



**Università degli Studi di Roma  
“Tor Vergata”**

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali  
Corso di Laurea in Fisica A.A. 2001/02

Tesi di Laurea

**Studio e sviluppo di un rivelatore a GEM  
per la zona centrale delle camere a muoni di  
LHCb**

**Relatori:**

Prof. Roberto Messi

Dott. Giovanni Bencivenni

**Candidato:**

Marco Poli Lener

*In memoria di Luciano Paoluzi*

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
<b>1 Violazione di <math>CP</math> nei mesoni B e l'esperimento LHCb</b>	<b>5</b>
1.1 Introduzione . . . . .	5
1.2 La violazione di $CP$ e il Modello Standard . . . . .	7
1.3 Il sistema dei mesoni B e la matrice CKM . . . . .	10
1.4 L'esperimento LHCb . . . . .	13
1.4.1 <i>Layout</i> generale del rivelatore . . . . .	14
1.4.2 Il sistema di rivelazione di vertice . . . . .	16
1.4.3 Il sistema di tracciamento . . . . .	17
1.4.4 I rivelatori RICH . . . . .	18
1.4.5 I calorimetri . . . . .	21
1.4.6 Rivelatore dei muoni . . . . .	23
1.4.7 Il <i>trigger</i> di LHCb . . . . .	25
<b>2 Funzionamento dei rivelatori a gas</b>	<b>29</b>
2.1 Perdita di energia per ionizzazione . . . . .	29
2.2 Ionizzazione primaria e secondaria . . . . .	31
2.3 Diffusione e Deriva . . . . .	33
2.4 Regimi di moltiplicazione a valanga, di streamer e di scarica . . . . .	35
2.5 Contatori proporzionali . . . . .	36
2.6 Sviluppo temporale del segnale . . . . .	39
2.7 Scelta delle miscele di gas . . . . .	41
2.8 Dalle MWPC ai rivelatori a <i>micro pattern</i> . . . . .	42

<b>3</b>	<b>I rivelatori a G.E.M.</b>	<b>45</b>
3.1	Caratteristiche di una GEM . . . . .	45
3.2	Rivelatore a singola GEM . . . . .	50
3.2.1	Campi elettrici di deriva e di induzione . . . . .	51
3.2.2	Dimensioni delle regioni . . . . .	54
3.2.3	Polarizzazione della GEM . . . . .	55
3.3	Rivelatore a <i>tripla</i> -GEM . . . . .	56
3.3.1	Scelta dei campi elettrici . . . . .	57
3.3.2	Scelta delle dimensioni delle regioni . . . . .	59
3.3.3	Scelta delle tensioni di polarizzazione per le GEM . . . . .	60
3.4	Prestazioni temporali di un rivelatore a <i>tripla</i> GEM . . . . .	63
3.5	Formazione del segnale in un rivelatore a GEM . . . . .	64
3.6	Processi di scarica in un rivelatore a <i>tripla</i> -GEM . . . . .	65
3.7	Costruzione dei prototipi <i>tripla</i> -GEM . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Misure sperimentali sul rivelatore <i>tripla</i>-GEM</b>	<b>71</b>
4.1	Misure con tubo a raggi X . . . . .	72
4.1.1	Descrizione del sistema di gas e determinazione del plateau di gas . . . . .	74
4.1.2	Determinazione del flusso di raggi X . . . . .	75
4.1.3	Misure di guadagno di un rivelatore a <i>tripla</i> -GEM . . . . .	75
4.1.4	<i>Rate Capability</i> . . . . .	78
4.1.5	Misura di <i>aging</i> . . . . .	79
4.2	Misure su fascio di pioni al P.S.I. . . . .	80
4.2.1	Misure della risoluzione temporale . . . . .	82
4.2.2	Misure di efficienza di un rivelatore <i>tripla</i> -GEM . . . . .	85
4.2.3	Misura della <i>cluster size</i> . . . . .	87
4.2.4	Studi sulla probabilità di scarica al PSI . . . . .	88
4.3	Misure con sorgente $\alpha$ . . . . .	90
	<b>Conclusioni</b>	<b>98</b>
	<b>Appendice</b>	<b>99</b>

# Introduzione

Le camere a multifili (MWPC), introdotte da Charpak nel 1968 [1], sono stati i rivelatori a gas che hanno avuto maggiore impiego nel settore della fisica delle particelle elementari, ma anche in astrofisica, nel campo della fisica medica e in biologia [2], [3]. Al riconoscimento della sua rivoluzionaria idea Charpak ha ricevuto nel 1992 il Premio Nobel per la Fisica.

Dall'idea originale delle MWPC, nei decenni successivi, sono stati sviluppati numerosi tipi di rivelatori: camera a deriva, camera a proiezione temporale (TPC), tubi di Iarocci in regime di *streamer*, utilizzati negli anni 80 prevalentemente in calorimetria adronica [4], *straw-tubes*, utilizzati come rivelatori di radiazione di transizione in esperimenti nello spazio [5].

L'avvento dei nuovi *collider* adronici ad alta luminosità, ed in particolare LHC al CERN di Ginevra, ha evidenziato la necessità di rivelatori veloci e capaci di sopportare flussi molto elevati di particelle (*rate capability*) oltre che affidabili e robusti alla radiazione (*radiation hard*).

Le MWPC e in generale la maggioranza dei tradizionali rivelatori a gas risultano non essere adatti ad essere impiegati negli esperimenti ai *collider* adronici di nuova generazione. La maggiore limitazione risulta essere l'insufficiente capacità di sopportare flussi di radiazione superiore al MHz/cm<sup>2</sup> oltre alla non elevata risoluzione spaziale e non adeguata robustezza alla radiazione.

Nell'ultimo decennio è quindi partito un intenso lavoro di *R&D* sui rivelatori a gas al fine di superare le limitazioni intrinseche mostrate dalle MWPC, proponendo nuovi e rivoluzionari rivelatori a gas non più basati sull'impiego dei fili come elemento attivo di moltiplicazione.

Le camere a gas a *microstrip* (MSGC), i contatori a foro (*compteur à trous*: CAT), *microegas*, *microdot* e GEM (*Gas Electron Multiplier*) sono solo alcuni esempi di questa nuova classe di rivelatori denominata *micro pattern detector*. La maggioranza di questi rivelatori permette di raggiungere *rate capability* molto elevate, soddisfacendo ampiamente le

## Introduzione

richieste degli esperimenti ad LHC.

Particolare attenzione è stata ovviamente data alla caratteristica di affidabilità e di robustezza e non ultima, la semplicità costruttiva. È in generale su questi campi che i vari rivelatori a *micro pattern* tendono a differenziarsi tra loro.

Il lavoro svolto in questa tesi riguarda lo studio e l'ottimizzazione di un rivelatore a *tripla-GEM*, in particolare in termini delle prestazioni temporali e più in generale della sua stabilità e robustezza in ambiente ad alto flusso. Va sottolineato che l'ottimizzazione delle prestazioni temporali e alcuni degli studi sulla stabilità del rivelatore, presentati in questa tesi, hanno fornito dei risultati unici nel loro genere e sono stati quindi oggetto di pubblicazione su rivista (*Nuclear Instrument and Methods*) e presentati a varie Conferenze Internazionali.

Questo *R&D* è inserito nella proposta per un rivelatore che deve coprire la zona centrale della camera in avanti per la rivelazione dei muoni dell'esperimento LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment*) al CERN. LHCb è uno dei quattro esperimenti che verranno installati ad LHC, il grande *collider* protone-protone attualmente in costruzione al CERN (Centro Europeo per la Ricerca Nucleare). LHC permetterà, grazie alla grande luminosità ( $\sim 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) ed all'energia totale disponibile del centro di massa (14 TeV), di esplorare nuovi confini della fisica delle alte energie.

La proposta di impiego delle GEM nelle camere a muoni di LHCb è stata avanzata dal gruppo dei Laboratori Nazionali di Frascati, in cui ho svolto la tesi, in collaborazione con il gruppo della sezione dell'INFN di Cagliari.

La tesi è articolata in quattro capitoli. Nel primo capitolo sono discusse le motivazioni fisiche dell'esperimento ed è descritto l'apparato sperimentale di LHCb.

Nel secondo capitolo sono esposti i principi fondamentali di funzionamento dei rivelatori a gas.

Nel terzo capitolo sono descritte le caratteristiche generali dei rivelatori a GEM e con particolare riguardo sono discussi i parametri da cui dipendono le prestazioni temporali e la stabilità del rivelatore che costituiscono gli aspetti profondamente innovativi della ricerca effettuata su questo rivelatore.

Nel quarto capitolo sono presentati i risultati delle varie misure effettuate sul rivelatore in laboratorio a Frascati e sul fascio  $\pi M1$  del PSI di Zurigo.

Nelle conclusioni, in funzione delle richieste dell'esperimento, vengono evidenziate quali

sono le risposte definitive che possono essere fornite allo stato attuale del lavoro di *R&D* sul rivelatore e quali sono invece i problemi ancora aperti che necessitano di ulteriore studio.

Viene infine allegato il *preprint* del *proceeding* relativo alla mia presentazione tenuta alla *8-th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics* a Novosibirsk dal 28 Febbraio al 6 Marzo 2002.

# Capitolo 1

## Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

### 1.1 Introduzione

La violazione di  $\mathcal{CP}$  fu scoperta nei decadimenti dei mesoni  $K^0$  da Cronin e Fitch nel 1964 [6]. Questa scoperta, per la quale a Cronin e Fitch fu assegnato il premio Nobel nel 1980, ha portato alla ribalta uno tra i problemi più affascinanti della fisica, che coinvolge proprietà fondamentali dello spazio, del tempo e della materia. È ben noto che le proprietà di simmetria hanno un ruolo essenziale nella fisica: è attraverso la loro identificazione che si possono affrontare i problemi da un punto di vista generale. D'altra parte, poichè alla base di ogni principio di simmetria delle leggi fisiche c'è l'ipotesi che qualche grandezza non sia misurabile, appare naturale che con il progredire delle conoscenze qualche simmetria ipotizzata sulla base di argomentazioni a priori possa risultare non soddisfatta in natura. Nel caso particolare di  $\mathcal{CP}$ , tuttavia, non si è ancora compreso completamente perchè e come sia avvenuto.

La simmetria rispetto a  $\mathcal{CP}$  è tipica della meccanica quantistica relativistica. In questa, insieme alle simmetrie discrete per inversione dello spazio ( $\mathcal{P}$ , o parità) del tempo ( $\mathcal{T}$ ), va considerata anche la simmetria per coniugazione di carica ( $\mathcal{C}$ ), che comporta lo scambio di una particella con la sua antiparticella, invertendo il segno di tutti i numeri quantici interi oltre che la carica elettrica (numero barionico, numero leptonico, stranezza, ecc.). Ciascuna delle simmetrie  $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{P}$  e  $\mathcal{T}$  correla uno stato quantomeccanico, o un'ampiezza di transizione, a un'unica *immagine speculare* e può essere associata con la conservazione di un numero

## Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

quantico. Nelle prime formulazioni delle teorie di interazione fu assunto che  $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{P}$  e  $\mathcal{T}$  fossero valide singolarmente, dato che ciascuna di esse era ben giustificata nell'elettrodinamica quantistica, e così lo spazio e il tempo risultavano simmetrici per inversione degli assi, come nella fisica classica. Ma la scoperta nel 1957 della violazione della parità nelle interazioni deboli, misurando la distribuzione angolare degli elettroni emessi nel decadimento  $\beta$  di un campione di  $^{60}\text{Co}$ , impose un profondo riesame della loro validità.

La simmetria dello spazio fu ristabilita nella teoria  $V - A$  delle interazioni deboli introducendo l'invarianza rispetto all'operazione combinata di  $\mathcal{CP}$ <sup>1</sup>. Nella teoria  $V - A$ , come nella fisica classica, non c'è un verso di rotazione privilegiato nello spazio: i fenomeni e le loro *immagini speculari* risultano indistinguibili purchè si ammetta che l'*immagine speculare* di ogni particella di materia sia la corrispondente antiparticella. Questo presupposto è una conseguenza del teorema  $\mathcal{CPT}$  [7] che si fonda su ipotesi molto generali quali la validità della descrizione di un sistema tramite operatori di campo locali, la connessione tra spin e statistica e l'invarianza rispetto alle trasformazioni continue del gruppo di Lorentz. In particolare il teorema  $\mathcal{CPT}$  afferma che tutte le interazioni sono invarianti sotto la successiva applicazione degli operatori  $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{P}$  e  $\mathcal{T}$  in un qualunque ordine e questo significa che se  $\mathcal{CP}$  è un invariante allora anche il tempo è simmetrico.

La scoperta della violazione di  $\mathcal{CP}$ , nelle interazioni deboli, distrusse per la seconda volta l'idea che nello spazio non vi sia un verso di rotazione privilegiato. Inoltre si comprese che la violazione di  $\mathcal{CP}$  gioca un importante ruolo nella cosmologia. Difatti è uno dei tre ingredienti richiesti per spiegare l'eccesso di materia rispetto all'antimateria osservata nel nostro universo [8].

---

<sup>1</sup>Si noti che sia  $\mathcal{C}$  che  $\mathcal{P}$  risultavano totalmente violate. Un esempio è il caso dei neutrini in cui risulta evidente che in natura esistono solo neutrini levogiri e antineutrini destrigiri.

## 1.2 La violazione di $\mathcal{CP}$ e il Modello Standard

Il Modello Standard, con tre famiglie di *quark*, genera in modo naturale la violazione di  $\mathcal{CP}$  nelle interazioni deboli mediate dai bosoni vettoriali carichi ( $W^\pm$ ). La violazione di  $\mathcal{CP}$  è generata dalla fase complessa presente nella matrice unitaria  $3 \times 3$  di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa [9]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

dove gli elementi  $V_{ij}$  sono legati all'ampiezza di transizione dai *quark* di tipo *down* ( $j = d, s, b$ ) a quelli di tipo *up* ( $i = u, c, t$ ). La matrice è unicamente determinata da quattro parametri, di cui tre sono reali e uno è complesso. Proprio quest'ultimo porta in modo naturale alla violazione di  $\mathcal{CP}$ <sup>2</sup>. Esistono molti modi di parametrizzare la matrice CKM ed uno di questi è quello proposto da Wolfenstein [10]:

$$v_{CKM} \approx V_{CKM}^{(3)} + \delta V_{CKM}$$

dove lo sviluppo al terzo ordine in  $\lambda$  è data da  $V_{CKM}^{(3)}$ :

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

Attualmente le migliori stime dei parametri  $A$ ,  $\rho$  e  $\eta$  sono le seguenti:  $A = 0.9 \pm 0.1$ ,  $\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.4 \pm 0.2$ . Il parametro  $\lambda$ , invece, dato dal seno dell'angolo di Cabibbo, è stato misurato essere pari  $0.221 \pm 0.002$  [11]. Si noti che affinché vi sia violazione di  $\mathcal{CP}$ ,  $\eta$  deve essere diverso da 0.

Dalla condizione di unitarietà di  $V_{CKM}$  ( $V_{CKM}V_{CKM}^\dagger = I$ ) si deducono le seguenti relazioni, di notevole utilità per la comprensione delle previsioni del Modello Standard riguardo la violazione di  $\mathcal{CP}$ :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.1)$$

$$V_{tb}V_{ub}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{td}V_{ud}^* = 0 \quad (1.2)$$

Queste relazioni possono essere rappresentate geometricamente nel piano complesso tramite dei triangoli detti di unitarietà (Fig. 1.1).

<sup>2</sup>Il parametro complesso fa sì che non vi sia uguaglianza tra la matrice CKM e la sua  $\mathcal{CP}$  coniugata.

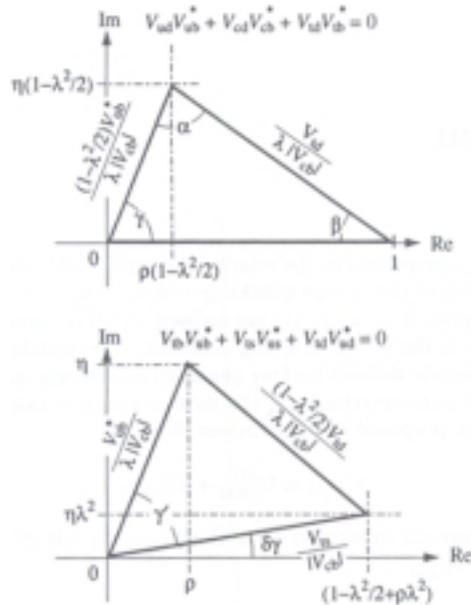


Figura 1.1: Rappresentazione dei due triangoli di unitarietà nella parametrizzazione di Wolfenstein con approssimazione valida fino a  $\delta V_{CKM}$

Va sottolineato che tutte le osservabili connesse con la violazione di  $\mathcal{CP}$  sono proporzionali a  $J^3$ , una quantità indipendente dalla parametrizzazione e dalle convenzioni adottate per le fasi. Questa grandezza gioca un ruolo importante in quanto legata ai triangoli unitari da una relazione molto semplice: le aree dei triangoli coincidono fra loro e sono pari a  $\frac{1}{2}|J|$ .

In generale gli effetti osservabili della violazione di una simmetria sono imputabili all'interferenza tra un'ampiezza che viola la simmetria e un'altra che è, invece, invariante. Nel caso particolare della violazione di  $\mathcal{CP}$ , negli esperimenti si misura il rapporto tra la parte del processo in esame che viola  $\mathcal{CP}$  e quella che è  $\mathcal{CP}$ -invariante: tale quoziente è noto come asimmetria di  $\mathcal{CP}$ . Nel Modello Standard essa è data da  $|J|$  diviso il quadrato dell'ampiezza  $\mathcal{CP}$ -invariante, che con buona approssimazione rappresenta la larghezza totale del sistema, o, in altre parole, è proporzionale al rapporto fra l'area del triangolo unitario e il quadrato della base.

Poiché  $J$  non dipende dal processo specifico, il prodotto dell'asimmetria di  $\mathcal{CP}$  per il *branching ratio* del decadimento in esame è circa dello stesso ordine di grandezza per tutti i processi nei quali è possibile evidenziare la violazione di  $\mathcal{CP}$ . Quindi, processi con grandi asimmetrie (sistemi dei mesoni B fig. 1.2 (c)) tendono ad avere piccoli *branching ratio*, men-

<sup>3</sup>Nella parametrizzazione di Wolfenstein  $J \simeq \lambda^6 A^2 \eta$ .

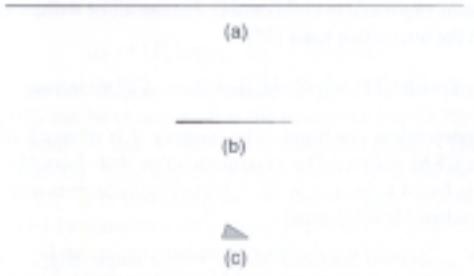


Figura 1.2: Rappresentazione dei triangoli di unitarietà nel sistema dei mesoni  $K$  (a); nel sistema dei mesoni  $D$  (b); nel sistema dei mesoni  $B$  (c).

tre quelli con notevoli valori del *branching ratio* hanno una asimmetria esigua (sistema dei mesoni  $K$  fig. 1.2 (a)). Ciò è coerente con le misure sperimentali effettuate su sistemi di mesoni  $K$  (esperimento NA48) che rivelano con chiarezza quanto piccole siano le asimmetrie connesse con la violazione di  $\mathcal{CP}$  [12]. Nel terzo triangolo di figura 1.2, il rapporto elevato fra altezza e base assicura valori notevoli delle asimmetrie dovute alla violazione di  $\mathcal{CP}$  in sistemi di mesoni contenenti il quark *beauty*. Tuttavia, perché tali asimmetrie siano effettivamente osservabili, è necessario produrre un alto numero di mesoni  $B$  in quanto i *branching ratio* che contano sono piccoli.

Questa motivazione chiarisce la ragione per cui negli ultimi anni sono nati nuovi esperimenti, quali BaBar e BELLE, dedicati espressamente alla violazione di  $\mathcal{CP}$  nel sistema dei mesoni  $B$ , le cui masse e vite medie sono riportate in tabella 1.1 [13].

Mesone	Tipo	m(MeV)	$\tau$ ( $10^{-12}$ s)
Bottom Meson B= $\pm 1$	$B_u^+ u\bar{b}$	$5279.0 \pm 0.5$	$1.653 \pm 0.028$
	$B_u^- \bar{u}b$		
	$B_d^0 d\bar{b}$	$5279.4 \pm 0.5$	
	$\bar{B}_d^0 \bar{d}b$		
Bottom Strange Meson B= $\pm 1$ S= $\pm 1$	$B_s^0 s\bar{b}$	$5369.6 \pm 2.4$	$1.493 \pm 0.062$
	$\bar{B}_s^0 \bar{s}b$		
Bottom Charmes B=C= $\pm 1$	$B_c^+ c\bar{b}$	$(6.4 \pm 0.4) 10^3$	$0.46 \pm 0.18$
	$B_c^- \bar{c}b$		

Tabella 1.1: Classificazione dei mesoni  $B$ , stati legati  $q\bar{q}$  contenente il quark  $b$ .

### 1.3 Il sistema dei mesoni B e la matrice CKM

I due triangoli di unitarietà rilevanti per la fisica dei mesoni B, descritti dalle relazioni 1.1, possono degenerare l'uno nell'altro se il termine  $\delta V_{CKM}$  è trascurabile.

In questo modo il triangolo di unitarietà è descritto dalla prima relazione di 1.1 ed è mostrato in figura 1.3. Si può notare come gli angoli e i lati di questo triangolo siano correlati a precisi decadimenti o oscillazione dei mesoni B.

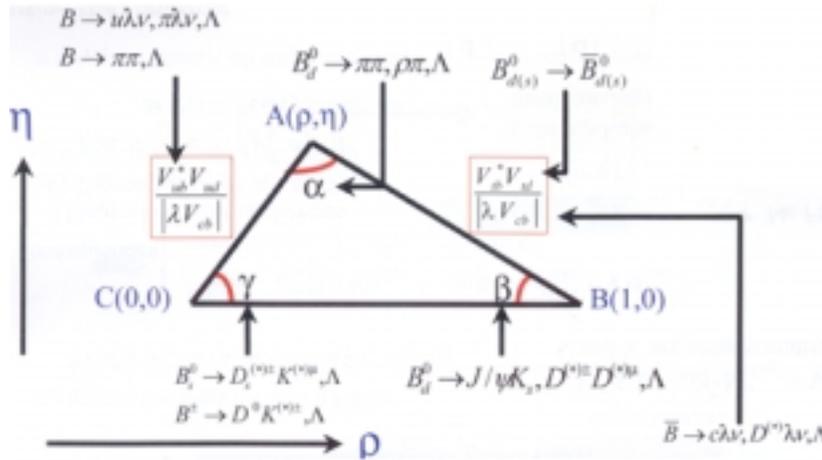


Figura 1.3: Rappresentazione del triangolo di unitarietà nell' approssimazione di  $\delta V_{CKM}$  trascurabile.

Senza entrare nei dettagli teorici dei vari modi di osservare la violazione di  $\mathcal{CP}$  nei decadimenti dei mesoni B [14], è interessante descrivere quali siano a tutt' oggi le informazioni ricavate dai vari esperimenti e quali informazioni manchino.

Va sottolineato prima di tutto che il valore degli angoli può essere valutato con due differenti metodi: in maniera indiretta dalla misura dei lati del triangolo oppure in maniera diretta dalle asimmetrie di  $\mathcal{CP}$  <sup>4</sup>. Se il valore degli angoli estratti con questi due metodi sono in disaccordo significa che vi è una nuova fisica oltre il Modello Standard.

In tabella 1.2 sono mostrati i parametri del triangolo di unitarietà, con i relativi decadimenti, noti attualmente.

Al momento gli unici esperimenti che hanno dato delle informazioni importati su alcuni

<sup>4</sup>Il processo di violazione di  $\mathcal{CP}$  che si va a considerare è quello di decadimento con e senza mescolamento in quanto si ha una maggiore statistica e una minore incertezza teorica [14].

Triangolo di unitarietà	Processo	Esperimento
$\beta$	$B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$	BaBar-BELLE
lato opposto a $\beta$	$B \rightarrow \pi\pi, \pi l\nu, \Lambda$	significativi errori teorici
$\alpha$	$B_d^0 \rightarrow \pi\pi, \rho\pi$	BaBar (statistica limitata)
$\gamma$	$B_s^0 \rightarrow D_s^{*\pm} K^*, \Lambda$	-
lato opposto a $\gamma$	Oscillazione $B_s^0 - \bar{B}_s^0$	LEP-CDF
$\delta\gamma$	$B_s^0 \rightarrow J/\Psi\phi$	-
$\beta + \gamma$	$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	-
$\gamma - 2\delta\gamma$	$B_s^0 \rightarrow D^\pm K^\mp$	-

Tabella 1.2: Parametri noti del triangolo di unitarietà con relativi decadimenti.

parametri del triangolo di unitarietà sono BaBar e BELLE, che sono degli esperimenti costruiti su *collider*  $e^+e^-$  all'energia della  $\Upsilon(4S)$  ( $\sim 10$  GeV). A questa energia la  $\Upsilon(4S)$  decade principalmente in  $B\bar{B}$  di modo il canale di decadimento è un canale pulito, cioè il rapporto segnale /background è elevato. Il numero di coppie prodotte per anno è di  $\sim 10^7$  ed è diviso in maniera uguale tra i mesoni neutri,  $B_d^0\bar{B}_d^0$ , e mesoni carichi,  $B^+B^-$ .

In un periodo di circa tre anni gli esperimenti di Babar e BELLE hanno misurato l'angolo  $\beta$ , tramite il decadimento di  $B_d^0 \rightarrow j/\Psi K_S$ , con una elevata precisione:

$$\sin(2\beta) = 0.78 \pm 0.08$$

Attualmente la misura dell'angolo  $\alpha$ , dato dai decadimenti  $B_d^0 \rightarrow \pi\pi, \rho\pi$ , è limitata dalla statistica poichè il numero di eventi disponibili è estremamente basso ( $\sim 150$  eventi all'anno) e quindi privo di significato:

$$\sin(2\alpha) = -0.01 \pm 0.37(stat) \pm 0.07$$

Si noti che all'energia del centro di massa degli esperimenti non è possibile produrre dei mesoni neutri più pesanti quali i  $B_s^0$ .

Il vantaggio degli esperimenti su macchine  $e^+e^-$  è di avere un buon rapporto segnale background ( $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{hadr} \simeq 0.22$ ), ma in assoluto la statistica risulta essere limitata ( $10^7 B\bar{B}$ /anno) [14]. In aggiunta, ai *collider*  $e^+e^-$  non possono essere studiati i  $B_s^0$  che giocano un ruolo importante nella determinazione di alcuni dei parametri del triangolo di unitarietà (angolo  $\gamma$ , lato opposto all'angolo  $\gamma$  e l'angolo  $\delta\gamma$  se non viene trascurata  $\delta V_{CKM}$ ).

Una situazione completamente diversa si verifica nei vari esperimenti ad LHC, quali ATLAS, CMS e LHCb che verranno installati sul fascio adronico  $p-p$  di elevata energia

**Capitolo 1.** Violazione di  $\mathcal{CP}$  nei mesoni B e l'esperimento LHCb

del centro di massa ( $\sim 14$  TeV). In particolare per l'esperimento LHCb la sezione d'urto  $b\bar{b}$  risulta particolarmente elevata ( $\sim 500\mu\text{b}$ ) e quindi verrà prodotto un elevato numero di coppie  $b\bar{b}$  per anno ( $\sim 10^{12}$ ). Inoltre sarà anche possibile produrre i mesoni neutri  $B_s^0$  ed osservarne le oscillazioni.

Nella tabella 1.3 sono riassunti i vantaggi e gli svantaggi dei due diversi approcci alla fisica del  $B$ .

	LHCb	Babar
Fascio	$p - p$	$e^+e^-$
Energia del CM	14 TeV	10.6 GeV
Luminosità	$10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Sezione d'urto $b\bar{b}$ ( $\sigma_{b\bar{b}}$ )	$500\mu\text{b}$	1.1 nb
Rapporto $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_A$	$6 \times 10^{-3}$	0.22
Numero $b\bar{b}$ /anno	$1 \times 10^{12}$	$3 \times 10^7$
Vantaggi	Produzione di $B_s^0$ Elevata Statistica	Elevato rapp. segnale/background Bassa rate di interazione (10 Hz)
Svantaggi	Elevata molteplicità eventi Difficoltà nel <i>triggering</i> Elevata rate di interazione (40 MHz)	Statistica limitata Non produzione di $B_s^0$

Tabella 1.3: Vantaggi e svantaggi dei due diversi approcci alla fisica dei  $B$

## 1.4 L'esperienza LHCb

Rispetto ad acceleratori adronici esistenti o in costruzione (Tab. 1.4), LHC rappresenta la più abbondante sorgente di mesoni B grazie alla grande sezione d'urto per la produzione di coppie  $b\bar{b}$  e all'alta luminosità.

	LHC	Tevatron
Fascio	$p-p$	$p-\bar{p}$
Energia del CM	14 TeV	2 TeV
Luminosità	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Tempo tra due collisioni	25 ns	132 ns
Circonferenza	26.8 km	6.28 km
Sezione d'urto anelastica ( $\sigma_A$ )	80 mb	50 mb
Sezione d'urto $b\bar{b}$ ( $\sigma_{b\bar{b}}$ )	$500 \mu\text{b}$	$100 \mu\text{b}$
Rapporto $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_A$	$6 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-3}$

Tabella 1.4: Caratteristiche principali di LHC a confronto con quelle del Tevatron

L'esperienza LHCb, progettata per utilizzare il gran numero di adroni-b prodotti da LHC ed effettuare studi di precisione sulla violazione di  $\mathcal{CP}$  e sui decadimenti rari nei sistemi dei mesoni B, si propone l'analisi:

- dei decadimenti rari di  $B$  e  $\tau$ ;
- dell'oscillazione  $D-\bar{D}$ ;
- dei decadimenti dei mesoni  $B_c$ .

LHCb opererà ad una luminosità di  $\sim 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , cioè circa 100 volte minore di quella nominale di LHC, con il vantaggio di avere un basso numero di canali fisici accesi (*occupancy*) nel rivelatore, di ridurre il danno da radiazione e di diminuire il numero di eventi dominati da interazioni multiple  $pp$ .

Ci si aspetta, in un anno di presa dati, una produzione di  $10^{12}$  coppie  $b\bar{b}$  e un elevato numero di eventi ricostruiti nei vari canali di decadimento come mostrato in tabella 1.5 [15].

## Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

Decadimento	Rapporto di decadimento	Ricostruzione <i>offline</i>
$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- + \text{tag}$	$0.7 \times 10^{-5}$	6.9 k
$B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	$1.5 \times 10^{-5}$	33 k
$B_d^0 \rightarrow \rho^+ \pi^- + \text{tag}$	$1.8 \times 10^{-5}$	551 k
$B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s + \text{tag}$	$3.6 \times 10^{-5}$	56 k
$B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}$	$3.3 \times 10^{-7}$	337
$B_d^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$	$3.2 \times 10^{-5}$	26 k
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ + \text{tag}$	$1.2 \times 10^{-4}$	35 k
$B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+ + \text{tag}$	$8.1 \times 10^{-6}$	2.1 k
$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi + \text{tag}$	$5.4 \times 10^{-5}$	44 k

Tabella 1.5: Numero di eventi ricostruiti *offline*, previsto per un anno di presa dati (107 s), per alcuni canali di decadimento, ad una luminosità di  $\sim 2 \times 10^{32}$ .

La tabella 1.6 mostra invece la precisione prevista per gli angoli dei triangoli di unitarietà.

