



Università degli Studi di Siena
Corso di laurea in Fisica e Tecnologie Avanzate
Anno accademico 2004/2005

Tesi di Laurea

**Caratterizzazione delle Camere a Gem per l'Esperimento
Totem al Large Hadron Collider**

Candidato: Mirko Berretti

Relatore: Prof. Riccardo Paoletti



Indice

1	Introduzione	1
2	Fisica di Totem	5
2.1	Sezione d'urto	5
2.2	Diffusione da un centro diffusore	12
2.3	Sviluppo in onde parziali e Teorema Ottico	14
2.4	Approssimazione di Born e analogia ottica	16
2.5	Calcolo della luminosità e di σ_{tot}	19
3	L'Esperimento Totem	21
3.1	Fisica di Totem	21
3.2	Apparato Sperimentale	24
3.3	Telescopio T2	26
4	Gas Electron Multiplier	31
4.1	Produzione del foglio di Gem e parametri caratteristici	31
4.2	Caratterizzazione della GEM	34
4.2.1	Apparato Sperimentale	34
4.2.2	Parametri Caratteristici	39
4.2.3	Caratterizzazione	41
5	Conclusioni	51
A	Variabili di Mandelstam e rapidità	53
B	Alcune grandezze caratteristiche di un collider	55
B.1	Luminosità	55
B.2	Formalismo per il trasporto dei fasci	56
	Ringraziamenti	59

Capitolo 1

Introduzione

La messa in funzione del Large Hadron Collider (LHC) al Centro Europeo di Ricerche Nucleari (CERN) prevista per il 2007 viene ritenuta uno degli appuntamenti più importanti per la fisica delle alte energie. Il nuovo acceleratore esplorerà un range di energie fino ad oggi inaccessibile e permetterà di verificare molti argomenti di fisica delle interazioni fondamentali, fino ad adesso trattati esclusivamente in modo teorico.



Figura 1.1: In basso il sito del Cern di Meyrin (Svizzera); i due cerchi rappresentano gli acceleratori SPS (il più piccolo) ed LHC che si estende in Francia.

Protoni con un'energia di 7 TeV nel sistema del centro di massa (che coincide per questo acceleratore con quello fisso nel punto di interazione) vengono accelerati in senso opposto in un anello sotterraneo di 27 km e fatti scontrare in quattro possibili punti di interazione. Il fatto che le particelle utilizzate abbiano la stessa carica comporta l'uso di due sincrotroni separati concentrici per la

loro accelerazione. Ogni fascio sarà formato da 2835 pacchetti di protoni ognuno costituito da circa 10^{11} particelle che si stima potranno mantenersi per 10 ore all'interno del tunnel senza dover essere rigenerate. Con un'energia nel centro di massa di $\sqrt{s}=14$ TeV, LHC supererà di gran lunga l'energia di 2 TeV all'acceleratore Tevatron di Fermilab, Chicago, USA.

Per far spazio ad LHC , il vecchio acceleratore LEP è stato rimosso nel Novembre del 2000 dal tunnel di 27 Km in cui si estendeva (vedi figura 1.2).



Figura 1.2: Interno della galleria di LHC; i lavori sono attualmente in corso

Uno dei fattori determinanti che permette di raggiungere tali energie è l'impiego di magneti superconduttori, utilizzati per curvare le traiettorie delle particelle e di cavità RF superconduttrici per accelerare i fasci. I magneti dipolari costringono il fascio a curvare ed in fase di collisione o di mantenimento del fascio, provvedono un campo magnetico superiore agli 8 T mentre i magneti quadrupolari, disposti a coppia *focusing-antifocusing*, hanno la funzione di focalizzare il fascio. Uno dei punti del progetto economicamente più dispendiosi è stato quindi l'installazione del sistema di raffreddamento dei superconduttori che vengono mantenuti ad una temperatura di 1.9 K, necessaria per non degradare le loro caratteristiche. La struttura dell'acceleratore segue un disegno ad archi e curve con 8 zone lineari dette zone di inserzione (*insertion region*, IR) ognuna di 528 m , adibite all'iniezione , estrazione ed accelerazione del fascio. Queste zone vengono denominate da IR1 a IR8. In quattro delle otto zone di interazione, i due fasci verranno fatti incrociare: in due di esse l'ottica sarà tale da permettere una collisione ad alta luminosità (IR1,IR5) e nelle altre due a bassa luminosità (IR2,IR8). Queste zone prendono il nome di *interaction point*. La zona di accelerazione è in IR4, una delle 8 regioni in cui i fasci non si incrociano. Per sfruttare al massimo le potenzialità dell'acceleratore e per permettere lo studio della nuova fisica accessibile a queste energie è stato sviluppato un programma di cinque esperimenti internazionali. Gli esperimenti sono: ATLAS , CMS , TOTEM , ALICE , LHCb. Questa tesi sarà interessata all'esperimento TOTEM (capitolo 3), in cui vengono utilizzate camere a

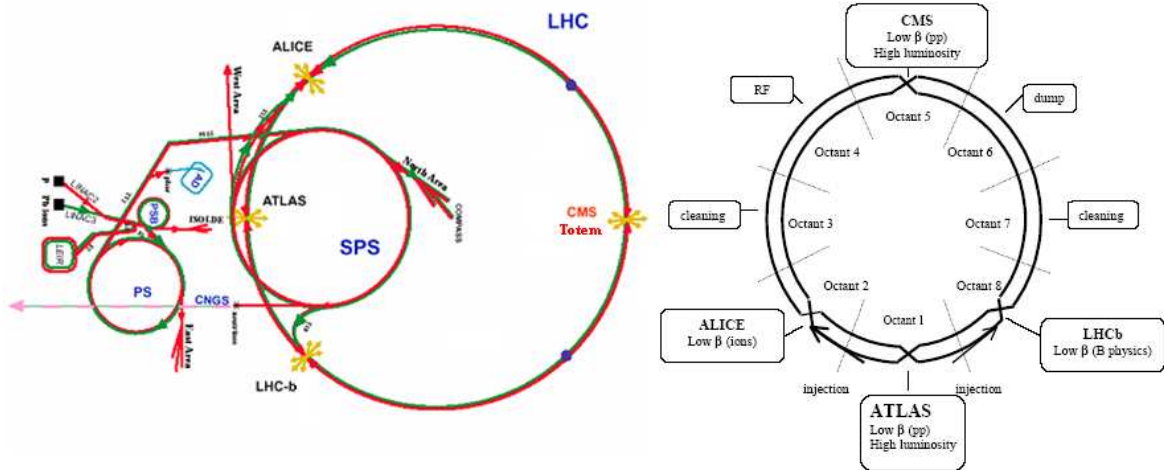


Figura 1.3: Sistema di acceleratori del CERN (sinistra) e suddivisione delle regioni

Gem (capitolo 4). Alcuni degli argomenti di fisica riguardanti l'esperimento sono riportati nel primo capitolo. L'esperimento Totem è posto all'interno dell'esperimento CMS, situato nel punto di interazione IR5. CMS (Compact Muon Solenoid) è un esperimento le cui dimensioni sono evidenti dalla figura 1. CMS analizzerà le particelle prodotte nelle collisioni dei fasci di protoni ricostruendo le loro

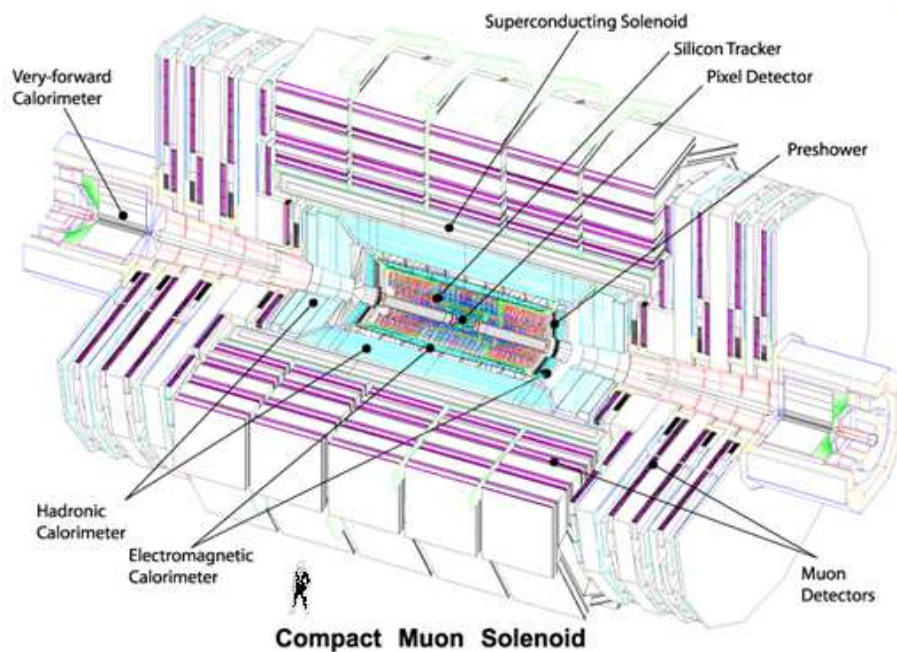


Figura 1.4: Esperimento CMS all' LHC

traiettorie ed energie. Al centro dell'esperimento un magnete superconduttore è in grado di generare un campo di 4 Tesla sull'asse parallelo alla direzione longitudinale dell'acceleratore. La presenza di

un forte campo magnetico fa curvare la traiettoria delle particelle, che spesso vengono prodotte con un notevole impulso trasverso, legato dalla relazione $R = p_t/qB$ al raggio di curvatura ed al campo magnetico. Per avere piccoli raggi di curvatura e distinguere quindi bene le traiettorie ricostruite dai rivelatori, è necessario che l'esperimento possa disporre di un campo magnetico intenso. Obiettivo principale dell'esperimento è la conferma del meccanismo di Higgs nel quale si sostiene che le masse delle particelle siano il risultato dell'interazione con il campo di Higgs, trasportato dal bosone di Higgs [25]. Dato che la massa di tale particella non è predetta ma sono invece predetti una serie di reazioni che porterebbero alla creazione del bosone di Higgs, ognuna con differente massa, l'esperimento deve coprire tutti i canali che sono accessibili a partire dalla collisione pp per la produzione del bosone di Higgs.

L'interno del rivelatore CMS ospita anche i due rivelatori inelastici dell'esperimento Totem, uno dei quali costruito con camere Gem. Nella tesi sono riportate alcune misure di caratterizzazione delle camere a Gem che il candidato ha svolto nel contesto del gruppo GDD (Gas Detector Development) diretto dal prof. Fabio Sauli durante un periodo di stage presso il laboratorio CERN di Ginevra (Svizzera) nell'agosto 2005.

Capitolo 2

Fisica di Totem

2.1 Sezione d'urto

Fino ad oggi, non risulta esserci una spiegazione teorica pienamente soddisfacente della sezione d'urto in collisioni ad alta energia ed a basso momento trasferito tra adroni. L'interazione viene trattata rifacendosi a modelli fenomenologici, basati sulla richiesta di validità di proprietà generali del sistema quali la conservazione della probabilità, l'invarianza di Lorentz e l'analicità dell'ampiezza di diffusione. Nelle interazioni a piccolo t rientra anche lo scattering elastico ad alta energia. Con alta energia si intendono processi che avvengono con $\sqrt{s} > 10$ GeV. Come si può vedere in figura 2.1, per impulsi della particella incidente sopra a 5 GeV/c, l'andamento della sezione d'urto totale nelle collisioni tra adroni presenta un andamento poco variabile, mentre diverso è invece il comportamento della sezione d'urto nella regione di basse energie.

Tuttavia, per poter affermare che ad alte energie il comportamento rimane poco variabile, deducibile da assunzioni generali e descrivibile da modelli fenomenologici, è richiesta la verifica sperimentale su un ampio intervallo di energie. Un teorema asintotico basato su assunzioni generali è il *Teorema di Froissart* che limita superiormente la sezione d'urto totale ad alte energie [24]:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \sigma_{tot} < \frac{\pi(\hbar c)^2}{m_\pi^2 c^4} \ln^2\left(\frac{s}{s_0}\right)$$

Un altro teorema asintotico che sembra in accordo con i dati sperimentali è quello di Pomeranchuk [24] che prevede nel caso delle collisioni pp e $p\bar{p}$ che le sezioni d'urto totali si eguagliano ad alte energie

$$\lim_{s \rightarrow \infty} (\sigma_{pp} - \sigma_{p\bar{p}}) = 0$$

e nel caso di validità del teorema di Froissart, si dimostra anche:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \left(\frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{p\bar{p}}}\right) = 1$$

I dati sperimentali confermano questo risultato per energie crescenti (vedi fig. 2.2).

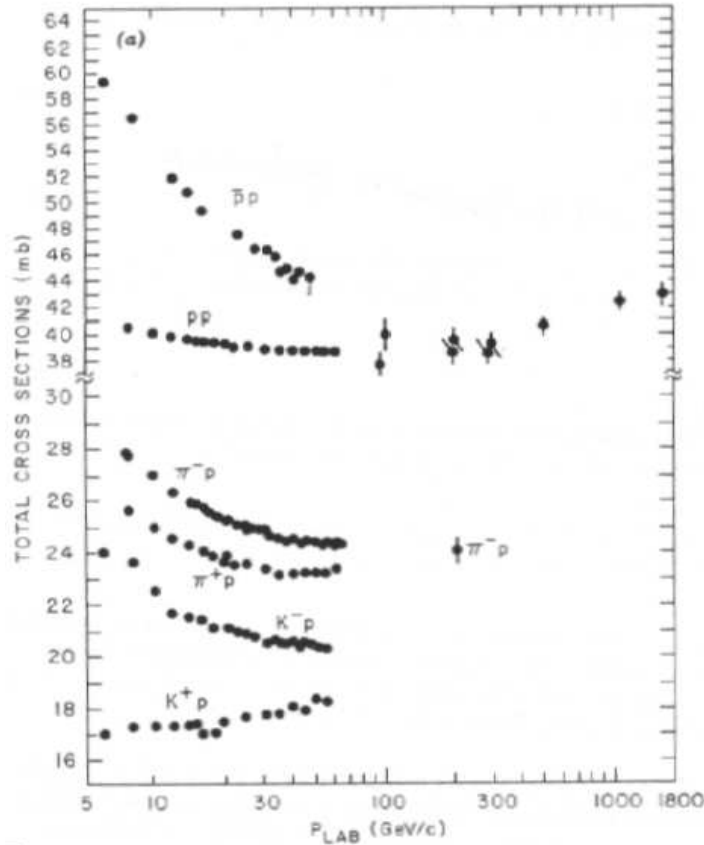


Figura 2.1: Sezione d'urto totale ad alte energie per collisioni tra diversi tipi di particelle.

La sezione d'urto viene spesso descritta in termine della variabile di Mandelstam t (vedi Appendice A) che in termini delle variabili del sistema del centro di massa si esprime come:

$$t = -2p^{*2}(1 - \cos(\theta^*)) \quad (2.1)$$

Per eventi elastici si intendono quelli in cui le particelle mantengono gli stessi numeri quantici prima e dopo l'urto e si può quindi usare la conservazione dei loro 4-impulsi. La diffusione elastica tra particelle è descritta (vedi paragrafo successivo) dall'ampiezza (complessa) di scattering $F(s, t)$ legata alla sezione d'urto elastica σ_{el} da:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |F(s, t)|^2$$

che si può riscrivere come

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{\pi |F(s, t)|^2}{p^2}$$

Abbiamo quindi anticipato negli argomenti di F che la descrizione della sezione d'urto elastica risulta conveniente se espressa in termini delle due variabili indipendenti s e t . La sezione d'urto

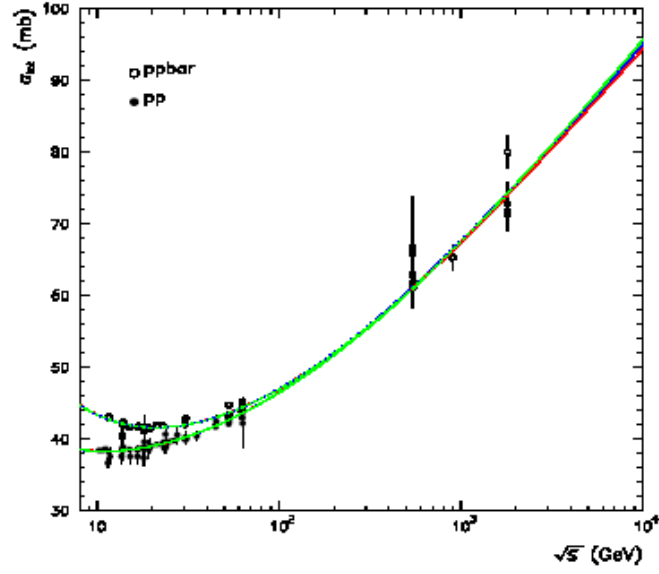


Figura 2.2: Andamento della sezione d'urto pp (sopra) e $p\bar{p}$ (sotto)

elastica cos  definita   in funzione di una quantit  Lorentz-Invariante; in questo modo avremo sia nel riferimento del laboratorio che del centro di massa la stessa espressione per la sezione d'urto.

Nelle collisioni tra adroni si   soliti distinguere tre regioni di energia per la descrizione della sezione d'urto elastica (vedi figura 2.3):

- Regione Coulombiana: $|t| \ll 10^{-3} \text{ (GeV/c)}^2$ Questa   la regione in cui il termine predominante   la diffusione Rutherford

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \sim t^{-2} \sim \theta^{-4}$$

La sezione d'urto di questo processo   nota teoricamente ma risulta difficile poterla misurare alle energie dell'LHC visto che la sezione d'urto elastica corrispondente, dominerebbe ad angoli troppo piccoli, corrispondenti a particelle scatterate quasi parallelamente al fascio.

- Regione di Interferenza : $|t| \sim 10^{-3} \text{ (GeV/c)}^2$ che risulta nell'intervallo in cui n  la diffusione Coulombiana n  quella Nucleare sono trascurabili. Si parla di regione di interferenza perch  le ampiezze di diffusione Coulombiana (reale) e nucleare (complessa) sommate e fatte in modulo quadro, portano ad una sezione d'urto elastica che non   la somma delle due nel caso che l'ampiezza di scattering nucleare abbia una parte reale mentre lo   se $f_{adronica}$   puramente immaginaria. Quindi questa regione   utile a una stima della quantit  ρ , detta fase dell'ampiezza di scattering e definita da:

$$\rho(s) = \frac{\Re F(s, t)}{\Im F(s, t)} \Big|_{t=0}$$

- Regione Nucleare : $10^{-3} \ll |t| < 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$. Questa è la regione parametrizzata esponenzialmente in t , ed in prima approssimazione si può assumere che il coefficiente dell'esponenziale b (*slope* nucleare), risulti costante. Infatti è necessario precisare che all'interno di questa regione solo fino ad un valore di t intorno a 0.15 (GeV/c)^2 il coefficiente b dell'esponenziale è effettivamente costante. Risulta costante, pur con un valore minore di 2 unità rispetto alla *slope* nell'intervallo a bassi t anche il coefficiente b per $0.2 < t < 0.7 \text{ (GeV/c)}^2$ che risulta essere di $13.4 \text{ (GeV/c)}^{-2}$.
- Regione a grandi $|t|$: $|t| > 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ in questa regione si osserva la presenza di un massimo secondario a $t \sim 1.5\text{-}2 \text{ (GeV/c)}^2$ seguito, con l'aumentare dell'impulso trasferito, da un decadimento della sezione d'urto elastica. Tale massimo diventa sempre meno marcato con l'aumentare dell'energia, e si sposta verso t più bassi.

Si trova sperimentalmente una cosa molto importante: in collisioni ad alta energia, per valori di t minori di $0,5 \text{ (GeV/c)}^2$ la sezione d'urto differenziale elastica dipende debolmente dall'energia della collisione. Quindi con buona approssimazione, in questa regione, $F = F(t)$ (vedi 2.5).

In questa regione, fin quando è trascurabile la sezione d'urto Rutherford, la sezione d'urto elastica viene scritta come:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \sim e^{-\frac{b|t|}{2}}$$

dove b prende il nome di *slope*, o pendenza, nucleare. Si trova che tutte le sezioni d'urto adroniche presentano un massimo per t piccolo che viene chiamato *picco di diffrazione*. Si tratta di un andamento esponenziale decrescente che ha il suo massimo a $t = 0$. La regione in cui questo andamento è presente è chiamata *regione diffrattiva*.

Questo andamento è mostrato nel grafico 2.3 dove è riportato la sezione d'urto elastica nello scattering pp a $\sqrt{s} = 52.8 \text{ GeV}$ (vedi successivo paragrafo 2.4).

