



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI GENOVA
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

TESI DI LAUREA IN FISICA
**Misura delle caratteristiche del
rivelatore a Cathode Strip Chambers
per l'esperimento Totem**

Relatore:
Prof. Marco Bozzo

Candidato:
Vittorio Boccone

Correlatore:
Prof. Mauro Taiuti

ANNO ACCADEMICO 2003/2004



~ပါက၍ထူးကဲသောပုံစံမျိုး ပါက၍ထူးကဲသောပုံစံ ~
ပါက၍ထူးကဲသောပုံစံမျိုး ထူးကဲသောပုံစံ

Indice

	i
Introduzione	v
1 La fisica di TOTEM	1
1.1 Definizioni preliminari	2
1.2 Proprietà generali della ampiezza di diffusione	5
1.2.1 Il parametro ρ	5
1.2.2 Limiti all'ampiezza di diffusione	7
1.3 Modello di Regge	8
1.4 Modello diffrattivo	10
1.5 Metodo sperimentale per la misura della sezione d'urto totale . .	12
1.6 Misura della parte reale dell'ampiezza di diffusione	13
2 L'esperimento TOTEM	15
2.1 Misura del rate elastico	15
2.1.1 Un'ottica speciale per TOTEM	16
2.1.2 Il telescopio elastico	17
2.2 Misura del rate inelastico	19
2.2.1 Il telescopio inelastico T1	21
2.2.2 Il telescopio T2	25
3 Camere multifili a strisce catodiche (CSC)	27
3.1 Principi di funzionamento	27
3.1.1 Perdita di energia della traccia ionizzante	28
3.1.2 Energia media di ionizzazione	28
3.1.3 Calcolo del numero di elettroni generati da una particella ionizzante nella CSC di TOTEM	28
3.2 Drift degli elettroni	29
3.2.1 Campo elettrico	29
3.2.2 Linee di drift degli elettroni nel gas	31
3.2.3 Coefficiente di perdita degli elettroni	32
3.3 Il fattore di amplificazione	34
3.3.1 Approssimazione di singolo filo	34
3.3.2 Variazioni di guadagno	35
3.4 Generazione del segnale	36
3.4.1 Segnale anodico	36
3.4.2 Segnale catodico	37
3.4.3 Metodi di ricostruzione del punto di passaggio della traccia	39

4	Apparato sperimentale ed algoritmi di analisi	41
4.1	Descrizione dell'apparato sperimentale	41
4.1.1	Il fascio X5B	41
4.1.2	I rivelatori	44
4.1.3	Elettronica di lettura ed acquisizione dati	45
4.2	Procedure di ricostruzione del segnale catodico e analisi dati . . .	54
4.2.1	Sottrazione del piedistallo	55
4.2.2	Riconoscimento del cluster	56
4.2.3	Ricostruzione delle coordinate dei punti di passaggio della particella	58
5	Misure su fascio di particelle con camere a strisce catodiche	61
5.1	Misura del guadagno del rivelatore al variare della tensione . . .	61
5.1.1	Selezione degli eventi	63
5.1.2	Valutazione degli errori nella misura della carica	64
5.1.3	Misura della distribuzione di carica dei cluster ricostruiti	65
5.1.4	Valutazione del rapporto segnale su rumore nella misura del carica del cluster	67
5.1.5	Misura del guadagno al variare della tensione	68
5.1.6	Differenza di guadagno tra i piani	72
5.2	Determinazione del punto di lavoro	73
5.3	Uniformità del guadagno	77
5.4	Misura della risoluzione dei rivelatori tramite ricostruzione delle tracce	78
5.4.1	Selezione degli eventi	78
5.4.2	Ricostruzione delle tracce	78
5.4.3	Misura della risoluzione della singola camera	80
5.5	Valutazione degli errori sistematici di ricostruzione	83
5.6	Misure di timing.	85
5.6.1	Segnale dei contatori di trigger	85
5.6.2	Misura del tempo di arrivo dei segnali anodici	86
5.6.3	Coincidenza dei segnali tra i piani	88
	Conclusioni	91
	Bibliografia	95

Introduzione

Ho svolto la mia tesi nell'ambito dell'esperimento di fisica delle alte energie TOTEM, la cui costruzione terminerà entro il 2007 presso i laboratori del CERN a Ginevra (fig.1), data in cui è prevista l'entrata in funzione dell'anello di accelerazione e collisione LHC (*Large Hadron Collider*).

LHC sarà il più grande anello di accelerazione e collisione al mondo; permetterà di raggiungere, per urti protone protone, energie nel centro di massa di 14 TeV e luminosità $\mathcal{L} = 10^{34} m^{-2} s^{-1}$

L'esperimento TOTEM misurerà la sezione d'urto totale protone protone con grande precisione (1%) utilizzando il *Luminosity Independent Method*, cioè un metodo che tramite la misura indipendente e simultanea del *rate* inelastico e del *rate* elastico consente di ricavare la sezione d'urto totale e la luminosità della macchina. Inoltre TOTEM studierà processi di diffusione elastica e dissociazione diffrattiva a LHC.

Per la corretta misura del tasso di interazione inelastico (*rate* inelastico), con un errore dell'1%, è necessario avere un trigger molto efficiente.

Questo può essere fatto grazie ad un "telescopio inelastico" composto da due serie di rivelatori T1 e T2, progettati in modo tale da poter ricostruire il vertice di interazione con la precisione di 1 mm, sufficiente quindi a riconoscere eventi protone protone dal fondo (ad esempio protone gas o protone camera a vuoto)

La risoluzione spaziale dei rivelatori di T1, necessaria per la ricostruzione del vertice con sufficiente precisione, dovrà essere di circa 500 μm .

Sono state utilizzate delle *Cathode Strip Chambers* o "Camere a Strisce Catodiche" (CSC), particolari rivelatori a ionizzazione già utilizzati da altri esperimenti, che consentono di raggiungere una precisione di poche centinaia di μm .

Il lavoro della mia tesi ha avuto come obiettivo principale la misura delle caratteristiche del rivelatore a CSC del telescopio inelastico dell'esperimento TOTEM.

Nel primo capitolo introduco la fisica di TOTEM descrivendo brevemente i concetti principali di sezione d'urto adronica, per poi passare alla spiegazione dei limiti e dei teoremi che permettono di spiegare almeno in chiave qualitativa l'andamento con l'energia e che consentono di fare previsioni ad energie più alte di quelle finora misurate.

Nel secondo capitolo viene descritto l'apparato sperimentale di TOTEM, con particolare enfasi nella descrizione dei rivelatori del telescopio inelastico.

Nel terzo capitolo introduco la fisica delle camere a ionizzazione, inserendo dove necessario riferimenti espliciti al caso delle CSC dell'esperimento TOTEM e svolgendo piccole simulazioni per la determinazione dei parametri di utilizzo delle camere.



Figura 1: Il CERN, "Centro Europeo per la Ricerca Nucleare" fondato nel 1954, è il più grande laboratorio al mondo per la ricerca nel campo della fisica nucleare e delle particelle elementari. Venti sono gli stati europei membri, oltre a 220 istituti o università di altri paesi

Gli ultimi due capitoli sono dedicati alla discussione delle prove su fascio di particelle al CERN, partendo dalla descrizione dell'apparato sperimentale da me realizzato (capitolo quarto), per arrivare infine alla discussione delle misure effettuate e dei risultati ottenuti dall'analisi (capitolo quinto).

Capitolo 1

La fisica di TOTEM

L'esperimento TOTEM misurerà la sezione d'urto totale protone protone, e studierà processi di diffusione elastica e dissociazione diffrattiva ad LHC. TOTEM infatti significa “*TOTAL and Elastic Measurement*” ed i suoi obiettivi sono:

- * La misura di precisione della sezione d'urto totale con un errore di circa 1 %;
- * La misura di scattering elastico a piccoli e grandi valori di impulso trasferito (t);
- * Le misure di processi di dissociazione diffrattiva ($p + p \rightarrow p + X$).

Introduzione

Non esiste ad oggi una teoria che spieghi la dipendenza della sezione d'urto totale adronica con l'energia. L'aumento della sezione d'urto totale con l'energia ha un andamento crescente abbastanza regolare per energie maggiori di 20 GeV. Per questo motivo sono stati introdotti diversi modelli fenomenologici, concepiti *ad hoc* per tentare di spiegare almeno in chiave qualitativa cosa accade nell'urto di due adroni per piccoli momenti trasferiti, nell'attesa che si possa trovare una spiegazione più convincente, all'interno dei formalismi della cromodinamica quantistica (*Quantum Chromo Dynamics*, QCD) e della teoria dei campi quantizzati (*Quantum Field Theory*, QFT).

Per energie di centro di massa al di sotto di pochi GeV la sezione d'urto totale delle particelle che interagiscono con la forza forte è una struttura complicata con picchi, risonanze, che fanno intuire la formazione di stati adronici eccitati.

Consideriamo il caso di urti protone-protone o protone-antiprotone.

Il primo esperimento che ha dato una chiara evidenza della crescita della sezione d'urto totale con l'energia è stato effettuato nel 1972, nei laboratori del CERN, dove grazie all'anello di accumulazione ISR (fig.1.1) è stata misurata la sezione d'urto totale per due fasci di protoni collidenti, con energie nel centro di massa comprese tra 30 GeV e 62 GeV. Da allora sono state eseguite misure con macchine acceleratrici fino a 1.8 TeV (Tevatron CDF[1] E710[2] E811[3]) e fino a circa 30 TeV con raggi cosmici (Fly's eye[4]).

Per collisioni protone-protone e protone-antiprotone la sezione d'urto ad alte energie è illustrata in figura 1.2; la sezione d'urto totale estrapolata dal *fit* ($\gamma = 2.2$) per l'energia di LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV) vale $\sigma_{tot} = 109 \pm 8$ mb.

La maggior parte dei modelli teorici introducono limiti alla sezione d'urto derivanti da principi fondamentali della meccanica quantistica; il più importante

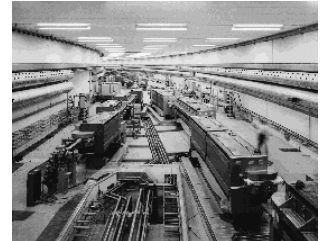
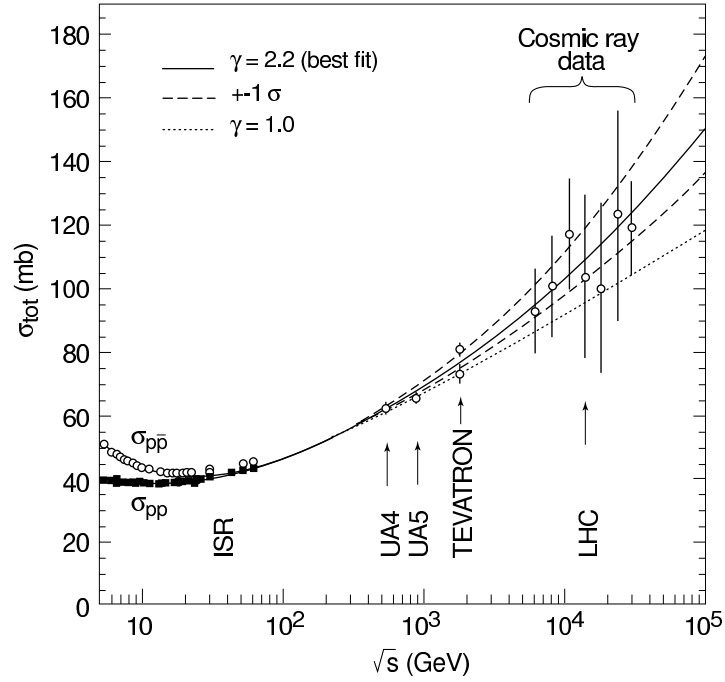


Figura 1.1: L'ISR o “*Intersecting Storage Rings*”, fu nel 1971 la prima macchina in grado di accumulare e far collidere due fasci di protoni ed in seguito antiprotoni

Figura 1.2: Sono riportate le misure della sezione d'urto totale per scattering pp e $p\bar{p}$ con le previsioni portate dalla relazione di dispersione[5]. Il comportamento ad alte energie è descritto dal termine $(\log s)^\gamma$. Il miglior fit corrisponde a $\gamma = 2.2$, la regione di incertezza è indicata con la curva tratteggiata



tra questi è il limite di *Froissart-Martin*.

Esso prevede che per energie asintotiche (s che tende a infinito) la sezione d'urto totale di un processo adronico sia limitata e cresca al più come $\sigma_{tot} \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} (\log s)^2$. Come verrà approfondito successivamente, l'andamento dei dati sperimentali finora accumulati non viola il limite di *Froissart-Martin*.

1.1 Definizioni preliminari

Definizione di sezione d'urto

Si definisce sezione d'urto differenziale la quantità:

$$\sigma(\Omega) = \frac{1}{N} \frac{dn}{\left(\frac{dN_{inc}}{dA}\right) d\Omega} \quad (1.1)$$

La sezione d'urto totale è l'integrale sull'angolo solido dell'equazione (1.1).

Distinguiamo due categorie di processi, ai quali l'urto di due particelle dà luogo:

- **Processi di diffusione (o *scattering*) elastica**, dove viene conservata la natura delle particelle;
- **Processi di diffusione inelastica**, nei quali la natura di uno o entrambi i proiettili viene modificata.

Quindi la sezione d'urto totale può essere scritta come:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elastica} + \sigma_{inelastica} \quad (1.2)$$

Prima di iniziare ogni altra discussione definisco alcune quantità e alcuni concetti spesso usati di qui in avanti (vedere *Chew* [6] e *Matthiae* [7])

Definizione di sezione d'urto per un dato processo

Si può partire da considerazioni molto semplici di cinematica relativistica.

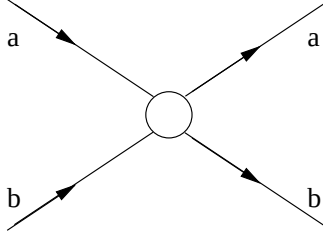


Figura 1.3: Diagramma corrispondente al processo di urto elastico $a + b = a + b$

Consideriamo un semplice processo elastico a 2 corpi a e b . La loro interazione è esprimibile in 3 differenti maniere:

$$a + b = a + b \quad (1.3)$$

$$a + \bar{a} = b + \bar{b} \quad (1.4)$$

$$a + \bar{b} = a + \bar{b} \quad (1.5)$$

L'equazione 1.3 corrisponde al processo diretto; è identicamente corretto considerare anche i cosiddetti processi incrociati (eq. 1.4 e eq. 1.5), cioè quelli ottenuti scambiando una particella entrante con l'antiparticella di una uscente e viceversa.

La cinematica del processo può essere descritta introducendo le variabili di *Mandelstam* (*Lorentz* invarianti)

$$s + t + u = 2m_a^2 + 2m_b^2 \quad (1.6)$$

Se si considera il processo diretto le variabili assumono questo significato; $\sqrt{s}$ è l'energia nel sistema del centro di massa, mentre $\sqrt{t}$ è l'impulso trasferito, che si può scrivere come:

$$t = -2k^2(1 - \cos\theta) \quad (1.7)$$

dove k è l'impulso nel sistema del centro di massa e θ è l'angolo di diffusione. Il processo diretto è quindi detto anche canale s .

Formalmente la teoria della diffusione elastica [8] parte dalla definizione di matrice S^1 , che esprime la probabilità di transizione, e matrice T che trasforma lo stato iniziale in finale.

L'unitarietà della matrice S è richiesta dalla conservazione della probabilità [9]. Usualmente l'ampiezza di diffusione si esprime, in rappresentazione momento, in termini di elementi della matrice T .

Se si trascurano effetti di spin è possibile descrivere la diffusione elastica per mezzo di una singola ampiezza invariante $F(s, t)$. La sezione d'urto differenziale sarà quindi:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{k^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi}{k^2 s} |F|^2 \quad (1.8)$$

Il teorema ottico

Diretta conseguenza dell'unitarietà della matrice S , è il teorema ottico, che lega la parte immaginaria della ampiezza in avanti con la sezione d'urto totale:

$$\sigma_{tot} = \frac{8\pi}{k\sqrt{s}} \cdot \text{Im}F(t=0) \quad (1.9)$$

È utile introdurre il parametro ρ , definito come il rapporto tra la parte immaginaria e quella reale dell'ampiezza di proiezione in avanti.

$$\rho = \frac{\text{Re}F(t=0)}{\text{Im}F(t=0)} \quad (1.10)$$

¹La matrice S (*Scattering*) è definita come la matrice unitaria che connette due stati asintotici nello spazio di *Hilbert* della rappresentazione unitaria irriducibile del gruppo di *Lorentz*, ed è legata alla ampiezza di transizione.

A energie grandi, dove $s \gtrsim 4k^2$ possiamo usare le relazioni approssimate

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq \frac{16\pi}{s^2} \cdot |F|^2 \quad \sigma_{tot} \simeq \frac{16\pi}{s} \cdot \text{Im}F(t=0) \quad (1.11)$$

L'ampiezza convenzionale $f(s, \cos\theta)$, definita come $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2$, è legata all'ampiezza invariante dalla seguente relazione:

$$f = \frac{2F}{\sqrt{s}} \simeq F/k \quad (1.12)$$

Espandendo l'ampiezza di diffusione in serie di onde parziali ottengo:

$$F(s, \cos\theta) = \frac{\sqrt{s}}{2k} \sum (2l+1) f_l(s) P_l(\cos\theta) \quad (1.13)$$

dove l'ampiezza dell'onda parziale è espressa in termini di spostamento di fase $\delta_l(s)$ con la formula $f_l = (e^{2i\delta_l} - 1)/2i$. A questo punto posso scrivere il teorema ottico in termini di onde parziali:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k^2} \sum (2l+1) \text{Im}(f_l(s)) \quad \text{l'unitarietà implica } |f_l|^2 \geq \text{Im}(f_l) \geq 1 \quad (1.14)$$

Ora introduciamo il parametro d'urto b , definito come $kb = l + \frac{1}{2}$. L'interpretazione semiclassica del parametro d'urto è la minima distanza di avvicinamento. Questa definizione diventa molto utile a energie grandi, quando il numero di onde parziali coinvolte è molto elevato (per $\sqrt{s} = 20 \text{ GeV}$ e $b \approx 1 \text{ fm}$ ho che $N_{\text{ond.par.}} \approx 100$)

È giustificato riscrivere l'espansione in onde parziali come integrale sul parametro d'urto

$$F(s, q) = \frac{is}{8\pi} \int e^{iq \cdot b} \left[1 - e^{-\Omega(s, b)} \right] d^2b \quad \text{dove } q^2 = -t \quad (1.15)$$

A volte questa è detta approssimazione dell'iconale. Lo spostamento di fase è stato sostituito dalla funzione continua $\Omega(s, b)$, detta opacità o iconale. L'integrazione sull'angolo solido dell'equazione 1.15 porta all'espressione dell'ampiezza con una forma simile alla trasformata di *Fourier-Bessel*

$$F(s, q) = \frac{is}{4} \int_0^{+\infty} J_0(qb) \left[1 - e^{-\Omega(s, b)} \right] b db \quad (1.16)$$

La funzione "profilo" $\Gamma(s, b) = 1 - e^{-\Omega(s, b)}$ si ottiene invertendo la 1.16:

$$\Gamma(s, b) = \frac{4}{is} \int_0^{+\infty} J_0(qb) F(s, q) q dq \quad (1.17)$$

La condizione di unitarietà sullo spazio del parametro d'urto è data da:

$$G_{in}(s, b) = 2\text{Re}\Gamma(s, b) - |\Gamma(s, b)|^2 \quad (1.18)$$

dove $G_{in}(s, b) = 1 - |e^{-\Omega(s, b)}|^2$ è detta funzione di profilo inelastica o nascosta, la quale rappresenta la probabilità di assorbimento che è associata ad ogni valore del parametro d'urto.

Integrando la funzione sul parametro d'urto si ottiene la sezione d'urto inelastica:

$$\sigma_{in}(s) = \int G_{in}(s, b) d^2b \quad (1.19)$$

e quindi la sezione d'urto totale :

$$\sigma_{tot} = 2 \int (1 - e^{-\Omega(s,b)}) d^2b \quad (1.20)$$

1.2 Proprietà generali della ampiezza di diffusione

È stato fatto un grande sforzo per descrivere la diffusione adronica ad alte energie, usando solo alcuni principi generali della QFT. Una visione storica abbastanza completa dei modelli proposti si può trovare in un articolo di *Martin* [10] che contiene i riferimenti ai contributi più importanti.

Si fa l'ipotesi che un grande numero di onde parziali coinvolte ad alte energie dovrebbe far diventare irrilevante la conoscenza esatta delle medesime; quindi un numero minore di parametri potrebbe bastare per descrivere l'urto in maniera soddisfacente.

Infatti finora sia i processi a basso momento trasferito, che contribuiscono da soli a gran parte della sezione d'urto totale, sia i processi diffrattivi, non possono essere affrontati perturbativamente e calcolati utilizzando la metodologia della QCD.

I principi fondamentali utilizzati, in aggiunta all'invarianza di *Lorentz*, sono i seguenti:

- (i) Il principio di Analiticità che deriva dal principio di causalità. Afferma che l'ampiezza di diffusione, quando espressa come funzione di adeguate variabili cinematiche, può beneficiare della continuazione analitica in campo complesso, e la risultante funzione ha una struttura singolare semplice (ha semplici singolarità), o almeno le più semplici coerentemente con i vincoli degli altri principi.
- (ii) Unitarietà della matrice S, che è conseguenza del principio di conservazione della probabilità.
- (iii) Simmetria incrociata per scambio di stati, che afferma che l'ampiezza invariante di diffusione nei vari canali (s, t, u) , che a priori potrebbe essere considerata indipendente, è racchiusa in un'unica funzione analitica $F(s, t, u)$.

1.2.1 Il parametro ρ

Conseguenze dirette molto importanti dell'analiticità sono le relazioni di dispersione, le quali legano la parte reale e immaginaria dell'ampiezza di diffusione. Nella forma più semplice, e più utile, la relazione di dispersione ci permette di scrivere la parte reale a $t = 0$ come un integrale di energia che contiene la sezione d'urto totale.

Per il caso più semplice di diffusione protone-protone o protone-antiprotone, dimenticandoci dei termini polari che sono irrilevanti ad alte energie, la relazione di dispersione può essere scritta come (vedi [11]) :

$$\rho_{p,\bar{p}}(E)\sigma_{p,\bar{p}}(E) = \frac{A}{p} + \frac{E}{\pi p} \int_m^{+\infty} dE' p' \left[\frac{\sigma_{p,\bar{p}}(E')}{E'(E' - E)} - \frac{\sigma_{\bar{p},p}(E')}{E'(E' + E)} \right] \quad (1.21)$$

dove E e p sono energia e impulso della particella incidente ed A è la costante di sottrazione. Il parametro ρ è definito nell'equazione 1.10, mentre i pedici p o $\bar{p}$ si riferiscono rispettivamente a diffusione pp o $\bar{p}p$.

Quando si discute di urti protone-protone e protone-antiprotone, è molto utile considerare un'ampiezza pari e un'ampiezza dispari.

$$\text{PARI : } F_+ = \frac{(F_{p\bar{p}} + F_{pp})}{2} \quad \text{DISPARI : } F_- = \frac{(F_{p\bar{p}} - F_{pp})}{2} \quad (1.22)$$

Da queste si definiscono σ_+ , σ_- e ρ_+ , ρ_- . Supponendo che ad alte energie scompaia la parte dispari, per l'uguaglianza misurata tra protoni ed antiprotoni, dall'equazione 1.21 otteniamo la semplice espressione per l'ampiezza pari:

$$\rho_+(E)\sigma_+(E) = \frac{2E}{\pi} \int_m^{+\infty} dE' \frac{\sigma_+(E')}{E'^2(E' - E)^2} \quad (1.23)$$

Una forma semplificata della relazione di dispersione, nota come “relazione di dispersione derivata” (articolo di *Bronzan* [12]), mostra in maniera chiarificante la connessione tra il parametro ρ e la dipendenza dall'energia della sezione d'urto totale. L'approssimazione della relazione di dispersione è valida soltanto quando la dipendenza della sezione d'urto totale dall'energia è abbastanza regolare, come ad alte energie. Per l'ampiezza pari si ha che:

$$\rho_+ = \frac{1}{\sigma_+} \tan \left(\frac{\pi}{2} \frac{d\sigma_+}{d \log(s)} \right) \simeq \frac{\pi}{2\sigma_+} \frac{d\sigma_+}{d \log(s)} \quad (1.24)$$

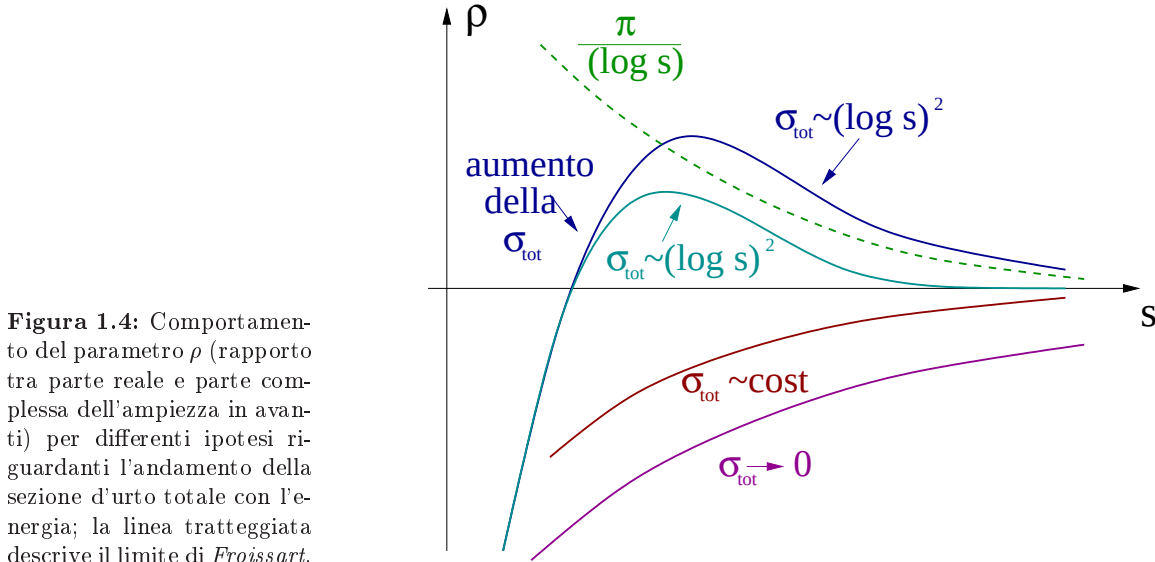


Figura 1.4: Comportamento del parametro ρ (rapporto tra parte reale e parte complessa dell'ampiezza in avanti) per differenti ipotesi riguardanti l'andamento della sezione d'urto totale con l'energia; la linea tratteggiata descrive il limite di *Froissart*.

Nella regione in cui la sezione d'urto totale al variare dell'energia ha un punto di minimo ci aspettiamo che ρ , inizialmente negativo, cresca, arrivi a 0 quando la sezione d'urto totale ha un minimo, e diventi positivo infine per alte energie.

La relazione tra parte reale ed immaginaria dell'ampiezza in avanti è stata per la prima volta introdotta in maniera rigorosa nel 1965 da Khuri e Kinoshita [13]. In figura 1.4 si vede che il comportamento del parametro ρ in funzione dell'energia varia a seconda del tipo di dipendenza dall'energia, adottata per sezione d'urto totale.

La correlazione tra ρ e σ_{tot} è utile per fare previsioni di sezione d'urto totale ad energie più alte di quelle alle quali la sezione d'urto totale è misurata; ad esempio le predizioni di *Amaldi* [14] per la sezione d'urto $p\bar{p}$ e pp , che hanno trovato riscontro tempo dopo con la misura della sezione d'urto totale a $\sqrt{s} = 546$ GeV eseguita dalla collaborazione UA4 [15].

1.2.2 Limiti all'ampiezza di diffusione

Utilizzando i principi di analiticità, unitarietà e permutazione dei canali, sono stati elaborati diversi teoremi per gli urti ad alte energie. Questi sono spesso espressi in forma matematica rigorosa come disuguaglianze alle quali l'ampiezza di diffusione deve obbedire. Saranno qui riportati solo i più importanti teoremi e limiti, si rimanda a testi specializzati per una discussione più approfondita che esula dagli scopi della mia tesi.

Limite di Froissart-Martin

Uno dei primi risultati ottenuti a proposito del comportamento ad alte energie della sezione d'urto totale è il famoso limite di *Froissart-Martin*, introdotto per primo da *Froissart* [16] nel 1961 sfruttando la rappresentazione in coordinate di *Mandelstam*, e ricavato poi anche da *Martin* [17] nel 1966 utilizzando esclusivamente i principi di analiticità ed unitarietà.

Questo teorema di fatto fissa un limite superiore per la sezione d'urto totale; essa è limitata a crescere al più come $(\log s)^2$ all'aumentare dell'energia:

$$\sigma_{tot} \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} (\log s)^2 \quad (1.25)$$

Il contenuto fisico del limite di *Froissart-Martin* può essere espresso in questo modo. A grandi energie il numero di onde parziali che effettivamente sono coinvolte nella diffusione è:

$$L(s) \approx \frac{\sqrt{s} \log s}{4 m_\pi} \quad (1.26)$$

Per $[l \leq L(s)]$ l'unitarietà pone il vincolo $[\text{Im } f_l \leq q]$ sull'ampiezza invariante. Per $[l > L(s)]$ però l'ampiezza delle onde parziali è vincolata dall'analiticità ad essere una funzione a decrescenza rapida in l cioè :

$$\text{Im } f_l(s) \leq \exp \left(-\frac{4 m_\pi l}{\sqrt{s}} \right) \quad (1.27)$$

Questo implica che asintoticamente il contributo dominante alla sezione d'urto totale sia portato dalle onde parziali $l \leq L(s)$; il contributo di quelle a $l > L(s)$ infatti cresce solo come $(\log s)$. Utilizzando il principio di unitarietà con le equazioni 1.14 e 1.26, si ottiene quindi la disequazione 1.27

Dopo la scoperta della crescita della sezione d'urto totale con l'energia, ci si domandò se questo nuovo andamento violasse il limite di *Froissart-Martin*. Come verrà discusso più avanti i dati concordano con l'andamento $(\log s)^2$, ma la sezione d'urto osservata è molto più piccola del limite massimo imposto dal teorema di *Froissart-Martin* (disequazione 1.25). Numericamente il valore di π/m_π^2 è circa 60 mb. Comunque si deve tenere conto che il limite di *Froissart-Martin* è una relazione rigorosa ottenuta dai principi generali.

Per la sezione d'urto inelastica il limite diventa

$$\sigma_{el} \geq A \frac{\sigma_{tot}^2(s)}{(\log s)^2} \quad \text{con } A \text{ costante} \quad (1.28)$$

Limitazioni si hanno anche per la derivata della sezione d'urto differenziale per alte energie

$$B(s, t)|_{t=0} = \frac{d}{dt} \left(\log \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \quad (1.29)$$

Il seguente è il corrispondente al limite di *Froissart-Martin* per la sezione d'urto totale

$$B(s, 0) \leq A(\log s)^2 \quad \text{dove } A \text{ è una costante} \quad (1.30)$$

Teorema di MacDowell-Martin

Un'importante teorema, conosciuto come relazione di *MacDowell-Martin* [18], fissa anche il limite inferiore; è diretta conseguenza dell'unitarietà ed è stata ottenuta sfruttando le proprietà dei polinomi di *Legendre*:

$$2 \left[\frac{d}{dt} \log \text{Im} F(s, t) \right]_{t=0} \geq \frac{1}{18\pi} \frac{\sigma_{tot}^2(s)}{\sigma_{el}(s)} \quad (1.31)$$

e se come al solito trascuriamo la parte reale per ($t = 0$) l'equazione 1.31 diventa

$$B(s, 0) \geq \frac{1}{18\pi} \frac{\sigma_{tot}^2(s)}{\sigma_{el}(s)} \quad (1.32)$$

Inoltre il limite è stato esteso oltre alla regione di diffusione in avanti [19], pur sempre rimanendo in una regione di piccolo momento trasverso. Cosa curiosa è il fatto che già a queste energie il limite sembra “saturato”. Questo implica che ad alte energie la forma della sezione d'urto differenziale per piccoli t può essere schematizzata con una semplice distribuzione esponenziale;

$$\frac{d\sigma}{dt} = B \sigma_{el} \exp(Bt) \xrightarrow{\text{teorema ottico}} B = \frac{1}{16\pi} \frac{\sigma_{tot}^2(s)}{\sigma_{el}(s)} \quad (1.33)$$

che è molto vicino al limite della 1.32.

Dato l'andamento asintotico del limite di *Froissart-Martin*, che prevede $\sigma_{tot}(s) \sim (\log s)^2$, ci si aspetta che anche $\sigma_{el}(s) \sim (\log s)^2$ e $B(s, 0) \sim (\log s)^2$. L'ampiezza di diffusione nella regione di limite asintotico [20] diventa funzione della sola variabile $\tau = -t (\log s)^2 \sim -t \sigma_{tot}$.

$$F(s, t) = F(s, 0) \phi(\tau) \quad (1.34)$$

Questa formula fu utilizzata come base del modello [21] di adattamento geometrico, il quale afferma che la legge di adattamento asintotico, che vale se il limite di *Froissart-Martin* è saturato, è valida già ad energie medio-basse. In questo modello la funzione di opacità è :

$$\Omega(s, t) = \Omega \left[\frac{b}{R(s)} \right] \quad \text{dove } R(s) \sim \log s \quad (1.35)$$

che prevede che il rapporto tra σ_{el} e σ_{tot} diventi costante.

Il modello si è però verificato valido solo per un piccolo intervallo di energie, dato che misure successive [15] al collider SPS hanno evidenziato l'aumento del rapporto σ_{el}/σ_{tot} .

1.3 Modello di Regge

La teoria di *Regge* ha avuto molto successo nella descrizione di urti ad alte energie e piccolo momento trasferito. È quindi molto utile richiamarne i concetti

base e le formule più utili, rimandando a testi specifici per una trattazione completa della teoria e della fenomenologia [22]. Essa prevede che le interazioni siano spiegabili come lo “scambio” di Reggeoni (o poli di *Regge*).

Lo scambio di un Reggeone nel canale t corrisponde allo scambio di una serie infinita di particelle (e relative risonanze) con numeri quantici tali da poter comparire anche nel diagramma incrociato relativo al canale t .

Infatti il contributo di un Reggeone ha, per ogni valore di t , la stessa dipendenza da s del contributo di un ipotetico scambio di una particella con spin $\alpha(t)$; si può parlare quindi di una “traiettoria $\alpha(t)$ ” lineare in t , cioè

$$\alpha(t) \simeq \alpha(0) + \alpha' t \quad (1.36)$$

L’ampiezza corrispondente allo scambio di un singolo Reggeone ha una forma del tipo:

$$F(s, t) \sim \beta(t) \left\{ 1 \pm e^{-i\pi\alpha(t)} \right\} s^{\alpha(t)} \quad (1.37)$$

dove $\alpha(t)$ è detta appunto funzione di traiettoria, $\beta(t)$ è la funzione residua, mentre il termine tra parentesi graffe è un fattore di segno.

Informazioni sulla funzione di traiettoria sono estraibili dai diagrammi dello spin delle risonanze note in funzione del quadrato della loro massa.

Il contributo di un Reggeone alla sezione d’urto totale è determinato dal valore dell’intercetta $\alpha(0)$ della traiettoria a impulso trasferito $t = 0$:

$$\sigma_{tot} \sim s^{\alpha(0)-1} \quad (1.38)$$

la sezione d’urto differenziale corrispondente sarà:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim H(t) s^{2\alpha(0)-2} e^{(2\alpha' \log s)t} \quad \text{dove } H(t) \text{ varia lentamente con } t \quad (1.39)$$

Negli anni '60, la teoria di *Regge* diventò molto popolare dato che queste semplici predizioni erano verificate sperimentalmente in tutti i processi di diffusione adrone-adrone. Allora però l’andamento conosciuto della sezione d’urto totale era piatto o leggermente decrescente. Era chiaro che lo scambio del normale Reggeone, utile per spiegare processi inelastici a due corpi, non potesse essere sufficiente a spiegare la diffusione elastica.

Difatti le traiettorie di *Regge* corrispondenti alle risonanze note avevano intercette $\alpha(0) \lesssim 1/2$ (il pione ha intercetta $1/2$) che implica una dipendenza dall’energia del tipo $\sigma_{tot} \sim s^{-1/2}$.

Questo portò all’introduzione del “Pomeron”, una speciale traiettoria di *Regge* avente i numeri quantici del vuoto ed intercetta $\alpha(0) \simeq 1$.

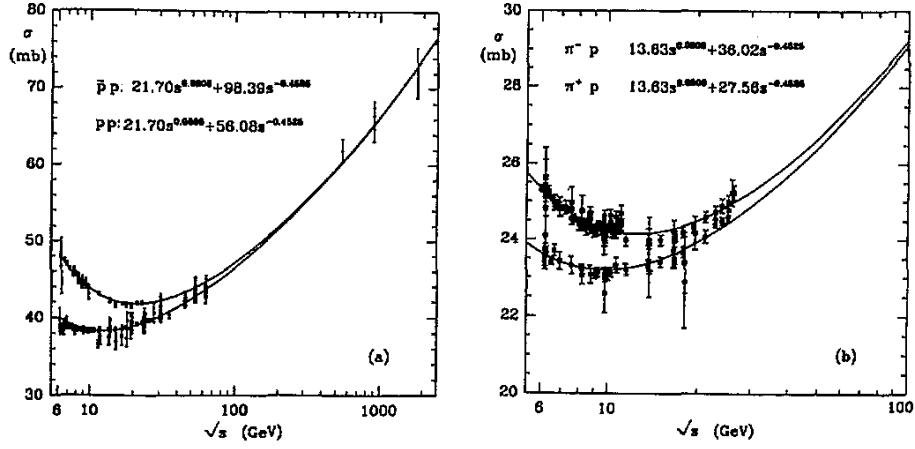
Nella visione fenomenologica della diffusione elastica, lo scambio di un Pomeron fu inteso essere l’effetto dell’assorbimento dovuto ai vari canali di processi inelastici (ossia una specie di parte nascosta).

La teoria di *Regge* è in grado di fornire una buona descrizione della sezione d’urto totale, come mostrato nel 1992 da *Donnachie and Landshoff* [23], che hanno eseguito un *fit* di tutti i dati disponibili per processi protone-adroni da $\sqrt{s} \geq 6$ GeV con la semplice espressione:

$$\sigma_{tot} = X s^{\alpha_P(0)-1} + Y s^{\alpha_R(0)-1} \quad (1.40)$$

dove il primo termine corrisponde allo scambio di un Pomeron mentre il secondo allo scambio di un Reggeone. Dato che i Reggeoni hanno gli stessi numeri

Figura 1.5: Fit di Donachie e Landshoff [23] del modello di *Regge* per σ_{tot}^{pp} e $\sigma_{tot}^{\bar{p}p}$ (a sinistra) e per $\sigma_{tot}^{\pi^\pm p}$ (a destra).



quantici del vuoto, il loro accoppiamento a particella ed antiparticella è identico, quindi deve essere identico anche il valore di $\sigma_{tot}(ab)$ e $\sigma_{tot}(\bar{a}b)$.