Parametro	Decadimento	$\sigma$ (1 anno)
$\beta$	$B_d^0 \text{ e } \bar{B}_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s$	0.01
$\gamma - 2\delta\gamma$	$B_s^0 \text{ e } \bar{B}_s^0 \rightarrow D^\pm K^\mp$	0.05-0.28
$\gamma$	$B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}, D^0 K^{*0}, D_1 K^{*0} \text{ e } \bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 \bar{K}^{*0}, D^0 \bar{K}^{*0}, D^0 \bar{K}^{*0}$	0.07-0.31
$\delta\gamma$	$B_s^0 \text{ e } \bar{B}_s^0 \rightarrow J/\Psi \phi$	0.01

Tabella 1.6: Precisione prevista per la misura degli angoli dei triangoli di unitarietà per l'esperimento LHCb in un anno di funzionamento.

LHCb sarà dotato di un *trigger* ad alte prestazioni e ottimizzato per selezionare efficientemente gli eventi di decadimento dei mesoni B.

L'apparato potrà ricostruire i vertici di decadimento dei mesoni B con un'alta risoluzione e fornire un'eccellente identificazione delle particelle cariche.

### 1.4.1 Layout generale del rivelatore

LHCb è uno spettrometro a braccio singolo con copertura angolare in avanti che va approssimativamente da 10 mrad a 300 mrad, nel piano di curvatura del fascio (piano *bending*, [xz]) e da 10 mrad a 250 mrad, nel piano esso perpendicolare (piano non *bending*, [yz]).

Il sistema di riferimento utilizzato ha come origine il punto di interazione, l'asse  $z$  lungo la direzione del fascio (con il verso positivo che punta nella direzione dello spettrometro) ed ortogonale ad esso il piano  $[x,y]$  su cui si definisce la coordinata  $r$ , distanza dall'origine, e l'angolo azimutale  $\phi$ . L'angolo rispetto all'asse  $z$  è chiamato angolo polare  $\theta$ .

Si definisce la *pseudo rapidità*  $\eta$ :

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2)$$

La scelta della geometria del rivelatore è motivata dal fatto che ad alte energie sia gli adroni contenenti  $b$  che quelli contenenti  $\bar{b}$  vengono prodotti prevalentemente in avanti nello stesso cono; secondo le predizioni della teoria del *modello a partoni* della QCD,  $B^0$  e  $\bar{B}^0$  vengono prodotti all'incirca con la stessa *pseudo rapidità*, ossia lo stesso angolo polare.

In figura 1.4 è mostrato lo schema dello spettrometro LHCb che sarà costituito da:

- un rivelatore di vertice e un contatore di vertici primari (*pile-up veto counter*);
- un sistema di tracciamento (parzialmente interno al dipolo magnetico);
- due rivelatori RICH (*Ring Imaging Cherenkov*);
- un sistema di calorimetri;
- un rivelatore di muoni.

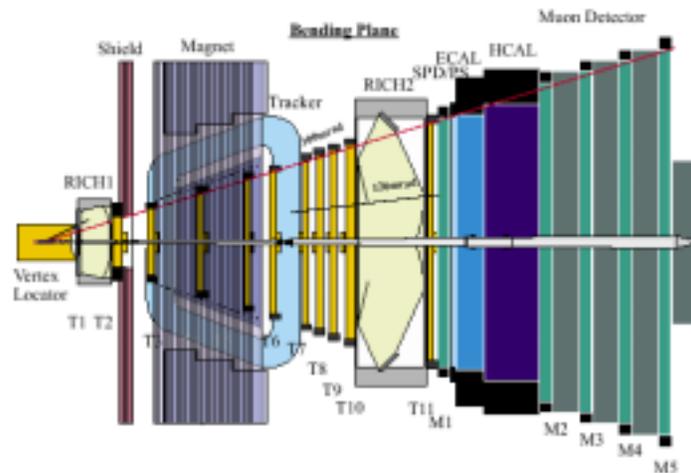


Figura 1.4: Lo spettrometro di LHCb visto dall'alto, piano di curvatura del fascio (xy)

Tutti i sotto rivelatori, escluso il rivelatore di vertice, verranno assemblati in due metà, separabili orizzontalmente, in modo da permettere la manutenzione e garantire l'accesso alla *beam pipe*.

### 1.4.2 Il sistema di rivelazione di vertice

La ricostruzione del vertice di interazione è una richiesta fondamentale per l'esperimento LHCb. Le caratteristiche distintive degli eventi in cui si avrà produzione di mesoni B sono un alto impulso trasverso ( $p_T$ ) dei prodotti di decadimento e presenza di vertici secondari.

Principalmente il sistema di rivelazione di vertice dovrà ricostruire sia la posizione del vertice primario che quella dei vertici secondari di decadimento degli adroni  $b$ , rivelando le tracce non originate dal vertice primario. Il sistema di rivelazione di vertice è costituito da un rivelatore di vertice al silicio (VELO) e da un *pile-up counter* (VETO).

Il rivelatore di vertice ha il compito di dare precise informazioni, sulla produzione e sul decadimento degli adroni- $b$ , che verranno utilizzate direttamente sia dall'*offline* che dal *trigger* di Livello -1. L'algoritmo del Livello-1 effettua una ricostruzione tridimensionale del vertice di interazione di modo da distinguere gli eventi interessanti per la fisica dei mesoni B da quelli di *minimum bias*, che vengono selezionati dal *trigger* di Livello-0.

Il rivelatore VELO [16] consiste in 25 stazioni ( $-17.5 \text{ cm} < z < 75 \text{ cm}$ ) ognuna costituita da due dischi di rivelatori al silicio, rispettivamente a *strip* circolari e radiali disposti parallelamente al fascio (Fig. 1.5), che copriranno l'intera accettanza dello spettrometro.

Per quel che concerne la risoluzione spaziale si hanno le seguenti caratteristiche:

- la risoluzione spaziale per la ricostruzione del vertice lungo l'asse  $z$  è di  $\sim 42 \mu\text{m}$ , mentre quella lungo l'asse normale al fascio è di  $\sim 10 \mu\text{m}$ ;
- la risoluzione sul parametro di impatto per le tracce ad alto impulso trasverso è di  $\sim 20 \mu\text{m}$ ;
- la precisione sulla lunghezza di decadimento è compresa tra  $220 \mu\text{m}$  e  $370 \mu\text{m}$  a seconda del canale di decadimento;

L'intero rivelatore è contenuto all'interno della *beam pipe* e la distanza radiale a cui sono disposti i dischi è minore dell'apertura richiesta da LHCb per collimare il fascio nella fase di iniezione. Durante questa fase la meccanica del rivelatore verrà allontanata di 3 cm. Infatti

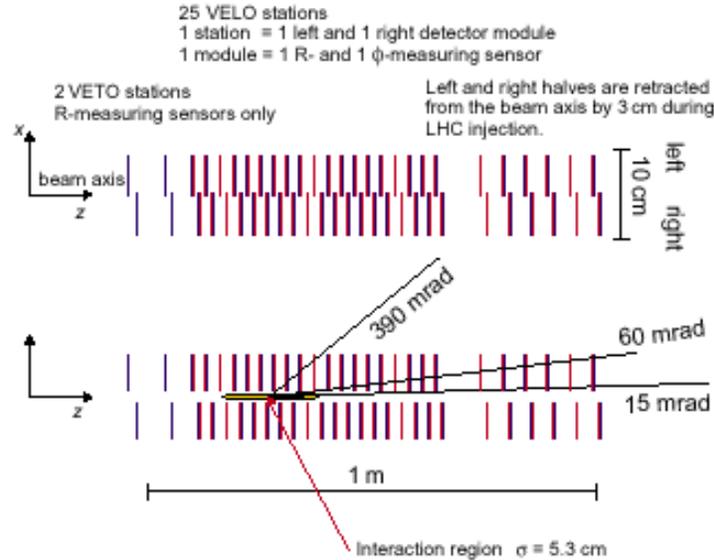


Figura 1.5: *Layout* del rivelatore di vertice lungo l'asse del fascio. Sopra: Disposizione delle stazioni VELO e del VETO visto dall'alto. Sotto: *cross section* a  $x=0$ . Le tre linee indicano rispettivamente la copertura angolare massima e minima del VELO e l'angolo medio delle tracce di *minimum bias*.

il rivelatore VELO è costituito da due metà che possono essere spostate verticalmente.

Il *pile-up counter* (VETO) rappresenta un contatore di vertici primari, e viene utilizzato dal *trigger* di Livello-0 per sopprimere gli eventi che contengono più di un'interazione *pp* per incrocio. Dedicati a questo compito vi sono due piani di rivelatori al silicio a *strip* circolari disposti a monte del punto di interazione nominale, dalla parte opposta allo spettrometro (Fig. 1.5). Dalla simulazione risulta che il vertice primario viene ricostruito con una risoluzione pari a 1 mm nella direzione del fascio. Il contatore rigetta l'80% delle interazioni doppie, mentre conserva il 95% delle interazioni singole.

### 1.4.3 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento, provvede a ricostruire le tracce delle particelle cariche e a ricavarne il modulo dell'impulso (misurando il raggio di curvatura dovuto ad un campo dipolare) e dare una misura precisa della direzione dei segmenti di traccia nei due rivelatori RICH. Tale informazione viene utilizzata come *input* per gli algoritmi d'identificazione delle particelle.

## Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

Il sistema è composto da 9 stazioni [17] comprese tra il rivelatore di vertice ed il RICH2. La regione più interna di ciascuna stazione, sottoposta ad un più alto flusso di particelle, viene definita tracciatore interno, *Inner Tracker*; il tracciatore esterno, *Outer Tracker*, copre tutta l'area rimanente, pari al 98%.

La tecnologia dell'*Inner Tracker* sarà costituita da *microstrip* di silicio che permetterà di sopportare flussi maggiori di  $3.5 \text{ MHz/cm}^2$ . La risoluzione spaziale del singolo *hit* è di  $\sim 15 \mu\text{m}$ . Il tracciatore *Outer Tracker*, invece, sarà sottoposto ad un flusso di particelle di  $\sim 1.4 \text{ MHz/cm}^2$  che permette l'utilizzo di tubi a radiazione di transizione disposti a nido d'ape. Ciascuna stazione sarà equipaggiata con moduli costituiti da due strati di tubi sfasati tra loro. La risoluzione spaziale per punto è di  $200 \mu\text{m}$ .

La ricostruzione delle tracce utilizza l'informazione congiunta di entrambi i tracciatori, così risulta difficile separare i contributi nell'analisi delle prestazioni dell'intero sistema di tracciamento.

La risoluzione dell'impulso viene parametrizzata nel seguente modo:

$$(\delta p/p) = A_{ms}^2 + (B_{res} \times p)^2$$

dove  $A_{ms}^2 = 3.84 \times 10^{-3}$  e rappresenta il contributo dello *scattering* multiplo e  $B_{res} = 3.6 \times 10^{-5}$  dipende dalla risoluzione sulle coordinate spaziali. La risoluzione media dell'impulso per tracce al di sopra di  $1 \text{ GeV}/c$  è  $\delta p/p = 39\%$ . La risoluzione di massa invariante dipende dalla risoluzione dell'impulso, e dagli studi di simulazione si ha ad esempio che  $\sigma = 21.8 \text{ MeV}$  per  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  (Fig. 1.6).

### 1.4.4 I rivelatori RICH

Il sistema dei rivelatori RICH (*Ring Imaging Cherenkov*) ha il compito di identificare le particelle cariche il cui impulso è compreso tra  $1$  e  $150 \text{ GeV}/c$ , all'interno di una accettazione angolare di  $10$ - $330 \text{ mrad}$ .

L'identificazione delle particelle è un punto fondamentale per ridurre il fondo nella selezione dello stato finale, riuscendo a distinguere tra kaoni e pioni [18].

Il sistema è costituito da due RICH e mostrato in figura 1.7: il RICH1, immediatamente dopo il rivelatore di vertice, contiene due tipi di radiatori: un *aerogel* di silicio e la miscela di gas  $\text{C}_4\text{F}_{10}$ , per rivelare le tracce a basso impulso, con una accettazione complessiva di  $25$ - $330 \text{ mrad}$  in entrambe le proiezioni  $x$  e  $y$ ; il RICH2, posto prima dei calorimetri, presenta come

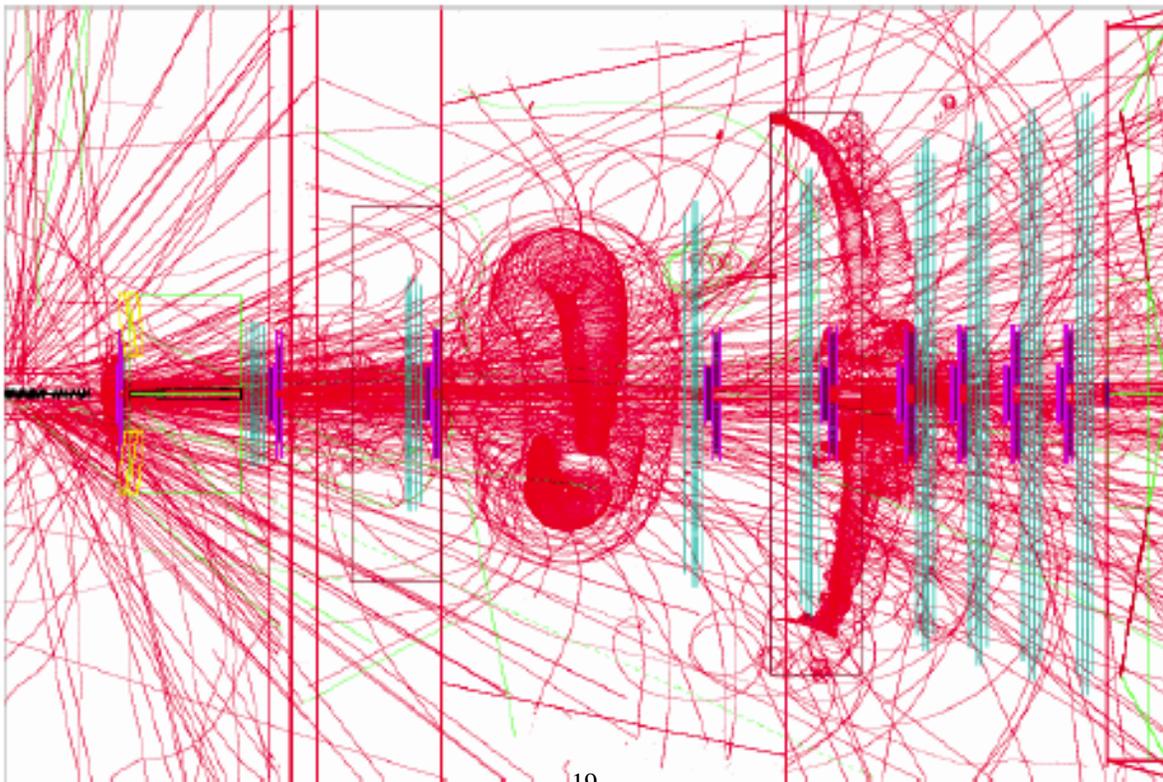
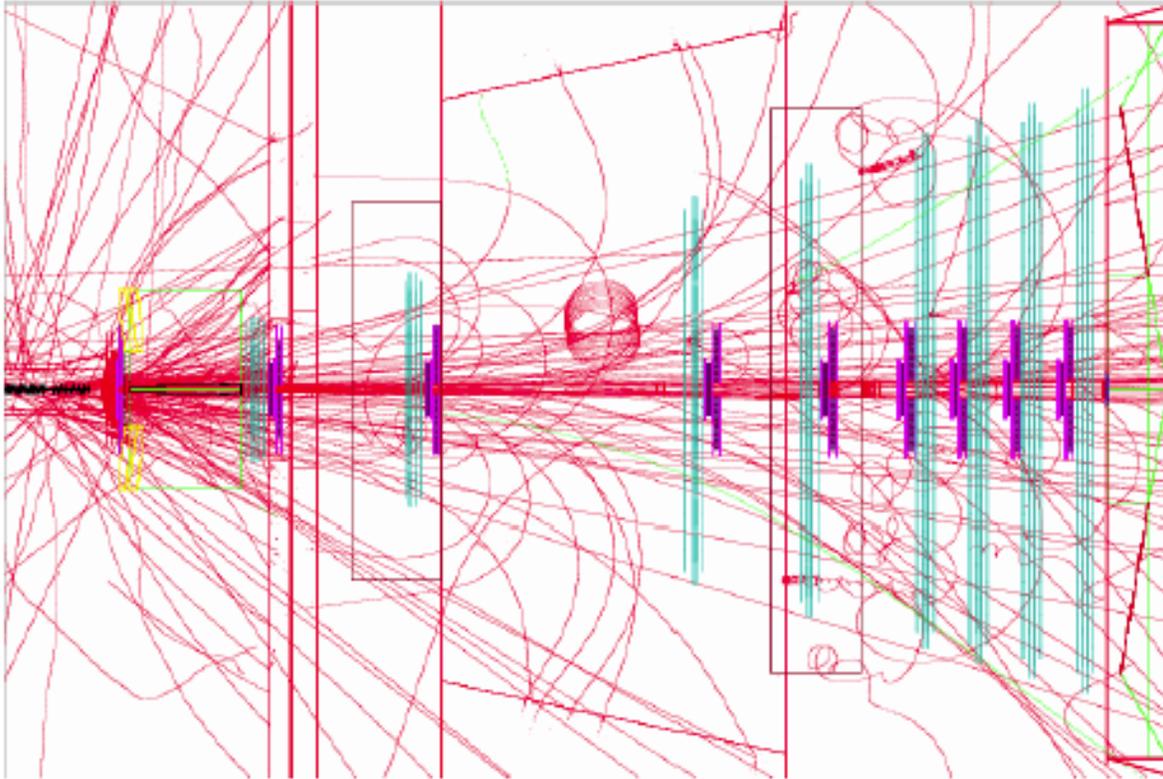


Figura 1.6: *Event display* della simulazione B . Sopra è mostrato un evento con bassa molteplicità di tracce, mentre sotto si ha viceversa un evento ad alta molteplicità.

**Capitolo 1.** Violazione di  $CP$  nei mesoni B e l'esperimento LHCb

unico radiatore il gas  $CF_4$  e nonostante abbia un accettazione ridotta a 10-120 mrad in x e 10-100 mrad in y raccoglie gran parte delle tracce a più alto impulso.

In tabella 1.7 sono mostrate le principali caratteristiche dei due RICH.

	Aerogel	$C_4F_{10}$	$CF_4$
Indice di rifrazione n	1.03	1.0014	1.0005
$\theta^{Max}$	242	53	32
Soglia $\pi$ (Gev/c)	0.6	2.6	4.4
Soglia K (Gev/c)	2.0	9.3	15.6

Tabella 1.7: Principali caratteristiche dei rivelatori RICH.

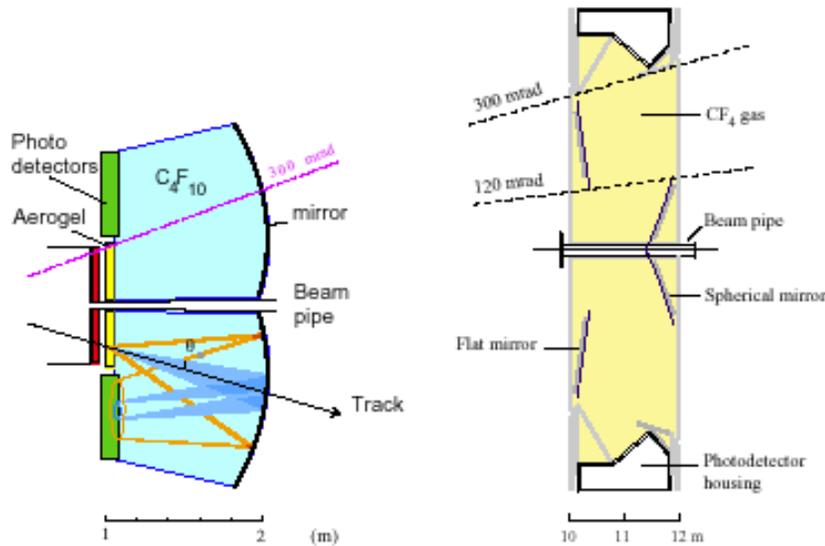


Figura 1.7: Schema dei RICH: RICH1 (a sinistra) e RICH2 (a destra). Viene mostrata la focalizzazione dei fotoni Cherenkov dovuti al passaggio di una traccia.

Questi rivelatori utilizzano la relazione data per effetto Cherenkov da una particella che attraversa un mezzo ad una velocità  $v$  maggiore di quella della luce nello stesso mezzo:

$$\cos\theta = 1/\beta n$$

dove  $n$  è l'indice di rifrazione del mezzo attraversato e  $\theta$  è l'angolo di apertura del cono di luce prodotto alla radiazione emessa. La traiettoria della particella, ricavata dal sistema di tracciamento, permette di identificare il centro del cerchio dei fotoelettroni raccolti. La

tecnologia relativa ai fotoelettroni è ancora in studio, ma come soluzione di base si utilizzano dei fotodiodi ibridi a *pixel* di silicio (HPD).

Misurando  $\theta$  si può risalire alla velocità della particella che ha attraversato il radiatore; conoscendo l'impulso si ha la sua identificazione. La tabella 1.8 mostra i risultati della ricostruzione effettuata dai due RICH combinati per 500 eventi simulati di  $B_d^0$ . In tabella sono indicate l'efficienza  $\epsilon$ , che rappresenta la frazione di particelle di un dato tipo identificate correttamente, e la purezza P, che rappresenta la frazione delle tracce identificate come particelle di un dato tipo che corrispondono realmente a quel tipo.

Particelle reali							
Particelle ricostruite	e	$\mu$	$\pi$	K	p	X	Purezza P
e	62233	7	328				0.95
$\mu$	8	224	554			31	0.27
$\pi$	5	10	13114		1	8	0.99
K		1	39	1083		11	0.96
p	1		4	1	427	1	0.98
X	3	8	197	27		3990	0.94
Efficienza $\epsilon$	0.99	0.90	0.92	0.97	1.00	0.99	

Tabella 1.8: Risultati della ricostruzione data dai due RICH combinati per 500 eventi di  $B_d^0$ ; X rappresenta le tracce sotto soglia nei radiatori.

### 1.4.5 I calorimetri

La funzione principale dei calorimetri è quello di provvedere all'identificazione di adroni, elettroni e fotoni, misurandone l'energia e la posizione. Questi dati vengono utilizzati dal *trigger* di Livello-0 [19].

Il sistema dei calorimetri è costituito da un calorimetro elettromagnetico (ECAL), munito di un *preshower* cioè un rivelatore ad elevata granularità, e da un calorimetro adronico (HCAL). Per entrambi i calorimetri si utilizza una struttura a campionamento (*sampling*). L'accettazione polare parte da 30 mrad, come compromesso tra prestazioni, costi e dosi di radiazione.

Il calorimetro elettromagnetico identifica gli elettroni, i fotoni e i  $\pi^0$  tramite la misura dell'energia. La sezione frontale del calorimetro è stata divisa in 3 settori con celle di dimensioni differenti (Fig. 1.8). Alternando piani di piombo di 2 mm, a piani di scintillatori,

## Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

spessi 4 mm, si ottiene una risoluzione in energia che può essere espressa dalla somma in quadratura di due termini:

$$\sigma(E)/E = \frac{10\%}{\sqrt{E}} + 1.5\%$$

dove il primo termine è correlato alle fluttuazioni di *sampling* e che è dominante per basse energie, mentre il secondo è dovuto al non perfetto contenimento degli sciame e alla calibrazione.

Il rivelatore di *preshower* subito prima di ECAL possiede una granularità maggiore; la dimensione delle celle è ridotta di  $\sim 1.5\%$  rispetto a quella delle celle di ECAL. È costituito da strati di piombo, spessi 12 mm, e scintillatori, spessi 15 mm, il cui scopo principale è quello di rivelare i fotoni, attraverso la produzione di coppie  $e^+ e^-$ , e l'inizio dello sciame elettronico.

Per entrambi la lettura viene effettuata con fototubi attraverso fibre a spostamento di lunghezza d'onda.

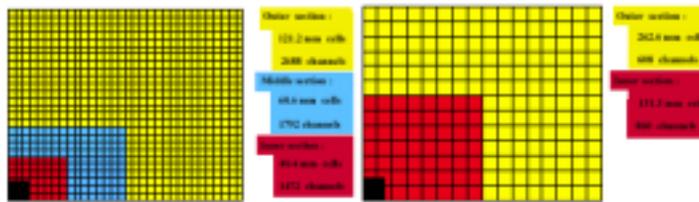


Figura 1.8: A sinistra: segmentazione laterale di ECAL. A destra: segmentazione laterale di HCAL. È mostrato, per entrambi, solo un quarto della faccia laterale.

Il calorimetro adronico provvede al riconoscimento degli adroni attraverso una misura dell'energia. Date le dimensioni degli sciame adronici, le celle di HCAL sono scelte più grandi di quelle di ECAL con due soli settori di celle per la segmentazione frontale (Fig. 1.8).

La struttura è costituita da piani di ferro, spessi 16 mm, alternati con scintillatori spessi 4 mm. La lettura viene effettuata come nel calorimetro elettromagnetico.

la risoluzione in energia per uno spessore totale di 1.2 m, parametrizzabile come nell'ECAL, è data da:

$$\sigma(E)/E = \frac{80\%}{\sqrt{E}} + 1.5\%$$

### 1.4.6 Rivelatore dei muoni

I muoni sono presenti negli stati finali di molti decadimenti dei B sensibili alla violazione di CP; in particolare nei due canali:

$$B_d^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)K_s^0 \quad e \quad B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)\phi$$

Inoltre i muoni derivanti da decadimenti semileptonici dei B vengono utilizzati per l'identificazione dello stato iniziale di sapore relativo al mesone B neutro. Il rivelatore dei muoni ha la funzione di rivelare i muoni, associandoli senza ambiguità ad ogni *bunch crossing* (il che implica una risoluzione temporale in una finestra di 25 ns), e fornire una stima dell'impulso trasverso,  $p_T$ , dei muoni presenti nell'evento, effettuata dal *trigger* dei muoni di Livello -0.

Il rivelatore dei muoni è costituito da 5 stazioni poste lungo l'asse del fascio. La prima stazione (M1) è particolarmente importante per la misura dell'impulso trasverso delle tracce dei muoni. Per ottenere una migliore risoluzione spaziale, M1 è disposta subito prima del rivelatore di *preshower*, a 12.1 m dal punto di interazione, in modo che la misura del  $p_T$  non sia influenzata dallo *scattering* multiplo causato dagli assorbitori. Questa posizione impone che il materiale della zona sensibile, di cui sarà costituita M1, abbia una lunghezza di radiazione non superiore al 10% di  $X_0$ .

Le rimanenti 4 stazioni, collocate dopo il calorimetro adronico, ad una distanza dal punto di interazione di 15.2 m (M2), 16,4 m (M3), 17.6 m (M4), 18.8 m (M5), sono intervallate da tre strati di ferro, spessi 800 mm. Uno schermo ulteriore di ferro, spesso 400 mm, è posto oltre l'ultima stazione per proteggerla da eventuali radiazioni emesse dalla caverna.

Il rivelatore dei muoni è caratterizzato da un'accettazione angolare interna ed esterna, relativa al piano *bending* (non *bending*), pari a 20 (16) mrad e 306 (258) mrad. In questo modo si assicura una accettazione geometrica pari al 20% per muoni derivanti dai decadimenti degli adroni-*b* [20].

La scelta delle differenti tecnologie da utilizzare nel sistema di rivelazione dei muoni dipende strettamente dal flusso di particelle (*rate*) nelle varie regioni. Una stima della *rate* nelle varie regioni dell'intero apparato a muoni è stata ottenuta tramite studi accurati che portano a confronto due pacchetti di simulazione: GCALOR e MARS. In tabella 1.9 è riportato il valore della *rate* stimata per ciascuna regione.

Questo requisito determina in maniera decisiva la scelta della tecnologia da applicare

## Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

	M1	M2	M3	M4	M5
R1	460 kHz/cm <sup>2</sup>	37.5 kHz/cm <sup>2</sup>	10 kHz/cm <sup>2</sup>	6.5 kHz/cm <sup>2</sup>	4.4 kHz/cm <sup>2</sup>
R2	186 kHz/cm <sup>2</sup>	26.5 kHz/cm <sup>2</sup>	3.3 kHz/cm <sup>2</sup>	2.2 kHz/cm <sup>2</sup>	1.8 kHz/cm <sup>2</sup>
R3	80 kHz/cm <sup>2</sup>	6.5 kHz/cm <sup>2</sup>	1.0 kHz/cm <sup>2</sup>	750 Hz/cm <sup>2</sup>	650 Hz/cm <sup>2</sup>
R4	25 kHz/cm <sup>2</sup>	1.2 kHz/cm <sup>2</sup>	415 Hz/cm <sup>2</sup>	250 Hz/cm <sup>2</sup>	225 Hz/cm <sup>2</sup>

Tabella 1.9: Valore della *rate* stimata per ciascuna regione.

nella stazione dei muoni.

Oltre a questo si devono tenere conto di ulteriori requisiti:

- **Risoluzione temporale:** il sistema a muoni dovrà provvedere all'identificazione dei muoni relativi a ciascuno incrocio dei fasci  $p$ - $p$  (*bunch crossing*), che in base alle caratteristiche costruttive di LHC è di 25 ns. Questo implica una richiesta per l'efficienza temporale di rivelazione pari al 99% in una finestra temporale di 25 ns, per due piani indipendenti di rivelatori, cioè posti in *OR*;
- **Risoluzione spaziale:** una traccia attraversando una stazione può provocare l'accensione di più *pad* (*cluster size*). Questo effetto dipende dall'angolo medio con cui avviene l'incrocio tra i fasci  $p$ - $p$ , dalla dimensione fisica delle *pad* e da effetti correlati all'elettronica di lettura e capacitivi tra le *pad* (*cross talk*). La *cluster size* richiesta varierà, tra la regione interna e quella esterna del sistema dei muoni, rispettivamente tra 1.3 e 1.1;
- **Effetti di invecchiamento (*Aging*):** sotto irraggiamento a lungo termine il materiale che costituisce le camere e la miscela di gas utilizzata non devono alterare le prestazioni del rivelatore. Questa richiesta implica un corretto funzionamento della camera per almeno dieci anni di LHCb.

La superficie totale del rivelatore dei muoni sarà di 435 m<sup>2</sup> e saranno impiegati i diversi tipi di rivelatori di particelle.

Nelle parti esterne (R3 e R4) delle ultime due stazioni (M4 e M5), pari al 48% della area totale, verranno impiegate le camere a piatti resistivi (RPC, *Resistive Plate Chamber*).

Le stazioni M1, M2 ed M3 e le regioni interne di M4 e M5, dove la *rate* è più elevata, saranno equipaggiate con camere a multifilo (MWPC, *Multi Wire Proportional Chamber*).

In tabella 1.10 sono mostrate sinteticamente le caratteristiche e i parametri principali delle camere MWPC e RPC.

	MWPC	RPC
Gap di gas	5 mm	2 mm
Diametro dei fili	30 $\mu\text{m}$	-
Spaziatura dei fili	1.5 mm	-
Tensione di lavoro	3.0 ÷ 3.2 kV	9 ÷ 10 kV
Miscela di gas	Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (40/50/10)	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> F <sub>4</sub> H <sub>10</sub> /C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> /SF <sub>6</sub> (95/4/1)
Ionizzazione primaria	~ 100 e <sup>-</sup> /cm	~ 100 e <sup>-</sup> /cm
Guadagno	~ 10 <sup>5</sup>	~ 10 <sup>7</sup>
Carica/m.i.p.	0.8 pC	~ 30 pC
Risoluzione temporale	3 ns	~ 2 ns
Numero stazioni OR	2	2
Soglia	~ 3 fC	~ 40 fC
Stazioni	R3 e R4 di M1; M2 M3 R1 e R2 di M4 e M5	R3 e R4 di M4 e M5

Tabella 1.10: Caratteristiche e parametri principali delle camere MWPC e RPC.

In particolare, per la parte interna della stazione M1 (R1 e R2), dove il valore della *rate* è compreso tra 200 ÷ 500 kHz/cm<sup>2</sup>, è stato proposto un rivelatore a *tripla-GEM* (*Gas Electron Multiplier*), che rappresenta l'oggetto di discussione della mia tesi.