Anticipiamo ora un risultato che sarà ottenuto nel paragrafo 2.3

$$\sigma_{tot} = 4\pi \frac{\text{Im}(F_n(s, 0))}{p} \quad (2.2)$$

Utilizzando la forma funzionale per F_n detta sopra e ricordando l'espressione di ρ si può scrivere l'ampiezza adronica come:

$$F_n(t) = F_n(0)e^{-b|t|} = (\Im F(0))(\rho + i)e^{-b|t|} = (\rho + i) \frac{p\sigma_{tot}}{4\pi} e^{-b|t|} \quad (2.3)$$

Quindi integrando in t il modulo quadro di tale funzione si trova la sezione d'urto totale elastica, dove si assume l'indipendenza di ρ da t :

$$\sigma_{el} = \frac{1 + \rho^2 \sigma_{tot}^2}{16\pi(\hbar c)^2 b} \quad (2.4)$$

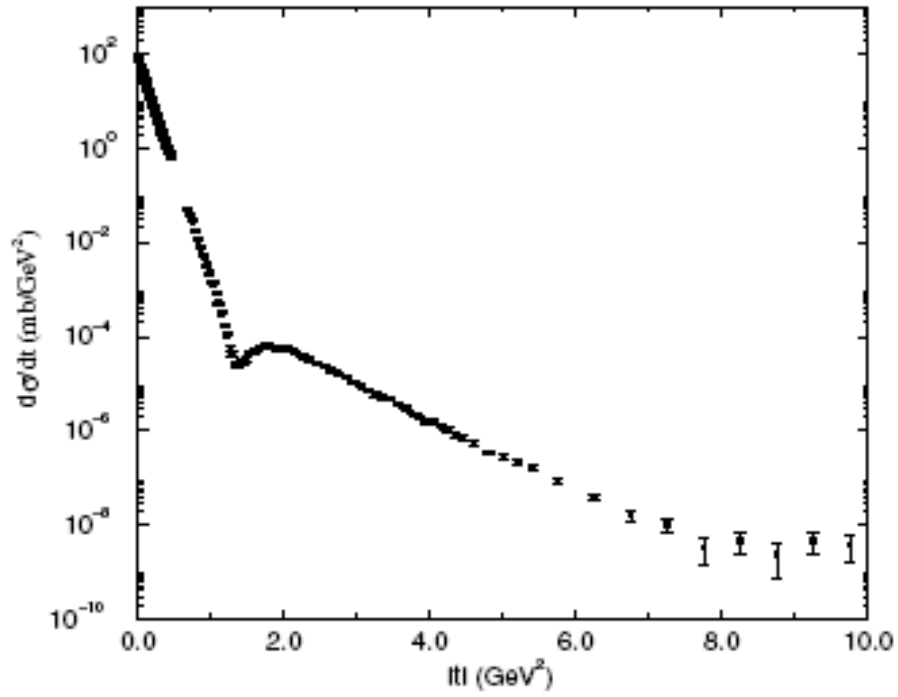


Figura 2.3: Diffusione elastica pp a $\sqrt{s}=52.8$ GeV

E' comunque vero che b presenta, almeno in prima approssimazione quando si considerano alte energie una leggera crescita all'aumentare di s . Inoltre b varia, più sensibilmente, al variare di t , all'interno della regione diffrattiva. Quanto detto è riassunto nella figura 2.4:

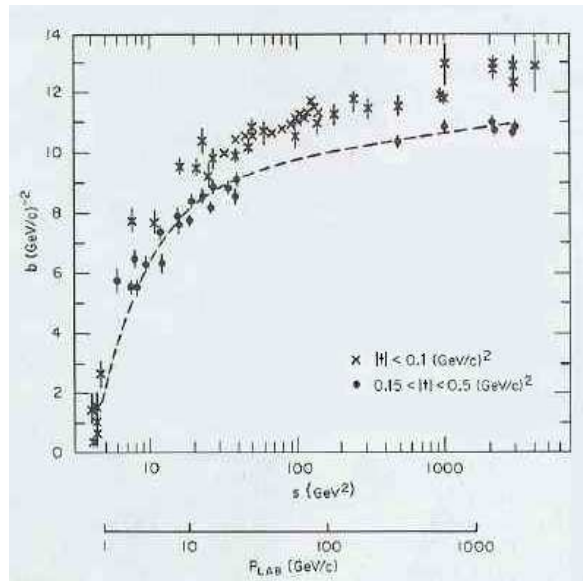


Figura 2.4: Valori dell'esponente b al variare di s e t

Utilizzando il risultato del paragrafo 2.2 che lega la sezione d'urto differenziale elastica all'ampiezza elastica di scattering ed utilizzando inoltre il teorema ottico si ha:

$$\left(\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega^*}\right)_{\theta=0} = |f(0)|^2 = \left(\frac{p^* \sigma_{tot}}{4\pi}\right)^2 [1 + \rho^2]$$

equivalente a:

$$\left(\frac{d\sigma_{el}}{dt}\right)_{t=0} = \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi} [1 + \rho^2]$$

Il risultato appena trovato conferma che il picco diffrattivo elastico non varia in forma e ordine di grandezza al variare di $\sqrt{s}$, come mostrato in figura 2.5.

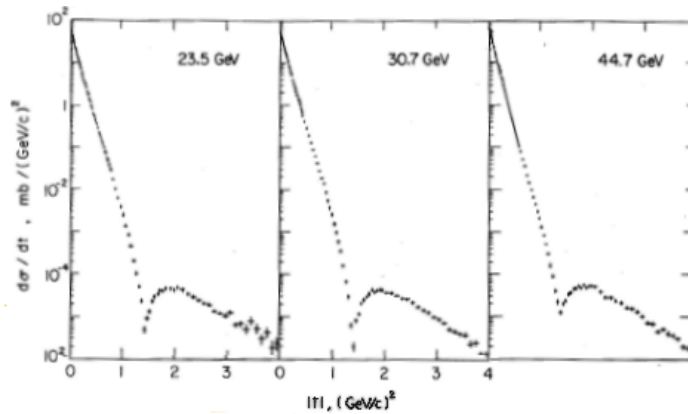


Figura 2.5: Andamenti della sezione d'urto elastica pp

I teoremi asintotici, infatti, assicurano una variazione lenta di σ_{tot} con l'energia; ne consegue quindi una variazione debole della sezione d'urto elastica a bassi valori di $|t|$. Si trova che per tutte le collisioni adroniche, a partire da 10 GeV/c di impulso del proiettile, ρ diminuisce all'aumentare dell'impulso ossia, l'ampiezza di scattering risulta principalmente immaginaria. Inoltre un'altra proprietà generale della sezione d'urto elastica è il fatto che essa risulti decrescente per $\sqrt{s} < 10$ GeV mentre sembra avere un valore costante o lentamente crescente successivamente, come riportato in figura 2.6. I modelli non predicono univocamente questo andamento: modelli semplici come quello ottico vorrebbero che tale rapporto fosse indipendente dall'energia (sezione 2.4), altri più complessi prevedono un decremento (Teoria di Regge), altri ancora un incremento. Per le energie di LHC, simulazioni ed estrapolazioni su modelli teorici prevedono $\sigma_{tot} \sim 100 - 120$ mb e $\sigma_{el} \sim 20 - 35$ mb

Riguardo la parte inelastica degli urti, definiamo la terminologia essenziale:

la parte inelastica della sezione d'urto pp può essere catalogata efficacemente dividendola in primo luogo in eventi diffrattivi e non diffrattivi; l'evento è definito diffrattivo se in un plot *azimut-pseudorapidity* si riconosce che la distribuzione degli eventi è non nulla solo ad intervalli di pseudorapidity ben separati tra loro. Gli eventi diffrattivi sono suddivisi negli eventi a singola diffrazione (eventi *SD*) e negli eventi *NSD* (Non Single Diffraction events); con questi ultimi si intendono gli eventi che coprono

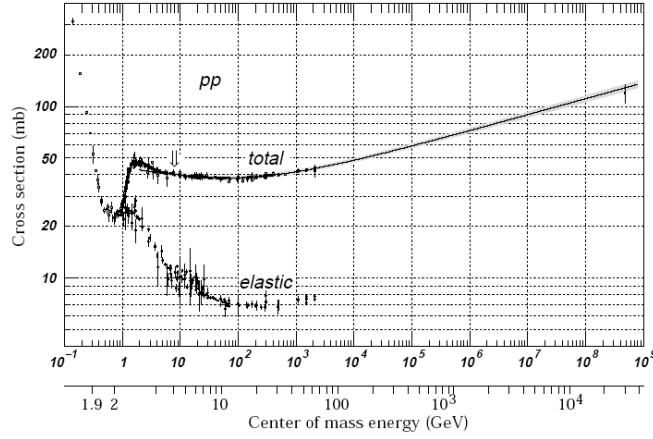


Figura 2.6: Andamento delle sezioni d'urto integrali

un intervallo di pseudorapidità non unico. Gli eventi a singola diffrazione sono infatti caratterizzati (vedi figura 2.7) da una distribuzione in cui la moltitudine di particelle prodotte coprono un intervallo di pseudorapidità tutto a destra o a sinistra del valore di pseudorapidità del protone finale che di fatto viene scatterato quasi elasticamente con un piccolo angolo rispetto al fascio. Quindi negli eventi NSD vi sono sia gli eventi inelastici non diffrattivi (che prendono il nome di *minimum bias event* anche se questa definizione non è univoca), sia gli eventi a doppia diffrazione in cui ogni protone scompare producendo una struttura tipo singola diffrazione: in questo caso si ritrova nello stato finale una distribuzione di particelle centrata intorno a 0° e 180° . Fanno parte dei *NSD* anche gli eventi a diffrazione centrale dove nello stato finale vi sono due protoni che viaggiano paralleli e opposti vicino al fascio ed una regione centrata sul valore nullo di pseudorapidità in cui vi è produzione di particelle. I valori di questi processi, alle energie dell'LHC sono stati preventivamente stimati su modelli teorici e simulazioni, per permettere una progettazione ottimale dei rivelatori atti a distinguere tali eventi. I risultati sono riportati sotto, espressi in mb. Ogni voce presenta due valori in quanto estrapolata con modelli diversi; questi risultati si trovano in [22].

essere assunta infinita rispetto al raggio tipico dell'interazione che si vuole studiare. Ossia, in termini quantistici, la funzione d'onda che giunge agli strumenti soddisferà ad una equazione di Shroedinger in cui il potenziale di interazione $V(r)$ è nullo. Più precisamente, è possibile distinguere tre zone dello spazio: la zona di scattering, la zona intermedia e la zona di radiazione; nella prima agisce il potenziale $V(r)$, nella seconda $V(r)$ è trascurabile, ma non si trascura invece il potenziale centrifugo. Nella regione di radiazione, la distanza dal centro dell'interazione è tale che la soluzione accettabile dell'equazione di Shroedinger è semplicemente un'onda sferica uscente dal centro dell'interazione. Tuttavia l'interazione che si svolge nelle regioni più interne modellerà la funzione d'onda della particella scatterata che evolverà nel tempo ed una volta nella regione intermedia sarà rappresentabile nella base delle autofunzioni le quali parti radiali soddisfano alla:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} u = Eu \quad (2.5)$$

Per le autofunzioni della 2.5 possono essere scelte le funzioni sferiche di Hankel che per il problema in questione vanno prese del primo ordine e saranno denotate con $h_{(l)}^1(kr)$. Queste funzioni per r molto maggiore della lunghezza d'onda della particella sono onde sferiche il cui numero d'onda è per tutte lo stesso, quindi avremo una funzione d'onda sviluppabile in termini di un'onda sferica uscente per un certo coefficiente che dipenderà dall'angolo θ (se il problema è a simmetria cilindrica come ipotizziamo). Tale funzione quindi non è altro che la somma delle armoniche sferiche pesate con i rispettivi coefficienti con cui si sviluppa in serie la ψ , ossia, più esplicitamente:

$$\psi(r, \theta) = A(e^{ikz} + \sum_l C_l h_l^{(1)}(kr) Y_l(\theta)) \quad (2.6)$$

Tutto questo serve a giustificare la *condizione di collegamento asintotica di Sommerfeld* che richiede che la funzione d'onda nella regione della misura sia del tipo:

$$\psi(r, \theta) = e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.7)$$

La prima parte della funzione rappresenta la particella incidente. Essa è aggiunta perchè vogliamo che *l'ampiezza di scattering* $f(\theta)$ riguardi solo l'onda scatterata; quindi come si apprezzerà nel paragrafo successivo $f(\theta)$ dovrà fare interferenza distruttiva nella regione ad angolo polare nullo con l'onda incidente, in modo da conservare la probabilità. Il modello riportato, come si vede dal coefficiente dell'onda sferica che è lo stesso di quella incidente deve rappresentare uno scattering elastico (di fatto a $r \rightarrow \infty$ la funzione d'onda scatterata soddisfa all'equazione di particella libera di impulso $\hbar k$). Tuttavia quanto trovato rimane valido per descrivere la parte elastica di un processo che può essere non completamente elastico. Quel che cambia è la normalizzazione che andrà fatta alla funzione d'onda scatterata, che non rappresenta più l'unico canale che descrive il processo.

Per valutare l'intensità (intesa come numero di particelle al secondo) misurata dal rivelatore, si deve calcolare la densità di corrente di probabilità e farne il flusso sulla superficie del detector. Questo perchè è la corrente di probabilità che da informazione sullo spostamento di densità di materia, che quindi attraverserà il rivelatore.

Per ottenere la sezione d'urto interessano solo le particelle che hanno interagito, e quindi solo la parte di soluzione dell'onda sferica; quindi deve essere valutato quanto è il rapporto tra il flusso uscente a un certo angolo a causa dell'onda sferica (corrente di probabilità), normalizzato al flusso di particelle incidenti (densità di corrente di probabilità). Calcoliamo la densità di corrente di probabilità come:

$$\mathbf{J} = -N \frac{i\hbar}{2m} (\Phi_s^* \nabla \Phi_s - \Phi_s \nabla \Phi_s^*)$$

Dove N è il fattore di normalizzazione comune. Si utilizza ora il gradiente in coordinate polari, e si prende la componente radiale di $\mathbf{J}$ che risulterà l'unica utile. Eseguendo il calcolo, e trascurando le potenze che si annullano più rapidamente per $r \mapsto \infty$ per la corrente dell'onda scatterata si ha:

$$J_r = \frac{N|f|^2 \hbar k}{mr^2}$$

volume fissato in cui si studia l'interazione, m massa ridotta). Il flusso scatterato in un angolo solido $d\Omega$ è quindi

$$\Phi_r = J_r r^2 d\Omega = \frac{N|f|^2 \hbar k}{m} d\Omega.$$

Mentre svolgendo i calcoli per l'onda piana incidente si troverebbe

$$J_r = N \frac{\hbar k}{m}$$

Notiamo che nel calcolare il flusso di questa quantità dobbiamo aggiungere il fattore moltiplicativo A, che rappresenti la parte di area in cui l'onda piana incide. Ma $\frac{\hbar k}{m}$ è classicamente uguale a v mentre il flusso di particelle incidenti è classicamente uguale a nv dove n è il numero particelle per unità di volume del fascio, quindi nel nostro caso dobbiamo mettere $n=N$. Dividendo Φ_r per J_r troviamo una quantità che ha le dimensioni di un'area, proporzionale alla probabilità che la particella sia emessa nell'angolo solido considerato che chiamiamo quindi $d\sigma$ quindi

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{elastica} = |f(\theta)|^2 \quad (2.8)$$

relazione già utilizzata nel paragrafo precedente.

2.3 Sviluppo in onde parziali e Teorema Ottico

A partire dal modello proposto nella sezione precedente, si può ricavare, continuando a sapere poco del potenziale, una relazione molto importante che va sotto il nome di Teorema Ottico. Riporto in questa sottosezione una delle dimostrazioni che conduce a tale relazione.

Si ipotizza che il potenziale sia a simmetria centrale e si annulli all'infinito. Si suppone inoltre che lo stato scatterato non dipenda dall'angolo azimutale. Ancora una volta quindi, la soluzione che viene cercata è del tipo:

$$\psi(r, \theta) = e^{ikz} + \frac{f(r, \theta)}{r} e^{ikr} \quad (2.9)$$

Quindi questi stati possono essere sviluppati in serie con armoniche sferiche a componente z del momento angolare nulla per quanto riguarda la parte angolare della funzione d'onda:

$$Y_{l0} = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} P_l(\cos\theta)$$

Si dimostra (ad esempio in [6]) che lo stato iniziale può essere sviluppato in serie nella regione intermedia per giungere ad un'espressione nota come *formula di Rayleigh*:

$$\psi_i(r, \theta) = e^{ikr\cos\theta} = \sum i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos\theta) \quad (2.10)$$

dove $j_l(kr)$ sono le funzioni sferiche di Bessel che hanno l'andamento asintotico ($kr \gg 1$):

$$j_l(kr) \approx \frac{\sin(kr - l\pi/2)}{kr} = \frac{e^{i(kr - l\pi/2)} - e^{-i(kr - l\pi/2)}}{2ikr}$$

Nella regione in cui il potenziale si annulla possiamo espandere la parte di soluzione radiale che abbiamo in quella regione di spazio dove è presente la sovrapposizione di onda incidente e dell'onda sferica scatterata. Per questo possiamo scrivere il generico sviluppo come:

$$u = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [j_l(kr) + \frac{1}{2} \alpha_l h_l^1(kr)] P_l(\cos(\theta)) \quad (2.11)$$

dove i coefficienti delle funzioni di Henkel sono stati riscritti in modo da ottenere successivamente una scrittura più compatta. L'andamento asintotico della espressione sopra riportata essendo $h_l^1(kr) \rightarrow (-i)^{l+1} e^{ikr}$ risulta :

$$u \approx \frac{1}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [(1 + \alpha_l) e^{ikr} - (-1)^l e^{-ikr}] P_l(\cos(\theta)) \quad (2.12)$$

Questa scrittura è significativa perchè tutta la funzione d'onda presente in tutto lo spazio e coinvolta nello scattering è scritta esplicitamente in termini di onda regressiva e progressiva. Ora, dato che ogni componente dello sviluppo soddisfa per il rispettivo valore di l , l'equazione di Shroedinger con quel autovalore del momento angolare, si impone su ogni termine della 2.12 l'equazione di conservazione per la densità di corrente $\mathbf{j} : \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$. Così facendo, immettendo per funzione d'onda una generica $\psi(r, \theta) = (Ae^{ikr} + Be^{-ikr})Y(\theta)$ (con Y reale) si troverebbe che la condizione necessaria risulta: $|A|^2 = |B|^2$ che nel nostro caso si traduce in: $|1 + \alpha_l|^2 = 1$ e quindi $\alpha_l = e^{2i\delta_l} - 1$, con δ_l reale. L'ampiezza di scattering che si ricava da :

$$u - e^{-ikz} = u_s = \frac{f(\theta)e^{ikr}}{r} \quad (2.13)$$

è data per confronto con la 2.12 da:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos(\theta)) \quad (2.14)$$

La presenza di un potenziale porta quindi alla modifica delle onde sferiche uscenti rispetto alla configurazione di onda piana aggiungendo un fattore di fase a moltiplicare ogni componenete della serie 2.10 oltre che ad uno sfasamento della funzione di Bessel asintotica. Nel caso di fenomeni non

elastici il fattore di fase δ_l può essere complesso e quindi viene riscritto come $\eta_l e^{2i\delta_l}$ dove adesso tutti i termini sono reali e η_l è appunto minore di 1 per far sì che lo scattering elastico non sia l'unico canale presente. Infatti nel caso $\eta_l < 1$ il flusso di questa soluzione sarebbe minore di quello entrante. Quindi riscriviamo la soluzione asintotica elastica come:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum (2l+1)(\eta_l e^{2i\delta_l} - 1)P_l(\cos\theta) \quad (2.15)$$

Il modulo quadro di tale espressione è la sezione d'urto differenziale elastica che se integrata in $d\Omega$ conduce all'espressione:

$$\sigma_{el} = \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1)|\eta_l e^{2i\delta_l} - 1|^2 \quad (2.16)$$

Se $\eta_l < 1$ vuol dire che la sezione d'urto di reazione è non nulla (con questo termine è indicata la probabilità che la reazione avvenga in modo non elastico), e si determina dalla differenza tra il flusso dell'onda entrante meno il flusso dell'onda uscente che sono i due termini che compongono la funzione d'onda totale $u(r, \theta)$ nella 2.12. Quindi deve essere, per conservare il flusso:

$$\sigma_r = \frac{1}{F} \int r^2 (|J_{in}|^2 - |J_{out}|^2) d\Omega = \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1)(1 - \eta_l^2)$$

In cui F è la densità di corrente di probabilità entrante mentre J_{in} e J_{out} sono le densità di correnti delle onde sferiche entranti ed uscenti che si avrebbero nel caso di validità della 2.15. L'integrale 2.16 valuta quanta corrente non ritroviamo nella regione esterna perchè assorbita nei processi inelastici. Questo valore di mancata corrente va diviso per il flusso entrante per definizione di sezione d'urto data nel capitolo 2.2. La sezione d'urto totale quindi risulta essere:

$$\sigma_{tot} = \sigma_r + \sigma_{el} = \frac{2\pi}{k^2} \sum (2l+1)(1 - \eta_l \cos(2\delta_l)) \quad (2.17)$$

L'espressione 2.17 risulta simile alla parte immaginaria dell'ampiezza di scattering elastico per $\theta = 0$:

$$Im(f(0)) = \frac{1}{2k} \sum (2l+1)(1 - \eta_l \cos(2\delta_l))$$

Confrontando le due espressioni, ricaviamo il **teorema ottico**:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k} Im(f(0)) \quad (2.18)$$

2.4 Approssimazione di Born e analogia ottica

Un'altro metodo utile per affrontare la schematizzazione dello scattering elastico è quello che fa uso dell'equazione integrale, proposta in questo paragrafo. Dato l'operatore:

$$\nabla_r^2 + k^2$$

(essendo sempre $k = \sqrt{2mE/\hbar}$ proporzionale all'impulso non relativistico della particella) si vuole risolvere per g l'equazione

$$(\nabla_r^2 + k^2)g(\mathbf{r}) = \delta^3(\mathbf{r}) \quad (2.19)$$

La funzione $g(\mathbf{r})$ così ricavata prende il nome di funzione di Green per la particella libera. Tale funzione risulta soddisfare l'equazione integrale:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \frac{2m}{\hbar^2} \int g(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0) V(\mathbf{r}_0) \Psi(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 \quad (2.20)$$

E l'integrale a secondo membro così trovato ($\Psi(\mathbf{r})$, appunto) è soluzione dell'equazione di Shroedinger:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V\psi = E\psi$$

La soluzione della 2.19 risulta essere:

$$g(\mathbf{r}) = -\frac{e^{ikr}}{4\pi r} + G_0(\mathbf{r})$$

Dove $G_0(\mathbf{r})$ risolve l'equazione $(\nabla_r^2 + k^2)G_0(\mathbf{r}) = 0$. Riscriviamo quindi l'equazione 2.20 come:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \psi_0(\mathbf{r}) - \frac{m}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} V(\mathbf{r}_0) \Psi(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 \quad (2.21)$$

Dove si è aggiunto come lecito la soluzione dell'equazione di Shroedinger a potenziale nullo $\psi_0(\mathbf{r})$. Per $r \gg r_0$ si può fare l'approssimazione:

$$\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} \cong \frac{e^{ikr}}{r} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0} \quad (2.22)$$

con $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{r}}$ che punta nella direzione dello scattering, per cui:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \psi_0(\mathbf{r}) - \frac{m}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{ikr}}{r} \int e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0} V(\mathbf{r}_0) \Psi(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 \quad (2.23)$$

Se identifichiamo $\psi_0(\mathbf{r})$ come l'onda incidente Ae^{ikz} ci riconduciamo alla forma 2.9 dove però ancora $f(\theta)$ non è posta in forma esplicita in quanto all'interno dell'integrale compare la soluzione Ψ . L'approssimazione di Born interviene quando si assume di poter sostituire Ψ all'interno dell'integrale con l'onda incidente ψ_0 . Facendo questa approssimazione si assume che la funzione d'onda nella zona di azione del potenziale non venga molto modificata, così da poterla confondere con ψ_0 . Inserendo $\Psi(\mathbf{r}_0) \approx \psi_0(\mathbf{r}_0) = e^{ikz_0} = e^{i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}_0}$ con $(\mathbf{k}' = k\hat{z})$, si ottiene

$$f(\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_0} V(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0$$

in cui l'ampiezza di diffusione è la trasformata di Fourier del potenziale. Questo metodo potrebbe essere usato per investigare la forma del nucleo, intendendo il potenziale come una densità di materia, ma il metodo della trasformata di Fourier è tale che per piccoli angoli, l'andamento di dell'ampiezza di scattering sarebbe simile, per distribuzioni di massa diverse e quindi il metodo è poco spendibile a piccoli angoli. Inoltre vediamo come questo metodo non rispetti il teorema ottico, dato che porta ad una ampiezza di scattering reale.

