine di questo il centro del bersaglio polarizzato, le prime tre MWPC si trovano a 20145, 20117 e 20714 millimetri, mentre le seconde si trovano a 30960, 31260. Quest'ultima, particolarmente distante e separata dalle altre da un muro di piombo è stata dapprima inserita nel calcolo delle efficiente e di seguito esclusa senza grandi cambiamenti nei risultati. Le W45 si trovano a partire da 40340 millimetri dal bersaglio e constano di otto piani, combinati in quattro proiezioni differenti.

Verranno trattati solo eventi che siano stati visti da tutti i 15 piani delle MWPC e la cui traccia ricostruita da CORAL non passi per la zona morta delle W45. Un evento di questo tipo verrà considerato un evento buono per le MWPC. A questo punto verranno interpolate le coordinate della traccia sui piani delle W45, a quelle coordinate è associato un canale delle camere, si va a interrogare il filo corrispondente, se è attivato l'evento sarà considerato buono anche per quel piano delle W45. Normalmente il lavoro sarà svolto su coppie di piani, quindi per ogni traccia si andranno a interrogare due fili di segnale, uno su un piano e un sull'altro, sfasato fra loro di mezza dimensione della cella (20mm).

6.2.2 Relazione $x(t)$ reale

Utilizzando dei dati reali, relativi al run 22751, run di allineamento a bassa intensità effettuato nell'agosto 2002, e CORAL sono stati estratti i dati utili per fittare una relazione spazio-temporale (figura 6.4). Per estrarre questi dati sono state considerate le tracce ricostruite da TRAFFIC e CORAL e si è andati ad indagare i due fili, sui piani Y1 e Y2, che si sarebbero dovuti attivare al passaggio della particella associata a quella traccia, quindi sono state acquisite le loro risposte TDC e di queste è stata fatta la differenza $t_{Y1} - t_{Y2}$.

Inizialmente i valori di $t_{Y1} - t_{Y2}$ andavano da -590 a +590 circa (dal tempo di drift per una particella che passa molto vicino al filo del piano Y2 a quello per una particella che passa molto vicino al filo del piano Y1). Con un primo fit lo scatter plot è stato reso confrontabile con il grafico ottenuto da GARFIELD.

Il fit è stato ottenuto usando una semplice funzione polinomiale di terzo grado:

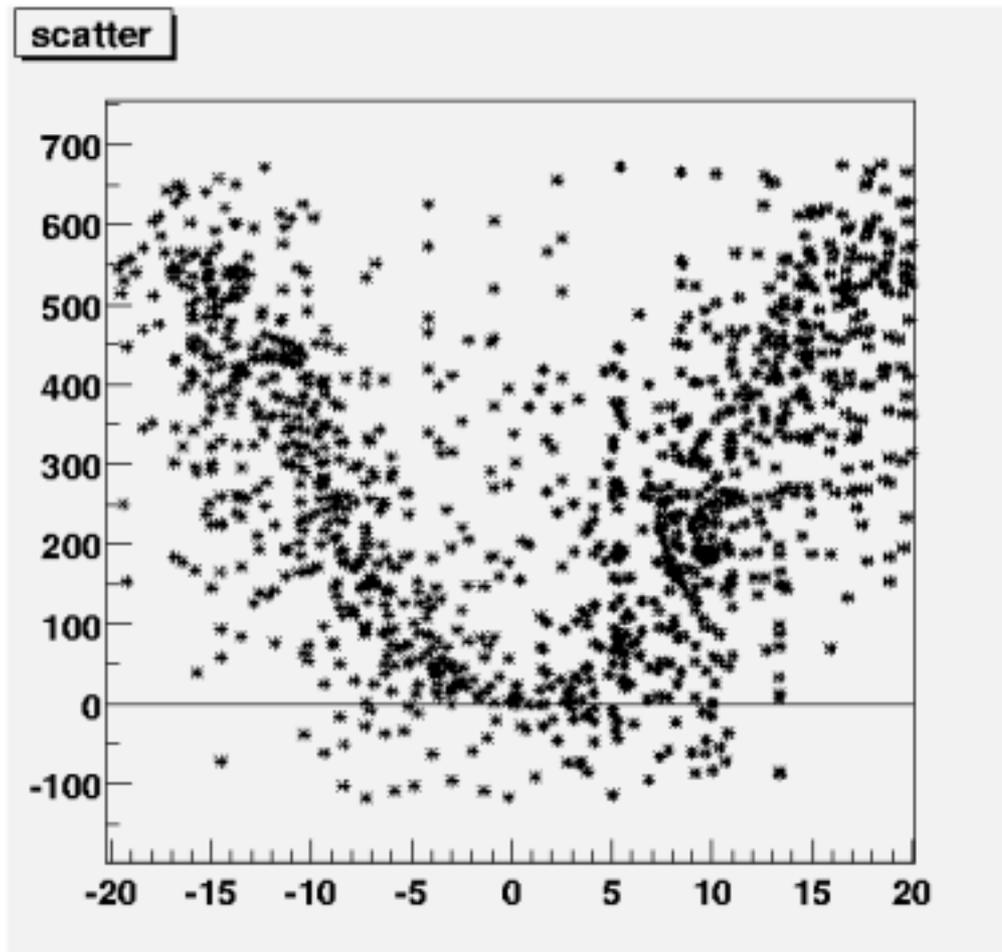


Figura 6.4: scatterplot coordinata della ionizzazione nella cella (asse X) contro tempo di drift (asse Y). Dati ottenuti utilizzando la coppia di piani Y1-Y2 della camera W5.