Nel capitolo 3 vengono discussi in particolare i parametri da cui dipendono la stabilità di funzionamento e le prestazioni temporali del rivelatore, mentre nel capitolo 4 sono mostrate diverse misure effettuate con questo rivelatore. In particolare si vedrà che tali misure rispondono in modo completo ed esauriente alle richieste delle regioni R1 e R2 di M1 dell'esperimento LHCb.

### 1.4.7 Il *trigger* di LHCb

Gli eventi con mesoni B possono essere distinti dalle altre interazioni anelastiche p-p grazie alla presenza di un solo vertice secondario e con particelle prodotte di alto impulso trasverso come mostrato in figura 1.9.

Il *trigger* rappresenta la chiave del problema per lo studio dei mesoni B ad LHC. Un accurata strategia di *trigger* è necessaria per estrarre interessanti informazioni dalle collisioni anelastiche e la strategia utilizzata per esempio da ATLAS risulta differente da quella usata da LHCb, dove il *trigger* è completamente dedicato al decadimento dei mesoni B. Per motivi di ottimizzazione tutti gli esperimenti ad LHC utilizzano un sistema di *trigger* a più livelli.

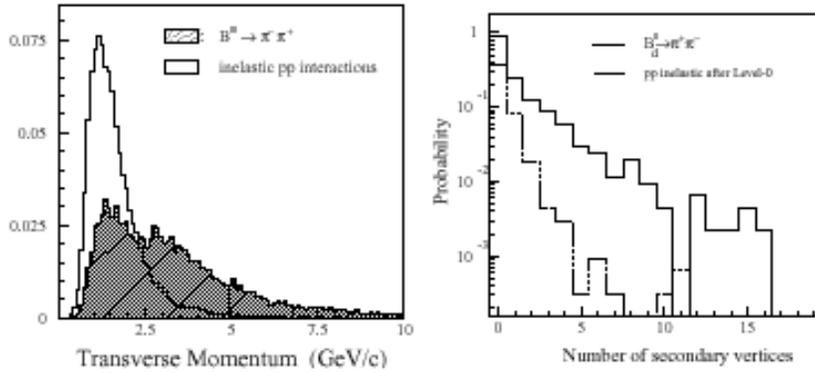


Figura 1.9: a sinistra: distribuzione di  $p_T$  per adroni carichi, per eventi a pp inelastici e per decadimenti  $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . A destra: un numero di vertici secondari ricostruiti nel *trigger* di Livello-1.

In particolare in LHCb il *trigger* è composto da 4 livelli.

Il primo livello di *trigger*, chiamato livello-0, lavora a 40 MHz (pari alla frequenza di *bunch crossing*, ed una *rate* di uscita di 1 MHz. Questo livello di *trigger* si basa sull'identificazione dei singoli leptoni, adroni e fotoni con alto impulso trasverso ( $\sim 5$  GeV/c) nei calorimetri e nella camera a muoni ed è congiunto con il contatore di vertici VETO in modo da scartare eventi che provengono da più di una interazione p-p.

Il secondo livello, Livello-1, ha una *rate* di ingresso pari a 1MHz ed usa le informazioni provenienti dal rivelatore di vertice VELO che seleziona gli eventi aventi uno o più vertici secondari. In questo modo viene fornita una alta efficienza su tutti i modi di decadimenti dei mesoni B. Utilizzando, inoltre, le informazioni delle tracce ricostruite attraverso il *trigger* di livello-0, è possibile rigettare gli eventi le cui tracce sono prodotte da più vertici secondari. Gli eventi selezionati vengono passati al livello successivo con una *rate* di 40 kHz.

Il livello-2 seleziona ulteriormente il numero degli eventi utilizzando le informazioni sull'impulso ricavate dal sistema di tracciamento. Difatti vengono scartati gli eventi con vertici secondari falsi causati principalmente da particelle a basso impulso. La *rate* di uscita di questo livello è di 5 kHz.

L'ultimo livello seleziona gli eventi combinando le informazioni di tutti i rivelatori e li associa a precisi canali di decadimento. I dati in uscita da questo livello vengono registrati su nastro ad una frequenza di 200 Hz.

In particolare nella camera dei muoni, un  $\mu$ , per essere selezionato dal *trigger* deve presentare un *hit* in ciascuno delle 5 stazioni, con una soglia minima per il suo impulso pari a 5

GeV/c. Per ogni *hit* in una *pad* logica di M3, vengono creati gli *hits* corrispondenti in M2, M4 e M5, lungo una linea proiettata fino alla regione di interazione (Fig. 1.10). Trovati gli *hits* nelle quattro stazioni, si seleziona per M1 l'*hit* più vicino al punto estrapolato. La direzione della traccia indicata dagli *hits* delle stazioni M1 e M2 viene utilizzata per le misure di impulso trasverso del *trigger*. Una volta che la ricostruzione della traccia è completata, si valuta l'impulso trasverso, considerando al massimo due muoni a processo, attraverso gli *hits* delle tracce di M1 e M2.

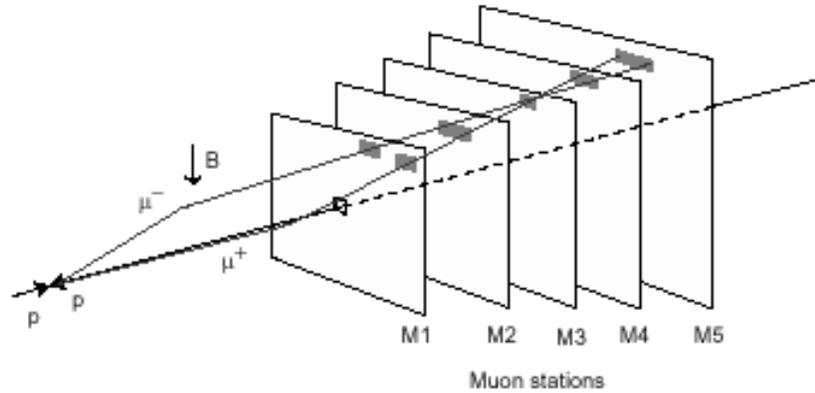


Figura 1.10: Rivelazione di una traccia attraverso il *trigger* dei muoni. In questo esempio  $\mu^+$  e  $\mu^-$  accendono in M3 la stessa *pad* logica.

## Capitolo 2

# Funzionamento dei rivelatori a gas

Nei primi paragrafi di questo capitolo vengono presentati i fenomeni fisici attraverso i quali le particelle interagiscono con la materia, in particolare nei gas.

Successivamente viene discusso il funzionamento generale dei rivelatori a gas, in particolare le caratteristiche dei regimi proporzionale, di *streamer* e di scarica.

Nella conclusione del capitolo sono discussi le caratteristiche generali dei rivelatori denominati *micro pattern detector*.

### 2.1 Perdita di energia per ionizzazione

Nel passaggio attraverso la materia, le particelle cariche perdono energia a causa di urti anelastici con gli atomi del mezzo, provocandone la ionizzazione (*ionizzazione primaria*) o l'eccitazione. La perdita di energia in ogni collisione è generalmente soggetta a fluttuazioni, ma è comunque possibile definire la perdita di energia media per unità di percorso espressa dalla formula di Bethe-Bloch [21]:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -k\rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left\{ -\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_M}{I^2} - 2\beta^2 - \delta \right\} \quad (2.1)$$

dove  $k$  è una costante pari a  $0.154 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ ;  $Z$ ,  $A$  e  $\rho$  sono rispettivamente il numero atomico, il numero di massa e la densità del mezzo;  $z$  e  $\beta$  ( $v/c$ ) la carica e la velocità della particella incidente;  $\gamma$  il fattore di Lorentz ( $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ );  $m_e$  la massa dell'elettrone;  $\delta$  la correzione di densità;  $E_M$  l'energia massima trasferibile ad un elettrone libero per urto centrale;  $I$  il potenziale di ionizzazione.

## Capitolo 2. Funzionamento dei rivelatori a gas

Nel caso in cui la particella incidente sia un elettrone o un positrone, l'espressione della Bethe-Bloch deve essere modificata per tenere conto della piccola massa dell'elettrone.

Altri processi elettromagnetici quali l'effetto Cerenkov e la radiazione di transizione non contribuiscono significativamente alla perdita totale di energia e quindi possono essere trascurati.

Come si può notare dall'espressione della Bethe-Bloch, la perdita di energia dipende sostanzialmente dalla velocità della particella incidente,  $\beta$ , dalla sua carica,  $z$ , e dalle caratteristiche del mezzo attraversato,  $Z$ ,  $A$  e  $\rho$ .

L'andamento di  $\langle dE/dx \rangle$  in funzione dell'energia, come mostrato in figura 2.1 per alcune particelle, è decrescente per valori bassi di energia (domina il fattore  $1/\beta^2$ ), raggiunge un minimo attorno a  $\beta=0.96$ , detto punto di minima ionizzazione (*m.i.p*), ed infine risale lentamente nella regione relativistica raggiungendo un valore asintotico (per l'*effetto di densità*).

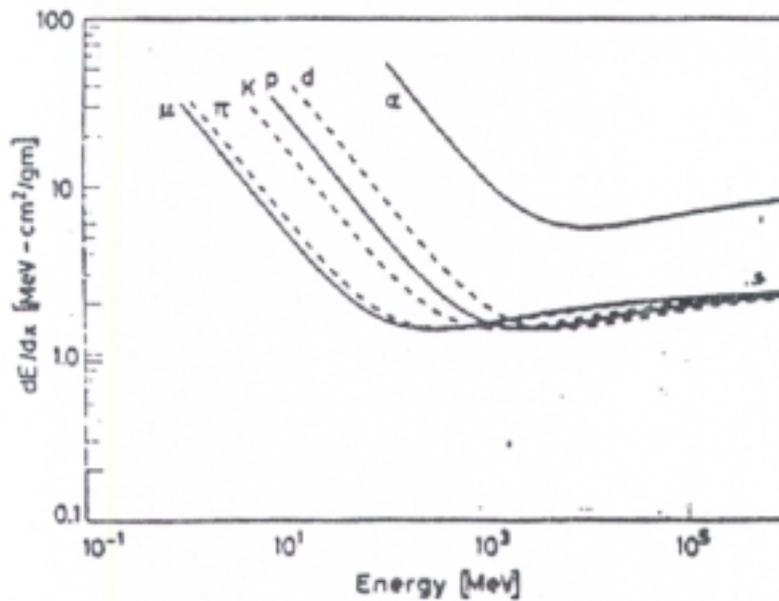


Figura 2.1: Energia persa per unità di lunghezza per differenti particelle in funzione della loro energia [21]

Come si è già accennato, la perdita di energia per ionizzazione è statisticamente distribuita attorno al valor medio definito dalla formula di Bethe-Bloch. Le fluttuazioni statistiche sono dominate dal fatto che il numero di collisioni primarie è piccolo e seguono pertanto la distribuzione di Poisson. Tuttavia esiste una certa probabilità che tra gli elettroni di ionizzazione

ce ne siano alcuni con energia molto elevata, detti raggi  $\delta$ , capaci di ionizzare ulteriormente. Questo fa sì che la distribuzione dell'energia non è simmetrica, come mostrato in figura 2.2, dove i dati sperimentali sono confrontati con la distribuzione *gaussiana* e con la distribuzione di *Landau*.

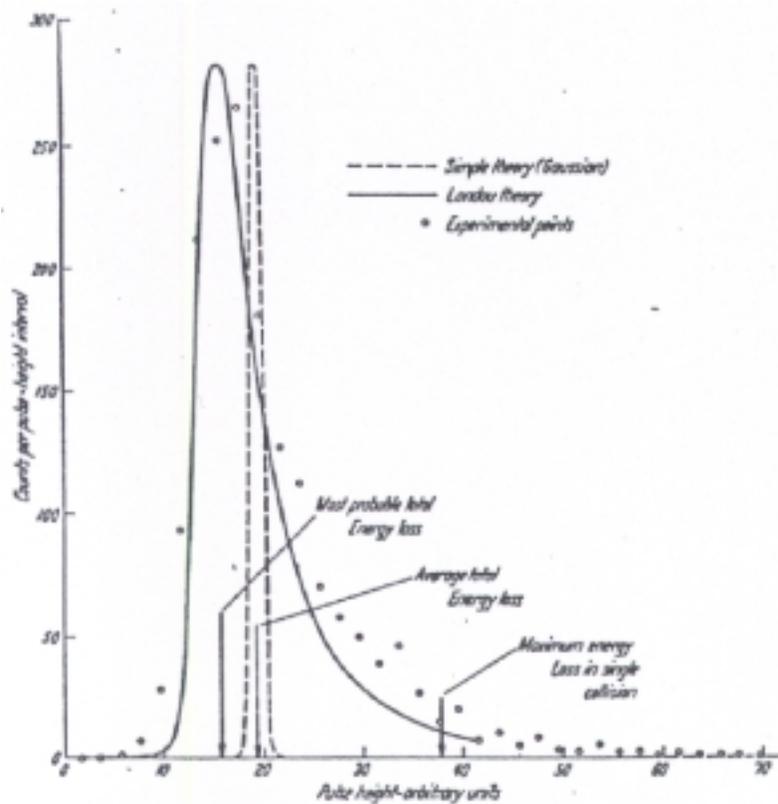


Figura 2.2: Confronto tra la distribuzione di Landau, la distribuzione gaussiana ed i dati sperimentali per una miscela di  $Ar/CO_2$  [22]

## 2.2 Ionizzazione primaria e secondaria

Una particella carica che attraversa un mezzo, produce  $n_P$  coppie di elettrone-ione per unità lunghezza. La distribuzione di  $n_P$  è poissoniana in quanto la ionizzazione primaria consiste in un numero piccolo di eventi indipendenti.

Quindi la probabilità di avere  $k$  coppie per unità di lunghezza, nel caso in cui il numero

## Capitolo 2. Funzionamento dei rivelatori a gas

medio è  $n_P$ , è dato da:

$$P_k^{n_P} = e^{-n_P} \frac{n_P^k}{k!} \quad (2.2)$$

Mediante la (2.2) è possibile definire l'efficienza di un rivelatore ideale. Difatti l'inefficienza di un tale rivelatore, cioè la probabilità che non si formi nessuna coppia elettrone-ione ( $k=0$ ) è data dalla seguente espressione:

$$P_0^{n_P} = e^{-n_P} = 1 - \epsilon_{eff}$$

da cui l'efficienza ideale:

$$\epsilon_{eff} = 1 - e^{-n_P}$$

Per esempio per una miscela di Ar/CO<sub>2</sub> (70/30) il numero di coppie primarie in uno spessore di 3 mm è  $\sim 10$  e di conseguenza l'efficienza ideale risulta ben al di sotto di 1 per mille.

I raggi  $\delta$ , che hanno un'energia sufficiente a ionizzare il gas, sono responsabili dei processi di ionizzazione secondari. Il numero totale di coppie  $n_T$  risultante dai processi di ionizzazione primaria e secondaria è proporzionale all'energia persa dalla particella incidente:

$$n_T \equiv \frac{\Delta E}{W_i}$$

dove  $\Delta E$  è l'energia totale rilasciata nel volume di gas dalla particella incidente mentre  $W_i$  è l'energia media efficace necessaria a produrre una coppia elettrone-ione.

In tabella 2.1 sono riportate le caratteristiche di alcuni gas generalmente impiegati nei rivelatori [22]. Nel caso di miscele gassose è possibile valutare i valori di  $n_P$  e  $n_T$  tramite le seguenti relazioni:

$$n_P = \sum_i p_i n_{P_i} \quad e \quad n_T = \sum_i p_i n_{T_i}$$

dove  $p_i$  rappresenta la percentuale del gas  $i$ -esimo nella miscela di gas.

Si definisce con il termine *cluster* indistintamente sia un singolo elettrone prodotto dalla ionizzazione primaria che l'insieme degli elettroni prodotti dai raggi  $\delta$  in un intorno di qualche centinaio di micron dal punto in cui è avvenuta la prima ionizzazione, per una energia di qualche keV [22].

Gas	Z	I <sub>0</sub> (eV)	W <sub>i</sub> (ev)	dE/dx (keV/cm)	n <sub>p</sub> (i.p./cm)	n <sub>T</sub> (i.p/cm)
H <sub>2</sub>	2	15.4	37	0.34	5.2	9.2
H <sub>e</sub>	2	24.6	41	0.32	5.9	7.8
Ar	18	15.8	26	2.44	29.4	94
Kr	36	14.0	24	4.60	(22)	192
X <sub>e</sub>	54	12.1	22	6.76	44	307
CO <sub>2</sub>	22	13.7	33	3.01	(34)	91
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	34	10.8	23	4.50	(46)	195

Tabella 2.1: Proprietà di alcuni gas utilizzati nei contatori proporzionali [22]

## 2.3 Diffusione e Deriva

In assenza di campo elettrico, gli elettroni e gli ioni prodotti dalla particella incidente nel gas sono soggetti solo ad un moto di diffusione, dovuto essenzialmente all'agitazione termica. Nel seguito tratteremo solo la diffusione degli elettroni; tuttavia le stesse considerazioni valgono per gli ioni.

La diffusione spaziale degli elettroni in un gas è di tipo gaussiano:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}$$

dove  $N_0$  è il numero totale degli elettroni all'istante iniziale,  $x$  è la distanza dall'origine,  $D$  il coefficiente di diffusione associato al libero cammino medio  $\lambda$  della particella e alla sua velocità, tramite la relazione:

$$D = \frac{1}{3}\lambda v$$

La diffusione degli elettroni pone un limite alla risoluzione spaziale raggiungibile in un rivelatore a gas (caso lineare):

$$\sigma_{diff} = \sqrt{2Dt}$$

Valori tipici del contributo alla diffusione elettronica alla risoluzione spaziale di un rivelatore a gas sono dell'ordine di 100÷200 per centimetro di deriva per campi elettrici di qualche kV/cm. Miscele con CO<sub>2</sub> permettono di ridurre gli effetti della diffusione a valori sensibilmente inferiori a 100  $\mu\text{m}$  [22].

## Capitolo 2. Funzionamento dei rivelatori a gas

In presenza di un campo elettrico, gli ioni e gli elettroni acquistano una velocità non nulla in direzione delle linee di campo (velocità di deriva) che si sovrappone alla agitazione termica.

Gli elettroni, avendo una piccola massa, possono, in presenza di campi elettrici elevati, subire un'accelerazione tra un urto e l'altro. La velocità di deriva degli elettroni, in prima approssimazione, è espressa tramite la formula di *Townsend* [23]:

$$w^- = \mu^- \frac{E}{p} = \frac{e}{2m} \tau \frac{E}{p}$$

dove  $\tau$  è il tempo medio tra due collisioni che dipende dal valore del campo elettrico.

In figura 2.3 è mostrato l'andamento delle velocità di deriva degli elettroni per alcune miscele generalmente utilizzate nei rivelatori a gas. Si può osservare che, per alti valori del campo elettrico, il valore medio a cui tende  $w^-$ , quasi indipendentemente dal tipo di miscela di gas, è dell'ordine di  $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ .

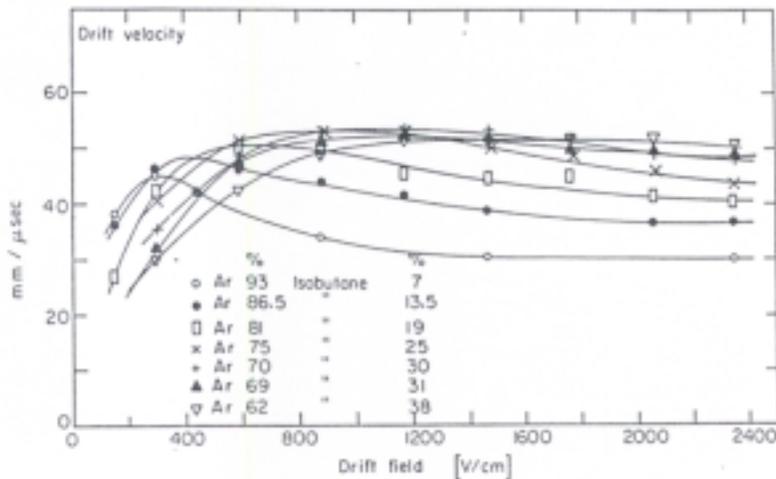


Figura 2.3: Velocità di deriva degli elettroni in differenti miscele di argon/isobutano [24]

Diversa, invece, è la situazione per gli ioni la cui velocità di deriva,  $w^+$ , dipende linearmente dal rapporto  $E/p$ , dove  $E$  è il campo elettrico e  $p$  la pressione del gas:

$$w^+ = \mu^+ \frac{E}{p} \quad (2.3)$$

Le velocità di deriva per gli ioni assume valori dell'ordine di  $10^{-3} \text{ cm}/\mu\text{s}$  (per campi di circa  $1 \text{ kV/cm}$ ). La quantità  $\mu^+$ , che appare nella 2.3, rappresenta la mobilità ionica e

## 2.4 Regimi di moltiplicazione a valanga, di streamer e di scarica

dipende principalmente dal tipo di ione e dal gas in cui si muove, mentre varia debolmente con il campo elettrico a causa della elevata massa degli ioni.

Come verrà mostrato nel capitolo 4, miscele di gas particolari, come quelle usate nei *test* dei nostri rivelatori a GEM, permettono di raggiungere velocità di deriva degli elettroni superiori.

### 2.4 Regimi di moltiplicazione a valanga, di streamer e di scarica

Sotto l'azione di campi elettrici sufficientemente elevati gli elettroni liberi presenti in un gas possono acquisire un'energia cinetica tale da ionizzare le molecole del gas, innescando un processo di moltiplicazione a valanga.

A causa della diversa velocità di deriva tra gli elettroni e gli ioni ( $w^+/w^- \cong 10^{-3} \div 10^{-4}$ ), il processo di moltiplicazione a valanga assume la caratteristica forma a *goccia*.

Se  $n_0$  il numero di elettroni in un determinato punto, il numero di elettroni dopo un tratto  $x$ , a causa dei processi di moltiplicazione, diventa (nel caso di campo elettrico costante):

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.4)$$

dove  $\alpha$ , l'inverso del cammino libero medio, è detto primo coefficiente di *Townsend*. Questo coefficiente dipende dalla pressione, dal campo elettrico e dal gas, secondo la formula di Korff [25]:

$$\alpha = A p e^{-B \frac{p}{E}}$$

dove A e B sono due costanti che dipendono dal tipo di gas (Tab. 2.2).

Gas	A cm <sup>-1</sup> Torr	B cm <sup>-1</sup> Torr
He	3	34
Ar	14	180
Xe	26	350
CO <sub>2</sub>	20	466

Tabella 2.2: Parametri che compaiono nell'espressione di Korff del primo coefficiente di Townsend [22].

Tramite l'espressione 2.4, si definisce il coefficiente di moltiplicazione o guadagno G del

gas:

$$G = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}$$

Nei processi di moltiplicazione gli elettroni e gli ioni si allontanano gli uni dagli altri, di modo che all'interno della valanga si genera un campo elettrico opposto a quello applicato. In particolare, quando viene raggiunto il limite di Raether, ossia  $G \simeq 10^7 \div 10^8$ , il valore del campo elettrico all'interno della valanga si annulla. In questa situazione gli ioni e gli elettroni all'interno della valanga si possono ricombinare, producendo una emissione quasi isotropa di fotoni di energia dell'ordine di  $\sim 10$  eV. Questi effetti secondari sono responsabili della transizione dal regime proporzionale al regime di *streamer*. Infatti questi fotoni possono generare a loro volta per fotoionizzazione coppie di elettroni-ioni nelle vicinanze della valanga. Gli elettroni generati con questo meccanismo all'estremità della valanga possono innescare nuovi processi di moltiplicazione, mentre gli elettroni prodotti sul lato della valanga non sono in grado di innescare processi di moltiplicazione, poichè in queste zone il campo elettrico è fortemente depresso a causa del verso contrario tra il campo di dipolo e il campo elettrico del rivelatore.

Con questo meccanismo la valanga principale si unisce con le valanghe secondarie formando lo *streamer*, che si propaga verso il catodo del rivelatore. La velocità con cui si propaga uno *streamer* è di circa  $10^8$  cm/s, cioè molto maggiore della velocità con cui procedono i processi di moltiplicazione a valanga.

In figura 2.4 sono mostrati schematicamente i processi che portano alla formazione di uno *streamer*.

Infine, nel caso in cui le estremità di uno *streamer* raggiungono gli elettrodi di un rivelatore si innesca una scintilla tra gli elettrodi che vengono temporaneamente cortocircuitati. Tale situazione crea una caduta di potenziale tra gli elettrodi che viene generalmente chiamata scarica.

## 2.5 Contatori proporzionali

La caratteristica principale dei contatori proporzionali è la proporzionalità tra l'energia depositata dalla particella e la carica generata nei processi di moltiplicazione.

Si consideri un semplice rivelatore costituito da due elettrodi piani paralleli tra cui è interposto un gas. Il passaggio di una particella carica darà luogo alla formazione di un segnale

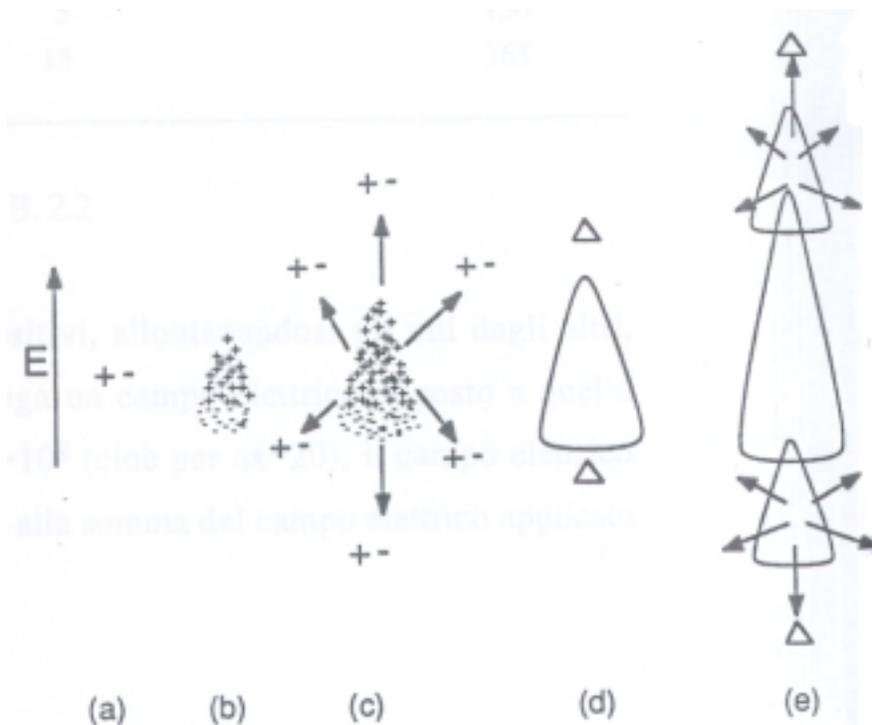


Figura 2.4: Stadi dello sviluppo di uno streamer: (a) creazione di una coppia di ioni; (b) moltiplicazione a valanga; (c) creazione coppie di ioni da parte di fotoni; (d) generazione di nuove valanghe elettroniche; (e) fusione delle valanghe e creazione di ulteriori valanghe.

di ampiezza:

$$V = \frac{Ne}{C}$$

dove  $N$  indica le cariche prodotte nella ionizzazione e  $C$  la capacità del sistema. Per valori tipici della capacità ( $C \cong 10$  pF) e della ionizzazione totale ( $N \cong 100$ ) si ottengono segnali di ampiezza dell'ordine di qualche  $\mu V$ , molto difficili da rivelare.

Aumentando la differenza di potenziale tra gli elettrodi è possibile incrementare l'ampiezza del segnale grazie ai processi di moltiplicazione a valanga. Tuttavia, a causa della particolare geometria considerata, il sistema non è in grado di generare un segnale proporzionale all'energia rilasciata nel rivelatore stesso. Infatti, a parità di condizioni cinematiche, due particelle identiche possono generare segnali di ampiezza differenti a seconda del punto in cui ha avuto inizio il processo di moltiplicazione a valanga.

Un comportamento differente si ha per geometrie di tipo cilindrico. Un rivelatore con

## Capitolo 2. Funzionamento dei rivelatori a gas

questa geometria è costituito da un catodo cilindrico lungo il cui asse si trova un sottile filo metallico anodico (di diametro variabile tra 20 e 50  $\mu\text{m}$ ) isolato rispetto al catodo. All'interno di questo cilindro è contenuto del gas. Con questa geometria il campo elettrico generato è radiale,  $E(r)$ , e la regione di moltiplicazione risulta confinata attorno al filo. Il regime di funzionamento del rivelatore dipende dal valore della tensione anodo-catodo (Fig. 2.5).

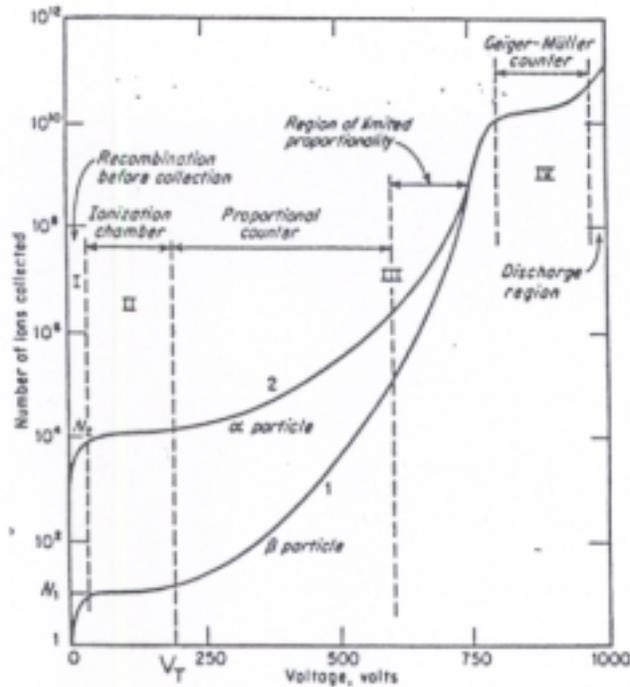


Figura 2.5: Dipendenza del guadagno dalla differenza di potenziale tra gli elettrodi di un contatore proporzionale [26]

Per valori molto bassi della tensione, le cariche si ricombinano prima ancora di raggiungere gli elettrodi di raccolta, senza pertanto produrre alcun segnale; tale regione è seguita da una zona di *plateau* in cui il rivelatore, indipendentemente dalla tensione applicata, funziona in regime di ionizzazione, cioè il segnale è generato dalla raccolta della ionizzazione totale prodotta dalla particella incidente.

Aumentando la tensione il campo raggiunge valori tale da innescare i processi di moltiplicazione a valanga ( $E \approx 10^4 \text{V/cm}$ ). In questa regione il rivelatore lavora in regime di proporzionalità.

Per tensioni più elevate, a seconda della dimensione del filo e della miscela di gas, è pos-

sibile passare dal regime proporzionale ad un regime saturato caratterizzato da una debole dipendenza della carica raccolta dalla ionizzazione primaria (*Streamer e Geiger*). Responsabili del passaggio da regime proporzionale al regime saturato sono i fotoni emessi durante la fase di moltiplicazione a valanga, come descritto nel paragrafo 2.4.

## 2.6 Sviluppo temporale del segnale

Contrariamente a quanto avviene nei rivelatori a ionizzazione dove il segnale, come si è detto nel paragrafo precedente, è generato dalla raccolta delle cariche prodotte, nei contatori proporzionali il segnale è dovuto al moto degli ioni (solo una piccola frazione del segnale è dovuta al moto degli elettroni) che generano, per induzione, un segnale positivo sul catodo e negativo sull'anodo.