In questo modello viene utilizzata una traiettoria di *Regge* con $\alpha_R(0) \simeq 1/2$ mentre $\alpha_P(0)$ viene derivata dal fit. Una buona descrizione dell'andamento della sezione d'urto totale è visibile in figura 1.5; il parametro risulta leggermente quindi più grande di uno: $\alpha_P(0) = 1.0808$. È inoltre molto interessante che *fit* abbastanza buoni siano ottenuti da funzioni con pochi parametri. L'indagine mostra quanto la crescita della sezione d'urto totale possa essere considerata non un fenomeno intrinseco dei processi adrone-adrone, quanto una proprietà comune del sistema di interazione, cioè i Pomeroni.

Il termine $\alpha(0) > 1$ rende la 1.40 non asintoticamente corretta in quanto violerebbe il limite di *Froissart-Martin*. Ricordando però che le energie in gioco potrebbero essere ancora abbastanza lontane dal limite asintotico. Se consideriamo che il parametro $\alpha(0)$ ha una piccola dipendenza dall'energia, possiamo ritenere valido il formalismo di *Regge* per le energie in gioco a LHC.

Un modello alla *Regge* più sofisticato [24] e [25] reinterpretava l'ampiezza di *Regge* (equazione 1.37) come una specie di "approssimazione di *Born*" introducendo termini di ordine superiore, per ripristinare l'unitarietà della teoria, ipotizzando quindi processi con scambio di più Pomeroni.

Con questo approccio, i termini di ordine più alto corrispondono a Reggeoni che hanno una diversa dipendenza da energia e momento trasverso. L'inclusione nella teoria di questi termini permette la descrizione della diffusione elastica non solo nella regione in avanti ma anche ad angoli più grandi dove la sezione d'urto differenziale non ha solo un'andamento esponenziale.

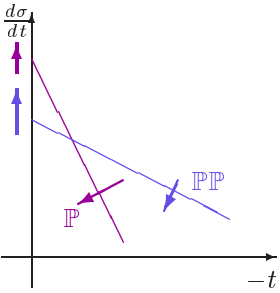


Figura 1.6: Contributo dello scambio di un **singolo pommerone (P)** e di un **doppio pommerone (PP)** alla sezione d'urto differenziale della diffusione elastica, le frecce indicano l'evoluzione all'aumentare dell'energia

1.4 Modello diffrattivo

A piccoli momenti trasferiti, la sezione d'urto differenziale elastica in avanti ha un picco molto netto (per $-t \sim 1 \text{ GeV}^2$) come si vede in figura 1.6; questo comportamento è tipico di un fenomeno diffrattivo.

La teoria della diffrazione è applicabile quando la lunghezza d'onda diffusa è molto più piccola delle dimensioni tipiche del mezzo contro il quale viene diffusa.

$$k r_0 \gg 1 \quad (1.41)$$

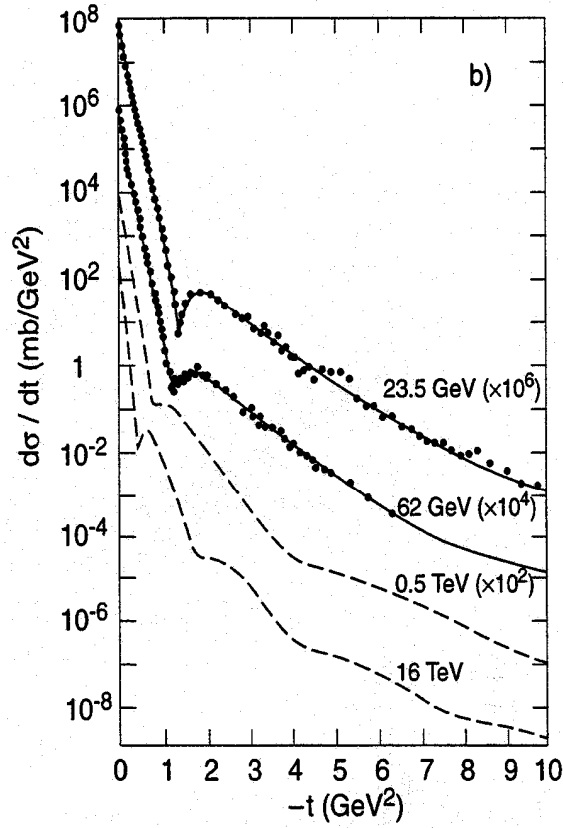


Figura 1.7: Misure dello scattering elastico per piccoli impulsi trasferiti.

Se $r_0 \sim 1$ fm, questo si verifica già ad energie di pochi GeV, che sono già sufficientemente grandi per dare luogo a parecchi processi inelastici.

Visione dell'urto

La collisione di due adroni si può interpretare come interazione tra due distribuzioni di "materia adronica". In ogni istante la probabilità di interazione è proporzionale alla densità locale di materia.

Tradizionalmente si ipotizza che la distribuzione di materia all'interno del protone sia della stessa forma della distribuzione di carica misurata negli esperimenti di diffusione protone elettrone.

L'opacità o fusione dell'iconale (introdotta in eq.1.15) è una funzione reale dipendente dall'energia e dal parametro di impatto, e dà luogo ad una ampiezza di diffusione puramente complessa.

$$\Omega(s, b) = S(s)T(b) + R(s, b) \quad (1.42)$$

dove il primo termine rappresenta la componente diffrattiva, dominante ad alte energie, mentre il secondo è il contributo dei poli di *Regge*, trascurabile ad alte energie. Il modello prevede che asintoticamente σ_{tot} , σ_{el} , e $d\sigma_{el}/dt$ crescano come $R^2(s)$, dove $R(s)$ è il raggio tipico di interazione $R(s) \simeq R_0 \log s$. Questo può essere visto in maniera intuitiva come espansione della dimensione del protone ad alte energie.

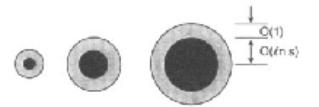


Figura 1.8: Aumento delle dimensioni del protone con l'aumentare dell'energia

1.5 Metodo sperimentale per la misura della sezione d'urto totale

Ad alte energie il metodo di misurare la sezione d'urto totale che dà la migliore precisione è quello che viene detto “metodo indipendente dalla luminosità” (*luminosity independent method*). Infatti sovente non si dispone di misure precise della luminosità della macchina.

Questo metodo implica la misura simultanea della diffusione elastica a piccolo t e del *rate* di interazione inelastico.

La sezione d'urto totale e la luminosità integrata della macchina sono collegate dall'equazione:

$$N_{el} + N_{inel} = \mathcal{L} \sigma_{tot} \quad (1.43)$$

dove N_{el} ed N_{inel} sono rispettivamente il numero di interazioni elastiche ed il numero di interazioni inelastiche osservate. Con la misura della diffusione elastica ed utilizzando il teorema ottico, già introdotto nel capitolo 1.1 eq. 1.9, che lega la sezione d'urto alla parte immaginaria dell'ampiezza in avanti si può scrivere:

$$\left(\frac{dN_{el}}{dt} \right)_{t=0} = \mathcal{L} \left(\frac{d\sigma}{dt} \right) = \mathcal{L} \frac{\sigma_{tot}^2 (1 + \rho^2)}{16\pi} \quad (1.44)$$

dove $\left(\frac{dN_{el}}{dt} \right)_{t=0}$ è la distribuzione di particelle diffuse al variare di t , estrapolata a $t = 0$. Combinando le due equazioni è possibile eliminare la dipendenza dalla luminosità, e scrivere la sezione d'urto totale come funzione di quantità misurabili:

$$\sigma_{tot} = \frac{16\pi}{1 + \rho^2} \frac{\left(\frac{dN_{el}}{dt} \right)_{t=0}}{N_{el} + N_{inel}} \quad (1.45)$$

Per alte energie il parametro ρ è molto piccolo, circa $0.1 \div 0.2$, pertanto la misura della sezione d'urto all'1% non richiede la conoscenza del parametro ρ con una grande precisione.

La distribuzione della diffusione elastica $(dN_{el}/dt)(t)$, deve essere misurata a piccoli t (cioè a piccoli angoli), ed estrapolata a $t = 0$ assumendo una dipendenza di tipo $e^{-B|t|}$ (diffusione Coulombiana).

Per misurare la diffusione elastica a piccoli angoli (dell'ordine del μrad) è quindi necessario operare in un regime in cui la divergenza del fascio al punto di interazione risulta molto piccola.

Per discriminare le particelle diffuse a angoli così piccoli, rispetto al fascio non diffuso è necessario disporre i rivelatori in zone molto distanti dal punto di interazione.

Questo implica particolari configurazioni dell'ottica della macchina, che verranno spiegate nel capitolo 2.1.1.

La misura della sezione d'urto totale con il metodo esposto precedentemente permette simultaneamente anche la misura di precisione della luminosità

$$\mathcal{L} = \frac{1 + \rho^2}{16\pi} \frac{(N_{el} + N_{inel})^2}{(dN_{el}/dt)_{t=0}} \quad (1.46)$$

In questo modo si può ottenere la calibrazione dei rivelatori *monitor* di luminosità.

1.6 Misura della parte reale dell'ampiezza di diffusione

Per ottenere il parametro ρ (definito in eq. 1.10) è necessario misurare la parte reale dell'ampiezza di diffusione in avanti.

La parte reale dell'ampiezza adronica si può ottenere osservando l'interferenza con l'ampiezza di diffusione Coulombiana (che è ben nota), in una regione di t in cui i moduli delle due ampiezze siano confrontabili.

Come si vede dalla figura 1.9, alle energie di LHC, questo avviene per valori di $-t < 10^{-3} \text{ GeV}^2$.

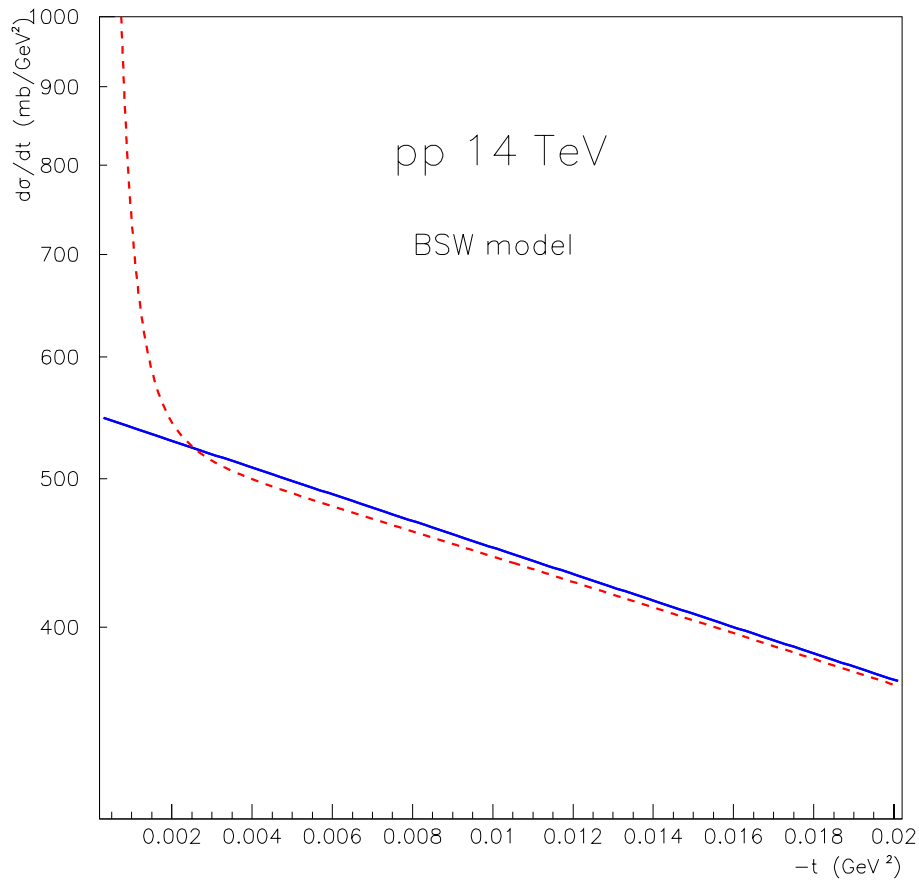


Figura 1.9: Distribuzione del valore di $d\sigma/dt$ per la diffusione elastica protone protone ad $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. La linea piena rappresenta la sola parte adronica mentre la linea tratteggiata include anche il contributo la diffusione Coulombiana

La dipendenza di σ_{el} da t può essere espressa da:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{16\pi}{s} |F_c e^{\pm i\alpha\phi} + F_h|^2 \quad (1.47)$$

dove F_c è l'ampiezza di diffusione Coulombiana, F_h è l'ampiezza di diffusione adronica α è la costante di struttura e ϕ è la fase tra le due ampiezze.

Per l'ampiezza di diffusione adronica è solitamente usata la parametrizzazione:

$$F_h = \frac{s}{16\pi} \sigma_{tot}(\rho + i) e^{Bt/2} \quad (1.48)$$

La fase ϕ può essere calcolata e, assumendo $B=15 \text{ GeV}^{-2}$, si ottiene $\alpha\phi \approx 0.027$ per $-t = 10^{-3} \text{ GeV}^2$.

Per poter effettivamente misurare ρ a LHC è pertanto necessario riuscire ad ottenere condizioni di fascio sufficientemente buone da permettere ai rivelatori elastici di tracciare protoni con valori di t molto piccoli.

Le attuali caratteristiche dell'esperimento TOTEM non consentono un'adeguata efficienza nella zona di interesse.

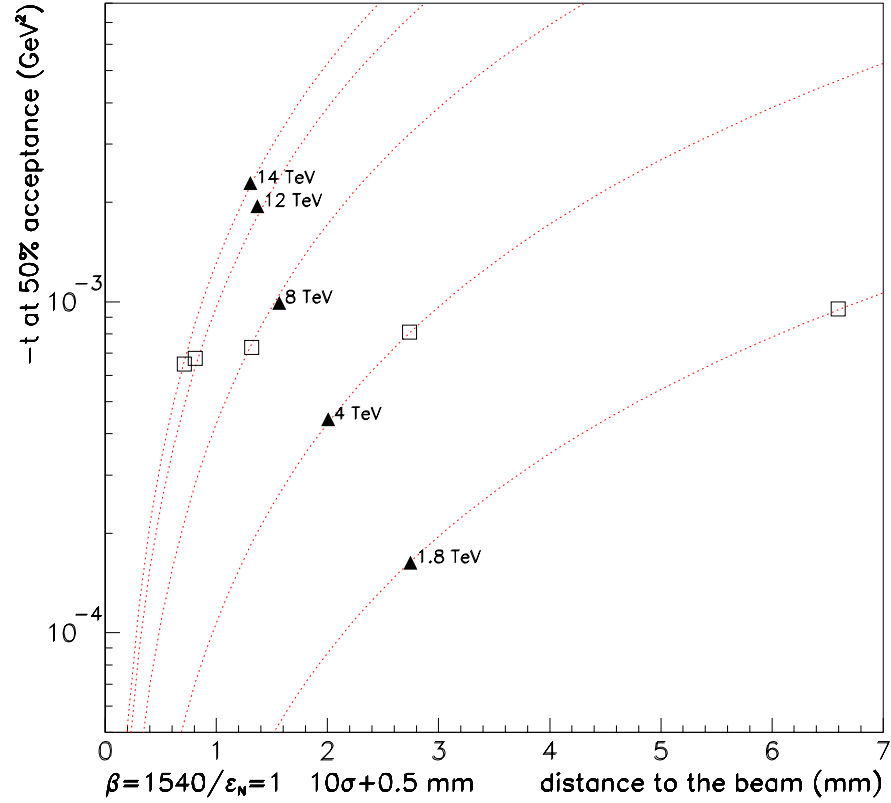


Figura 1.10: Distribuzione del valore di $-t$ corrispondente ad una accettazione del 50% in funzione della distanza dal fascio dei rivelatori, per varie energie del fascio. Il punto di interferenza tra le due ampiezze di diffusione è contrassegnato da $\square$

Per poter misurare il parametro ρ è pertanto necessario o avvicinare maggiormente i rivelatori al fascio o effettuare la misura con un'energia inferiore a quella nominale di LHC $\sqrt{s} < 8 \text{ TeV}$, come si vede sempre in figura 1.10.

Entrambe le soluzioni sono al momento in fase di studio da parte della collaborazione.

Capitolo 2

L'esperimento TOTEM

L'esperimento TOTEM è stato proposto per eseguire una misura di precisione della sezione d'urto totale e per lo studio dei processi di diffusione elastica e dissociazione diffrattiva a LHC.

La misura del *rate* di interazione inelastico con la precisione dell'1% richiede la rivelazione delle particelle diffuse inelasticamente in una regione angolare ben determinata.

TOTEM utilizzerà un "telescopio inelastico" (diviso in due parti) dotato di un'accettanza angolare sufficiente a raggiungere gli obiettivi prefissati ed installato simmetricamente all'estremità di CMS, un altro esperimento di LHC con il quale TOTEM condividerà il punto di interazione (IP5).

Per la misura della sezione d'urto elastica ($d\sigma_{el}/dt$) fino a $-t \approx 10^{-3} \text{ GeV}^2$, corrispondenti ad un angolo di diffusione di $10 \mu\text{rad}$ due serie di rivelatori saranno installati a pochi millimetri dal fascio in sezioni speciali della camera a vuoto dette *Roman Pots*.

2.1 Misura del rate elastico

La misura della sezione d'urto totale richiede TOTEM misuri il $d\sigma_{el}/dt$ fino a valori di $-t \approx 10^{-3} \text{ GeV}^2$, che corrispondono ad angoli di diffusione dei protoni di $10 \mu\text{rad}$. Queste particelle restano nella camera a vuoto vicino al fascio per varie centinaia di metri e non sono quindi differenti da altre particelle in circolo nella macchina. La loro misura è possibile quando lo spostamento nella regione dei rivelatori è grande abbastanza da far uscire le particelle diffuse dalla zona del fascio.

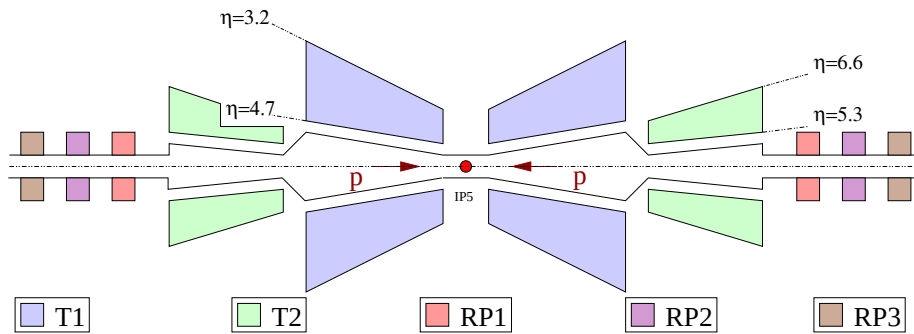


Figura 2.1: I rivelatori dell'esperimento Totem

Volendo misurare con buona precisione angoli molto piccoli sono necessarie condizioni in cui l'incertezza sull'angolo di incrocio è trascurabile rispetto all'angolo di diffusione da misurare.

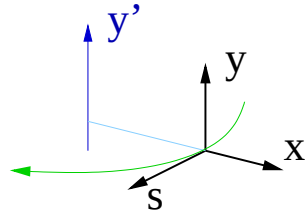
La traiettoria delle particelle all'interno dell'acceleratore è legata alla configurazione dei magneti del reticolo della macchina, che viene detta configurazione dell'ottica.

È di particolare interesse controllare la forma del fascio nelle regioni di interazione, disposte in sezioni della macchina dove non sono presenti dipoli, dette *Long Straight Section* (LSS); l'ottica di queste regioni si deve adattare all'ottica regolare della macchina, e questa viene detta ottica di "inserzione".

Vediamo come si ottengono le caratteristiche richieste da TOTEM calcolando un'ottica speciale per l'inserzione nel punto di interazione.

2.1.1 Un'ottica speciale per TOTEM

Per lo studio della traiettoria delle particelle all'interno dell'acceleratore è conveniente utilizzare un sistema di coordinate corvilinee (x, y, s) come in figura 2.2.



Detta s la coordinata curvilinea relativa all'orbita di riferimento, lo studio delle equazioni del moto viene eseguito nella terna ruotante, dove l'asse $\hat{s}$ corrisponde al vettore tangente all'orbita di riferimento. Definisco

$$x'(s) = \frac{dx}{ds} \quad y'(s) = \frac{dy}{ds} \quad (2.1)$$

Figura 2.2: Sistema di coordinate per lo studio delle equazioni del moto di una particella nel reticolo di un'acceleratore

Introducendo il formalismo delle matrici di *Twiss*, è molto semplice determinare le caratteristiche principali del fascio (posizione, divergenza) in ogni punto della macchina.

La traiettoria di una particella, di energia nominale, è descritta in formalismo reticolare dall'equazione matriciale

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} = T_x(s) \begin{pmatrix} x^* \\ x'^* \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Con $x(s)$ si indica la posizione della particella sull'asse trasverso x , mentre con $x'(s)$ la sua derivata rispetto alla coordinata curvilinea s come si vede nell'equazione 2.1; le medesime quantità viste nel punto di interazione sono dette x^* x'^* . Gli stessi risultati sono validi anche per la coordinata y .

$T_x(s)$ indica la matrice di evoluzione del reticolo, o matrice di *Twiss*, grazie alla

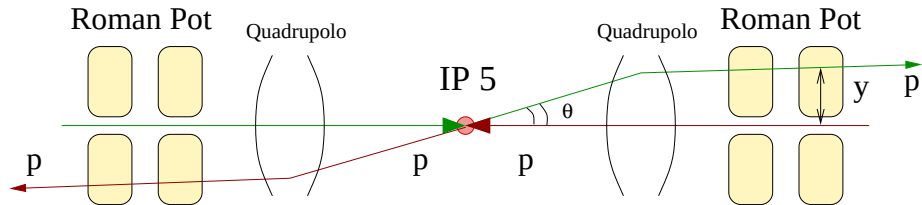


Figura 2.3: Traiettorie di una particella diffusa ad un angolo θ . La traiettoria della particella viene deviata dai quadrupoli. Per determinare l'angolo di diffusione è necessario conoscere la lunghezza efficace del sistema focale (L_{eff}).

quale è possibile determinare le caratteristiche del fascio in ogni punto dell'acceleratore. È determinata dalla sola configurazione (disposizione e campo) dei magneti della macchina. Dall'equazione (2.2) si ricava la formula seguente

$$x'^* = \frac{x(s) - T_x^{11} x^*}{T_x^{12}} \quad (2.3)$$

Espandendo gli elementi della matrice di *Twiss* con i parametri di *Courant-Snyder* ottengo:

$$\text{Ingrandimento} \quad T_x^{11} = v_x = \sqrt{\frac{\beta_x(s)}{\beta^*}} \cos \Delta\mu_x(s) \quad (2.4)$$

$$\text{Lunghezza efficace} \quad T_x^{12} = L_x^{eff} = \sqrt{\beta_x(s)\beta^*} \sin \Delta\mu_x(s) \quad (2.5)$$

$$\text{Avanzamento di fase} \quad \Delta\mu_x(s) = \int \frac{1}{\beta_x(s)} ds \quad (2.6)$$

Per misurare un angolo, in maniera indipendente dalla posizione del vertice si richiede che il parametro $T_x^{11} = 0$; si ha quindi la relazione:

$$x'^* = \frac{x(s)}{T_x^{12}} \quad \rightarrow \quad \theta = \frac{x(s)}{L_{eff}} \quad (2.7)$$

che permette di misurare l'angolo con una semplice misura di $x(s)$. Per ottenere $T_x^{11} = 0$ deve essere $\cos \Delta\mu_x(s) = 0$ e quindi $\Delta\mu_x(s) = \pi/2$.

Osserviamo che tanto più è grande il parametro T_x^{12} tanto più piccolo è l'angolo misurabile che si può ottenere aumentando β e diminuendo l'emittanza $\epsilon_y = \sigma_y \beta_y$.

La condizione $\Delta\mu = \pi/2$ si ottiene in entrambi i piani orizzontale e verticale.

2.1.2 Il telescopio elastico

Per misurare i protoni diffusi a piccoli angoli, è necessario disporre i rivelatori molto vicino al fascio. Per fare questo i rivelatori sono installati in particolari sezioni della camera a vuoto dette *Roman Pots* in un punto molto distante dalla zona di interazione.

2.1.2.1 Le Roman Pots

In passato la tecnica delle *Roman Pots* è già stata utilizzata con successo per misure di questo tipo (ISR[28], UA4[29], Tevatron[2]). Lo scopo è quello di

portare i rivelatori quanto più possibile vicini al fascio, al momento della misura, quando questo è stabile. Il singolo fascio di protoni a 7 TeV di LHC, nelle condizioni di ottica utilizzata da TOTEM, ha dimensione (1σ) di 0.1 mm. La distanza minima alla quale è possibile avvicinarsi al fascio di particelle è determinata anche dalla configurazione degli assorbitori primari e secondari della macchina LHC.

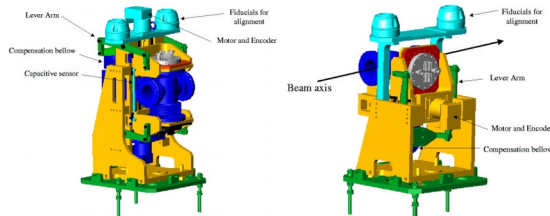


Figura 2.4: Ogni *Roman Pot station* comprende due tipi di *Roman Pot*, uno con direzione di avvicinamento verticale (**a sinistra**) ed uno con direzione di avvicinamento orizzontale (**a destra**).

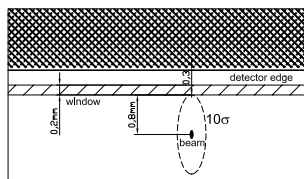
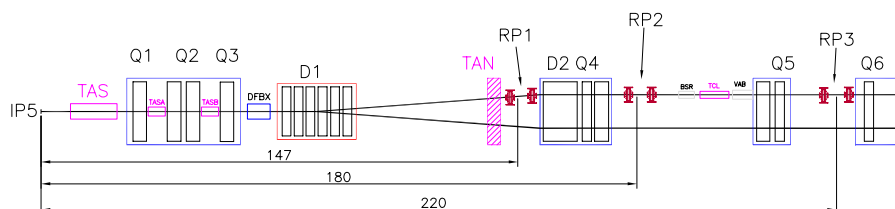


Figura 2.6: Posizioni delle stazioni di *Roman Pot* tra gli elementi dell'ottica dell'acceleratore.

Per l'ottica ad alto β^* di TOTEM e considerando gli spazi morti nel rivelatore, la distanza di avvicinamento massima corrisponde a 1.3 mm , come di vede in figura 2.5.

La ricostruzione della traiettoria della particella diffusa prevede l'impiego di almeno due stazioni di *Roman Pots* per ogni lato del punto di interazione. Ogni stazione è composta da due *Roman Pots* delle quali una permette un avvicinamento al fascio nella direzione verticale (figura 2.4 **sinistra**), mentre l'altra un avvicinamento nella direzione orizzontale (figura 2.4 **destra**). La disposizione delle *Roman Pot Stations* tra gli elementi dell'acceleratore è chiaramente riassunta in figura 2.6.



Ad un fascio di particelle con una struttura temporale e molto intenso, corrisponde nel sistema di riferimento solidale al rivelatore un campo elettromagnetico, che può generare problemi di *pick-up* a radiofrequenza sull'elettronica del rivelatore; quindi è necessario pensare la *Roman Pot* non solo come un dispositivo di disaccoppiamento dal vuoto primario, ma anche come schermo dell'elettronica dal *pick-up* EM del fascio.

2.1.2.2 Rivelatori per le Roman Pots

Dalla simulazione della risoluzione in t , figura 2.7, si vede che con una risoluzione del rivelatore di $20 \mu m$ si ha una risoluzione sulla misura dell'angolo pari all'incertezza angolare:

La scelta cade quindi su tecnologia al silicio, dove ad esempio, l'uso di microstrisce (di silicio) con un passo di $50 - 100 \mu m$ che permette raggiungere una risoluzione di $10 - 20 \mu m$.

L'esperimento TOTEM, sta sviluppando dei particolari rivelatori a silicio, detti *edgeless*, i quali permettono di ridurre al minimo la zona inefficiente al bordo ($50\text{ }\mu\text{m}$ contro $500 \div 1000\text{ }\mu\text{m}$). Ottimi risultati sono stati ottenuti nei test su fascio del 2002 [30] e del 2003 [31].

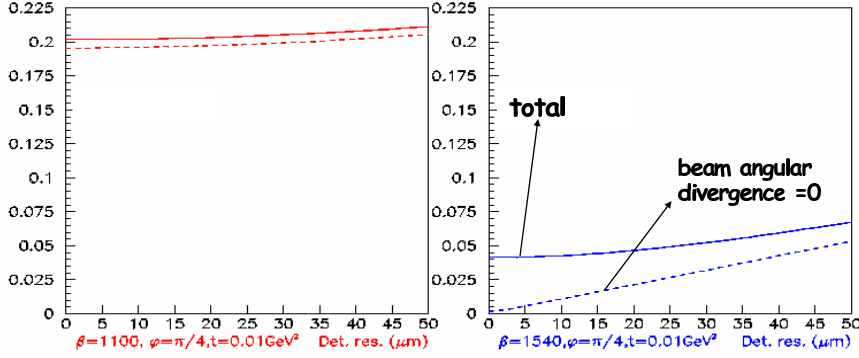


Figura 2.7: Simulazione della risoluzione necessaria per la ricostruzione della traccia nelle Roman Pots

2.2 Misura del rate inelastico

Per misurare il *rate* di interazione inelastico è necessario:

- generare un trigger completamente inclusivo con efficienza elevata e misurabile.
- ricostruire il vertice dell'evento in modo da discriminare le collisioni pp a $\sqrt{s} = 14$ TeV dai segnali di fondo;
- avere una simmetria del rivelatore rispetto al punto di interazione, molto utile per il trattamento degli errori sistematici.

È possibile classificare i processi fisici inelastici in due differenti tipologie; gli eventi singolo diffrattivi (SD) e gli eventi non singolo diffrattivi (NSD):

SD cioè la categoria di eventi del tipo $p + p \rightarrow p + X$ corrispondenti ad un protone diffuso quasi elasticamente a piccoli angoli (e rivelato nelle *Roman Pots*) ed ad un insieme di X di particelle che rincula dal lato opposto;

NSD cioè tutti gli altri eventi inelastici, le cui particelle prodotte coprono tutta la finestra di pseudorapidità, e che includono eventi *minimum bias* (mb), cioè dove non ci sia alcun indice di alto momento trasverso p_t , ed eventi doppio diffrattivi (DD).

La parte della sezione d'urto inelastica σ_{inel} è la somma delle sezioni d'urto di questi processi.

$$\sigma_{inel} = \sigma_{SD} + \sigma_{NSD} \quad (2.9)$$

$$\text{dove} \quad \sigma_{NSD} = \sigma_{mb} + \sigma_{DD} \quad (2.10)$$

i cui valori sono stati estrapolati per l'energia nominale di LHC ([32] e [33]) e valgono:

$$\sigma_{SD} = 14 \text{ mb} \quad \sigma_{mb} = 58 \text{ mb} \quad \sigma_{DD} = 7 \text{ mb} \quad (2.11)$$

La necessità di ottenere un trigger completamente inclusivo per questi eventi richiede una copertura angolare adeguata.

I risultati ottenuti con un MonteCarlo sulla base dei valori estrapolati di σ_{inel} e dell'esperienza di altri esperimenti nello SPS e al Tevatron, confermano che

utilizzando una copertura angolare di 3 unità di pseudorapidità¹ η , a piccoli angoli ($\eta \geq 3$), è possibile raggiungere con correzioni una precisione della misura del *rate* inelastico dell'ordine del 1%.

Le perdite attese sono valutate da studi effettuati utilizzando le estrapolazioni delle sezioni d'urto introdotte in eq.2.11; i risultati per gli eventi NSD e SD sono riportati rispettivamente in figura 2.8 ed in figura 2.9.

Per eseguire le misure del *rate* inelastico TOTEM costruirà quindi due subtelescope T1 e T2, con copertura $3.2 \leq \eta \leq 4.7$ per T1 e $5.3 \leq \eta \leq 6.6$ per T2 (vedi figura 2.10); entrambi i rivelatori si integrano perfettamente con le strutture del rivelatore CMS.

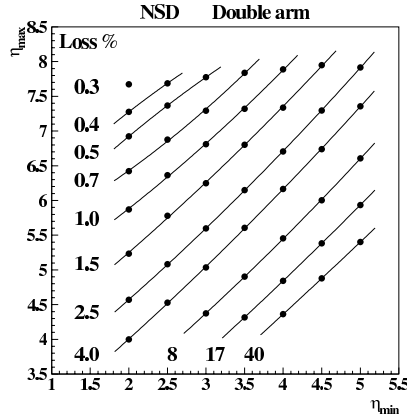


Figura 2.8: Perdita del *rate* inelastico al variare della copertura in unità di pseudo rapidità del rivelatore

L'elevata perdita di eventi SD è dovuta principalmente ad interazioni per le quali la massa dell'insieme di particelle X è molto piccola (minore di 10 GeV) e tutte le particelle dell'insieme si trovano a $\eta > 7$.

Per ottenere la misura del *rate* inelastico totale è necessario che la frazione di eventi persi con una estrapolazione.

In tabella 2.1 sono riassunti i contributi dell'incertezza sulla misura della sezione d'urto dovuti ai vari processi; la perdita degli eventi SD è quella che porta l'indeterminazione maggiore per la determinazione della sezione d'urto totale.

Il telescopio T1 si trova a 7.5 m dal punto di interazione e ha una lunghezza di circa 2.5 m. La precisione nella ricostruzione del vertice richiesta, per poter escludere eventi non fascio-fascio (ad esempio quelli generati nell'interazione con la camera a vuoto o con le molecole del gas residuo), necessita di una risoluzione di circa 600 μm , come si deduce dall'analisi dei dati della simulazione del TDR di TOTEM [36].

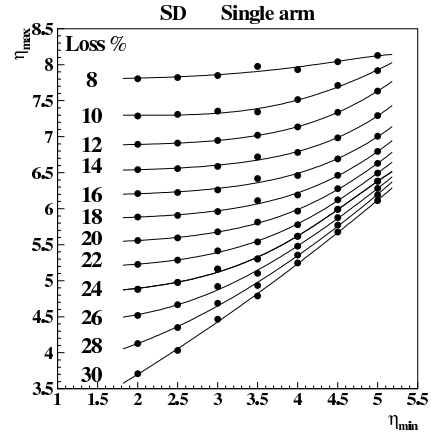


Figura 2.9: Perdita del *rate* SD al variare della copertura in unità di pseudo rapidità del rivelatore

Processo	$\Delta\sigma$ (mb)
<i>minimum bias</i>	~ 0.06
Doppio Diffrattivo	~ 0.1
Singolo Diffrattivo	~ 0.6
σ_{inel}	~ 0.77

Tabella 2.1: Errori stimati per la misura della sezione d'urto totale, relativi ai vari processi dopo la correzione.

¹È utile ricordare la definizione di pseudorapidità η (ossia l'analogo Lorentz invariante dell'angolo θ): $\eta = -\log(\tan \frac{\theta}{2})$

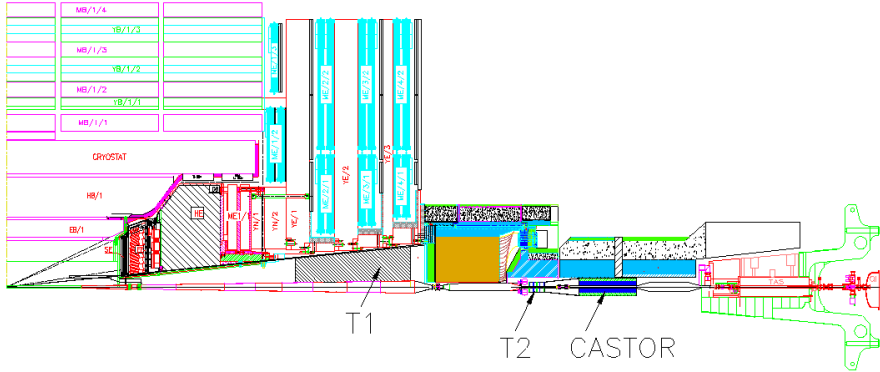


Figura 2.10: Sezione dei rivelatori di TOTEM e CMS. I due sottomoduli T1 e T2 sono visibili nella zona vicino alla camera a vuoto.

2.2.1 Il telescopio inelastico T1

Il telescopio inelastico T1 è costituito da 5 piani di Camere a Strisce Cattediche e copre una regione in unità di pseudorapidità $3.2 \leq \eta \leq 4.7$; è posizionato nella regione dell'*End Cap* di CMS nello spazio compreso tra la camera a vuoto nella quale circola il fascio, di forma conica ad $\eta = 4.9$, e il ferro di ritorno del magnete, corrispondenti ad un cono $\eta = 3$.

Le CSC (vedi capitolo 3) sono particolari camere proporzionali multifili, i cui catodi sono segmentati in strisce. Il passaggio della particella genera nel gas coppie elettrone-ione, cariche che vengono moltiplicate nelle vicinanze del filo. Pochi nanosecondi dopo gli elettroni si neutralizzano sul filo (a potenziale positivo rispetto ai catodi), lasciando una distribuzione di ioni positivi nelle vicinanze dello stesso.

Misurando la distribuzione di carica [37] indotta sulle strisce dagli ioni e ricostruendone il baricentro (di carica) è possibile determinare [35] la posizione della valanga sul filo anodico.

Dato che l'installazione del sottomodulo T1 è possibile solamente dopo aver inserito e fissato la camera a vuoto all'interno di CMS, il rivelatore T1 è costituito da due metà (semitelescopi) visibili in figura 2.11.

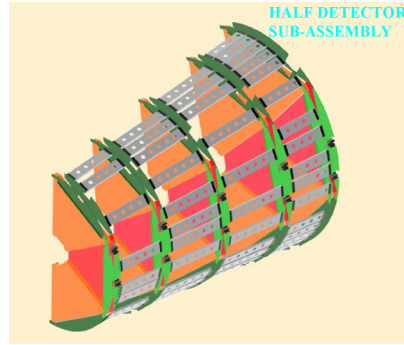


Figura 2.11: Il progetto del semitelescopio inelastico T1

2.2.1.1 Caratteristiche delle camere a strisce cattediche del rivelatore TOTEM

La possibilità di misurare simultaneamente le coordinate con sufficiente precisione (anche senza una accurata calibrazione) e senza dubbio la semplicità di costruzione, hanno indotto la scelta di questo tipo di rivelatore.

La regione circolare di ciascun piano è coperta da sei rivelatori trapezoidali. Ogni camera ha una estensione angolare di $\Delta\phi = 60^\circ$, tale che vi sia una zona di sovrapposizione (vedi figura 2.13) tra camere adiacenti per evitare inefficienze localizzate nella ricostruzione delle tracce. È stata inoltre introdotta una rotazione di 3° tra piani successivi (vedere figura 2.14) per migliorare la *pattern*

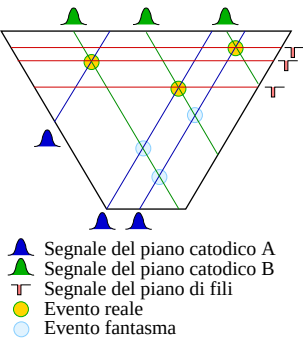


Figura 2.12: Tre particelle sincrone attraversano il rivelatore. Utilizzando solo le due coordinate catodiche si ottengono in questo caso 6 punti di presunto passaggio delle particelle (3 reali e 3 fantasma). Con l'utilizzo della coordinata anodica l'ambiguità scompare. L'esempio si rivela particolarmente utile nel caso di molte particelle.

recognition e quindi la ricostruzione delle tracce.