Concentriamoci sull'onda scatterata: riscriviamola nella sua forma più esplicita :

$$\Psi_{scatt}(\mathbf{r}) \sim \int d^3r' [V(r') e^{ikz} \frac{e^{ikR}}{R}] \quad (2.24)$$

con z direzione di propagazione dell'onda incidente, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ dove $\mathbf{r}$ è la direzione di interesse e $\mathbf{r}'$ la variabile che spazza sulla regione dove è presente il potenziale. Il significato fisico è evidente: l'onda scatterata è la somma delle onde sferiche provenienti da ogni punto della zona di interazione.

Vediamo l'analogia con l'ottica: consideriamo un'onda piana e^{ikz} che incide su un disco opaco con coefficiente di assorbimento per l'ampiezza β dipendente solo dal raggio (vedi [4]). Si trova che il contributo alle componenti del campo provenienti dalla zona di scattering del disco è dato da:

$$E(R, \theta) = \frac{-ikE_0}{4\pi} \int (1 + \cos\theta) \frac{e^{ikR}}{R} (-\beta(b)) d\phi b db \quad (2.25)$$

dove θ è l'angolo con la normale al disco e $-\beta(b)$ il coefficiente di assorbimento per l'ampiezza (vale 1 nel caso di disco completamente assorbente). Ci interessa solo la luce diffratta dal disco e non la luce intorno, volendo poi collegarsi al caso di nostro interesse per l'onda scatterata. Per esportare al caso tridimensionale diciamo che il disco avrà un certo spessore e il coefficiente E_0 sarà modulato a seconda della profondità z a cui si considera l'onda sferica uscente. Interessandosi inoltre di piccoli angoli riscriviamo la 2.25 (tralasciando inutili costanti reali per questo scopo) come:

$$E \sim -ik \int \frac{e^{ikR}}{R} \beta(r') e^{ikz'} d^3 r' \quad (2.26)$$

dove viene specificata l'ampiezza dell'onda che si propaga nel mezzo in funzione della coordinata z' . Questa equazione è identica alla 2.24. Vediamo quindi se vogliamo estendere l'analogia luce-funzione d'onda il potenziale U deve essere complesso (del tipo $-i\beta(r)$).

Concludiamo il paragrafo facendo uso dei risultati trovati: l'analogia con il modello ottico suggerisce che nella approssimazione di Born si sostituisca al potenziale U la funzione di profilo del bersaglio $\beta(\mathbf{r}') = \Gamma(\mathbf{b})$ chiamata anche ampiezza di profilo. L'ampiezza di diffusione del modello ottico è quindi data da:

$$f(\mathbf{q}) \sim ik \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \Gamma(\mathbf{b}) d\mathbf{b} \quad (2.27)$$

(Si sarebbe ottenuto lo stesso integrale se avessimo modificato l'equazione 2.14 per $\gg 1$ passando ad un integrale e trattando il momento angolare come grandezza continua. Questo passaggio porta direttamente ai modelli iconali). Per disco completamente assorbente $\Gamma(\mathbf{b}) = 1$, usando le funzioni di Bessel per risolvere l'integrale troviamo

$$f(\mathbf{q}) = ikR^2 \frac{J_1(k\theta R)}{k\theta R} \quad (2.28)$$

con J_1 funzione di Bessel del primo ordine. Quindi notiamo:

- l'ampiezza di diffusione è puramente immaginaria. Questo conforta il fatto di avere α piccolo per piccoli angoli di diffusione dove vale questo modello ottico.
- la sezione d'urto differenziale elastica è una funzione oscillante come predetto dai risultati sperimentali del capitolo 2.1 con minimo per $\theta \sim \frac{3.84}{kR}$

- integrando l'espressione sopra la sezione d'urto elastica è pari a quella geometrica del disco:

$$\sigma_{el} = \pi R^2$$

- utilizzando il teorema ottico, e svolgendo il limite nel secondo punto si trova $\sigma_{tot} = 2\pi R^2$
- i risultati trovati sono lineari in β se supposto costante nel disco.

Se la funzione di profilo fosse Gaussiana $\Gamma(\mathbf{b}) = e^{-\frac{b^2}{R^2}}$

i risultati sarebbero convertendo i risultati nella variabile $|t|$:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{p_{cm}^2 R^4}{4\hbar^2} e^{-(R/\hbar c)^2 |t|/2} \quad (2.29)$$

mentre per la sezione d'urto totale ed elastica:

$$\sigma_{el} = \frac{\pi R^2}{2}, \sigma_{tot} = 2\pi R^2 \quad (2.30)$$

Con questa scelta teniamo conto dell'andamento esponenziale a piccoli $|t|$ che risulta dai dati sperimentali della sezione d'urto elastica differenziale, mentre un aumento dell'energia che corrisponde dai dati sperimentali della sezione sezione d'urto elastica ad un picco di diffrazione sempre più stretto, viene interpretato in modo figurativo come un aumento del raggio del disco. Lo stesso aumento della sezione d'urto totale ed elastica può essere interpretato in parte come aumento del raggio della particella, che dai teoremi asintotici, deve crescere come $\ln(s)$.

Per concludere, oltre aver trovato un modello semplice e qualitativo che rende conto di alcuni risultati, arricchiamo i termini in uso nello scattering elastico : per l'uso del modello ottico, lo scattering elastico a piccoli angoli da noi utilizzato viene comunemente chiamato scattering diffrattivo, anche se sarebbe più indicato il nome scattering elastico diffrattivo, per evitare errori di interpretazione e quindi qui specificherò sempre se si tratta di scattering elastico o inelastico. In questo modello la parte di flusso assorbito dal disco va invece interamente nel canale inelastico, mentre la parte elastica è data dalla diffrazione. E' da dire [17] che un andamento che si accosta meglio ai dati sperimentali è quello di considerare che l'opacità non sia una costante (il che porterebbe a $\sigma_{el}/\sigma_{tot} = 0.5$) ma che possa variare con $\sqrt{s}$, che porterebbe a dipendenze funzionali dall'opacità diverse per σ_{el} e σ_{tot} .

2.5 Calcolo della luminosità e di σ_{tot}

In questo paragrafo presentiamo il metodo di misura per la sezione d'urto e per la luminosità. Tali grandezze vengono ricavate facendo uso del teorema ottico, riportato precedentemente; le espressioni di σ_{tot} e della luminosità che si troveranno sono quelle effettivamente utilizzate dall'esperimento Totem per la misura di tali grandezze. La sezione d'urto totale è legata alla luminosità totale della macchina ed alle frequenze di collisione elastica e inelastica dalla relazione:

$$\sigma_{tot} = \frac{N_{el} + N_{inel}}{L} \quad (2.31)$$

Dato che

$$N_{el} = L\sigma_{el} \Rightarrow \frac{dN_{el}}{dt} = L \frac{d\sigma_{el}}{dt}$$

e dato che dal paragrafo 2.1 sappiamo che vale

$$\left(\frac{d\sigma_{el}}{dt}\right)_{t=0} = \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi}[1 + \rho^2] \quad (2.32)$$

ricaviamo

$$\left(\frac{dN_{el}}{dt}\right)_{t=0} = L \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi}[1 + \rho^2]$$

Allora

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

Ricaviamo L da quest'ultima e sostituiamo nella prima, abbiamo:

$$\sigma_{tot} = \frac{16\pi}{1 + \rho^2} \left(\frac{dN_{el}}{dt}\right)_{t=0} \frac{1}{N_{el} + N_{inel}} \quad (2.33)$$

Quindi tramite 2.31 e 2.33 si ricava anche il valore della luminosità:

$$L = \frac{(N_{el} + N_{inel})^2}{16\pi \left(\frac{dN_{el}}{dt}\right)_{t=0}} (1 + \rho^2) \quad (2.34)$$

Si nota che in queste espressioni compare il valore di ρ . Dalle espressioni 2.33 e 2.31 vediamo che la realizzazione di questo metodo è legata alla capacità di misurare la sezione d'urto su tutto l'angolo solido (dato che compare il termine $(N_{el} + N_{inel})^2$) e presuppone la conoscenza del fattore ρ . Questo viene ricavato da un fit dei punti sperimentali della sezione d'urto elastica nella regione di interferenza tra la sezione d'urto elastica nucleare e quella Coulombiana. Visto che nell'espressione della sezione d'urto elastica compare ρ come parametro libero, il suo valore si trova da tale fit. Vediamo comunque che l'incertezza su ρ non si ripercuote in modo pesante sulle formule sopra dato che per l' LHC tale valore è piccolo rispetto a 1, quindi l'incertezza di $1 + \rho^2$ uguale a $2\rho d\rho$ non rimane condizionata da una misura poco precisa di ρ . Per il caso LHC, essendo nota la sezione d'urto Coulombiana, di fatto si fa un fit a valori di t nella zona di interferenza per ricavare simultaneamente l'estrapolazione della sezione d'urto elastica in avanti, la slope nucleare e ρ . Il valore predetto a LHC è $\rho = 0.12 \pm 0.02$.

Capitolo 3

L'Esperimento Totem

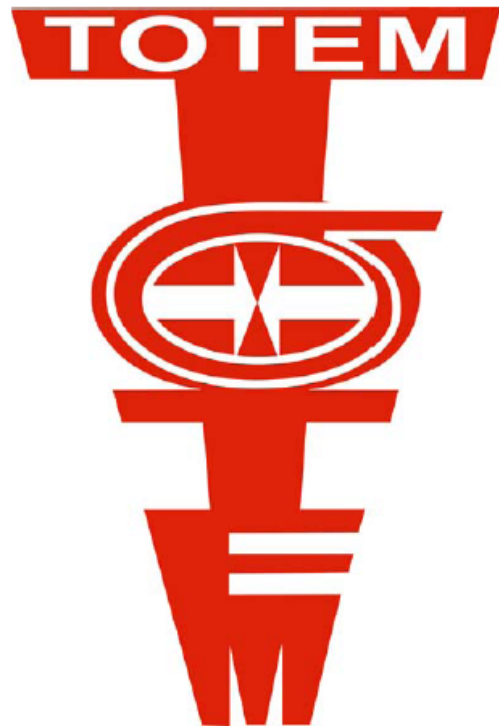
L'esperimento TOTEM (TOTal and Elastic Measurement) misurerà la sezione d'urto totale protone-protone misurando separatamente lo scattering elastico e lo scattering inelastico al Large Hadron Collider, il nuovo acceleratore in costruzione al CERN. L'esperimento TOTEM è stato proposto nel 1997 e sarà in parte implementato come esperimento ospite all'interno del CMS (Compact Muon Solenoid). E' situato nel punto di intersezione IR5 del LHC e il suo apparato sperimentale fa uso di due tipi di telescopi (T1,T2) adibiti alla misura dei processi inelastici mentre i processi elastici sono misurati con rivelatori al silicio posti in pozzetti che si possono avvicinare al fascio (Roman Pots).

Oltre al proprio programma riguardante lo studio della sezione d'urto, il gruppo di TOTEM sta avviando un programma di collaborazione con l'esperimento CMS per l'analisi congiunta dei dati per il programma di Fisica diffrattiva.

3.1 Fisica di Totem

L'esperimento Totem si propone di misurare :

- la sezione d'urto totale pp con un errore assoluto di 1 mb usando il metodo indipendente dalla



luminosità.

Per far questo, sarà necessaria la misura della sezione d'urto elastica a valori di $|t|$ al di sotto di $10^{-3}(\frac{GeV}{c})^2$ e del rate inelastico con un'estesa accettazione dell'apparato nella regione a piccoli angoli (regione in avanti o forward region). Infatti le misure oggi presenti della sezione d'urto pp permettono solo una l'estrapolazione al valore di energia che sarà fornito nella collisione all'LHC con un'incertezza del 15% circa, per una stima che va da 105 a 117 mb. Questo è quanto illustrato nella figura 3.1. La misura accurata fornita da Totem permetterà di discernere tra i vari modelli che predicono il valore della sezione d'urto a queste energie.

- misura della sezione d'urto elastica per valori di $|t|$ fino a $10(\frac{GeV}{c})^2$.
- misure sulla dissociazione diffrattiva ($p + p \rightarrow p + X$, $p + p \rightarrow Y, p + p \rightarrow p + X + p$)

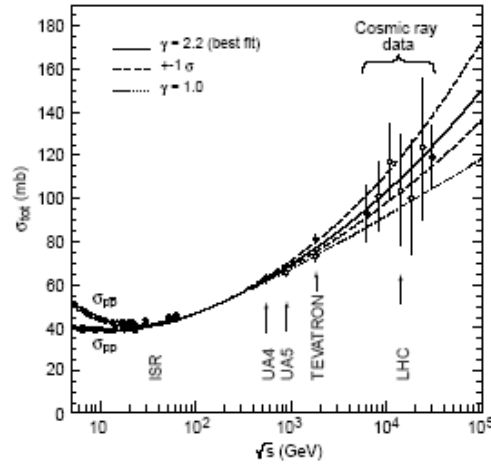


Figura 3.1: Sezione d'urto totale pp in funzione dell'energia

La sezione d'urto totale e la luminosità vengono ricavate indirettamente a partire dalle misure di:

- N_{el} misurata dai rivelatori inseriti nelle Roman Pots.
- N_{inel} misurata con le Roman Pots ed i telescopi T1 e T2.
- $\frac{dN_{el}}{dt}$ per piccoli t : questa misura è compiuta dai rivelatori nelle Roman Pots (RP) che devono avvicinarsi il più possibile al fascio per permettere di ricavare il conteggio di protoni diffusi elasticamente a piccoli angoli. Più il valore misurato di t è piccolo e minore sarà l'errore su $(\frac{dN_{el}}{dt})_{t=0}$, ottenuto dall'estrapolazione a $t = 0$ della distribuzione $\frac{dN_{el}}{dt}$ (punto ottico). Per questo motivo l'esperimento deve rivelare particelle diffuse elasticamente ad angoli piccoli, fino a 14μ rad.

Con gli stessi dati necessari alla misura di σ_{tot} , Totem potrà anche provvedere ad una calibrazione della luminosità dell'acceleratore. Per il trigger elastico si sfrutta la proprietà di collinearità delle particelle rivelate sui due lati dal punto di interazione. La condizione elementare che definisce il trigger elastico è infatti:

$$\text{Trigger elastico} = (\text{Left arm RP}) \cdot (\text{Right arm RP}) \cdot (\overline{\text{T1 or T2}})$$

nella quale la parte negata è necessaria per eliminare gli eventi inelastici. La stazione Roman Pot genera un trigger se per ognuno dei 4 piani di trigger del detector si verifica che non vi sono più di tre eventi che simultaneamente colpiscono un singolo piano ; inoltre dovrà risultare presente un segnale in almeno due dei quattro piani su strip adiacenti tra un piano e l'altro.

Le stazioni RP sono inoltre utilizzate nella misura di eventi a diffrazione singola. Esse dovranno individuare il protone emesso quasi parallelamente al fascio mentre le particelle diffratte sono misurate principalmente dal telescopio T2. Il telescopio T1 è invece utilizzato principalmente per il trigger della diffrazione centrale e doppia. I trigger diffrattivi possono essere così schematizzati:

- Central diffraction:

$$(\text{Left RP}) \cdot (\text{Right RP}) \cdot (\text{Left T1 or T2}) \cdot (\text{Right T1 or T2})$$

in cui, per le proprietà di questi eventi, non è richiesta la collinearità dei protoni.

- Single diffraction:

$$(\text{Left RP}) \cdot \overline{(\text{Right RP})} \cdot \overline{(\text{Left T1 or T2})} \cdot (\text{Right T1 or T2}) + \text{vice versa}$$

Grazie alla misura di σ_{tot} , Totem può fornire il valore della luminosità stessa. Questo metodo non risulta l'unico possibile ma è quello che fornisce una misura più precisa: infatti la misura della luminosità con le caratteristiche del collider non è felice a causa delle incertezze sulla geometria del fascio (vedi appendice B). Anche il metodo di Van der Meer, felicemente riuscito all'ISR non è ben adattabile ad un collider in cui i fasci non sono continui ma a grappoli.

Per ricavare la luminosità dalla misura della sezione d'urto totale è necessario accumulare la statistica necessaria e richiederà l'uso di LHC per pochi giorni a bassa luminosità ($10^{-28} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) ed elevata ampiezza di betatrone ($\beta^* \sim 1500 \text{ m}$) nel punto di interazione (vedi appendice B). Per la misura a grandi t è necessario far funzionare il collider per pochi giorni a piccoli valori di β^* ed a luminosità più alta. In questo modo, aumenta la probabilità di far avvenire la reazione elastica in quanto la sezione d'urto diminuisce sensibilmente all'aumentare di $|t|$, ossia dell'angolo. La statistica necessaria si ottiene in tempi non troppo lunghi. I trigger inelastici richiedono la ricostruzione in linea del vertice di interazione (ma solo per una parte delle tracce rivelate nell'evento) per distinguere tra eventi di collisione fascio-fascio e fascio-gas residuo, essendo quest'ultimi da scartare.

3.2 Apparato Sperimentale

L'interazione inelastica pp viene misurata dai telescopi T1, posto in una regione tra 7.5 e 10.5 m dal punto di interazione, e T2 che è posto a 13.5 m dal punto di interazione e risulta esterno al *Hadron Forward Calorimeter* di CMS. La configurazione è simmetrica per il lato opposto (figure 3.2 e 3.3).