Al fine di analizzare lo sviluppo temporale del segnale si consideri un contatore proporzionale cilindrico. L'andamento del potenziale in funzione di  $r$  è dato dalla seguente espressione:

$$\varphi(r) = -\frac{CV_0}{2\pi\epsilon} \ln \frac{r}{a}$$

dove  $a$  è il raggio del filo,  $V_0$  la differenza di potenziale tra l'anodo e il catodo,  $\epsilon$  la costante dielettrica del gas e  $C$  la capacità del rivelatore data da:

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{b}{a}}$$

dove  $b$  è il diametro del cilindro.

Si consideri adesso una carica  $q$  posta a distanza  $r$  dal filo anodico. La sua energia potenziale è:

$$U_{carica} = q \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r} dr$$

Se la carica  $q$  percorre, sotto l'influenza del campo elettrico, un tratto  $dr$ , la sua energia potenziale subisce una variazione pari a:

$$dU_{carica} = q \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r} dr \quad (2.5)$$

D'altra parte, poichè il rivelatore che si sta considerando è schematizzabile come una capacità cilindrica, la variazione dell'energia potenziale elettrostatica contenuta nel campo

## Capitolo 2. Funzionamento dei rivelatori a gas

elettrico è data da:

$$dU_{campo} = lCV_0dV \quad (2.6)$$

dove  $l$  è la lunghezza del cilindro.

Se il tempo impiegato dalla carica a percorrere il tratto  $dr$  all'interno del campo è sufficientemente piccolo rispetto al tempo impiegato dal generatore esterno per reagire alla variazione di energia del sistema, allora si può considerare il sistema chiuso e pertanto l'energia si conserva.

Quindi dall'uguaglianza delle espressioni ( 2.5 ) e ( 2.6 ) si ricava la variazione di tensione indotta tra gli elettrodi:

$$dV = \frac{q}{lCV_0} \frac{\partial\varphi}{\partial r} dr$$

Se il processo di moltiplicazione avviene ad una distanza  $r'$  dal filo anodico, allora il segnale indotto dal moto degli elettroni verso l'anodo è:

$$V^- = -\frac{q}{lCV_0} \int_{a+r'}^a \frac{\partial\varphi}{\partial r} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln \frac{a+r'}{a} \quad (2.7)$$

mentre quello indotto dagli ioni che si muovono verso il catodo:

$$V^+ = \frac{q}{lCV_0} \int_{a+r'}^b \frac{\partial\varphi}{\partial r} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln \frac{b}{a+r'}$$

Poichè il processo di moltiplicazione avviene ad una distanza dal filo pari a pochi raggi anodici, è facile osservare dalla ( 2.7 ) che il contributo al segnale dovuto al moto degli elettroni è trascurabile rispetto a quello degli ioni (gli elettroni, infatti, danno un contributo pari a circa 1% del segnale totale).

Considerando quindi solo il contributo ionico, lo sviluppo temporale del segnale può essere espresso nel seguente modo:

$$V(t) = -\frac{q}{4\pi\epsilon l} \ln \left( 1 + \frac{\mu^+ CV_0}{\pi\epsilon a^2} t \right)$$

A causa della bassa mobilità ionica lo sviluppo temporale del segnale indotto risulta essere molto lento. Questo può portare a problemi di *pile-up* specialmente in caso di flussi di particelle molto elevati. Per questo motivo generalmente il segnale in uscita dal rivelatore viene opportunamente differenziato e ciò implica che solo una frazione del segnale ionico viene utilizzato (*deficit balistico*).

L'andamento caratteristico del segnale indotto dal moto ionico è mostrato in figura 2.6 per differenti valori delle costanti di tempo, definite dal RC dell'elettronica di lettura.

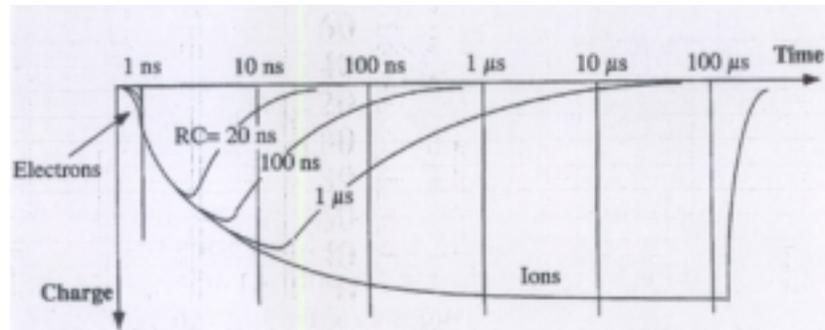


Figura 2.6: Sviluppo temporale del segnale in un contatore proporzionale [22]

## 2.7 Scelta delle miscele di gas

In genere nei rivelatori a gas a regime proporzionale vengono impiegati diversi tipi di gas, in quanto si richiedono contemporaneamente al rivelatore moderate tensioni di lavoro, alti guadagni, una buona proporzionalità e stabilità di funzionamento.

I gas nobili sono impiegati perchè non sono elettronegativi, cioè non sono in grado di catturare elettroni, ed i processi di moltiplicazione si instaurano per valori di campo elettrico bassi.

Il gas nobile generalmente utilizzato è l'Argon, sia per motivi di basso costo e reperibilità che per il suo basso valore di energia di ionizzazione ( $I$ ). L'impiego di solo Argon, però, non permetterebbe di raggiungere guadagni troppo elevati, senza entrare nel regime di scarica permanente. Quindi, per aumentare il guadagno e contemporaneamente eliminare gli effetti di scarica, dovuti esclusivamente ai fotoni prodotti da effetti di ricombinazione e/o diseccitazione, si aggiungono gas poliatomici.

I gas poliatomici, infatti, sono in grado di assorbire i fotoni su una larga banda di frequenza, grazie alla presenza di livelli rotovibrazionali nella molecola poliatomica. Infatti i fotoni assorbiti eccitano gli stati rotovibrazionali che a loro volta dissipano energia per dissociazione in radicali semplici. Tramite l'aggiunta di gas poliatomici si ottengono guadagni fino a  $10^6$  senza entrare in regime di scarica.

Il principale inconveniente legato all'uso di gas poliatomici nei rivelatori è il fenomeno di polimerizzazione, ossia, in seguito alla dissociazione delle molecole poliatomiche, i radicali semplici si depositano sugli elettrodi del rivelatore, formando un sottile strato (*effetto Malter* [27]), che altera nel tempo le prestazioni del rivelatore. Generalmente questo effetto

è elevato con gas poliatomici di tipo organico [28].

I gas poliatomici generalmente utilizzati come gas di *quencher* sono il  $\text{CO}_2$ , il  $\text{CF}_4$ , l'iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  ed altri idrocarburi.

Ad esempio il tetrafluoruro di carbonio,  $\text{CF}_4$ , è un gas non infiammabile, non corrosivo, non tossico e mostra buone compatibilità con la maggior parte dei metalli, plastiche e resine generalmente impiegate nella costruzione di un rivelatore. Inoltre permette di avere buone velocità di deriva per bassi valori di campo elettrico e discreti valori di guadagno. Il problema di questo gas è legato al fatto che può creare all'interno di un rivelatore dell'acido fluoridrico, HF, che è un acido altamente corrosivo. Questo acido può avere un duplice ruolo: prevenire la formazione di polimeri e perfino rimuoverli dagli elettrodi, ma può anche attaccare chimicamente i materiali che compongono gli elettrodi [28].

L'utilizzo di isobutano, *iso* -  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ , permette di ottenere buone velocità di deriva per bassi campi elettrici, elevato valore di guadagno e grazie alla dimensione della molecola, buone proprietà di *quenching*. I problemi principali associati a questo gas poliatomico organico sono l'infiammabilità e gli effetti di polimerizzazione sugli elettrodi del rivelatore.

### 2.8 Dalle MWPC ai rivelatori a *micro pattern*

Le camere proporzionali a multifili (MWPC), inventate da Charpak [1] nel 1968 al CERN, sono stati i rivelatori a gas che hanno avuto maggiore impiego negli esperimenti di fisica delle particelle elementari.

Le MWPC sono dei rivelatori di posizione la cui struttura, come si può osservare in figura 2.7, è costituita da uno strato di fili anodici (diametro  $\sim 20 \mu\text{m}$ ) paralleli ed equispaziati ( $\simeq 1 \div 2 \text{ mm}$ ), posti al centro di due catodi piani. Polarizzando positivamente i fili anodici (+HV sui fili e catodo a massa o equivalentemente -HV sui catodi e fili a massa), si viene a creare un campo elettrico costante nelle regioni lontane dei fili (zona di deriva degli elettroni di ionizzazione), mentre in prossimità dei fili il campo, praticamente radiale ( $E \cong (CV_0/2\pi\epsilon)(1/r)$ ), crea una regione in cui possono avvenire le moltiplicazioni a valanga (Fig. 2.8) [34].

La ricostruzione (unidimensionale) del punto in cui è passata la particella può essere ottenuta mediante una lettura digitale dei segnali anodici. Nel caso in cui si voglia ottenere un'informazione bidimensionale, è necessario segmentare i due catodi in modo tale da ottenere due piani di strip ortogonali tra loro, sui quali si possono leggere i segnali indotti dal

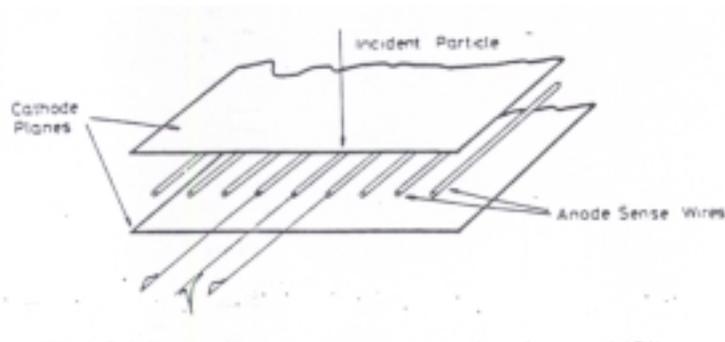


Figura 2.7: Schema di una camera proporzionale a multifili

moto degli ioni, di segno opposto a quello indotto sul filo anodico. Un'informazione più accurata sulla posizione della particella è ottenibile mediante lettura analogica e successiva ricostruzione del centro di gravità della carica.

In una MWPC la risoluzione spaziale ( $\sigma_{intr.}$ ) con lettura digitale del segnale anodico è determinata dalla distanza tra i fili anodici ( $s$ ) ed è data da  $\sigma_{intr.} = s/\sqrt{12}$  (al meglio dell'ordine qualche centinaio di micron). Per migliorare la risoluzione spaziale si potrebbe ridurre la spaziatura tra i fili, ma ciò comporterebbe, oltre a notevoli difficoltà di tipo meccanico, l'insorgere di instabilità elettrostatiche.

Con l'avvento delle nuove macchine adroniche ad elevata luminosità, il massimo flusso sopportato (*rate capability*) delle MWPC, tipicamente dell'ordine del MHz/cm<sup>2</sup>, è diventata una delle maggiori limitazioni del rivelatore.

Infatti nelle MWPC la carica ionica, creata nell'intorno del filo anodico nei processi di moltiplicazione, migra lentamente verso il catodo generando una carica spaziale positiva che modifica il campo elettrico. Come conseguenza il guadagno del rivelatore subisce una brusca diminuzione che determina una riduzione di efficienza ad alti flussi di particelle.

Un miglioramento sia in risoluzione spaziale che in *rate capability* è ottenuto con rivelatori di nuova generazione denominati *micro pattern*. Questi rivelatori hanno la caratteristica principale di avere distanze anodo-catodo dell'ordine di 100  $\mu\text{m}$ .

Questi rivelatori, caratterizzati da una elevata granularità, permettono di ottenere risoluzioni spaziali dell'ordine di 100  $\mu\text{m}$  e *rate capability* ordini di grandezza più elevate rispetto alle MWPC.

Storicamente i primi rivelatori a *micro pattern* sono le camere a gas a *microstrip* (MSGC) ideate da Oed nel 1988 [29]. Consistono in sottili strisce metalliche, anodiche e catodiche,

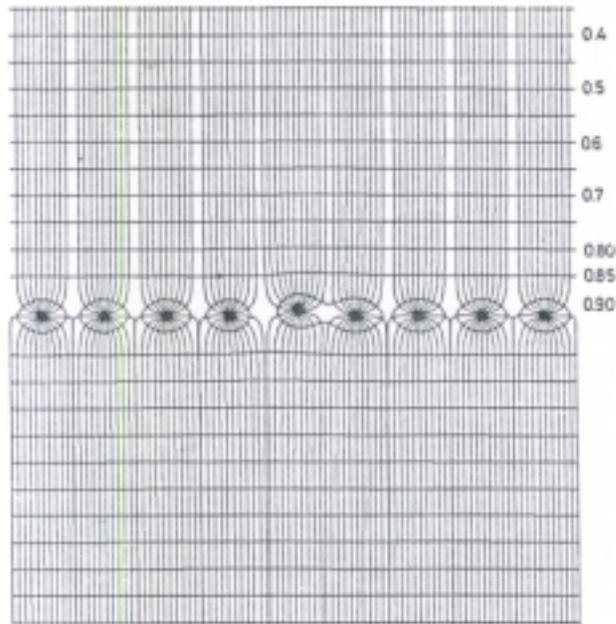


Figura 2.8: Campo elettrico in una camera a multifili

depositate su un substrato isolante.

Tali rivelatori si pongono tra i rivelatori a silicio, ad elevata prestazione ma alto costo, e le tradizionali camere a fili, a basso costo ma con considerevoli limitazioni.

Intrinsicamente ad elevate prestazioni le MSGC hanno mostrato però seri problemi di affidabilità su lungo termine (*aging*) e scariche distruttive tra anodo e catodo.

Nello sforzo per accrescere la stabilità di questi primi rivelatori a *micro pattern*, nuove e completamente rivoluzionarie idee sono state sviluppate negli ultimi 10 anni: i contatori a buco (*CAT: compteur à trous*) [30]; le *micromegas* [31] ad elevatissimi guadagni; i *microdot* [32], rivelatori a gas a *pixel*.

Il più recente tra questi tipi di rivelatori a gas sono le GEM [33]. Grazie alla possibilità di suddividere il guadagno in vari *step*, un rivelatore a GEM sembra essere, tra tutti i rivelatori a *micro pattern*, quello più affidabile e più robusto dal punto di vista dell'*aging* e delle scariche.

## Capitolo 3

# I rivelatori a G.E.M.

Il lavoro svolto in questa tesi ha come obiettivo lo studio e l'ottimizzazione di un rivelatore a gas denominato *Gas Electron Multiplier* (G.E.M.) [33] in termini delle prestazioni temporali, della sua stabilità e robustezza in ambiente ad alto flusso.

Nei primi paragrafi di questo capitolo vengono discussi i parametri fondamentali che definiscono un rivelatore basato su GEM: nel paragrafo 3.1 viene descritta la geometria dei fogli di GEM; nei paragrafi 3.2 e 3.3 sono discusse le caratteristiche di un rivelatore a singola e a *tripla*-GEM. Quest'ultimo rappresenta l'oggetto di studio della mia tesi.

Nei paragrafi finali del capitolo vengono esaminati i parametri che caratterizzano un rivelatore a *tripla*-GEM, in particolare modo per quanto riguarda le prestazioni temporali del rivelatore.

### 3.1 Caratteristiche di una GEM

Una GEM consiste in un foglio sottile di kapton di spessore di  $50\ \mu\text{m}$ , con un deposito di  $5\ \mu\text{m}$  di rame su entrambi i lati su cui viene realizzata una matrice di fori ad alta densità che agiscono come canali di moltiplicazione elettronica.

Ciascun foro è caratterizzato da una struttura biconica con un diametro esterno di  $70\ \mu\text{m}$  e interno di  $50\ \mu\text{m}$ . La distanza tra i fori è di  $140\ \mu\text{m}$  [35] (Fig. 3.1)

La struttura biconica dei fori è realizzata con tecnologia fotolitografica a doppia maschera [36]<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>La fotolitografia è il processo tramite il quale le configurazioni geometriche tracciate su di una maschera vengono trasferite su un substrato metallico (kapton biramato). Il substrato viene ricoperto con una resina fotosensibile (*resist*) ed esposto a luce UV attraverso

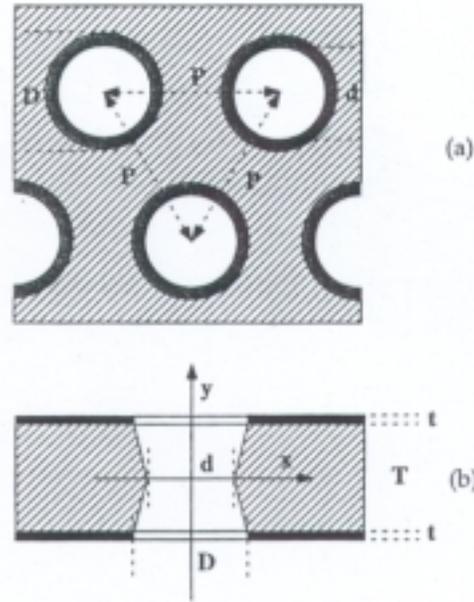


Figura 3.1: (a) Rappresentazione della geometria di un foglio di GEM; (b) struttura biconica dei fori.

La scelta dei parametri geometrici di un foglio di GEM, quali il diametro, il passo e la forma dei fori (conica, biconica, cilindrica) e la tecnologia utilizzata sono un compromesso tra esigenze costruttive e il corretto funzionamento del rivelatore.

Il diametro del foro, a parità di campi elettrici esterni, polarizzazione della GEM e miscela di gas, influisce sul guadagno della GEM. La riduzione del diametro del foro comporta in generale un aumento del guadagno in quanto migliora il campo elettrico di moltiplicazione all'interno del foro. Però come mostrato in figura 3.2, un effetto di saturazione della curva di guadagno si osserva per valori del diametro del foro al di sotto di  $\sim 70 \mu\text{m}$ .

Questo effetto, dovuto alla diffusione, può essere interpretato come un aumento delle perdite di elettroni prodotti nel foro verso l'elettrodo inferiore della GEM.

Il passo dei fori, a parità del diametro del foro, influenza l'efficienza di infilamento degli elettroni dalla regione superiore alla GEM attraverso i fori. Questa efficienza, strettamente correlata con quella che viene definita la *trasparenza elettronica*<sup>2</sup> di una GEM, è un

una maschera positiva che riproduce i fori del foglio di GEM. Dopo l'esposizione la parte di *resist* impressionata viene rimossa con una soluzione alcalina. Il rame e il kapton rimasti scoperti vengono rimossi con un bagno in un acido (*wet-etching*) [37].

<sup>2</sup>La trasparenza elettronica come si vedrà è difatti correlata con l'efficienza di infilamento e di estrazione degli elettroni attraverso i fori.

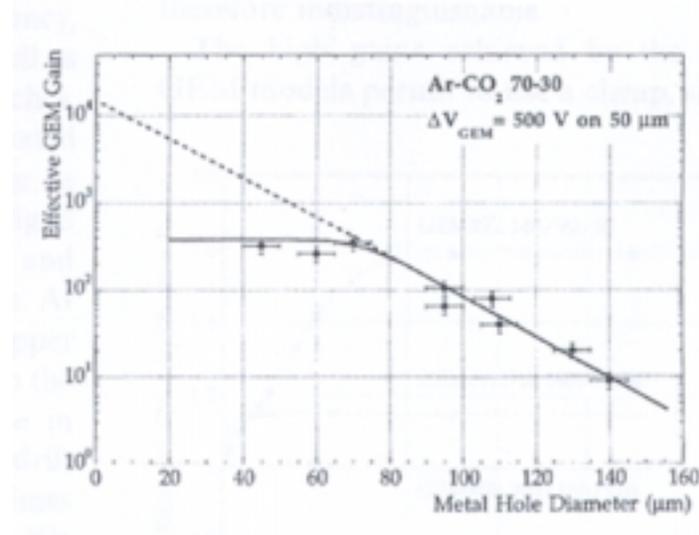


Figura 3.2: Guadagno effettivo di una GEM in Ar/CO<sub>2</sub> (70/30) per differenti diametri dei fori [35].

parametro di cui si parlerà in dettaglio nel paragrafo 3.3. A questo livello si può comunque accennare che minore è il passo dei fori maggiore è la *trasparenza elettronica* della GEM (Fig. 3.3).

La forma del foro di una GEM, che dipende dalla tecnologia di realizzazione del foglio, risulta invece essere correlata con l'effetto a breve termine di *charging-up*, osservato in generale in rivelatori che utilizzano come parte attiva substrati ad alta resistività di superficie.

L'effetto consiste nell'accumulo di una frazione degli ioni positivi, generati nei processi di moltiplicazione, sulla superficie resistiva, nel nostro caso kapton, che vanno ad alterare il campo di moltiplicazione e quindi il guadagno del rivelatore. L'effetto è molto rapido essendo funzione del flusso di radiazione incidente nel rivelatore.

La forma del foro che minimizza tale effetto risulta essere quella cilindrica. Considerando però la difficoltà costruttiva per ottenere fori cilindrici, si è ritenuto di realizzare le GEM con una forma del foro biconica (tecnologia fotolitografia a doppia maschera) che comunque mostra un effetto del *charging-up* molto limitato e ampiamente inferiore a quella sperimentato con la forma conica [35].

---

Dipende chiaramente dalla trasparenza ottica. Fissata la geometria di un foglio di GEM è possibile definire la sua trasparenza ottica  $t$  come l'area totale dei fori sull'area complessiva del foglio:  $t = \pi D^2 / 2\sqrt{3} P^2$  assumendo cilindrica la forma dei buchi. Questa proprietà, come si vedrà nel paragrafo 3.4, rappresenta uno degli aspetti principali per le prestazioni temporali di un rivelatore a GEM e più in particolare fondamentale per quanto riguarda le sue prestazioni temporali.

### Capitolo 3. I rivelatori a G.E.M.

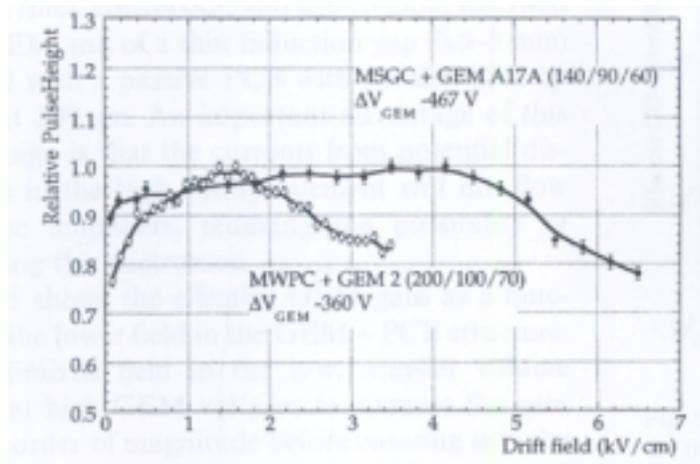


Figura 3.3: Trasparenza elettronica in funzione del campo di deriva in una GEM per due diversi passi dei fori: 140 e 200  $\mu\text{m}$  [35].

Come accennato, il foro della GEM costituisce la parte attiva del rivelatore comportandosi come amplificatore di elettroni prodotti nel gas dal passaggio di radiazioni ionizzanti.

Infatti, applicando una differenza di potenziale di 300 ÷ 500 V tra le due superfici di rame, all'interno dei fori si instaurano campi elettrici elevati fino a  $\sim 100 \text{ kV/cm}$ . Un elettrone che si viene a trovare in questa regione può acquisire una energia tale da ionizzare le molecole del gas, innescando un processo di moltiplicazione a valanga (Par. 2.4).

In queste condizioni, il guadagno che si raggiunge con una GEM può essere maggiore di  $10^3$ .

Le GEM sono state originariamente inventate ed utilizzate come stadio di pre-amplificazione per le *Micro Strip Gas Chambers* (MSGC) [38]. Le MSGC [29] sono dei rivelatori a gas a geometria planare costituiti da due elettrodi piani e paralleli: uno è l'elettrodo di deriva, mentre l'altro è un substrato isolante su cui sono depositate le strisce anodiche e catodiche a distanze dell'ordine di 100  $\mu\text{m}$ .

L'utilizzo di una GEM disposta tra l'elettrodo di deriva e il substrato della MSGC è stato introdotto per ottenere un guadagno che rendesse efficiente la rivelazione di particelle, permettendo di sottoalimentare le MSGC ed evitando così l'innescò di scariche distruttive tra le strisce anodiche e catodiche.



Figura 3.4: Rappresentazione di un foglio di GEM

Studi successivi hanno dimostrato [39] la possibilità di sostituire completamente il sofisticato substrato delle MSGC con un semplice e più economico circuito stampato (PCB) utilizzato esclusivamente per la lettura dei segnali generati da uno o più fogli di GEM e non come stadio ulteriore di moltiplicazione nel gas.

### 3.2 Rivelatore a singola GEM

Il rivelatore a singola GEM [40], come discusso nel precedente paragrafo, è un rivelatore a gas costituito da due elettrodi piani e paralleli tra cui è interposto un foglio di GEM. L'elettrodo superiore funge da catodo, quello inferiore da anodo o elettrodo di raccolta del segnale (PCB), come mostrato in figura 3.5.

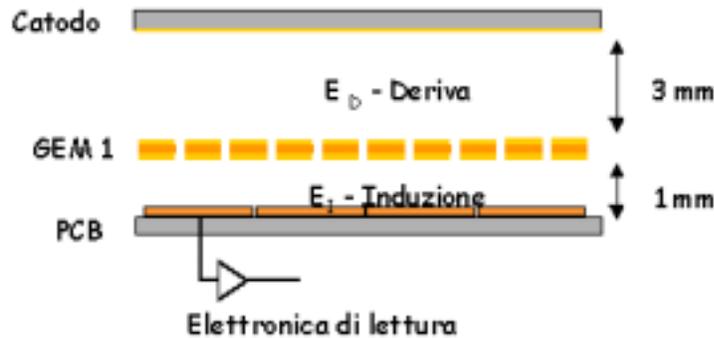


Figura 3.5: Rappresentazione schematica di un rivelatore a singola GEM

Tra gli elettrodi e la GEM viene applicata una differenza di potenziale tale da generare al di sopra e al di sotto della GEM due campi elettrici :

- il campo elettrico di deriva,  $E_D$ , è applicato tra la superficie superiore della GEM ed il catodo;
- il campo elettrico di induzione,  $E_I$ , è applicato tra la superficie inferiore della GEM e l'anodo, o PCB, che normalmente è a massa.

Le due regioni corrispondenti sono chiamate di deriva e di induzione e in ciascuna delle due regioni il campo elettrico risultante è essenzialmente uniforme.

Al passaggio di una particella ionizzante vengono create coppie elettrone-ione nella regione di deriva. Seguendo le linee di forza del campo elettrico, gli ioni migrano verso il catodo, mentre gli elettroni si dirigono verso i fori della GEM dove, a causa dell'alto valore del campo, vengono moltiplicati. Gli ioni della moltiplicazione vengono in parte raccolti sull'elettrodo superiore della GEM ed in parte si muovono verso il catodo, liberando in questo modo la zona di moltiplicazione in tempi molto rapidi (dell'ordine di 100 ns) .

Le frazioni relative dipendono dal valore del campo di deriva e da quello all'interno del foro.

Analogamente, gli elettroni seguendo le linee di forza dei campi elettrici, vengono raccolti sia sull'elettrodo inferiore della GEM e sia trasferiti nella regione di induzione contribuendo alla formazione del segnale sull'anodo sottostante, che come già menzionato, è costituito da un circuito stampato (PCB) segmentato a *pad* o strisce. Quest'ultime sono quindi connesse all'elettronica di lettura.

Il segnale indotto sul PCB ha natura esclusivamente elettronica, cioè dovuto al moto degli elettroni nella regione di induzione e quindi non affetto dal *deficit balistico* tipico dei segnali generati nelle camere a fili<sup>3</sup>.

I parametri che regolano il funzionamento di un rivelatore a singola GEM, fissata la geometria del foglio e la miscela di gas, tipicamente Ar/CO<sub>2</sub> (70/30) [40], sono:

- i campi elettrici di deriva e di induzione;
- la differenza di potenziale tra gli elettrodi della GEM;
- le dimensioni delle regioni di deriva e di induzione.

### 3.2.1 Campi elettrici di deriva e di induzione

Lo studio della struttura dei campi elettrici, in varie geometrie e condizioni, è effettuata tramite i programmi di simulazione GARFIELD [41]<sup>4</sup> e MAXWELL<sup>5</sup>. Essenzialmente le linee di campo sono quelle di un condensatore a facce piane parallele ma con un forte addensamento in vicinanza dei fori, come mostrato in figura 3.6.

#### Effetto del campo di deriva

Il campo di deriva ha la funzione di trasportare gli elettroni prodotti nella regione di deriva ed farli convergere nei fori della GEM. L'effetto di questo campo può essere valutato tramite la figura 3.7, in cui viene mostrato l'ampiezza relativa del segnale indotto sul PCB, in corrente ed in ampiezza d'impulso per due differenti costanti di formazione (100ns e 1μs), in funzione del campo di deriva [40].

Per valori del campo di deriva relativamente bassi (<0.5kV/cm) si osserva una diminuzione nell'ampiezza del segnale indotto sul PCB.

<sup>3</sup>Dovuto al lento moto degli ioni e al RC dell'elettronica di lettura (Par. 2.6).

<sup>4</sup>Permette di visualizzare le linee di campo elettrico.

<sup>5</sup>Determina i valori del campo elettrico tenendo conto anche del materiale isolante (kapton).

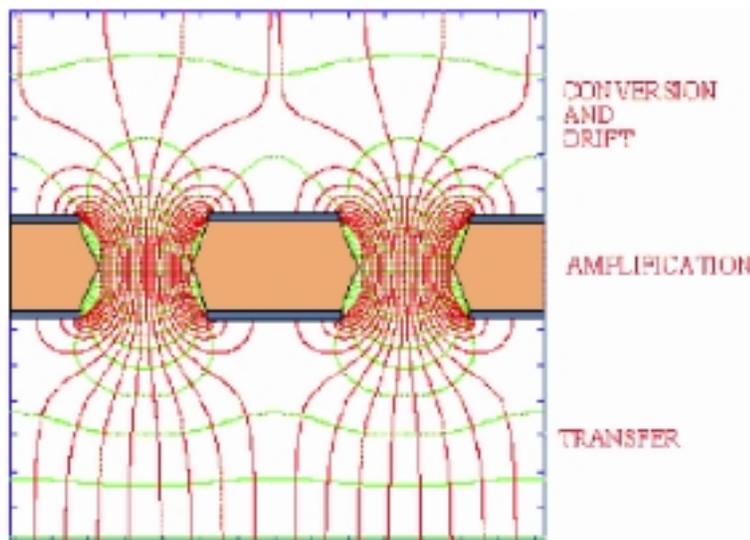


Figura 3.6: Mappa bidimensionale delle linee di campo elettrico (in rosso) ed equipotenziali (verde) in prossimità di una GEM

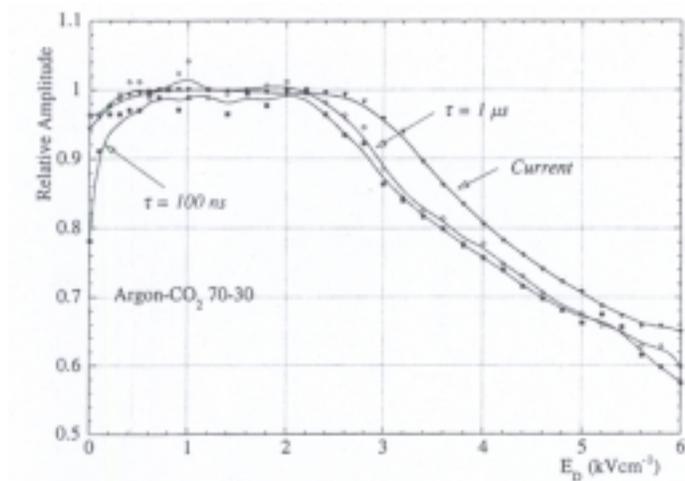


Figura 3.7: Ampiezza relativa del segnale indotto sul PCB in funzione del campo di deriva  $E_D$ : misure in corrente e in ampiezza d'impulso per due differenti costanti di formazione [40].