Le CSC per l'esperimento TOTEM sono state progettate per poter ricostruire il passaggio della particella misurando tre coordinate sul piano; una coordinata è ricavata dai fili anodici, le altre due coordinate sono ricavate dalla lettura delle strisce catodiche orientate a $+60^\circ$ e -60° rispetto alla direzione dei fili.

Questo permette di poter ricostruire il punto di passaggio della particella discriminando, nel caso di eventi con più particelle, eventuali punti fantasma (vedi figura 2.12) e rendendo quindi più efficiente la ricostruzione delle tracce nell'esperimento.

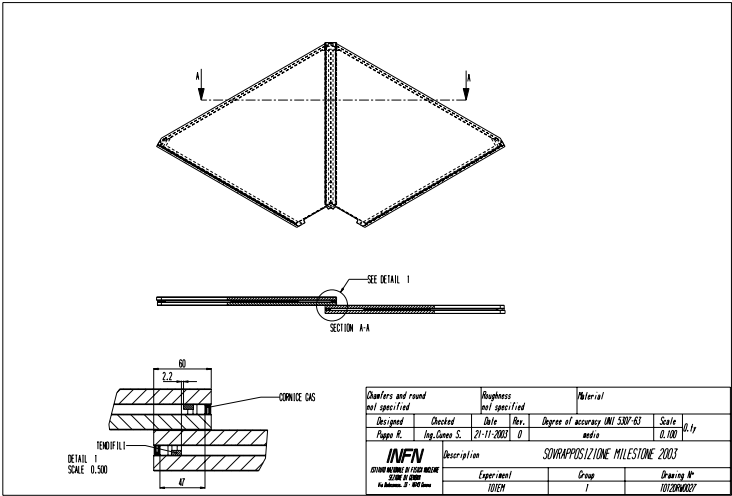


Figura 2.13: Il dettaglio della costruzione meccanica delle semitelescopio, che prevede una sovrapposizione delle camere per fare in modo di non lasciare zone non coperte dall'area sensibile.

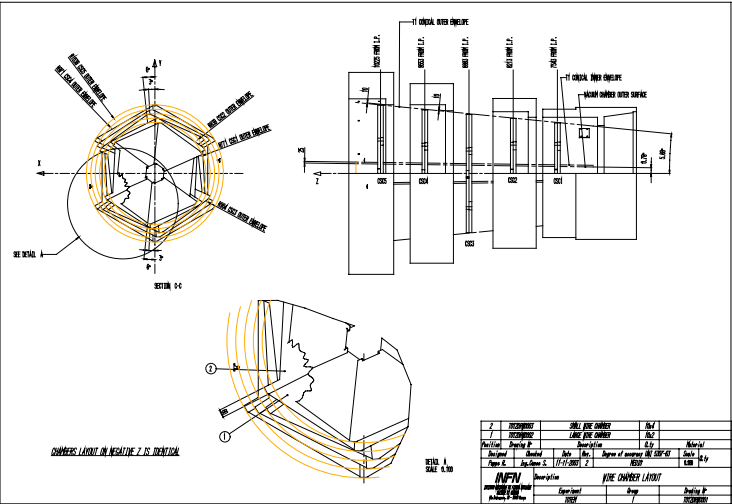


Figura 2.14: La configurazione delle camere, un'inclinazione di 3° dei piani permette un miglior *patter recognition*, nella ricostruzione delle tracce.

2.2.1.2 Caratteristiche costruttive della camera

L'installazione di rivelatori all'interno di CMS richiede una struttura di supporto rigida per garantire la posizione relativa dei rivelatori, e la più piccola possibile, per evitare una riduzione dell'area attiva degli stessi.

Anche i rivelatori devono essere rigidi e con la massima area attiva: questo ha portato alla scelta di costruire le CSC utilizzando speciali pannelli formati da due lamine di FR4 (fibra di vetro) dello spessore di 0.7 mm incollati sui due lati di una struttura ad *honeycomb* di Nomex (poli-m-fenilenisoftalamide) spessa 15 mm . La dimensione del pannello e lo spessore della lamina (o pelle) sono stati oggetti di uno studio [38] di ottimizzazione per le CSC di TOTEM.

Su una delle due lamine, ricoperte da uno strato di rame dello spessore di $35\text{ }\mu\text{m}$, utilizzando la tecnica per la fabbricazione dei circuiti stampati, sono ricavate le strisce catodiche, il circuito di alimentazione anodico e le connessioni alle schede di elettronica di lettura (foto dei particolari del piano catodico sono riprodotte in figura 2.15).

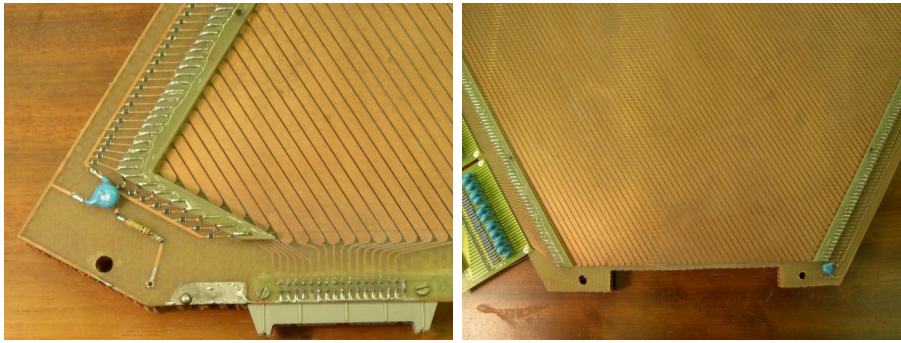


Figura 2.15: **A sinistra** il particolare del circuito di alimentazione degli anodi, ed il connettore per il collegamento sull'elettronica di *front-end* dei catodi. **A destra** la zona terminale della camera, e la connessione alla scheda di disaccoppiamento dell'alta tensione.

Le strisce di un piano sono tra loro parallele, e la loro inclinazione è di 60° rispetto al piano dei fili; i due pannelli sono uguali. Quando i pannelli sono contrapposti l'angolo tra strisce dei piani opposti è di 60° .

Il numero totale di strisce sulla camera è 192 per tutti i rivelatori; le strisce nella camera 5 (la più esterna della quale è già stato realizzato un prototipo) hanno una larghezza di 4.5 mm ed un passo di 5 mm .

La capacità (rispetto alla lamina di rame sul lato opposto del piano) varia da un minimo di $\sim 5\text{ pF}$ per le strisce più corte, ad un massimo di $\sim 25\text{ pF}$ per quelle più lunghe. Questo fattore è importante perché può influenzare il livello di rumore presente all'ingresso dei canali dell'elettronica di *front-end*.

Su uno dei due pannelli è incollato il supporto sul quale vengono successivamente tesi e incollati i fili; sul secondo viene incollata una cornice, dello spessore di $(10.00 \pm 0.05)\text{ mm}$, sagomata secondo il profilo della camera e che funge sia da distanziatore tra i catodi che da sistema di distribuzione del gas.

La miscela di gas utilizzata è $\text{Ar}^{50\%}/\text{CO}_2^{50\%}$ di comune impiego per il funzionamento di questo tipo di rivelatore.

Il supporto tendifili, che ha un spessore di $(5.00 \pm 0.05)\text{ mm}$, integra il circuito

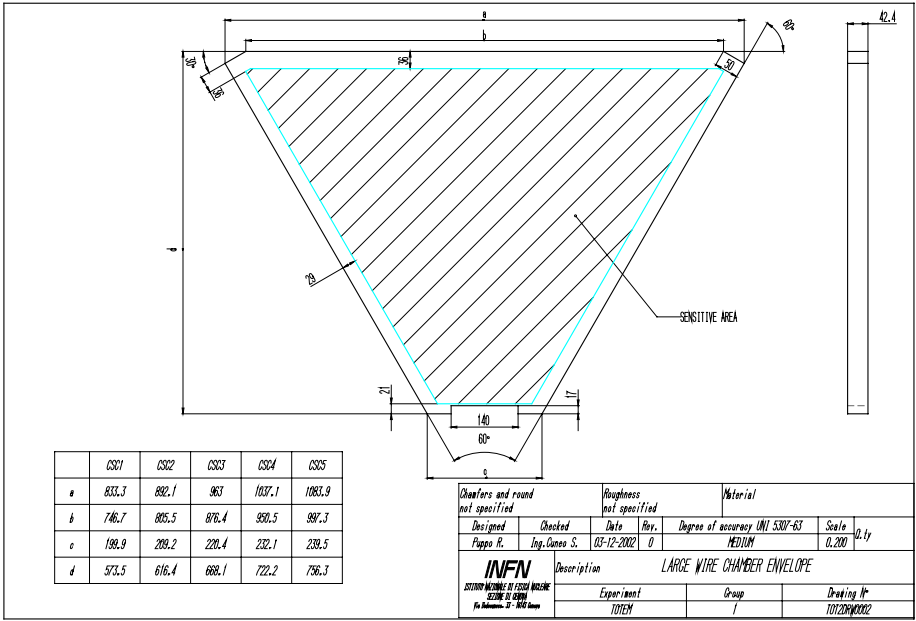


Figura 2.16: Particolare della zona sensibile delle camere. All'esterno della zone sensibile sono ricavati il circuito di alimentazione e di estrazione del segnale

stampato sul quale i fili, in tungsteno (**W**) dorato² del diametro di $30\text{ }\mu\text{m}$ e con passo 3 mm , vengono prima tesi ad una tensione meccanica di 120 g e poi saldati ed incollati. Lo spessore della cornice e del supporto tendifili influenzano il funzionamento del rivelatore e sono lavorati con una precisione di $50\text{ }\mu\text{m}$.

Sui prototipi sono state eseguite al momento della costruzione varie misure meccaniche per controllare:

- Planarità dei pannelli, che deve essere, inferiore a $0.1 \div 0.2\text{ mm}$: la planarità dei pannelli influisce infatti sull'uniformità di guadagno, come verrà spiegato in seguito;
- Rigonfiamento della camera per sovrappressione, minore di 0.1 mm ;
- Uniformità della tensione meccanica dei fili, che mostra una buona uniformità attorno al valore di 120 g ;
- Uniformità della distribuzione del gas all'interno del rivelatore.

2.2.1.3 Elettronica di Front-end e di trigger

Il progetto dell'elettronica di *readout* per le camere dell'esperienza TOTEM è basato sull'esperienza e sul lavoro di sviluppo fatto dagli esperimenti ATLAS, CMS ed ALICE. È previsto, per quanto possibile, l'impiego dei circuiti sviluppati per altri esperimenti a LHC.

Per evitare la registrazione di eventi manifestamente non generati dall'interazione dei fasci collidenti (radioattività, rumore elettronico, *etc.*) il trigger del telescopio è ottenuto dai segnali dei piani anodici, richiedendo la presenza di un segnale in almeno due piani di rivelatori con una certa correlazione spaziale,

²Luma Metall

utilizzando la scheda ALCT di CMS. I problemi da risolvere con il trigger sono discussi più avanti dove vengono riportate misure di risoluzione temporale per varie combinazioni.

La presenza di un segnale di trigger valido inizia la procedura di lettura e registrazione dei dati relativi ai fili anodici e alle strisce catodiche dei due telescopi.

I fili anodici sono mantenuti ad una tensione tra i 3 e i 4 KV rispetto al potenziale dei catodi, questo implica la necessità di un circuito di disaccoppiamento, per la lettura dei segnali con le schede di *front-end*.

Queste amplificano e registrano i segnali anodici se superiori ad una soglia prefissata. Le strisce catodiche dopo l'amplificazione sono lette analogicamente con ADC a 10bit (un Flash-ADC per canale).

2.2.2 Il telescopio T2

Il secondo telescopio per la misura del rate inelastico (T2) copre una regione di accettazione in unità di pseudorapidità $5.3 \leq \eta \leq 6.6$ ed è costituito da 8 piani di rivelatori a tripla GEM (*Gas Electron Multiplier*).

È diviso anch'esso in due semitelescopi, e copre la regione attorno alla camera a vuoto dove scorre il fascio ad una distanza di circa tredici metri dal punto di interazione.

I piani di lettura delle GEM sono anche loro segmentati con *pads* e strisce in modo da poter simultaneamente generare il segnale di trigger e quindi misurare con precisione le tracce per ricostruire il vertice dell'evento.

La GEM (F.Sauli[39]) è già stata utilizzata in altri esperimenti (e.g. COMPASS [40]).

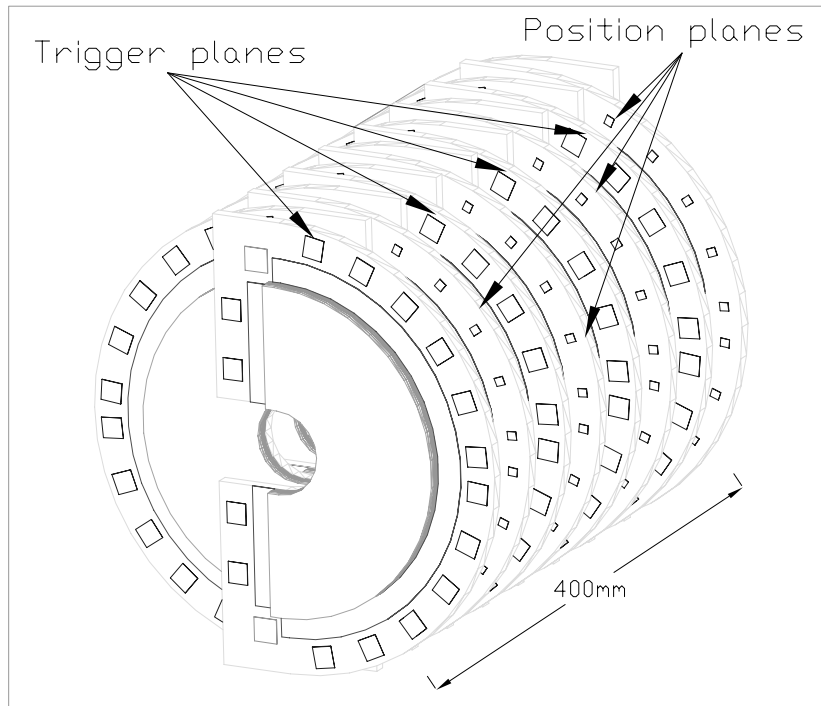


Figura 2.17: Il telescopio inelastico T2

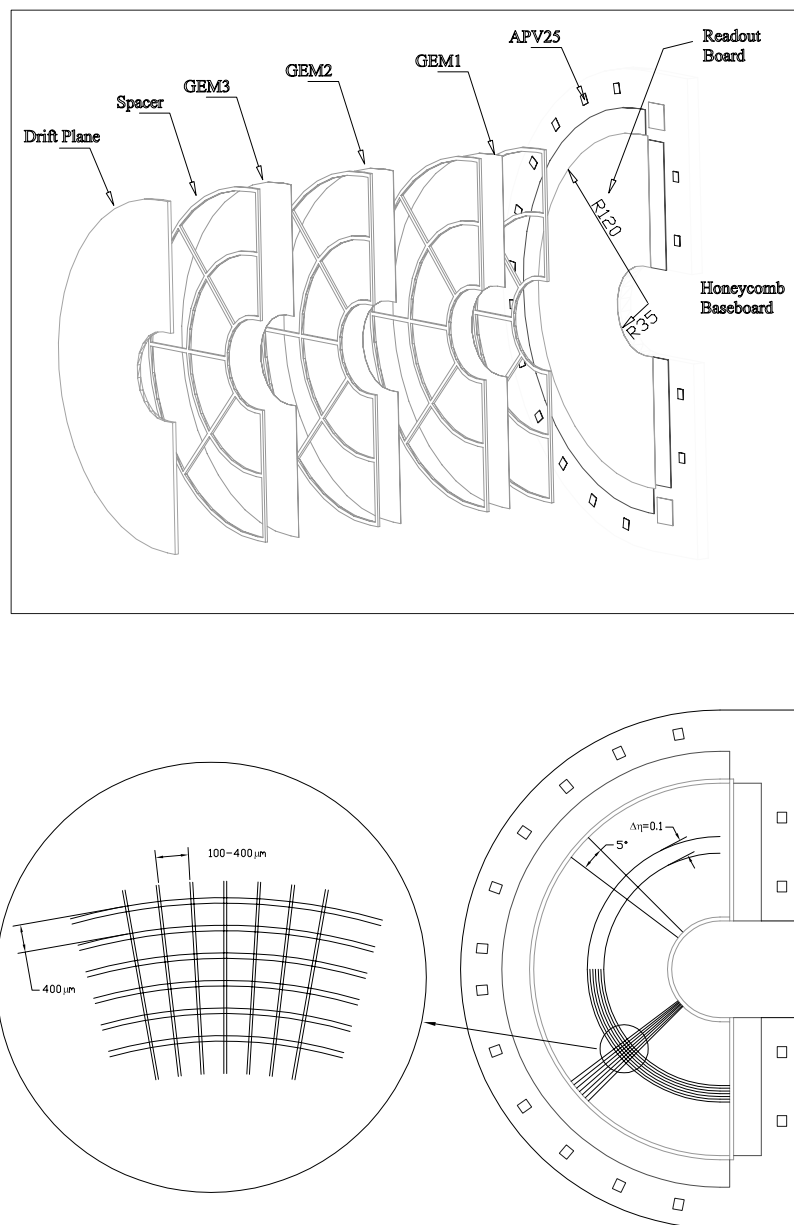


Figura 2.18: In alto Dettagli della struttura del rivelatore a tripla GEM. In basso della segmentazione delle strisce del rivelatore

Capitolo 3

Camere multifili a strisce catodiche (CSC)

I principi di funzionamento delle camere proporzionali multifili sono conosciuti dalla fine degli anni sessanta, quando *Charpak* [41], intuì la possibilità di sostituire al singolo contatore proporzionale, un piano di fili paralleli, posti ad alta tensione, in mezzo a due piani catodici: ogni filo si comporta come un contatore proporzionale indipendente. Pochi anni più tardi nel 1973, *Charpak e Sauli* [42], dimostrarono di poter misurare la posizione della valanga sul filo con una buona risoluzione spaziale, segmentando i catodi in strisce o pads. Negli anni seguenti, questi tipi di rivelatori furono usati in moltissimi esperimenti; questo contribuì in maniera sostanziale allo studio dettagliato e all'ottimizzazione delle loro caratteristiche, specialmente per quanto riguarda le miscele di gas utilizzati e l'elettronica di lettura.

Avendo approfondito l'argomento grazie a un buon numero di articoli (anche di anni recenti), in questo capitolo descriverò i principi elementari di funzionamento delle CSC citando le fonti per ulteriori approfondimenti, dedicandomi un pò più in dettaglio alla descrizione dei meccanismi che generano la moltiplicazione e la generazione del segnale, per giungere infine alle problematiche della risoluzione spaziale e temporale.

Le caratteristiche delle CSC sono state studiate recentemente da RD5 [43]. Questo tipo di rivelatore, ma di dimensioni ben maggiori, è utilizzato in CMS [27] ed ATLAS [44].

Aggiungerò riferimenti espliciti al caso delle CSC per l'esperimento TOTEM e calcoli da me eseguiti per la determinazione dei loro parametri di funzionamento.

3.1 Principi di funzionamento

Sfruttando la conoscenza dell'interazione delle particelle con la materia si costruiscono rivelatori con i quali è possibile determinare con precisione il punto di passaggio della tracce ionizzanti.

Nel caso dei rivelatori a ionizzazione, l'interazione avviene con le molecole del gas con il quale è riempito il volume dello stesso. La ionizzazione è infatti per particelle cariche pesanti ($m \gg m_e$) la prima causa di perdita di energia nel passaggio attraverso la materia.

Nel caso di camere a fili la presenza di un campo elettrico tra l'anodo, co-

stituito dal sottili da fili paralleli, ed i catodi separa le coppie elettrone-ione generate dalla traccia ionizzante; gli elettroni sono attirati verso l'andodo (fili).

3.1.1 Perdita di energia della traccia ionizzante

Il primo passo per comprendere il funzionamento del rivelatore è chiedersi quanta energia rilasci una particella relativistica nel passaggio attraverso lo strato di gas del rivelatore. Il valore dell'energia rilasciata è ben quantificabile utilizzando la formula di *Bethe-Bloch*, della quale si può trovare una trattazione completa in [45] od in [46].

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -\rho K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (3.1)$$

Essa rappresenta l'andamento del valor medio della perdita di energia per unità di lunghezza di una particella relativistica ($\gamma \gg 10$).

3.1.2 Energia media di ionizzazione

Solo una parte dell'energia rilasciata nel gas dalla particella che lo attraversa causa la ionizzazione; per valutare la ionizzazione totale non basta quindi conoscere il potenziale di ionizzazione ma si introduce un'energia media per la creazione di una coppia elettrone-ione W_{ion} ;

$$W_{ion} \langle N_{ion} \rangle \approx \Delta l \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \quad (3.2)$$

dove N_{ion} è il numero di ioni (primari e secondari) generati lungo un tratto Δl di attraversamento.

Sperimentalmente l'energia media di ionizzazione non dipende dall'energia iniziale della particella incidente; dipende però dal gas (densità e composizione) e dal tipo di particella che genera la ionizzazione.

Nel processo di ionizzazione può capitare che l'elettrone emesso dalla molecola abbia energia sufficiente ($E_{prim}^- \geq E_{ion}$) a ionizzare a sua volta una o più molecole nelle immediate vicinanze, il che comporta la creazione di un gruppo (*cluster*) di più elettroni.

3.1.3 Calcolo del numero di elettroni generati da una particella ionizzante nella CSC di TOTEM

Stimiamo il numero di elettroni generati dal passaggio della traccia ionizzante. Sfruttando la 3.2 basta calcolare il $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$ con la (3.1) e conoscere il W_{ion} .

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{MPV} = 4.83 \text{ KeV/cm} \quad (3.3)$$

per μ da 120 GeV (particelle utilizzate per i test dei prototipi su fascio). La miscela di gas utilizzata dalle CSC di TOTEM è $\text{Ar}^{50\%}\text{-CO}_2^{50\%}$.

È possibile attingere dalla letteratura [46] i valori dell'energia media necessaria a ionizzare una molecola; per esempio, al passaggio di un elettrone ad alta energia, per l'**Argon** si trova una $W_{ion}^{Ar} = 26.3 \text{ eV}$ mentre per il **CO₂** si trova $W_{ion}^{CO_2} = 32.8 \text{ eV}$; in media sarà $W_{ion}^{Ar-CO_2} = 29.55 \text{ eV}$.

$$N_{ion} \approx [1.0 \text{ cm}] \cdot \frac{[4.83 \text{ KeV/cm}]}{[29.55 \text{ eV}]} = 163 e^- \quad (3.4)$$

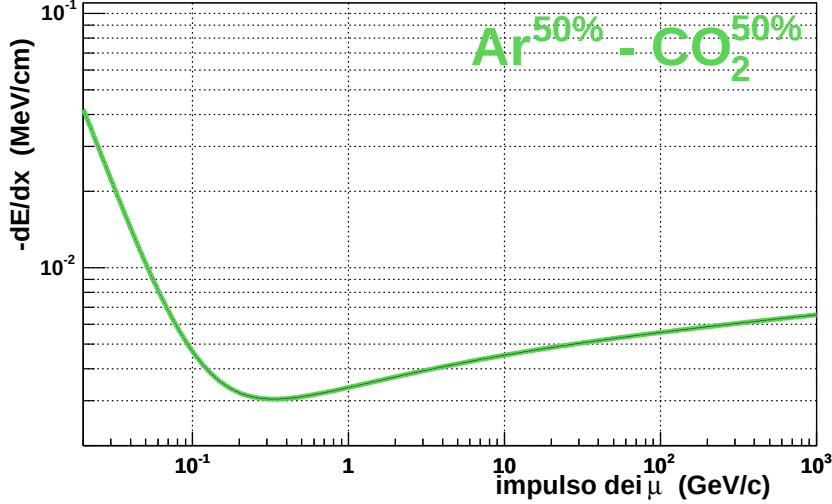


Figura 3.1: Perdita di energia di μ nella miscela di gas utilizzato .

Il valore trovato è compatibile con i $180 e^-$ stimati da una simulazione eseguita dalla collaborazione CMS[47] per una miscela leggermente diversa ($CF_4^{20\%} - Ar^{30\%} - CO_2^{50\%}$).

3.2 Drift degli elettroni

La conoscenza del comportamento degli elettroni in un gas immerso in un campo elettrico e magnetico stazionario è alla base della comprensione del funzionamento delle CSC.

Gli elettroni primari si spostano verso gli anodi seguendo le linee di campo; il movimento di ciascun elettrone può essere descritto con questi parametri:

- velocità di drift
- coefficiente di attaccamento
- diffusione (longitudinale e trasversa)
- angolo di *Lorentz*

Tutte queste quantità sono funzioni delle seguenti variabili:

- composizione del gas
- campo magnetico (se presente)
- campo elettrico
- temperatura
- pressione.

3.2.1 Campo elettrico

Il campo elettrico generato da un piano di fili può essere calcolato con buona approssimazione in maniera analitica. Consideriamo un piano di fili a potenziale V rispetto a due piani catodici, paralleli ed equidistanti da esso.

Determinazione analitica del campo elettrico

Il punto di partenza per una derivazione analitica del campo generato dai fili (tutti con la stessa distribuzione lineare di carica λ) è la sovrapposizione dei campi generati dai singoli fili, come si trova anche in [50].

Introduciamo una coordinata complessa $U(x, y) = x + iy$; con x indichiamo lo spostamento nella direzione ortogonale ai fili e parallela al piano di giacenza degli stessi (piano $y = y_0$), mentre con y lo spostamento ortogonale al piano dei fili. Con U'_k si indica la posizione del filo k -esimo, mentre con U'^*_k il suo complesso coniugato. La funzione potenziale $\phi(U)$ nello spazio attorno al filo

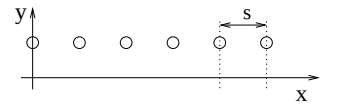


Figura 3.2: Sistema di coordinate utilizzate per le formule 3.5

ha una forma data dall'equazione 3.5, nel caso di un singolo filo, e dall'equazione 3.6 nel caso del piano, composto da fili equispaziati (figura 3.2).

$$\phi_{singolofilo}(U) = -\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{U - U'}{U - U'^*} \quad (3.5)$$

$$\phi_{piano}(U) = -\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \ln \frac{U - U'_k}{U - U'^*_k} = -\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \ln \frac{U - U'_0 - ks}{U - U'^*_0 - ks} \quad (3.6)$$

L'approssimazione di piano di fili ideale consente di estendere la sommatoria ad infinito e conseguentemente di introdurre una periodicità ks . Ricordando che il potenziale reale è composto dalla sola parte reale del potenziale complesso, è possibile arrivare ad una soluzione analitica della funzione potenziale approssimando la serie, si trova:

$$V(x, y) = \text{Re } \phi(U) = [\dots] = q \ln \left(\sin^2 \frac{\pi x}{s} + \sinh^2 \frac{\pi y}{s} \right) \quad (3.7)$$

Determinazione del campo elettrico con metodi numerici

L'approccio numerico non è però meno importante in quanto consente di considerare perturbazioni generate dall'effetto ai bordi (finitzza del piano di fili); le

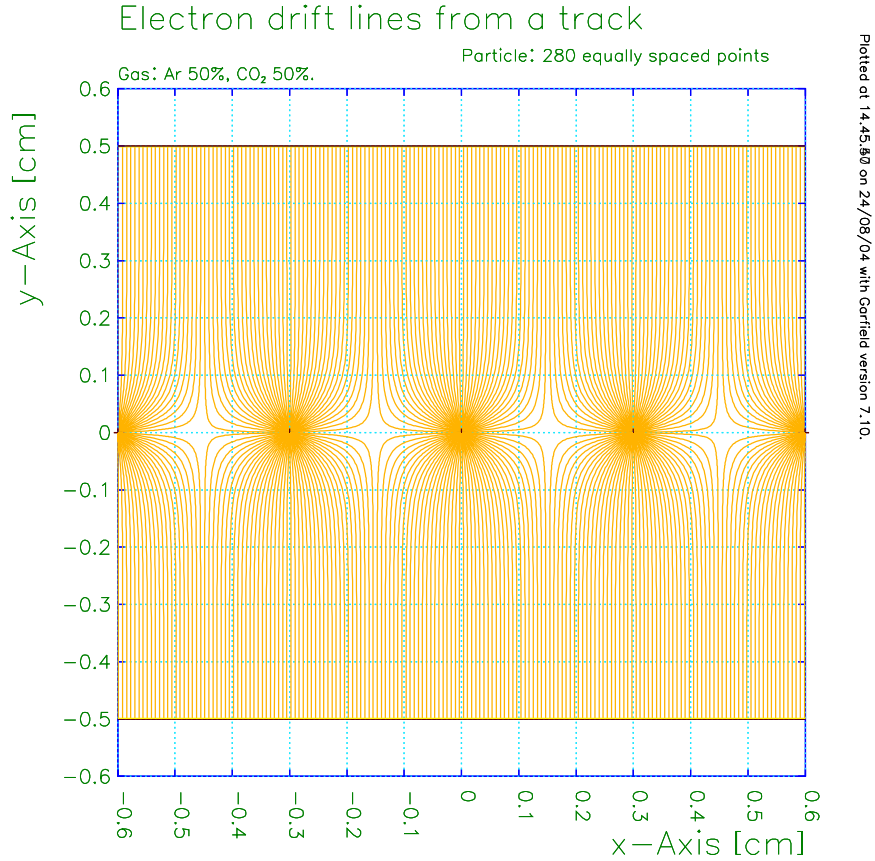


Figura 3.3: Particolare del campo di un piano di fili di diametro $30\mu\text{m}$, spaziati 3mm. La zona in evidenza è lontano dai bordi; si è pertanto in approssimazione di campo ideale

soluzioni convergono a quelle analitiche nei casi ideali. La figura 3.3 mostra il campo elettrico prodotto da un piano di fili del diametro di $30\ \mu m$ e con passo $3\ mm$ posti ad una distanza di $5\ mm$ da due piani conduttori paralleli (valori delle CSC di TOTEM). La regione del piano di fili considerata permette di trascurare gli effetti di bordo. La figura 3.2.1, rappresenta l'andamento delle linee di potenziale proprio nelle vicinanze del bordo.

3.2.2 Linee di drift degli elettroni nel gas

Non appena generati, elettroni e ioni iniziano a muoversi verso i fili e i catodi sotto l'influenza del campo elettrico e, se presente, del campo magnetico.

Qualitativamente si osserva nella regione nelle vicinanze dell' n -esimo filo [$x = n \cdot s$ e $|y| < s$] il campo elettrico può essere approssimato a quello del filo, mentre vicino ai catodi [$y \simeq D, \forall x$] è quello di un condensatore a faccie piane e parallele.

Gli elettroni che si muovono verso gli anodi subiscono collisioni casuali con le molecole del gas. Consideriamo un elettrone con energia $\frac{3}{2}kT$ sul quale non agiscano forze. Non appena si introduce un campo elettrico $\vec{E}$, alla velocità casuale dovuta all'agitazione termica, si aggiunge l'accelerazione dovuta alla forza di Coulomb. L'elettrone perde energia negli urti con le molecole di gas, raggiunge una velocità regime $\vec{u}$ parallela alla direzione del campo elettrico, detta velocità di *drift*.

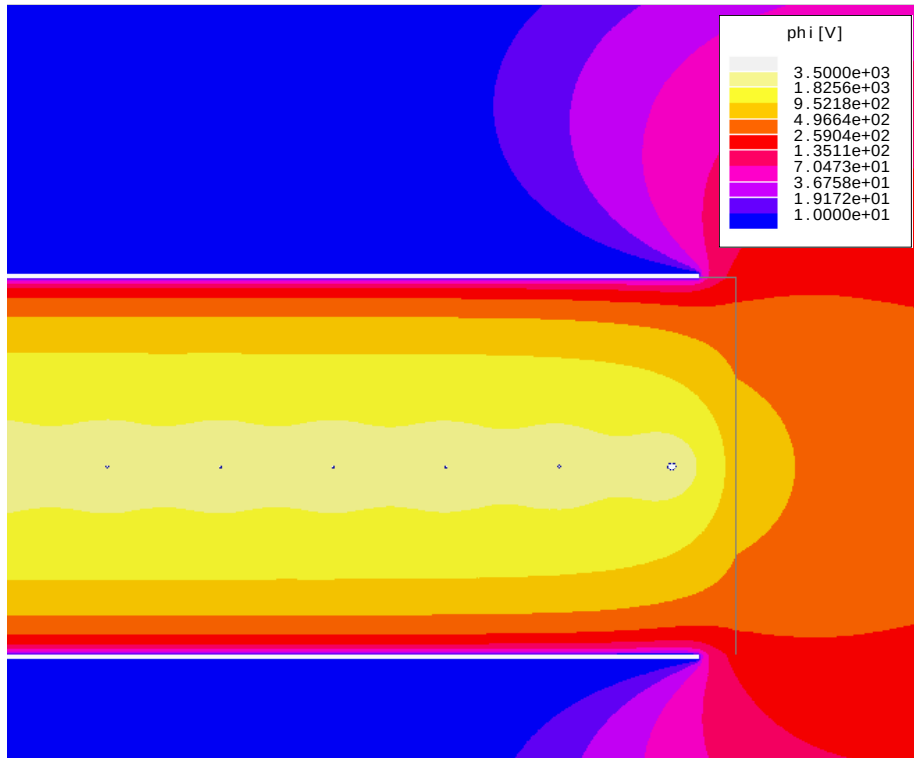


Figura 3.4: Particolare del potenziale. Già dal secondo filo, è possibile notare la periodicità del potenziale, e quindi del campo. Nella regione di bordo si nota però la chiusura del campo e la distorsione provata dal dielettrico. Ho eseguito la simulazione utilizzando il programma ad elementi finiti *Maxwell*

In figura 3.5, è possibile visualizzare immediatamente come gli elettroni generati dal passaggio di una traccia si muovano verso gli anodi seguendo le linee del campo (solo le traiettorie di alcuni elettroni primari sono state disegnate).

I due casi riportati sono esempi di una simulazione da me eseguita utilizzando il programma GARFIELD [52], corrispondenti a due diversi angoli di incidenza sul rivelatore. In entrambi i casi sono plottati solo elettroni con energia iniziale circa nulla, in questo modo le traiettorie degli elettroni corrispondono esattamente alle linee di campo. Il primo caso rappresenta un angolo di incidenza di circa 0.1 rad ; si nota che un solo filo anodico è coinvolto nella moltiplicazione. Il secondo caso è legato ad una traccia con incidenza di 0.011 rad , sempre con un solo filo coinvolto dalla ionizzazione. I due casi rappresentano l'angolo di incidenza massima e minima delle particelle nei rivelatori di TOTEM.

Nel caso fosse presente anche un campo magnetico $\vec{B}$, la velocità di *drift* non sarà più parallela alla direzione del campo elettrico ma alla risultante della forza di *Lorentz*. In scala macroscopica questo appare come una deviazione della traiettoria di un angolo α_L , detto angolo di Lorentz, che si può correggere con un'opportuna inclinazione degli elettrodi.

3.2.3 Coefficiente di perdita degli elettroni

La probabilità che durante il drift un elettrone libero venga catturato da una molecola di gas è tutt'altro che trascurabile. Questo può avvenire tramite due diversi processi: cattura per affinità elettronica e cattura per dissociazione molecolare. I processi di cattura dipendono, oltre che dal tipo di gas utilizzato, dall'energia ε dell'elettrone libero.

Quando ε è dell'ordine dell'energia di dissociazione molecolare si osserva un rapido aumento del coefficiente di perdita (o di attaccamento) degli elettroni. In prossimità del filo, cioè nella regione a campo elettrico molto elevato (nel nostro caso il CO_2 ha $E_{diss}^{CO_2} = 3.71 \text{ eV}$).

Per energie al di sotto di 1 eV il processo di cattura avviene a causa della sola affinità elettronica. In questo processo si crea uno ione negativo in uno stato eccitato, che ritorna nello stato fondamentale emettendo un fotone o un elettrone. A volte questo può portare alla creazione di ioni negativi stabili.

È possibile esprimere la variazione nel tempo del numero di elettroni liberi, utilizzando un'espressione del tipo esponenziale decrescente:

$$N(t) = N_{t=0} e^{-\alpha_{per} |\vec{u}|t} \quad (3.8)$$

dove α_{per} è il coefficiente di attaccamento espresso in unità di $[1/\text{cm}]$, ed è funzione del campo elettrico. Definisco il coefficiente di perdita efficace:

$$f_{att} = \left\langle e^{-\alpha_{per} |\vec{u}|t} \right\rangle \quad (3.9)$$

Per la miscela di gas utilizzata di ha un valore del coefficiente di perdita efficace di $f_{att} = 0.9$ [53]

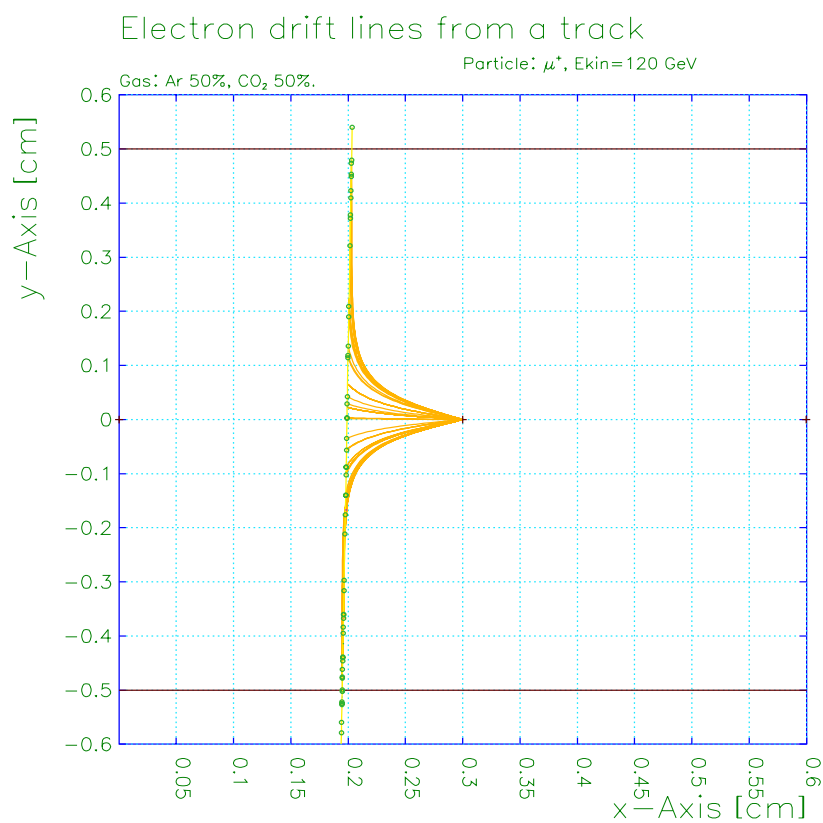
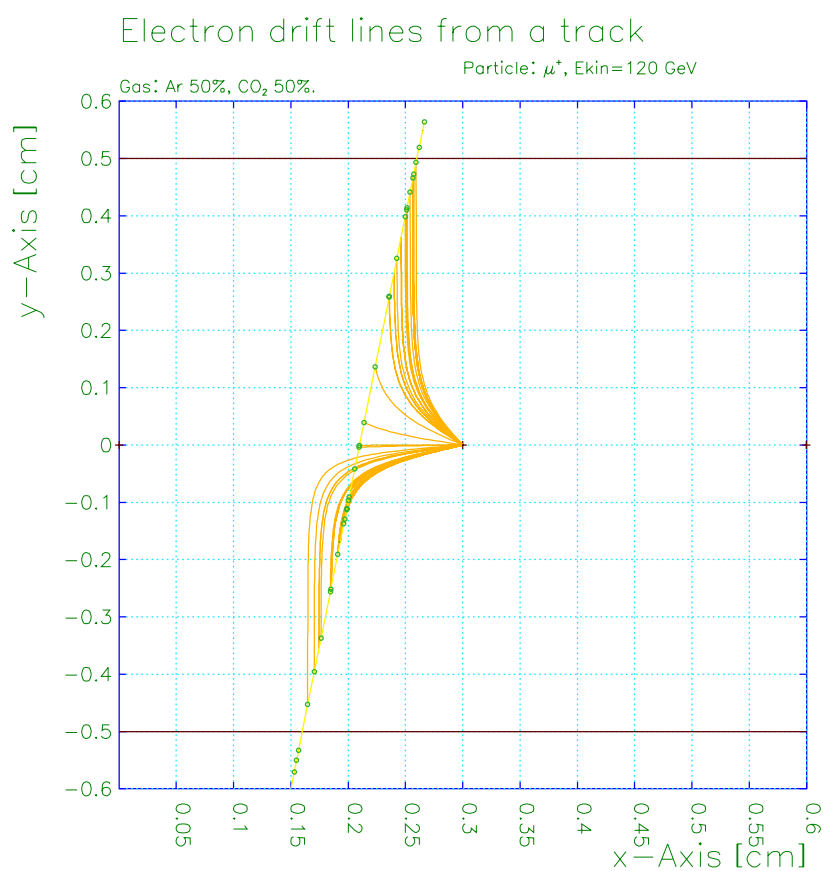


Figura 3.5: Drift di alcuni elettroni primari generati da μ .