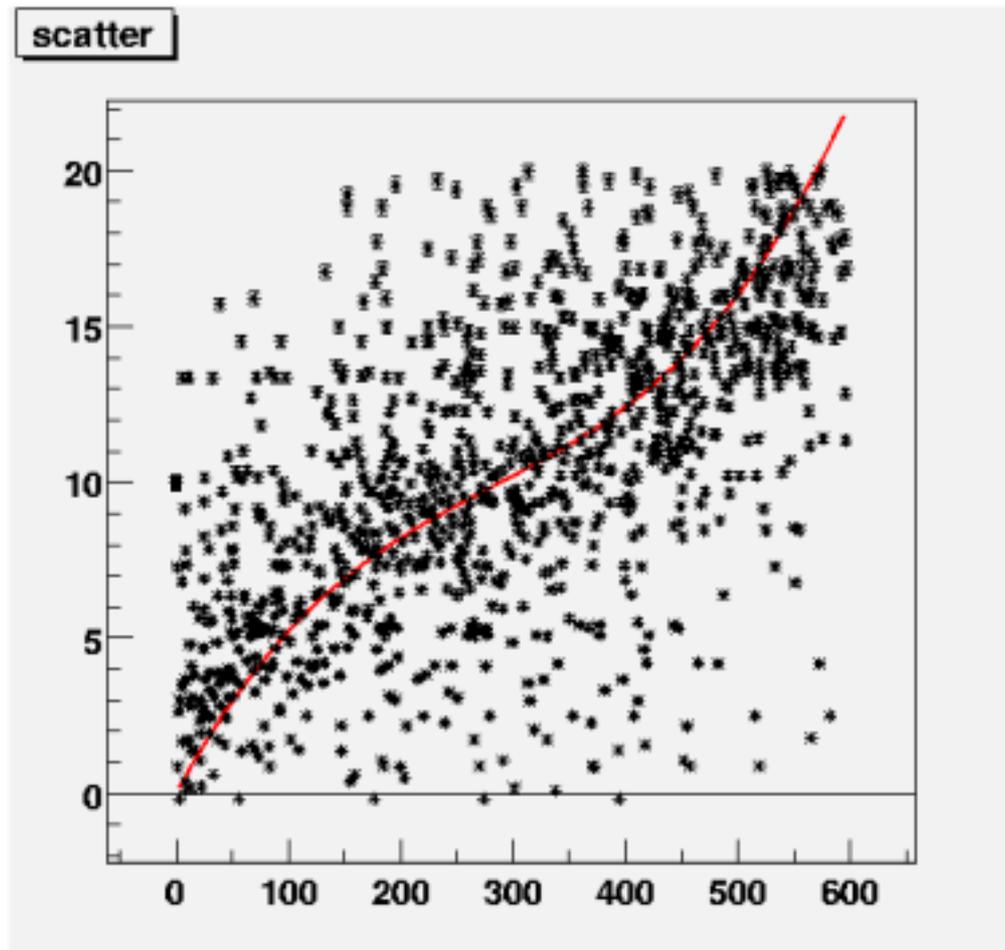


Figura 6.5: scatterplot coordinata in metà cella dell'evento ionizzante (asse Y) contro tempo di drift (asse X). Fit ottenuto con una semplice polinomiale di terzo grado.

(6.2)

$$x = (0.07)x + (1.7 \times 10^{-4})x^2 + (2 \times 10^{-7})x^3.$$

Il risultato è leggermente diverso da quello derivato dalla parametrizzazione (6.1), e mostra che la velocità di deriva degli elettroni nella cella è leggermente inferiore al previsto.

6.2.3 Efficienza

Il secondo obiettivo di questa sezione di analisi off-line, è la stima dell'efficienza delle camere a deriva W45 rispetto al resto della sezione tracciante a grandi angoli nella zona dello spettrometro che va dal secondo magnete al secondo filtro di muoni. Definiremo l'efficienza delle W45 come:

(6.1)

$$e_{W45} = \frac{N_{W45}}{N_{mwpc}}$$

Dove per N_{mwpc} verranno intese le tracce viste dai due telescopi di MWPC presenti, uno prima e uno subito dopo le W45; e per N_{W45} il numero di tracce che vengono viste sia dalle MWPC che dalle W45.