Ciò è causato dalla concomitanza di effetti di ricombinazione e di bassa velocità di deriva degli elettroni come si deduce dalle due curve a diverse costanti di formazione dell'impulso. Per valori di campo intermedi ( $\sim 1 \div 3 \text{ kV/cm}$ ) l'ampiezza raggiunge un *plateau* per poi diminuire nuovamente per valori di campo maggiori. Quest'ultimo effetto è dovuto al fatto che una frazione sempre più consistente delle linee di forza del campo di deriva preferisce essere raccolta sull'elettrodo superiore della GEM piuttosto che convergere nei fori, riducendo la capacità di infilamento degli elettroni nei fori della GEM [42].

Generalmente, il valore del campo di deriva è fissato nel range  $1 \div 3 \text{ kV/cm}$ . Come si vedrà più avanti nel caso in cui si sia interessati alle prestazioni temporali del rivelatore, la scelta del campo di deriva, oltre a massimizzare l'efficienza di infilamento nei fori della GEM, deve massimizzare la velocità di deriva degli elettroni (convoluzione tra curve di velocità di deriva e curve di trasparenza).

#### Effetto del campo di induzione

L'effetto del campo di induzione, che ha principalmente la funzione di trasportare gli elettroni dal foro della GEM verso il PCB, è mostrato in figura 3.8 [40].

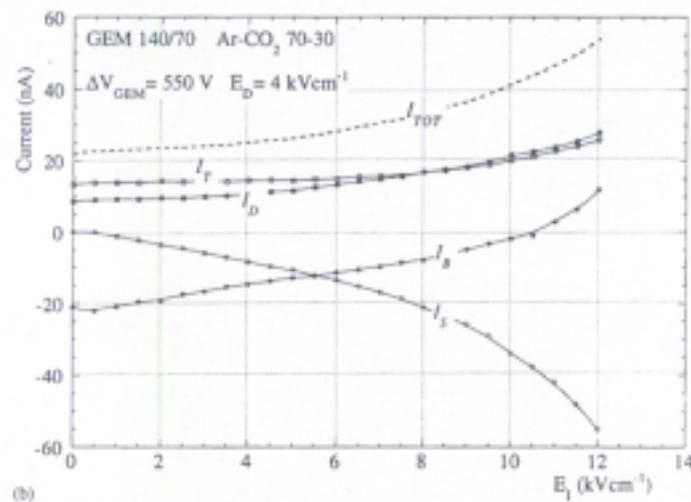


Figura 3.8: Segnali in corrente sugli elettrodi di un rivelatore a singola GEM in funzione del campo di induzione  $E_I$ :  $I_D$  corrente del catodo,  $I_T$  e  $I_B$  correnti rispettivamente dell'elettrodo superiore ed inferiore della GEM e  $I_S$  corrente del PCB [40].

Un campo di induzione troppo basso, o al limite nullo, non permette il trasporto efficace

### Capitolo 3. I rivelatori a G.E.M.

degli elettroni verso il PCB. In questo caso, infatti, gli elettroni sono comunque estratti, grazie al campo del foro, ma vengono totalmente raccolti sull'elettrodo inferiore a causa del fatto che le linee di campo si richiudono su quest'ultimo elettrodo ( $I_B = \text{massimo}$ ). Di conseguenza il segnale sulle *pad* risulta essere nullo ( $I_S = 0$ ).

All'aumentare del campo di induzione ( $E_I$ ) cresce la frazione di corrente raccolta sul PCB ( $I_S$ ) a scapito della corrente sull'elettrodo inferiore ( $I_B$ ).

Ovviamente il campo di induzione non può essere aumentato a piacere, in quanto campi troppo intensi ( $E_i \geq 8$  kV/cm) potrebbero generare effetti di moltiplicazione con inneschi indesiderati di scariche in prossimità dei bordi degli elettrodi di lettura del PCB, dove il campo elettrico è più elevato.

Un valore di compromesso del campo di induzione è  $\sim 5$  kV/cm, indipendentemente dalla miscela di gas utilizzata.

#### 3.2.2 Dimensioni delle regioni

La dimensione della regione di deriva è generalmente [40] fissata a 3 mm, in modo da avere una buona ionizzazione primaria e quindi un'elevata efficienza intrinseca di rivelazione (Par. 2.2) e un *pile-up*<sup>6</sup> trascurabile sotto intensi flussi di particelle.

Per la regione di induzione la dimensione è normalmente fissata ad 1 mm. La scelta di questo valore è dovuta alla necessità di avere una diffusione elettronica contenuta e un'ampiezza in corrente del segnale indotto quanto più elevato possibile. L'ampiezza del segnale indotto (Par. 3.5), a parità di carica raccolta, è proporzionale all'inverso del tempo impiegato dagli elettroni per raggiungere le *pad* e quindi, supposta costante la velocità di deriva, inversamente proporzionale alla dimensione della regione di induzione.

Questa considerazione suggerisce piccole dimensioni per la regione di induzione ed elevate velocità di deriva. D'altronde dimensioni troppo ridotte sono sconsigliate in quanto richiederebbero tolleranze meccaniche troppo spinte al fine, di evitare l'insorgenza di scariche sul PCB.

---

<sup>6</sup>Quando un rivelatore non è in grado di distinguere due eventi temporalmente distinti tra loro.

### 3.2.3 Polarizzazione della GEM

Come già indicato, la differenza di tensione tra gli elettrodi di una GEM deve essere tale da creare all'interno dei fori degli elevati valori di campo elettrico in modo da instaurare processi di moltiplicazione.

Pertanto, la differenza di potenziale,  $V_{GEM}$ , definisce il guadagno intrinseco di una GEM:

$$G_{intr.} \propto e^{\langle\alpha\rangle V_{GEM}}$$

dove  $\langle\alpha\rangle$  è il primo coefficiente di Townsend [23] mediato sul cammino dell'elettrone all'interno del foro e dipendente dalla miscela di gas, oltre che dal campo elettrico .

In generale il guadagno intrinseco di una GEM può raggiungere valori  $\geq 10^3$ . In realtà solo una parte degli elettroni generati all'interno dei fori viene trasportata fino all'elettrodo successivo. Di conseguenza il guadagno efficace risulta in generale inferiore a quello intrinseco, dipendendo dalla capacità di infilamento e di estrazione degli elettroni attraverso il foro (Par. 3.3.3).

Il guadagno massimo raggiungibile con una GEM è correlato all'insorgenza di fenomeni di scarica ai capi degli elettrodi della GEM. Questo fenomeno verrà ampiamente discusso nel paragrafo 3.6.

Assemblando due o più GEM è possibile ottenere un rivelatore con guadagni fino a  $10^4 \div 10^5$ , in condizioni di bassa probabilità di scarica.

### 3.3 Rivelatore a *tripla*-GEM

Un rivelatore a *tripla* GEM [40], [43] è un rivelatore a gas costituito da 3 fogli di GEM posti in cascata tra il catodo e il PCB.

Generalmente l'utilizzo di tre GEM permette di (Fig. 3.9):

1. amplificare in stadi successivi la carica prodotta dalla particella ionizzante nella regione di deriva e di raggiungere guadagni più elevati rispetto ad un rivelatore *mono*-GEM;
2. diminuire i fenomeni di scarica all'interno del rivelatore.

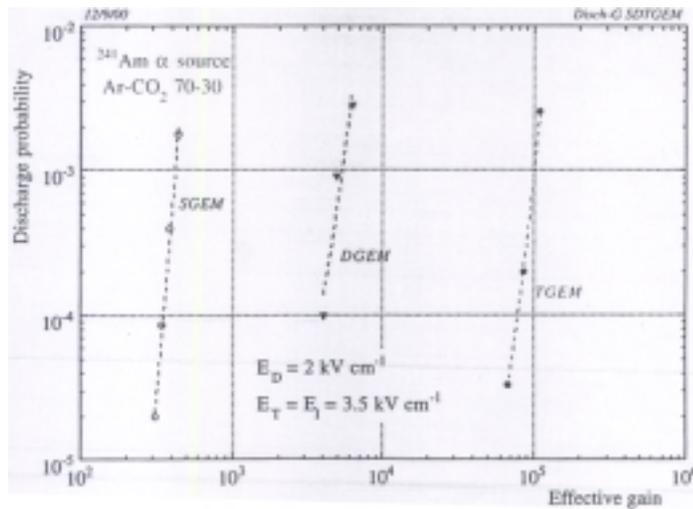
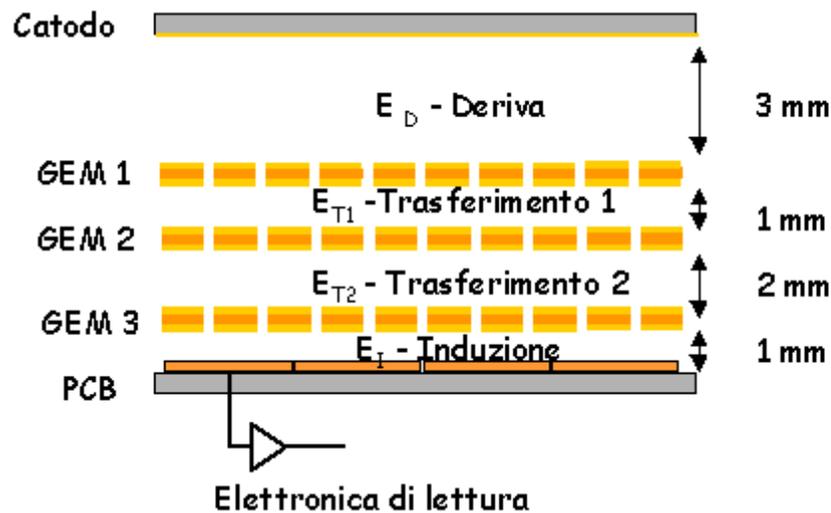


Figura 3.9: Probabilità di scarica in funzione del guadagno efficace di un rivelatore a singola, a doppia e a tripla GEM [44].

La descrizione del rivelatore a singola GEM, effettuata nel precedente paragrafo, permette di comprendere facilmente il funzionamento di un rivelatore costituito da due o più fogli di GEM.

I parametri geometrici che regolano il funzionamento di una *tripla*-GEM, fissata la miscela di gas, tipicamente Ar/CO<sub>2</sub>(70/30), e la geometria del foglio, sono mostrate in figura 3.10.

In un rivelatore *tripla*-GEM la prima e l'ultima regione del rivelatore sono chiamate rispettivamente regione di deriva e di induzione, mentre le due intermedie sono dette re-

Figura 3.10: Rappresentazione schematica di un rivelatore *tripla*-GEM

gioni di trasferimento.

### 3.3.1 Scelta dei campi elettrici

In base a quanto detto sul funzionamento del rivelatore a singola GEM, le due regioni di trasferimento si comportano come una regione di induzione se riferite alla GEM superiore e come regione di deriva se riferite alla GEM inferiore.

L'effetto del valore del campo di trasferimento sul funzionamento del rivelatore è mostrato nella figura 3.11 [40], in cui è riportato il segnale in corrente dei singoli elettrodi che costituiscono il rivelatore. Nella figura si considera un rivelatore a doppia GEM. Le stesse considerazioni sui campi di trasferimento restano comunque valide per un rivelatore a *tripla*-GEM.

Per valori relativamente bassi ( $E_T < 2\text{kV/cm}$ ) il trasporto efficace degli elettroni verso il PCB risulta essere poco efficiente. Infatti, come nel caso dell'effetto del campo di induzione, descritto nel paragrafo 3.2.1, gli elettroni sono estratti dal foro della GEM, ma vengono praticamente raccolti sull'elettrodo inferiore della prima GEM ( $I_{B1} \neq 0$ ,  $I_{B2} = 0$  e  $I_S = 0$ ).

All'aumentare del campo di trasferimento ( $E_T$ ) cresce la frazione di corrente raccolta sul

### Capitolo 3. I rivelatori a G.E.M.

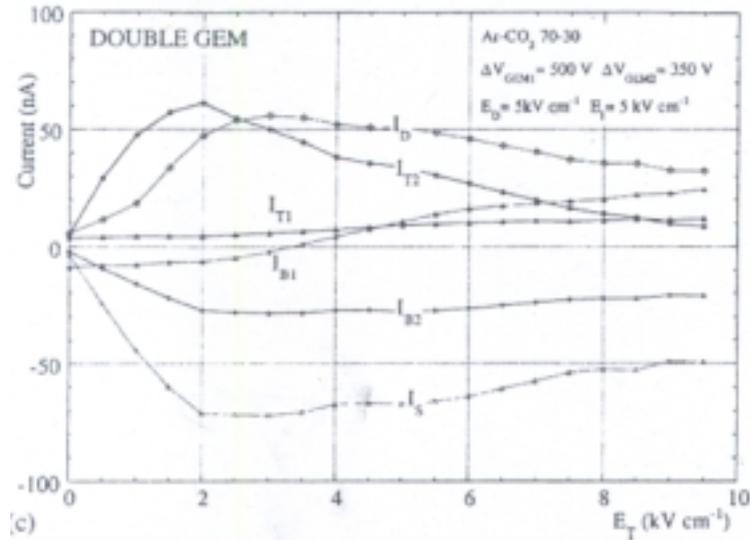


Figura 3.11: Segnali in corrente sugli elettrodi di un rivelatore *tripla*-GEM in funzione del campo di trasferimento  $E_T$ :  $I_D$  corrente del catodo,  $I_{T1}$  e  $I_{B1}$  correnti rispettivamente dell'elettrodo superiore ed inferiore della prima GEM,  $I_{T2}$  e  $I_{B2}$  correnti rispettivamente dell'elettrodo superiore ed inferiore della seconda GEM e  $I_S$  corrente del PCB [40].

PCB ( $I_S$ ) mentre aumentando ulteriormente il valore del campo, il segnale in corrente sul PCB tende a diminuire.

Questo effetto, come spiegato in precedenza (Par. 3.2.1) nel caso dell'effetto del campo di deriva sulla trasparenza elettronica, è dovuto ad una riduzione della capacità di infilamento degli elettroni nei fori delle GEM [42].

In conclusione, il valore del campo di trasferimento deve essere tale da permettere una buona efficienza di estrazione degli elettroni dall'elettrodo inferiore della GEM e contemporaneamente avere una buona efficienza di infilamento degli elettroni nell'elettrodo superiore della GEM successiva.

Un valore di compromesso del campo di trasferimento è di  $\sim 3 \div 5$  kV/cm.

Per quanto riguarda, invece, il campo di deriva e di induzione valgono le stesse considerazioni fatte per il rivelatore a singola GEM.

### 3.3.2 Scelta delle dimensioni delle regioni

Per quanto riguarda le regioni di deriva e di induzione di un rivelatore a *tripla*-GEM valgono le stesse considerazioni fatte per il rivelatore a singola GEM (Par. 3.2.2).

Per quanto riguarda le regioni di trasferimento vanno fatte delle considerazioni a parte.

In un rivelatore a *tripla*-GEM una particella incidente può ionizzare il gas in ognuna delle quattro regioni disponibili. La differenza sostanziale tra gli elettroni prodotti nelle diverse regioni è lo stadio di moltiplicazione che essi subiscono. Questo vuol dire, per esempio, che un elettrone prodotto nella prima regione di trasferimento subisce solo due stadi di moltiplicazione (G2 e G3) ma può superare, a causa delle fluttuazioni sul guadagno, la soglia di discriminazione.

Di conseguenza, il segnale indotto da questi elettroni risulta avere una ampiezza minore ed in anticipo di 20÷30 ns, in funzione della dimensione della regione di trasferimento e della velocità di deriva in questa regione, rispetto a quelli prodotti nella regione di deriva (Fig 3.12 ).

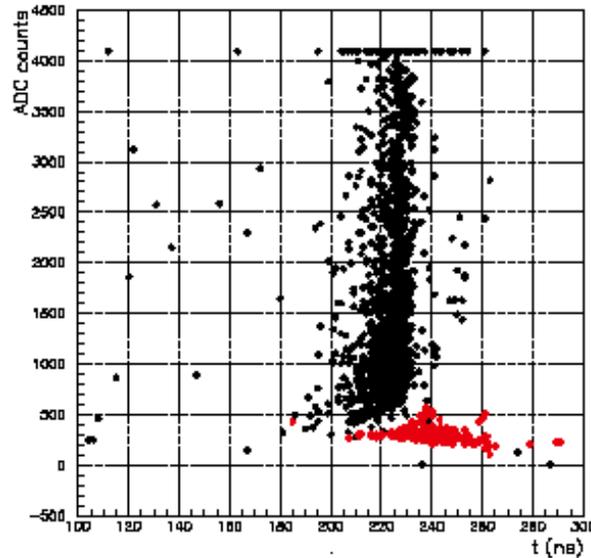


Figura 3.12: Carica degli eventi in funzione del tempo (*COMMON-STOP*). I punti in rosso rappresentano gli eventi di *bi-gem*, mentre quelli in nero rappresentano eventi che hanno subito tre stadi di moltiplicazione.

Questo fenomeno è chiamato effetto *bi-gem* [43] e ha la conseguenza di allargare la distribuzione temporale degli eventi. Come verrà discusso successivamente, questo effetto

### Capitolo 3. I rivelatori a G.E.M.

risulta rilevante nel caso in cui si è interessati specificatamente alle prestazioni temporali del rivelatore, come nell'esperimento LHCb.

Per diminuire questo effetto è necessario ridurre le dimensioni della prima regione di trasferimento ad 1 mm.

Per quanto riguarda la seconda regione di trasferimento, l'effetto di eventi in anticipo è del tutto trascurabile, in quanto gli eventuali elettroni primari subiscono solo uno stadio di moltiplicazione (G3) e quindi difficilmente riescono a superare la soglia di discriminazione.

La scelta della dimensione di questa regione è invece correlata con il fenomeno delle scariche. Difatti nel terzo stadio di moltiplicazione (G3) il numero di coppie elettrone-ione può essere tale da superare il limite di Raether [45], [46], [47]<sup>7</sup> e dare luogo alla transizione dal regime di valanga a quello di *streamer*.

A causa della ridotta distanza tra gli elettrodi di una GEM, la transizione da valanga a streamer è seguita nella maggior parte delle volte da scariche.

Per ridurre questo effetto è necessario aumentare la dimensione della regione in modo tale da:

- avere una maggiore diffusione della nuvola elettronica e quindi distribuire su più fori, nell'ultimo stadio di amplificazione (G3), la stessa quantità di carica;
- permettere alla miscela di gas di assorbire eventuali fotoni prodotti da moltiplicazioni a valanga, che sono i diretti responsabili della propagazione di scariche all'interno del rivelatore.

In questo caso la dimensione della regione è scelta  $\geq 2$  mm.

#### 3.3.3 Scelta delle tensioni di polarizzazione per le GEM

Come già discusso nel paragrafo 3.2.3, le tensioni di polarizzazione delle GEM definiscono il guadagno intrinseco del rivelatore:

$$G_{intr} \propto e^{\langle \alpha \rangle \sum(V_{GEM})}$$

dove  $\sum(V_{GEM})$  è la somma delle tensioni di polarizzazione e  $\langle \alpha \rangle$  il valore medio del primo coefficiente di Townsend [23].

---

<sup>7</sup>Avviene quando le dimensioni della valanga primaria sono maggiori di  $10^7 \div 10^8$  coppie elettrone-ione (Par. 3.6).

In realtà, il guadagno efficace del rivelatore è minore di quello intrinseco in quanto vi sono effetti dispersivi che diminuiscono il numero degli elettroni effettivamente trasportati tra una GEM e l'altra. Questi effetti dispersivi dipendono dai campi al di sopra e al di sotto della GEM. Lo studio di questi effetti passa attraverso la definizione delle seguenti quantità:

1. Efficienza d'infilamento,  $\epsilon_{inf}$ :

$$\epsilon_{inf} = \frac{\text{elettroni infilati}}{\text{elettroni prodotti}}$$

rappresenta il rapporto tra il numero di elettroni che entrano nei fori dell'elettrodo della GEM ed il numero di elettroni prodotti nella regione al di sopra della GEM.

L'efficienza d'infilamento è correlata sia al fenomeno di diffusione degli elettroni che all'effetto di *defoccheggiamento* delle linee di forza del campo elettrico sovrastante la GEM. A causa di questi due fenomeni parte degli elettroni vengono raccolti sull'elettrodo superiore della GEM e, non attraversando il foro, non subiscono la moltiplicazione.

Il meccanismo di infilamento e l'effetto di defoccheggiamento è schematizzato in figura 3.13.

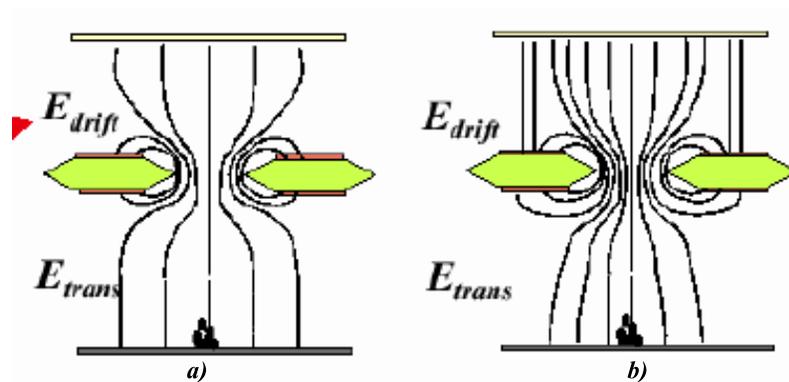


Figura 3.13: Efficienza di Infilamento: (a) tutte le linee di campo elettrico convergono all'interno del foro; (b) effetto di *defoccheggiamento* e conseguente perdita di elettroni.

2. Efficienza d'estrazione  $\epsilon_{estr}$ :

$$\epsilon_{estr} = \frac{\text{elettroni estratti}}{\text{elettroni prodotti}}$$

rappresenta il rapporto tra gli elettroni estratti dai fori e trasportati all'elettrodo successivo e gli elettroni prodotti all'interno dei fori. A causa della diffusione gli elettroni della valanga non sono confinati nella regione centrale del canale del foro e quindi, in particolar modo per valori del campo al di sotto della GEM relativamente bassi, possono essere raccolti sull'elettrodo inferiore della GEM stessa piuttosto che essere trasportati all'elettrodo successivo.

Il meccanismo di estrazione e trasporto è schematizzato in figura 3.14.

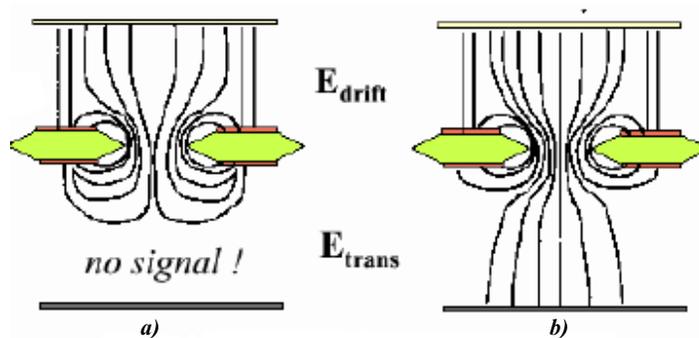


Figura 3.14: Efficienza di estrazione: (a) nessun elettrone viene trasportato al PCB; (b) estrazione degli elettroni dall'elettrodo inferiore della GEM.

La definizione delle efficienze di infilamento e di estrazione permettono di definire la *trasparenza elettronica* di una GEM e quindi di correlare il guadagno efficace con quello intrinseco del rivelatore nel seguente modo:

$$G_{eff} = G_{intr} \cdot T = \epsilon_{inf} \cdot G_{intr} \cdot \epsilon_{estr}$$

Nel caso di un rivelatore a *tripla*-GEM il guadagno efficace è espresso dalla seguente espressione:

$$G_{eff} = \prod_{k=1}^3 G_{intr}^k \cdot T^k \quad \text{con} \quad T^k = \epsilon_{inf}^k \cdot \epsilon_{estr}^k$$

### 3.4 Prestazioni temporali di un rivelatore a *tripla* GEM

Si potrebbe pensare, a questo punto, di applicare la stessa tensione di polarizzazione alle tre GEM. In realtà, però, si deve tenere conto dei processi di scarica. Infatti come già discusso nel paragrafo 3.3.2, nell'ultimo stadio di moltiplicazione (G3) si può raggiungere il limite di Raether ( $10^7 \div 10^8$  coppie elettrone-ione) e quindi l'innesco di scariche.

Si può ovviare a questo problema aumentando la tensione di polarizzazione della prima GEM e diminuendo quella del terzo stadio di amplificazione (G3), mantenendo costante la somma delle tre tensioni, cioè a parità di guadagno. Tenendo conto di queste considerazioni, come verrà dimostrato da misure effettuate con particelle alfa (Par. 4.3), una scelta che minimizza il problema delle scariche risulta essere la seguente:

$$V_{GEM1} \gg V_{GEM2} \approx V_{GEM3}$$

Si noti che questa configurazione permette anche di minimizzare l'effetto *bi-gem*, in quanto gli eventuali elettroni prodotti nella prima regione di trasferimento vengono moltiplicati con un guadagno molto minore rispetto a quelli prodotti nella regione di deriva, di modo che possono risultare sotto la soglia di discriminazione.

### 3.4 Prestazioni temporali di un rivelatore a *tripla* GEM

Come discusso nel capitolo 1, le richieste della zona centrale (R1 e R2) della prima camera a muoni (M1) dell'esperimento LHCb impongono al rivelatore a *tripla*-GEM, che è stato proposto per strumentare queste zone [15], elevate prestazioni temporali.

Va evidenziato che fino ad oggi nessuno ha mai considerato di utilizzare questo rivelatore come camera di *trigger*<sup>8</sup>.

In questo paragrafo verrà, quindi, affrontata la questione delle prestazioni temporali del rivelatore a *tripla*-GEM e si vedrà come la scelta dei valori dei parametri che costituiscono il rivelatore, descritti nel paragrafo 3.3, sono intimamente connessi alla scelta della miscela di gas utilizzata.

Come esposto nei paragrafi 2.1 e 2.2, il numero di elettroni prodotti dalla particella ionizzante nel gas dipende dalla natura della particella incidente ( $\alpha$ ,  $\gamma$ ,  $\pi$ , protoni), della sua

<sup>8</sup>Diversi sono gli impieghi del rivelatore a *tripla*-GEM ad esempio come camera di tracciamento nell'esperimento COMPASS [48], come TPC o come monitor di immagini a raggi X.

energia e dalla miscela di gas utilizzata.

La distribuzione spaziale dei questi elettroni è descritta dalla statistica di Poisson:

$$P_j^n(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} n^j e^{-nx} \quad \text{con } 1 < j < n$$

dove  $n$  il numero massimo di elettroni per unità di lunghezza  $x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ). Se si considererà il primo *cluster* ( $j=1$ ), quello formatosi più vicino all'elettrodo superiore della prima GEM, si ottiene:

$$P_1^n(x) = n e^{-nx}$$

la cui deviazione standard (*r.m.s*) è:

$$\sigma(x) = \frac{1}{n}$$

Tramite le relazioni precedenti è possibile determinare la distribuzione temporale del tempo di arrivo,  $t_d$  di questo *cluster* sulla prima GEM, supponendo nota la velocità di deriva,  $v_d$ :

$$P_1(t_d) = v_d \cdot P_1^n(x) = v_d n e^{-nx}$$

e la sua risoluzione temporale intrinseca:

$$\sigma_1(t_d) = \frac{1}{n v_d} \quad (3.1)$$

L'espressione 3.1 mostra che per ottenere alte risoluzioni temporali si devono utilizzare miscele di gas con alte velocità di deriva ( $v_d$ ) e con elevata ionizzazione primaria ( $n$ ).

In aggiunta a queste richieste sulla miscela di gas va sottolineata la necessità di avere una elevata efficienza di rivelazione del singolo elettrone del *cluster* che si traduce in una elevata trasparenza ed un elevato guadagno in particolare sulla prima GEM. Si noti come una risoluzione temporale ad un basso valore di campo di deriva ( $\sim 2 \div 3$  kV/cm) significhi una maggiore efficienza di infilamento nel primo stadio di moltiplicazione e quindi una migliore trasparenza elettronica del rivelatore.

### **3.5 Formazione del segnale in un rivelatore a GEM**

La forma del segnale indotto sulle *pad* in un rivelatore a GEM dipende dal moto degli elettroni nella regione di induzione. Si può considerare che il segnale inizi a formarsi non appena

gli elettroni lasciano l'elettrodo inferiore dell'ultimo stadio di amplificazione.

La corrente  $I_k$  indotta su un elettrodo  $k$ -esimo dovuta al moto di una carica  $q$ , di velocità  $v$ , può essere calcolata utilizzando il teorema di Ramo [49]:

$$I_k = -\frac{q \vec{v}(x) \cdot \vec{E}_k(x)}{V_k}$$

dove  $\vec{E}_k(x)$  è il campo elettrico dovuto all'elettrodo  $k$ -esimo posto a potenziale  $V_k$ .

In particolare per una  $pad_k$ , se  $V_k=1$  V e tutte le altre  $pad$  sono poste a potenziale nullo, si ha:

$$I_j = -q \vec{v}(x) \cdot \vec{E}_j^w(x)$$

dove il campo elettrico  $\vec{E}_k^w(x)$  è detto *weighting field*.

È stato simulato [50] l'andamento di  $\vec{E}_j^w(x)$  per una  $pad$  di  $1 \times 1$  cm<sup>2</sup> con una regione di induzione di 1 mm. È risultato che il campo  $\vec{E}_j^w(x)$  sopra la  $pad$  è costante di modo che velocità di deriva degli elettroni nella regione di induzione è uniforme.

Ci si aspetta quindi che ogni singolo elettrone che emerge dall'ultima GEM, induca sulla  $pad$  più vicina, un impulso di corrente rettangolare, la cui larghezza dipende dal tempo impiegato dagli elettroni per attraversare la regione di induzione:

$$i = -\frac{q}{t} = -\frac{qv_d}{x}$$

dove  $x$  rappresenta la dimensione della regione di deriva e  $v_d$  è la velocità di deriva dell'elettrone.

### 3.6 Processi di scarica in un rivelatore a *tripla*-GEM

La formazione di scariche nei rivelatori a gas è generalmente correlata alla transizione dal regime di moltiplicazione a valanga al regime di *streamer* [44], il cui meccanismo di formazione è descritto nel paragrafo 2.4.

Questa transizione, in generale, dipende sia dalla tensione applicata al rivelatore che dalla densità di ionizzazione. Infatti fenomeni di *streamer* avvengono quando un elevato numero di coppie elettrone-ione sono rilasciate nel gas dalla particella incidente.

In questo caso la carica totale creata dai processi di moltiplicazione a valanga può eccedere il valore di soglia (limite di Raether di  $10^7 \div 10^8$  coppie elettrone-ione) per la tran-

### Capitolo 3. I rivelatori a G.E.M.

sizione dalla valanga allo *streamer*.

Nel caso dei rivelatori a GEM, ma in generale per tutti i rivelatori *micro pattern*, a causa della piccola distanza tra gli elettrodi, la formazione dello *streamer* può essere facilmente seguita da una scarica che cortocircuita temporaneamente i due elettrodi del foglio di GEM.

In particolare, in un rivelatore a *tripla*-GEM, il processo di scarica si innesca con maggiore probabilità nell'ultimo stadio di amplificazione, dove è più probabile che venga raggiunto il limite di Raether.

L'innesco dei processi di scarica, in particolare per un rivelatore basato su GEM, può produrre i seguenti effetti:

- ridurre le prestazioni del rivelatore, quali l'efficienza, a causa dell'introduzione di un tempo morto;
- provocare il deterioramento delle superfici di rame che costituiscono il foglio di GEM, limitando la vita del rivelatore stesso.