3.3 Il fattore di amplificazione

La conoscenza del fattore di moltiplicazione (o guadagno) è importante per un rivelatore a ionizzazione.

Il fattore di amplificazione della camera è determinato dal guadagno del singolo filo, infatti l'analisi del campo di un piano di fili mostra in maniera abbastanza chiara che in prossimità del filo le superfici equipotenziali sono pressochè identiche a quelle di un singolo filo isolato. È infatti solo questa zona che il campo raggiunge l'intensità richiesta per l'innescare dell'effetto a valanga ($\approx 10^4 \text{ V/m}$).

I processi che avvengono durante una moltiplicazione elettronica a valanga non sono di semplice trattazione, ed implicano la valutazione di effetti di ionizzazione singola e doppia nonché processi di eccitazione ed emissione tra livelli energetici ottici metastabili con produzione di fotoni ad energie che spesso ma non sempre sono troppo basse per generare ulteriori ionizzazioni.

Proprio la presenza abbondante di fotoni ($N_e \approx N_\nu$) determina la necessità dell'utilizzo di un *quencher*, cioè di un gas organico con elevate capacità fotoassorbitrici, al fine di eliminare quella parte di fotoni, appartenenti alla coda della distribuzione, con energia oltre la soglia di ionizzazione.

3.3.1 Approssimazione di singolo filo

Si può esprimere l'aumento del numero di elettroni in un cammino ds come:

$$dN = N\alpha ds \quad (3.10)$$

dove α è il coefficiente di *Townsend* [50], che tiene conto di un gran numero di fattori quali la sezione d'urto degli elettroni con un'energia oltre la soglia di ionizzazione delle molecole di gas e meccanismi di trasporto degli elettroni verso il filo (e ioni verso i catodi); in breve la sua dipendenza da quantità misurabili può essere espressa così:

$$\alpha = \alpha(E, \rho) \quad (3.11)$$

dove E è il modulo del campo elettrico e ρ è la densità del gas. Non esiste ad oggi una formula universale per il coefficiente α che deve essere misurato per ogni miscela di gas. Il coefficiente di moltiplicazione, o più semplicemente guadagno, si ricava con la formula seguente, integrando il coefficiente di *Townsend* tra il punto di distanza minima di ionizzazione, detto s_{min} , ed il raggio del filo.

$$G = \left[\frac{N}{N_0} \right]_{\rho=const} = \exp \left(\int_{s_{min}}^a \alpha(E, \rho) ds \right) = \exp \left(\int_{E(s_{min})}^{E(a)} \frac{\alpha(E, \rho)}{dE/ds} dE \right) \quad (3.12)$$

Il significato di $E(s_{min})$ o più brevemente E_{min} è quello di intensità minima del campo elettrico necessaria ad un elettrone per innescare la moltiplicazione; la sua dipendenza dalla densità ρ del gas è descritta dalla formula 3.13.

$$E_{min}(\rho) = E_{min}(\rho_0) \frac{\rho}{\rho_0} \quad (3.13)$$

dove la quantità ρ_0 è la densità del gas per una pressione di 1 atm a 20°C. L'unica variabile che non possiamo controllare nella valutazione del guadagno sembra quindi essere il solo coefficiente di *Townsend*; che come già detto, dipende dal campo elettrico e della densità del gas (e quindi dalla pressione). A densità di gas costante (e quindi pressione costante), come si vede in formula 3.12, si considera la sola dipendenza dall'intensità del campo elettrico¹.

¹Affermazione giustificata dall'utilizzo di camere flussate con gas a pressione costante

Se si rimane in regime di pressione costante una relazione lineare approssimata descrive l'andamento dei dati esistenti in un intorno abbastanza ampio.

$$\alpha(\rho, E) \simeq \beta E \quad (\text{con } \rho = \text{cost, e con } \beta = \ln 2 / \Delta V) \quad (3.14)$$

Utilizzando la 3.14 e interpretando β come il potenziale inverso medio necessario a liberare un altro elettrone, è possibile ricavare la formula di Diethorn per il guadagno (equazione 3.15).

$$\ln G = \frac{\ln 2}{\Delta V} \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a E_{min}(\rho_0) \rho / \rho_0} \quad (3.15)$$

3.3.2 Variazioni di guadagno

Come si vede dall'equazione 3.15, il guadagno dipende da fattori come la densità del gas, legata a sua volta a pressione e temperatura, e dal campo elettrico, il quale dipende oltre che dalla differenza di potenziale anche dalle caratteristiche meccaniche del rivelatore.

Una variazione di questi fattori, induce una fluttuazione del guadagno ben quantificabile.

Variando ad esempio la densità del gas di un fattore $\Delta\rho/\rho$, l'equazione 3.15 permette di scrivere:

$$\frac{\Delta G}{G} = - \frac{\lambda \ln 2}{\Delta V 2\pi\epsilon_0} \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad (3.16)$$

Le variazioni meccaniche apportano invece una variazione della distribuzione di carica, che sempre utilizzando l'eq. 3.15:

$$\frac{\Delta G}{G} = \left(\ln G + \frac{\lambda \ln 2}{2\pi\epsilon_0 \Delta V} \right) \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (3.17)$$

Nel caso pratico la somma tra parentesi ha un valore intorno a 10-20, che implica che una variazione di densità di carica provoca una variazione di guadagno 10-20 volte più grande.

È possibile avvicinarsi al caso reale utilizzando le seguenti relazioni, derivate dal calcolo diretto per $G \sim 10^4$ e tratte da [50]:

$$\frac{\Delta G}{G} = (1.38 \text{ mm}^{-1}) \Delta y \quad \text{Difetto di planarità} \quad (3.18)$$

$$\frac{\Delta G}{G} = (1.3 \text{ mm}^{-1}) \Delta x \quad \text{Spostamento del filo} \quad (3.19)$$

$$\frac{\Delta G}{G} = 2.5 \Delta r / r \quad \text{Variazione del diametro del filo} \quad (3.20)$$

per le quali tutti gli spostamenti Δ si intendono espressi in mm .

Al fine di mantenere l'apporto dei singoli errori inferiore al 10% la costruzione delle CSC ha garantito:

- una planarità dei pannelli migliore di $70 \mu m$;
- una precisione di posizionamento del filo lungo la direzione x migliore di $75 \mu m$;
- un'uniformità del diametro del filo tale da avere con uno scostamento massimo del 4% dal valore nominale.

3.4 Generazione del segnale

La creazione del segnale sugli elettrodi della camera è dovuta al movimento di ioni ed elettroni nel campo elettrico presente tra gli elettrodi. È utile, per poter ricostruire con una buona precisione il punto di passaggio della particella, comprendere come vengono generati i segnali su fili anodici e strisce catodiche.

3.4.1 Segnale anodico

Il segnale anodico viene generato nelle vicinanze del filo, cioè dove il meccanismo a valanga genera la moltiplicazione della carica. In quella zona, come ben visibile in figura 3.3, il campo elettrico ha una forma radiale, e si è quindi in approssimazione di campo generato da un singolo filo. L'incremento di energia in funzione del tempo, può essere ricavato dal moto degli ioni che partono dalle vicinanze della superficie del filo:

$$\Delta\varepsilon = \int_a^{R(t)} q\vec{E} \cdot d\vec{r} = \int_a^{R(t)} \frac{q\lambda}{2\pi\varepsilon_0} \frac{dr}{r} = \frac{q\lambda}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{R(t)}{a} \quad (3.21)$$

dove $R(t)$ è la distanza degli ioni al tempo t . Il valore di $\frac{R(t)}{a}$ si determina invertendo la relazione

$$t = \int_a^b \frac{dr}{\mu E(r)} = \frac{R^2 - a^2}{2a\mu E(a)} \quad (3.22)$$

che lega il tempo impegnato dallo ione a muoversi dal filo ad un punto a distanza R da esso. In approssimazione di mobilità μ costante, si trova un valore:

$$\frac{R(t)}{a} = \sqrt{1 + \frac{2\mu E(a)}{a} t} \rightarrow \Delta\varepsilon(t) = \frac{q\lambda}{4\pi\varepsilon_0} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \quad (3.23)$$

con $t_0 = (a/2\mu E(a))$. Ad esempio nel caso dei nostri rivelatori si valuta che $t_0 \approx 20ns$, con un campo alla superficie del filo $E(a) = 6 \cdot 10^6 V/m$ ed una mobilità $\mu_{Ar^{50\%}-CO_2^{50\%}} = 1.3 \cdot 10^{-4} m^2/Vs$.

Quando anche tutti gli ioni vengono raccolti dai catodi l'energia totale corrisponde a quella di un condensatore carico con energia $\Delta\varepsilon_{tot} = qV$. Posso scrivere la variazione di energia in funzione del tempo:

$$\Delta\varepsilon = qVF(t) \rightarrow F(t) = \frac{\ln(t/t_0)}{2\ln(b/a)} \quad (3.24)$$

con $F(t)$ definita nell'intervallo $0 < F(t) \leq 1$. In figura 3.6 si può vedere lo schema elettrico di un canale della camera.

La capacità C_1 rappresenta la capacità del filo rispetto al piano di catodi, mentre la capacità C_2 corrisponde ad un condensatore di disaccoppiamento del segnale dall'alta tensione ($C_2 \gg C_1$).

La resistenza R_1 , che collega il generatore di alta tensione al filo, ha un valore molto elevato, dell'ordine di qualche $M\Omega$, mentre la resistenza R_2 è formata dal parallelo tra la resistenza di ingresso dello stadio di amplificazione e la resistenza di *leakage*, cioè la resistenza che in caso di mancato funzionamento del canale di elettronica scarica il condensatore C_2 . A questo punto basta assicurarsi che le costanti di tempo $\tau_1 = R_2C_1$ e $\tau_2 = R_2C_2$, siano piccole rispetto al tempo di salita del segnale. È immediato calcolare la corrente $I(t)$ che scorre in R_2 :

$$I_{R_2}(t) = \frac{d}{dt} \Delta Q(t) = q \frac{d}{dt} F(t) = \frac{q}{\ln(b/a)} \frac{1}{t + t_0} \quad (3.25)$$

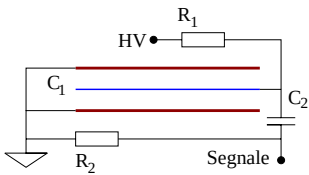


Figura 3.6: Schema elettrico di un tipico canale anodico

3.4.2 Segnale catodico

Il tempo necessario agli ioni per arrivare ai catodi è molto grande rispetto a quello che impiegano gli elettroni ad arrivare agli anodi. Gli ioni hanno una diversa mobilità e sono raccolti dai catodi, lontani dalla regione di moltiplicazione.

Per una geometria simmetrica la carica indotta su un piano catodico ideale dovrebbe essere la metà della carica che si neutralizza sul filo anodico.

L'elettronica di lettura ed amplificazione è costruita in modo tale da generare una risposta usando solo una parte del segnale indotto dagli ioni in moto verso i catodi; questo permette di avere, in prima approssimazione, il segnale dai catodi con una costituzione temporale simile a quella degli anodi.

Consideriamo la camera proporzionale schematizzata in figura 3.7, e calcoliamo la corrente che fluisce nella resistenza R_2 per un evento generato dal passaggio di una particella perpendicolare ai piani.

Negli istanti immediatamente successivi alla neutralizzazione degli elettroni sull'anodo, gli ioni si comportano come una distribuzione di carica di densità λ posizionata sul filo.

Calcoliamo ora la distribuzione di carica indotta sui piani catodici, utilizzando il metodo delle cariche immagine. La presenza di due piani conduttori ideali permette di considerare le distribuzioni immagine alle coordinate $y_j = \pm \frac{D}{2}(2j+1)$ con $j = 0, 1, 2, \dots$, di segno alternato. Queste distribuzioni generano un campo elettrico il cui valore alla superficie $y = 0$ vale :

$$E_j^\perp(x) = -\frac{\lambda}{\pi\epsilon_0} \frac{y_j}{x^2 + y_j^2} \quad (3.26)$$

e una distribuzione di carica :

$$\sigma(x) = \epsilon_0 E^\perp(x) = -\frac{\lambda}{\pi} \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \frac{\frac{D}{2}(2j+1)}{x^2 + \frac{D^2}{4}(2j+1)^2} = -\frac{\lambda}{2D} \frac{1}{\cosh(\frac{\pi x}{D})} \quad (3.27)$$

Definisco con f_{ind}^{all} la frazione di carica totale indotta sui piani catodici, per comodità $f_{ind} = 1/2 f_{ind}^{all}$ la frazione di carica totale indotta sul singolo piano. La quantità di carica indotta sulla una singola striscia catodica è data dall'integrale

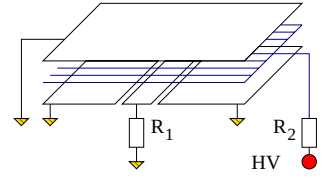
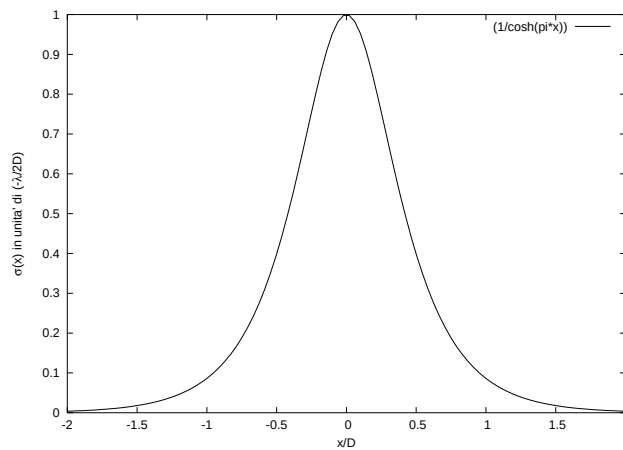


Figura 3.7: Schema per il calcolo della risposta di una strips catodica.

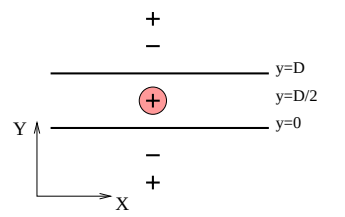


Figura 3.8: Diagramma delle cariche immagine create da una distribuzione lineare di carica al centro di una coppia di piani paralleli.

Figura 3.9: Distribuzione della densità di carica sul piano catodico generata da una distribuzione di carica λ nel centro della camera.

della distribuzione 3.27 tra le coordinate della striscia.

$$P_0(x) = f_{ind}^{all} \int_{x+W/2}^{x-W/2} \sigma(x') dx' = f_{ind}^{all} e^{-(x-x_0)^2/w^2} \quad (3.28)$$

dove x_0 è il punto di passaggio della particella, x è la posizione della del centro della striscia e W è il passo delle strisce catodiche. Si può osservare che la forma del segnale rimane gaussiana, ma al posto del solo w_0 si introduce un termine cumulativo w definito in 3.29.

È importante la scelta dei parametri W e D per una camera a strisce catodiche in modo tale che il rapporto segnale rumore (S/N) sulle strisce adiacenti sia tale da poter misurare la carica della striscia senza problemi.

Sperimentalmente $P_0(x)$ è approssimabile con una gaussiana centrata in x_0 e con un sigma w dato da;

$$w^2 = w_0^2 + w_{diff}^2(\Delta l, \vec{B}) + \frac{s^2 \alpha^2}{12} \quad (3.29)$$

dove w_0 è la larghezza intrinseca della distribuzione, w_{diff} è la larghezza di diffusione della distribuzione che dipende dalla lunghezza di drift (2D) e dal campo magnetico $\vec{B}$, α è l'angolo di incidenza della traccia, ed infine s è la distanza tra i fili.

Stima del segnale catodico atteso per le CSC di TOTEM

Per le CSC di TOTEM è stato scelto $4 \text{ mm} < W < 5 \text{ mm}$ a seconda della CSC e $D = 5 \text{ mm}$. Questo porta ad una valutazione di $w_0 \approx 3.5 \text{ mm}$ [50] per strisce ortogonali alla direzione dei fili; per strisce a 60° rispetto alla direzione dei fili (caso delle CSC di TOTEM) questo porta ad un leggero allargamento della distribuzione a $w_0^{Totem} \approx 4 \text{ mm}$.

La diffusione degli elettroni della valanga in uno spessore di gas di 10 mm e per campo magnetico trascurabile, e il contributo dell'inclinazione della traccia (per i test su fascio al $0 \pm 0.001 \text{ mrad}$), danno contributi trascurabili alla larghezza della distribuzione di carica.

Utilizzando un guadagno di 10^3 si hanno su ogni singolo catodo in media circa 30 fC per evento, e ci si aspetta di avere quindi distribuzioni di carica sopra alla soglia di rumore (3σ) con una larghezza minima alla base di circa 2-3 strisce catodiche, . La regione di risposta lineare dell'elettronica è sufficiente a poter misurare la carica indotta anche su strisce adiacenti.

Valutazione del coefficiente di induzione per le CSC di TOTEM

Nel caso ideale (distribuzione di carica tra due piani conduttori ideali paralleli) la quantità di carica indotta su un piano catodico è metà della carica depositata sul filo ($f_{ind} = 0.5$).

Nel caso reale questo valore dipende dalla distanza e dal diametro dei fili (s) e dalla semilarghezza della *gap* (D).

Utilizzando i dati di una simulazione[47] fatta dalla collaborazione CMS, ho ricavato il valore del parametro f_{ind} per le camere di TOTEM (3.1).

	s/D	f_{ind}
CSC 0	3/4.5	0.43
CSC 1	3/5	0.42
CSC 2	2/3	0.43
CSC 3	3/5	0.42
CSC 4	2.5/5	0.44

Tabella 3.1: Coefficiente di induzione per le CSC di TOTEM.

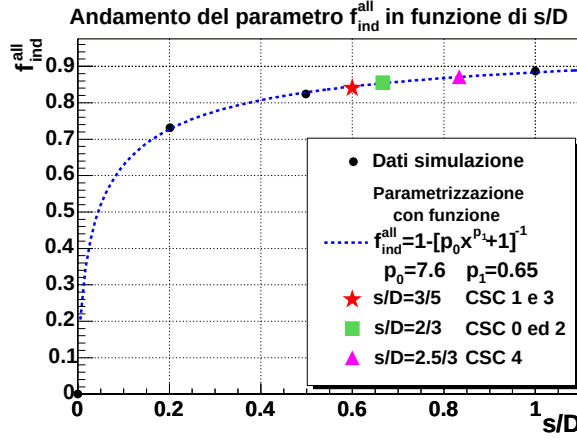


Figura 3.10: Coefficiente di induzione in funzione del rapporto s/D

3.4.3 Metodi di ricostruzione del punto di passaggio della traccia

La ricostruzione del punto di passaggio è effettuata tramite la misura della distribuzione di carica indotta sui fili anodici. Per determinare l'esatta posizione è necessario partire dalla funzione 3.28.

Il metodo più preciso è basato sul *fit* della distribuzione di carica direttamente con la funzione 3.28. Sono stati elaborati altri metodi, più semplici e veloci dal punto di vista computazionale, che mantengono una buona precisione di ricostruzione.

Se la larghezza media della distribuzione è di 3 strisce è possibile sviluppando la 3.28 [50] per tre strisce adiacenti p_i , p_{i-1} e p_{i+1} ricavare tre funzioni in tre parametri (A, s, x):

$$p_{i-1} = A e^{-(x - (x_i - W))^2 / 2s^2} \quad (3.30)$$

$$p_i = A e^{-(x - x_i)^2 / 2s^2} \quad (3.31)$$

$$p_{i+1} = A e^{-(x - (x_i + W))^2 / 2s^2} \quad (3.32)$$

e risolvendo il sistema è possibile determinare i parametri.

Un metodo alternativo è il cosiddetto “metodo del baricentro di carica” [37] che consiste nel calcolare la media pesata della carica misurata sulle strisce, fornendo indicazioni sullo scostamento λ della posizione della valanga dalla posizione della striscia ove è localizzato il massimo della distribuzione.

$$\lambda = \frac{\sum_{-N}^{+N} x_i Q_i}{\sum_{-N}^{+N} Q_i} \quad (3.33)$$

L'errore sulla determinazione della posizione dipende dal rapporto segnale su rumore delle singole strisce:

$$\epsilon_\lambda^2 = \frac{\xi^2 \sum_{-N}^{+N} (x_i - \lambda)}{\sum_{-N}^{+N} Q_i} \quad (3.34)$$

dove ξ è appunto un fattore che include l'errore di misura della carica indotto dall'elettronica

$$\xi^2 = \frac{\epsilon_{ele}^2}{2\lambda_m T_0} \quad (3.35)$$

dove ϵ_{ele}^2 rappresenta la densità di rumore dell'elettronica per unità di frequenza [V^2/Hz], λ_m la larghezza di banda del filtro e T_0 il tempo medio di volo degli ioni, definito come $T_0 = R/(2\mu E_{eff}(R))$.

Capitolo 4

Apparato sperimentale ed algoritmi di analisi

L'apparato sperimentale necessario ai test su fascio per le camere a strisce catodiche del telescopio inelastico di TOTEM ha richiesto la creazione di un sistema che permettesse di registrare l'informazione temporale degli anodi e la carica indotta sui catodi dal passaggio della particella. Questo ha incluso la realizzazione del sistema di estrazione del segnale, dell'elettronica di trigger e del programma di acquisizione dati.

Per determinare il punto di passaggio della particella dalla misura della carica indotta sui catodi, è stato inoltre necessario realizzare alcuni algoritmi di trattamento del segnale catodico.

In questo capitolo verranno descritti l'apparato sperimentale realizzato e successivamente gli algoritmi di ricostruzione del segnale catodico utilizzati durante l'analisi delle misure su fascio.

4.1 Descrizione dell'apparato sperimentale

L'apparato sperimentale utilizzato per le prove su fascio di particelle può essere descritto in quattro parti:

- Il fascio di μ o π X5B del CERN;
- I rivelatori: cinque piani di camere a strisce catodiche più due scintillatori per il trigger;
- Il sistema di acquisizione dati e la logica di trigger;
- Il software per il monitor on-line e l'analisi.

4.1.1 Il fascio X5B

Per il test dei rivelatori è stato utilizzato un fascio di particelle (μ^- o π^-) da 120 GeV. L'uso di μ o π di alta energia con un rivelatore che rappresenta un piccolo spessore in termini di lunghezza di radiazione permette di trascurare effetti di scattering multiplo nella ricostruzione delle tracce.

Il fascio **X5** è un fascio secondario o terziario dello SPS che può trasportare adroni, elettroni o muoni con energie comprese tra 5 e 250 GeV.

Un fascio di protoni da 400 GeV estratto dallo SPS è fatto collidere con un bersaglio di berillio (**Be**). L'intensità tipica è di $2 \cdot 10^{12}$ protoni per ciclo di estrazione o *spill*. Da questo bersaglio nasce un fascio secondario detto **H3** composto da particelle negative con impulsi fino a 250 GeV, il quale a sua volta dà origine a due fasci, con intensità massima di $1.7 \cdot 10^7$ particelle per ciclo, diretti verso le linee di fascio **X5** e **X7**, sui i quali è possibile introdurre bersagli secondari.

Nel nostro caso il fascio **X5** è stato utilizzato come fascio secondario, quindi non è stata introdotta alcun bersaglio. Si ha così un fascio di π^- da 120 GeV con circa l'1% muoni dovuti al decadimento del $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_{\mu}$.

Per alcuni giorni inoltre il fascio è stato fatto funzionare con una struttura (*bunching*) a 25 ns, proprio come saranno i fasci del LHC. L'estrazione del fascio dallo SPS è lenta, cioè dura più di un'orbita della macchina e la sua durata è di 2.2 secondi (vedi figura 4.1). Il fascio strutturato, è concentrato in gruppi di 48 bunches di particelle a 25 ns, sincroni alla frequenza dell'orbita della macchina (31.25 KHz). Questo ha permesso di misurare in maniera semplice la capacità di risoluzione temporale delle camere utilizzando i segnali dei fili anodici.

Le uniche differenze significative tra i due tipi di fascio sono l'intensità istantanea e la dimensione al rivelatore.

Il flusso massimo di particelle ammesso sulla linea di fascio X5B è di $10^6 \pi^-$ per ciclo dello SPS e questo pone dei limiti anche al fascio con struttura a 25 ns; infatti se in tutti i *bunches* ci fosse una particella si arriverebbe a $3.3 \cdot 10^6$ pioni per spill superando i limiti di sicurezza imposti.

Di conseguenza non tutti i *bunches* contengono una particella ed il rapporto *bunches* pieni/*bunches* vuoti è circa 1/2, nel caso di fascio di pioni.

Inserendo sulla linea del fascio i due *beam dump* è possibile inoltre bloccare il fascio di π^- per ottenere un fascio di μ^- con energia di circa 120 GeV, ma ad un'intensità ridotta di $\approx 10^4$ muoni per ciclo.

Ci sono quindi due tipi di fascio, uno molto intenso di pioni ($10^6 \pi^-$ per *spill*), ed uno meno intenso di muoni ($10^4 \mu^-$ per *spill*).

La lunghezza totale della linea di fascio **H3** dal bersaglio fino a **X5** è di 660m. I parametri di progetto delle linee di fascio **X5** **X7** ed **H3** sono riportati in tabella 4.1.

Per molti dei test eseguiti sul fascio di particelle non è di particolare importanza l'intensità del fascio. Tuttavia è molto utile un fascio molto intenso per

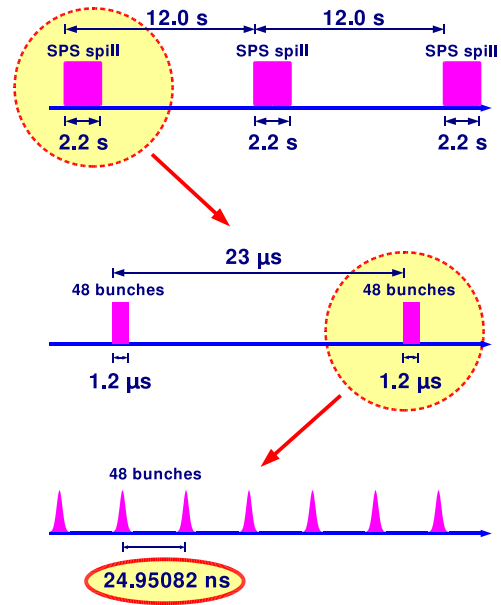


Figura 4.1: Struttura temporale del fascio di particelle estratto dallo SPS. Ogni ciclo ha una durata di 12 s. Durante la fase di estrazione del fascio (SPILL), della durata di 2.2 s, vengono estratti 68750 treni di 48 *bunches* (separati di 25 ns l'uno dall'altro) sincroni al periodo dello SPS (31.25 KHz).

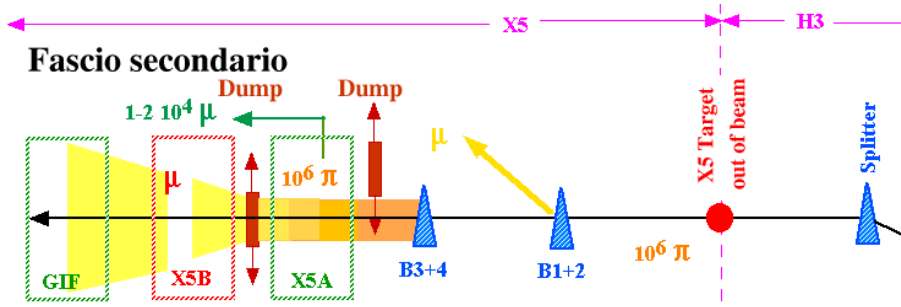


Figura 4.2: Fasci di muoni in X5B come fasci terziari e fasci primari

studiare il comportamento della camera per flussi di particelle molto elevati, come saranno quelli di LHC ($10^5 \div 10^6 / cm^2 s$).

Per le misure delle caratteristiche della camera su fascio è stato utilizzato prevalentemente il fascio di muoni. Il sistema di acquisizione dati era in grado di registrare circa 500 ev/sec ed era quindi saturato anche per fasci di bassa intensità.

Parametro	H3	X5B	X7
Impulso massimo del fascio (GeV/c)	250	250	250
Impulso minimo (GeV/c)	20	5	5
Impulso per Test CSC (GeV/c)	n.c.	120	n.c.
Dispersione per apertura slit (mm/ %)	48	6.2	4.3
Risoluzione sul momento intrinseco Dp/p	± 0.03	± 0.5	± 0.8
Risoluzione dello spettrometro Dp/p	n.c.	$\pm 0.16\%$	$\pm 0.22\%$
Impulso massimo trasferito Dp/p	$\pm 1.9\%$	$\pm 7.7\%$	$\pm 9.6\%$
Accettanza orizzontale (mrad)	± 1.1	± 2.6	± 3.2
Accettanza vericale (mrad)	± 0.5	± 0.85	± 0.78
Accetanza totale (msterad)	1.7	7	12
Flusso max di particelle autorizzato per ciclo SPS		$10^6 \pi$	$10^6 \pi$
Lunghezza del fascio (m)	705	196	168
Altezza del fascio (m)	1.26	1.26	1.26

Tabella 4.1: Parametri dei fasci test della “West Area” dello SPS.

4.1.2 I rivelatori

Per i test sono state utilizzate cinque piani di camere a strisce catodiche di diverse dimensioni e caratteristiche i cui dettagli sono riportati in tabella 4.2.

La CSC 0 è il prototipo delle camere detto “Milestone INFN 2003” ed è l’evoluzione delle camere 1 e 3 (realizzate nel 2002). Nella sua costruzione sono state adottate le soluzioni costruttive finali che minimizzano lo spazio “morto” del rivelatore. La costruzione di questo tipo di camere è stata descritta nelle sezioni 2.2.1.1 e 2.2.1.2.

Le CSC 2 e 4 sono invece prototipi costruiti nel 2001; hanno una larghezza delle strisce minore ed i fili anodici collegati in gruppi.

I rivelatori sono stati distribuiti longitudinalmente nello spazio di 1.5 metri; la CSC 0 definisce l’origine dell’asse z .

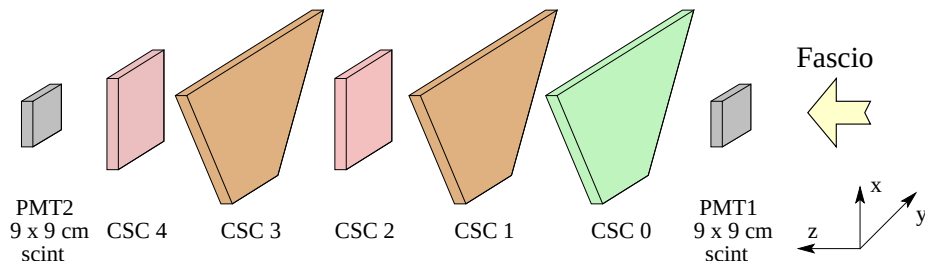


Figura 4.3: Foto dei rivelatori installati sul fascio di X5B.

	CSC 0	CSC 1	CSC 2	CSC 3	CSC 4
• numero strisce totali	192	192	108	192	108
• numero strisce lette (per piano catodico)	48	48	48	48	48
• passo strisce errore (mm)	4.44 0.01	4.44 0.01	2.50 0.01	4.44 0.01	2.50 0.01
• dimensione gap (mm) errore (mm)	9.50 0.05	10.00 0.05	6.00 0.05	10.00 0.05	6.00 0.05
• numero fili	239	239	100	239	80
• passo fili (mm) errore (mm)	3.00 0.1	3.00 0.1	2.0 0.1	3.00 0.1	2.50 0.1
• diametro fili (μm) errore (μm)	30 0.5	30 0.5	50 0.5	30 0.5	20 0.5
• tensione meccanica (g)	120	120	200	120	80

Tabella 4.2: Caratteristiche costruttive dei rivelatori

Figura 4.4: Schema dei rivelatori presenti sul fascio, sono chiaramente visibili le CSC, i contatori a scintillazione PM1 e PM2, e l’odoscopio



4.1.3 Elettronica di lettura ed acquisizione dati

Ho progettato il sistema di acquisizione dati con l'obiettivo di avere a disposizione uno strumento di misura, il più affidabile e semplice possibile, per determinare le caratteristiche dei prototipi delle camere a strisce catodiche.

La realizzazione segue gli schemi classici dei sistemi di acquisizione dati. Per semplicità il sistema (schematizzato in figura 4.5) si può considerare diviso in 3 parti principali:

- Il trigger, generato da una logica di controllo sulla base del segnale proveniente da due contatori a scintillazione e dai segnali provenienti dallo SPS.
- L'elettronica di *front-end* per l'estrazione del segnale generato dalla particella ionizzante: si distingue in una parte dedicata alla lettura delle strisce catodiche, ed in un'altra dedicata alla lettura dei fili anodici.
- Il programma di acquisizione dati che gestisce l'elettronica di controllo, digitalizza e registra i dati tramite schede di *input-output* su bus VME ed inoltre permette di controllare già durante la fase di acquisizione il corretto funzionamento dei rivelatori e la qualità dei dati raccolti per mezzo di un *on-line monitor*.

Sono stati eseguiti numerosi test per verificare il corretto funzionamento di tutta la catena di acquisizione. Dove necessario sono state eseguite le opportune calibrazioni.

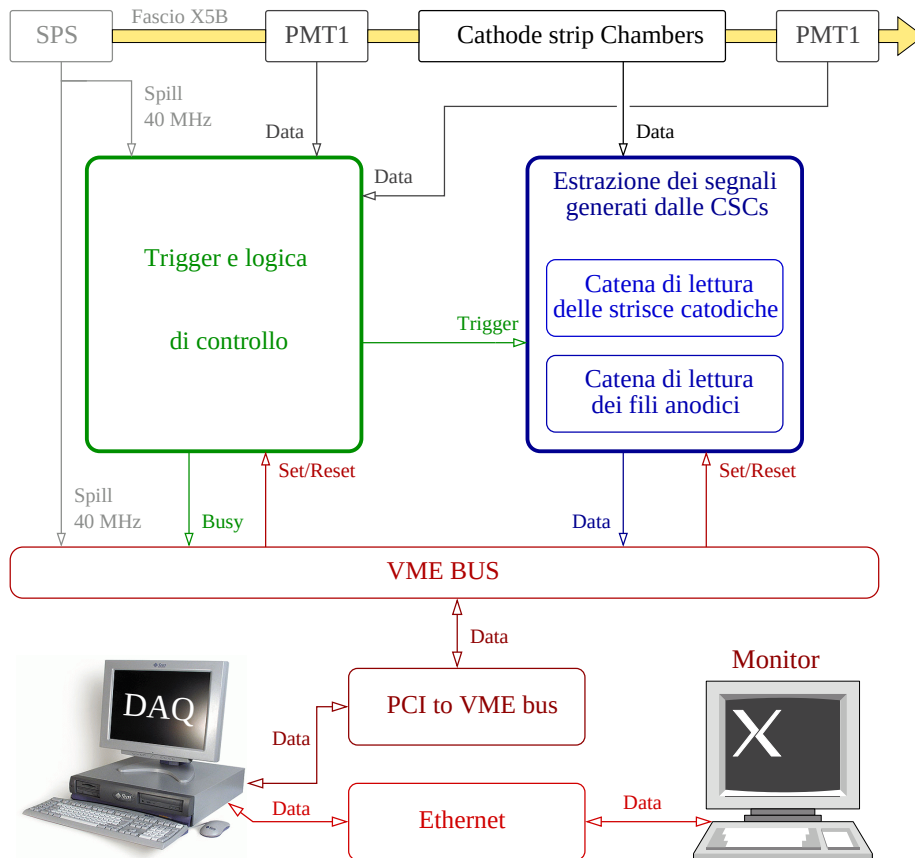


Figura 4.5: Il sistema di elettronica e acquisizione dati utilizzato durante i test su fascio di particelle nell'estate 2003. Il sistema è diviso in tre parti fondamentali: Elettronica di estrazione del segnale, Logica di controllo e trigger, Programma di acquisizione dati e monitor.

4.1.3.1 Elettronica di lettura delle strisce catodiche

La necessità di ricostruire le distribuzioni di carica indotte sulle strisce catodiche richiede una misura precisa di carica. È quindi opportuno scegliere un'elettronica di *front-end* a basso rumore e buon guadagno ottimizzata per questo tipo di misura.

Non avendo a disposizione l'elettronica definitiva, abbiamo utilizzato l'elettronica di *front-end* sviluppata dalla collaborazione ALICE per camere a pad catodici; queste schede sono basate sul chip "GASSIPLEX" [56].

Preamplificazione e formazione del segnale.

Gassiplex è un circuito ASIC con 16 amplificatori a basso rumore dotato di un sistema di *multiplexing* analogico del segnale. Il collegamento di schede in catene o *daisy chain* permette di utilizzare un solo canale di ADC per la digitalizzazione del segnale analogico di più moduli. Ogni modulo, o scheda di *front-end*, contiene 3 *chips* per un totale di 48 canali.