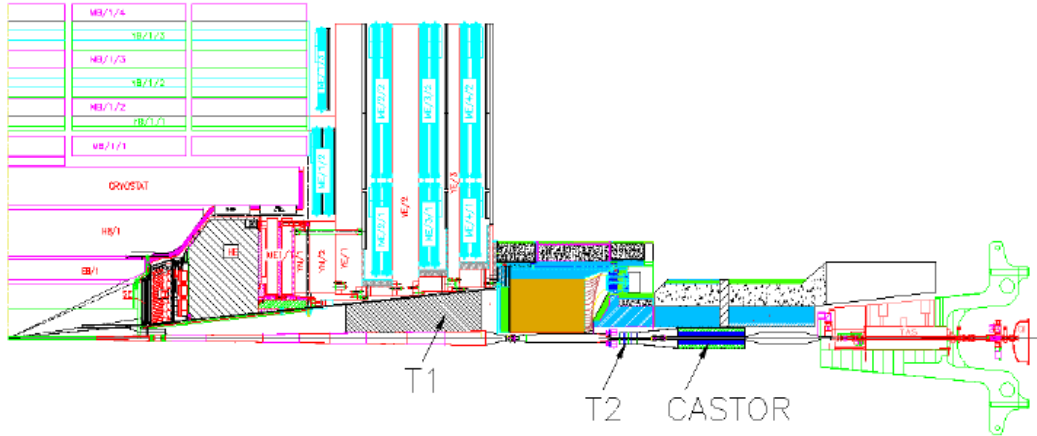


Figura 3.2: Schema apparato TOTEM

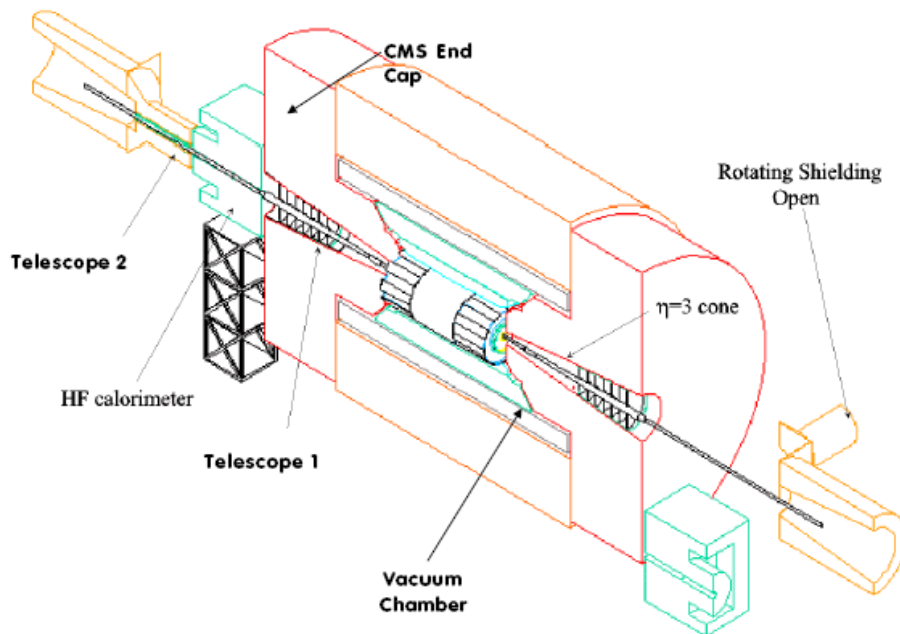


Figura 3.3: TOTEM e CMS

I due telescopi T1,T2 estendono la capacità di trigger e di tracciatura di CMS ad un intervallo

di pseudorapidità $3 < |\eta| < 6.8$ corrispondente a $0.002 < \theta < 0.1$ rad. In questa configurazione ci si aspetta una perdita di eventi inelastici minore del 5%.

Le misure riguardanti la parte elastica del processo vengono invece affidate a rivelatori a silicio presenti nei Roman Pots. Ogni Roman Pot contiene 10 detector, 4 per funzioni di trigger e 6 per misure di posizione. Per la misura si utilizzano tre stazioni per lato. I Roman Pots vengono utilizzati sia per funzioni di trigger che di ricostruzione della traiettoria e la loro disposizione è mostrata in figura 3.4. Tali stazioni, dovendo avvicinarsi il più possibile al fascio, devono essere tali da avere un bordo minimo in cui il detector non è sensibile a radiazione.

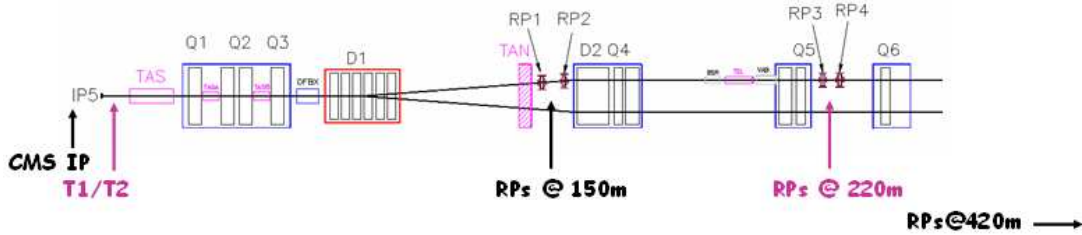


Figura 3.4: Schema rivelatori elastici TOTEM

La misura di $\frac{d\sigma_{el}}{dt}$ per $t < 10^{-3}\text{GeV}/c^2$ è affidata alle stazioni RP1 e RP2 mostrate in figura 3.4 e la distanza tra queste stazioni è tale da permettere misure accurate di piccoli angoli. Grazie alla presenza del magnete D2 si ha uno spettrometro magnetico per la misura del momento della particella diffusa con una risoluzione dell'ordine dello 0.1%. In questo modo, le stazioni Roman Pots riescono a rivelare gli eventi di singola diffrazione e scambio di doppio pomerone, sia dalla distribuzione degli eventi con i gap in rapidità caratteristici di questi processi, che misurando l'impulso perso dal protone diffratto, direttamente legato alla massa prodotta nell'evento.

Il telescopio T1 consiste in cinque rivelatori di camere a fili (Cathode Strip Chambers) spaziate della stessa distanza (75 cm) su 3 m. Questo rivelatore permette la ricostruzione del vertice di interazione sul piano trasversale di IP5 con una precisione di 1 mm, sufficiente per discriminare gli eventi di collisione tra protoni rispetto a quelli tra protoni e gas residuo interno all'acceleratore.

Il telescopio T2, estende la capacità di rivelazione di eventi inelastici, per valori di rapidità maggiori, ad angoli dominati dalla parte diffrattiva dell'interazione inelastica. È formato da camere a GEM (vedi paragrafo 4). Il funzionamento simultaneo di Totem e CMS permetterà la rivelazione di eventi inelastici di un angolo solido di quasi 4π corrispondente a un intervallo di pseudorapidità di ± 7 .

Il 15% degli eventi che contribuiscono alla sezione d'urto totale misurata all'LHC sono di tipo elastico. L'esperimento prevede per la misura di $\frac{d\sigma}{dt}$ l'accettanza ad un angolo di scattering del protone di almeno $14 \mu\text{rad}$. Per poter rivelare angoli così piccoli, occorrono delle configurazioni speciali di running (appendice B) : si ottiene una divergenza del fascio minore di $1 \mu\text{rad}$ se si riduce l'emittanza del fascio e si incrementa β^* fino a valori compresi tra 1 e 3 km. Aumentando β^* però

si aumenta anche la dimensione trasversa del fascio di 0.5 mm. Per questo, si deve ridurre il numero di pacchetti ovvero portare la luminosità a $10^{-28}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Prendendo in considerazione i parametri ottici dell'acceleratore, le stazioni Roman Pots vengono installate simmetricamente nei punti dove la posizione del protone diffuso non dipende dalla sua posizione nel fascio al punto di interazione ($\Delta\mu = \frac{\pi}{2}$). Tuttavia l'incertezza finale che si avrà sullo scattering elastico a piccoli angoli è dello 0,5% la metà del quale dovuta all'errore di estrapolazione al punto ottico.

3.3 Telescopio T2

Come già accennato, la misura della sezione d'urto totale con il metodo indipendente dalla luminosità porta a dover valutare la quantità:

$$N_{el} + N_{inel} = L\sigma_{tot}$$

I rivelatori per la misura della frequenza inelastica devono coprire efficacemente l'intero angolo solido e la frazione di particelle mancate deve essere valutata in modo preciso per essere inclusa nella sezione d'urto totale. Dovranno essere quindi valutate efficienza ed accettazione geometrica dei due telescopi. Si richiede che siano capaci di ricostruire la posizione del vertice dell'evento per discriminare eventi dovuti alla collisione dei fasci rispetto agli eventi di fondo come quelli generati dalle interazioni con il gas residuo. La configurazione simmetrica dell'esperimento rispetto al punto di interazione, consente un migliore controllo sugli errori sistematici. Inoltre, la massa ed i materiali utilizzati devono essere tali da non aumentare la lunghezza di interazione, ossia uno schermaggio per altri detectors.

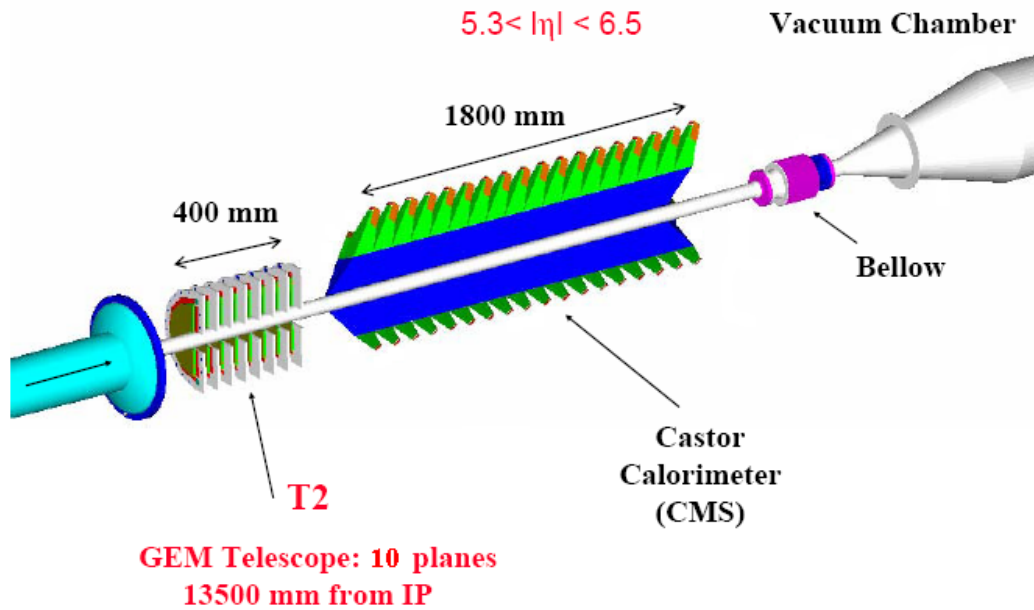


Figura 3.5: Rivelatore inelastico T2 TOTEM

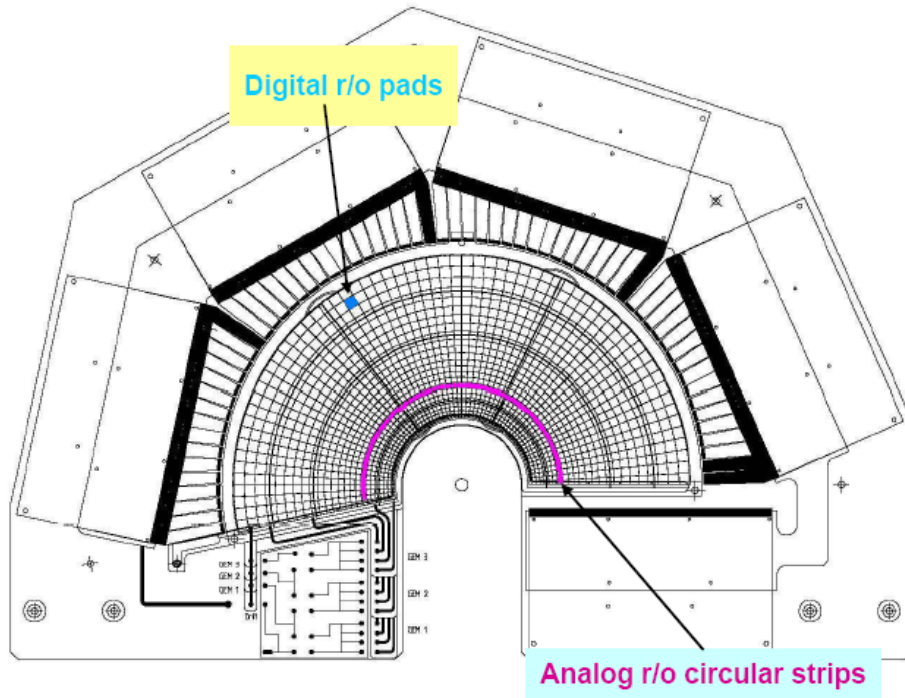


Figura 3.6: Struttura della scheda di lettura di uno dei 10 piani che compongono il T2

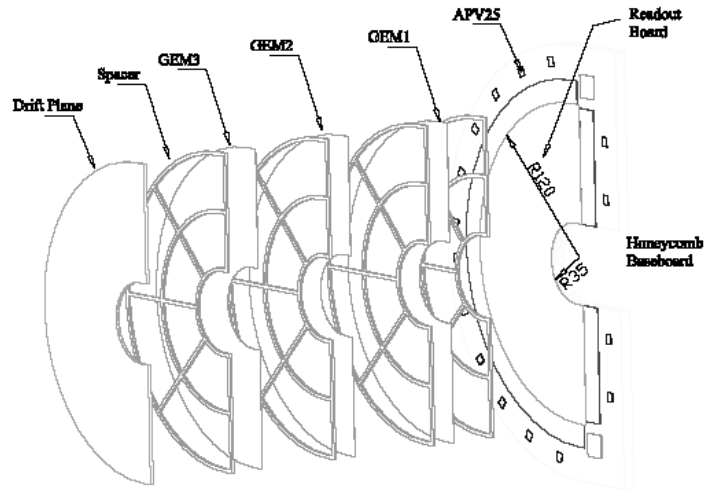


Figura 3.7: Dettaglio del detector a GEM per il T2

In figura 3.5 è mostrata la struttura del telescopio T2: esso è costituito da 10 piani di rivelatori a GEM ognuno dei quali presenta la zona attiva che copre un angolo azimutale di 2π . Ciascuno di questi è in realtà formato da due detectors aventi una zona attiva di 192° del tipo riportato in figura 3.7, che possono essere sovrapposti per costituire una zona attiva circolare senza produrre zone insensibili. Una particella che attraversa il rivelatore ionizza il gas presente all'interno, il segnale viene amplificato da

tre piani di GEM che assicurano un guadagno superiore a 10^4 e viene infine acquisito dalla scheda di lettura. La figura 3.6 mostra il disegno della scheda di lettura. Il segnale è amplificato dal chip APV25 equipaggiato per resistere a eventuali scariche possibili nella regione delle GEM. La carica amplificata sarà raccolta da una scheda di lettura costruita su tre strati, uno dei quali è costituito da una matrice di 1536 pads (vedi figura) ad uso di trigger. Per migliorare la risoluzione della coordinata radiale la scheda presenterà anche 256 anelli concentrici larghi $80 \mu m$ e distanti $400 \mu m$. Le caratteristiche del telescopio sono riassunte in tavola 3.1.

Numero di piani per telescopio	10
Numero di rivelatori per piano	3
Spazio di deriva	3 mm
Distanza tra GEM	2 mm
Spazio di induzione	2 mm
Total gas gap	10 mm
Spessore del rivelatore	25 mm
Raggio interno dell'area sensibile	42 mm
Raggio esterno	145 mm
Strips per rivelatore	$256 \times 2 = 512$
Pads per rivelatore	$64(\phi) \times 24(\eta) = 1536$

Tabella 3.1: Parametri caratteristici del rivelatore T2

In seguito, sono riportate misure delle capacità tra pads e strips della scheda di lettura per l'esperimento Totem. Da esse si può dedurre la presenza di imperfezioni che porterebbero a distorsioni nel segnale della carica rilasciata, degradando la misura di posizione della particella al di sotto della risoluzione nominale del rivelatore.

Ad esempio, un problema riscontrato nei controlli di qualità è dato dal disallineamento tra i piani di cui la scheda di lettura è costituita (figure 3.3) . In particolare si nota come la distribuzione delle capacità delle singole strips è discriminante per riconoscere la accuratezza nell'allineamento dei due piani diversi in cui esse sono tracciate.

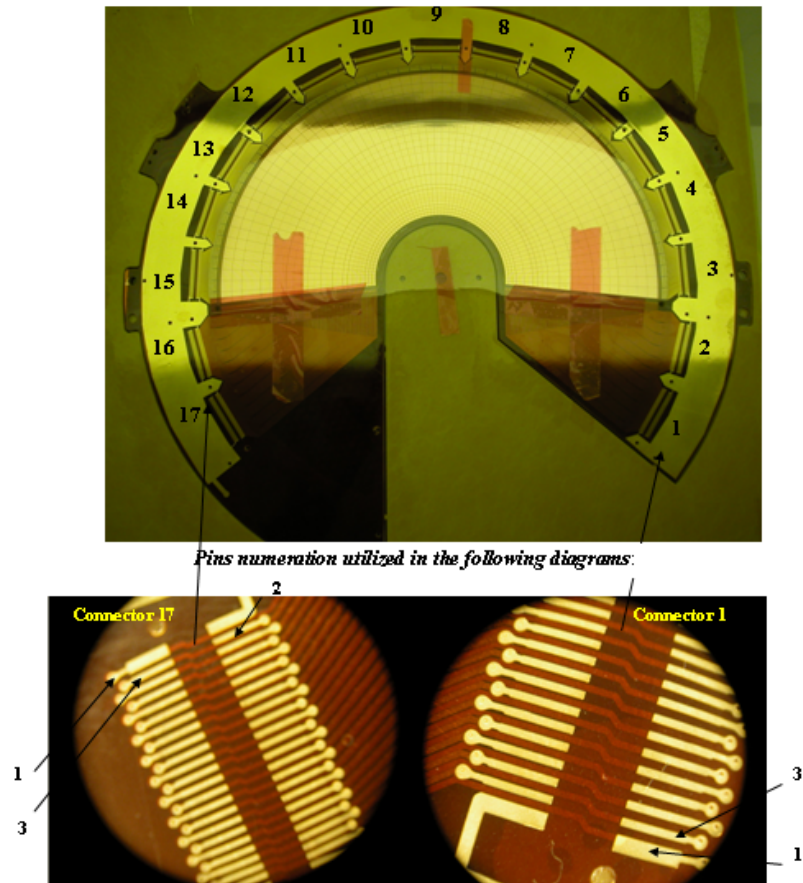


Figura 3.8: In alto: immagine del prototipo di scheda di lettura per il telescopio T2; l'immagine inferiore è invece un ingrandimento al telescopio dei connettori sui quali veniva fatta la misura di capacità

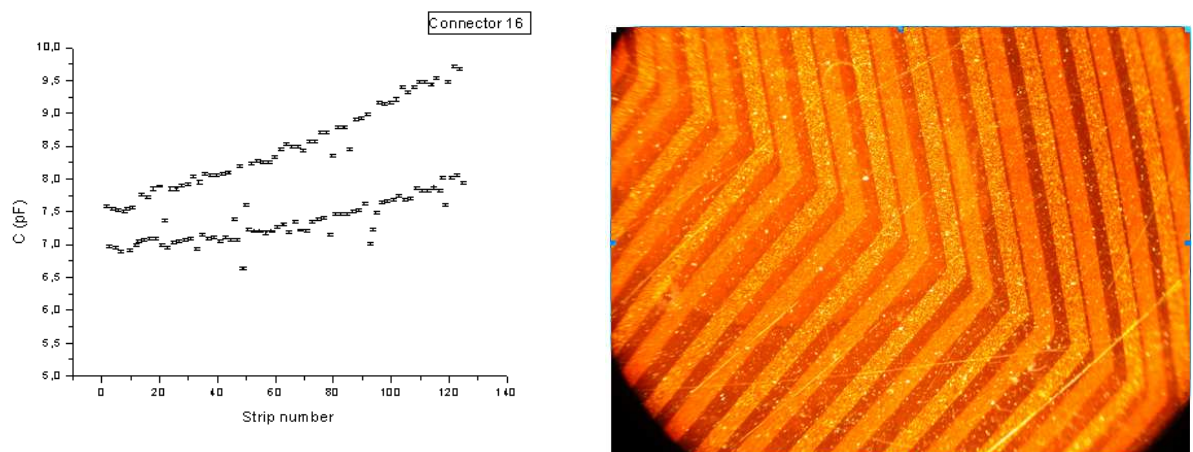


Figura 3.9: Disallineamento dei due piani sovrapposti in cui sono stampate le strisce anulari e fotografati al microscopio.

Infatti la figura 3.3 mostra la diversa separazione delle coppie di strisce che collegano gli anelli radiali ai connettori. Tuttavia, tale errore di produzione delle schede di lettura può essere già evitato

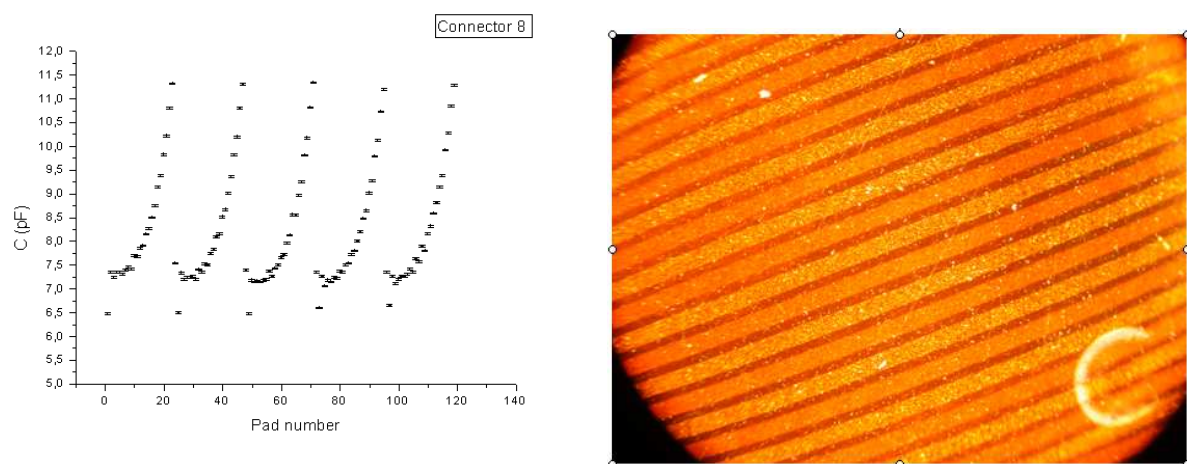


Figura 3.10: Misure di capacità per le pads (a sinistra) e foto di un buon allineamento da confrontare con figura 3.3 (a destra).

con gli attuali metodi di costruzione.