Inoltre si cercherà di vedere quante tracce in più si riescono a segnalare inserendo dei rivelatori di grandi dimensioni come le W45, se sono presenti particolari problemi di rumore o di generazione di cluster, se qualche piano si comporta in maniera eccessivamente diversa dagli altri al fine di comporre dei dati per un breve outlook sul futuro utilizzo di queste camere. Anche in questo caso è stata utilizzata una piattaforma di lavoro già esistente, CORAL, per portare avanti l'analisi.

Efficienza globale delle camere W45

Per considerare buone le tracce nella sezione dello spettrometro considerata, la richiesta più semplice era che fosse vista da tutte e sei le camere proporzionali multifilo presenti. Questa richiesta poteva essere ridotta accettando la mancanza di una camera per telescopio, cosa che comunque non ha portato a grandi differenze nei risultati. Per considerare degnamente rivelato un hit sulle W45, la richiesta è invece di avere segnale da almeno due coppie di piani con la stessa orientazione (X1, X2, Y1, Y2 o X1, X2, U1, U2... etc...) più un'altro piano per risolvere le ambiguità nel caso di molteplici hit per un trigger senza dover ricorrere a considerazioni che coinvolgono altri rivelatori e/o responsi dei TDC F1. La richiesta delle due coppie di piani equiorientati è ridondante se si vuole solo accertarsi che la particella sia passata e sia stata vista dalle W45; ma risulta

essenziale se si vuole che le W45 abbiano una precisione almeno simile al resto dei rivelatori a grandi angoli di questa sezione dello spettrometro.

Poichè i dati provenienti dalle W45 non sono ancora stati inseriti nella ricostruzione delle tracce, l'approccio al problema è stato quello di considerare una traccia vista dalle MWPC, estrapolare le coordinate alle quali ci sarebbe dovuto essere un hit sulle W45 e controllare se erano stati acquisiti dati relativi a questo ipotetico hit.

Zone inattive

Come tutti i rivelatori a grandi angoli anche le MWPC e le W45 hanno una zona inattiva nella regione del fascio dove la frequenza degli hit sarebbe maggiore. Nel calcolare l'efficienza delle camere a deriva bisogna però tener presente che le dimensioni della zona morta di queste (circolare con diametro misurato con sorgente di circa 50cm) sono molto maggiori di quelle delle MWPC (fra i 16 e i 22 cm di diametro, sempre circolari), è poichè in questa zona è più alto il rate degli eventi è lecito attenderci che la maggior parte dell'inefficienza delle W45 rispetto alle MWPC sarà dovuta a questi fattori di tipo geometrico. Per ottenere l'efficienza delle W45 è necessario scorporare questa inefficienza geometrica dall'efficienza globale; per fare ciò è sufficiente utilizzare solamente le tracce delle MWPC che sono passate per la zona attiva delle W45.

Dimensioni

D'altra parte le dimensioni delle W45, e quindi la loro accettazione angolare, sono notevolmente superiori a quelle delle camere multifilo proporzionali e risulta interessante, soprattutto pensando al possibile inserimento di altre camere a deriva di grandi dimensioni nello spettrometro, quante altre tracce vengono viste dalle rivelate dalle W45 che non sono state viste dalle MWPC perchè troppo piccole. Nella gran parte dei casi si tratterà di tracce rivelate dal primo telescopio di camere multifilo ma con un'angolazione eccessiva che le portava al di là delle possibilità del secondo telescopio, e che vengono ricostruite da CORAL grazie ai dati del secondo filtro di muoni. Questo lavoro che richiede una modifica delle procedure di identificazione delle tracce (pattern recognition) è tutt'ora in corso.

Efficienza dei piani

Oltre a valutare l'efficienza generale dello strumento è interessante anche valutare l'efficienza della singola coppia di piani o del singolo piano. Con lo stesso metodo utilizzato in precedenza è stata valutata questa efficienza.

6.2.4 Efficienza: risultati

Efficienza globale

I dati per questa trattazione sono stati presi in gran parte dal run 22751, run di allineamento a bassa intensità. L'efficienza globale del rivelatore (non corretta per il fondo e scorporata quella geometrica) è risultata:

$$e_{W45} = 0.96 \pm 0.04.$$

Efficienza delle coppie di piani

Si riportano i risultati ottenuti riguardo l'efficienza di una coppia di piani, la Y1-Y2 della camera W5, continuano ad essere valide tutte le considerazioni sulle zone inattivate.

$$e_{Y12} = 0.67 \pm 0.06$$

Nel raggiungere questo risultato non sono ancora stati eliminati i dati derivanti dall'alone di muoni che attraversa tutta la zona sperimentale.

Efficienza dei singoli piani

A partire dall'efficienza della coppia si deriva quella dei singoli piani che la compongono, in prima approssimazione, un'efficienza del singolo piano di 0.82.