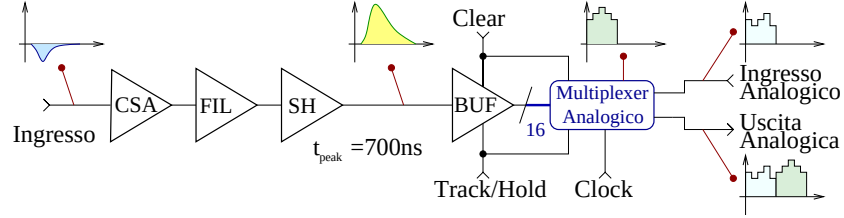


Figura 4.6: Schema a blocchi del chip ASIC *Gassiplex*. Il segnale indotto sui catodi passa attraverso stadi di amplificazione, filtro e messa in forma. L'informazione analogica viene memorizzata in un *buffer* in attesa della sequenza di lettura e digitalizzazione

Lo stadio di ingresso (vedi figura 4.6) è un amplificatore di carica detto CSA (*Charge Sensitive preAmplifier*) progettato per funzionare anche con elettrodi di grandi capacità. La figura di rumore a 0 pF è 630 e^- o 0.1 fC . Il secondo stadio è un filtro di deconvoluzione (FIL) il cui scopo è quello di estrarre, in qualche decina di nanosecondi, la maggior parte del segnale indotto sulle strisce. Come già approfondito nel capitolo 3.4.2 il moto degli ioni è molto lento ed il segnale indotto sui catodi ha una coda molto lunga, dell'ordine di qualche microsecondo).

Terzo e ultimo stadio di formazione del segnale è lo *shaper*, costituito da un filtro passa basso seguito da un filtro passa banda, che restituisce un segnale con una forma circa Gaussiana e *peaking time* $t_{peak} = 700\text{ ns}$.

Per immagazzinare il segnale analogico in un *buffer* (BUF) è necessario fornire alla scheda il segnale di *Track/Hold* (T/H) che deve arrivare esattamente 700 ns dopo il pas-

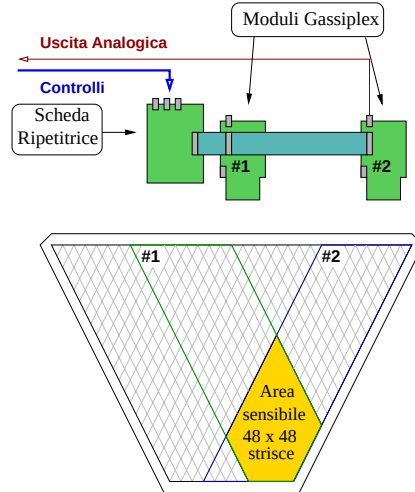


Figura 4.7: Per ogni camera sono a disposizione due moduli *gassiplex* (uno per piano catodico).

saggio della particella, cioè quando il segnale all'uscita dello *shaper* è al suo massimo. Il sistema di logica di controllo è progettato perchè il tempo di arrivo del segnale di T/H sia impostato al valore corretto, inoltre è stato verificato più volte durante la fase di presa dati.

Il segnale analogico di ciascun canale al tempo di arrivo del T/H viene mantenuto fino alla fine dell'estrazione del segnale dal *multiplexer*, cioè dopo l'arrivo di $n \cdot 48$ cicli di clock al *multiplexer* analogico, dove n è il numero di moduli che compongono la catena. La frequenza massima di *multiplexing* del segnale analogico è di 5 MHz .

La risposta del dispositivo è lineare per Q_{in} compreso tra -100 fC e 100 fC con un coefficiente di conversione $\alpha = 11.2\text{ mV/fC}$.

$$V_{out} = \alpha \cdot Q_{in} \quad (4.1)$$

Digitalizzazione dei segnali catodici

La digitalizzazione è fatta inviando, tramite un *multiplexer*, il segnale analogico a un *flash* ADC¹ su bus VME. Le scale degli ADC sono tali da adattarsi all'estensione della finestra di linearità del dispositivo e all'ampiezza del segnale generato dall'induzione (che dipende dal guadagno della camera). La digitalizzazione del *flash* ADC è gestita da un sequenziatore SeqSI² (sempre su bus VME), che controlla anche il *multiplexing* analogico dei moduli *Gassiplex*. La frequenza di campionamento e di *multiplexing* del segnale utilizzata è di 1 MHz . Questa

¹Siroco Flash ADC, 12bit e frequenza massima di campionamento 10 MHz .

²SeqSI, generatore multinale di sequenze di *clock*.

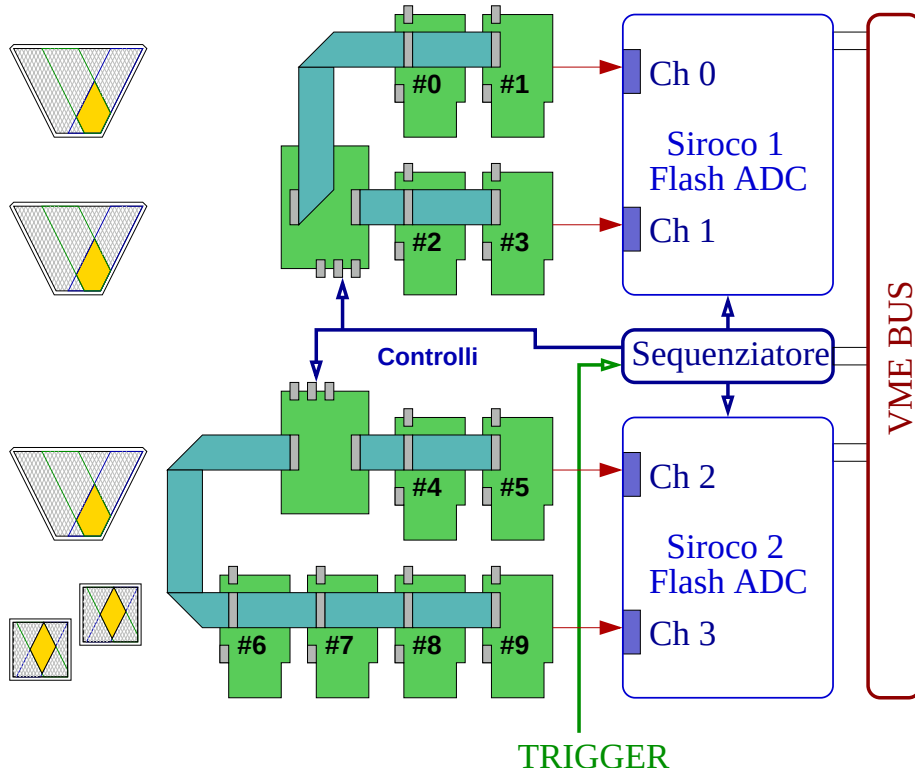


Figura 4.8: Schema della configurazione del sistema di lettura e digitalizzazione del segnale catodico

scelta scelta è motivata dai problemi di funzionamento del *Gassiplex* riscontrati per frequenze di multiplexing oltre i 2 MHz .

Avendo a disposizione 2 schede ADC con 2 canali ciascuna ed utilizzando un modulo *Gassiplex* per piano catodico l'estrazione del segnale per le CSC 0, 1 e 3 è stata eseguita con tre catene, ognuna formata da 2 moduli *Gassiplex*; le CSC 2 e 4 sono state lette da un'unica catena di 4 moduli *Gassiplex*.

4.1.3.2 Elettronica di lettura dei fili anodici

Il segnale dei fili anodici sarà utilizzato nell'esperimento per generare il trigger locale della singola camera. Caratteristiche importanti per la scelta dell'elettronica di *front-end* sono :

- la rivelazione del segnale con il minor tempo morto possibile;
- il rumore di ingresso dell'amplificatore piccolo anche con capacità in ingresso dell'ordine di 25 pf ;
- elevata resistenza alla radiazione, dato l'elevato flusso di particelle anche per basse luminosità.

L'elettronica di *front-end* utilizzata durante i test è quella che verrà utilizzata durante l'esperimento ed è stata sviluppata dalla collaborazione CMS per le camere a strisce catodiche del rivelatore dei μ , ed è detta AFEB[61] (*Anode Front-End Board*).

In particolare uno degli scopi della tesi è stato quello di caratterizzare il segnale di trigger generato utilizzando i fili anodici. Il sistema di trigger non era ancora quello finale (segnale generato da due contatori a scintillazione). Descriverò ora brevemente il funzionamento dell'elettronica di *front-end* utilizzata, e il sistema di digitalizzazione del segnale.

Amplificazione e discriminazione dei segnali.

Una scheda AFEB provvede all'amplificazione e alla discriminazione del segnale di 16 fili anodici, ed è basata sul chip a 16 canali ASIC "CMP16F", che include gli stadi di amplificazione e discriminazione dei segnali. Ogni canale (figura 4.10) è formato da uno stadio di amplificazione del segnale (P/A), da uno stadio di *shaping* (SH) (*peaking time* 30 ns) e da uno stadio di discriminazione (DISC) a soglia variabile. Lo stadio di *shaping* include uno stadio di cancellazione della coda del segnale, necessario per registrare segnali con una frequenza di ripetizione elevata fino $10^5/\text{sec}$.

Se la capacità all'ingresso C_{in} è 0 pF il rumore all'ingresso dell'amplificatore è di 0.5 fC . Nel nostro caso diventa 0.62 pC corrispondenti a 3900 e^- per una capacità del filo di 25 pF .

La soglia è determinata da una tensione di riferimento esterna V_{th} comune a 16 canali, che può essere variata a seconda delle necessità. La scheda ha un ingresso di *test pulse* con il quale è possibile impulsare tutti i 16 canali della

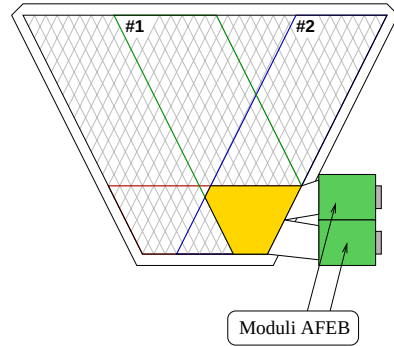


Figura 4.9: Sezione di CSC coperta dalla digitalizzazione, sulle 3 coordinate

scheda simultaneamente; questo è utile per la calibrazione della lunghezza dei cavi segnale.

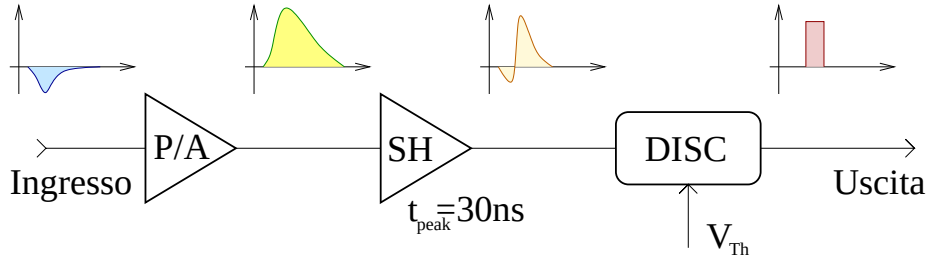


Figura 4.10: Schema a blocchi di un canale della AFEB. Il primo stadio è composto da un *pulse amplifier* (P/A), seguito da un stadio di *shaping* (SH) ($t_{peak} = 30 \text{ ns}$) e terminato da un discriminatore (DISC) a soglia variabile.

Digitalizzazione e determinazione del tempo di arrivo

Per ottenere le informazioni riguardo ai tempi di arrivo dei segnali provenienti dai fili anodici è stato utilizzato un TDC³ *multihit* (*Time to Digital Converter*), in grado di acquisire anche più eventi consecutivi, senza tempo morto, sullo stesso canale con una risoluzione temporale sulla misura di 800 ps .

Nelle le CSC 0, 1 e 3 sono letti 32 fili (2 AFEB) anodici corrispondenti alla zona interessata dal passaggio del fascio di particelle, mentre il raggruppamento dei fili nelle altre due camere permette la lettura rispettivamente di tutti i 10 gruppi di 10 fili anodici nella CSC 2 e dei 5 gruppi di 16 fili anodici nella CSC 4.

Lo schema dei segnali inviati al TDC è illustrato in figura 4.11. Oltre ai segnali anodici il TDC registra anche il tempo di arrivo dei segnali dei due contatori a scintillazione, il segnale del clock a 40 MHz della macchina ed il segnale di trigger; questo permette di verificare la coerenza dei dati ed eliminare eventuali errori sistematici.

Il TDC permette di registrare, partendo da un singolo segnale di trigger generato dalla coincidenza degli scintillatori (vedi figura 4.11), i tempi di arrivo dei segnali dei fili all'interno di una finestra temporale definita a priori. È possibile quindi studiare il comportamento della camera per il passaggio di due particelle molto vicine nel tempo. L'informazione temporale dei segnali è riferita all'inizio della finestra; dato che l'*offset* non è sincronizzato con il *clock* della macchina

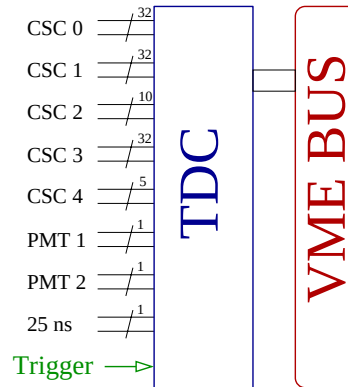


Figura 4.11: Segnali digitalizzati dal *multihit* TDC.

³CAEN *multihit* TDC 128ch Modello v767

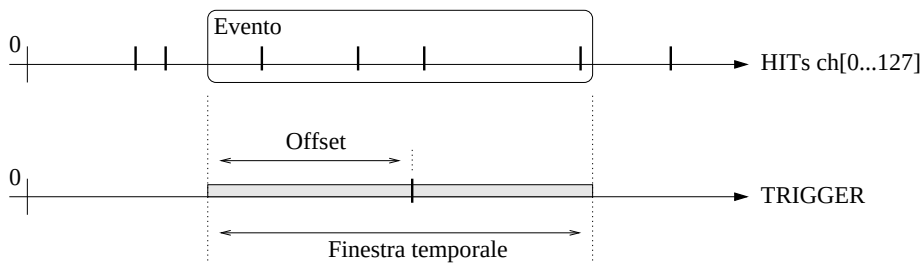


Figura 4.12: Diagramma di funzionamento del *multihit* TDC. Ogni segnale di trigger determina la registrazione dell'informazione del tempo di arrivo di tutti i 128 canali del TDC all'interno di una finestra temporale fissata a priori.

(40 MHz) è presente un *jitter*, cioè una fluttuazione della distribuzione temporale, rispetto al trigger. Questo effetto si elimina sottraendo il valore digitalizzato del segnale del trigger a tutte le misure.

4.1.3.3 Trigger e logica di controllo

Il trigger utilizzato è generato dalla coincidenza del segnale proveniente da due contatori a scintillazione (PMT1 e PMT2).

Per i test con il fascio strutturato a 25 ns è aggiunto alla coincidenza anche il segnale a 40 MHz, proveniente dallo SPS.

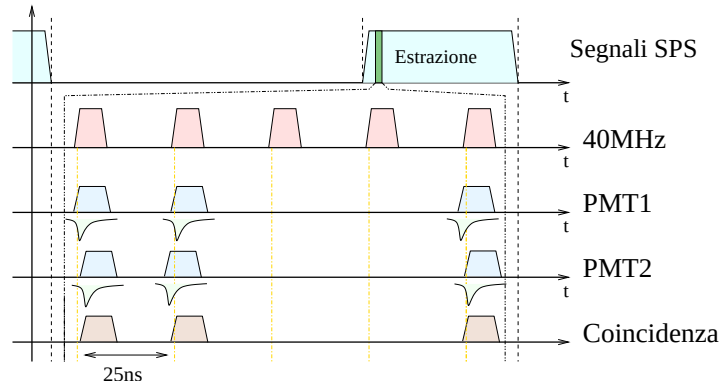


Figura 4.13: Schema della coincidenza a tre per il trigger con fascio strutturato a 25 ns; per il fascio normale la coincidenza si riduce a soli contatori a scintillazione.

Per evitare problemi al sistema dell'elettronica quando due trigger sono ravvicinati, viene generato un segnale di *busy* veloce entro 10 ns dalla generazione del trigger, che pone un veto alla coincidenza, fino al termine della sequenza di lettura.

Il segnale di busy viene rimosso con un *I/O register* VME (Caen v513) alla fine del ciclo di acquisizione quando tutte le schede sono pronte per l'acquisizione di un nuovo evento.

Un ulteriore sistema di controllo delle condizioni del fascio permette di determinare grazie ad un ingresso dell'*I/O register* lo stato dello SPS, cioè di conoscere se in un dato momento sono presenti particelle (fase di estrazione) sulla linea del fascio.

Questo permette di effettuare *RUNs* dove è possibile studiare il comportamento del rumore della catena di elettronica e delle camere senza la presenza del fascio, semplicemente utilizzando come trigger un *test pulse* in anticoincidenza con il periodo di estrazione dello SPS.

La realizzazione del trigger e della logica di controllo è stata effettuata utilizzando moduli NIM⁴ standard.

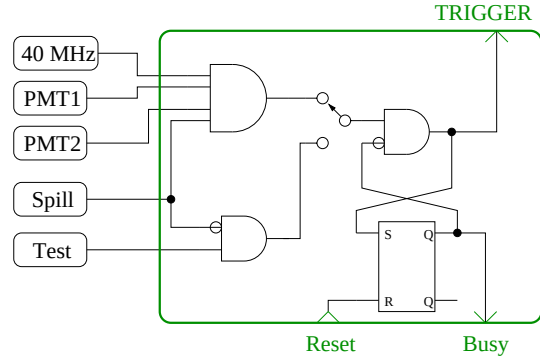


Figura 4.14: Schema della logica di trigger e controllo

⁴ Acronimo di *Nuclear Instrumentation Methods*, rappresenta uno standard (DOE/ER-0457) per i moduli di elettronica della fisica nucleare e delle alte energie.

4.1.3.4 Il programma di acquisizione e di monitoraggio dei dati

La necessità di dover immagazzinare una grande quantità di dati, da diversi tipi elettronica di *front-end*, ha richiesto l'uso di un sistema di acquisizione veloce e flessibile su bus VME.

Il controllo del sistema è effettuato da un programma di acquisizione, da me interamente realizzato, il quale gestisce il flusso dei dati in ingresso e in uscita con una speciale interfaccia PCI-VME con fibre ottiche⁵.

I dati immagazzinati inoltre erano di semplice accesso e codifica, per non appesantire i successivi processi di analisi e di monitor.

Software di acquisizione dati

Ho deciso quindi di sviluppare un programma di acquisizione dati che sfruttando le schede di I/O potesse riconoscere lo stato dell'acceleratore in modo da acquisire e salvare velocemente i dati in memoria durante la fase di estrazione dello SPS e di trasferirli su disco solo durante la fase di iniezione.

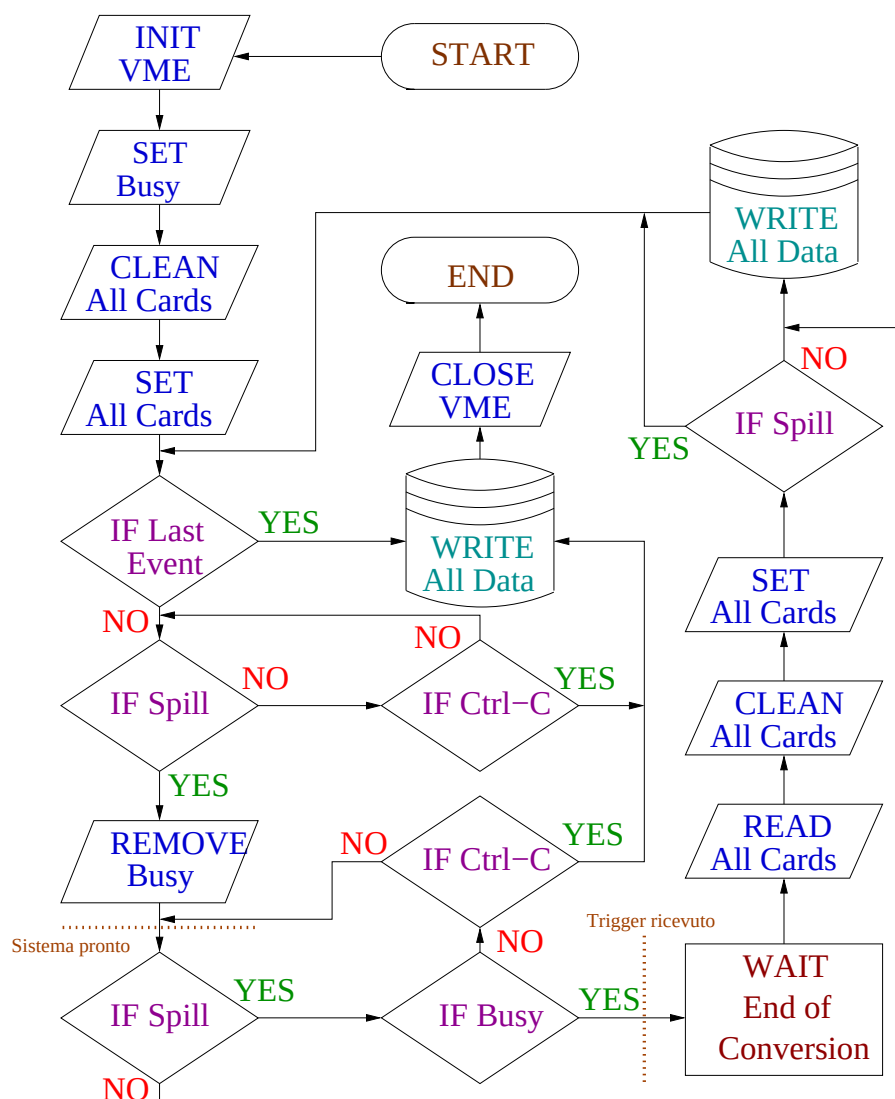


Figura 4.15: Diagramma di flusso del programma di acquisizione dati

⁵SBS 816, adattatore *PCI to VME* con fibre ottiche e DMA

I segnali utilizzati per determinare lo stato dell'acquisizione sono essenzialmente due: il segnale di estrazione dello SPS (o *Spill*) ed il segnale di *Busy*.

Il primo compito che il programma deve svolgere è quello di inizializzare il bus VME e tutte le schede utilizzate (ADC, sequenziatore, TDC, registro di I/O) con i parametri specificati nel file di configurazione. Viene quindi:

- Abilitato il *Busy* per bloccare l'arrivo dei trigger sull'elettronica nella fase di preparazione.
- Scritta la sequenza di controllo delle catene *Gassiplex* nel sequenziatore;
- Programmato il microcontrollore sulla scheda TDC per ottenere la modalità di misura voluta e inoltre fissati i parametri della larghezza della finestra sensibile.
- Scritti i registri dell'ADC.

Non appena viene rimosso il segnale di *Busy* il sistema è pronto per l'acquisizione e rimane in attesa di un segnale di trigger.

Quando arriva il segnale di trigger, il sequenziatore genera la sequenza di estrazione del segnale analogico dalle schede *Gassiplex* e la sequenza di digitalizzazione del segnale medesimo. Non appena la digitalizzazione è terminata la scheda genera un segnale di fine della conversione (EOC, *End Of Conversion*).

Ugualmente il TDC salva in memoria l'informazione della finestra temporale fissata ed anch'esso genera un segnale di EOC. Quando il calcolatore riconosce l'avvenuta fine della conversione dell'ADC e del TDC, copia i dati dalla memoria delle due schede in una memoria a rapido accesso (RAM, *Random Access Memory*).

Alla fine dello *Spill* l'informazione degli eventi salvata sulla RAM viene trasferita su disco in un formato indipendente dalla piattaforma utilizzata e coerente con il *software* di analisi. Un evento viene inviato al programma di monitor ad ogni *Spill*. È stato verificato che il sistema non entri in stati di *loop* infinito.

La *workstation* UNIX utilizzata per l'acquisizione dati è una *SunBlade 100* con processore RISC a 533MHz e 2Gb di RAM. Il linguaggio di programmazione scelto è stato il C++ ed è stato fatto uso delle librerie di ROOT[57] per il salvataggio dei dati. Con questa configurazione i tempi del ciclo di acquisizione erano di circa 1 ms, permettendo la registrazione in media di 300 ev/sec.

On-line monitor

Il programma di *on-line monitor* permette di osservare in dettaglio un evento per *Spill* di uno o più rivelatori, all'avvenuta acquisizione dei dati dello *Spill* successivo l'evento viene aggiornato con il nuovo.

Lo scopo del programma di *on-line monitor* è quello di permettere di controllare visivamente la validità dei dati acquisiti e verificare il funzionamento dei rivelatori. È stato pensato per essere utilizzato anche su calcolatori differenti da quello dedicato all'acquisizione, e permette di verificare il funzionamento dei rivelatori anche da remoto.

Questa funzionalità è stata molto utile nella fase di installazione del setup sperimentale, in quanto ha permesso di verificare, direttamente nella zona del fascio, la correttezza dei collegamenti dei cavi, e del funzionamento dei rivelatori, nonché di ottimizzare il rumore aggiungendo opportune schermature all'elettronica.

È stata inoltre inserita la possibilità di salvare la schermata dell'evento (*screenshot*). Un esempio del programma in funzione si vede in figura 4.16, che mostra

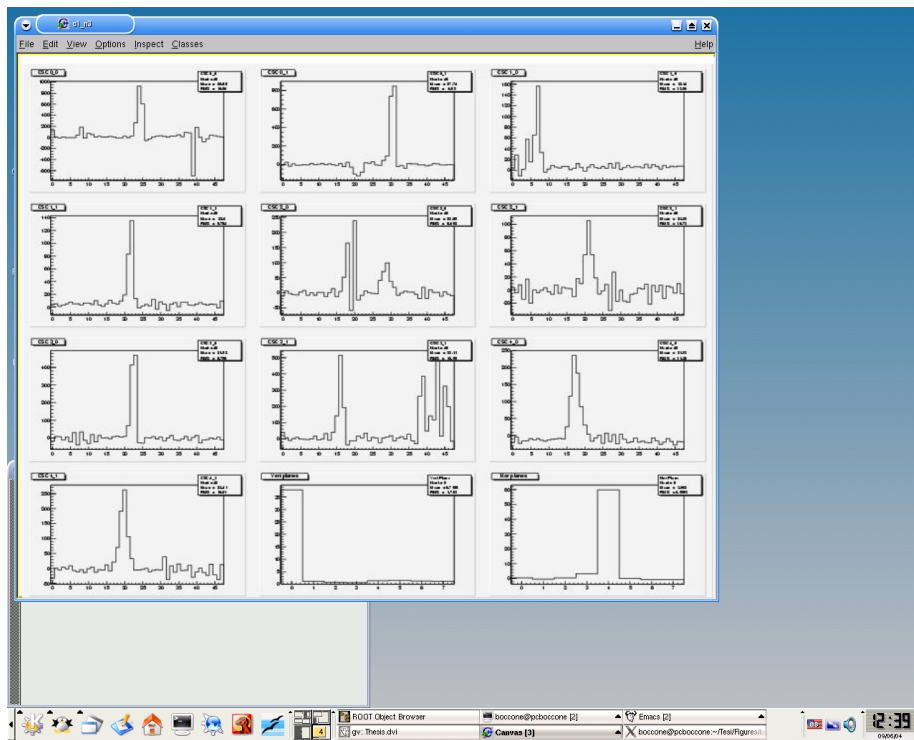


Figura 4.16: Screenshot dal programma di *online monitor* funzionante su una macchina differente dal computer di acquisizione dati

i segnali dei 10 piani catodici, e quelli relativi ad un odoscopio di scintillatori utilizzato per studiare la forma del fascio.

4.2 Procedure di ricostruzione del segnale catodico e analisi dati

Per la corretta determinazione delle caratteristiche di funzionamento delle camere utilizzando i dati immagazzinati su disco è necessario eseguire i seguenti passi:

- ricostruzione del *cluster*: baricentro e integrale di carica;
- determinazione della risoluzione spaziale, ottenuta dopo l'allineamento geometrico delle camere mediante la ricostruzione di tracce nel telescopio;
- analisi dei tempi di arrivo dei segnali sui fili anodici, essenziale per implementare il trigger del telescopio inelastico.

Per completare tutti i passaggi è stato necessario implementare alcuni algoritmi di trattazione del segnale catodico.

Considerazioni preliminari

Il segnale catodico che mi aspetto di misurare, per un guadagno di circa 10^3 , è ragionevolmente dell'ordine di $30 fC$ (inclusi tutti i fattori di proporzionalità), con una larghezza media della distribuzione di carica di 3-4 strisce.

Al fine di evitare ambiguità negli studi di guadagno, efficienza, e ricostruzione delle tracce nel rivelatore è utile selezionare eventi nei quali sia presente il segnale di una sola particella.

Data l'intensità del fascio di particelle mi aspetto inoltre di trovare in media una sola particella per evento, anche se eventi a due o più particelle sono possibili durante i *RUNs* (vedi cap. 4.1.1).

Sviluppo del codice

Per mantenere una buona flessibilità del codice, ed in modo da poter fornire uno strumento di analisi facilmente utilizzabile in futuro, ho sviluppato i programmi di analisi utilizzando il linguaggio di programmazione C++ nel quadro di un *framework Object Oriented* (ROOT[57]), lo stesso utilizzato per la gestione dei dati durante l'acquisizione.

Gli algoritmi utilizzati nei vari passi dell'analisi verranno ora descritti.

Tutti gli algoritmi per l'analisi dati sono stati divisi per comodità in tre classi (o librerie di programmazione) principali, in modo tale da mantenere indipendenti le distinte procedure di analisi. Le classi realizzate hanno le seguenti caratteristiche:

- **Gestione del segnale proveniente dalle CSC** - Include i metodi che permettono di estrarre le informazioni sul passaggio di particelle nel rivelatore, ad esempio per la ricerca dei *cluster* e per la valutazione della carica indotta sulle strisce. Altresì inclusi i processi di calcolo e sottrazione del piedistallo, mascheramento di strisce rumorose e ricerca del baricentro di carica.
- **Descrizione della Geometria del rivelatore** - Data la presenza di diversi tipi di camere su fascio, per semplificare la ricostruzione delle tracce, la geometria dei rivelatori è gestita da questa classe. In questa classe è anche incluso un generatore Montecarlo di tracce che rende possibile provare l'algoritmo di ricostruzione delle tracce.
- **Ricostruzione delle tracce** - Per misurare la risoluzione di un rivelatore, utilizzando il metodo dei residui, si ricostruiscono le tracce delle

particelle utilizzando il segnale rivelato sui piani catodici dei rivelatori. Sono contenuti in questa classe gli algoritmi di ricostruzione e fit della traccia.

4.2.1 Sottrazione del piedistallo

La figura 4.17 mostra che la distribuzione delle ampiezze dei segnali di un canale di elettronica (spettro) relativo ad un *RUN* effettuato senza particelle incidenti non è centrata in 0; la distribuzione in questione prende il nome di *distribuzione di piedistallo*.

Il suo valor medio è dovuto al dettaglio della catena di lettura e può essere considerato un *offset* costante per tutte le misure; la sua larghezza rappresenta il rumore del canale in questione.

Per una misura precisa della carica indotta sulle strisce è necessario tenere conto di questo effetto.

L'elettronica analogica utilizzata per l'estrazione del segnale dai rivelatori, e gli ADC VME per digitalizzare il segnale non dispongono di alcun meccanismo di sottrazione automatica del valore di piedistallo.

Le distribuzioni dei piedistalli sono misurate in speciali *RUNs* dove il trigger è generato da un impulsatore (*test pulse*) abilitato solo durante la fase di iniezione dello SPS (10 secondi) periodo in cui non sono presenti particelle sulla linea del fascio. Il valore dei piedistalli, media dei valori acquisiti per ciascun canale, e l'RMS, scarto quadratico medio sono salvati in un apposito *file* in modo da poter essere utilizzati facilmente durante i successivi passi della analisi. Un esempio di sottrazione dei piedistalli si vede in figura 4.18, dove sono mostrati i dati prima (a sinistra) e dopo (a destra) la correzione dei piedistalli.

Come si evince dalla figura, l'accurata valutazione del piedistallo è un passo fondamentale per la ricerca e l'analisi del segnale prodotto dall'induzione.

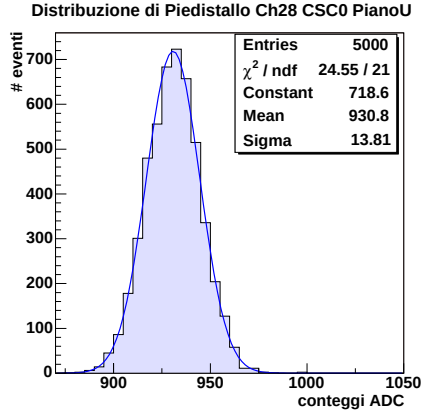


Figura 4.17: La distribuzione di piedistallo, con relativo fit per determinare il σ_i , corrispondente al rumore della striscia *i*-esima, ed il valore medio, corrispondente al valore di *offset* al valore misurato sul canale per ogni evento.

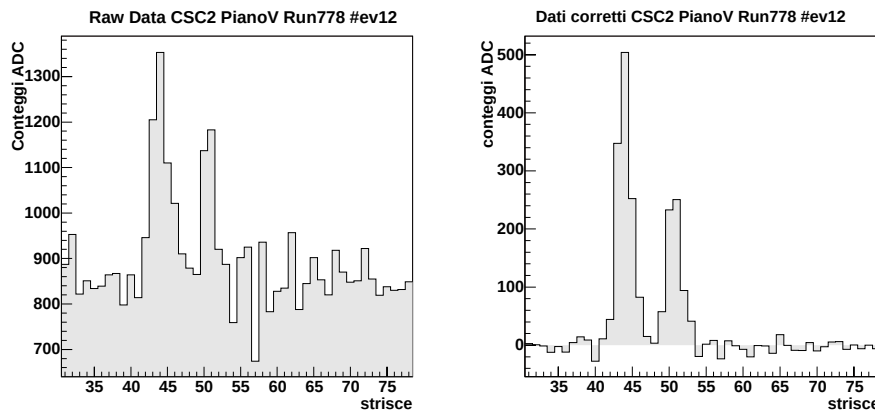


Figura 4.18: **A sinistra** il segnale digitalizzato senza alcuna modifica; è riconoscibile la presenza di due segnali. **A destra** il segnale dopo la sottrazione dei piedistalli. Il segnale ora può essere analizzato per la determinazione del punto di passaggio delle particelle.

4.2.2 Riconoscimento del cluster

Per la corretta interpretazione del segnale generato dalle particelle ionizzanti nel rivelatore ho elaborato un semplice algoritmo in grado di analizzare, evento per evento, le distribuzioni di carica indotte su più strisce adiacenti dei piani catodici, ed identificare un gruppo di segnali correlati detto *cluster*. Questo algoritmo:

- Fornisce informazioni sulle caratteristiche delle distribuzioni (larghezza del *cluster*, centro di gravità; numero di particelle per evento, ecc);
- Se necessario esegue tagli sulle caratteristiche delle distribuzioni di carica;
- Riconosce distribuzioni multiple dovute al passaggio simultaneo (nei tempi dell'elettronica) di più particelle;

L'analisi parte dalla ricerca dei massimi relativi nelle distribuzioni di carica misurate sui piani che saranno utilizzati come punto di partenza o seme (*seed*) per la ricostruzione dei *cluster*. Un passo importante in questa ricerca è la definizione del livello di reiezione del fondo K_{rumore} .

Definisco $X(i)$ la distribuzione corrispondente al valore della carica misurata sulla striscia i -esima dopo la sottrazione del piedistallo:

$$X(i) = [(Valore\ misurato)(i) - (Piedistallo)(i)] \quad (4.2)$$

Per identificare solo massimi relativi generati al passaggio di una particella è possibile usare una soglia K_{rumore} abbastanza elevata in modo tale che siano considerati solo massimi dove:

$$X(j) \geq K_{rumore} \cdot \sigma_j \quad (4.3)$$

dove j è numero della striscia di un massimo relativo. Il numero totale di massimi relativi per ogni evento viene così ridotto notevolmente, impossibilitando però la rivelazione di distribuzioni che hanno una altezza minore di $K_{rumore} \cdot \sigma_i$ (di questo si dovrà tenere conto al momento della scelta di K_{rumore}).

Il valore opportuno di K_{rumore} è determinato analizzando le distribuzioni di carica dei massimi (tipicamente $K_{rumore} = 3$), cercando di limitare la probabilità che falsi massimi siano considerati come seme per la ricerca della distribuzione di carica, pur mantenendo un'elevata efficienza di identificazione di quelli veri.

Il segnale nelle strisce adiacenti ad ogni massimo relativo viene analizzato e le strisce corrispondenti vengono eventualmente associate a quelle del massimo relativo dando origine ad un *cluster*. L'analisi procede attorno al massimo allo stesso modo da entrambe le parti per determinare l'insieme massimo di strisce interessate dal *cluster*.

Il limite esterno del *cluster* è determinato univocamente allorchè siano verificate le seguenti condizioni:

- Presenza di un altro massimo relativo sulla striscia seguente o precedente;
- Presenza di una striscia con un segnale con $X(i) \leq K_{rumore}$;

Inoltre nei casi seguenti le informazioni sono considerate incompatibili alla determinazione delle caratteristiche dei *clusters* e determinano il valore $Status(i) = \text{False}$:

- Presenza di una striscia non funzionante o in gergo “morta”, ad esempio a causa un canale di elettronica rotto od un collegamento difettoso non riparabile sulla camera al momento dei test;
- Presenza del bit di “Fuorisca” su una striscia appartenente ad un *cluster* (che falsa la misura analogica della carica);
- Superamento del limite di larghezza del *cluster* L_{MAX} (fissato ad 9).
- Superamento del limite di numero di *cluster* riconosciuti N_{MAX} per piano, per evento (fissato a 10).

Vediamo in dettaglio l’algoritmo per la definizione dei cluster.

Per un singolo evento si procede alla ricerca dei parametri del *cluster* nella maniera seguente.

Sia m_j la striscia dove è localizzato il j -esimo massimo della distribuzione $X(i)$ (con $0 \leq j \leq N_{MAX} \ll 192$)

Per analizzare le strisce ai due lati del massimo introduco due contatori w_j^{sx} e w_j^{dx} , inizialmente 0, che vengono incrementati sequenzialmente di una unità, fino a che siano verificate le condizioni A, B, C di tabella 4.3 per w_j^{sx} e E, F, G di tabella 4.4 per w_j^{dx} .

Le condizioni D ed H, forniscono una indicazione sulla presenza o meno di strisce non funzionanti in prossimità della distribuzione. La presenza di strisce non funzionanti va studiata in dettaglio caso per

caso, e causa comunque un non perfetto funzionamento del rivelatore. Per le misure di questa tesi non ho considerato validi i cluster che comprendo strisce non funzionanti, per le quali non ho ancora sviluppato un algoritmo di correzione efficace. Quindi le condizioni D e H sono state abilitate per l’analisi di tutti i dati raccolti.