Capitolo 4

Gas Electron Multiplier

Il dispositivo GEM è stato introdotto nel 1997 da Sauli [8] e consiste in un piano di materiale polimero di dimensioni tipiche di $50\ \mu\text{m}$ ricoperto da un sottile strato di rame. Il piano viene lavorato in modo da ottenere un'alta densità di fori tipicamente di diametro $70 - 80\ \mu\text{m}$ e distanti $130 - 140\ \mu\text{m}$ disposti a formare una struttura regolare, ad esempio esagonale o quadrata. Tale dispositivo funziona da amplificatore degli elettroni prodotti dalla ionizzazione all'interno di un rivelatore a gas. Applicando un'opportuna differenza di potenziale ai due piani di rame che delimitano la Gem, vengono creati all'interno dei canali dei campi elettrici molto forti, che permettono un'accelerazione delle cariche di prima ionizzazione, con il risultato di una moltiplicazione a valanga e quindi di un'amplificazione del segnale. Come confermano i molti esperimenti in cui già si fa uso della GEM, essa può essere impiegata sia come struttura di supporto per rivelatori come i MSGC [23] migliorandone le prestazioni e la robustezza, oppure può essere utilizzata con l'aggiunta di una scheda di lettura ed ottenendo già così un rivelatore. Un esempio di questa modalità di impiego è fornito dal T2, presentato nel secondo capitolo. L'utilizzo di una Gem permette anche diminuzione dell'Ion Feedback che risulta un fenomeno critico delle camere TPC [23].

Il punto di forza dei rivelatori a GEM sta nel fatto che essi permettono di dividere le due zone che caratterizzano ogni rivelatore a gas: la zona di ionizzazione da quella di lettura del segnale. In questo capitolo sarà presentato tale dispositivo e sono riportate le misure di caratterizzazione del funzionamento. Le misure riportate sono state in parte eseguite al CERN dove il candidato ha lavorato nel gruppo diretto dal prof. Sauli, ed altre sono riprese dalla letteratura già presente.

4.1 Produzione del foglio di Gem e parametri caratteristici

Il dispositivo può essere realizzato in diverse geometrie che caratterizzano sia il diametro dei fori sia la forma dei canali: in figura 4.1 è mostrata la configurazione gem *standard* o anche detta $140 - 70 - 50$, in cui i numeri si riferiscono alla configurazione geometrica.

Si costruiscono anche fogli gem a canali cilindrici e conici di svariate dimensioni (figura 4.2).

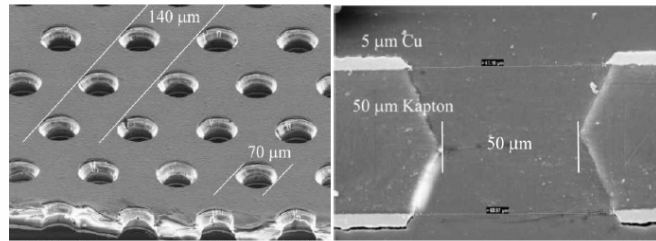


Figura 4.1: Standard gem: canale a doppio cono di diametri esterno: $70\mu\text{m}$ interno: $50\mu\text{m}$; distanza dei centri: $140\mu\text{m}$

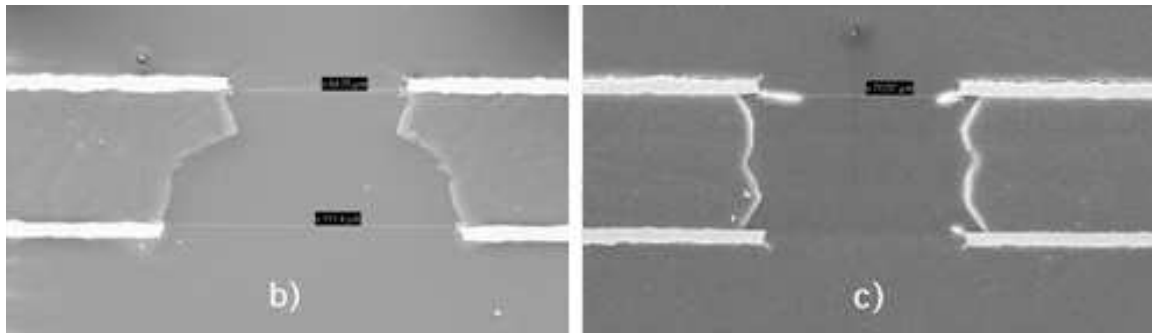


Figura 4.2: Configurazione gem conica (b) e cilindrica (c)

La geometria dei fogli non è il parametro principale da cui dipende il funzionamento della Gem ma influenza comunque la risposta del dispositivo. In particolare si verifica che la dipendenza dello Ion Feedback, in una configurazione a 3 gem, varia con la geometria del foglio centrale (vedi paragrafo 4.2). Il foglio Gem al CERN viene costruito con tecniche tipiche di produzione di circuiti stampati. Il ciclo di produzione di una GEM a doppio cono è riassunto nei seguenti punti (vedi anche figura 4.3):

- a) Il foglio di Kapton viene ricoperto dai piani di rame.
- b) Si ricopre il piano di materiale fotosensibile. Viene preparata e allineata la maschera a fori di diametro esterno desiderato (accuratezza di allineamento: $5\mu\text{m}$)
- c) Si espone il dispositivo alla luce ultravioletta, la maschera viene tolta ed il fotoresist esposto viene rimosso con Na_2CO_3
- d) il rame non coperto dal fotoresist viene successivamente rimosso con FeCl_3
- e) rimozione del materiale fotosensibile rimasto
- f) il rame serve ora da maschera: nell'ultima fase si dissolve il Kapton solo nella regione non protetta dal conduttore. Infine ai bordi dell'area sensibile si rimuove il rame con la stessa soluzione del punto d) ed altri bagni completano la pulitura della nuova Gem.

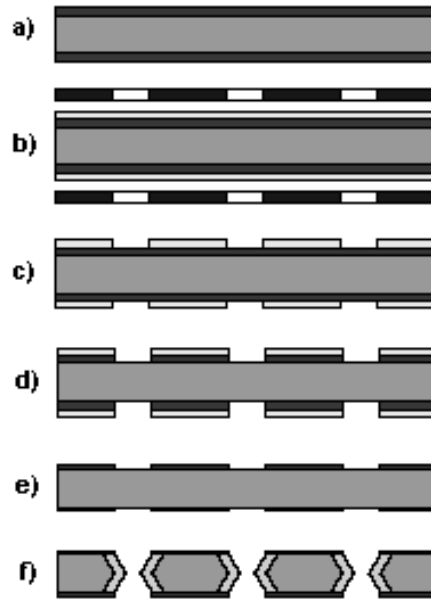


Figura 4.3: Produzione di una standard gem

Con questa procedura, si ottengono i fogli di gem grezzi, che possono essere ritagliati per svariate dimensioni, ad esempio il foglio quadrato di $10 \times 10 \text{ cm}^2$ utilizzato nei nostri esperimenti. Tuttavia la fase di lavorazione non è ancora finita, in quanto prima di installare la Gem in un rivelatore, questa deve essere immessa in una struttura rigida che ne faciliti l'utilizzo ed assicuri la maggiore planarità possibile. Il metodo utilizzato è descritto nei seguenti punti [12]:

- Il foglio grezzo (vedi fig. 4.1) viene temporaneamente fissato su una cornice di plexiglass, più grande dell'area attiva della gem.
- un'altra cornice viene allineata sulla faccia opposta del foglio di gem, e le due strutture di plexiglass vengono avvitate saldamente una all'altra in modo da esercitare una forte pressione sull'area inattiva del foglio.
- Tutto viene portato gradualmente ad una temperatura di circa 50 degC . Dato che il plexiglass ha un coefficiente di dilatazione maggiore del foglio di gem, la cornice tenderà la gem in modo uniforme.
- Sempre a caldo, viene posto uno strato di collante isolante nel bordo non attivo della gem, non coperto dal plexiglass, e in ambo i piani viene incollato un telaio in fiberglass. Si fa asciugare la colla sempre con l'uso di un forno.
- Viene tolta la cornice in Plexiglass, e rimane il telaio in fiberglass. Quando si raffredderà, il foglio di gem cercherà di ricontrarsi ma essendo fissata dall'ultimo frame, rimarrà in tensione

meccanica, e dopo aver ritagliato la parte inattiva fuori cornice, rimarrà una struttura rigida come in figura 4.1 pronta ad essere montata dentro un rivelatore.

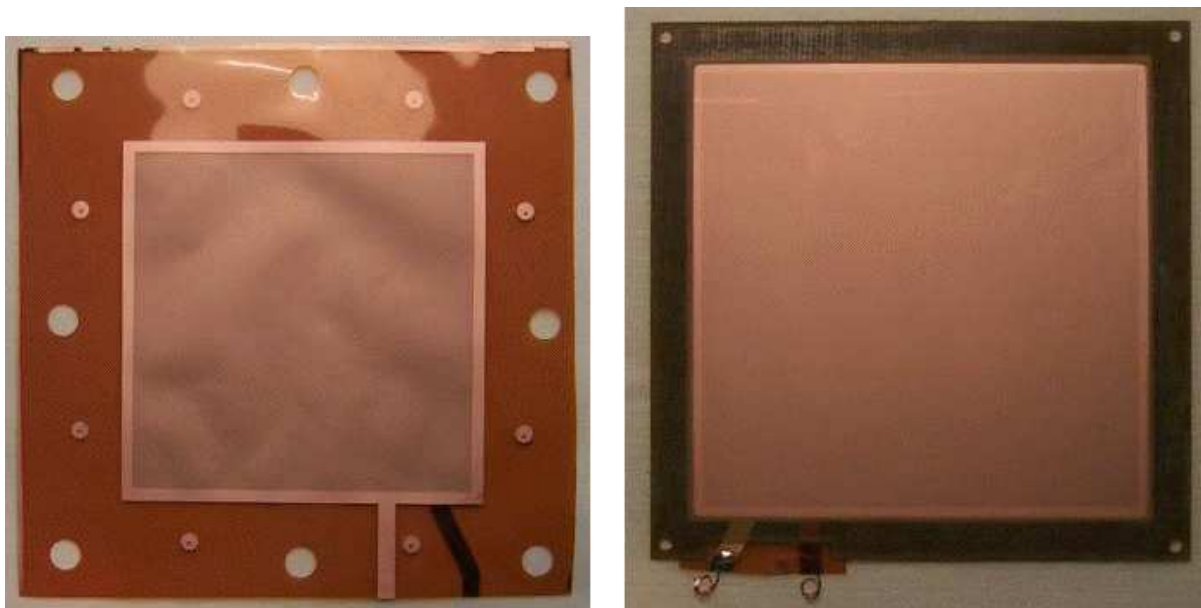


Figura 4.4: Sinistra: Foglio di Gem grezzo ; Destra: Gem utilizzabile

4.2 Caratterizzazione della GEM

4.2.1 Apparato Sperimentale

In questo paragrafo è illustrato l'apparato sperimentale utilizzato al CERN per le misure riportate in seguito. Il rivelatore contenente una o tre gem fogli di Gem (secondo la misura da eseguire) viene irradiato con raggi X che attraversano trasversalmente la regione attiva (figura 4.5).

Il tubo X irradia una superficie di 20 cm^2 . Le gem sono contenute in una struttura di materiale plastico in cui viene fatto circolare ArCO_2 nelle proporzioni 70-30. Questa struttura contiene all'interno un sostegno in cui, utilizzando separatori di teflon di vari spessori, possono essere sovrapposte anche più piani di gem (vedi figura 4.7), ciascuno avente un' area sensibile di $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Le configurazioni studiate sono:

- Singola Gem: distanza catodo-Gem: 7mm ; distanza Gem-anodo: 2mm
- Tripla Gem: distanza catodo-Gem₁: 7mm ; distanza tra GEM e anodo = 2mm

Importante ricordare che, prima di assemblare il rivelatore le Gem sono controllate singolarmente in *clean room*. Ogni foglio viene messo sotto tensione, e portato ad una ddp di 500 V. Durante la salita di tensione non si devono verificare scariche tra i piani della gem, cosa che si presenta come un

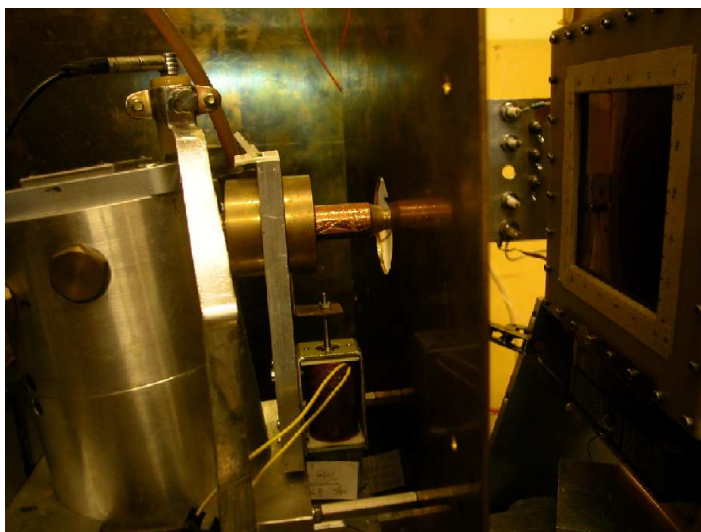


Figura 4.5: Apparato sperimentale: tubo a raggi X puntato sul rivelatore

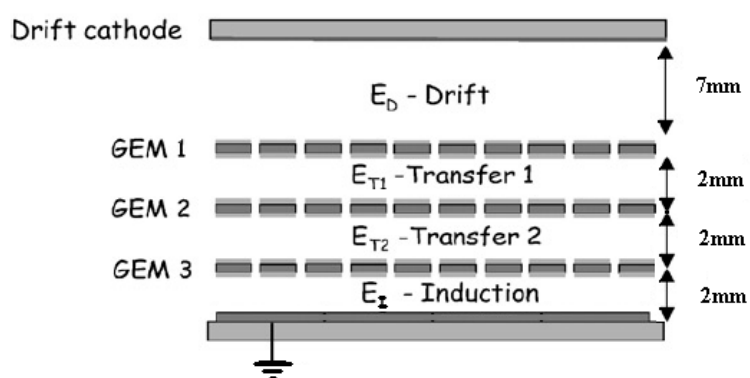


Figura 4.6: Schema del rivelatore a tre piani di gem da noi utilizzato.

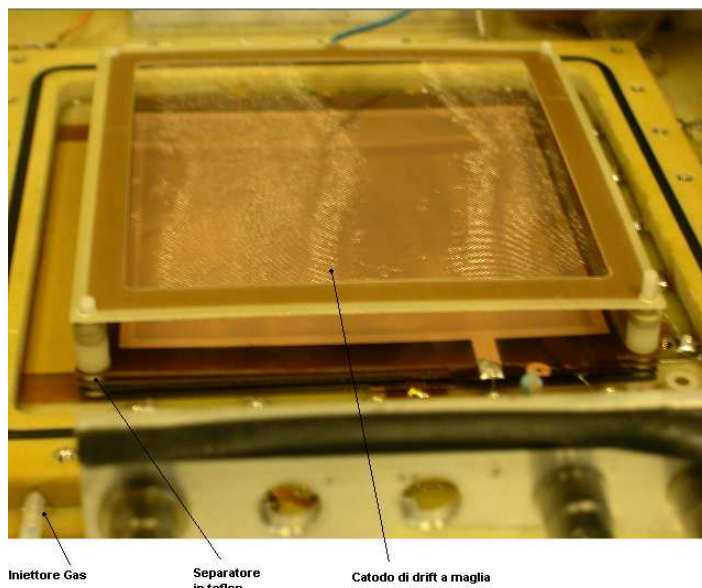


Figura 4.7: Struttura in teflon che permette la sovrapposizione di più fogli gem (3 in questo caso)

rapido abbassamento di tensione. Giunti ad una ddp di 500V, veniva tollerata una corrente tra i due piani di circa 3 nA.

Valori tipici per un controllo fatto su un rivelatore a tre Gem sono (ddp=500 V , T=21.5 degC , umidità= 52%):

- 3,03 nA (standard gem)
- 0,66 nA (90-50-30)
- 1,32 nA (standard gem)

Nelle misure, il gas utilizzato è stato $ArCO_2$ 70 – 30. L'Argon è usato per la sua proprietà di gas nobile ad alta affinità elettronica che non permette la ricattura di eventuali elettroni ionizzati dai raggi X mentre CO_2 è un gas tampone. Infatti nella emissione di un elettrone da parte di un atomo di Argon possono essere emessi fotoni di fluorescenza (dovuti alla ricaduta degli elettroni della shell più esterna sul livello ad energia più bassa lasciato libero). Questo processo dà origine all'emissione di fotoni che possono attraversare una distanza considerevole nel gas e ionizzare altri atomi in punti del rivelatore non interessati dal passaggio della particella da rivelare, facendo perdere informazione sulla posizione della ionizzazione. Il gas veniva irraggiato da raggi X da 9 KeV. Il processo che domina la ionizzazione del gas è l'effetto fotoelettrico che, per il gas e le energie dei fotoni utilizzati, può presentarsi con diverse probabilità nei seguenti processi di assorbimento:

- 80% di probabilità per assorbimento da shell K: $\gamma(9.0\text{KeV}) \rightarrow \text{electron}(5.8\text{KeV}) + \text{Auger-electron}(3.2\text{KeV})$. Fotoelettrone e elettrone Auger sono rivelati nel gas, e l'energia depositata è quindi 9 KeV.

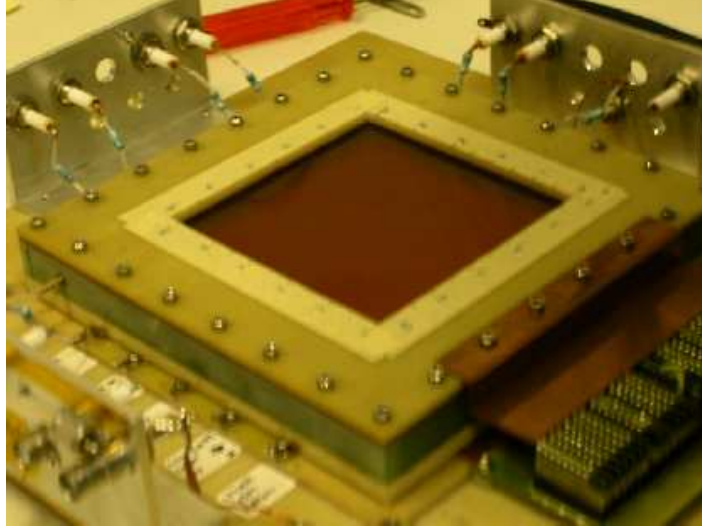


Figura 4.8: Detector chiuso

- 16% di probabilità per assorbimento da shell K: $\gamma(9.0\text{keV}) \rightarrow \text{electron}(5.8\text{KeV}) + \gamma_{KL}(2.9\text{KeV}) + \gamma_{LM}(0.3\text{KeV})$. Il fotoelettrone e il fotone di fluorescenza LM vengono rivelati mentre il fotone KL ha invece una lunghezza di fuga di 1 cm in Argon e può quindi non essere assorbito. L'energia depositata in questo caso è di 6.1 KeV.
- $< 4\%$ per assorbimento da shell L: $\gamma(9.0\text{keV}) \rightarrow \text{electron}(8.7\text{KeV}) + \gamma_{LM}(0.3\text{KeV})$ Fotone e fotoelettrone rivelati. Energia depositata: 9 KeV.

L'energia depositata dagli elettroni nel gas è in un caso $\Delta E = 9 \text{ KeV}$ (84%) e nell'altro $\Delta E = 5.8 \text{ KeV}$ (16%), quindi si prevedono due picchi nello spettro di altezza d'impulso. Questo è giustificato dalla relazione che lega l'energia totale depositata al numero di elettroni totali ionizzati nel gas. Il numero totale di elettroni creati è:

$$n_{tot} = n_p + n_s$$

$$n_{tot} = \Delta E \sum \frac{c_i}{w_i} \quad (4.1)$$

con ΔE energia totale rilasciata dal mezzo per una particella al minimo di ionizzazione; c_i è la frazione dell'elemento costituente il gas il cui coefficiente medio di ionizzazione è w_i mentre n_p e n_s sono il numero di elettroni primari e secondari creati. Per una particella al minimo di ionizzazione (vedi [7]) le energie medie richieste per creare una coppia elettrone-ione sono $w_{Ar} = 33 \text{ eV}$, $w_{CO_2} = 26 \text{ eV}$. Tuttavia i dati sperimentali mostrano che è richiesta un'energia di 30-35 eV per la produzione di una coppia, indipendentemente da massa e energia della particella incidente. prendendo un'energia media di 32,5 eV, un fotone rilascerà nel rivelatore un numero di elettroni uguale a:

$$n_{tot} = \frac{5800 \cdot 0,16 + 9000 \cdot 0,84}{32,5} = 261$$

Questa stima è utile per il calcolo del guadagno (effettivo, vedi prossimo paragrafo) che risulta essere il rapporto tra quantità di carica rivelata dopo l'amplificazione e numero di coppie di prima ionizzazione create dal raggio X:

$$G = \frac{I_{Anodo}}{\Phi n_{tot} e}$$

con Φ conteggio misurato di eventi, ed e la carica elementare dell'elettrone. Questa è stata la formula effettivamente da noi utilizzata per le misure del guadagno.