Attivazione di celle non dovuta alle particelle del fascio

La zona sperimentale dove si trova lo spettrometro di COMPASS è investita oltre che dal fascio diretto di intensità 10^8 muoni/spill anche da un alone di intensità confrontabile, anche se minore, con quella del fascio. Allora è opportuno considerare quante celle vengono attivate durante il gate prodotto dal trigger; per fare questo, sempre con l'ausilio di CORAL, gli istogrammi (figure 6.6 per il piano Y1e 6.7 per l'Y2) rappresentanti la distanza dei canali attivati rispetto al canale attraversato dalla traccia ricostruita. Da questi istogrammi si può avere una stima del rapporto fra segnali da traccia (nel senso che abbia prodotto il trigger e sia ricostruibile) e altri eventi di fondo (alone, cluster...).

Si nota facilmente un eccessivo livello del rumore, la soluzione per eliminarlo sarà allargare la zona inattiva al centro.

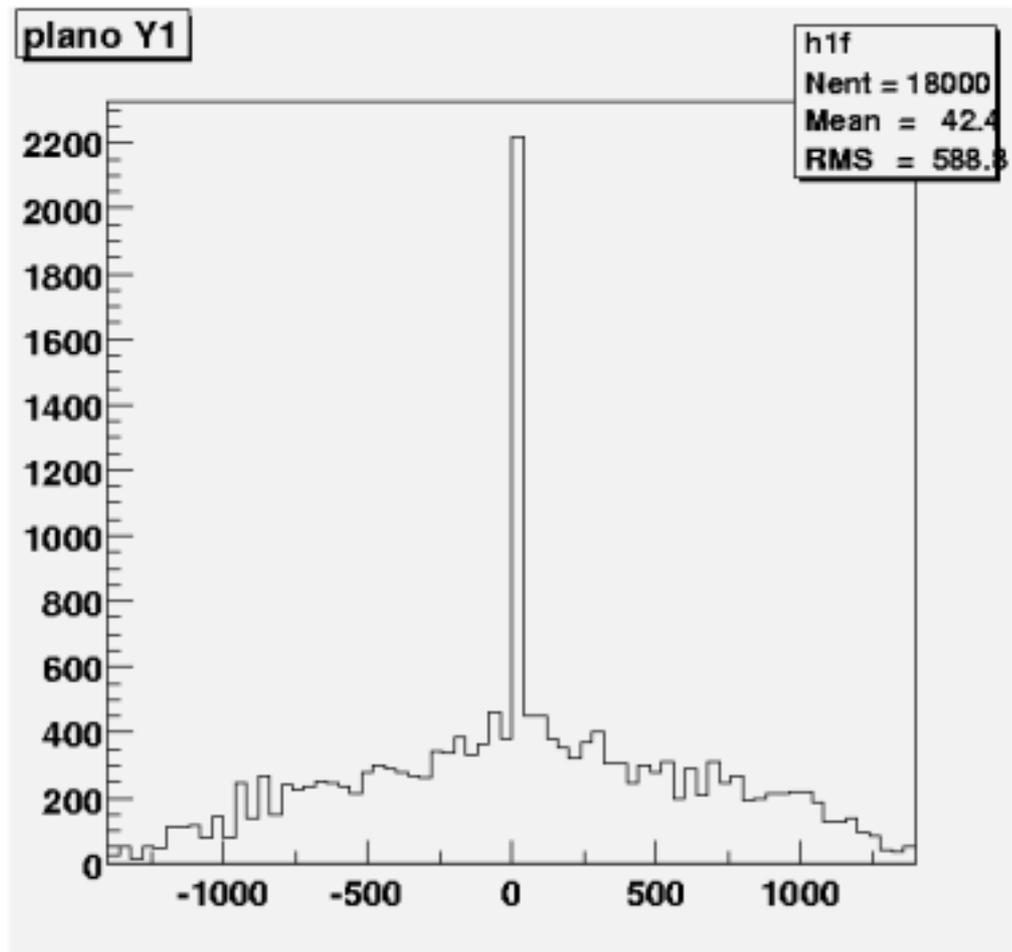


Figura 6.6: piano Y1, attivazione delle celle. Coordinata in mm, ogni cella è larga 40mm.