Tabella 4.3: Condizioni per w_j^{sx}

A)	$X(m_j - w_j^{sx}) > K_{rumore} \cdot \sigma_{m_j - w_j^{sx}}$
B)	$X(m_j - w_j^{sx}) > X(m_j - h - 1)$
C)	$ w_j^{sx} < L_{MAX}$
D)	Status($m_j - w_j^{sx}$) = True

Tabella 4.4: Condizioni per w_j^{dx}

E)	$X(m_j + w_j^{dx}) > K_{rumore} \cdot \sigma_{m_j + w_j^{dx}}$
F)	$X(m_j + w_j^{dx}) > X(m_j + w_j^{dx} + 1)$
G)	$ w_j^{dx} < L_{MAX}$
H)	Status($m_j + w_j^{dx}$) = True

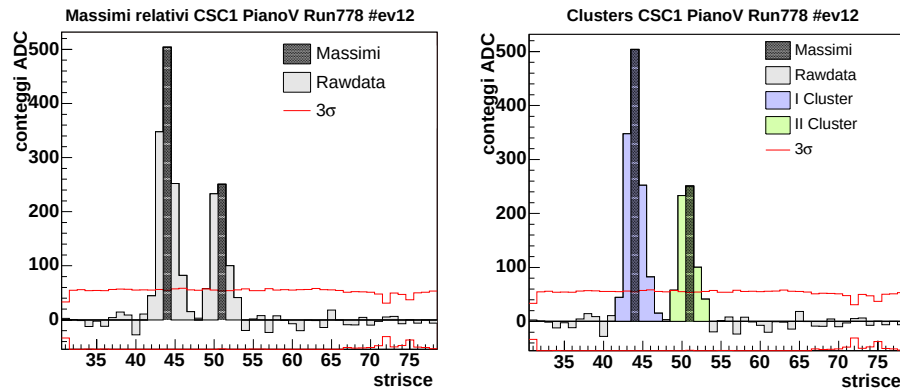


Figura 4.19: A sinistra sono indicati i massimi relativi identificati. A destra invece sono indicate le due distribuzioni trovate con la procedura automatica attorno ai massimi.

Una volta completati questi passi per ogni massimo relativo l’identificazione delle distribuzioni di carica sui piani è completa. Le informazioni sulle distribuzioni sono ricavate direttamente dalle quantità w_j^{sx} e w_j^{dx} nella maniera seguente:

$$\begin{aligned}
L_j &= w_j^{sx} + w_j^{dx} + 1 && \rightarrow \text{larghezza della distribuzione} \\
S_j &= m_j - w_j^{sx} && \rightarrow \text{punto di partenza della distribuzione} \\
Q_j^{ADC} &= \sum_{i=m_j-w_j^{sx}}^{m_j+w_j^{dx}} X(i) && \rightarrow \text{carica integrata in unità di conteggi dell'ADC}
\end{aligned}$$

L'esempio riportato in figura 4.19 corrisponde ad un evento di un piano catodico della seconda camera. I due massimi relativi sono prima identificati (**a sinistra**) e poi (**a destra**) ricostruiti e classificati automaticamente dal programma; i due *clusters* che hanno $L_1 = 6$, $S_1 = 43$, $L_2 = 5$, $S_2 = 49$.

4.2.3 Ricostruzione delle coordinate dei punti di passaggio della particella

Sono stati presi in considerazione due metodi di ricostruzione del punto di passaggio tramite l'analisi del segnale delle strisce catodiche interessate dal *cluster*:

1. Il *fit* con la funzione gaussiana;

$$f(x) = A e^{-\frac{(x-B)^2}{2 \cdot C^2}} \quad (4.4)$$

2. La ricostruzione del baricentro di carica con tutte le strisce del cluster.

$$\lambda = \frac{\sum_{-N}^{+N} x_i Q_i}{\sum_{-N}^{+N} Q_i} \quad (4.5)$$

Il *fit* con la funzione Guassiana dovrebbe essere il metodo più preciso. La distribuzione della larghezza dei *cluster*, per un *RUN* alla tensione di lavoro, visibile in figura 4.20, mostra che la larghezza tipica del *cluster* è di 3 strisce, con una buona frazione di eventi a 2 o 4 strisce colpite. Eseguire il *fit* su una distribuzione di un numero di punti uguale a quelli dei parametri non è quindi il metodo migliore per una misura precisa. Ho utilizzato il metodo del baricentro

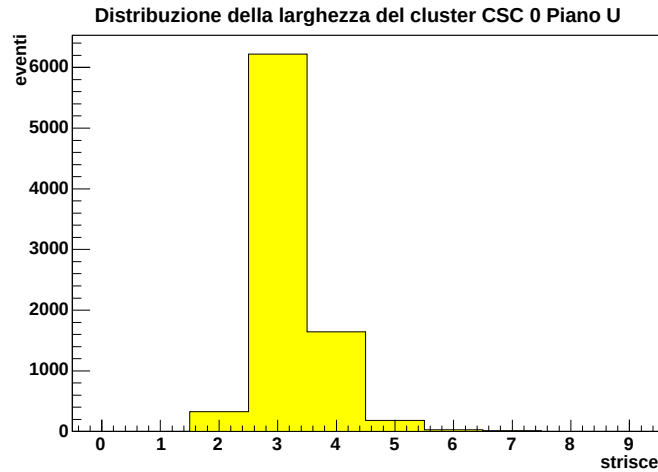


Figura 4.20: La distribuzione del numero di strisce presenti in un cluster

di carica, anche detto metodo del “centro di gravità”, che consente di ottenere, con larghezze dei *cluster* di quell'entità, una misura precisa della posizione del

punto di passaggio della particella, affetta da un'errore sistematico ben noto [49], del quale si dovrà tenere conto nel processo di analisi.

L'errore sulla determinazione del punto di passaggio è già stata discussa in precedenza 3.34.

Capitolo 5

Misure su fascio di particelle con camere a strisce catodiche

Lo sviluppo delle camere a strisce catodiche di TOTEM è durato circa due anni, dai primi prototipi $20 \times 20 \text{ cm}^2$ fino al prototipo finale denominato Milestone INFN 2003.

L'obiettivo delle prove su fascio è la misura delle caratteristiche del rivelatore, con lo scopo di verificare che esso soddisfi i requisiti necessari per l'esperimento TOTEM.

Sono stati costruiti 3 rivelatori molto simili a quelli finali descritti in precedenza. Abbiamo ricostruito su un fascio di particelle del CERN una configurazione molto simile a quella dell'esperimento: cinque piani di CSC sono stati disposti sul fascio alla giusta distanza in modo da simulare un sestante del telescopio inelastico T1.

L'impossibilità di disporre dell'elettronica definitiva per la misura del segnale indotto sui catodi non ha pregiudicato lo svolgimento dei test dai quali potranno essere tratte informazioni generali, utili allo sviluppo della catena di elettronica definitiva (attualmente in fase di realizzazione).

Verranno discussi nel capitolo seguente le prove effettuate con un fascio di particelle durante l'estate 2003 ed i risultati ottenuti dall'analisi dei dati che ha permesso di misurare parametri, quali guadagno, efficienza, temporizzazione dei segnali e, non ultima per importanza, la risoluzione spaziale del rivelatore attraverso la ricostruzione di tracce.

5.1 Misura del guadagno del rivelatore al variare della tensione

Il guadagno assoluto G di una camera proporzionale multifili, introdotto nel capitolo 3.3, è una quantità di non semplice misura diretta.

Tuttavia è possibile risalire al guadagno misurando la carica totale N_{el}^{mis} indotta sui piani catodici; questa è infatti legata alla carica generata dalla valanga N_{el}^{ion} a meno di fattori proporzionali come:

- fattore di shaping o f_{sha} , che dipende dalla velocità di drift degli ioni nel

gas e dal tempo di *shaping* dell'amplificatore;

- coefficiente di induzione o f_{ind} , frazione della carica indotta sul piano (vedi cap.3.4.2);
- coefficiente di cattura della miscela di gas utilizzato o f_{att} (vedi cap. 3.2);

Tenendo conto di questi fattori il guadagno della camera è misurato secondo la formula 5.1 come il rapporto tra il valore più probabile della carica misurata e la carica generata dalla ionizzazione primaria e secondaria ridotta di un fattore ($f_{sha} \cdot f_{ind} \cdot f_{att}$):

$$Gain = \frac{N_{el}^{mis}}{N_{el}^{ion} f_{sha} f_{ind} f_{att}} = \frac{Q_{MPV}}{e N_{el}^{ion} f_{sha} f_{ind} f_{att}} \quad (5.1)$$

dove Q_{MPV} è il valore più probabile della distribuzione di carica valutata in [C]. Il valore di carica misurato in conteggi integrati dell'ADC è proporzionale alla carica in Coulomb secondo la relazione:

$$Q_{MPV} = \frac{G_{ADC}}{\alpha} \cdot Q_{MPV}^{mis} \quad (5.2)$$

dove α è il fattore di calibrazione dell'elettronica *Gassiplex* definito in eq.4.1 $\alpha = 11.2mV/fC$ e G_{ADC} è il guadagno dell'ADC, selezionabile tra (2.4414 mV/ch.) e (9.7656 mV/ch.).

Tutti i fattori al denominatore sono costanti una volta fissate le condizioni iniziali, quindi posso scrivere:

$$Gain = A \cdot Q_{MPV}^{mis} \quad \text{con} \quad A = \frac{G_{ADC}}{(\alpha e N_{el}^{ion} f_{sha} f_{ind} f_{att})} \quad (5.3)$$

Ho estrapolato dai dati di una simulazione [47] i valori di f_{ind} per le camere utilizzate nei test (a pg. 38). I valori dei parametri per le CSC delle quali verrà misurato il guadagno sono riassunti in tabella 5.1 assieme ai valori di N_{el}^{ion} (calcolati come in eq.3.4).

	CSC 0	CSC 1
rapporto s/D	3/4.75	3/5
larghezza della gap (mm)	9.5	10
N_{el}^{ion}	155	163
f_{ind}	0.43	0.42
f_{att}	0.9	0.9
f_{sha}	1	1

Tabella 5.1: Parametri per il calcolo del guadagno

L'errore effettuato nella valutazione del valor più probabile di N_{el}^{ion} è stimato essere non più del 5%. Quello sulla valutazione di f_{ind}^{all} partendo dalla parametrizzazione dei dati simulati è di circa il 5%, quindi per un piano catodico $\Delta f_{ind}/f_{ind} \approx 2.5\%$. La convoluzione di questi due errori nella determinazione del guadagno al variare della tensione ha il significato di un errore sistematico. La determinazione del valore assoluto del guadagno è così affetta da un errore sistematico pari al 7.5%, che nelle prossime misure verrà trascurato. La misura del guadagno "relativo" raggiunge una precisione circa del 1% sufficiente per studiarne la sua uniformità su tutta la zona sensibile del rivelatore.

Ho misurato il valore del guadagno al variare della tensione per le camere CSC 0 e CSC 1, utilizzando diversi *RUNs* con le stesse caratteristiche di fascio (μ^- di 120 GeV) ma con scale dell'ADC differenti. La calibrazione dell'ADC effettuata in precedenza, ha verificato la coerenza delle due scale entro l'errore di misura.

5.1.1 Selezione degli eventi

Per prima cosa è stata applicata una selezione agli eventi acquisiti. Come già detto in precedenza (cap. 4.2.1) la valutazione del rumore e la sottrazione del piedistallo è un passo comune per ogni genere di analisi. Viene applicato un taglio a $3 \cdot \sigma$ ($K_{rumore} = 3$) nella ricerca dei massimi relativi, e si procede quindi alla ricostruzione dei *clusters* come descritto nel cap. 4.2.2, applicando invece un taglio di $1 \cdot \sigma$ ($K_{carica} = 1$) per la ricostruzione del segnale e la misura della carica integrata, come si vede in figura 5.2.

Vengono selezionati a questo punto tutti gli eventi nei quali sia ricostruito uno ed un solo *cluster* su entrambi i piani catodici. La figura 5.1, appartenente un *RUN* dove $V_{CSC0} = 3400V$, mostra che per questo piano considerare solo eventi con un solo *cluster* riconosciuto non riduce la statistica totale. Sono stati riscontrati dei problemi su un buon numero strisce del piano 1 della camera 0. Il problema è legato alla presenza di una resistenza verso massa dell'ordine di qualche $M\Omega$ ed è dovuto ad un errore di erosione del circuito da parte della ditta produttrice. Sebbene la resistenza fosse molto elevata, non era compatibile con le specifiche di utilizzo dell'elettronica di *front-end* Gassiplex.

Data l'impossibilità di risolvere il problema durante i test su fascio, ho proceduto alla connessione a massa delle strisce interessate dal problema in modo da non lasciarle fluttuanti.

Inoltre è stato necessario eliminare dalla ricostruzione dei *cluster* la zona malfunzionante della camera, con la conseguente perdita di eventi riconosciuti sul piano 1 della camera 0, come si vede in figura 5.1.

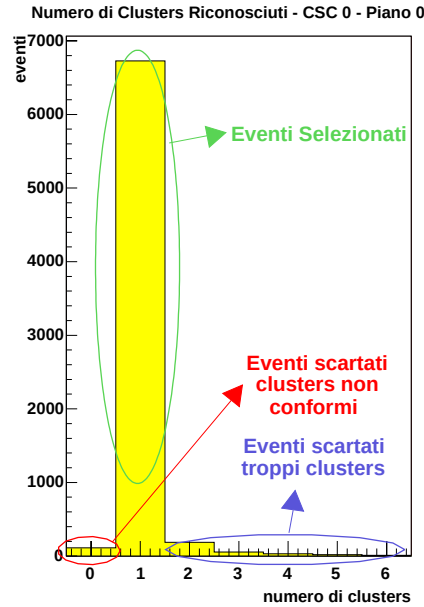
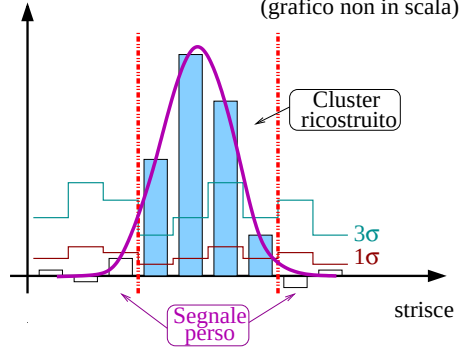


Figura 5.1: Distribuzione del numero di cluster riconosciuti per evento

5.1.2 Valutazione degli errori nella misura della carica

Dato che l'elettronica di *front-end* restituisce una differenza di potenziale proporzionale alla carica indotta sulla striscia (pg.58), è possibile misurare la carica del *cluster* sommando il valore del segnale digitalizzato per le strisce che lo compongono (tabella 4.2.2):

$$Q_j^{ADC} = \sum_{i=m_j-w_j^{sx}}^{N=m_j+w_j^{dx}} X(i) \quad (5.4)$$



Con poche strisce è possibile considerare gli errori di misura sulle singole strisce indipendenti.

Figura 5.2: Stima dell'errore nella ricostruzione del *cluster*.

Questo permette, con una piccola sovrastima, di valutare l'errore della carica integrata come la propagazione dell'errore di misura sulle singole strisce:

$$\sigma(Q_j^{ADC}) = \left[\sum_{i=m_j-w_j^{sx}}^{N=m_j+w_j^{dx}} \sigma^2(X(i)) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.5)$$

La discretizzazione di una distribuzione analitica introduce però un errore sistematico sulla misura della carica integrata 5.4, dovuto alla perdita della carica appartenente alle code della distribuzione, come si vede in figura 5.2.

L'errore sistematico ha segno negativo, il valore misurato della carica indotta è minore del valore reale. Si può aggiungere quindi alla 5.4 un termine correttivo in prima approssimazione dipendente dal rumore delle strisce adiacenti al cluster σ_s e σ_d , e dal livello di reiezione del rumore nel computo della carica integrata ($K_{carica} = 1$)

$$\begin{aligned} s &= m_j - w_j^{sx} - 1 \\ d &= m_j + w_j^{dx} + 1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_j^{teo} &= \left[\sum_{i=m_j-w_j^{sx}}^{N=m_j+w_j^{dx}} X(i) \right] + o(K_{carica}, \sigma_s, \sigma_d) = \\ &= Q_j^{ADC} + o(K_{carica}, \sigma_s, \sigma_d) \end{aligned} \quad (5.6)$$

Non essendo $o(K, \sigma_s, \sigma_d)$ dipendente da $X(i)$ l'errore commesso sarà tanto più piccolo quanto grande il rapporto segnale su rumore $Q_j^{ADC} / \sigma(Q_j^{ADC})$.

Una (sovra)stima ragionevole di $o(K, \sigma_s, \sigma_d)$ può essere fatta includendo il valore della carica misurata sulle strisce, sia essa più piccola di $K_{carica} = 1\sigma$;

$$o(K_{carica}, \sigma_s, \sigma_d) = [X(d) + X(s)] \quad (5.7)$$

Per determinare l'importanza di questa correzione, essendo il segnale di queste strisce dominato dal rumore, ho analizzato le distribuzioni di carica dei cluster. In figura 5.3 riporto la distribuzione del valore della carica integrata (Q_j^{ADC}) in funzione del valore di della carica portata dalle strisce adiacenti al *cluster* ($[X(d) + X(s)]$). Le linee riportate in figura indicano il coefficiente di correzione della carica integrata, per quella regione di grafico, per un 86% degli eventi si ha una stima dell'errore inferiore al 5%. Se la correzione di carica portata da queste strisce fosse significativa mi aspetterei una distribuzione sbilanciata verso valori positivi.

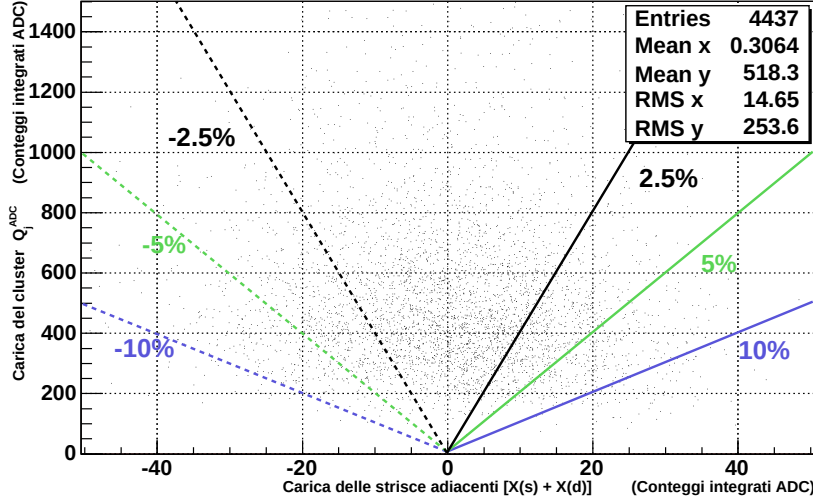


Figura 5.3: Distribuzione dei valori della carica del *cluster* riconosciuto in funzione dei valori della carica portata dalle due strisce adiacenti al *cluster* ed escluse dai tagli effettuati. Le linee indicano la correzione (in parti percentuali) che sarebbe apportata se queste fossero considerate nel computo della carica del *cluster*. Nell'86% dei casi la carica delle strisce adiacenti ha un peso minore del 5% sulla valutazione della carica totale.

Il valore medio della distribuzione è compatibile con 0 entro l'incertezza dell'elettronica di *front-end*, cade quindi l'ipotesi di un errore sistematico di dimensione tale da poter essere rilevato con i dati in mio possesso.

5.1.3 Misura della distribuzione di carica dei cluster ricostruiti

Supposto il guadagno della camera costante ad una data tensione, la distribuzione di carica misurata sul catodo ha un andamento determinato da N_{el}^{ion} numero di elettroni (primari e secondari) generati dal passaggio della traccia nel gas della camera. Il loro numero dipende evento per evento dall'energia rilasciata dalla particella ionizzante in Ar-CO₂ (vedi cap.3.3), che segue un andamento di tipo *Landau*.

Lo spessore dello strato di gas (1 cm), pone però limitazioni all'applicabilità della funzione di *Landau* per le code della distribuzione (vedi [50] pg.23).

Per determinare il guadagno ho utilizzato il valore più probabile (MPV, *Most Probable Value*) della distribuzione, escludendo dal *fit* le code delle distribuzioni.

Sono state così determinate le distribuzioni di carica su vari piani. In figura 5.4 è possibile vedere le distribuzioni di carica ottenute per la CSC 0 e per la CSC 1 ad una tensione di alimentazione di 3400 V; la differenza tra le due distribuzioni di carica è per la stessa tensione è dovuta ad una differenza di guadagno dovuta alla diversa dimensione della gap.

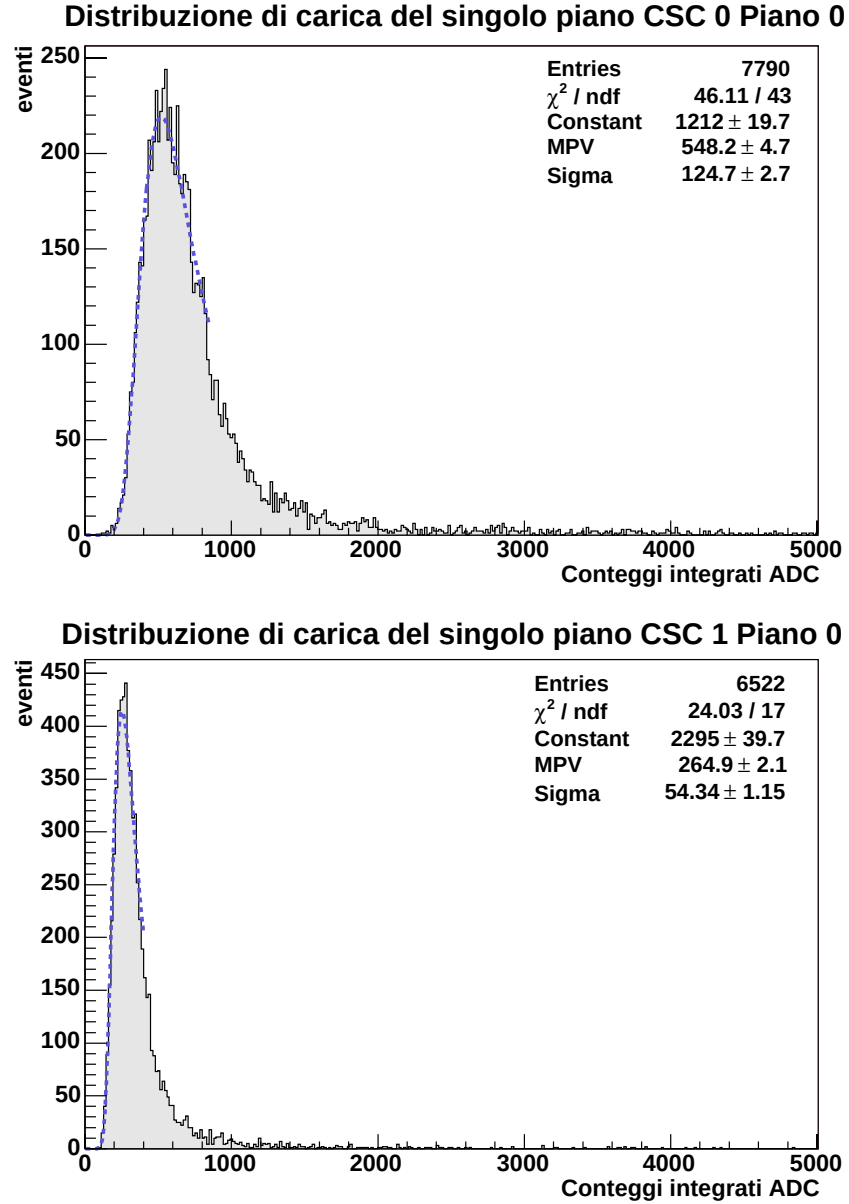


Figura 5.4: Distribuzione della carica depositata sul piano 0 della CSC 0 e della CSC 1 per una tensione di alimentazione di 3400V; la differenza tra le due distribuzioni di carica è per la stessa tensione è dovuta ad una differenza di guadagno dovuta alla diversa dimensione della gap.

5.1.4 Valutazione del rapporto segnale su rumore nella misura del carica del cluster

La valutazione del rapporto segnale su rumore per la misura della carica indotta, è effettuata partendo dalla carica totale misurata Q_j^{ADC} in eq.5.4 e dall'errore $\sigma(Q_j^{ADC})$ definito in eq. 5.5:

$$S/N = \frac{Q_j^{ADC}}{3\sigma(Q_j^{ADC})} \quad (5.8)$$

La distribuzione del rapporto segnale su rumore dipende dalla carica misurata ed ha un'andamento del tipo *Landau* come le distribuzioni visibili in figura 5.4. Nel nostro caso il valore del S/N è quindi definito come il MPV della distribuzione, come dall'esempio in figura 5.5, dove sono graficate le distribuzioni del rapporto segnale rumore per le due camere CSC 0 e CSC 1 ($V=3400\text{ V}$).

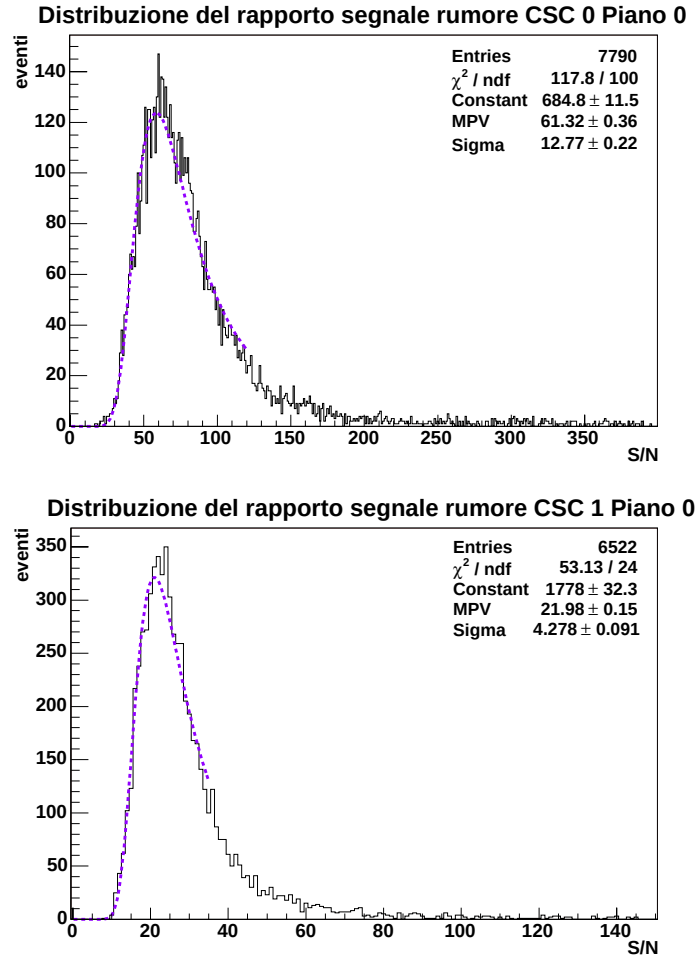


Figura 5.5: Distribuzione del rapporto segnale su rumore depositata sul rivelatore per una tensione di alimentazione di 3400V

5.1.5 Misura del guadagno al variare della tensione

Sono stati determinati i valori più probabili della distribuzione di carica per diverse tensioni di alimentazione anodica della CSC. Inoltre è stata monitorata, tramite il generatore di alta tensione¹ la corrente “oscura” assorbita dal rivelatore con una risoluzione di 100 nA.

La corrente assorbita dovrebbe essere nulla, dato che il rivelatore è pensato come un condensatore ideale. Tuttavia nel caso le superfici catodiche non siano perfettamente pulite, per valori grandi del campo elettrico, si verifica quello che viene chiamato “effetto Malter” [58], cioè il sottile strato isolante di impurità residue che si sono depositate sui catodi genera, all’arrivo degli ioni, elettroni per effetto campo. Questi elettroni si muovono verso i fili generando elettroni secondari. Se il *rate* di emissione è abbastanza elevato, l’effetto è autosussistente e genera quella che viene chiamata *dark current* (DC). Nelle tabelle 5.3 e 5.4 sono riassunti i risultati ottenuti dall’analisi della carica e del rapporto segnale su rumore per le CSC 0 ed 1.

Nei grafici 5.7 e 5.7 sono riportati i valori del guadagno, ottenuti dalle misure di carica utilizzando la formula 5.1; è stato eseguito un *fit* dei dati con funzione esponenziale semplicemente per determinare l’aumento del guadagno al variare della tensione (parametro *Slope*). Ne risulta l’aumento di guadagno per unità di tensione:

Csc-Piano	Slope (Gain/Volt)
0-0	0.00484 ± 0.00003
0-1	0.00496 ± 0.00004
1-0	0.00486 ± 0.00004
1-1	0.00458 ± 0.00001

Tabella 5.2: Incremento di guadagno per unità di tensione

È possibile già da subito commentare che l’aumento di corrente oscura corrisponde alla comparsa di problemi su uno dei piani catodici. L’elettronica di *front-end* per l’estrazione del segnale dalle strisce catodiche infatti non riesce a funzionare in regime di passaggio di corrente, essendo accoppiata in continua.

Un valore della corrente oscura troppo elevato determina il limite massimo di funzionamento del rivelatore. Per uno dei piani del rivelatore CSC 0 l’elettronica è saturata già a 3500 V.

Nella CSC 1 questo avviene a tensioni più elevate (circa 200 V in più) dato che il campo è leggermente minore a causa della maggior larghezza della *gap* (10 mm per la CSC 1 contro i 9,5 mm della CSC 0).

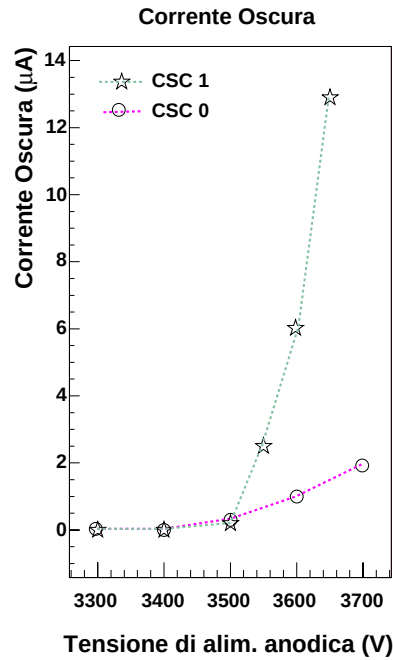


Figura 5.6: Corrente oscura al variare della tensione per la CSC 0 e la CSC 1

¹CAEN SY 127

CSC 0							
HV (V)	Piano 0			Piano 1			DC μA
	$Q_{MPV}(fC)$	$\sigma_Q(fC)$	S/N	$Q_{MPV}(fC)$	$\sigma_Q(fC)$	S/N	
2750	3.21	0.03	7	3.33	0.09	7	0
2800	3.44	0.02	7	3.47	0.03	7	0
2850	3.80	0.02	8	3.79	0.04	8	0
2900	4.292	0.023	9	4.32	0.04	9	0
2950	5.28	0.03	11	5.19	0.04	11	0
3050	8.72	0.09	17	8.39	0.13	17	0
3150	14.13	0.13	26	13.62	0.28	27	0
3300	30.34	0.26	38	31.39	0.35	38	0
3400	47.8	0.3	61	47.08	0.26	62	0
3500	77.6	0.9	97	Oltre Soglia	n/a	n/a	0.3
3600	123.8	1.7	97	Oltre Soglia	n/a	n/a	1
3700	Oltre Soglia	n/a	n/a	Oltre Soglia	n/a	n/a	1.9

Tabella 5.3: Distribuzione del valore più probabile di carica e di S/N al variare della tensione, per i piani 0 ed 1 della CSC 0, e valore della corrente oscura (DC)

CSC 1							
HV (V)	Piano 0			Piano 1			DC μA
	$Q_{MPV}(fC)$	$\sigma_Q(fC)$	S/N	$Q_{MPV}(fC)$	$\sigma_Q(fC)$	S/N	
2650	2.66	0.07	5	2.40	0.04	5	0
2750	2.46	0.04	5	2.55	0.02	5	0
2850	2.62	0.02	5	2.68	0.02	5	0
2900	2.72	0.02	6	2.86	0.02	6	0
2950	3.10	0.02	6	3.31	0.02	7	0
3000	3.60	0.02	7	3.86	0.02	7	0
3100	5.28	0.04	10	5.71	0.04	10	0
3200	8.37	0.07	14	9.09	0.09	15	0
3300	16.02	0.15	14	17.35	0.20	15	0
3400	23.11	0.17	22	24.85	0.26	25	0
3500	32.4	0.3	31	36.6	0.4	36	0.2
3550	35.7	0.5	39	46.4	0.4	50	2.5
3600	Oltre Soglia	n/a	n/a	63.9	1.7	65	6.0
3650	Oltre Soglia	n/a	n/a	Oltre Soglia	n/a	n/a	12.9

Tabella 5.4: Distribuzione del valore più probabile di carica e di S/N al variare della tensione, per i piani 0 ed 1 della CSC 1, e valore della corrente oscura (DC)

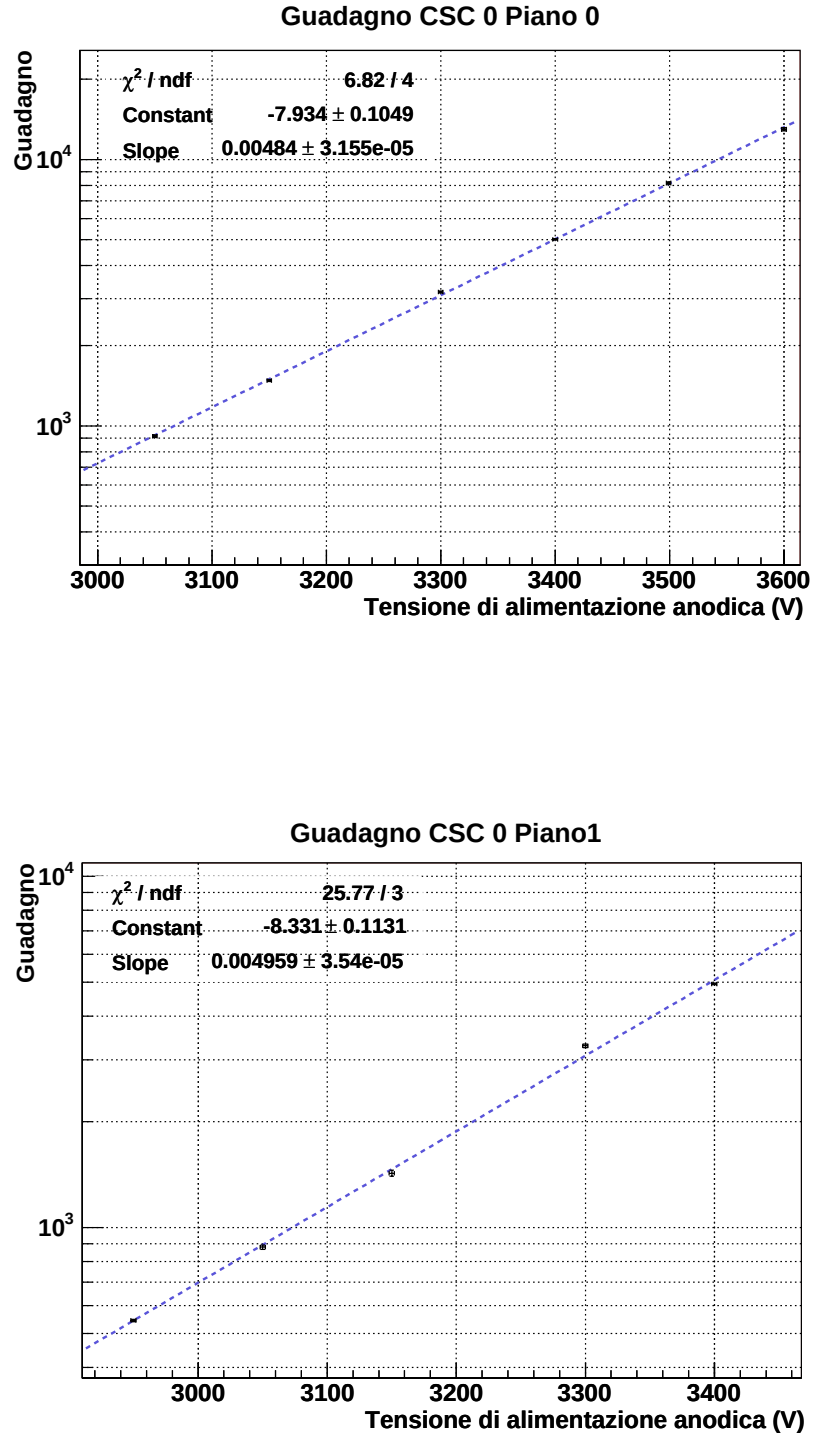


Figura 5.7: Distribuzione del guadagno al variare della tensione per la CSC 0, la linea di tendenza esponenziale fornisce informazioni sulla variazione empirica di guadagno al variare della tensione.

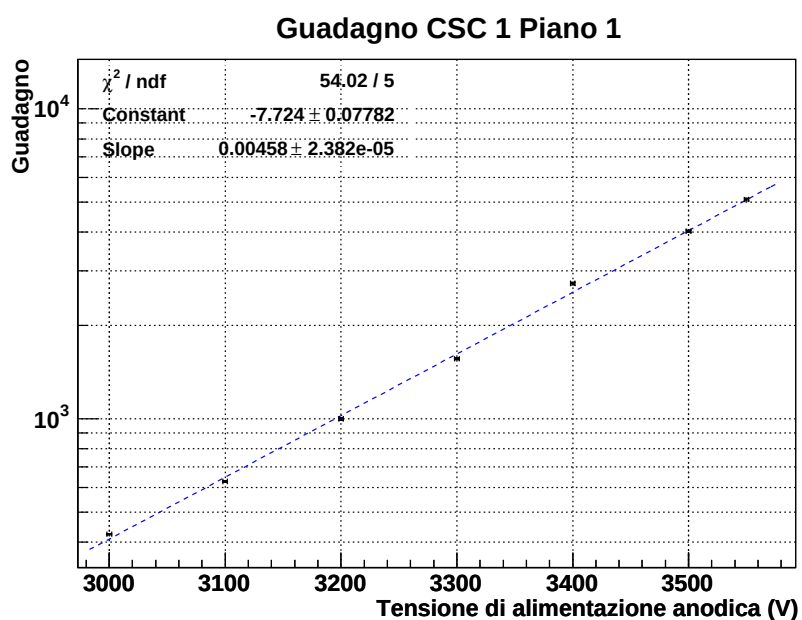
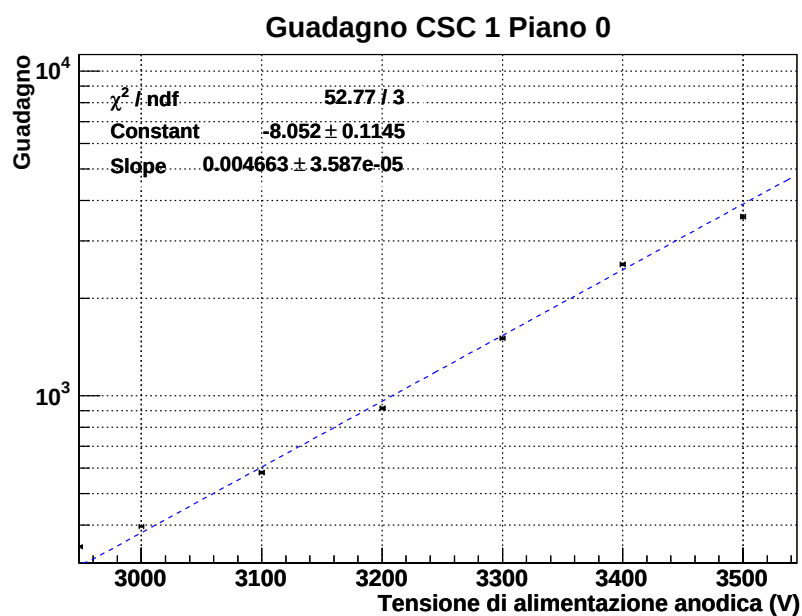


Figura 5.8: Distribuzione del guadagno al variare della tensione per la CSC 1, la linea di tendenza esponenziale fornisce informazioni sulla variazione empirica di guadagno al variare della tensione.