Uno studio dettagliato delle problematiche correlate col fenomeno delle scariche nelle GEM verrà discusso nel capitolo successivo. Tale studio ha evidenziato la possibilità di ridurre la probabilità di scarica agendo in modo opportuno sui parametri geometrici, i campi elettrici e le tensioni di polarizzazione oltre che sulla scelta della miscela di gas. Si è infine dimostrato ampiamente la resistenza del rivelatore alle scariche.

### 3.7 Costruzione dei prototipi *tripla*-GEM

Questo paragrafo è dedicato alla descrizione delle varie fasi di lavorazione e della costruzione dei prototipi a *tripla*-GEM utilizzata nei vari *test*.

L'assemblaggio del rivelatore viene effettuato in una camera pulita di classe 100. Tutte le parti che costituiscono il rivelatore, escluse le GEM, prima di essere immesse nella camera pulita, sono lavate con alcol isopropilico e sgrassate da eventuali oli di lavorazione tramite ultrasuoni.

#### 1. *Preparazione dei fogli di GEM.*

Le GEM utilizzate<sup>9</sup> per la costruzione dei prototipi hanno una superficie attiva di  $10 \times 10 \text{cm}^2$  centrata su un foglio di kapton di dimensioni maggiori. Su un lato di questo foglio sono presenti due strisce di rame che consentono di alimentare gli elettrodi del foglio di GEM. Prima di cominciare la lavorazione di una GEM, viene eseguito un controllo di qualità: applicando una differenza di potenziale tra l'elettrodo superiore ed inferiore della GEM di 600 V si controlla che il valore della corrente *tirata* dalla GEM sia inferiore a qualche nA.

Il foglio di GEM viene quindi teso tramite un *tendi-GEM* (Fig. 3.15), strumento progettato e costruito presso l'officina dei Laboratori Nazionali di Frascati. Al centro del *tendi-GEM* vi è la base di lavorazione (di dimensione maggiore della parte attiva del foglio) su cui viene posizionata la GEM. Ai bordi di questa base sono presenti quattro ganasce che permettono di agganciare il foglio di kapton e successivamente di tendere il foglio. In seguito, sul foglio teso viene incollata una cornice di vetronite (G10) di

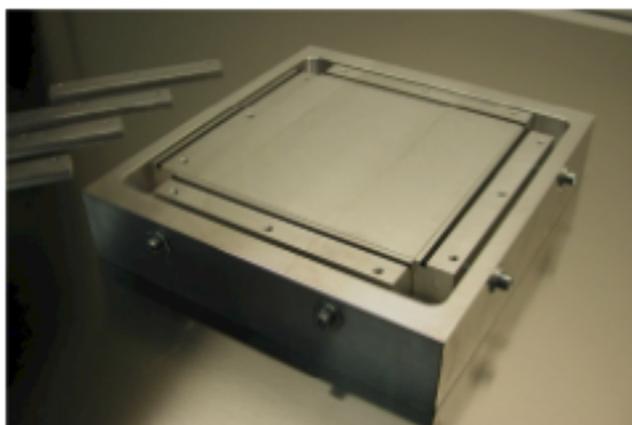


Figura 3.15: Foto del *tendi-GEM* utilizzato.

1 mm di spessore con una colla epossidica (Araldite 2012). Il tempo di incollaggio è di circa trenta minuti.

Successivamente, il foglio di GEM viene rimosso dal *tendi-GEM* e viene eliminata la parte di kapton eccedente la cornice.

---

<sup>9</sup>Fornite da F. Sauli

### Capitolo 3. I rivelatori a G.E.M.

Il catodo del rivelatore, costituito da kapton mono ramato, viene lavorato come i fogli di GEM: teso e incollato su una cornice di vetronite.

In figura 3.16 sono mostrate 3 GEM pronte per l'assemblaggio e la sezione di una cornice utilizzata.

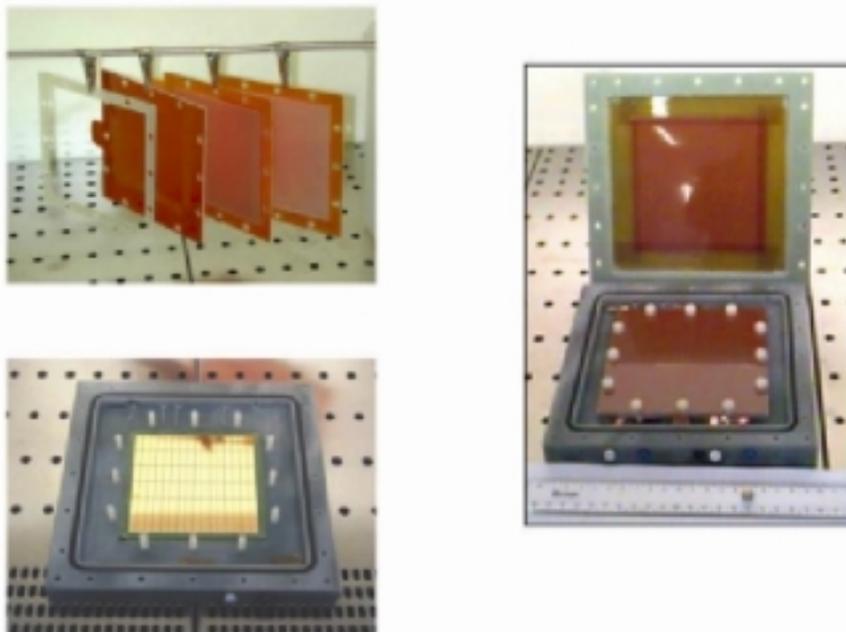


Figura 3.16: Rivelatore *tripla*-GEM: A sinistra: GEM tese ed incollate alle cornici (alto); base della *box* a tenuta gas con vista delle *pad*. A destra: tre GEM e catodo assemblati.

#### 2. Preparazione del contenitore.

I fori presenti sulle cornici permettono d'impilare le GEM e il catodo in cascata tramite delle viti di nylon fissate alla base di un contenitore G10 che garantisce la tenuta di gas<sup>10</sup>. Le GEM ed il catodo vengono bloccati tramite dadi di nylon.

Alla base del contenitore di dimensioni  $20 \times 20 \times 3\text{cm}^3$ , è collocato un circuito stampato (PCB) di dimensioni pari alla zona attiva del foglio di GEM ( $10 \times 10\text{cm}^2$ ). Il

<sup>10</sup>L'utilizzo di contenitori a tenuta di gas, nelle misure di laboratorio, ha permesso di semplificare lo studio delle varie configurazioni geometriche del rivelatore. Questo schema di assemblaggio delle GEM non è ovviamente quello che verrà utilizzato in esperimento. Attualmente si sta mettendo a punto il progetto del rivelatore finale di dimensioni  $20 \times 24\text{cm}^2$

PCB è segmentato su un lato in *pad* di  $1 \times 2.5 \text{ cm}^2$ , mentre sull'altro presenta le piste corrispondenti a ciascuna *pad* su cui viene montata l'elettronica di lettura.

Sui bordi del contenitore sono presenti le alimentazioni di alta tensione ed i connettori per l'uscita e l'ingresso del gas, come mostrato in figura 3.16. Una volta chiuso il contenitore, viene controllata la tenuta gas del rivelatore per mezzo di un cerca-fughe.

#### 3. Assemblaggio del rivelatore.

Il contenitore viene quindi fissato all'interno di un scatola di alluminio e connesso con l'elettronica di lettura. Il contenitore di alluminio è provvisto di (Fig. 3.17):

- due finestre ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ) in corrispondenza della zona attiva del rivelatore;
- 7 connettori di alimentazione per l'alta tensione connessi ad ogni elettrodo del rivelatore tramite un filtro R-C-R ( $R=1 \text{ M}\Omega$  e  $C=2.2 \text{ nF}$ );
- uscite per i segnali dell'elettronica di lettura.



Figura 3.17: Interno del contenitore di alluminio in cui è collocata il rivelatore *tripla* GEM

L'elettronica di lettura adoperata nelle misure su fascio e di laboratorio è basata sul chip *VTX*, già utilizzato nella camera a deriva di *KLOE*. Il segnale proveniente dall'amplificatore viene quindi discriminato con elettronica standard NIM.

Attualmente l'INFN di Cagliari si sta occupando di mettere a punto una nuova elettronica di lettura basata su un microcircuito integrato di nuova tecnologia: l'*ASDQ*. Questo microcircuito racchiude all'interno sia l'amplificatore che il discriminatore.

### Capitolo 3. I rivelatori a G.E.M.

In tabella 3.1 sono riportate le principali caratteristiche di queste due elettroniche di lettura.

Sviluppo	Cagliari	Frascati
Tecnologia	ASDQ	KLOE-VTX
Impedenza d'ingresso	40 $\Omega$	110 $\Omega$
Peaking Time	5 ns	5 ns
Rumore elettronico	1300 e rms	1350 e rms
Sensibilità	5 mV/fC	10 mV/fC
Discriminatore	Si	No
Canali di lettura/chip	8	6

Tabella 3.1: Caratteristiche tecniche delle elettroniche di lettura

## Capitolo 4

# Misure sperimentali sul rivelatore *tripla-GEM*

Come discusso nel capitolo 1 le richieste che devono essere soddisfatte da un rivelatore posto nelle regioni R1 e R2 di M1 risultano abbastanza stringenti.

Le richieste riguardano la capacità di sopportare flussi elevati di particelle (*rate capability* fino a  $\sim 500$  kHz/cm<sup>2</sup>); l'efficienza di rivelazione della stazione in una finestra temporale di 25 ns del 99%; la molteplicità di accensione di *pad* di  $\sim 1.2$  (*cluster size* per *pad* di 10×25mm<sup>2</sup>) e la capacità di integrare radiazione (*aging*) per  $\sim 10$  anni senza danneggiamento (per un rivelatore a gas con guadagno  $\sim 10^4$  ciò corrisponde ad una carica di  $\sim 6$ C/cm<sup>2</sup>).

Alcuni di questi requisiti, come la *rate capability*, sono facilmente soddisfatti dal rivelatore a GEM da noi proposto, mentre altri vanno verificati con *test* specifici.

In particolare per quanto riguarda la risoluzione temporale non sono mai stati effettuati studi specifici di ottimizzazione. Il migliore risultato pubblicato in letteratura, ottenuto con la miscela di Ar/CO<sub>2</sub>=70/30, fornisce una risoluzione temporale (*r.m.s.*) di  $\sim 10$  ns [51].

Come discusso nel capitolo precedente, lo studio per l'ottimizzazione della risoluzione temporale ha richiesto *test* di miscele veloci e ad elevata ionizzazione specifica basate sull'impiego di CF<sub>4</sub> e isobutano.

L'*aging* che dipende in maniera critica dalla miscela di gas e dai materiali impiegati nel rivelatore va chiaramente misurato.

Nel caso dei rivelatori a GEM, risulta inoltre importante la comprensione del fenomeno delle scariche e dei suoi effetti sul funzionamento del rivelatore.

## Capitolo 4. Misure sperimentali sul rivelatore *tripla*-GEM

In questo capitolo vengono discusse le misure di *rate capability*, *aging* e guadagno effettuate con un tubo a raggi X ad alta intensità; le misure delle prestazioni temporali del rivelatore con diverse miscele di gas, effettuate sul fascio di pioni  $\pi$ M1 del Paul Scherrer Institute (PSI) di Zurigo; gli studi sulla probabilità di scarica del rivelatore effettuati con fasci intensi di  $\pi$  e  $p$  al PSI e con particelle  $\alpha$  in laboratorio.

### 4.1 Misure con tubo a raggi X

Prima di effettuare qualsiasi misura con il tubo a raggi X è necessario descrivere il sistema a raggi X impiegato e discutere alcune misure preliminari che permettono di determinare il flusso minimo di gas da utilizzare e la calibrazione del flusso dei raggi X in funzione della corrente di filamento del tubo.

Le misure ad alti flussi sono state effettuate con un tubo a raggi X della Philips, generalmente utilizzato per scopi medicali. Il tubo a raggi X emette due fasci monocromatici ortogonali tra loro: uno a bassa intensità e uno ad alta. I due fasci vengono fatti incidere su due rivelatori a *tripla*-GEM posti sulla stessa linea di gas, come mostrato in figura 4.1.

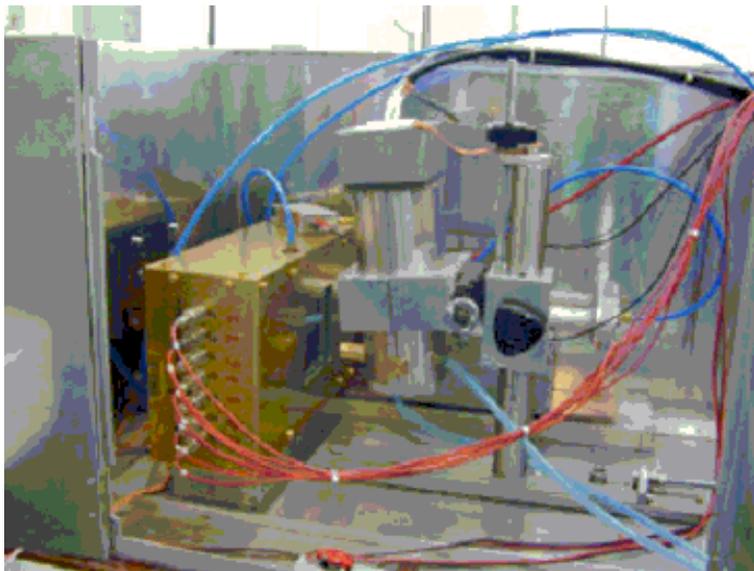


Figura 4.1: Stazione di raggi X utilizzata per le misure.

In corrispondenza del fascio di fotoni più intenso è montato il primo rivelatore, che chiameremo camera di *Test*, mentre sul fascio a bassa intensità viene posto un rivelatore

identico, che chiameremo camera di *Monitor*, che è stato utilizzato per la correzione dalle variazioni dei parametri ambientali quali la temperatura, l'umidità relativa e la pressione atmosferica.

La struttura del tubo a raggi X è mostrata schematicamente in figura 4.2. Gli elettroni prodotti per emissione termoionica da un filamento di tungsteno (catodo), dopo essere stati focalizzati ed accelerati da una differenza di potenziale di 20 kV, incidono su una targhetta anodica, che nel nostro caso è di ferro. Nella singola interazione viene estratto un elettrone appartenente ad una delle *shell* più interne degli atomi di ferro, lasciando una lacuna che è riempita da uno degli elettroni delle *shell* più esterne, con conseguente emissione di un fotone di energia fissata.

Nel nostro caso i fotoni emessi appartengono alla linea spettrale  $K_{\alpha}$  ed hanno energia di 5.9 keV, più un fondo di elettroni provenienti dalla prima transizione.

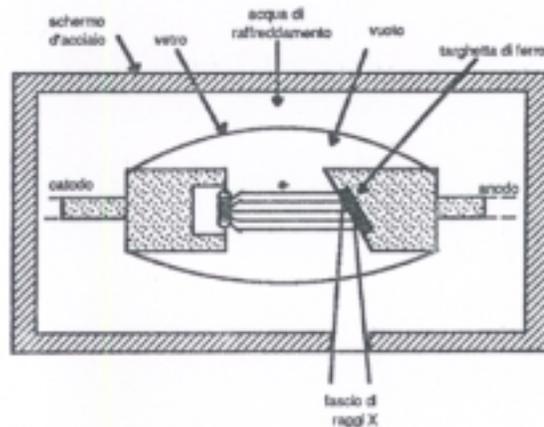


Figura 4.2: Struttura interna e funzionamento del tubo a raggi X

L'emissione dei fotoni avviene tramite due finestre di berillio sulle quali sono montate dei collimatori di diametro di  $\sim 1\text{mm}^2$ . L'alimentazione del tubo RX permette di variare la corrente di filamento e quindi di cambiare l'intensità del fascio di fotoni.

Per diminuire il flusso sulla camera di *Monitor* sono stati utilizzati degli spessori di alluminio in modo da attenuare l'intensità del fascio di fotoni incidenti.

#### 4.1.1 Descrizione del sistema di gas e determinazione del plateau di gas

La miscelazione del gas è effettuata per mezzo di flussimetri massivi gestiti da un controllore elettronico.

La distribuzione del gas viene effettuata attraverso tubi in polipropilene. Questo materiale ha la caratteristica di non degassare, cioè risulta inerte al contatto coi vari gas utilizzati nei nostri *test*. Infatti se il materiale del tubo si alterasse nel tempo, il gas potrebbe *inquinare* il rivelatore dando luogo a fenomeni di invecchiamento precoce [28], [52].

In figura 4.3 è mostrata la corrente del rivelatore in funzione del flusso di gas. Il guadagno del rivelatore è di  $\sim 5 \times 10^3$ . La *rate* di raggi X incidente sul rivelatore corrisponde ad un flusso di  $\sim 60 \text{ MHz/cm}^2$ .

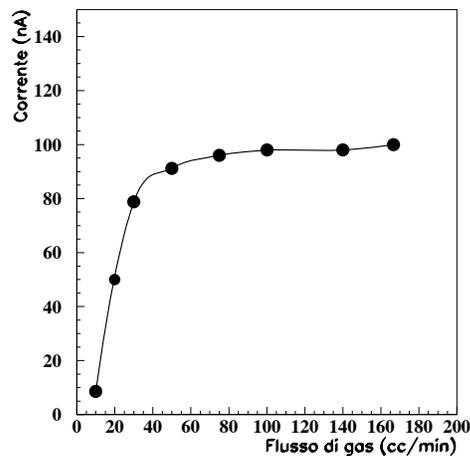


Figura 4.3: Plateau di gas per un rivelatore *tripla*-GEM sottoposto ad un elevato flusso di particelle ionizzanti ( $\sim 60 \text{ MHz/cm}^2$ )

Per bassi valori del flusso di gas la corrente diminuisce, mentre raggiunge una regione di *plateau* per valori più elevati.

L'effetto di diminuzione di corrente è imputabile al fatto che nel rivelatore le proprietà chimiche del gas vengono alterate dal flusso di particelle ionizzanti [53].

In tutte le successive misure, il valore del flusso di gas è stato fissato a 100 cc/min.

### 4.1.2 Determinazione del flusso di raggi X

In figura 4.4 è riportata la misura del flusso di fotoni rivelati dal rivelatore di *Test* (con guadagno  $\sim 2 \times 10^4$ ) in funzione della corrente di filamento del tubo a RX. Il segnale della camera, amplificato con un'elettronica di lettura VTX, è stato discriminato con una soglia di 70 mV (fissata in funzione del rapporto segnale/rumore) e formato a 100 ns.

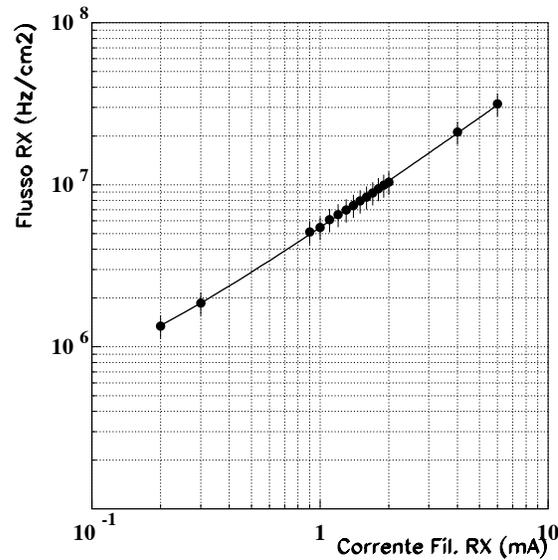


Figura 4.4: Flusso dei raggi X in funzione della corrente di filamento del tubo a raggi X.

Il flusso dei raggi X misurato risulta essere lineare fino a valori della corrente di filamento di 6 mA, corrispondente ad un flusso di raggi X di  $\sim 30 \text{ MHz/cm}^2$ . Per valori maggiori, effetti di *pile-up* nella misura dei conteggi rendono la relazione tra flusso e corrente di filamento non lineare. Quindi per la determinazione del flusso corrispondente a valori di corrente di filamento elevati si è usato un valore estrapolato.

### 4.1.3 Misure di guadagno di un rivelatore a *tripla*-GEM

Nel paragrafo 3.3.3 si è visto che il guadagno di un rivelatore a *tripla*-GEM dipende dalla somma delle tensioni di polarizzazione applicate alle GEM e dalla miscela di gas tramite il valor medio del primo coefficiente di Townsend [23], secondo la seguente relazione:

$$G \propto e^{(\alpha) \sum(V_{GEM})} \quad (4.1)$$

#### Capitolo 4. Misure sperimentali sul rivelatore *tripla*-GEM

La dipendenza del guadagno dalla somma delle tensioni applicate alle GEM per una fissata miscela di gas può essere valutata misurando la corrente indotta sulle *pad* attraverso un nanoamperometro.

Infatti la corrente indotta, a parità di superficie  $S$  irraggiata e di carica rilasciata nel gas da ciascun fotone, dipende sia dal flusso rivelato dei raggi X,  $\Phi_{RX}$ , che dal guadagno  $G$  del rivelatore:

$$I = eN_{\gamma}S\Phi_{RX}G \quad (4.2)$$

dove  $e$  è la carica dell'elettrone,  $N_{\gamma}$  la ionizzazione prodotta dai raggi X nel gas che dipende debolmente dalla miscela di gas risultando dell'ordine di 200 coppie elettrone-ione.

Per prima cosa si è determinata una misura di conteggio dei fotoni ( $rate = S \cdot \Phi_{RX}$ ). In figura 4.5 è mostrato il conteggio dei fotoni in funzione della somma delle tensioni applicate alle GEM per diverse miscele di gas. Il flusso dei raggi X è di  $\sim 10 \text{ MHz/cm}^2$ . Il segnale raccolto sulle *pad* è inviato ai pre-amplificatori VTX, discriminato con una soglia di 70 mV e formato a 100 ns.

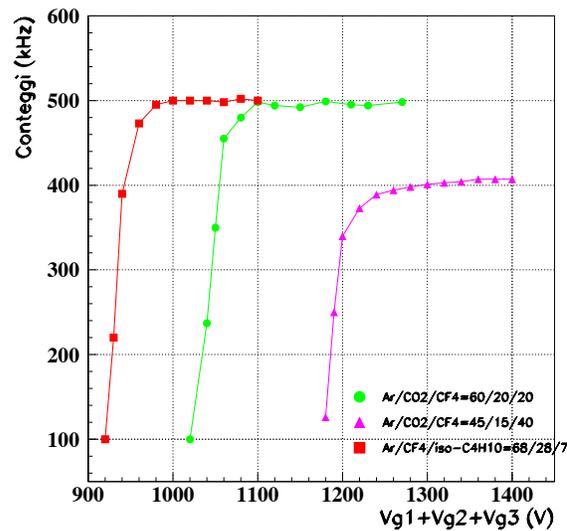


Figura 4.5: *Plateau* di conteggio in funzione delle tensioni applicate alle GEM per diverse miscele di gas.

Si può osservare che per basse tensioni il numero dei conteggi è piccolo mentre raggiunge una regione di *plateau* per tensioni più elevate.

Il diverso livello dei conteggi raggiunto nelle regioni di *plateau* è imputabile alla diffe-

rente sezione d'urto di conversione dei raggi X nei gasutilizzati.

Successivamente si è tolta l'elettronica di lettura e si è proceduto a misurare la corrente indotta sulle *pad* al variare delle tensioni applicate alle GEM.

In figura 4.6 è mostrato il guadagno efficace del rivelatore in funzione della somma delle tensioni applicate alle GEM per le diverse miscele di gas. La configurazione dei campi elettrici è stata scelta in modo da ottimizzare le prestazioni temporali e la trasparenza elettronica<sup>1</sup> del rivelatore.

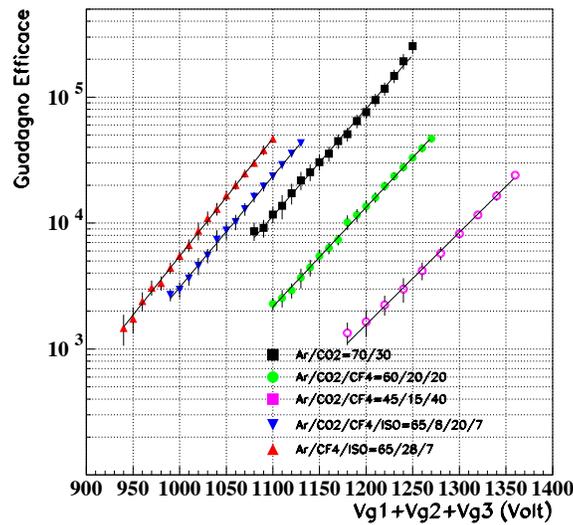


Figura 4.6: Guadagno efficace del rivelatore in funzione della somma delle tensioni applicate alle GEM per diverse miscele di gas [43], [54]. Il guadagno massimo raggiungibile con le varie miscele non è dato dall'ultimo punto riportato sulle curve di guadagno.

Per confronto con misure effettuate da altri autori [40] si è determinato il guadagno efficace del rivelatore con una miscela di gas  $Ar/CO_2(70/30)$ .

<sup>1</sup>Il guadagno efficace di un rivelatore a *tripla*-GEM è correlato con il guadagno intrinseco attraverso la trasparenza elettronica [42], come già menzionato nel paragrafo 3.4

#### 4.1.4 Rate Capability

Lo studio della stabilità del guadagno del rivelatore sotto elevati flussi di particelle rappresenta uno degli aspetti principali per l'impiego nell'esperimento LHCb (nelle regioni R1 ed R2 di M1), dove il flusso previsto sarà di  $0.5 \text{ MHz/cm}^2$ .

Il massimo flusso sopportato da un rivelatore a gas dipende dai fenomeni di carica spaziale, generati dalla nuvola di ioni, nella regione in cui avvengono i processi di moltiplicazione a valanga.

La carica spaziale crea un campo elettrico che tende a schermare quello del rivelatore nella zona di moltiplicazione di modo che una carica, generata dal passaggio di un'altra particella, in questa regione viene amplificata in maniera minore.

Nel caso di una GEM la distanza tra gli elettrodi ( $\sim 50 \mu\text{m}$ ) è tale da permettere di smaltire in un tempo sufficientemente rapido la nuvola elettronica responsabile degli effetti di carica spaziale. Questo significa che un tale rivelatore riesce ad operare correttamente anche sotto flussi molto elevati di particelle [55].

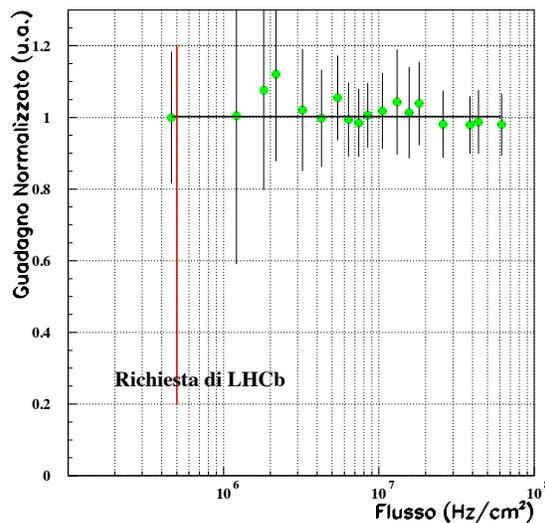


Figura 4.7: Misura della *Rate Capability* di un rivelatore a *tripla*-GEM per la miscela di gas  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$  [54].

La misura della *rate capability*, è stata effettuata con il rivelatore polarizzato in maniera tale da avere un guadagno di  $\sim 10^4$  con la miscela di gas  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$  (60/20/20).

Misurando la corrente indotta sulle *pad* al variare del flusso di fotoni, si è determinato il

guadagno del rivelatore tramite la relazione 4.2.

In figura 4.7 si può osservare come il guadagno del rivelatore rimane stabile, entro gli errori, fino ad un valore massimo del flusso pari a  $\sim 60 \text{ MHz/cm}^2$ .

Tale valore di flusso è ampiamente superiore a quello che il rivelatore proposto deve sopportare ad LHCb.

#### 4.1.5 Misura di *aging*

Il deterioramento delle prestazioni per irraggiamento è stato osservato già dai primi sviluppi dei contatori Geiger e proporzionali e sono stati attribuiti alla formazione di depositi di polimeri nei processi di valanga [57], [58]. Negli anni settanta con l'introduzione delle camere a multi fili (MWPC) e del loro largo uso in esperimenti ad alto flusso di particelle, gli effetti di radiazioni indotti sul rivelatore, *aging*, divennero un sfortunato terreno di osservazione [59].

L'*aging* in generale dipende dai materiali utilizzati nella costruzione del rivelatore e dalla composizione del gas [52]. In caso di *aging* la velocità di invecchiamento dipende ovviamente dal guadagno del rivelatore: infatti maggiore è il guadagno, più alta sarà la carica integrata dal rivelatore e quindi più veloce l'*aging*.

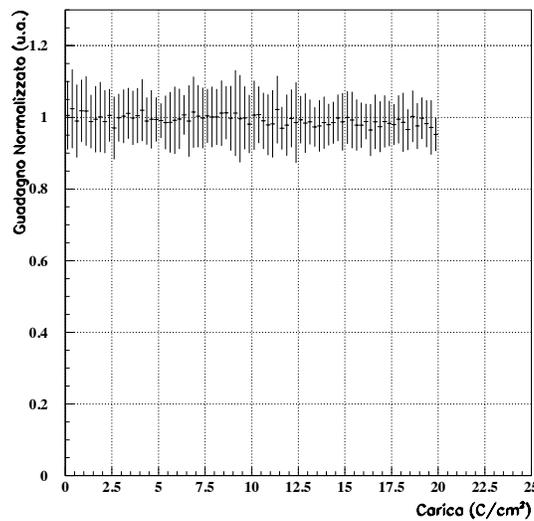


Figura 4.8: Guadagno normalizzato in funzione della carica accumulata per la miscela di gas Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) [54].

## Capitolo 4. Misure sperimentali sul rivelatore *tripla*-GEM

Il tempo di irraggiamento è stato di circa trenta giorni. Il flusso costante di RX è stato fissato a  $\sim 50 \text{ MHz/cm}^2$ , la superficie irraggiata era di  $\sim 1 \text{ mm}^2$ . La camera di *Test* è stata posta ad un guadagno efficace di  $\sim 2 \times 10^4$  e si è utilizzata la miscela di gas  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$  (60/20/20) (Fig. 4.8).

La correzione dovuta alla variazione dei parametri ambientali è stata effettuata con uno secondo rivelatore, la camera di *Monitor*, irraggiata a basso flusso di RX.

Dopo una carica accumulata di circa  $20 \text{ C/cm}^2$ , si è osservata una variazione di guadagno praticamente trascurabile (inferiore al 1%).

Poichè un rivelatore a *tripla*-GEM posto nella stazione M1 di LHCb con un guadagno di  $2 \times 10^4$  integrerà in un anno ( $10^7 \text{ sec}$ ) una carica di  $\sim 1.3 \text{ C/cm}^2$  o equivalentemente  $4 \times 10^{19} \text{ m.i.p./cm}^2$ , si può concludere che il rivelatore potrà sopportare circa 15 anni di corretto funzionamento ad LHCb.

Purtroppo per un incidente il tubo a RX si è danneggiato irreparabilmente e per il momento non è stato possibile effettuare la misura di *aging* con la miscela contenente isobutano.

### 4.2 Misure su fascio di pioni al P.S.I.

In questo paragrafo sono discusse le misure ed i risultati ottenuti al *Test Beam* del P.S.I (*Paul Sherrer Institute*) dove ho avuto la possibilità di partecipare.

Queste misure sono state effettuate nella stazione  $\pi\text{M1}$  del P.S.I. Il fascio di pioni ha un elevata intensità ( $\sim 10^7 \pi^-/\text{s}$  o  $\sim 10^8 \pi^+/\text{s}$ ) e impulso compreso tra 100 e 500 MeV/c (i  $\pi$  di 350 MeV/c sono al minimo di ionizzazione). Il fascio fornisce, ad intervalli di circa 20 ns, *bunch* di durata 1 ns.