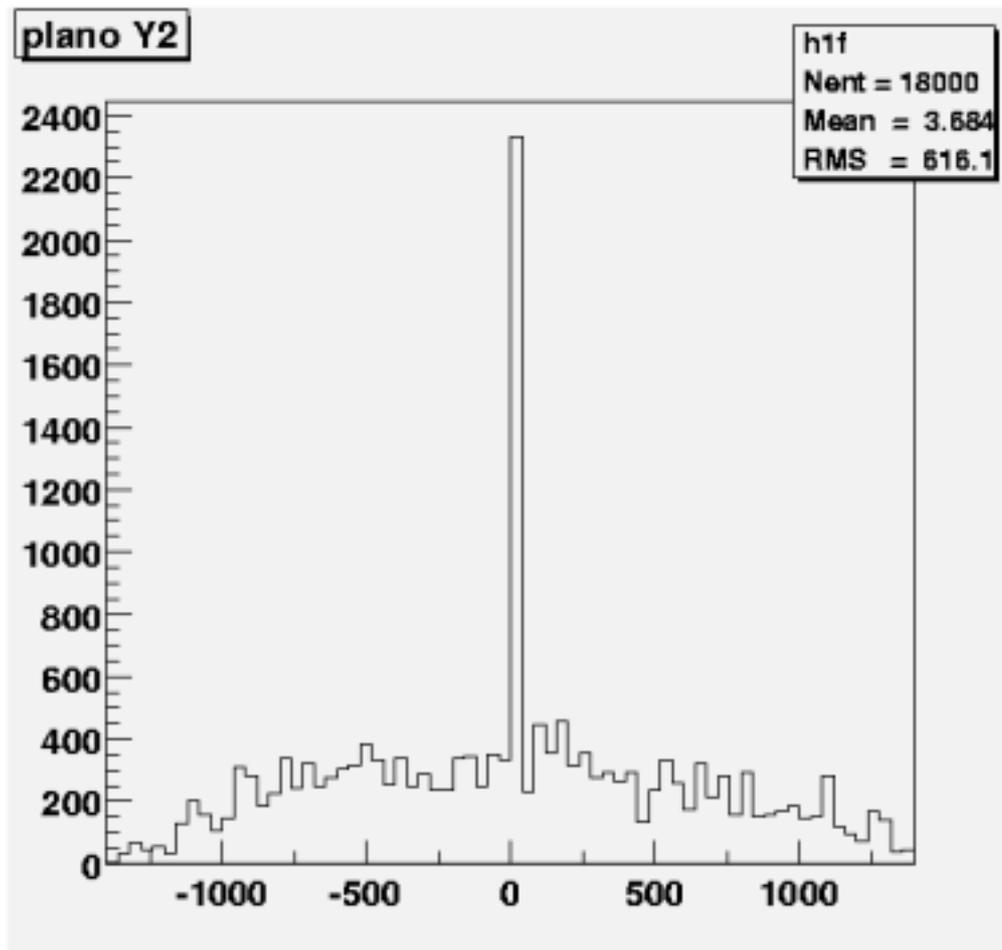


Figura 6.7: piano Y2, attivazione delle celle. Coordinata in mm, ogni cella è larga 40mm.

Determinazione dell'efficienza dei piani corretta per il fondo

Utilizzando istogrammi 6.6 e 6.7 è possibile eliminare il contributo dell'alone di muoni e di altri eventi di fondo dal calcolo dell'efficienza.

Per farlo si tenga presente l'efficienza ricostruita in precedenza per un singolo piano Y e si consideri il livello del fondo nei due istogrammi sull'attivazione delle celle: circa 400 eventi su un valore del picco del bin centrale di circa 2200 eventi. Quindi si ricordi che i circa 2200 eventi visti dalla camera rappresentano circa l'82% del numero totale delle tracce passate nella camera (efficienza ottenuta in precedenza). Con questi dati possiamo ottenere il rapporto fra conteggi dovuti alle tracce ricostruite da CORAL e conteggi dovuti ad altri eventi di fondo. Riportiamo i risultati per i due piani Y1 e Y2, ottenuti utilizzando dati precisi.

	Y1	Y2
efficienza corretta per il fondo	0.70	0.73
valore picco	2200	2500
valore fondo	400	350

Partendo dai dati in tabella possiamo ricostruire il valore dell'efficienza corretta per il fondo per la coppia di piani:

$$e_{Y12} = 0.51$$

6.2.5 Risoluzione spaziale

Per prima cosa bisogna ricordare che le camere multifilo proporzionali con le quali viene ricostruita la traccia che si utilizza nell'analisi hanno una risoluzione di circa 700 micron, questo significa che già la ricostruzione della coordinata y alla quale la traccia ha attraversato i piani Y1 e Y2 della W4 si porta dietro un errore non trascurabile.

Per dare una valutazione della risoluzione il metodo migliore è costruire un istogramma con i residui (differenza fra coordinata ricostruita da CORAL utilizzando le MWPC e coordinata ricostruita utilizzando i dati dei piani Y1 e Y2), fittarlo con una gaussiana e prendere la sua deviazione standard come stima della risoluzione. Il fit con la gaussiana non dà buoni risultati in quanto, come risulta chiaro dalla figura 6.8, la distribuzione dei residui presenta delle code piuttosto alte. Un fit con due gaussiane dà risultati soddisfacenti. Dalla larghezza a metà altezza della distribuzione si deriva una risoluzione spaziale di 1.7mm.