5.1.6 Differenza di guadagno tra i piani

È interessante verificare che non vi sia eccessiva differenza tra il guadagno misurato dai due piani catodici.

La figura 5.9 mostra la differenza di guadagno tra i due piani nella zona di funzionamento efficiente.

Per la CSC 1 si nota un valore sistematico della differenza di guadagno compreso tra il 7% e l'8%. Questo effetto sistematico è imputabile ad un errore di costruzione dei tendifili.

La differenza di guadagno misurata è compatibile con una deviazione dal valore nominale dell'altezza dei tendifili di circa $25 \mu m$.

Durante la costruzione della CSC 0 un controllo più accurato della dimensione dei tendifili ha permesso di correggere la dimensione della gap, adattandola alla dimensione dei tendifili.

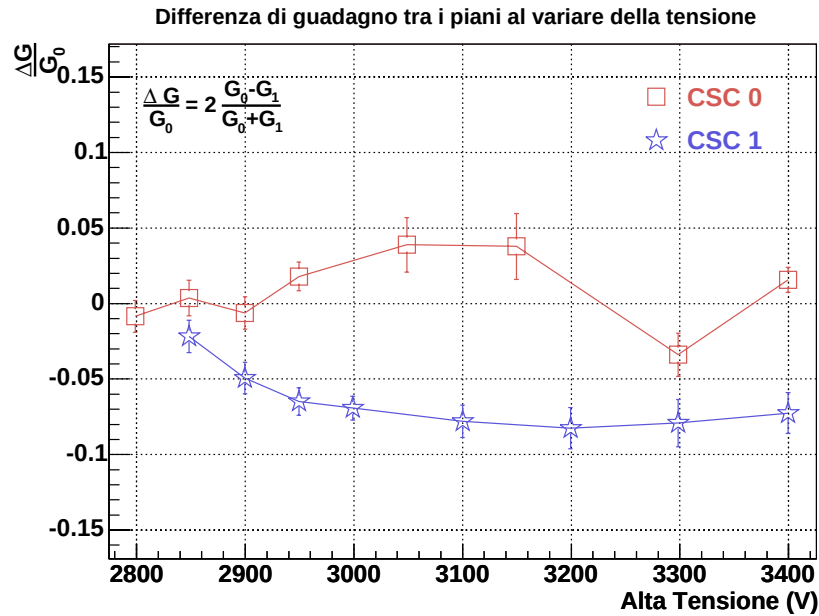


Figura 5.9: Differenza di guadagno tra piani catodici appartenenti alle stesse camere.

5.2 Determinazione del punto di lavoro

È necessario determinare il punto di lavoro delle CSC 0 e 1 (dato che si tratta di prototipi utilizzati per la prima volta). Il guadagno delle camere è controllato dal valore della tensione di alimentazione anodica, almeno in uno spettro abbastanza grande, che abbiamo misurato.

Si deve innanzitutto misurare l'efficienza ed il rapporto S/N del sistema composto da rivelatore ed elettronica di *front-end* al variare della tensione.

Infatti se il rapporto S/N è troppo piccolo, il segnale generato dal passaggio di una particella un evento reale non può essere discriminato dal rumore.

Il punto di lavoro sarà quindi determinato dalla valutazione dell'efficienza in funzione del rapporto S/N.

Per valutare correttamente l'efficienza delle CSC al variare della tensione è necessario ricostruire l'evento con 4 rivelatori e misurare la percentuale di eventi riconosciuti sul quinto.

Sono state misurate indipendentemente le efficienze relative ai catodi ed agli anodi, data la diversità dei due diversi sistemi di estrazione del segnale. La determinazione del punto di lavoro dovrà tenere conto di entrambi e la soglia del discriminatore dei fili anodici dovrà essere scelta in maniera adeguata alla misura del segnale sui fili catodici.

Misura dell'efficienza anodica al variare della tensione

L'efficienza anodica è valutata come il rapporto tra il numero di eventi triggerati ed il numero di eventi che hanno almeno 1 sul piano di fili. Essa varia ovviamente in funzione della tensione di soglia V_{th} fornita alla scheda AFEB.

Le misure relative a tensioni di soglia differenti riportate in figura 5.10 per la CSC 0, ed in figura 5.11 per la CSC 1. Con una tensione di soglia di $V_{th} = 50 \text{ mV}$ il 99% di efficienza è raggiunto a $V = 3200 \text{ V}$ per la CSC 0 ed a $V = 3300 \text{ V}$ per la CSC 1.

Misura dell'efficienza catodica al variare della tensione

Per valutare l'efficienza catodica è necessario procedere alla ricostruzione del *cluster*. Si selezionano poi gli eventi nei quali in almeno due rivelatori su quattro ci sia uno ed un solo *cluster* riconosciuto su entrambi i piani catodici. Si controlla se sul quinto rivelatore ci sia presente un cluster riconosciuto; e si calcola così l'efficienza sulla ricostruzione del segnale catodico.

Nelle figure 5.12 ed 5.13 sono riportati i risultati delle misure dell'efficienza media dei piani catodici. La CSC 0 raggiunge un'efficienza del 98% ad una tensione di $V = 3050 \text{ V}$, e la CSC 1 raggiunge un'efficienza del 97% ad una tensione di $V = 3100 \text{ V}$.

La zona di funzionamento regolare delle camere si estende per tensioni di alimentazione da 3050 V a 3500 V per la CSC 0, e da 3100 V a 3550 V per la CSC 1.

Considerando la zona di efficienza dei fili (per una tensione di soglia $V_{th} = 50 \text{ mV}$) le zone di funzionamento si restringono leggermente.

Il punto di lavoro sarà quindi scelto all'interno dei valori in tabella 5.5.

	Min	Max
CSC 0	3200 V	3500 V
CSC 1	3300 V	3550 V

Tabella 5.5: Zona di funzionamento delle CSC 0 ed 1.

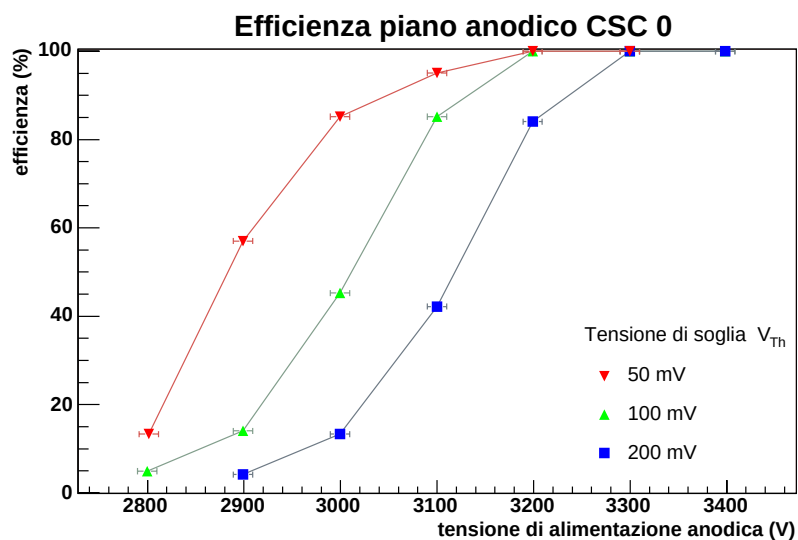


Figura 5.10: CSC 0 - Efficienza anodica al variare della tensione di alimentazione e della soglia del discriminatore

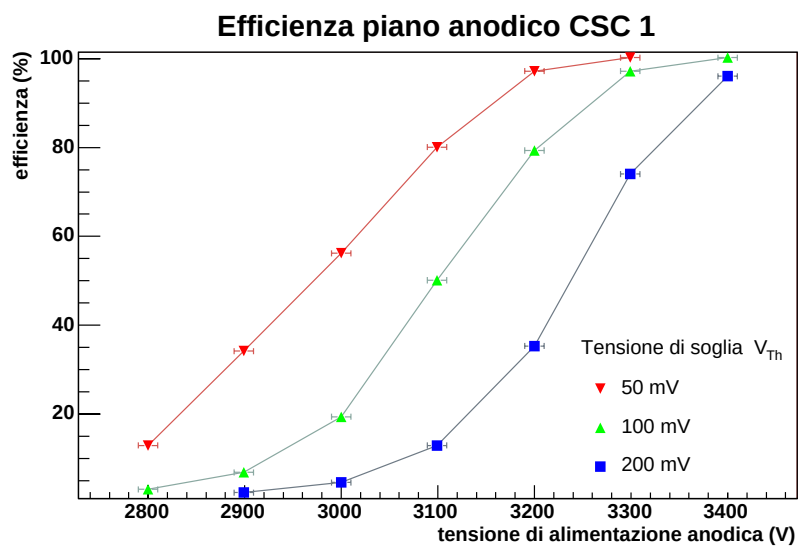


Figura 5.11: CSC 1 - Efficienza anodica al variare della tensione di alimentazione e della soglia del discriminatore

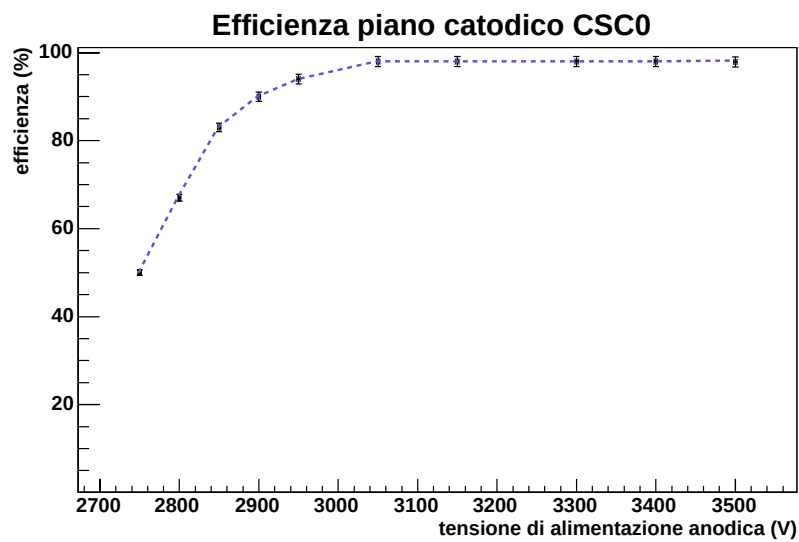


Figura 5.12: CSC 0 - Efficienza catodica al variare della tensione di alimentazione

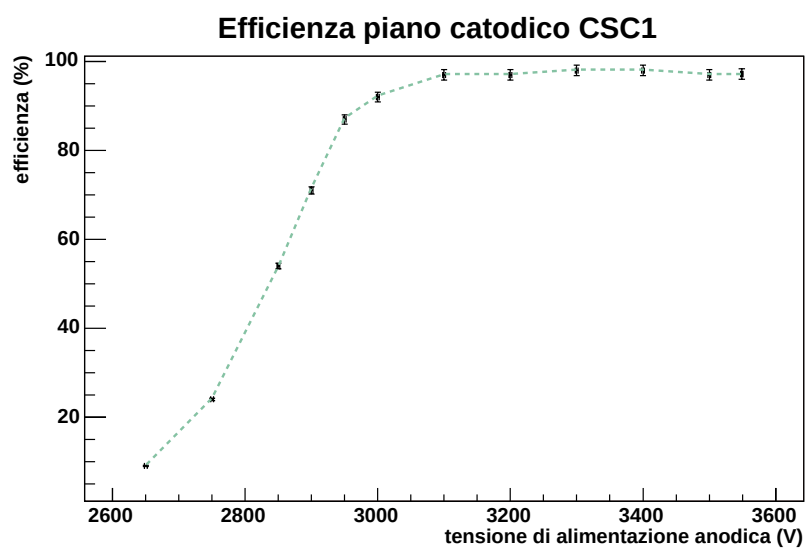


Figura 5.13: CSC 1 - Efficienza catodica al variare della tensione di alimentazione

Determinazione del punto di lavoro

È possibile ora determinare dalla figura 5.14 il punto di lavoro per i rivelatori CSC 0 e CSC 1 e CSC 3 (è lo stesso della CSC 1 dato che sono identiche). Il punto di lavoro delle CSC 2 e 4 (*) è stato determinato dalle misure su fascio degli anni precedenti. Scegliendo una tensione di lavoro di **3300 V** per la CSC 0 e di **3500 V** per la CSC 1, si decide di lavorare con un S/N di circa 40 e con una efficienza minima del rivelatore del 98%.

CSC	HV	S/N
CSC0	3300	~ 40
CSC1	3500	~ 36
CSC3	3500	~ 36
CSC2	3600*	~ 50
CSC4	3400*	~ 50

Tabella 5.6: Punto di lavoro dei rivelatori)

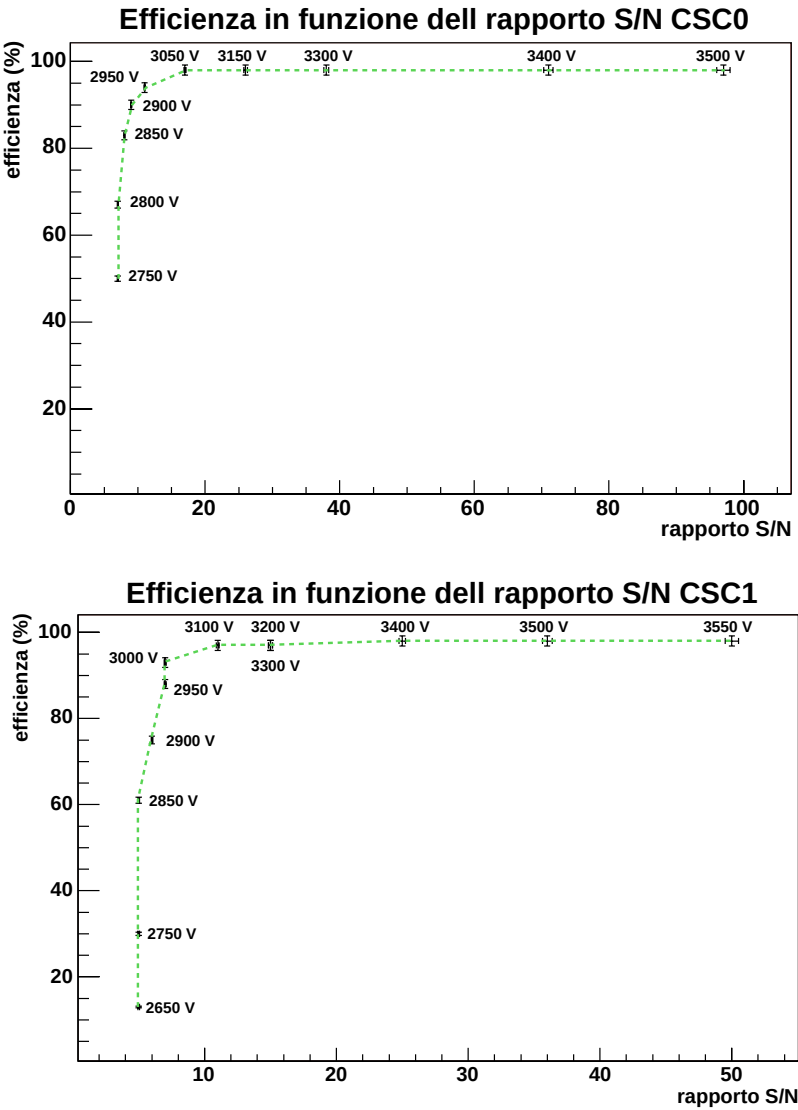


Figura 5.14: Efficienza del rivelatore al variare del rapporto S/N e della tensione

5.3 Uniformità del guadagno

L'effetto di variazione locale di guadagno è imputabile alle imprecisioni meccaniche, come descritto nel capitolo 3.3.2.

Il guadagno è legato linearmente alla distribuzione di carica dei *clusters* riconosciuti nella camera, quindi l'errore in percentuale sarà il medesimo.

Come si vede in figura 5.15 è stato verificato che al punto di lavoro ($V = 3400$ V), all'interno della zona sensibile delle camere, la distribuzione di carica fosse uniforme; la variazione massima misurata per il Piano 1 della CSC 0 è del 20%.

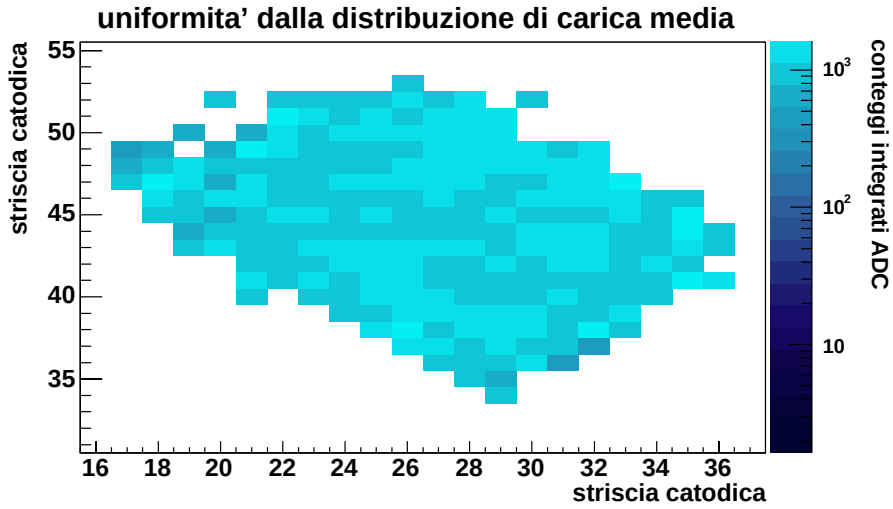


Figura 5.15: Uniformità del guadagno della camera CSC 0 piano 0, per una tensione di alimentazione anodica di 3400 V.

Questo procedimento è stato ripetuto per tutti i piani di tutte le CSC. In tutte le CSC l'errore massimo riscontrato è dell'ordine del 20%, che è compatibile con l'errore indotto dalle imperfezioni meccaniche, valutato in eq. 5.10.

Partendo dagli errori valutati nelle equazioni 3.18, 3.19 e 3.20, è possibile stimare l'errore apportato alla misura del guadagno:

$$\frac{\Delta G}{G} = (1.38 \text{ mm}^{-1})\Delta y + (1.3 \text{ mm}^{-1})\Delta x + 2.5 \frac{\Delta r}{r} \quad (5.9)$$

dove Δy è l'errore dello spessore del tendifili, Δx è l'errore sulla posizione del filo ed infine $\Delta r/r$ è l'errore sul diametro del filo.

Utilizzando i valori in tabella 4.2 per le CSC di TOTEM si ottiene:

$$\frac{\Delta G}{G} \simeq 0.24 \quad (5.10)$$

Questo valore è compatibile con quanto misurato.

5.4 Misura della risoluzione dei rivelatori tramite ricostruzione delle tracce

Non avendo a disposizione nessun altro rivelatore se non le CSCs, abbiamo misurato la risoluzione del singolo piano ricostruendo le tracce con tre rivelatori e valutando la deviazione del punto ricostruito dall'intercetta calcolata sulla quarta CSC.

Questo procedimento necessita di un sottoinsieme di tracce “pulite”, cioè di eventi nei quali in tutti i piani delle CSC ci sia uno ed un solo *cluster* riconosciuto; in questo modo è possibile verificare l'allineamento dei rivelatori. A causa di un malfunzionamento che limitava di molto la l'efficienza della CSC 4, solo quattro CSC sono state utilizzate per la ricostruzione delle tracce.

5.4.1 Selezione degli eventi

Gli eventi acquisiti vengono selezionati applicando un taglio a $5 \cdot \sigma$ ($K_{rumore} = 5$) per la ricerca dei massimi relativi, e si procede quindi alla ricostruzione dei *clusters*. Si applica poi un taglio a $3 \cdot \sigma$ ($K_{carica} = 3$) per la ricerca dei *clusters*, e si determina il punto di passaggio della particella calcolandone il baricentro di carica. Vengono selezionati a questo punto tutti gli eventi nei quali sia ricostruito uno ed un solo *cluster* su tutti i piani catodici.

I problemi riscontrati sul piano 1 della camera 0, sono stati risolti come già detto eliminando dalla ricostruzione i *clusters* con strisce non funzionanti. Questo non crea problemi alla ricostruzione delle tracce, se non visivi nel grafico delle intercette.

Per ricavare l'incertezza della singola misura di posizione effettuata con il metodo del baricentro di carica sulle camere è stato utilizzato il metodo dei residui.

5.4.2 Ricostruzione delle tracce

La traiettoria di un μ in aria, trascurando scattering multiplo e campo magnetico terrestre, è una linea retta; per la ricostruzione delle tracce delle particelle è stato quindi utilizzato il metodo della regressione lineare con una retta.

La traiettoria è determinata misurando la posizione del punto di passaggio della particella sulle coordinate $\mathbf{u}$ e $\mathbf{v}$ (non ortogonali tra loro), ma ortogonali alla direzione $\mathbf{z}$ normale al piano $\mathbf{uv}$.

Per identificare una retta nello spazio sono necessari 4 parametri, che nel mio caso determinano i coefficienti della retta dello spazio $\mathbf{uvz}$, cioè i coefficienti angolari e le intercette sul piano ($z = 0$) della rette sui piani $\mathbf{uz}$ e $\mathbf{vz}$.

Per valutare la bontà della traccia per ogni evento viene calcolato il valore del χ^2/ndf , le cui distribuzioni integrate sul numero di eventi vengono utilizzate come indice di bontà della traccia ricostruita.

5.4.2.1 Il metodo dei residui

Il “residuo” è la differenza tra il valore aspettato e il valore misurato di una grandezza, nel nostro caso rispettivamente l'intercetta della retta a $z = z_i$ e la posizione misurata.

Se il modello con il quale si ottiene il valore aspettato è corretto, la distribuzione dei valori dei residui, o più semplicemente distribuzione dei residui, è

centrata in 0, e la sua larghezza dipende dall'incertezza sulla misura. Analizzando la distribuzione dei residui è quindi possibile determinare la risoluzione di un rivelatore.

5.4.2.2 Allineamento delle camere a strisce catodiche

Al momento dell'installazione dei rivelatori sul fascio è stato verificato che tutte le CSC avessero un'inclinazione trascurabile ($(0 \pm 0.5) \text{ mrad}$) rispetto al piano dell'orizzonte (vedi figura 5.16).

Questo ha permesso l'uso di coordinate assolute $\mathbf{uv}$ riferite nel punto (0,0) delle coordinate della CSC 0 (il sistema di coordinate locali per le CSC è visibile in figura 5.17).

Un primo allineamento delle coordinate $\mathbf{uv}$ dei rivelatori è stato eseguito sulla base della geometria misurata con una precisione di 0.5 mm in z e di 1.0 mm in x ed y .

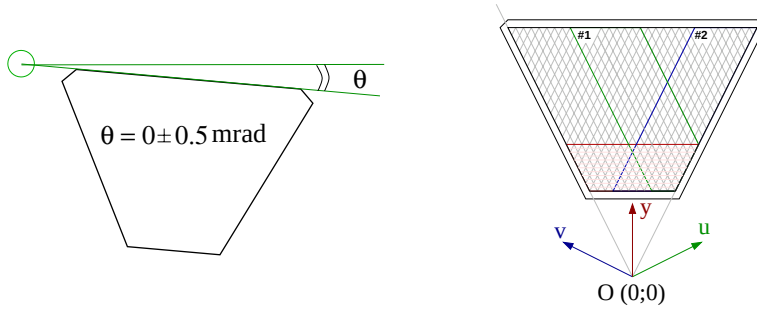


Figura 5.16: Angolo di inclinazione dei rivelatori rispetto all'orizzonte

Figura 5.17: Sistema di coordinate locali della CSC.

Per lo studio della risoluzione del rivelatore è necessario raggiungere un livello più elevato di precisione che consenta di ricostruire una traccia con una precisione sull'angolo di incidenza dell'ordine di qualche frazione di mrad .

Basandomi sul valore teorico della dispersione orizzontale e verticale del fascio X5 (vedi tabella 4.1)

$$\theta_{orr} = (0 \pm 2.6) \text{ mrad} \quad (5.11)$$

$$\theta_{vert} = (0 \pm 0.85) \text{ mrad} \quad (5.12)$$

e con l'ipotesi che le tracce delle particelle fossero rette "ideali" ho allineato i rivelatori tra loro sulla linea del fascio utilizzando il metodo dei residui in maniera iterata. Questo è stato possibile ricostruendo le tracce con tre rivelatori ed analizzando la distribuzione dei residui della quarta.

Per un rivelatore non allineato le distribuzioni dei residui delle due coordinate sono centrate in due punti u^j ed v^j , dove j è il numero della CSC sulla quale viene calcolata la distribuzione dei residui. I due valori così ottenuti sono utilizzati per determinare la correzione da introdurre alla posizione relativa del rivelatore j rispetto agli altri.

Si raggiunge l'allineamento quando la distribuzione dei residui di un rivelatore è centrata in 0. Quando si raggiunge questo livello e la larghezza della distribuzione dei residui rappresenta la risoluzione del rivelatore, in quella particolare condizione.

Iterando questo procedimento (13 iterazioni) i parametri u^j e v^j convergono a zero con una incertezza minore di quello intrinseco del rivelatore. Alla fine

dell'allineamento dei rivelatori è stato anche possibile misurare la dispersione angolare orizzontale e verticale del fascio nella zona di test. Considerando i dati in figura 5.18, ed il sistema di coordinare in figura 5.17 si trova una accettazione di ± 0.75 mrad per il piano verticale e di ± 1.3 mrad per il piano orizzontale.

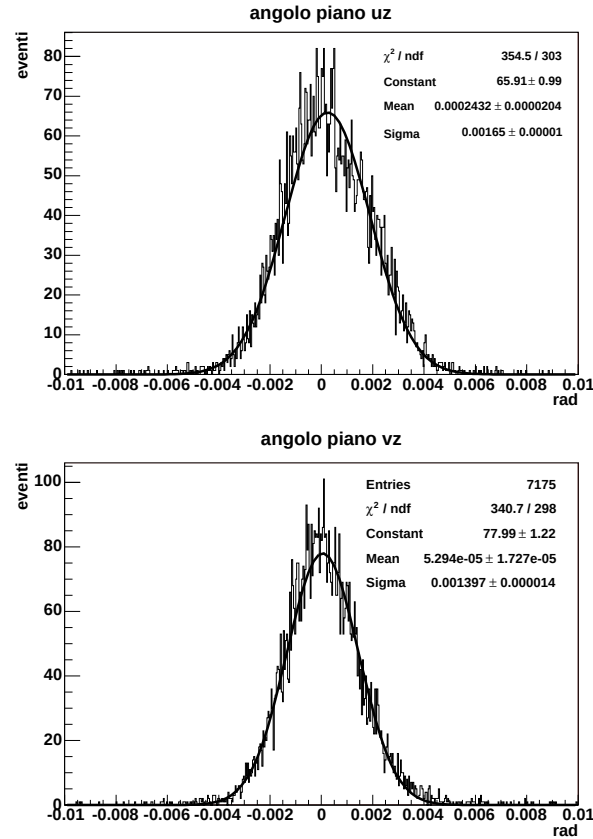


Figura 5.18: Misura dell'accettanza sul piano uz e vz del fascio

5.4.3 Misura della risoluzione della singola camera

La risoluzione delle singole camere è stata calcolata come già detto ricostruendo la traccia con tre rivelatori e misurando la larghezza della distribuzione dei residui sulla quarta camera. i risultati sono riportati in tabella 5.7 e graficati in 5.20.

	CSC 0	CSC 1	CSC 2	CSC 3
Piano 0 σ_u	0.69 mm	0.44 mm	0.35 mm	0.52 mm
Piano 1 σ_v	0.67 mm	0.42 mm	0.34 mm	0.52 mm

Tabella 5.7: Risoluzioni dei rivelatori determinate con il metodo dei residui.

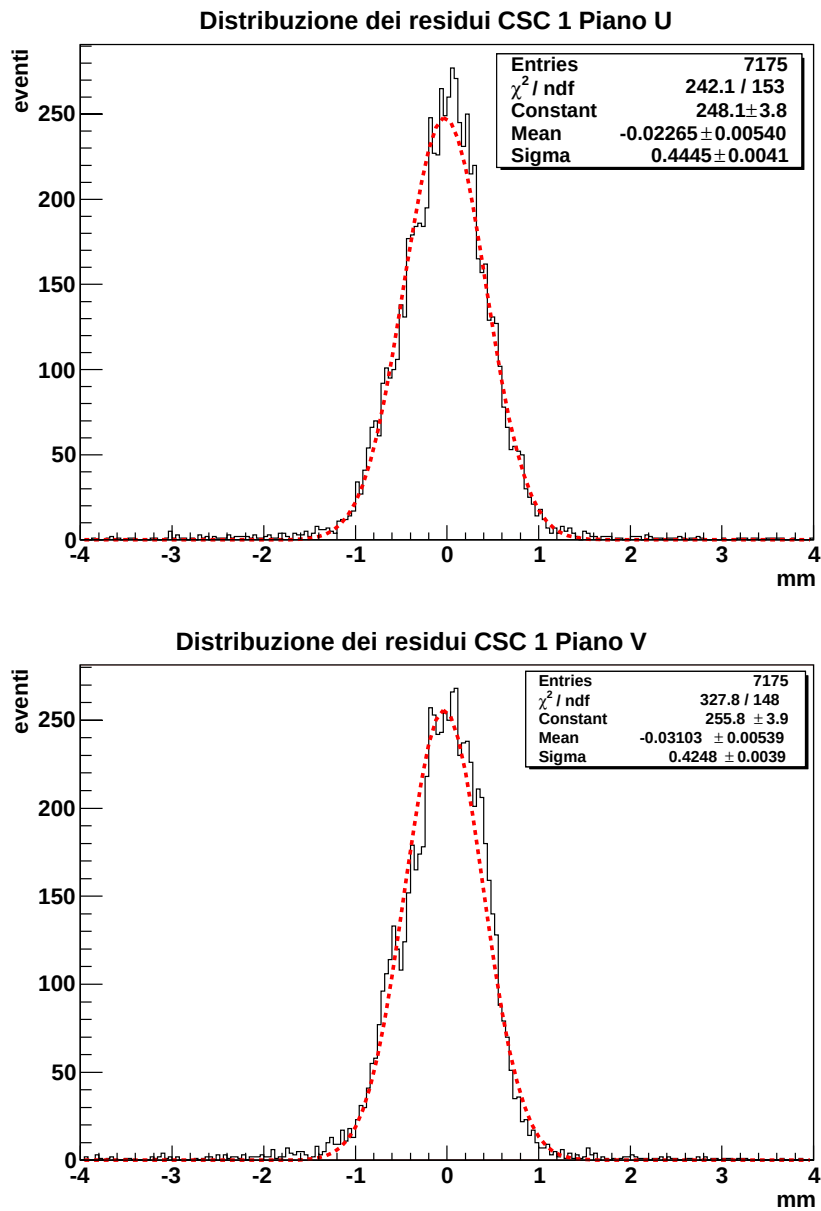


Figura 5.19: Distribuzione dei residui per la CSC 1

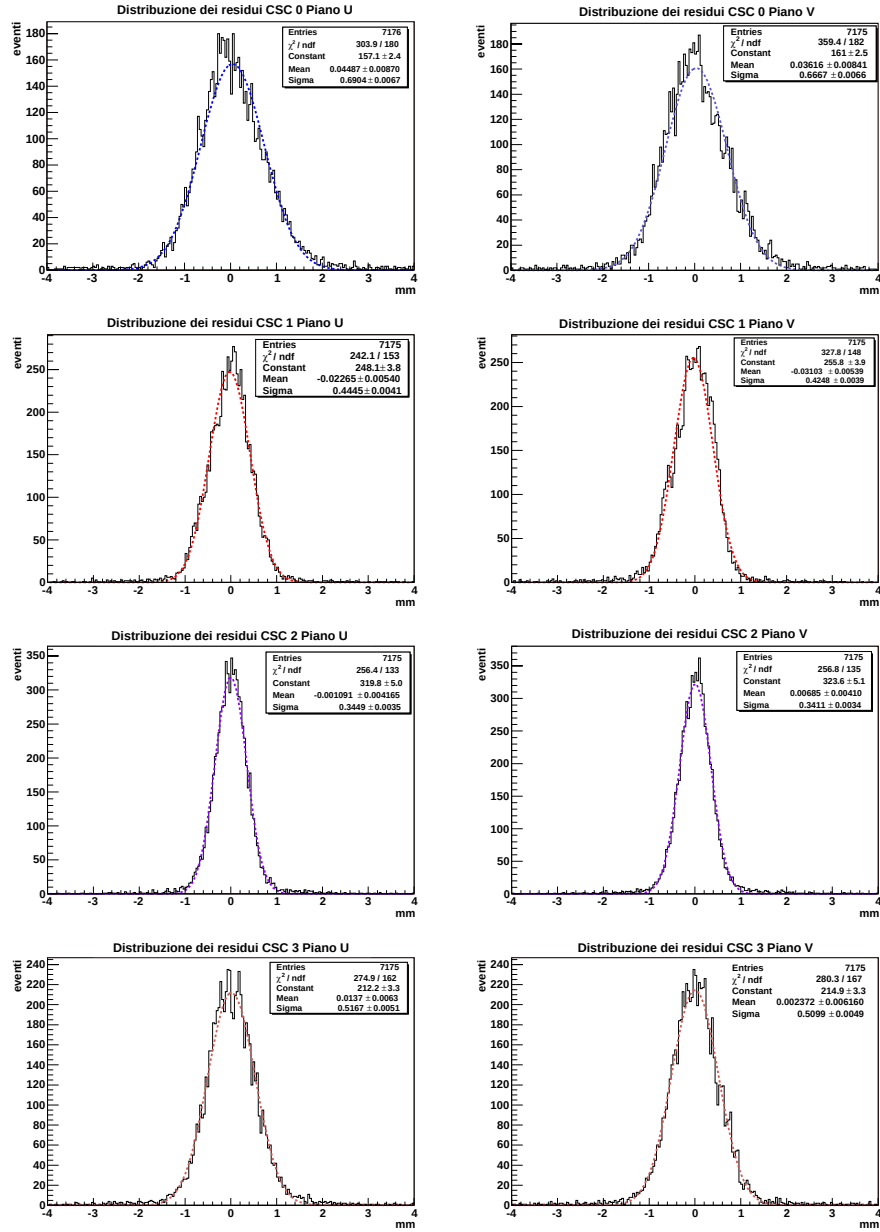


Figura 5.20: Risoluzioni dei quattro rivelatori CSC utilizzati per la ricostruzione delle tracce

5.5 Valutazione degli errori sistematici di ricostruzione

Data la statistica è possibile valutare se ci sia evidenza di errore sistematico nella determinazione del baricentro di carica.

Vengono riportati in figura 5.21 ed in figura 5.22 le distribuzioni dei residui delle CSC 0 ed 1, con sovrapposti i grafici nei quali è riportata sull'ascissa il valore del residuo, e sull'ordinata il punto di passaggio ricostruito.

Visivamente in figura 5.21 è possibile constatare la presenza di una certa regolarità di fondo, ma è ancora troppo nascosta per poter valutare la periodicità del fenomeno.

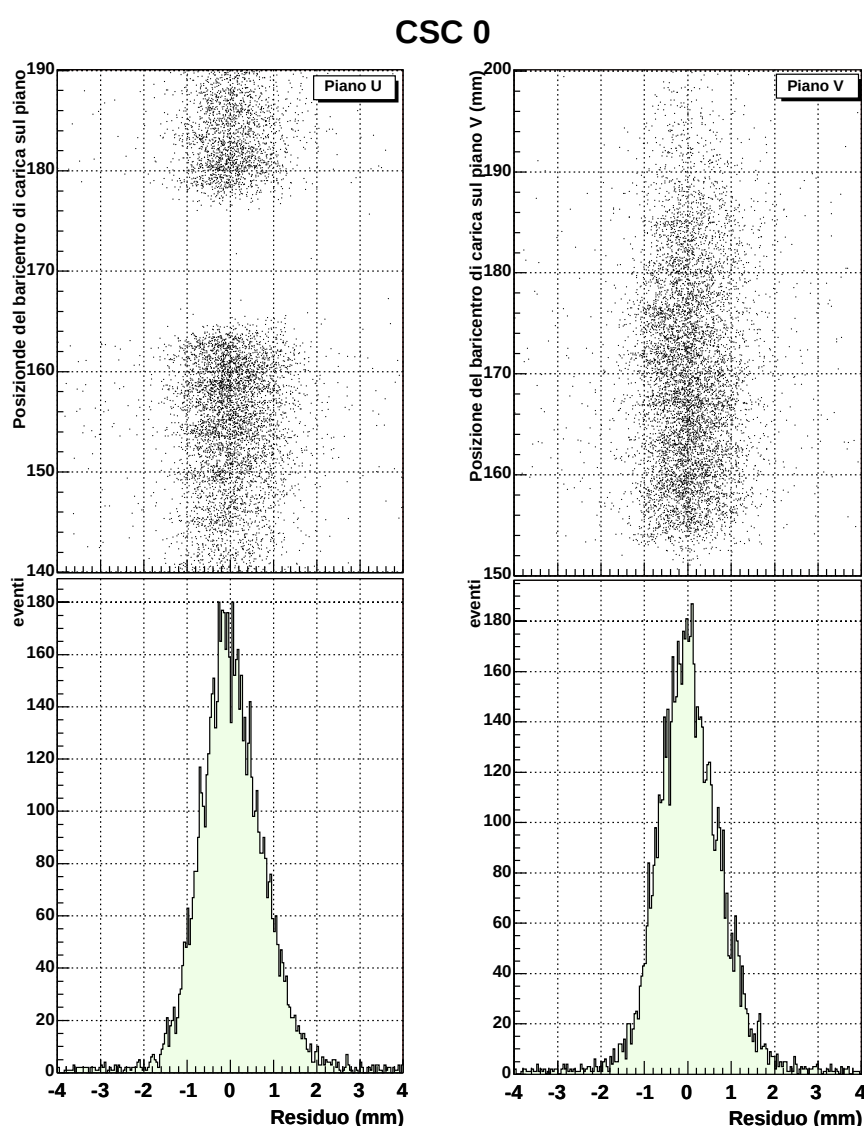


Figura 5.21: Valutazione dell'errore sistematico nella ricostruzione del baricentro di carica CSC 0

In figura 5.22 invece è abbastanza evidente un andamento con periodicità $\sim 4.5 \text{ mm}$ cioè il passo delle strisce. Se fosse necessario raggiungere risoluzioni maggiori sarebbe opportuno quindi correggere le misure con il metodo suggerito da [49].