In figura 4.9 è mostrato il *set-up* utilizzato nelle nostre misure. Il sistema di *trigger* è basato sulla coincidenza di due scintillatori,  $S_1 \otimes S_2$ , centrati sull'asse del fascio a circa 1 m di distanza l'uno dall'altro e con un area attiva ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ), uguale a quella dei rivelatori. La coincidenza degli scintillatori  $S_1$  e  $S_2$  è inviata ad un discriminatore *constant fraction*<sup>2</sup> e quindi ritardata per formare il segnale di *common stop* inviato al TDC.

La soglia di discriminazione del segnale proveniente dall'elettronica di lettura è stata fissato a 30 mV, in modo da ridurre a poche decine di Hz il contributo del *noise*<sup>3</sup>.

<sup>2</sup>Il *constant fraction* è un sistema di discriminazione di segnali analogici che permette di eliminare le fluttuazioni sul tempo del segnale digitale in uscita (*jitter*) a causa delle variazioni dell'ampiezza dei segnali (*time slewing o time walk*) [56].

<sup>3</sup>Il discriminatore usato in questo caso è un normale *leading edge*.

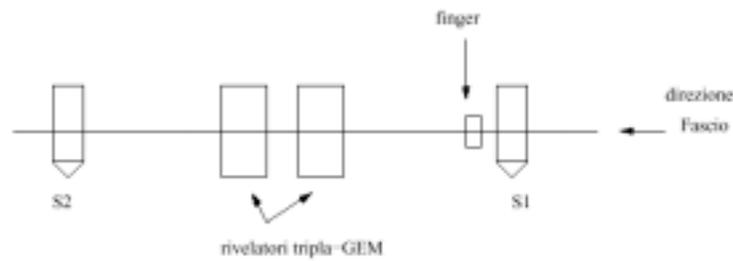


Figura 4.9: *Setup* delle misure al P.S.I.

Le misure sono state effettuate con 2 differenti configurazioni di fascio:

- un fascio di  $\sim 30$  kHz sull'area attiva del rivelatore, con cui si sono state effettuate le misure di efficienza, di risoluzione temporale e di *cluster size*.
- un fascio ad alta intensità, fino a  $\sim 300$  MHz sull'area attiva del rivelatore, con cui si sono eseguiti studi sulla probabilità di scarica.

Va sottolineato che il fascio adronico del PSI costituisce la migliore approssimazione dell'ambiente ad alta *rate* tipico degli esperimenti ad LHC.

Per entrambe le configurazioni del fascio sono state provate le seguenti miscele di gas:

- $Ar/CO_2/CF_4$  (60/20/20)
- $Ar/CO_2/CF_4$  (45/15/40)
- $Ar/CO_2/CF_4/iso - C_4H_{10}$  (65/8/20/7)
- $Ar/CF_4/iso - C_4H_{10}$  (65/28/7)

### 4.2.1 Misure della risoluzione temporale

Come già discusso nel paragrafo 3.4, per ottenere elevate prestazioni temporali in un rivelatore *tripla*-GEM si devono utilizzare miscele di gas veloci, cioè con una alta velocità elettronica di deriva. In figura 4.10 è mostrata una simulazione della velocità di deriva elettronica in funzione del campo elettrico applicato per diverse miscele di gas.

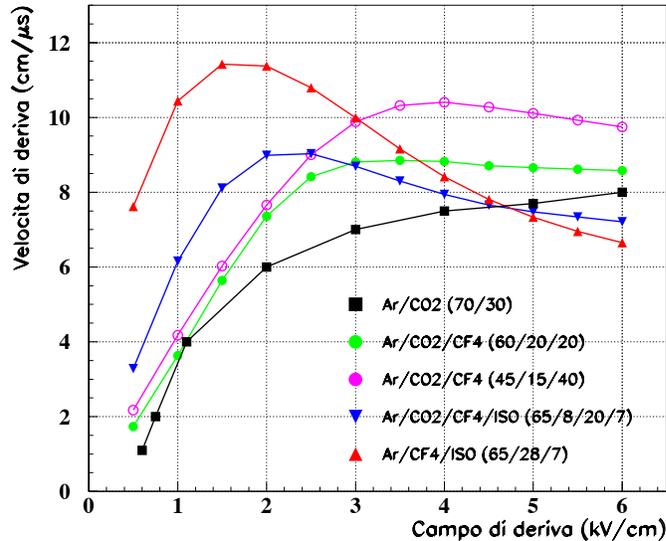


Figura 4.10: Velocità di deriva elettronica in funzione del campo elettrico di deriva per diverse miscele di gas [54] (simulazione con Garfield).

Si può notare che le miscele di gas Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>(45/15/40) e Ar/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>(65/28/7) raggiungono una più alta velocità di deriva pari a  $\sim 12$  cm/ $\mu$ s.

Questo unico requisito non è sufficiente per ottenere elevate prestazioni temporali. Infatti la risoluzione temporale intrinseca di un rivelatore *tripla*-GEM dipende dall'inverso del prodotto della velocità di deriva e del numero di coppie elettrone-ione prodotte dalla ionizzazione primaria (Fig. 4.11).

Va sottolineato che la risoluzione temporale intrinseca rappresenta un limite inferiore a quella realmente ottenibile dal rivelatore a causa della non perfetta efficienza di rivelazione del singolo elettrone che dipende dai limiti sulla trasparenza elettronica (in particolare sulla prima GEM), dalle fluttuazioni di amplificazione nel gas e dalla soglia finita dell'elettronica (o equivalentemente dal rapporto segnale/rumore). In particolare per ottimiz-

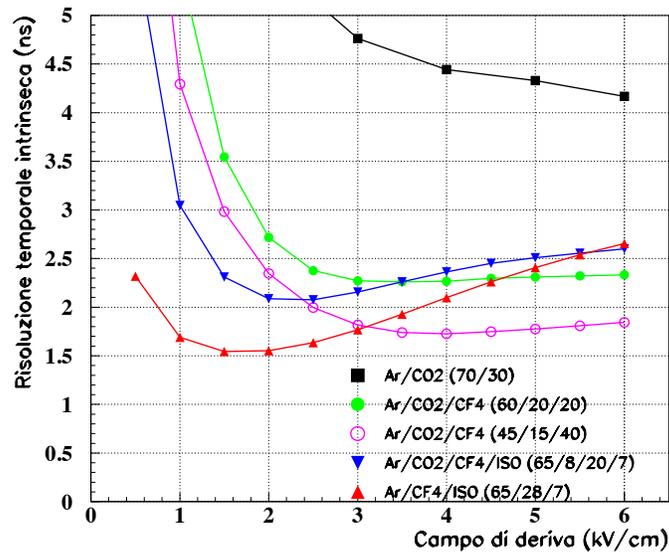


Figura 4.11: Risoluzione intrinseca del rivelatore *tripla*-GEM in funzione del campo elettrico di deriva per diverse miscele di gas (simulazione con Garfield).

zare la trasparenza della prima GEM è necessario un basso valore del campo di deriva ( $\sim 2 \div 3$  kV/cm) che si traduce in una maggiore efficienza di infilamento nel primo stadio di moltiplicazione (Par. 3.4).

Chiaramente da quanto mostrato in Fig. 4.10 e 4.11, ci si aspetta che le miscele di gas  $Ar/CO_2/CF_4(45/15/40)$  e  $Ar/CF_4/iso-C_4H_{10}(65/28/7)$  rappresentino la migliore scelta per l'ottimizzazione delle prestazioni temporali del rivelatore.

Con queste miscele si può difatti raggiungere valori di velocità di deriva di  $\sim 10 \div 12$  cm/ $\mu$ s e contemporaneamente valori di  $1/n \cdot v_d$  dell'ordine di  $1.5 \div 2$  ns a valori di campi  $1.5 \div 4$  keV/cm.

La miscela di gas  $Ar/CO_2/CF_4(45/15/40)$  è stata scelta successivamente alle misure di risoluzione temporale e di efficienza effettuate nel primo *test* sul fascio del PSI, e quindi tale misure non sono riportate in questa tesi, ma verranno effettuate nel prossimo *test* al CERN (luglio 2002). Tale miscela risulta molto promettente sia dal punto di vista delle prestazioni temporali che per l'*aging*, in quanto non è basata sull'impiego di idrocarburi.

#### Capitolo 4. Misure sperimentali sul rivelatore *tripla*-GEM

In figura 4.12 sono mostrate le migliori distribuzioni temporali ottenute con una *singola camera* per le diverse miscele di gas. Le configurazioni dei campi elettrici e delle tensioni applicate alle GEM utilizzate sono quelle che ottimizzano la trasparenza elettronica ( $E_D/Vg1/E_{T1}/Vg2/E_{T2}/Vg3/E_I$ ):

- 3/470/3.5/410/3.5/370/5 per la miscela  $Ar/CO_2/CF_4$  (figura b)
- 2.5/410/3.5/360/3.5/340/5 per la miscela  $Ar/CO_2/CF_4/iso - C_4H_{10}$  (figura c)
- 2/420/3/320/3/320/5 per la miscela  $Ar/CF_4/iso - C_4H_{10}$  (figura d)

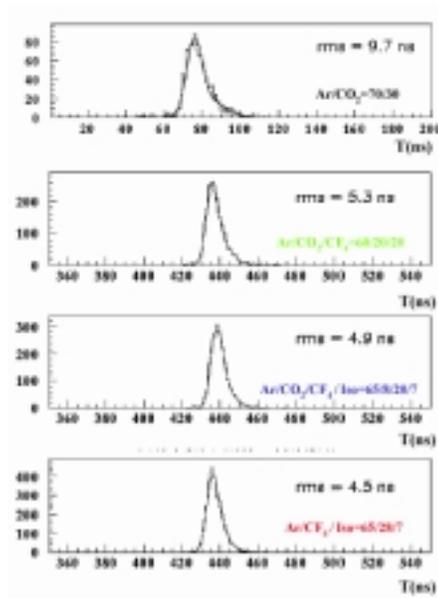


Figura 4.12: Distribuzione temporale di *singola camera* ottenuta per le miscele di gas: (a)  $Ar/CO_2(70/30)$ , (b)  $Ar/CO_2/CF_4$ , (c)  $Ar/CO_2/CF_4/iso - C_4H_{10}$ , (d)  $Ar/CF_4/iso - C_4H_{10}$  [54].

Le tre distribuzioni esibiscono una risoluzione temporale rispettivamente pari a 5.3 ns, 4.9 ns, 4.5 ns [54]. Questi valori vanno confrontati con la risoluzione temporale ottenuta con la miscela di gas  $Ar/CO_2(70/30)$  la cui distribuzione temporale è stata ottenuta in precedenti *test* su fascio (Fig. 4.12 (a)).

Come previsto l'aggiunta di gas veloci ed ad alta ionizzazione specifica, come il  $CF_4$  e l'isobutano, ha permesso di migliorare notevolmente la risoluzione temporale del rivelatore.

Le risoluzioni temporali per due rivelatori posti in  $OR$ <sup>4</sup>, come richiesto dall'esperimento LHCb, sono ben al disotto di 4 ns raggiungendo un minimo di 3.1 ns per la miscela di  $Ar/CF_4/iso - C_4H_{10}$  (Fig. 4.13)

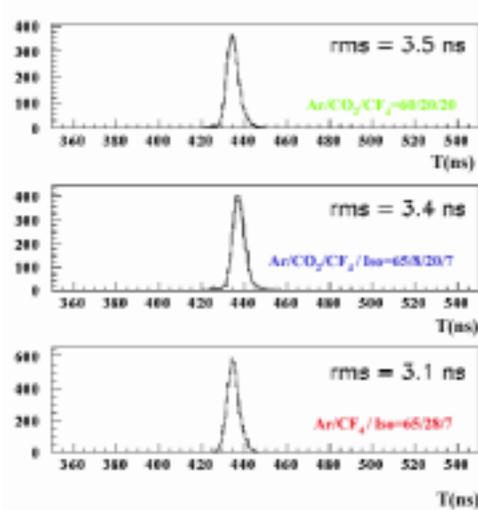


Figura 4.13: Distribuzione temporale di due camere poste in  $OR$  ottenuta per le miscele di gas: (a)  $Ar/CO_2/CF_4$ , (b)  $Ar/CO_2/CF_4/iso - C_4H_{10}$ , (c)  $Ar/CF_4/iso - C_4H_{10}$  [54].

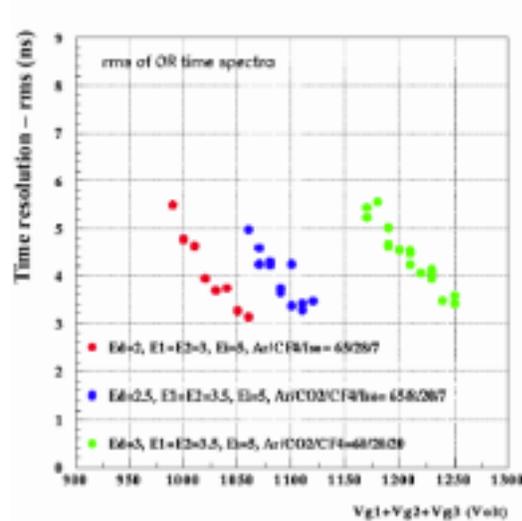


Figura 4.14: Risoluzione temporale ( $r.m.s.$ ) per due camere poste in  $OR$  come funzione della somma delle tensioni applicate alle GEM per le tre diverse miscele di gas.

In figura 4.14 è mostrata la risoluzione temporale per due rivelatori posti in  $OR$  in funzione della somma delle tensioni applicate alle GEM per le tre diverse miscele di gas.

Nell'intervallo studiato il guadagno del rivelatore varia tra  $\sim 2 \times 10^3$  e  $3 \times 10^4$ , per tutte le miscele di gas.

I risultati indicano chiaramente che le miscele di gas basate sull'isobutano permettono di raggiungere, a parità di guadagno del rivelatore, migliori risoluzioni temporali.

#### 4.2.2 Misure di efficienza di un rivelatore *tripla*-GEM

L'intervallo di tempo previsto tra due collisioni successive dei fasci di protoni ad LHC è di 25ns. Questo significa che ogni stazione delle camere per il *trigger* dei muoni dell'esperimento LHCb deve avere una elevata efficienza di rivelazione (99%) in una finestra temporale di 25ns.

<sup>4</sup>Per le regioni R1 e R2 dell'esperimento LHCb sono previsti due piani indipendenti di rivelatori posti in  $OR$

## Capitolo 4. Misure sperimentali sul rivelatore *tripla*-GEM

In generale, l'efficienza totale di un rivelatore dipende, oltre che dalla ionizzazione primaria, dal suo guadagno. L'ulteriore richiesta di efficienza in una finestra temporale comporta di che il rivelatore deve essere veloce. Più in dettaglio, come discusso nel paragrafo 3.4, l'efficienza di rivelazione in una finestra temporale dipenderà dal guadagno efficace del rivelatore, dalla velocità di deriva degli elettroni e dalla ionizzazione primaria nel gas.

In figura 4.15 è riportata l'efficienza di una *singola camera* in una finestra temporale di 25 ns come funzione della tensione globale sulle GEM per le tre diverse miscele.

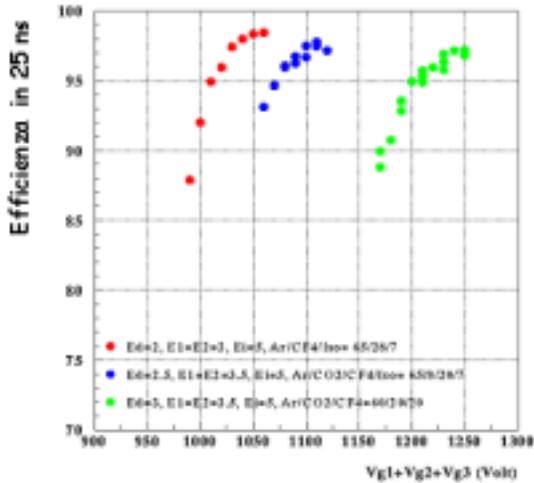


Figura 4.15: Andamento dell'efficienza in una finestra di 25 ns di *singola camera* in funzione della somma delle tensioni applicate alle GEM per le tre diverse miscele di gas [54].

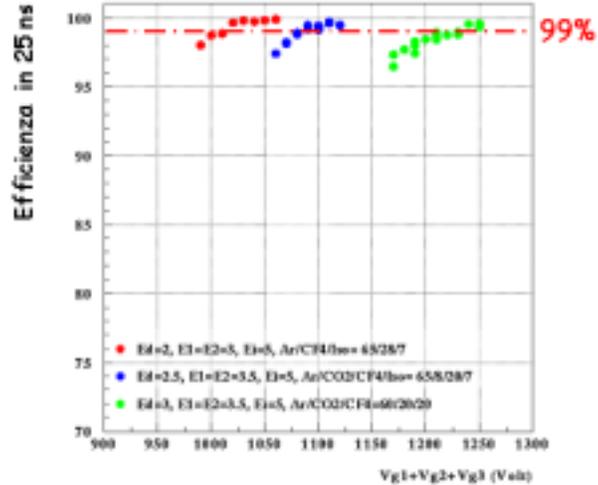


Figura 4.16: Andamento dell'efficienza in una finestra di 25 ns per due camere poste in *OR* come funzione della somma delle tensioni applicate alle GEM per le tre diverse miscele di gas [54].

I valori massimi di efficienza ottenuti sono i seguenti:

- $\epsilon_{max} = 98.7\%$  per  $Ar/CF_4/iso - C_4H_{10}$
- $\epsilon_{max} = 97.8\%$  per  $Ar/CO_2/CF_4/iso - C_4H_{10}$
- $\epsilon_{max} = 97.2\%$  per  $Ar/CO_2/CF_4$

Va sottolineato che con la miscela di riferimento  $Ar/CO_2(70/30)$  il valore massimo dell'efficienza è stato di  $\epsilon_{max} = 89.0\%$ .

Come discusso nel paragrafo 1.4.6, per ridondanza nell' esperimento sono previsti due piani indipendenti di rivelatori per ogni stazione dei  $\mu$ .

Come mostrato in figura 4.16, dove è riportata l'efficienza in 25 ns per due camere poste in *OR*, una efficienza di rivelazione del 99% è raggiunta alle seguenti tensioni:

- $\sim 1010$  V (guadagno  $6 \times 10^3$ ) per *Ar/CF<sub>4</sub>/iso - C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>*;
- $\sim 1075$  V (guadagno  $1.5 \times 10^4$ ) per *Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/iso - C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>*;
- $\sim 1210$  V (guadagno  $1.5 \times 10^4$ ) per *Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>*.

Queste tensioni definiscono i punti di lavoro per le tre miscele di gas.

### 4.2.3 Misura della *cluster size*

Una particella incidente su un rivelatore può provocare l'*accensione* di più *pad* e questo effetto è generalmente indicato con il termine *cluster size*. Nel caso dell'esperimento LHCb per la prima stazione dei muoni (M1) si richiede che la *cluster size* sia minore di 1.2 (per *pad* di  $1 \times 2.5$  cm<sup>2</sup>).

Per ottenere una buona risoluzione spaziale in modo che la misura dell'impulso trasverso non sia influenzato dallo *scattering* multiplo, la stazione M1 è posta prima dei calorimetri.

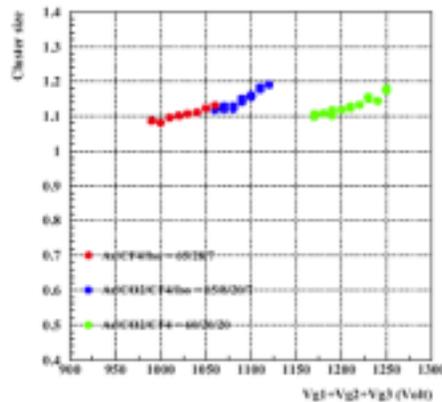


Figura 4.17: Andamento della *cluster size* in funzione della somma delle tensioni applicate alle GEM per diverse miscele di gas per *pad* di dimensioni  $1 \times 2.5$  cm<sup>2</sup>.

L'effetto della *cluster size* dipende dall'angolo medio di incrocio dei fasci *p-p*, dalle dimensioni fisiche della *pad* e da effetti correlati all'elettronica di lettura e capacitivi tra le *pad* (*cross talk*). In figura 4.17 è mostrato l'andamento della *cluster size* in funzione della somma delle tensioni applicate alla GEM per le diverse miscele di gas per *pad* di dimensioni  $1 \times 2.5$  cm<sup>2</sup>.

#### 4.2.4 Studi sulla probabilità di scarica al PSI

Nel paragrafo 3.6 si è discusso sul fatto che la formazione delle scariche nei rivelatori a gas è generalmente correlata alla transizione dal regime di moltiplicazione a valanga al regime di *streamer* e che questa transizione, in generale, dipende sia dalla tensione applicata al rivelatore che dalla densità di ionizzazione.

Questa transizione avviene quando la carica totale, prodotta nei processi di moltiplicazione a valanga, eccede il limite di Raether ( $10^7 \div 10^8$  coppie elettrone-ione). A causa però della piccola distanza tra gli elettrodi di una GEM, ma in generale per tutti i rivelatori a *micro pattern*, la formazione degli *streamer* può essere facilmente seguita da una scarica, cioè un cortocircuito temporaneo dei due elettrodi.

Nelle misure effettuate al PSI e con particelle alfa (Par. 4.3) la misura della probabilità di scarica è stata eseguita monitorando ed acquisendo, le correnti di ogni singolo elettrodo. In questo modo una scarica è visibile attraverso delle *spike* in corrente (Fig. 4.18).

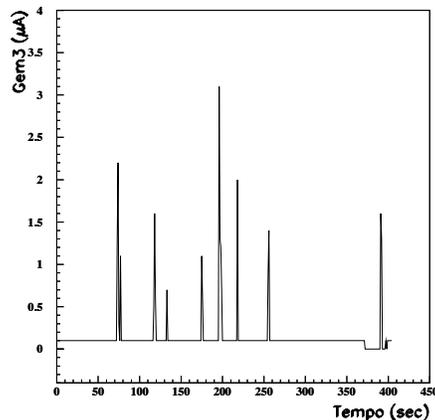


Figura 4.18: Andamento della corrente registrato su un elettrodo del rivelatore *tripla*-GEM.

Va sottolineato che il conteggio delle scariche è calcolato sull' *OR* delle *spikes* dei singoli elettrodi.

In particolare, nel *test* del P.S.I. si è misurata la probabilità di scarica dei rivelatori irraggiati con un alto flusso di particelle adroniche (fino a  $\sim 300$  MHz sull'area attiva del rivelatore), in modo da integrare un elevato numero di particelle e quindi raggiungere sensibilità sulla probabilità di scarica dell'ordine di  $10^{-13}$ .

## 4.2 Misure su fascio di pioni al P.S.I.

In figura 4.19 ÷ 4.21 è mostrata la probabilità di scarica per adrone incidente per diverse miscele di gas. I punti a bassa probabilità di scarica corrispondono a *run* di durata maggiore di 10 ore, che corrispondono a  $\sim 10^{13}$  adroni incidenti sul rivelatore.

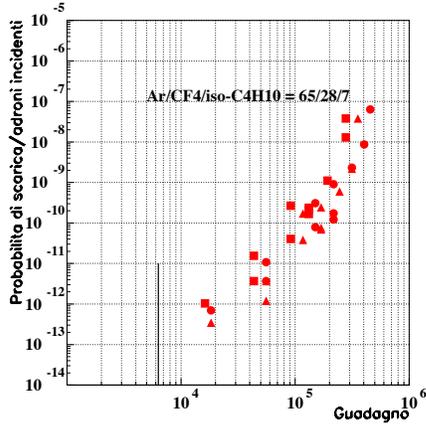


Figura 4.19: Probabilità di scarica in funzione della tensione per la miscela di Ar/CF<sub>4</sub>/iso – C<sub>4</sub>H<sub>12</sub> (65/28/7).

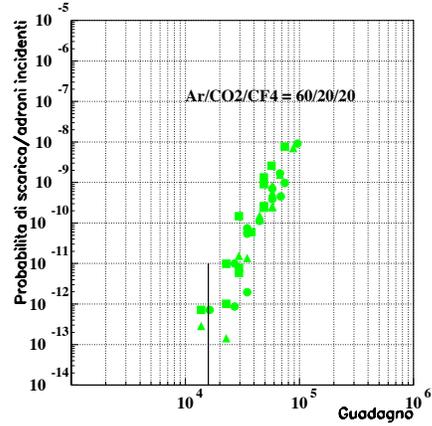


Figura 4.20: Probabilità di scarica in funzione della tensione per la miscela di Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20)

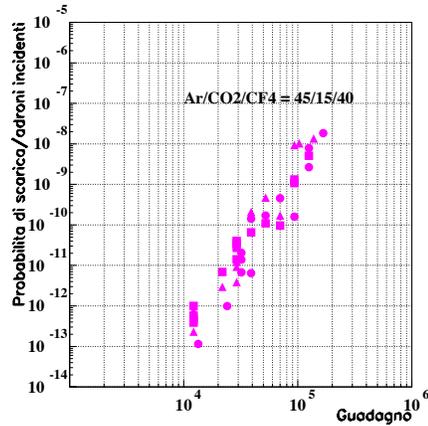


Figura 4.21: Probabilità di scarica in funzione della tensione per la miscela di Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (45/15/40)

## Capitolo 4. Misure sperimentali sul rivelatore *tripla*-GEM

Considerando i punti di lavoro corrispondenti ad una efficienza del 99% in una finestra temporale di 25 ns (Par. 4.2.2), si osserva che in coincidenza la probabilità di scarica è compresa tra  $10^{-12}$  e  $10^{-13}$  per tutte le miscele di gas provate. Tale livello di probabilità di scarica corrisponde a  $\sim 50 \div 500$  scariche/cm<sup>2</sup> in 10 anni di funzionamento ad LHCb.

Il numero di scariche integrate per ogni miscela di gas è stato di:

- 900 scariche per la miscela di gas Ar/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>(65/28/7);
- 600 scariche per la miscela di gas Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>(60/20/20);
- 1000 scariche per la miscela di gas Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>(45/15/40).

per un totale di  $\sim 2500$  scariche integrate dal singolo rivelatore su una superficie di  $\sim 10$ cm<sup>2</sup>, che, per quanto detto, risulta compatibile con quanto atteso in 10 anni di LHCb.

### 4.3 Misure con sorgente $\alpha$

Per effettuare *test* accelerati di scariche, cioè integrare un numero elevato di scariche in poco tempo, si è utilizzata anche una sorgente di <sup>241</sup>Am che emette particelle  $\alpha$  di energia 5.6MeV, con una ionizzazione specifica di  $\sim 2 \times 10^4$  coppie elettrone-ione.

La sorgente radioattiva, con una rate di  $\sim 100$ Hz su una superficie attiva di  $\sim 2$  cm<sup>2</sup>, è stata posta all'interno del rivelatore sul catodo, in modo da permettere una maggiore penetrazione delle radiazioni nella regione di deriva della camera.

L'uso di particelle  $\alpha$  ha permesso di studiare: la dipendenza della probabilità di scarica dalle tensioni applicate alle GEM, dalla miscela di gas, dal valore del campo di trasferimento e dalla dimensione della seconda regione di trasferimento.

Nelle figure 4.22 ÷ 4.26 è mostrato il numero di scariche o equivalentemente la probabilità di scarica in funzione del guadagno effettivo del rivelatore .

La linea di zero nei vari grafici corrisponde all'osservazione di non più di una scarica durante 12 ore di presa dati, equivalente ad una probabilità di scarica di  $\sim 2 \times 10^{-7}$ .

In figura 4.22, si è mostrata la dipendenza dalle tensioni applicate alle GEM per la miscela di gas Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> e per una stessa configurazione dei campi elettrici ( $E_D=3$  kV/cm,  $E_{T1}=E_{T2}=4$  kV/cm,  $E_I=5$  kV/cm) e geometria del rivelatore (3/1/1/1). Nella curva (a) si è variata la tensione applicata all'ultima GEM, nell'intervallo di tensioni tra 390 e 430 V, mantenendo fissi i valori di tensione delle altre due GEM ( $V_{GEM1}=460$  V,  $V_{GEM2}=390$  V).

Nella curva (b) si è variata la tensione sulla seconda GEM,  $V_{GEM2}=390 \div 460$ , mantenendo fissi i valori di tensione delle altre due GEM ( $V_{GEM1}= 460$  V,  $V_{GEM3}= 390$  V).

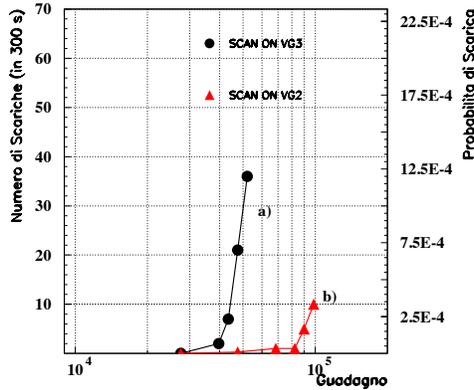


Figura 4.22: Probabilità di scarica in funzione del guadagno del rivelatore per la miscela di gas  $Ar/CO_2/CF_4$ : (a) variando la tensione applicata a  $V_{GEM3}$ ; (b) variando la tensione applicata a  $V_{GEM2}$ . [54].

Si può notare come fissato un livello di probabilità di scarica, è possibile raggiungere guadagni più elevati quando si varia la tensione applicata alla seconda GEM.

Questo effetto è imputabile al fatto che nell'ultimo stadio di amplificazione viene generalmente ecceduto il limite di Raether (Par. 3.6).

In generale per ogni fissato guadagno del rivelatore ( $\Sigma V_g$ ) è possibile studiare la configurazione di tensione applicate alle GEM che minimizza la probabilità di scarica [44].

Per questo tipo di misura si è fissato il guadagno del rivelatore e si è definita la seguente variabile:

$$R = \frac{(V_{g1} - V_{g2}) - (V_{g2} - V_{g3})}{(V_{g1} - V_{g2}) + (V_{g2} - V_{g3})} = \frac{\Delta_{12} - \Delta_{23}}{\Delta_{13}} \quad (4.3)$$

Questa variabile esprime lo sbilanciamento tra le differenze di tensioni applicate alla GEM1 e GEM2 ( $\Delta_{12}$ ) e quella tra le GEM2 e GEM3 ( $\Delta_{12}$ ). Nella misura la quantità  $\Delta_{13}$  è mantenuta fissa di modo che il valore della variabile R è univocamente determinato.

Questo *test* è stato effettuato con la miscela di gas  $Ar/CO_2/CF_4/iso - C_4H_{10}$  con guadagno pari a  $\sim 4.5 \times 10^4$  e con la dimensione della seconda regione di trasferimento pari a 2 mm.

In figura 4.23 è mostrato l'andamento della probabilità di scarica in funzione della variabile R.

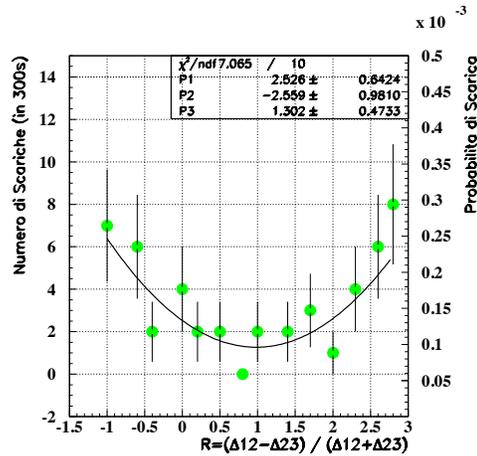


Figura 4.23: Probabilità di scarica in funzione della variabile R per la miscela di gas  $Ar/CO_2/CF_4/iso - C_4H_{10}$  a guadagno fissato ( $\sim 4.5 \times 10^4$ ) e dimensione della seconda regione di trasferimento pari a 2mm ( $E_D=2.5$  kV/cm,  $E_{T1}=E_{T2}=4$  kV/cm,  $E_I=5$  kV/cm).