Utilizzando un programma Fortran di interfaccia con la scheda di conversione digitale sono state acquisite le figure di altezza d'impulso in cui si notano i due picchi alle energie di 5,8 e 9 KeV (figura 4.9).

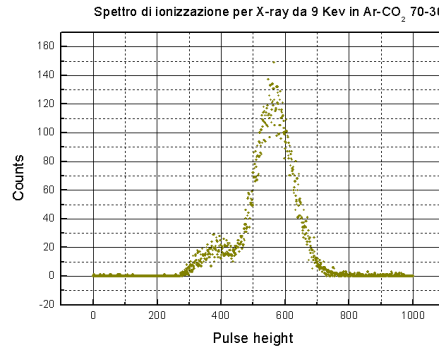


Figura 4.9: Spettro pulse height della sorgente di raggi X utilizzati

Per effettuare le misure in seguito riportate, molte volte è stato necessario utilizzare attenuatori, consistenti in fogli di rame di spessore misurato. Questo perché per misure di high rate l'elettronica, più lenta, non sarebbe riuscita a convertire tutti gli eventi in conteggi. Quindi in questo caso si ponevano davanti al detector uno o più fogli di rame e si faceva una misura di conteggio ad un rate abbastanza basso, in modo che, tolti i piani di rame e riottenuto il conteggio, la misura sarebbe risultata ancora attendibile. Veniva così calcolato il rapporto del conteggio maggiore sul conteggio minore così ottenuto. Sia A tale rapporto. Allora anche quando, aumentando la corrente del tubo, si sarebbero dovute fare misure di high rate si sarebbe potuto utilizzare il valore attenuato per sapere il flusso dei raggi X inviati al rivelatore, ed una volta tolto l'attenuatore si poteva procedere alla misura della corrente; in questo caso il guadagno sarebbe risultato:

$$G = \frac{I_{Anodo}}{A \Phi n_{tot} e}$$

Da sottolineare che tutte le misure erano prese in tensione in quanto la corrente prelevata all'anodo della gem veniva mandata ad una resistenza da 1 M Ω e quindi la misura in mV corrisponde ad una corrente di ugual valore in nA. Inoltre in tutti i grafici che saranno riportati i valori del potenziale saranno per comodità espressi in valore assoluto: ossia, dato che per tutte le misure riportate, l'anodo del nostro apparato sperimentale era collegato a terra, ogni valore di tensione riportato, sarà riportato con valore positivo ma in realtà ci si riferisce ad un valore di tensione negativo.

4.2.2 Parametri Caratteristici

In questo paragrafo vengono analizzate le grandezze caratteristiche che influenzano il comportamento di una Gem. Applicando una differenza di potenziale tra i due piani conduttori di una GEM (4.10), si forma un campo elettrico molto intenso nei canali, e tale campo provvederà ad accelerare gli elettroni ottenendo una forte amplificazione di carica. Tuttavia per poter descrivere in modo dettagliato le prestazioni di una Gem, occorre definire la terminologia tecnica essenziale, riportata in seguito.

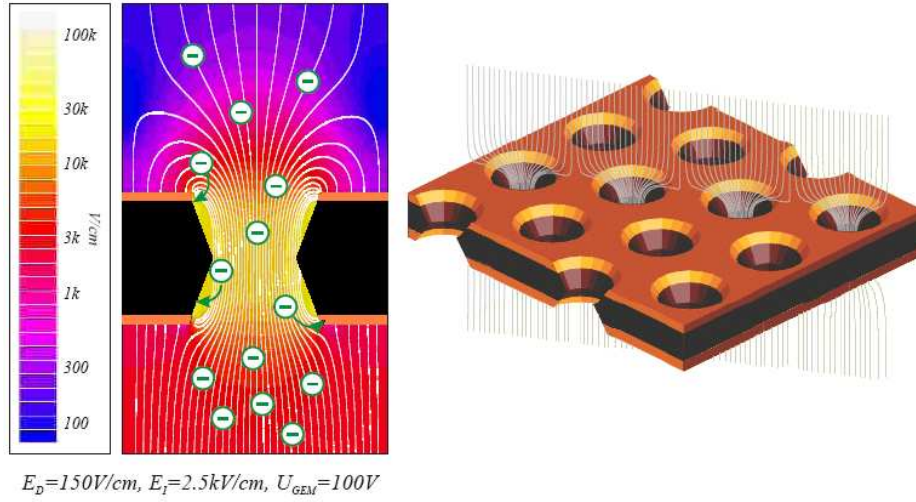


Figura 4.10: Campo elettrico nei canali Gem. La figura di sinistra è realizzata con programmi di simulazione: Boltzman, Megaboltz.

Trasparenza ottica o geometrica

La trasparenza ottica rappresenta la frazione dell'area occupata da tutti i canali sull'area attiva del foglio Gem. Nel caso di un disegno esagonale la trasparenza ottica vale:

$$\eta = \frac{\pi d^2}{2\sqrt{3}p^2}$$

con p distanza tra i centri dei canali e d diametro esterno del foro.

Guadagno effettivo e reale

Il guadagno reale G_r è il rapporto tra il numero di elettroni prodotti dall'amplificazione ed il numero di elettroni che vengono amplificati mentre il *Guadagno effettivo* G_e è il rapporto tra il numero di elettroni che arrivano all'anodo ed il numero di elettroni che arrivano al foglio gem.

Trasparenza elettrica e trasmissione

La trasparenza elettrica t_{el} , secondo [10], è il rapporto tra il numero di elettroni che arrivano al piano della Gem sul numero di elettroni che effettivamente subiscono amplificazione. Queste due quantità

non sono identiche come si vede dalle linee di campo mostrate in figura 4.10. La trasparenza dipende sia dal campo presente all'interno del canale sia dal campo che trasporta gli elettroni verso la gem, (*drift field*). Inoltre possono esserci cariche che sono assorbite nelle pareti del canale sia perchè trasportate dal campo o per diffusione. Sperimentalmente la trasparenza così definita, non è misurabile ma si può misurare solo la trasparenza per il guadagno reale ossia il numero totale di elettroni prodotti diviso il numero di elettroni provenienti dalla regione di drift. Definiamo questa ultima grandezza come la trasmissione che coincide [9] con la trasparenza quando non si ha moltiplicazione ossia possiamo quindi scrivere $\text{Trasmissione} = T G_r$. La trasparenza non è direttamente misurabile perchè il numero di elettroni che finiscono sul piano superiore di gem non è direttamente misurabile: infatti buona parte del segnale in corrente su questo elettrodo sarebbe dovuta al ritorno in superficie degli ioni creati all'interno del canale. Tuttavia la definizione di trasparenza non è unica. Alcuni, come in [14] definiscono la trasparenza elettrica come il rapporto tra $I_{GEMup} + I_{GEMdown} + I_{anode}$ e la stessa corrente anodica. Ricordiamo che la corrente di una carica che passa attraverso il foro non viene rivelata (induce poco movimento di carica) sul piano della gem, e la corrente dei piani è dovuta solo alle particelle fuori traiettoria.

Trasparenza ionica

La trasparenza ionica può essere definita come la probabilità che ha uno ione prodotto nella zona di drift di attraversare il foglio di gem. Questa è infatti sempre minore di 1 perchè se i campi elettrici sono messi in modo da mandare gli ioni verso la gem, non si avrà amplificazione di carica.

Coefficiente di estrazione elettronico e ionico

Il coefficiente di estrazione ϵ_{el} è il rapporto tra il numero di elettroni che escono dal canale ed il numero di elettroni prodotti dall'amplificazione. Allo stesso modo si può definire il coefficiente di estrazione per la trasparenza ionica ϵ_{ion}

Trasparenza relativa

Si definisce la trasparenza relativa come il rapporto della corrente anodica ottenuta con l'attuale campo E_{drift} e la corrente anodica massima ottenuta al variare di E_{drift} . Gli altri campi sono mantenuti costanti.

Ion feedback

Un'altro parametro importante è l'*ion feedback* che tiene conto di quanta carica positiva torna nella regione di drift dopo la moltiplicazione, rispetto a quanta carica è stata prodotta. Questa quantità viene quindi definita da: $F = I_{catodo} / I_{anodo}$ e nel caso ideale, $F = 1 / G_e$ perchè si raccolgono solo gli ioni di prima ionizzazione.

Se indichiamo con I_a , I_d , I_t , I_b le correnti misurate ad anodo, catodo, piano superiore di Gem e piano inferiore, possiamo riassumere le grandezze definite sopra attraverso le relazioni:

$$G_e = G_r t \epsilon = \frac{I_{anodo}}{I_{ionizzazione}}$$

$$I_a = -n_0 R e t G_r \epsilon_{el} \quad I_b = -n_0 R e t G_r (1 - \epsilon_{el}) \quad I_t = +n_0 R e t G_r (1 - \epsilon_{io}) \quad I_d = +n_0 R e t G_r (\epsilon_{el})$$

dove n_0 e R sono il numero di particelle prodotte per particella ionizzante e la frequenza di arrivo delle particelle ionizzanti

4.2.3 Caratterizzazione

In questo paragrafo vengono illustrati i risultati relativi al comportamento della Gem al variare delle condizioni dei campi in cui la gem è posta e delle geometrie con cui è realizzata. Saranno quindi studiati alcuni dei parametri definiti nella sezione sopra. Cominciamo dalla trasmissione e dalla trasparenza, per le quali molti dei dati riportati sono presi da [9]. Successivamente si riporteranno soprattutto misure di Ion feedback. Nelle misure presentate si indica con *induction field* il campo elettrico tra l'ultima Gem e l'anodo e con *transfer field* il campo presente tra due gem sovrapposte.

Trasmissione e trasparenza

Le misure riportate nelle figure 4.11 e 4.13 sono adatte allo studio della trasparenza perchè come si vede sono concentrate soprattutto a valori di potenziale della gem in cui non si ha amplificazione e risulta una trasmissione minore di 1 (trasmissione=trasparenza per tali tensioni). Le misure sono eseguite su una singola Gem, e viene stabilito che l'effetto dominante alla riduzione della trasparenza è la diffusione trasversale degli elettroni nel gas che dipende (come si vede in figura 4.11 di destra) dal campo a cui gli elettroni di ionizzazione sono soggetti. Dal confronto simultaneo delle figure 4.11 risulta chiaro che in regime di non amplificazione la trasparenza dipende anche dall'uso del gas, essendo la diffusione trasversale maggiore nelle miscele con minore quantità di gas tampone. In zona di non amplificazione la trasparenza migliore si ha per il gas con coefficiente di diffusione trasversale più basso ed il valore della trasparenza risulta esattamente ordinato con il valore della parametro di diffusione trasversale del gas. Quando comincia l'amplificazione però il gas tampone non consente una buona trasmissione perchè ha più alta affinità elettronica rispetto al gas nobile e la trasmissione scende di conseguenza. Dalla figura 4.11 di destra, vediamo che possiamo fissare la zona di amplificazione intorno a $V_{Gem} = 150V$ corrispondente per uno spessore del foglio di $50 \mu m$ a un campo elettrico interno al canale dell'ordine di $30 \frac{kV}{cm}$.

Riporto anche (figura 4.12) la misura da noi eseguita su singola GEM della corrente anodica al variare del voltaggio della GEM in $ArCO_2$ 70-30 ad $E_{drift} = 150V/cm$ e che ricalca l'andamento della figura in 4.11.

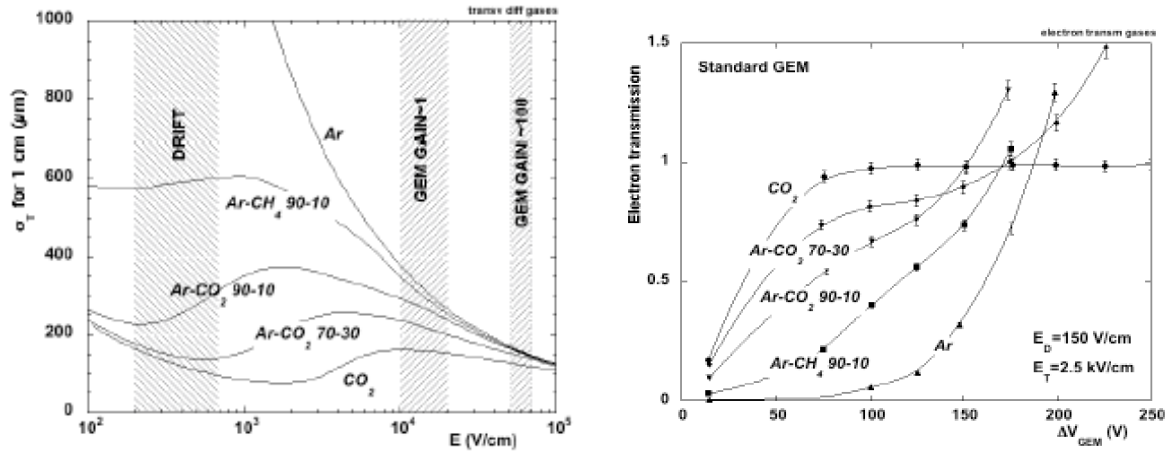


Figura 4.11: Sinistra: andamento del coefficiente di diffusione per vari gas ; destra: andamento della trasmissione per differenti gas di conversione.

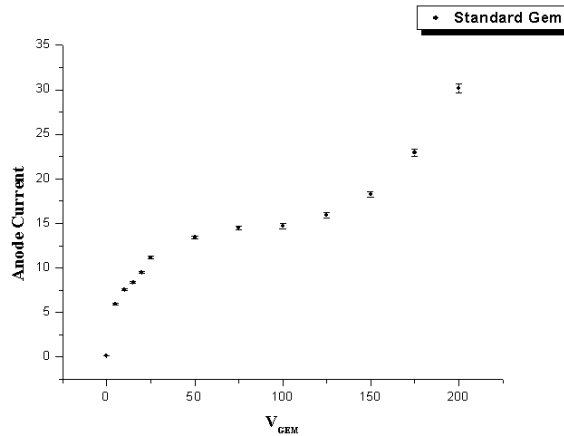


Figura 4.12: Misura della corrente anodica per una singola Gem

Questo è confortante perchè l'apparato sperimentale da noi usato non era nella stessa configurazione di quello usato da [9]. Infatti il nostro detector era irradiato perpendicolarmente mentre nell'altra misura i raggi X attraversavano la regione di drift parallelamente. Nel nostro caso poteva succedere, che vi fossero una parte non trascurabile di fotoni che non interagiva nella regione di drift ma altrove, con un conseguente effetto sulla misura non immediatamente prevedibile. Tuttavia possiamo fare un calcolo approssimato per rendersi conto dell'influenza della diffusione trasversale degli elettroni sulle misure riportate: un elettrone da 5 KeV perde un'energia dell'ordine dei $19 \text{ MeV cm}^2/\text{gr}$ e quindi un fotoelettrone ionizza il gas in $10 \mu\text{m}$ di spazio. Riguardo alla Fig. 4.11 di destra, sfruttando il grafico adiacente, per $V_{\text{gem}}=100\text{V}$ e $E_{\text{drift}}=150 \text{ V/cm}$ all'interno della Gem l'elettrone presenta rispettivamente $\sigma = 80 \mu\text{m/cm}$ e $\sigma = 450 \mu\text{m/cm}$ per CO_2 e ArCO_2 90-10 ; con questi dati, in $50\mu\text{m}$ di spessore risulta una deviazione trasversale di circa $2 \mu\text{m}$ che quindi non sembrerebbe essere

sufficiente a spiegare il fatto che l'elettrone venga assorbito dalla parete della Gem. Invece, più marcata è la deviazione subita nella regione di drift dove $\sigma_{CO_2}=220$ e $\sigma_{ArCO_2}=600$ (μm per cm) che su 1 mm di drift comportano una deviazione di 60 e 20 μm . Questa stima, fatta solo di ordini di grandezza farebbe pensare a l'importanza nei parametri della trasparenza ottica del foglio di Gem. Si potrà avere che molti elettroni che non partano da sopra un buco, possano urtare con il rame del foglio invece di incanalarsi. La fig. 4.14 di destra tuttavia non presenta un andamento chiaro che possa mettere in relazione la trasmissione alla trasparenza ottica. Inoltre, un'altro fatto ci suggerisce di non giustificare il comportamento della trasparenza esclusivamente per mezzo della diffusione, almeno nella regione di non amplificazione: nelle figure 4.13 notiamo che a $V_{gem}=60\text{V}$ abbiamo una deviazione del 50% e 30% rispettivamente in trasparenza per $E_{drift}=300\text{V/cm}$ e 150V/cm rispetto alla misura fatta con $E_{drift}=75\text{V/cm}$. Di fatto però, a questi valori dalla figura 4.11 si vede che σ non cambia apprezzabilmente. Quindi in questo caso il cambiamento della trasparenza così marcato deve essere imputato al cambiamento delle linee di campo che risultano più adatte al trasporto di drift tanto più E_{gem}/E_{drift} è grande. Un' osservazione che si può comunque fare riguardo l'andamento della trasmissione elettronica con la geometria è la seguente: ancora dalla fig. 4.14 vediamo che in zona di non amplificazione la trasmissione sembra migliore quanto minore è la strozzatura del canale: ossia la dipendenza sembra ordinata secondo la differenza tra i diametri esterno ed interno (tutto diviso la profondità del canale) essendo migliore per canali più strozzati. In zona di amplificazione, per le gem a doppio cono, sembra invece importante avere un diametro interno grande ed a parità di questo la dipendenza della strozzatura dalla trasmissione è invertita.

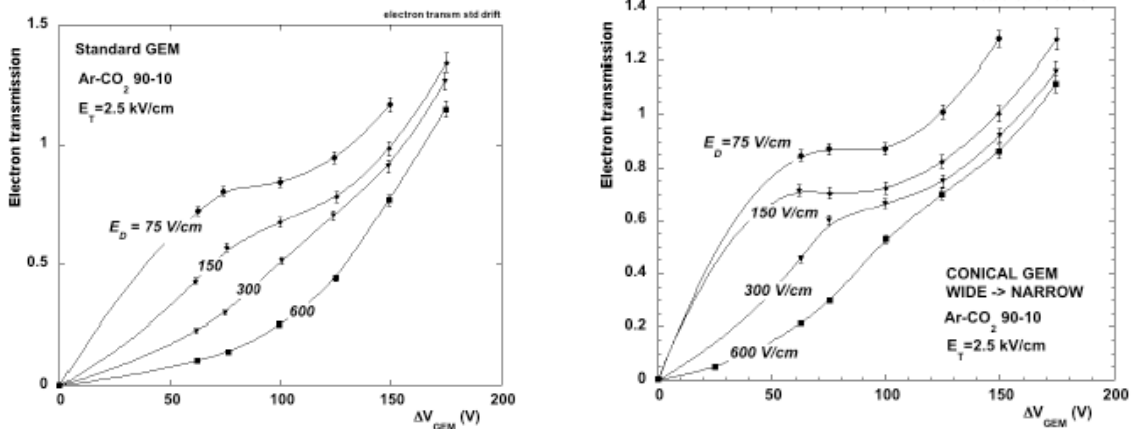


Figura 4.13: Andamento della trasmissione al variare della tensione della Gem; in entrambe le geometrie, la trasmissione è migliore quanto minore è il campo di drift.

Dalla figura 4.14 di sinistra invece ricaviamo l'informazione che la forma del canale può influenzare la trasparenza: per canali ad imbuto la trasparenza è monotona, mentre nel caso cilindrico si trova una zona di plateau molto vasta, che si arresta solo all'inizio di moltiplicazione. Si potrebbe tentare anche di ordinare la qualità di trasparenza con il diametro di entrata ma tale classificazione sarebbe

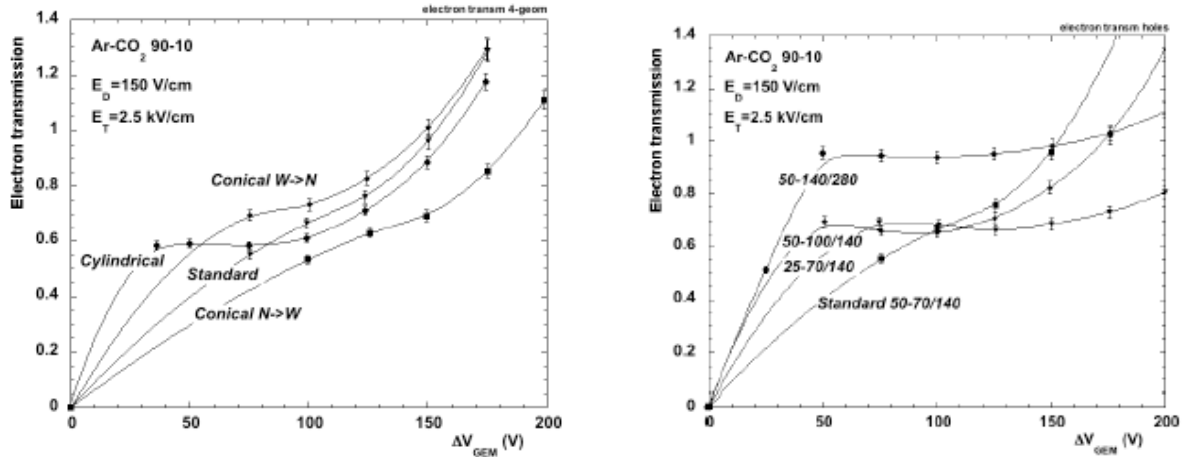


Figura 4.14: Andamento della trasmissione in funzione della tensione del piano di Gem; legenda figura di destra: Thickness-Diameter/Pitch

valida solo per una regione dai 50 agli 80V dato che i diametri affacciati alla zona di drift nelle varie configurazioni risultano essere di:

- Cilindrica: 75 μ m
- Conica o 60 μ m o 120 μ m (secondo l'orientamento)
- Standard: 70 μ m

Concludiamo questo studio potendo dire che i parametri principali che governano la trasparenza della Gem sono il gas utilizzato per la conversione ed il campo di drift. Se si usa la geometria a doppio cono, si può scegliere il disegno in modo da favorire una alta trasmissione o in zona di amplificazione (usando la Standard Gem) o di non amplificazione, quindi si parla di trasparenza, (usando ad esempio la configurazione 50-140/280).