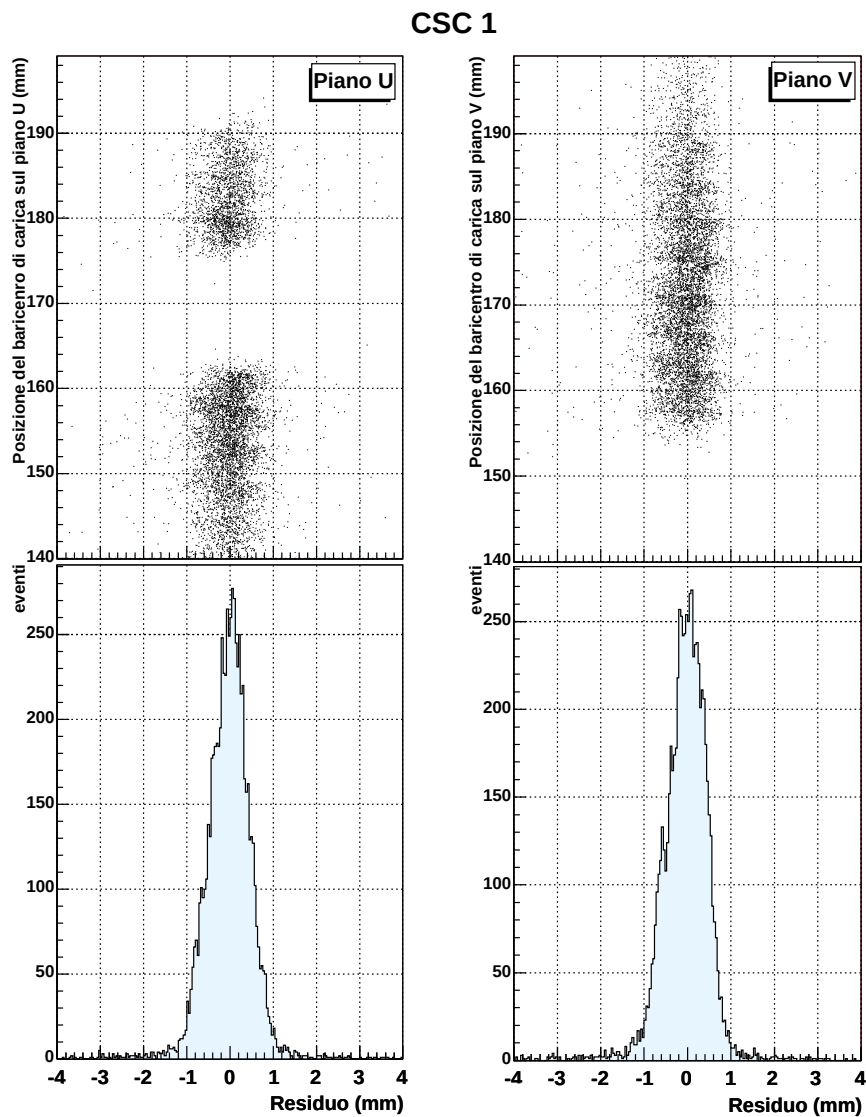


Figura 5.22: Valutazione dell'errore sistematico nella ricostruzione del baricentro di carica CSC 1

5.6 Misure di timing.

Un aspetto importante per il funzionamento in LHC è il trigger del telescopio, il segnale cioè che determina la preselezione dell'evento in vista dell'acquisizione. Il trigger di TOTEM deve registrare tutte le interazioni, quindi essere il più efficiente possibile ed allo stesso tempo il meno vincolante. Deve essere in grado di discriminare gli eventi di fondo o dovuti ad altri fenomeni (radioattività indotta, rumore dell'elettronica) mantenendo una buona efficienza. Il trigger del telescopio prevede di utilizzare i segnali dei vari rivelatori per determinare se c'è stato il passaggio di una particella, in particolare dal segnale proveniente dai piani anodici. Il tempo cui questo segnale arriva è di particolare importanza dato che deve identificare il *bunch crossing* in cui si è avuta l'interazione.

Il problema è particolarmente delicato in quanto le CSC sono rivelatori con un tempo di generazione del segnale lento se paragonato al tempo di ripetizione dei bunch crossing. Questo tempo è al minimo di 25 ns ma per alcune configurazioni di funzionamento di LHC nei primi anni può salire a 75 ns o per i run ad alto betas di TOTEM anche a $150 \times 25 \text{ ns} = 3.75 \mu\text{sec}$. Riveste quindi un particolare interesse lo studio del tempo di generazione del segnale di trigger e della sua dispersione temporale.

Per alcuni giorni è stato possibile disporre di uno speciale fascio di particelle dotato di una struttura a 25 ns, del tutto identica a quella di LHC. Questo ha permesso di studiare in maniera semplice e diretta le distribuzioni del tempo di arrivo del segnale proveniente dai fili anodici.

Le misure di *timing*, da me eseguite, sono state necessarie a determinare le caratteristiche di un trigger generato dal segnale dei fili anodici nel modo sopra descritto.

Come già detto in precedenza le misure sono state fatte registrando con un *multihit* TDC i tempi di arrivo dei segnali provenienti da ciascun filo.

5.6.1 Segnale dei contatori di trigger

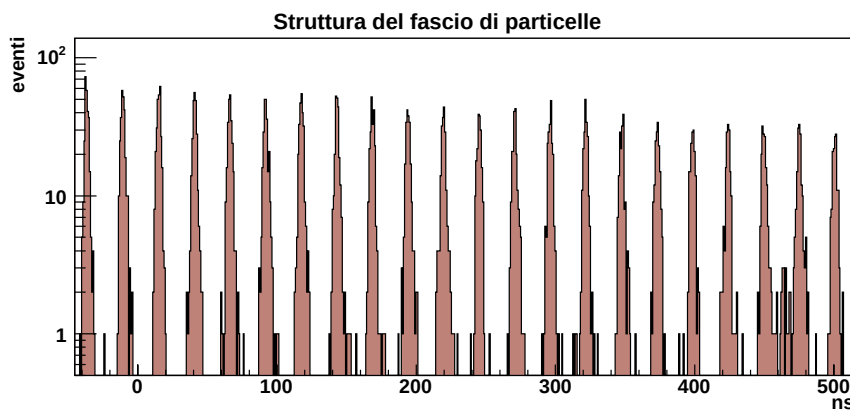


Figura 5.23: Struttura del fascio di particelle “vista” dal contatore a scintillazione PMT2

È facile verificare dai dati la struttura temporale del fascio. Il profilo temporale integrato del fascio, come appare dalla figura 5.23, è realizzato utilizzando il solo contatore a scintillazione PMT2. La figura corrisponde ad un *RUN* di

10^5 eventi con μ a bassa intensità ($10^4 \mu/\text{ciclo}$) nei quali almeno una particella ha attraversato i contatori a scintillazione generando il trigger. La finestra di sensibilità del TDC è $2.5 \mu\text{s}$ ($t_{\text{trigger}} \pm 1.25 \mu\text{s}$) e permette di memorizzare completamente il treno di 48 *bunches* descritto a pagina 4.1.1. Come si vede dal numero di eventi nell'istogramma, 106970 particelle hanno attraversato il contatore a scintillazione PMT1 in 100000 eventi triggerati; quindi circa il 7% degli eventi ha più di una particella per treno di 48 *bunches*.

A questo punto ho verificato la correlazione tra i segnali di entrambi i contatori a scintillazione. Come si può chiaramente vedere in figura (5.24), la correlazione degli eventi successivi al primo è molto buona (99.9%).

Nella stessa maniera è verificata la coincidenza PMT1·PMT2 nel caso di una sola particella rivelata nella finestra $t_{\text{trigger}} \pm 1.25 \mu\text{s}$. In questo caso il segnale di PMT1 e PMT2 misurato dal TDC sarà sicuramente lo stesso che ha generato la coincidenza di trigger. In questo modo è possibile misurare il *jitter* temporale, cioè la variazione temporale, del trigger rispetto ai segnali che lo hanno generato.

Nella coincidenza di trigger, uno dei due segnali dei contatori (PMT2) a scintillazione è stato ritardato di 5 ns rispetto all'altro (PMT1). Questo procedimento dovrebbe forzare il tempo della coincidenza di trigger al tempo di un solo contatore.

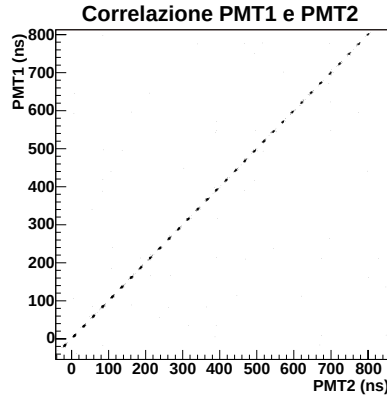


Figura 5.24:

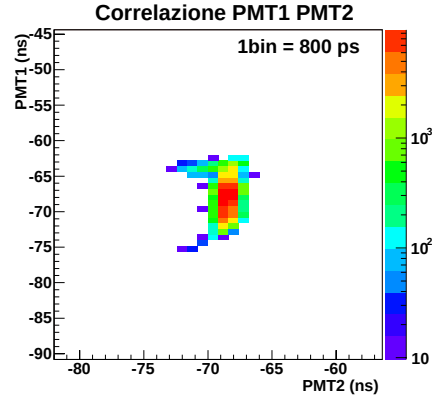


Figura 5.25:

Questo effetto si vede in figura (5.25), dove larghezza della distribuzione dei tempi di arrivo del segnale di PMT2 (al livello del 99%) vale $\Delta t_{PMT2} = 2.3 \text{ ns}$, mentre la distribuzione PMT1 vale $\Delta t_{PMT1} = 9 \text{ ns}$.

I pochi eventi per cui PMT1 arriva molto in ritardo ($t_{PMT1} > 87 \text{ ns}$) non verranno utilizzati in seguito.

5.6.2 Misura del tempo di arrivo dei segnali anodici

È necessario per eseguire gli studi sul trigger (dell'esperimento) avere una misura precisa delle distribuzioni dei tempi di arrivo dei segnali anodici delle CSC.

Le misure effettuate col TDC vanno corrette per la variazione nella generazione del segnale di lettura del TDC, che funziona con un clock a 40MHz ma non sincronizzato con quello dell'acceleratore (cioè con i tempi di arrivo delle particelle) e per la differenza nella propagazione del segnale lungo i cavi fino al TDC.

Soppressione del jitter del TDC

Il segnale anodico dei singoli fili (32 per CSC) viene registrato dal TDC. Si può

eliminare l'effetto di jitter misurando il tempo di arrivo del segnale di trigger con il TDC e sottraendo il valore digitalizzato a tutte le altre misure. Senza questa correzione sarebbe praticamente impossibile ottenere misure precise.

Calibrazione della lunghezza dei cavi

La calibrazione è stata eseguita impulsando tutte le schede AFEB con un segnale di test sincrono con il trigger e registrando le distribuzioni temporali dei segnali di queste.

È stato poi calcolato, per ogni canale, l'*offset* medio rispetto ad un canale di riferimento (abbiamo utilizzato il canale del segnale di trigger). Per ogni misura verrà quindi sottratto questo valore di *offset*.

A questo punto è possibile determinare la distribuzione del segnale anodico proveniente dalle CSC.

Dispersione in tempo dei segnali anodici

Il tempo che intercorre tra la generazione della ionizzazione nel rivelatore e il passaggio della soglia del discriminatore dipende dal tempo di arrivo di una sufficiente carica integrata all'ingresso dell'amplificatore, proveniente essenzialmente del primo cluster primario di ionizzazione al filo.

La distribuzione dei tempi di arrivo per un singolo filo è riprodotta in figura 5.26 dove va notata la scala logaritmica che mette in evidenza la differenza tra i tempi per ionizzazione molto vicino al filo (più probabile) ed eventi in cui la ionizzazione ha impiegato molto tempo a far scattare la soglia del discriminatore.

La parte decrescente del grafico è compatibile con un andamento $e^{-t/\tau}$. La larghezza in tempo della distribuzione è correlata con il tempo di drift degli elettroni nella miscela di gas e con la dimensione della *semi-gap* (5 mm).

La velocità di drift della miscela di $\text{Ar}^{50\%}\text{-CO}_2^{50\%}$ ($v_{\text{drift}} \simeq 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$) su distanze pari alla dimensione della *gap* causa tempi di percorrenza degli elettroni dell'ordine di grandezza di:

$$\Delta t_{\text{ion}} = \frac{\langle v \rangle}{d} \simeq \frac{5 \text{ mm}}{5 \text{ cm}/\mu\text{s}} = 100 \text{ ns} \quad (5.13)$$

valore verificato dalla misura riportata in figura 5.26.

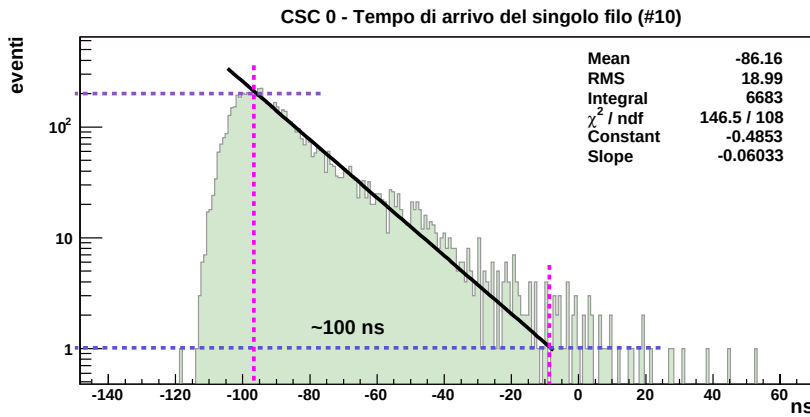


Figura 5.26: Distribuzione del tempo di arrivo del segnale su un singolo filo (Filo 10 - CSC 0 - 3400V)

5.6.2.1 Segnale del piano anodico

Dopo aver eseguito la calibrazione delle lunghezze dei cavi dei segnali anodici, è possibile ricostruire la distribuzione dei tempi di arrivo di tutti i fili letti dalla camera. Questa distribuzione ha larghezza alla base (al 98%) è $\Delta t \sim 75 \text{ ns}$.

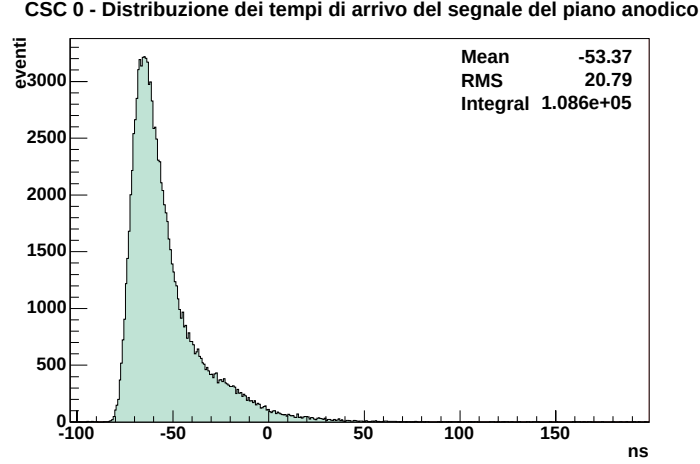


Figura 5.27: Distribuzione del tempo di arrivo del segnale del piano anodico (CSC 0 - 3400V)

5.6.3 Coincidenza dei segnali tra i piani

Per studiare il comportamento temporale di una ipotetica coincidenza tra i segnali dei *fast-OR* generati dai vari piani sono state utilizzati i segnali provenienti dalle CSC 0, 1 e 3. Il segnale anodico delle CSC 2 e 4 era affetto da un rumore troppo elevato.

Per compensare la distanza relativa tra le camere è stata fatta un'ulteriore coefficiente di correzione dei tempi dei singoli piani anodici determinata dalla posizione relativa dei rivelatori sulla linea del fascio supponendo che le particelle viaggino con velocità prossime a c .

A questo punto la coincidenza viene simulata selezionando eventi con un solo trigger nella finestra di sensibilità del TDC ed almeno un segnale anodico per ogni CSC.

Per ogni evento abbiamo quindi i tre tempi di arrivo dei tre segnali anodici, corrispondente ad un evento triggerato dalla coincidenza dei piani.

L'osservazione della distribuzione temporale del primo, secondo e terzo tempo arrivato ci permette di verificare la dispersione in tempo del segnale di trigger, e di determinare al meglio l'identificazione del *bunch crossing*.

Le distribuzioni dei tempi di arrivo dell' n -esimo segnale della coincidenza, sono graficate in figura 5.28. La larghezza alla base del primo segnale (98%) è $\Delta t_i \sim 45 \text{ ns}$, la larghezza del secondo è $\Delta t_{ii} \sim 50 \text{ ns}$ mentre quella del terzo è $\Delta t_{iii} \sim 75 \text{ ns}$. Le distribuzioni del tempo di arrivo del primo e del secondo segnale della coincidenza (tre rivelatori su tre) sono quindi molto più piccole della distribuzione di singolo piano.

Un controllo ha mostrato che i tre rivelatori contribuiscono in maniera statisticamente simile alla generazione del segnale primo arrivato.

Nel caso di una coincidenza a tre piani, utilizzando l'informazione temporale del primo o del secondo segnale arrivato si determina con miglior precisione l'istante di interazione e conseguentemente è possibile determinare il *bunch crossing* senza errore per i *RUNs* di LHC a bassa luminosità, nei quali solamente un *bunch* su tre conterrà protoni, e quelli previsti per le misure di TOTEM.

Va osservato che questo rappresenta per altre ragioni (dose di radiazione, e *rate* di conteggio troppo elevato nella zona di accettazione di T1) il limite massimo di luminosità a cui può arrivare il telescopio inelastico T1.

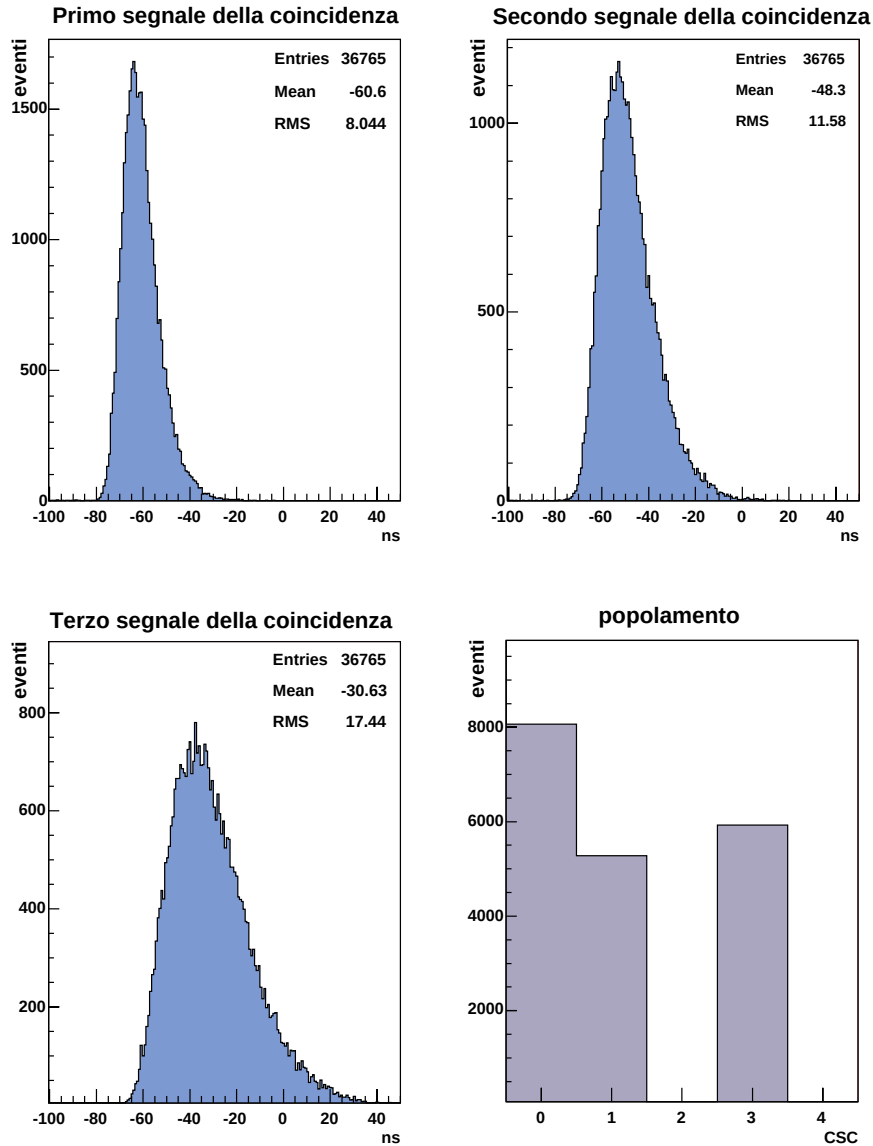


Figura 5.28: Distribuzione temporale del Primo, del Secondo e del Terzo segnale della coincidenza dei piani anodici, ed uniformità del contributo dei vari rivelatori al primo segnale.

Conclusioni

L'obiettivo principale della mia tesi è stata la misura delle caratteristiche del rivelatore a *Cathode Strip Chambers* (CSC) per il telescopio inelastico T1 dell'esperimento TOTEM.

Per la caratterizzazione del rivelatore di TOTEM ho eseguito le seguenti misure:

- Misura del guadagno dei rivelatori al variare della tensione; ottenuta tramite la ricostruzione e l'analisi delle distribuzioni di carica indotte sulle strisce catodiche. I risultati ottenuti hanno permesso di valutare il punto di lavoro del rivelatore e permetteranno di poterlo adattare se necessario alle esigenze dell'elettronica definitiva di lettura del segnale catodico, che verrà utilizzata nei test di Ottobre 2004.
- Misura dell'uniformità del guadagno dei rivelatori; ottenuta mediante il confronto del guadagno locale del rivelatore con il guadagno medio. Questa misura ha permesso di valutare sperimentalmente la fluttuazione del guadagno dovuta alle tolleranze meccaniche, e di verificare la sua compatibilità con il valore teorico atteso.
- Misura della risoluzione dei rivelatori; ottenuta per mezzo della ricostruzione di tracce con i rivelatori. La misura ha richiesto l'allineamento dei rivelatori su fascio. Le risoluzioni ottenute sono compatibili con i valori richiesti dall'esperimento.
- Misure di *timing*; eseguite utilizzando l'elettronica di *front-end* definitiva, che hanno permesso di verificare l'applicabilità dello schema di trigger proposto.

Inoltre:

- L'apparato sperimentale da me realizzato si è dimostrato uno strumento efficiente e affidabile;
- Gli algoritmi di analisi del segnale catodico possono essere facilmente modificati per raggiungere livelli di precisione superiori nella ricostruzione del punto di passaggio della particella, correggendo gli effetti di errore sistematico rivelati.
- Il mio lavoro di tesi ha inoltre contribuito alla realizzazione di alcune pubblicazioni [30] [36] [64] [65].

Il lavoro della mia tesi è stato quindi indispensabile per la verifica delle caratteristiche progettuali e costruttive delle camere a strisce catodiche dell'esperimento TOTEM.

That's all Folks!

Salute a te o sventurato lettore. È finita!

Vorrei ringraziare innanzitutto la mia famiglia, i miei genitori, mio fratello Marco e nonna Felicita. Un ringraziamento particolare però è dovuto ai miei genitori, Giacomo e Maria Vittoria, per avermi messo al mondo e sopportato in casa fino alla veneranda età di 24 anni.

Ringrazio in maniera speciale il mio relatore, il prof. Marco Bozzo, per la pazienza, per i preziosi consigli e per le instancabili letture e correzioni a questa tesi.

Inoltre speciale menzione è dovuta a coloro che hanno letto la mia tesi almeno una volta. Vorrei quindi ringraziare il mio correlatore, il prof. Mauro Taiuti ed il *referee* ignoto.

Oltre a loro ci sono altre persone che in questi anni mai mi hanno rifiutato un consiglio; vorrei ringraziare per questo il dott. Mario Macrì, il prof. Mauro Marinelli ed il prof. Karsten Eggert. Per merito loro ho avuto l'opportunità partecipare ad un esperimento del CERN, non solo da semplice studente.

Non posso non ringraziare gli altri componenti del gruppo genovese di TOTEM Marco N., Aldo, Giuseppe, Alberto B. ed il povero **Fab**brizio, che ha dovuto sopportare un certo scimmione riccioluto seduto a scrivere la tesi di fronte a lui.

Passando alle cose serie.

Volevo ringraziare quelle tre gnocc...hemm anime pie (a dire il vero due pie ed una un po' demoniaca) che hanno dato asilo in ogni occasione allo scimmione sopracitato. A loro va un inchino ed un grazie! Grazie anche all'altro loro ospite che lavava sempre i piatti, del resto "Chi non cucina, lava".

Altra menzione particolare va al gruppo di sostegno β_{ra}^{ir} ossia al mio teologo eretico di fiducia, al mio fisico teorico di fiducia (ed annessa fratellanza infetta) ed al mio ingegnere informatico di fiducia.

Come non ringraziare inoltre quei tre folli che, girando la Valle d'Aosta in cerca di castelli da fotografare, si sono ritrovati per caso da uno scimmione a Ginevra? Grazie!

A proposito di Ginevra, vorrei ricordare le pantagrueliche mangiate fatte con Carlo & Carlo, Andrea, Riccardo, Enver, Timo & co. e tutte le altre anime disperate che vagavano in cerca di una buona pasta al CERN durante le estati scorse.... a loro Grazie!

Ringrazio tutti gli altri miei compagni di corso, Anna, Francesca, Marta, Mary, Rossana, Silvia, Abe, Alberto, Ale, Andrea O., Augu, Davide Ba., Davide Bo., Davide Q., Lucio, Frà, Gigi, Marco T., Marco S., Riccardo, Stefano, Umbe, ed il resto degli abitanti (ed ex-abitanti) della laureandi.

Sto dimenticando molti, lo so. Anche a loro grazie!

Bibliografia

- [1] F. Abe *et al.* : MEASUREMENT OF THE ANTI-PROTON PROTON TOTAL CROSS SECTION AT $\sqrt{s} = 546$ AND 1800 GeV .
Phys. Rev. **D50**, 5550-5561 (1994).
- [2] E710 Collaboration : A LUMINOSITY INDEPENDENT MEASUREMENT OF THE ANTI-PROTON PROTON TOTAL CROSS SECTION AT $\sqrt{s} = 1800$ GeV.
Phys.Lett.**B243**, 158-164 (1990).
- [3] E811 Collaboration : A MEASUREMENT OF THE PROTON ANTI-PROTON TOTAL CROSS SECTION AT $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.
Phys.Lett.**B445**, 419-422 (1999).
- [4] Baltrusaitis, R.M. *et al.* : TOTAL PROTON-PROTON CROSS SECTION AT $\sqrt{s} = 30$ TeV.
Phys. Rev. **52**, 1380 (1984).
- [5] C. Augier *et al.* : PREDICTION ON THE TOTAL CROSS-SECTION AND REAL PART AT LHC AND SSC.
Phys.Lett. **B315**, 503-506 (1993).
- [6] G.F. Chew : S-MATRIX THEORY OF STRONG INTERACTION.
W. A. Benjamin and Company, New York (1961).
- [7] G. Matthiae : PROTON AND ANTIPROTON CROSS SECTIONS AT HIGH ENERGIES.
Rep.Prog.Phys. **57**, 743-790 (1994).
- [8] A. O. Barut : THE THEORY OF THE SCATTERING MATRIX.
The Macmillan Company, New York (1967).
- [9] S. Mandelstam : UNITARITY CONDITION BELOW PHYSICAL THRESHOLDS IN THE NORMAL AND ANOMALOUS CASES.
Phys. Rev. Lett. **4**, 84-87 (1960).
- [10] A. Martin : THE RIGOROUS ANALYTICITY - UNITARITY PROGRAM: A HISTORICAL ACCOUNT.
CERN-TH-6894-93 (1993).
- [11] P. Söding *et al.* : PROTON-ANTIPROTON INTERACTIONS AT 3.6 GeV/c AND ONE PION EXCHANGE.
Physics Letters, **9**, Issue 2 185-187 (1964).
- [12] J.B. Bronzan, G.L. Kane and U.P. Sukhatme : OBTAINING REAL PARTS OF SCATTERING AMPLITUDES DIRECTLY FROM CROSS-SECTION DATA USING DERIVATIVE ANALYTICITY RELATIONS.
Phys.Lett. **49B**, 272-277 (1974).

- [13] N.N.Khuri *et al* : SUM RULES FOR THE REAL PART OF THE FORWARD-SCATTERING AMPLITUDE.
Phys. Rev. Lett. **14**, 84–86 (1965).
- [14] U. Amaldi *et al* : THE REAL PART OF THE FORWARD PROTON PROTON SCATTERING AMPLITUDE MEASURED AT THE CERN INTERSECTING STORAGE RINGS.
Phys. Lett. **66B**, 390 (1977).
- [15] M. Bozzo *et al* : MEASUREMENT OF THE PROTON-ANTIPROTON TOTAL AND ELASTIC CROSS SECTIONS AT THE CERN SPS COLLIDER.
Phys. Lett. **147B**, 392 (1984).
- [16] M. Froissart : ASYMPTOTIC BEHAVIOR AND SUBTRACTIONS IN THE MANDELSTAM REPRESENTATION.
Phys.Rev. **123** 1053 1057 (1961).
- [17] A. Martin : EXTENSION OF THE AXIOMATIC ANALYTICITY DOMAIN OF SCATTERING AMPLITUDES BY UNITARITY 1.
Nuovo Cimento **A42** 930-953, (1965).
- [18] S. W. MacDowell and A. Martin : UNITARITY BOUNDS OF THE SCATTERING AMPLITUDE AND THE DIFFRACTION PEAK.
Physical Review **135**, Issue 4B 960 (1964).
- [19] V. Singh and S. M. Roy : UNITARITY UPPER AND LOWER BOUNDS ON THE ABSORPTIVE PARTS OF ELASTIC SCATTERING AMPLITUDES.
Physical Review (Series II) **1D**, Issue 9 2638 (1970).
- [20] G. Auberson, T. Kinoshita, and A. Martin : VIOLATION OF THE POMERANCHUK THEOREM AND ZEROS OF THE SCATTERING AMPLITUDES.
Physical Review **3D**, Issue 12 3185 (1971).
- [21] A. J. Buras and J. Dias de Deus : SCALING LAW FOR THE ELASTIC DIFFERENTIAL CROSS SECTION IN PP SCATTERING FROM GEOMETRIC SCALING.
Nucl.Phys.**B71** 481-492 (1974).
- [22] S. Donnachie, G. Dosch, O. Nachtmann and P. Landshoff : POMERON PHYSICS AND QCD.
Cambridge, UK: Univ. Pr. (2002).
- [23] A. Donnachie, P.V. Landshoff : TOTAL CROSS SECTIONS.
Phys.Lett. **B296** 227-232 (1992).
- [24] R.M. Covolan *et al.* : THE POMERON VINDICATED.
Nucl.Phys.Proc.Suppl **25B**, 86-90 (1992).
- [25] R.M. Covolan *et al.* : POMERON AND ODDERON AT HIGH-ENERGIES.
Z.Phys. C **58**, 109-118 (1993).
- [26] C. Bourrely, J. Soffer and T. T. Wu : IMPACT-PICTURE PHENOMENOLOGY FOR $\pi^\pm p$, $K^\pm p$ AND pp , $\bar{p}p$ ELASTIC SCATTERING AT HIGH ENERGIES.
Eur. Phys. J. C **28** 97, (2003).
- [27] The CMS Collaboration : LETTER OF INTENT BY THE CMS COLLABORATION FOR A GENERAL PURPOSE DETECTOR AT THE LHC.
CMS CERN/LHCC 92-3 (1992).

- [28] U. Amaldi *et al.* : MEASUREMENTS OF SMALL ANGLE PROTON-PROTON ELASTIC SCATTERING AT THE CERN INTERSECTING STORAGE RINGS.
Phys.Lett.**B36** 504-508 (1971).
- [29] M.Haguenauer, G.Matthiae : WORKSHOP ON LARGE HADRON COLLIDER IN THE LEP TUNNEL.
Proc.ECFA-CERN vol.1 303 (1984).
- [30] V.Avati, V.Boccone, K.Borer, M.Bozzo, R.Capra, L.Casagrande, K.Eggert, E.Heijne, S.Klauke, Z.Li, T.Maki, A.Morelli, F.Oljemmark, V.G.Palmieri, B.Perea-Solano and S.Tapprogge : FIRST TEST OF COLD EDGELESS SILICON MICROSTRIP DETECTORS.
Nucl.Instrum.Meth. **A518** 264-267 (2004).
- [31] G.Ruggiero *et al.* : PLANAR EDGLESS SILICON DETECTORS FOR THE TOTEM EXPERIMENT.
TOTEM Internal Document (2004), on the way to submission IEEE.
- [32] A.D.Martin : FIRST WORKSHOP ON FORWARD PHYSICS AND LUMINOSITY DETERMINATION AT LHC.
IPPP-01-13, DCPT-01-26, (2001).
- [33] K.Goulios : THE NUTS AND BOLTS OF DIFFRACTION.
SNOWMASS 2001, 502 (2001).
- [34] G.Matthiae : TOTAL CROSS SECTION AND LUMINOSITY.
Eur.Phys.J.direct **C4S1** 13 (2002).
- [35] E. Gatti, A. Longoni, R.A. Boie and V. Radeka : ANALYSIS OF THE POSITION RESOLUTION IN CENTROID MEASUREMENTS IN MWPC.
Nucl.Instrum.Meth. **188** 327-346 (1981).
- [36] The TOTEM Collaboration : TOTEM TECHNICAL DESIGN REPORT TOTAL CROSS SECTION, ELASTIC SCATTERING AND DIFFRACTION DISSOCIATION AT THE LARGE HADRON COLLIDER AT CERN.
CERN LHCC 04-002 (2004).
- [37] E. Gatti, A. Longoni, H.Okuno and P.Semenza : OPTIMUM GEOMETRY FOR STRIP CATHODES OR GRIDS IN MWPC FOR AVALANCHE LOCALIZATION ALONG THE ANODE WIRES.
Nucl.Instrum.Meth. **163** 83-92 (1979).
- [38] M.Bozzo, *et al.* : BEHAVIOUR OF COMPOSITE PANELS FOR THE TOTEM CSC.
INFN-TC (2002).
- [39] F.Sauli : GEM: A NEW CONCEPT FOR ELECTRON AMPLIFICATION IN GAS DETECTOR.
Nucl.Instrum.Meth. **A386** 531 (1997).
- [40] C.Altunbas *et al.* : CONSTRUCTION, TEST AND COMMISSIONING OF THE TRIPLE-GEM TRACKING DETECTORS FOR COMPASS.
Nucl.Instrum.Meth. **A490** 177 (2002).
- [41] G. Charpak, R.Bouclier, T.Bressani, J.Favier and Č.Zupančič : THE USE OF MULTIWIRE PROPORTIONAL COUNTERS TO SELECT AND LOCALIZE CHARGED PARTICLES.
Nucl.Instrum.Meth. **62** 262-268 (1968).

- [42] G. Charpak, F.Sauli : HIGH-ACCURACY, TWO-DIMENSIONAL READ-OUT IN MULTIWIRED PROPORTIONAL CHAMBERS.
Nucl.Instrum.Meth. **113** 381-385 (1973).
- [43] Faissner, Helmut *et al.* : STATUS REPORT OF THE RD5 EXPERIMENT.
CERN DRDC 93-49, (1994).
- [44] The ATLAS Collaboration : ATLAS MUON SPECTROMETER TECHNICAL DESIGN REPORT.
CERN LHCC 97-22 (1997).
- [45] W.R. Leo : TECHNIQUES FOR NUCLEAR AND PARTICLE PHYSICS EXPERIMENTS.
Springer (1994).
- [46] S. Eidelman *et al.* : REVIEW OF PARTICLE PROPERTIES.
Phys. Lett. **B592** 1 (2004).
PARTICLE DATA GROUP PAGE : <http://pdg.lbl.gov/>
- [47] L.S.Durkin : CMSIM MODELLING OF ELECTRONIC SIGNALS FOR THE FORWARD CSCs.
CERN CMS TN/**95-194**, (1995).
- [48] I.Endo *et al.* : SYSTEMATIC SHIFTS OF EVALUATED CHARGE CENTROID FOR THE CATHODE READ-OUT MULTIWIRED PROPORTIONAL CHAMBER.
Nucl.Instrum.Meth.**188** 51-58 (1981).
- [49] F.Piuz and R.Rosen : EVALUATION OF SYSTEMATIC ERRORS IN THE AVALANCHE LOCALIZATION ALONG THE WIRE WITH CATHODE STRIPS READ-OUT MWPC.
Nucl.Instrum.Meth.**196** 451-462 (1982).
- [50] W. Blum and L. Rolandi : PARTICLE DETECTION WITH DRIFT CHAMBERS.
Springer-Verlag (1994).
- [51] G. Charpak, D.Rahm and H.Steiner : SOME DEVELOPMENTS IN THE OPERATION OF MULTIWIRED PROPORTIONAL CHAMBERS.
Nucl.Instrum.Meth. **80** 13-34 (1970).
- [52] Rob Veenhof : GARFIELD, RECENT DEVELOPMENTS.
Nucl.Instrum.Meth.**A419** 726-730 (1998).
<http://garfield.web.cern.ch/garfield/>
- [53] Rob Veenhof : CALCULATIONS FOR THE ALICE TPC READ-OUT.
<http://rjd.home.cern.ch/rjd/Alice/>
- [54] Hansjörg Fischle, Joachim Heintze and Bernhard Schmidt : EXPERIMENTAL DETERMINATION OF IONIZATION CLUSTER SIZE DISTRIBUTION IN COUNTING GASES.
Nucl.Instrum.Meth. **A301** 202-214 (1991).
- [55] Foster F.Rieke, W.Prepejchal : IONIZATION CROSS SECTIONS OF GASEOUS ATOMS AND MOLECULES FOR HIGH-ENERGY ELECTRONS AND POSITRONS.
Phys.Rev. **4A** 1507-1518 (1972).

- [56] J.C. Santiard *et al.* : GASPLEX - A LOW NOISE ANALOG SIGNAL PROCESSOR FOR READOUT OF GASEOUS DETECTORS.
CERN-ECP 94-17 (1994).
- [57] R.Brun and F.Rademarkers : ROOT - AN OBJECT ORIENTED DATA ANALYSIS FRAMEWORK.
Nucl.Instrum.Meth. **A389** 81-86 (1997).
- [58] L.Malter : THIN FILM FIELD EMISSION.
Phys.Rev. **50**, 48 (1936).
- [59] W.Kienzle, M.Bozzo, M.Buènerd, Y.Muraki, J.Bourotte, M.Haguenauer, G.Sanguinetti, G.Matthiae, A.Faus-Golfe, J.Velasco : TOTAL CROSS SECTION, ELASTIC SCATTERING AND DIFFRACTION DISSOCIATION AT THE LHC.
CERN LHCC 97-49 (1997).
- [60] M.Bozzo *et al.* : TOTAL CROSS SECTION : ELASTIC SCATTERING AND DIFFRACTION DISSOCIATION AT THE LHC.
CERN LHCC 99-7 (1999).
- [61] N.Bondar *et al.* : CMS MUON ENDCAP CSC ANDODE FRONT-END ELECTRONICS.
CMS Endcap Muon Electronics System Review at CERN, 18 September (2000).
- [62] A. Breskin, G. Charpak, C. Demierre, S. Majewski, A. Policarpo, F. Sauli and J. C. Santiard : HIGH-ACCURACY, BIDIMENSIONAL READ-OUT OF PROPORTIONAL CHAMBERS WITH SHORT RESOLUTION TIMES.
Nucl.Instrum.Meth. **143** 29-39 (1977).
- [63] D.H.Wilkinson : IONIZATION CHAMBERS AND COUNTERS.
Cambridge University Press, Cambridge (1991).
- [64] V. Berardi *et al.* : TOTEM: TECHNICAL DESIGN REPORT - ADDENDUM. TOTAL CROSS SECTION, ELASTIC SCATTERING AND DIFFRACTION DISSOCIATION AT THE LARGE HADRON COLLIDER AT.
CERN LHCC 2004-020, (2004). .
- [65] V. Avati *et al.* : THE TOTEM EXPERIMENT.
Eur. Phys. J. directC **34** S255, (2003)