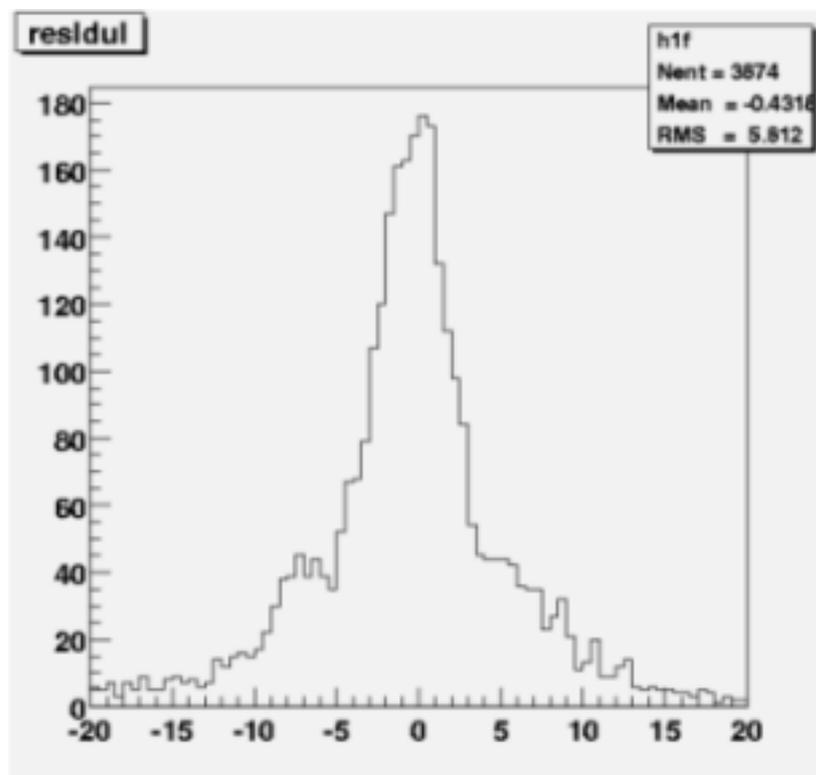


Figura 6.8: Istogramma dei residui.

Capitolo 7

Conclusioni

Le camere W45 sono solo la prima coppia di un gruppo di 6 camere a deriva che si intende inserire nello spettrometro COMPASS in un prossimo futuro. In questo lavoro è stata considerata soprattutto la parte di costruzione e prova dell'elettronica di front end e delle schede MAD4 in particolare. Si è parlato della procedura di messa in funzione, di test e di calibrazione delle camere. Nella parte finale del lavoro sono stati utilizzati i dati ottenuti durante un run del 2002 per determinare i parametri di funzionamento delle camere, e cioè l'efficienza dei singoli piani, la relazione $x(t)$, la risoluzione spaziale e il livello di rumore.

7.1 Altre camere

In futuro si prevede di inserire altre quattro camere a deriva prodotte assieme alle W45.

L'elettronica presente su queste camere è pure molto vecchia e verrà utilizzata la nuova elettronica che è stata sviluppata per le W45 e descritta nel capitolo 3. Inoltre su queste camere le motherboard non sono presenti e sarà quindi necessario ridisegnare da capo tutta la circuiteria di front end. Sarà inoltre necessario aprire le camere ed allargare la zona centrale inattiva, che attualmente è di soli 30cm di diametro.

camera	piano - fili			
W0	Y7 - 130	Y8 - 130	Z7 - 65	Z8 - 66
W1	Z5 - 64	Z6 - 65	T7 - 143	T8 - 143
W2	Y5 - 130	Y6 - 130	T5 - 143	T6 - 143
W3	Y3 - 130	Y4 - 130	Z3 - 65	Z4 - 66
W4	Z1 - 64	Z2 - 65	T3 - 143	T4 - 143
W5	T1 - 143	T2 - 143	Y1 - 129	Y2 - 130

Appendice A

Schemi e disegni della scheda MAD4 e dell'adapter board.

Appendice B

Macro di programmi utilizzati:

- controllo remoto per le MAD4
- programma CORAL
- macro per la simulazione con GARFIELD

Bibliografia

- [1] G.Baum et al., COMPASS: A Proposal for a Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy, CERN-SPSLC-96-14.
- [2] R.L.Jaffe and A. Manohar, The g_1 Problem: Deep inelastic electron scattering and the spin of the proton, Nucl. Phys. B337 (1990) 509.
- [3] G.K.Mallot, Accessing the gluon polarisation in deep inelastic scattering, Erice 1996.
- [4] B.Adeva et al., SMC, Phys. Lett. B302 (1993) 533.
- [5] J.Ashman et al., EMC, Nucl. Phys. B328 (1989) 1.
- [6] J. Ashman et al., A mesaurment of the spin asimmetry and determination of the structure function g_1 in deep inelastic scattering, Phys. Lett. B206 (1988) 364.
- [7] G.K.Mallot, Experimental status of spin structure functions.
- [8] S. Chekanov et al., Mesaurment of the neutral current cross section and F_2 structure function at HERA, Europ. Phys. J. C21 (2001) 443.
- [9] L.W.Whitlow et al., Precise mesaurment of the proton and deuteron structure function from global analisys of the SLAC deep inelastic electron scattering cross section, Phys Lett. B223 (1989) 485.
- [10] M.R.Adams et al., Proton and deuteron structure function in muon scattering at 470 GeV, Phys Rev. D54 (1996) 3006.
- [11] W.Price, Nuclear radiation detection, McGraw Hill, New York 1958.
- [12] D.M.Ritson, Techniques in High Energy Physic, Intersciences, New York 1961.
- [13] G.Charpak, Evolution of the automatic spark chambers, Ann. Rev.