Ion transparency

Passiamo ora ad un'altro parametro che risulta di interesse nello studio delle gem, ossia la misura dell'*Ion transparency*. Questo viene ottenuto invertendo i campi elettrici e facendo questa volta trasportare nella regione di drift, gli ioni verso la Gem. Due grafici fondamentali sono in figura 4.15.

Dal primo si vede confrontando con fig. 4.11 che a parità di condizioni, la trasparenza degli ioni è molto minore di quella elettronica e che essa varia meno con la tensione della Gem ed al variare del gas. Non c'è da stupirsi se nel range di tensioni V_{gem} in cui per la trasparenza elettrica si entrava nella zona di amplificazione, la variazione della trasmissione ionica sia ora impercettibile (figura 4.15 di sinistra). Infatti gli ioni non subiscono amplificazione, perchè rilasciano molta meno energia nella materia e secondariamente in questo caso, il fenomeno della diffusione è meno accentuato visto la massa più grande degli ioni rispetto agli elettroni. L'aumento della trasparenza che fissato V_{gem} risulta per ogni

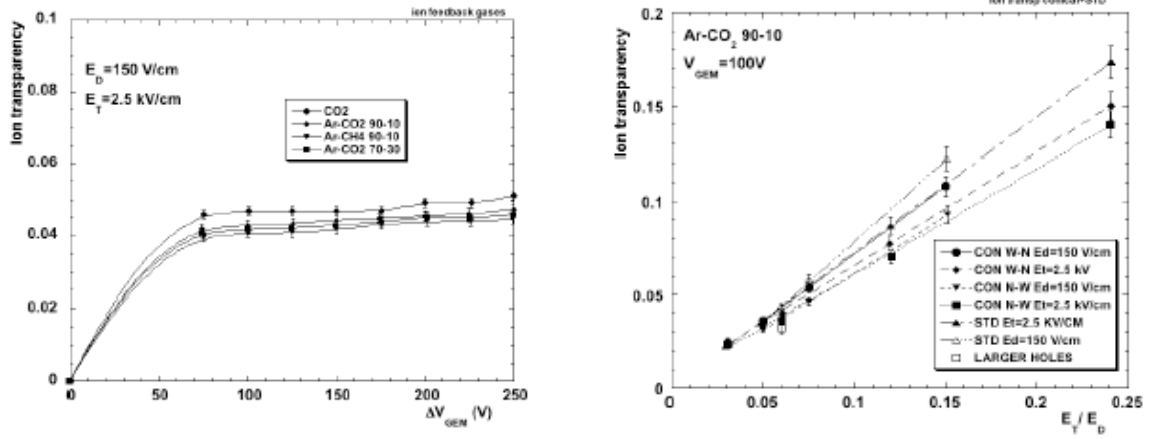


Figura 4.15: Andamenti della trasparenza ionica: a sinistra si varia la tensione della Gem, per vari gas; a destra si varia solo il rapporto E_t/E_{drift} per diverse geometrie

geometria lineare crescente in E_t/E_{drift} (figura 4.15 di destra) è un dato che ricorrerà anche nello studio dell' *ion feedback* (I.F.) che viene ora presentato insieme alle misure eseguite al CERN.

Ion feedback

Le misure da noi svolte, si riferiscono soprattutto ad una configurazione a tre gem in cascata ognuna di geometria a doppio cono. Pur essendo la forma del canale sempre la stessa, abbiamo misure effettuate per tre valori di diametri diversi, come sarà specificato nei grafici. I risultati trovati sono in accordo qualitativo con [9] che compiendo le misure su singola gem, trova una forte dipendenza di I.F. dal rapporto E_{drift}/E_t . Riportiamo in figura 4.16 la misura dell'articolo insieme alla nostra. Da notare che i gas sono diversi, e che cambia il modo sperimentale di fare la misura: nel nostro caso non si invertono i campi ma è sufficiente fare il rapporto con la corrente del catodo e quella dell'anodo. In questo caso le varie dipendenze non è scontato che siano come quelle della trasparenza ionica, perchè quando si parla di Ion feedback, è presente la moltiplicazione degli ioni; essi sono moltiplicati perchè gli elettroni subiscono amplificazione nel canale.

Dalla figura 4.16 di destra, si vede che a basse tensioni della gem, I.F. è sensibile anche a variazioni di E_i , come se la dipendenza di I.F. fosse sensibile a E_{drift}/E_{Gem} quando non si ha molta amplificazione. A bassa amplificazione risulta una buona scelta utilizzare campi di induzione meno intensi. Della configurazione a tripla gem abbiamo invece più dati. Nelle figure 4.17 viene riportato l'andamento di I.F. per varie configurazioni di voltaggio delle Gem all'aumentare di E_{drift} . Si vede che per un largo intervallo di valori del campo di drift l'andamento dell'I.F. risulta comunque lineare, indipendentemente dalla configurazione di voltaggio sulle Gem. Inoltre dalla figura 4.17 di destra si trova anche che per tensioni uguali su tutte le Gem, aumentando il guadagno I.F. diminuisce; la corrente al catodo cresce al crescere del guadagno, ma l'effetto di collezione di elettroni all'anodo risulta essere più efficace. La figura 4.17 di destra aggiunge però un'altra importante informazione: si vede

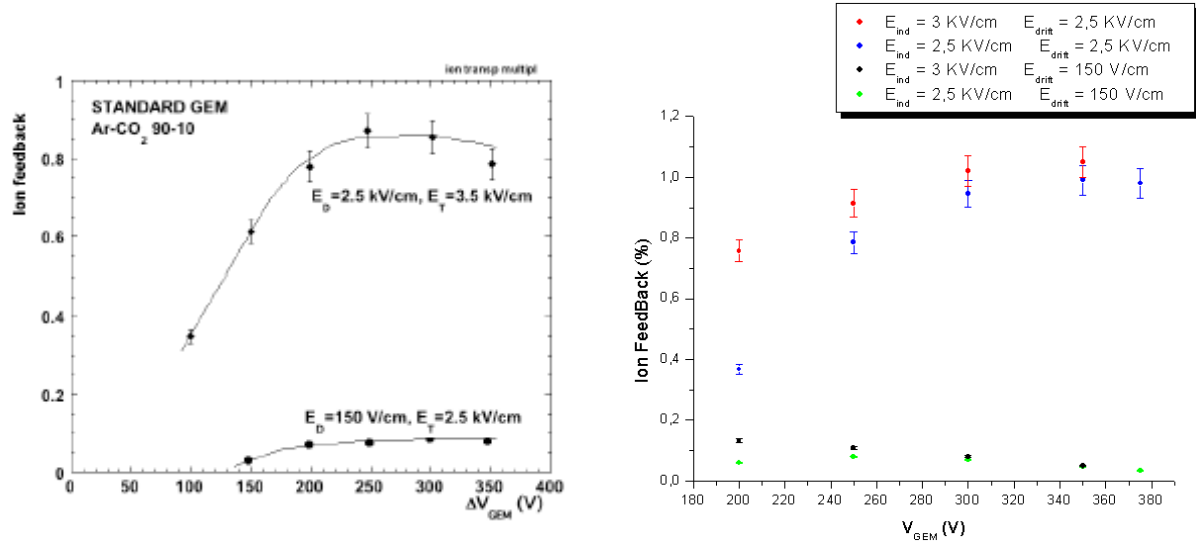


Figura 4.16: Andamento dell'Ion feedback al variare della tensione di Gem, per varie configurazioni di campi di induzione e di deriva

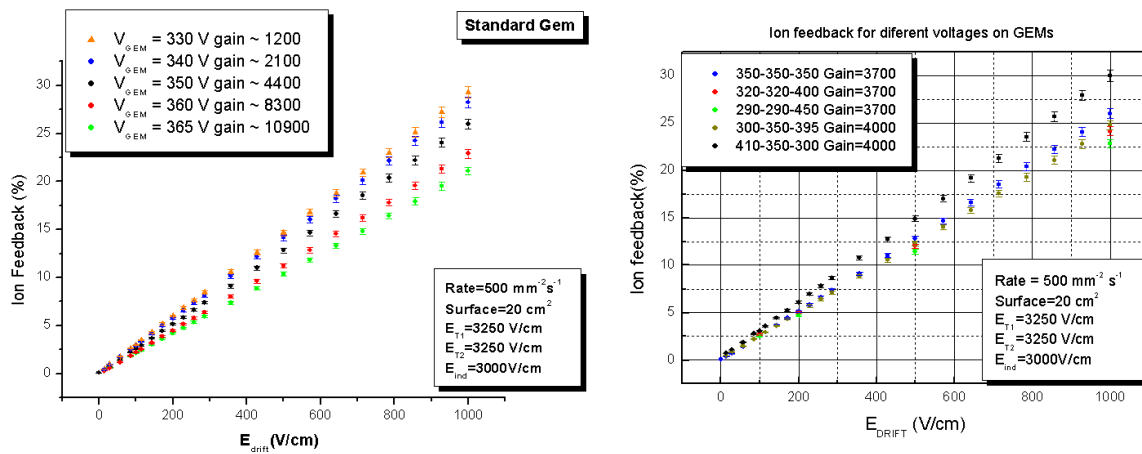


Figura 4.17: Andamento di I.F. in una configurazione a triple standard GEMs: per diverse combinazioni di tensioni sulle Gem, si fa variare il campo di trasporto.

che parità di guadagno l'aumento di I.F. sembra maggiormente influenzato dalla tensione sulla prima gem: una configurazione a più Gem può essere quindi ottimizzata bilanciando le tensioni in modo che la prima gem amplifichi meno possibile. Le stesse considerazioni valgono anche se il diametro della Gem centrale è reso più piccolo. Questo non influenza l'andamento di I.F. che continua a rimanere sensibile soprattutto al voltaggio della prima gem, come si può vedere dalla figura di sinistra.

Dalla figura 4.18 di destra, che presenta diametri del foglio centrale più grandi, si può osservare per le serie di misure con guadagno simile, le stesse caratteristiche di dipendenza di I.F. dal voltaggio della prima Gem. Dalla figura 4.19 si vede che la configurazione ottimale è quella a diametri piccoli nel foglio centrale, ma la variazione percentuale tra le diverse configurazioni a parità di guadagno, è

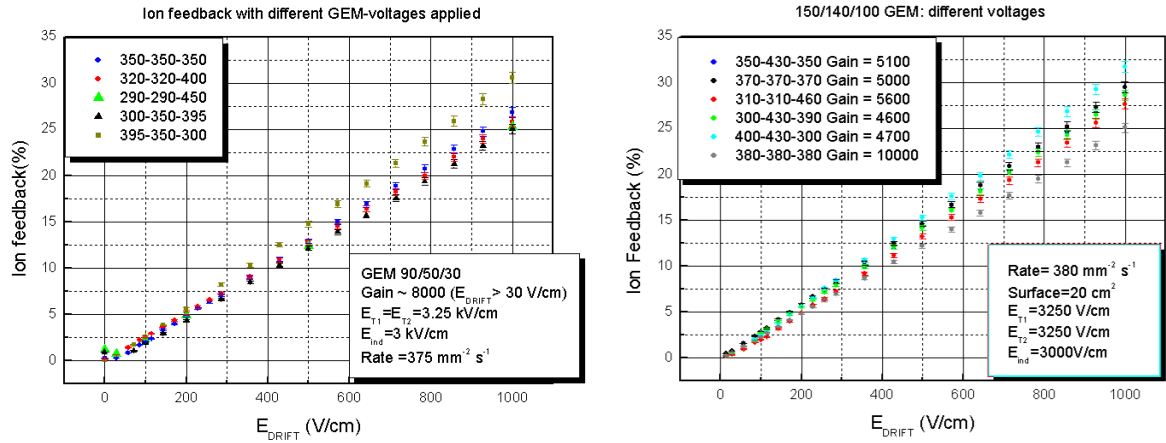


Figura 4.18: Andamento di I.F. per varie configurazioni di voltaggio al variare del campo di drift; a sinistra il foglio di gem centrale è a buchi più piccoli mentre a destra il centrale è a buchi più grandi.

solo del 15 %. Per le varie geometrie, viene ora riportato la dipendenza di I.F. dai campi di trasporto

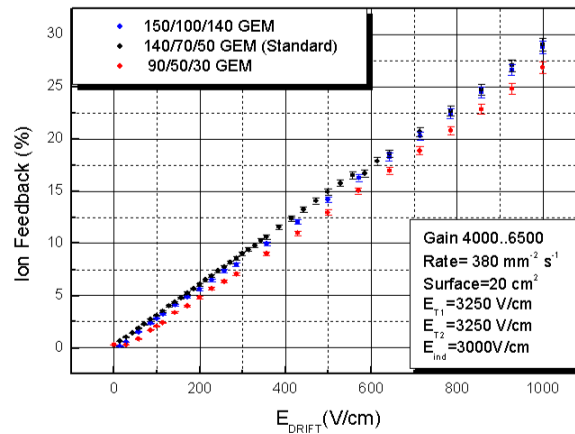


Figura 4.19: Andamento di I.F. a confronto per le tre diverse geometrie

e da quello di induzione. Le tensioni sulle tre gem e gli altri campi rimangono fissati. I risultati per la configurazione 90-50-30 sono riportati in figura 4.20.

Dai grafici 4.20 notiamo che la dipendenza più forte di I.F. si conferma il campo di drift che spazza in 900V/cm oltre il 40% del valore di I.F.; tuttavia, soprattutto a campi di drift alti risulta una buona scelta mantenere campi di induzione alti. Vediamo che nella figura con $E_{drift} = 1000$ si ha una variazione superiore al 20% spazzando il campo di induzione da 1500 a 3000 V/cm. L'andamento funzionale sembra non variare utilizzando la gem centrale con diametro grande (figure 4.20).

Concludo lo studio da noi effettuato sull' I.F. riportando l'andamento di tale grandezza in funzione del guadagno effettivo in una configurazione standard triple GEMs. L' osservazione importante da fare sulla figura 4.22 è che se si mantiene la prima gem in regime di non amplificazione possiamo

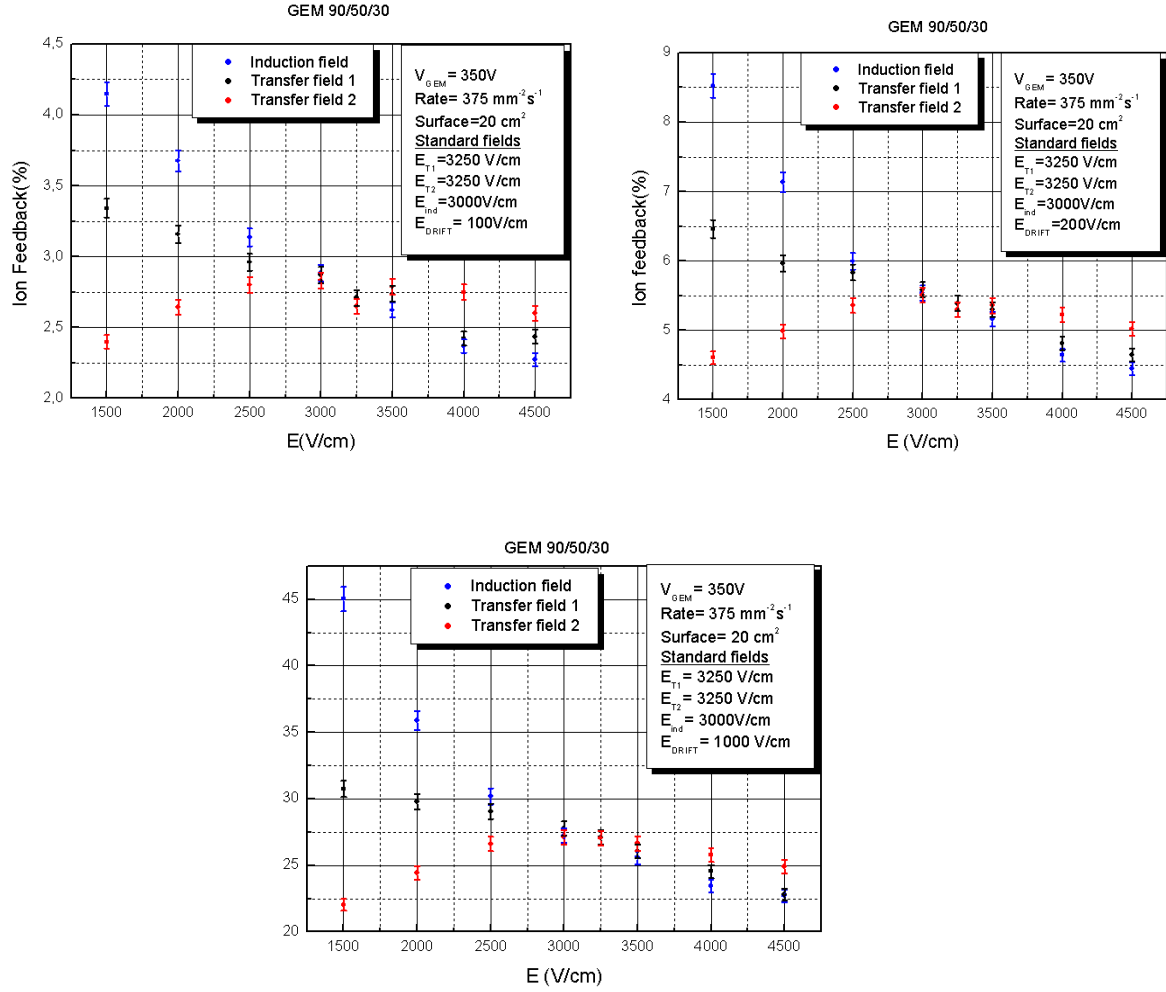


Figura 4.20: Andamenti al variare dei campi per la configurazione 90-50-30 Drift field = 100 , 200 , 1000 V/cm

ottenere con una configurazione a cascata i guadagni voluti operando sulle gem inferiori mantenendo basso allo stesso tempo l'ion feedback. Già sapevamo dai grafici precedenti che aumentando le tensioni inferiori aumentava il guadagno e diminuiva l'I.F., però quello che si vede dalla figura 4.22 è che l'I.F. diminuisce in modo secondario, a parità di V_{Gem1} dal primo campo di trasporto, risultando maggiore per valori più grandi di E_{tr1} . Quindi in un rivelatore basato su più Gem sovrapposte il processo di Ion Feedback può essere minimizzato mantenendo bassa l'intensità dei campi nella parte superiore del detector.