-
- [14] G.Charpak et al., Nucl. Sci. 20 (1970) 195.
- [15] G.Charpak et al., Nucl. Instr. Meth. 62 (1968) 235.
- [16] U.Amaldi, Fisica delle radiazioni, Boringhieri, Torino 1971.
- [17] H.W.Fulbright, Ionization chambers in Nuclear Physic, Springer Verlag, Berlin 1958.
- [18] I.H.Loeb, Basics process of gaseous electronics, University of California Press, Berkeley 1961.
- [19] A.Breskin et al., Nucl. Instr. Meth. 124 (1975) 189.
- [20] S.C.Brown, Basic data of plasma physic, MIT press, Cambridge MA. 1959.
- [21] W.K.English et al., Canada J. Phys. 31 (1953) 768.
- [22] A.Breskin, Nucl. Instr. Meth. 141 (1977) 505.
- [23] V.Palladino et al., Nucl. Instr. Meth. 128 (1975) 323.
- [24] J.Sandinos et al., Nucl. Instr. Meth II, 77 (1973) 124.
- [25] A.H.Walenta et al., Nucl. Instr. Meth. 92 (1971) 373.
- [26] D.C.Cheng et al., Nucl. Instr. Meth. 117 (1974) 157.
- [27] G.Charpak F.Sauli, Nucl. Instr. Meth. 92 (1970) 373.
- [28] G.Maret et al., Nucl. Instr. Meth. 141 (1971) 13.
- [29] A.Breskin et al., Nucl. Instr. Meth. 119 (1974) 9.
- [30] L.G.Critophorou, Nucl. Instr. Meth. 163 (1971) 141.
- [31] C.M.Ma et al., MIT-LNS Tech. Report n.29 1982.
- [32] U.Becker et al., Nucl. Instr. Meth 214 (1983) 525.
- [33] G.Cristophorou, Atomic and molecular radiation physic, Wiley, New York 1971.
- [34] G.Cristophorou, Electron-molecule interaction and their application, Academic Press, New York 1984.
- [35] G.Cristophorou, Gases of possible interest to SSC muon detectors, Nucl. Instr. Meth. 160 (1991) 309.

-
- [36] Y.H.Chang et al., Drift velocities and magnetic deflection in CF₄ based gases, Nucl. Instr. Meth. A339 (1994) 524.
- [37] J.Fisher et al., Nucl. Instr. Meth. 238 (1985) 249.
- [38] R.Openshaw et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS35 (1988) 477.
- [39] T.Ferbel, Experimental Techniques in High Energy Physic, Addison Wesley, Menlo Park CA. 1987.
- [40] J.Marzec et al., EMI problems in High Energy Physic's experimnts, COMPASS note 2001-1.
- [41] Ott.H.W., Noise reduction techniques in electronic system, Wiley, New York 1988.
- [42] R.J.White, EMI controls methods end techniques, White, Gainesville 1981.
- [43] G.Braunn et al., F1 an eight channels TDC for high energies experiments, 5th workshop on electronics for LHC exp. 1999.
- [44] G.Braunn et al. TDC chip and readout driver developments for COMPASS and LHC experiments, 4th workshop on electronics for LHC experiment 1998.
- [45] N.Dibiase et al., COMPASS note 1998-17.
- [46] N.Dibiase et al., COMPASS note 1999-4.
- [47] G.Braunn et al., COMPASS note 1999-7.
- [48] F.Gonnella M.Pegoraro, a prototype fronyend asic fos the readout of the drift tube of CMS barrel muon chambers
- [49] V.Kalinnikov, proposal for the readout electronic for the drift chamber COMPASS experiment, 2001.
- [50] V.Kalinnikov, private communications.
- [51] H.Fisher et al., Catch-X users manual, COMPASS note 2000-12.
- [52] R.Braun F.Rademakers, ROOT web page.
- [53] L.Cerini P.Cristaudo V.Kalinnikov, fast front-end electronics for the large drift chambers W4-W5 at COMPASS experiment, COMPASS note 2002-9.

ringraziamenti

- Vladimir Klinnikov e Pietro Cristaudo, con i quali ho svolto la maggior parte del lavoro di questa tesi;
- Vyatcheslav Tschalishev e Andriy Koretchenko per il lavoro meccanico sulle camere;
- Fulvio Tessarotto e Piero Ciliberti per gli uffici occupati alla sezione INFN dell'area;
- Licia Doria e il personale amministrativo dell'INFN Trieste;
- Benigno Gobbo e Anna Martin per l'aiuto con CORAL;
- Irene Saranz, architetto futuro, per il sostegno.
- Roberto Cerini, per la pazienza.