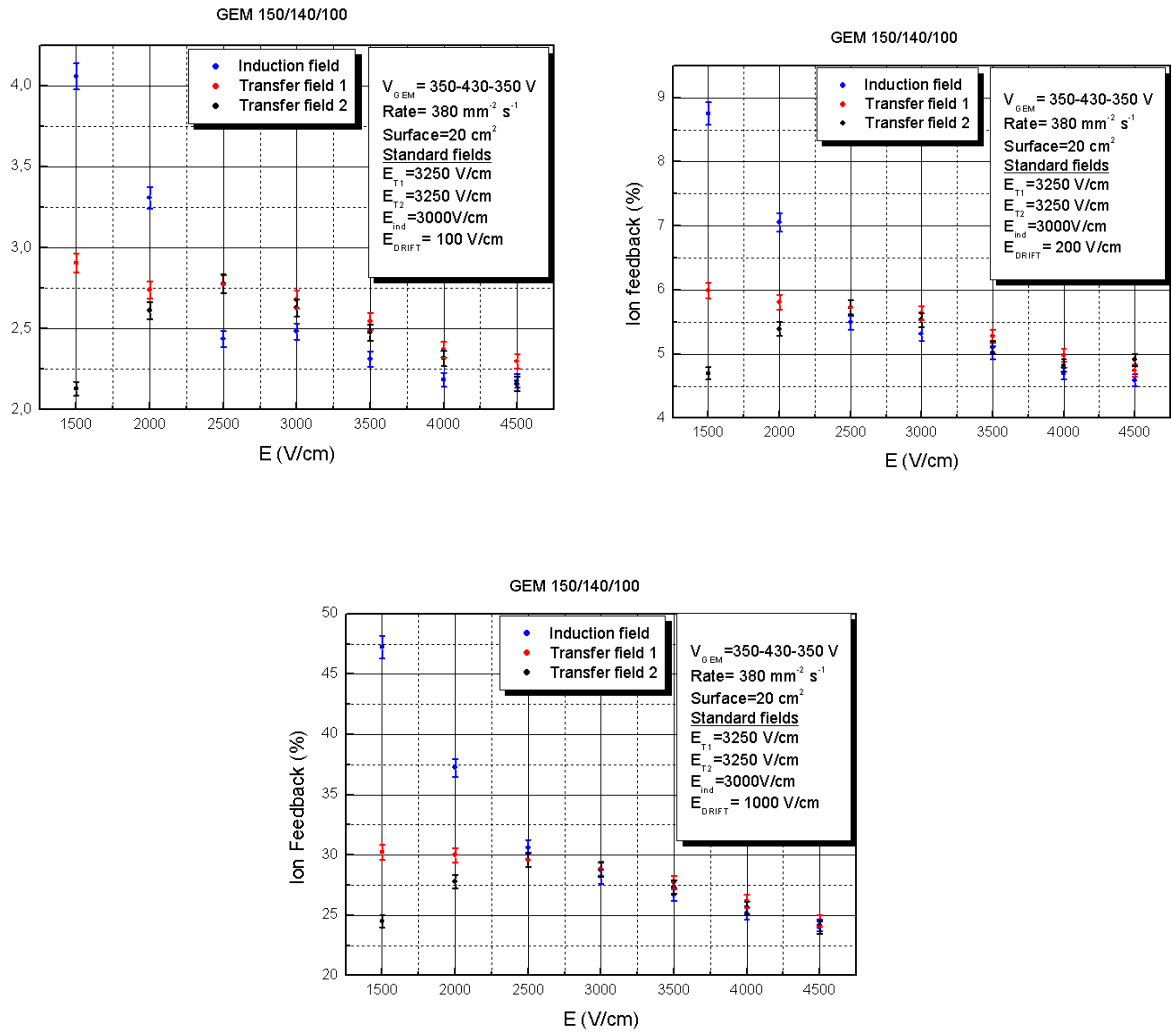


Figura 4.21: Andamenti al variare dei campi per la configurazione 150-100-40 Drift field = 100 , 200 , 1000 V/cm

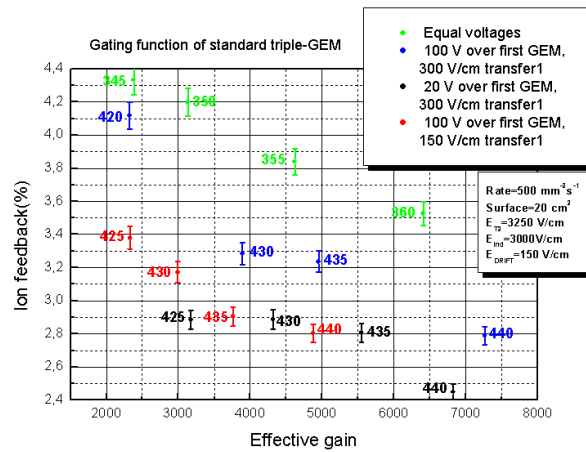


Figura 4.22: I.F. in funzione del guadagno. I valori riportati sopra ai punti si riferiscono alle tensioni sulle gem che non sono esplicitati nella didascalia del grafico

Capitolo 5

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato presentato l'esperimento Totem all'LHC ed in particolare è stata posta l'attenzione sul rivelatore a Gem. L'utilizzo di questo rivelatore è previsto nell'esperimento Totem, tuttavia le sue caratteristiche sono tali da renderlo la giusta soluzione per molte attività in cui si utilizzino rivelatori a gas. Nel lavoro il candidato ha discusso la caratterizzazione del rivelatore per quanto riguarda il fenomeno di ion feedback, riportando misure svolte al GDD del CERN. Dalle misure effettuate è stato possibile mettere in evidenza la principale dipendenza dell'ion feedback dal campo di deriva, notando che per campi di deriva deboli è necessario mantenere poco intenso anche il primo campo di trasporto. E' stata trovata la configurazione ottimale per la riduzione dell'ion feedback a guadagno costante ed è importante ricordare che quanto riportato è utilizzabile in ogni esperimento in cui si faccia uso di Gem, indipendentemente da quale sia la misura da fare. In particolare, quanto riportato è stato ottenuto principalmente in una configurazione a tripla Gem con prototipi di camere $10 \times 10 \text{ cm}^2$, utilizzando una stazione di raggi X da 9 KeV. Sono state effettuate anche misure sulla trasparenza in cui si è notata la dipendenza dal tipo di gas e dalla geometria del rivelatore. Le Gem possono anche essere usate in modo efficace quando usate come rimpiazzo di camere TPC, sostituendo la parte finale di raccolta del segnale con una camera a più stadi di Gem seguita da una scheda di lettura. Così facendo si evita più efficacemente il ritorno degli ioni nella regione di ionizzazione dove porterebbero alla distorsione del campo elettrico di deriva. Oltre all'impiego descritto in questa tesi, molte altre applicazioni sono già state individuate, anche in campo medico ed astrofisico, per questo nuovo promettente dispositivo.

Appendice A

Variabili di Mandelstam e rapidità

In generale, la misura della sezione d'urto di un processo in cui sono coinvolte particelle relativistiche si trova spesso parametrizzata anche attraverso un insieme di grandezze relativisticamente invarianti. Una scelta comune di tali variabili è quella variabili di Mandelstam.

Consideriamo una collisione di due corpi reagenti in due prodotti: $2 \rightarrow 2$. Siano P_1, P_2, P_3, P_4 i quadrivettori Energia-Impulso rispettivamente di: P_1, P_2 per la prima e seconda particella reagente; P_3, P_4 per la terza e quarta particella prodotta. Si definisce:

$$s = (P_1 + P_2)^2 = (P_3 + P_4)^2$$

$$t = (P_1 - P_3)^2 = (P_2 - P_4)^2$$

$$u = (P_1 - P_4)^2 = (P_2 - P_3)^2$$

Con queste definizioni risulta:

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2$$

Nelle collisioni elastiche, in cui $m_1 = m_3$ e $m_2 = m_4$ abbiamo che l'energia cinetica si conserva, quindi valutando t nel centro di massa possiamo fare le considerazioni:

$$E = \text{costante} \Rightarrow \sqrt{m_1^2 + p_i^{*2}} + \sqrt{m_2^2 + p_f^{*2}} = \sqrt{m_1^2 + p_f^{*2}} + \sqrt{m_2^2 + p_i^{*2}}$$

Da cui

$$p_i^{*2} = p_f^{*2}$$

Da questo

$$t = (P_1^* - P_3^*)^2 = -(\vec{p}_1^* - \vec{p}_3^*)^2 = -2p^{*2}(1 - \cos(\theta^*)).$$

Questa grandezza risulta quindi essere (a meno del segno) il quadrato dell'impulso spaziale trasferito nella collisione. Valutando t nel sistema del laboratorio dove la particella di massa m_2 è in quiete

prima dell'urto si ricava:

$$t = (P_1 - P_3)^2 = (P_2 - P_4)^2 = (m_2 - E_4)^2 - (\vec{p}_4)^2 = -2m_2(m_2 - E_4) = -2m_2T_4$$

mentre sempre nel centro di massa:

$$s = (E_1^* + E_2^*)^2$$

che risulta essere il quadrato dell'energia del sistema. Presentiamo ora le variabili di rapidità e pseudorapidità che frequentemente intervengono nella descrizione dell'accettazione dei detectors. Supponiamo di scegliere una direzione privilegiata, ad esempio la direzione di propagazione del fascio in un punto dell'acceleratore. È quindi possibile identificare la componente del momento di una particella lungo questa direzione (longitudinale) ad esempio p_z . Le altre due componenti del momento vengono scritte come p_T . La rapidità y è definita come:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right)$$

Nel caso particolare di momento trasverso nullo si ricavano subito:

$$\gamma = \cosh(y), \gamma\beta = \sinh(y), \beta = \tanh(y)$$

Un'altra quantità collegata alla rapidità è la pseudorapidità η definita come:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta}\right)$$

$$\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

con θ rappresentante l'angolo che il momento trasverso forma con la componente longitudinale:

$$\tan(\theta) = \frac{p_T}{p_z}$$

Si può far vedere che in caso fortemente relativistico, la rapidità tende alla pseudorapidità (per angoli θ non troppo piccoli). Il vantaggio nell'uso della rapidità sta nel fatto che questa quantità si trasforma in modo semplice sotto trasformazione di Lorentz: se γ è il parametro della trasformazione da un riferimento all'altro (dal sistema non primato a quello primato), risulta: $y' = y - \cosh^{-1}(\gamma)$, per cui le differenze di rapidità tra un sistema e l'altro, risultano quantità invarianti.

Appendice B

Alcune grandezze caratteristiche di un collider

B.1 Luminosità

Per un particolare processo la luminosità (L) lega la frequenza con cui avvengono le reazioni di quel processo (R) alla rispettiva sezione d'urto (σ):

$$R = L\sigma$$

Normalmente si danno i valori di L in $cm^{-2}s^{-1}$. Si può interpretare la luminosità come quella grandezza con cui si misura la capacità che ha il sistema di mettere due particelle che si propagano in direzione opposta in condizione di reagire.

Prendiamo ad una sezione trasversale dell'anello di accelerazione, il fascio di particelle avrà una distribuzione spaziale di forma gaussiana. In un sistema di riferimento avente l'origine sull'asse dell'acceleratore. Descriviamo la distribuzione con coordinate cartesiane nella sua forma normalizzata:

$$d(x, y) = d(x)d(y) = \frac{1}{\sigma_x\sqrt{2\pi}}e^{\frac{-x^2}{2\sigma_x^2}} \frac{1}{\sigma_y\sqrt{2\pi}}e^{\frac{-y^2}{2\sigma_y^2}}$$

La sezione del fascio nel punto di interazione è circolare, quindi tutto può essere riscritto in coordinate polari come:

$$d(\rho) = \frac{1}{2\pi\sigma^2}e^{\frac{-\rho^2}{2\sigma^2}}$$

Considerando i due fasci che si incrociano, la probabilità che ha una particolare particella del primo pacchetto con densità d_1 di incontrare una particolare particella del secondo pacchetto con densità d_2 si scrive come:

$$P = \int \int d_1 d_2 \rho d\phi d\rho$$

Il numero di interazioni geometriche se N_1 particelle di un pacchetto del primo fascio collidono con N_2 di un'altro pacchetto che si propaga in senso opposto sono:

$$C = N_1 N_2 \frac{2\pi}{4\pi\sigma^2} \int \frac{\rho}{\sigma^2} e^{-\frac{\rho^2}{\sigma^2}} d\rho$$

ovvero

$$C = \frac{N_1 N_2}{4\pi\sigma^2}$$

Considerando un numero k di pacchetti di particelle in volo dentro l'acceleratore, ognuno con una frequenza di rivoluzione f , la luminosità totale si scrive come

$$L = fkC$$

Si trova che le grandezze β (funzione di betatrone), ε_n (emittanza normalizzata trasversa) e σ sono legate dalla relazione:

$$\sigma = \sqrt{\varepsilon\beta}$$

Quindi riscriviamo la luminosità (assumendo anche $N_1 = N_2 = N$) come:

$$L = \frac{N^2 \gamma k f}{4\pi \varepsilon_n \beta}$$

(dove β è da valutarsi nel punto di collisione). Il fatto che l'angolo a cui collidono i due fasci non sia nullo, porta ad una diminuzione della luminosità che viene schematizzata tramite un fattore correttivo F minore di 1 che va a moltiplicare la formula precedente:

$$L = \frac{N^2 \gamma k f}{4\pi \varepsilon_n \beta} F$$

A LHC il valore di F è stimato dell'ordine di $F \sim 0.9$. Brevemente, ε_n è legata alla qualità del fascio e dipende da tutti i processi che portano dalla formazione dei gruppi di particelle fino all'iniezione di essi nell'anello di accelerazione. β ha le dimensioni di una lunghezza ed è legata al sistema di magneti che focalizzano i fasci all'interno dell'acceleratore.

B.2 Formalismo per il trasporto dei fasci

Una particella del fascio in moto lungo il collider subirà durante la sua rivoluzione, l'effetto dei campi magnetici ed elettrici necessari ad accelerarla, mantenerla in moto circolare o focalizzarla. La descrizione del suo moto fa uso delle cosiddette matrici di trasporto. Le variabili caratteristiche sono $x(s)$ e $x'(s)$ dove s indica la posizione longitudinale lungo l'acceleratore, $x(s)$ indica lo spostamento della particella considerata rispetto il raggio ideale, $x'(s) = \frac{dx}{ds}$ la tangente l'angolo che la particella forma nel punto s con l'asse dell'acceleratore. Si descrive l'effetto di ogni elemento del collider tramite

una matrice M che moltiplicata per il vettore $\begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}$ deve ritornare le coordinte della particella dopo il tratto percorso. Vi sarà una matrice per ogni elemento focalizzante. Quindi in generale $T(s, s_0)$ riassume l'effetto dell'acceleratore sulla particella dal tratto s_0 al tratto s come prodotto delle varie matrici degli elementi che interessano quel tratto. L'esempio più semplice è quello di matrice di trasferimento che rappresenta una regione di lunghezza L . In questo caso si ha:

$$\begin{pmatrix} x_{0+L} \\ x'_{0+L} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

L'andamento dello spostamento trasverso si può descrivere mediante l'equazione di Hill:

$$\frac{d^2x}{ds^2} + K(s)x = 0 \quad (\text{B.2})$$

dove $K(s)$ è una funzione che dipende fortemente dalla configurazione dell'acceleratore. Si riesce tuttavia a riportare l'equazione ad una forma matriciale per le coordinate di nostro interesse x e x' ossia si riesce, mediante la definizione di:

- $\beta(s)$: funzione di ampiezza di betatrone
- $\mu(s)$: $\int_0^s \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)}$
- $\alpha(s) = -\frac{1}{2} \frac{d}{ds} \beta(s)$

a costruire una matrice $T(s, s_0)$ i cui elementi sono funzione dei parametri come $\Delta\mu$ del percorso, μ_0 , β_0 (dello stato iniziale), μ , β dello stato finale in modo da avere ancora una relazione tipo B.1 che legghi la variazione angolare e della distanza rispetto l'asse tra i due punti s , s_0 .

Le funzioni β , μ , α sono grandezze periodiche di periodo L uguale alla lunghezza acceleratore e dipendono dalla posizione. Quantità caratteristiche dell'acceleratore nel suo insieme sono ad esempio $Q = \frac{\mu_0}{2\pi}$, cioè la variazione di $\mu(s)$ in una rivoluzione).

Tuttavia, per trovare parametri come $\beta(s)$, μ ..., è necessario confrontare tale matrice con il prodotto delle matrici di trasferimento del tratto considerato in modo da uguagliarle e trovare tali parametri. Ad esempio la matrice di trasferimento che lega un punto s_0 in cui sappiamo $\alpha_0 = 0$ ad un punto s spazzando una zona libera, per confronto della matrice di trasferimento contenente i parametri caratteristici riportata nell'equazione B.3.

$$T(s, s_0) = \begin{pmatrix} (\frac{\beta}{\beta_0})^{\frac{1}{2}} \cos(\Delta\mu) & (\beta\beta_0)^{\frac{1}{2}} \sin(\Delta\mu) \\ (-\beta\beta_0)^{-\frac{1}{2}} \sin(\Delta\mu) & (\frac{\beta}{\beta_0})^{\frac{1}{2}} \cos(\Delta\mu) \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

che, con la B.1 porta all'espressione:

$$\beta(s) = \beta^* (1 + \frac{s^2}{\beta^{*2}}) \quad (\text{B.4})$$

con

$$\beta^* = \beta_0$$

valutata nel punto di interazione. Da questa espressione si ha anche, integrando:

$$\Delta\mu = 2 \arctan\left(\frac{L}{\beta^*}\right)$$

Inoltre, dalla stessa B.3 possiamo trovare la distanza della particella nel punto s , dopo l'attraversamento di una zona libera:

$$x(s) = \sqrt{\frac{\beta}{\beta^*}} \cos(\Delta\mu x^*) + \sqrt{(\beta\beta^*)} \sin(\Delta\mu x'^*) = vx^* + L_{eff} x'^* \quad (B.5)$$

in cui v è l'ingrandimento, L_{eff} la lunghezza effettiva. Si definisce anche l'*emittanza* ϵ come l'area dello spazio delle fasi (x, x') occupata dal fascio ad un certo punto s dell'acceleratore e che sarà generalmente racchiusa da un'ellisse. La distribuzione delle proiezioni dei punti sull'asse x sarà una Gaussiana la cui σ si dimostra essere:

$$\sigma = \sqrt{\epsilon\beta}$$

L'accettanza è invece la massima area ottenuta dall'ellisse al variare di s .

Un'ultima nota importante: per avere una escursione in s indipendente dal valore x^* assunto nel punto di partenza, costruire l'ottica in modo che $\Delta\mu = \frac{\pi}{2}$.

Avremo così indipendenza dalla larghezza del fascio nel punto di interazione:

$$x(s) = \sqrt{\beta\beta^*} \theta^*. \quad (B.6)$$

Nell'esperimento si può richiedere (per permettere la rivelazione) che l'escursione sia K volte l'escursione dal punto di interazione: per far questo risulta da sopra:

$$x(s) = \sqrt{\beta\beta^*} \theta_{min}^* = K \sqrt{\frac{\beta(s)}{\beta^*}} \sigma^* \Rightarrow \theta_{min}^* = K \frac{\sigma^*}{\beta^*} = K \sqrt{\frac{\epsilon^*}{\beta^*}} \quad (B.7)$$

Le equazioni B.6 e B.7 portano alla conclusione che una misura di piccoli angoli è favorita con l'uso di un'ottica con grande β^* nel punto di interazione.

Ringraziamenti

Dedico questo lavoro ai miei genitori. Grazie a loro ho potuto raggiungere questo primo traguardo ed in questo modo voglio esprimergli la mia riconoscenza e ricordargli il mio affetto.

Ormai finito il triennio, è mia volontà ricordare gli amici con cui ho trascorso gran parte del mio tempo in questi anni di studio. Vorrei fare un "in bocca al lupo" ai compagni che non ritroverò nel corso specialistico, Federico e Paola, mentre ringrazio Tiziano per i suoi sempre utili consigli sia dentro gli argomenti di studio che al di fuori. Dedico un ringraziamento particolare a Elena, Marco, Ale e nonna sempre presenti anche nei momenti difficili. Colgo anche l'occasione per ringraziare il mio relatore prof. Riccardo Paoletti, a cui non poca pazienza sarà stata necessaria nella correzione e revisione di questa tesina. Un grazie a lui e a tutti coloro che (prof. Stefano Lami, Nicola Turini, Angelo Scribano) mi hanno spedito" questa estate al Cern dove insieme a Pieter Everearts, che saluto, ho passato un indescrivibile mese di Agosto, guidati dai gentilissimi prof. Ropelewsky e Sauli.

Bibliografia

- [1] Martin, Perl, *High Energy Hadron Physics*, John Wiley and Sons Inc (December 4, 1974)
- [2] E. Picasso, *Lezioni di Meccanica quantistica*, ETS, Pisa, 2000.
- [3] Farina, *Quantum scattering theory* Oxford, New York, Pergamon Press (1973)
- [4] J. D. Jackson, *Elettrodinamica classica*, 3^a edizione, Zanichelli editore, Bologna (2001)
- [5] Griffiths, *Introduction to quantum mechanics*, Prentice-Hall, New Jersey (1995)
- [6] Flugge, *Practical quantum mechanics*, Springer-Verlag 1974
- [7] A. Sharma, *Properties of some gas mixtures used in tracking detectors*
- [8] F. Sauli, *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*, Nucl. Instr. Meth., A 386, pp. 531-534, 1997.
- [9] F. Sauli, S. Kappler, L. Ropelewski, *Electron Collection and Ion Feedback in GEM-Based Detectors* IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-50 (4) (2003) 803
- [10] S. Bachmann, A. Bressan, L. Ropelewski, F. Sauli *Operating Properties of Detectors based on GEM*
- [11] A. Morsch, *A Basic Course on Accelerator for High Energy Physicist*
- [12] <http://gdd.web.cern.ch/GDD/using.htm>
- [13] A. Devred, *Magnet system for large particle accelerators*
- [14] P. S. Barbeau et al, *Electron transparency, ion transparency and ion feedback of a 3M GEM*, Nucl. Instrum. and Meth. A 33 - 37 (2004) 525
- [15] F. Ferro, *Totem Physics*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)146. (2005):39-43
- [16] A. Devred, *1999 Review of superconducting dipole and quadrupole magnets for particle accelerators* DAPNIA/STCM Preprint 9924, Gif sur Yvette, France: CEA/Saclay DSM/DAPNIA, December 1999
- [17] R. Castaldi, G. Sanguinetti, *Elastic scattering e total cross section at very high energies*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1985. 35:351-95

- [18] Friman & Knoll, *Elements of scattering theory* theory.gsi.de/ knoll/Lecture-notes
- [19] D. E. Groom et al. *PDG Plots of cross sections and related quantities*, The European Physical Journal C15 (2000) 1
- [20] TOTEM collab., *TOTEM Technical Design Report*, CERN-LHCC-2004-002
- [21] TOTEM collab., *Addendum to the TOTEM-TDR*, CERN-LHCC-2004-020.
- [22] F. Ferro, Sobol, Guillaud, *simulation of diffractive e non diffractive process at LHC energy*, TOTEM-NOTE 2004-05
- [23] Konrad Kleinknecht, *Detectors for Particle Radiation* 2nd Edition, (ISBN-10: 0521640326 | ISBN-13: 9780521640329)
- [24] M. J. Menon *Topics on High-Energy Elastic Hadron Scattering*
- [25] Shou-hua Zhu, *Detecting an invisibly Higgs boson at Fermilab Tevatron and CERN LHC*. Dec 2005. e-Print Archive: hep-ph/0512055