Elenco delle figure

1.1	misura dell'asimmetria A_1 presso lo SMC. Sono rappresentati gli andamenti per $g_1^p \sim \frac{1}{x} \ln x$ (linea continua), $g_1^p \sim \ln x$ (linea tratteggiata) e $g_1^p \sim 2 + \ln x$ (linea punteggiata).	7
1.2	risultati di HERMES	8
1.3	a sinistra una serie di dati sulla funzione di struttura polarizzata $g_1^p(x, Q^2)$ a x fissato; a destra la stessa funzione di struttura polarizzata per deutoni e neutroni com'è stata misurata in vari esperimenti di urto anaelastico di positroni (E142, E143, E154, E155, HERMES) o muoni (EMC, SMC) su nucleoni.	9
1.4	fusione fotone-gluone per produzione aperta di quark charmati .	10
1.5	cinematica dell'urto di leptone polarizzato su nucleone polarizzato.	12
2.1	la linea T6 del SPS. Gli scrapers sono dei speciali magneti collimatori per selezionare particelle in un certo range di momento. .	21
2.2	bersaglio polarizzato: sopra con dipolo o solenoide, sotto lo schema del sistema ereditato da SMC.	23
2.3	scintillating fibers	24
2.4	Gas Electron Multiplier	25
2.5	Micro Mega	26
2.6	Saclay drift chambers	26
2.7	straw drift chamber, schematics.	27
2.8	classi di trigger.	29
2.9	schematizzazione dell'acquisizione dati	31
3.1	perdita di energia differenziale per vari proiettili.	34
3.2	sezione d'urto per l'Argon, si nota un profondo minimo dovuto all'effetto ramauser	36
3.3	primo coefficiente di Townsend nei gas nobili ed in altri gas molecolari	38
3.4	una prima proposta.	40
3.5	esempio di cella W45	40

3.6	una cella per camera a deriva	41
3.7	a. esempio di plateau di efficienza;	44
3.8	esempio di celle nelle w45, il campo è plottato per tensioni di 2100V ai fili di segnale e -800V ai fili di campo	49
4.1	circuito d'ingresso semplice (a, sopra) e rivisto e modificato per le w45 (b, sotto)	53
4.2	separazione delle terre	53
4.3	linearità della soglia nei tre amplificatori presi in considerazione .	56
4.4	efficienza di MAD4 e ASD8 (misurate a Torino, aprile 98)	57
4.5	rumore con e senza prototipo di camera nei test svolti a Torino sui MAD4, ASD8, N227.	58
4.6	schema generale dell'elettronica	60
4.7	schema di Adapter board + F1 TDC board	61
5.1	setup sperimentale.	66
5.2	riduzione del rumore entrante dall'esterno attraverso il circuito d'ingresso.	67
5.3	misura del rumore sulle schede 1 e 3; le "gaussiane" più grandi derivano da misure fatte con ingresso floating, le minori con ingresso chiuso a terra.	68
5.4	misure su rumore e rapporto segnale/rumore per diversi valori del segnale in ingresso	69
5.5	misura della linearità (efficienza 50%) dei canali delle schede 1 e 2; $B = \text{slope}$	70
5.6	ricerca del plateau di efficienza: misure svolte con la miscela di gas veloce con soglie di 3 (sinistra) o 4 (destra) femtoCoulomb a 0 (sopra) e 5 (sotto) millimetri dal filo di segnale.	74
5.7	ricerca del plateau di efficienza: misure svolte con la miscela di gas veloce con soglie di 3 (sinistra) o 4 (destra) femtoCoulomb a 10 (sopra) e 15 (sotto) millimetri dal filo di segnale.	75
5.8	Confronto fra miscela di gas veloce e semplice miscela Ar/CO ₂ , ricerca del plateau di efficienza a 10mm dal filo di segnale, soglia di 3fC.	76
5.9	setup sperimentale con ADC e TDC.	80
5.10	risposta TDC e canali per il piano X1, la scala dei tempi è arbitraria. Ogni bin vale circa 128ps.	83
5.11	risultati per il piano V1.	84
5.12	risultati per il piano X2	85

5.13	risultati per il piano V2	86
5.14	risultati per il piano U1	87
5.15	risultati per il piano U2	88
5.16	risultati per il piano Y1	89
5.17	risultati per il piano Y2	90
6.1	GARFIELD, coefficiente di diffusione longitudinale (linea continua, il σ_x considerato in 6.2.1) e trasverso (linea tratteggiata)	94
6.2	velocità di deriva	96
6.3	relazione x-t plottata da GARFIELD per una cella.	97
6.4	scatterplot coordinata della ionizzazione nella cella (asse X) contro tempo di drift (asse Y). Dati ottenuti utilizzando la coppia di piani Y1-Y2 della camera W5.	101
6.5	scatterplot coordinata in metà cella dell'evento ionizzante (asse Y) contro tempo di drift (asse X). Fit ottenuto con una semplice polinomiale di terzo grado.	102
6.6	piano Y1, attivazione delle celle. Coordinata in mm, ogni cella è larga 40mm.	106
6.7	piano Y2, attivazione delle celle. Coordinata in mm, ogni cella è larga 40mm.	107
6.8	Istogramma dei residui.	109