Il minimo per la probabilità di scarica sia ha per valori della variabile R prossimi ad 1, che equivale alla configurazione di tensioni:

$$V_{GEM1} \gg V_{GEM2} \approx V_{GEM3} \quad (4.4)$$

in accordo con quanto esposto qualitativamente nella discussione sul meccanismo di scarica 3.3.3. Altri autori [44] indicano la configurazione simmetrica ( $\Delta_{12}=\Delta_{23}$  o  $R=0$ ) come la scelta delle tensioni delle GEM che minimizza la probabilità di scarica. Questa differenza può essere dovuta ad una diversa configurazione geometrica del rivelatore.

In figura 4.24 è mostrata la dipendenza della probabilità di scarica in funzione delle due miscele di gas  $Ar/CO_2/CF_4$  (curva a) e  $Ar/CO_2/CF_4/iso - C_4H_{10}$  (curva b), con campi elettrici che massimizzano le rispettive trasparenze elettroniche ( $E_D=3 \div 2.5$  kV/cm,  $E_{T1}=E_{T2}=4$  kV/cm,  $E_I=5$  kV/cm) e per fissata dimensione della seconda regione di trasferimento ( $gap=2$  mm).

Si osserva che l'uso di un buon gas di *quencer*, come l'isobutano permette di ridurre la probabilità di scarica e di raggiungere guadagni più elevati. Questo risultato è in accordo con quanto misurato al PSI (Fig. 4.19).

In figura 4.25 si può osservare come la probabilità di scarica in funzione del guadagno, aumenti al crescere del valore del campo elettrico applicato alla seconda regione di trasferimento (in questo *test* di dimensioni pari ad 1 mm).

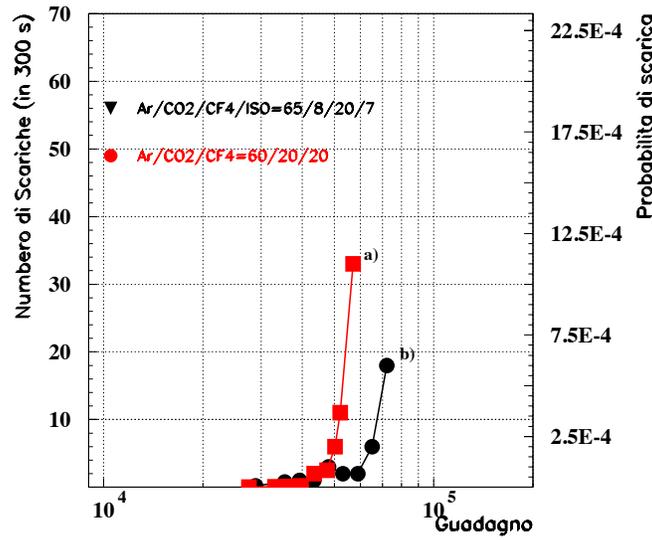


Figura 4.24: Probabilità di scarica in funzione della miscela di gas utilizzata: (a)  $Ar/CO_2/CF_4$ ; (b)  $Ar/CO_2/CF_4/iso - C_4H_{10}$  [54].

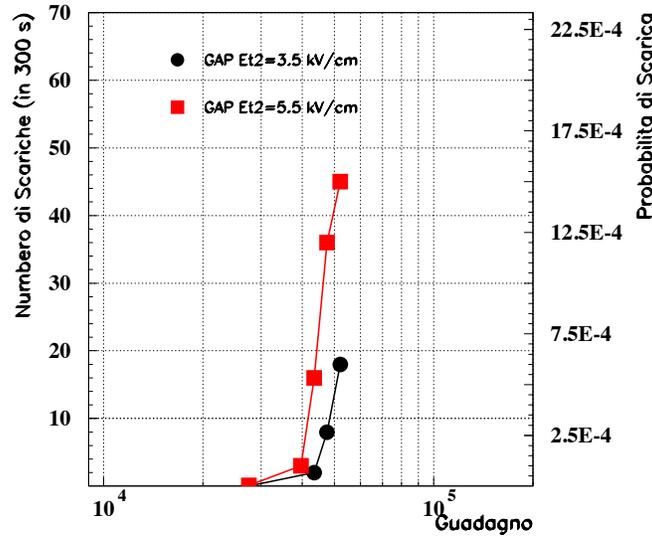


Figura 4.25: Probabilità di scarica in funzione del secondo campo di trasferimento per una miscela di gas  $Ar/CO_2/CF_4$  ( $E_D=3$  kV/cm,  $E_{T1}=4$  kV/cm,  $E_I=5$  kV/cm ).

Questo effetto può essere spiegato da un miglioramento dell'efficienza di estrazione degli elettroni dalla seconda GEM senza, evidentemente, si verifichi un peggioramento dell'efficienza di infilamento nella terza GEM con conseguente probabilità di superare il limite di Raether su quest'ultima GEM.

In figura 4.26 è infine mostrata come la probabilità di scarica dipenda dalle dimensioni della seconda regione di trasferimento:  $gap=1$  mm (curva a) e  $gap=2$  mm (curva b).

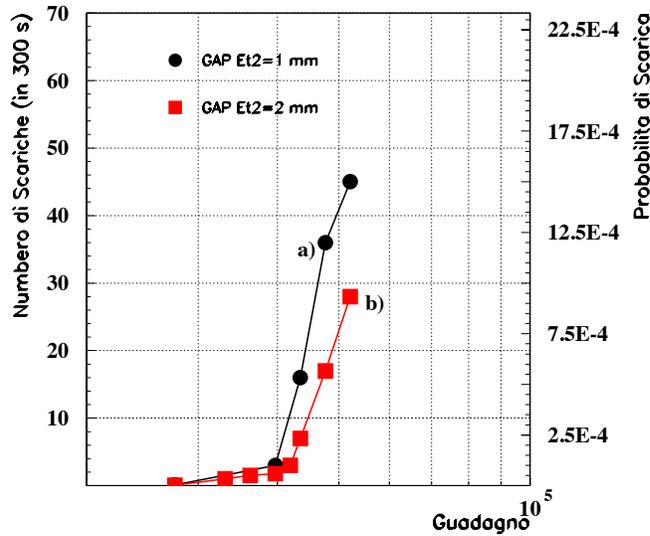


Figura 4.26: Probabilità di scarica in funzione della dimensione della seconda regione di trasferimento per una miscela di gas  $Ar/CO_2/CF_4$ : (a)  $gap=1$ mm; (b)  $gap=2$ mm.

La probabilità a parità di guadagno del rivelatore tende ad essere minore, di circa un fattore 2, nel caso di una  $gap$  di 2 mm.

Questo risultato può essere spiegato con una maggiore diffusione della nuvola elettronica trasportata sui fori della terza GEM. Infatti, a causa della maggiore diffusione, la densità degli elettroni per foro sulla terza GEM risulta essere minore nel caso di  $gap$  a 2 mm rispetto a quella che si ha con  $gap$  a 1 mm. Nel primo caso ( $gap=2$  mm) risulta, difatti, meno probabile che nello sviluppo della valanga venga superato il limite di Raether.

Nei vari *test* con le particelle  $\alpha$ , sono state integrate circa 200 scariche/ $cm^2$  con la miscela di gas  $Ar/CO_2/CF_4$  (60/20/20), senza danneggiamenti e deterioramento delle prestazioni, che, come discusso nel caso dei *test* al PSI, corrispondono per questa miscela a  $\sim 5$  anni di

funzionamento all'esperimento LHCb.

# Conclusioni

I risultati presentati in questa tesi hanno dimostrato che il rivelatore a *tripla*-GEM soddisfa ampiamente le richieste dell'esperimento LHCb per le regioni centrali (R1 e R2) della prima stazione per la rivelazione dei muoni (M1).

L'impiego di miscele veloci e ad elevata ionizzazione primaria ha permesso di ottenere eccellenti prestazioni temporali di *singola camera*  $\sigma_{rms} \leq 5\text{ns}$  ed efficienza del 99% in una finestra temporale di 25 ns per doppia camera (due rivelatori posti in *OR*). Tali risultati costituiscono, al momento il migliore risultato in termini di risoluzione temporale.

Ottimi risultati sono stati ottenuti anche in termini di *rate capability* e *cluster size* per tutte le miscele provate.

Il rivelatore a *tripla*-GEM, flussato con miscele senza isobutano ( $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4=60/20/20$ ) ha superato anche i severi *test* di *aging* con tubo a raggi X ad alta intensità, integrando, senza danneggiamenti o deterioramento delle prestazioni, una carica di  $\sim 20\text{ C}/\text{cm}^2$  corrispondente a più di 15 anni di LHCb.

Le misure di probabilità di scarica effettuate al PSI hanno indicato la possibilità di funzionamento del rivelatore in condizioni sicure ( $P_{scarica} \sim 10^{-12} \div 10^{-13}$  scariche/adrone incidente) e guadagni elevati (fino a  $4 \div 5 \times 10^4$  con miscele basate su iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ) anche in ambiente ad alto flusso di particelle.

I *test* di laboratorio con la sorgente  $\alpha$  hanno fornito dettagli preziosi per la comprensione del ruolo dei parametri geometrici, della miscela e delle polarizzazioni dei fogli di GEM nel meccanismo delle scariche nel rivelatore.

Tutte queste misure sono state ottenute con prototipi di *tripla*-GEM di dimensioni  $10 \times 10\text{ cm}^2$ . È attualmente in fase di definizione il disegno di dimensioni finali con superficie attiva di  $20 \times 24\text{ cm}^2$ , progettato in maniera da avere globalmente una quantità di materiale minore del 10% di  $X_0$ . Tale versione del rivelatore con l'elettronica di lettura ufficiale di LHCb verrà provato su un fascio di test del CERN in ottobre.

## **Conclusioni**

Va sottolineato ancora una volta che molti dei risultati presentati in questa tesi rappresentano un passo fondamentale nella comprensione di questo rivelatore promettente ed innovativo.

# Appendice

*Preprint del proceeding* relativo alla mia presentazione tenuta alla *8-th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics* a Novosibirsk dal 28 Febbraio al 6 Marzo 2002.



ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A ■ (■■■■) ■■■-■■■

**NUCLEAR  
INSTRUMENTS  
& METHODS  
IN PHYSICS  
RESEARCH**  
Section A

www.elsevier.com/locate/nima

# Performance of a triple-GEM detector for high rate charged particle triggering

G. Bencivenni<sup>a</sup>, P. de Simone<sup>a</sup>, F. Murtas<sup>a</sup>, M. Poli Lener<sup>a,\*</sup>, W. Bonivento<sup>b</sup>,  
A. Cardini<sup>b</sup>, C. Deplano<sup>b</sup>, D. Pinci<sup>b,c</sup>, D. Raspino<sup>b,d</sup>

<sup>a</sup>Laboratori Nazionali di Frascati, INFN, Via Enrico Fermi 40, Frascati, Italy

<sup>b</sup>Sezione INFN di Cagliari, Cagliari, Italy

<sup>c</sup>Università degli Studi di Cagliari, Cagliari, Italy

<sup>d</sup>Sezione INFN di Roma, Roma, Italy

## Abstract

We report the results of a systematic study of the performance of  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  triple-GEM detectors operated with several gas mixtures.

In a previous paper, we pointed out that adding  $\text{CF}_4$  to the standard  $\text{Ar}/\text{CO}_2$  gas mixture allows to improve the time resolution of the detector from  $\sim 10 \text{ ns}$  down to  $\sim 6 \text{ ns}$  (r.m.s.). In this paper, we discuss the results obtained with  $\text{CF}_4$  and iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$ -based gas mixtures, during a beam test at the  $\pi\text{M1}$  beam facility of the Paul Scherrer Institute (PSI).

Preliminary results concerning the discharge probability of triple-GEM detector, when exposed to both high intensity pion/proton beam and  $\alpha$ -particles from a radioactive source are presented. Gain measurements and aging tests, using a high intensity 5.9 keV X-ray tube, are eventually discussed.

© 2002 Published by Elsevier Science B.V.

PACS: 29.40.Cs; 29.40.Gx

Keywords: GEM; Tracking; Aging; Discharge

## 1. Introduction

The triple-GEM detector used in these measurements is a gas detector which consists of three gas electron multiplier (GEM) foils [1] sandwiched between a cathode and an anode electrode. The cathode, together with the first GEM foil defines the drift gap, whilst the anode segmented in pads is connected to the readout electronics. This detector has been developed in the framework of an R&D activity on detectors for the innermost parts

(regions R1 and R2) of the first muon station (M1) of the LHCb experiment. The requirements [2] for the detector, in terms of rate capability ( $\sim 500 \text{ kHz}/\text{cm}^2$ ), efficiency ( $\sim 99\%$  in a 25 ns time window) and radiation hardness ( $\sim 6 \text{ C}/\text{cm}^2$  in 10 years of operation, for a gain of  $\sim 10^4$ ) are quite stringent.

Good time performances of the detector are reached using high drift velocity and high yield gas mixtures. In a previous work [3], we showed that with the  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$  (60/20/20) gas mixture we obtained a time resolution of about 6 ns (r.m.s.) and an efficiency of single detector of  $\sim 96\%$  in a

\*Corresponding author.

E-mail address: marco.polilener@lnf.infn.it (M.P. Lener).

25 ns time window, considerably improving the detector time performance achieved with the standard Ar/CO<sub>2</sub> (70/30) gas mixture (~10 ns and ~89% efficiency in 25 ns time window).

In this paper, we discuss the results obtained with 10 × 10 cm<sup>2</sup> triple-GEM detectors, operated with isobutane/CF<sub>4</sub>-based gas mixtures, tested at the πM1 beam facility of PSI. The addition of a small fraction of isobutane, inside the non-flammable limit of 7%, resulting in a higher drift velocity, allows a further improvement on the time performance of the detector. In addition, preliminary results concerning the occurrence of discharges, induced by high-intensity hadron beam as well as α-particles from a radioactive source are presented. Gain measurements and aging tests, using a high intensity 5.9 keV X-ray tube, are also discussed.

## 2. The triple-GEM detector

The gas electron multiplier [1] consists of a thin (50 μm) kapton foil, copper clad on each side, chemically perforated by a high density of holes having bi-conical structure, with external (internal) diameter of 70 μm (50 μm) and a pitch of 140 μm. Under a suitable voltage application, 300–500 V, between the two GEM electrodes, electric fields up to 100 kV/cm are reached into the hole which acts as an electron multiplication channel for the ionization released by the radiation in the gas.

In safe condition, effective gas gains (i.e. the product between the electron multiplication and the transparency [3,4]) up to 10<sup>4</sup>–10<sup>5</sup> are reachable using multiple structures, realized assembling more than one GEM at close distance one to each other.

In our tests, we used 10 × 10 cm<sup>2</sup> triple-GEM detectors: the cross-section of the chamber, together with the labelling of the different detector parameters used in this paper, is shown in Fig. 1. A detailed description of the mechanical assembly of the detector is reported in Ref. [3]. The high-voltage powering is realized using individual units for each detector electrode (either GEM foils or drift cathode) through an R–C–R filter, with R = 1 MΩ and C = 2.2 nF. The anode was segmented

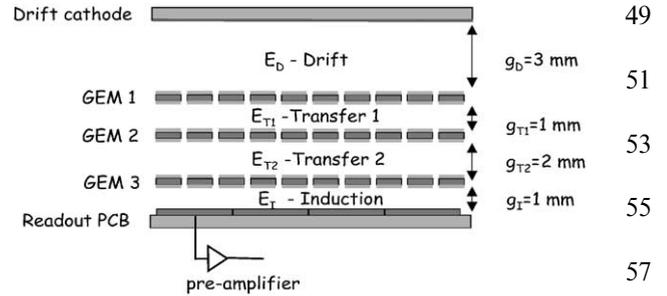


Fig. 1. Cross-section of the triple-GEM detector.  $E_d$ ,  $E_i$  and  $E_i$  are the drift, transfer and induction fields respectively;  $g_d$ ,  $g_t$ , and  $g_i$  are the drift, transfer and induction gaps, respectively.

in forty 10 × 25 mm<sup>2</sup> pads connected to KLOE-VTX chip based pre-amplifiers [3,5]. The main characteristics of the pre-amplifier are: 5 ns peaking time, 1300e<sup>-</sup> r.m.s. equivalent noise (at few pF input capacitance), 10 mV/fC sensitivity and 110 Ω input impedance for a delta pulse input.

## 3. Experimental measurements

### 3.1. Effective gain measurements

The effective gain,  $G_{\text{eff}}$ , of the triple-GEM detector was measured for the three gas mixtures using a high intensity 5.9 keV X-ray tube.

It was obtained from the relation  $G_{\text{eff}} = I(eNR)^{-1}$ , where  $I$  is the measured current on the pads,  $eN$  the ionization charge produced in each conversion (we assumed ~200 ionization electrons per photo-interaction) and  $R$  the measured particle rate on the pads with a scaler at the discriminator output. The discriminator threshold for these measurements was set to 70 mV in order to be well above the electronic noise, without affecting the detection efficiency even at the lowest GEM gain.

Fig. 2 shows the effective gain as a function of the sum of the voltages applied on the three GEM foils. For each gas mixture the detector has been operated with fields configuration optimizing the electron transparency and the detection efficiency [3]. For comparison we also measured the effective gain for the Ar/CO<sub>2</sub> (70/30) gas mixture, com-

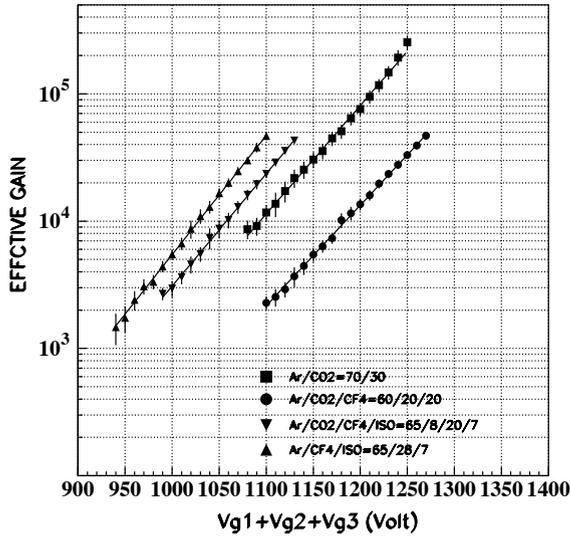


Fig. 2. Effective gain vs. sum of the voltages applied to the three GEM foils. The setting of the electric fields are those of Fig. 4.

monly used from other authors for GEM operation.

### 3.2. Beam test setup

The performance of the triple-GEM detector has been studied at the  $\pi$ M1 beam facility of the PSI. The  $\pi$ M1 beam is a quasi-continuous high-intensity secondary beam providing up to  $\sim 10^7 \pi^-/s$  or  $\sim 10^8 \pi^+/s$  at 350 MeV/c for each mA of beam current in the primary beam. The study of the efficiency and time resolution of the detector has been performed with beam intensity of  $\sim 30$  kHz, whilst discharge studies with a beam intensity of  $\sim 50$  MHz. The size of the beam spot on detector prototypes was  $\sim 2 \times 2$  cm<sup>2</sup>.

The trigger consisted of the coincidence of two scintillators S1  $\otimes$  S2, centered on the beam axis, about 1 m from each other and covering the detectors active area ( $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>). A third scintillator  $1 \times 1$  cm<sup>2</sup> has been used to monitor the peak beam intensity impinging the triple-GEM detector. The coincidence of the S1 and S2 signals was sent to a constant fraction discriminator and delayed to give the common stop to a 20-bit multi-

hit CAEN TDC, with 0.8 ns resolution and 10 ns double edge resolution.

The discriminator threshold on the triple-GEM detector signal was set to about 30 mV, in order to keep the noise count rate at a level of few tens of count/s.

All signals were sent to a 12 bits charge ADC with 50 fC/count sensitivity.

### 3.3. Time resolution and efficiency measurements

Three gas mixtures have been tested: the Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20), which we used as reference gas mixture since it has been studied in the previous beam test [3]; the Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7) and the Ar/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/28/7), which are characterized by larger drift velocity at lower drift field, thus optimizing either time performance or electron transparency of the detector [3,4]. As shown in Fig. 3 the most promising gas mixture seems to be the ternary-isobutane based one, which exhibits a drift velocity of  $\sim 11$  cm/ $\mu$ s at 2 kV/cm.

In Fig. 4, we report the best time distributions obtained with the Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>, Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>, Ar/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> and the Ar/CO<sub>2</sub> gas mixtures: the r.m.s. of the

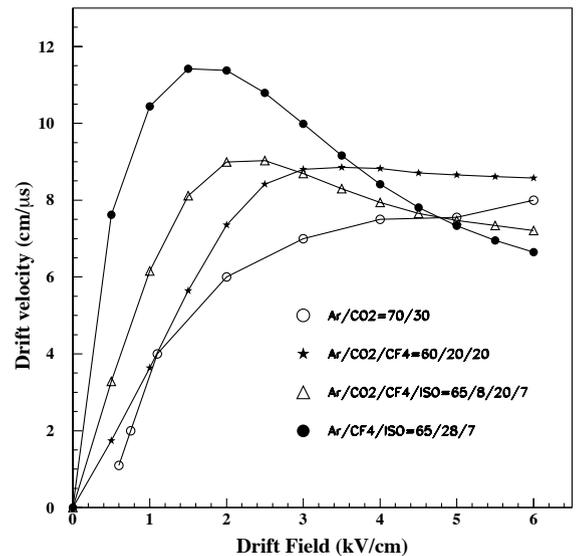


Fig. 3. Electron drift velocity for the studied gas mixtures. The curve of the Ar/CO<sub>2</sub> = 70/30 is reported for comparison.

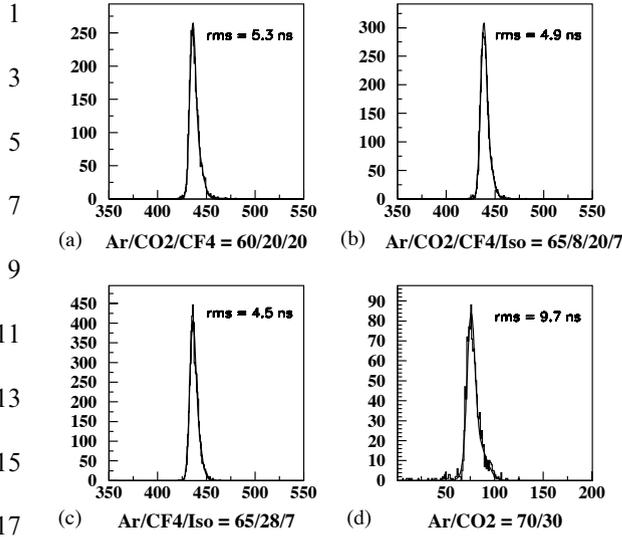


Fig. 4. Time distributions for: (a)  $\Sigma V_{\text{GEM}} = 1250$  V,  $E_d = 3$  kV/cm,  $E_t = 3.5$  kV/cm; (b)  $\Sigma V_{\text{GEM}} = 1125$  V,  $E_d = 2.5$  kV/cm,  $E_t = 3$  kV/cm; (c)  $\Sigma V_{\text{GEM}} = 1060$  V,  $E_d = 2$  kV/cm,  $E_t = 3$  kV/cm. (d)  $\Sigma V_{\text{GEM}} = 1230$  V,  $E_d = 3$  kV/cm,  $E_t = 1$  kV/cm. The induction field  $E_i$  was set at 5 kV/cm for all gas mixtures.

distributions are, respectively, 5.3, 4.9, 4.5, to be compared with the 9.7 ns obtained with the Ar/CO<sub>2</sub> gas mixture.

Fig. 5 shows the detector efficiency in a time window of 25 ns as a function of the global GEM voltage. The maximum values of the efficiency obtained with a single chamber are: 98.7% for the ternary isobutane based gas mixture, 97.8% for the quaternary gas mixture and 97.2% for the reference one.

The requirement of 99% for the muon detection efficiency is achieved, as shown in Fig. 6, with two detectors logically OR-ed pad by pad. We define the working points for the different gas mixtures as the operating voltages for which the efficiency is greater than 99%:  $\sim 1010$  V for Ar/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>,  $\sim 1075$  V for Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>,  $\sim 1210$  V for Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>. They roughly correspond to a single detector efficiency (in 25 ns time window) of  $\sim 95\%$  and an effective gain of the order of  $10^4$ .

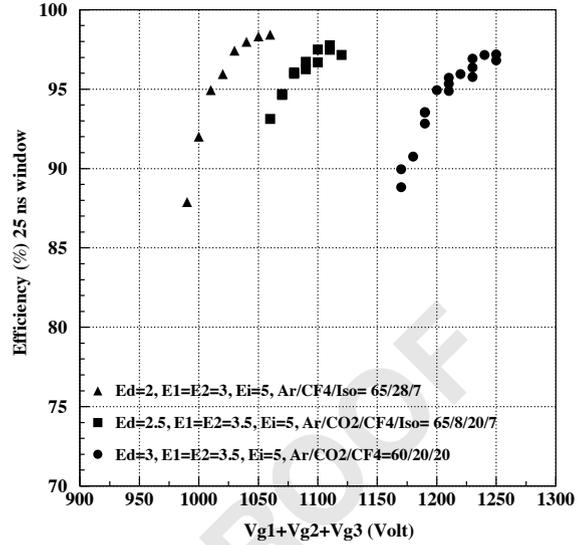


Fig. 5. Efficiency in 25 ns time window for a single detector.

### 3.4. Discharge studies

The occurrence of discharges in gas detectors is correlated with the transition from avalanche to streamer [6]. This transition is voltage and ionization density dependent. Indeed, for a given ionizing radiation, the increasing of the applied voltage above a certain threshold value, results in propagating streamers; on the other hand, the threshold value depends on the ionizing radiation type, being lower for highly ionizing particles. The voltage threshold is correlated with the reaching of the Raether limit, that is when the primary avalanche size exceeds  $10^7$ – $10^8$  ion-electron pairs [7–9]. In wire chambers the streamer propagation from the anode towards the cathode is spatially limited by the fast decrease of the electric field far from the wire. In GEM detectors, and more generally in micro-pattern detectors, due to the very small distance between anode and cathode, the formation of the streamer can be easily followed by the discharge.

Discharge studies have been performed in two different experimental environments:

- $\alpha$ -particles from a radioactive source, which, because of their ionization capability of  $\sim 2 \times$

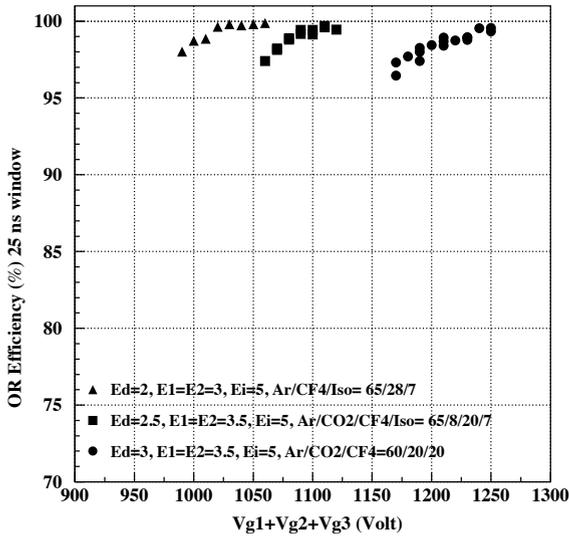


Fig. 6. Efficiency in 25 ns time window for two detectors logically OR-ed.

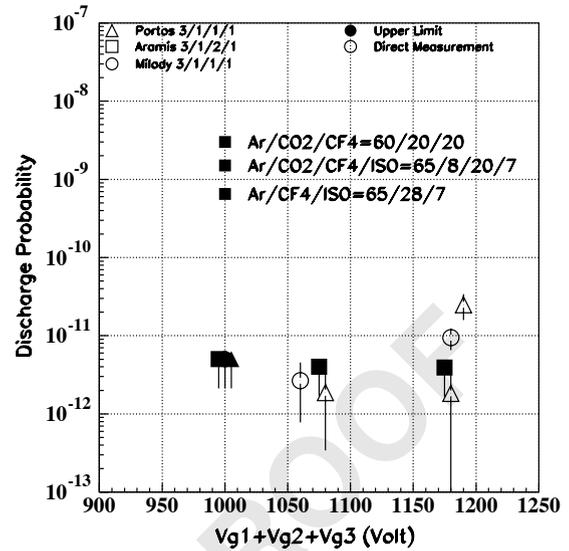


Fig. 7. Discharge probability as a function of the global GEM voltage, for the three gas mixtures.

$10^4$ , allow to measure in a reasonable time (few hours) discharge probabilities of the order of  $10^6$ – $10^7$  even with a moderate source rate (a few hundred Hz);

- low energy hadrons (pions and protons of the  $\pi$ M1 test beam at PSI), which simulating the typical environment at hadron colliders, allow to estimate the discharge probability in a quasi-realistic situation.

In both cases the discharge probability is defined as the ratio between the observed frequency of discharges and the incident particle rate.

#### 3.4.1. Discharges induced by hadrons

The discharge probability has been evaluated at PSI irradiating the detectors with a hadron flux of about 50 MHz. The measurement has been performed by monitoring and acquiring the currents drawn by the various GEM electrodes. Discharge counting has been performed detecting the current spikes.

Fig. 7 shows the discharge probability for the three gas mixtures. Each point corresponds to a 6 h run, where about  $10^{12}$  hadrons were integrated on each detectors. The solid dots, corresponding to runs in which no discharges have been observed,

give an upper limit (at 95% CL) for the discharge probability. At working points the discharge probability is of the order of  $4 \times 10^{-12}$ – $2 \times 10^{-11}$  per hadron, corresponding to  $\sim 200$ – $1000$  discharges/cm<sup>2</sup> in 10 years at LHCb.

#### 3.4.2. Discharge studies with $\alpha$ -particles

An  $^{241}\text{Am}$  radioactive source emitting 5.6 MeV  $\alpha$ -particles has been placed inside the detector on the drift cathode, realized with a GEM foil, in order to allow the penetration of the radiation in the drift gap. The measured rate was  $\sim 100$  Hz/cm<sup>2</sup>.

Fig. 8 shows the discharge probability as a function of the effective gain of the detector, operated with the reference gas mixture. The two curves are obtained as following: (curve a) varying the voltage applied to the third GEM in the range 390–430 V, while keeping  $V_{g1} = 460$  V and  $V_{g2} = 390$  V; and, (curve b), varying the voltage of the second GEM in the range 390–460 V, with  $V_{g1} = 460$  V and  $V_{g3} = 390$  V. The result suggests that, for a given discharge probability, higher gains are reached increasing  $V_{g2}$ , while keeping  $V_{g3}$  at moderate value, in order to operate the detector with a decreasing voltage configuration:

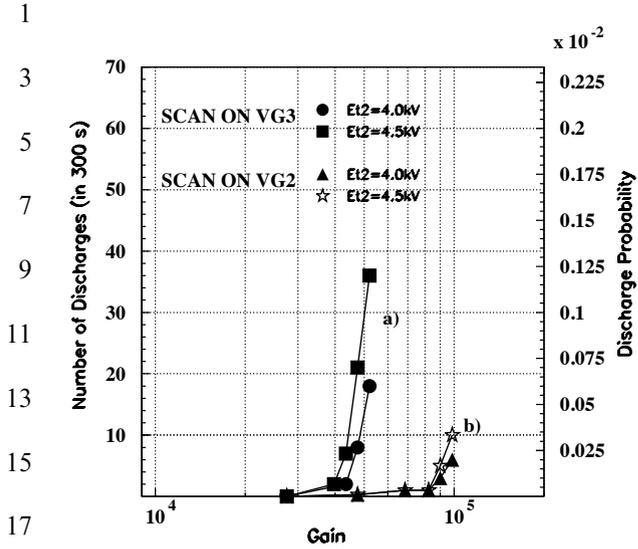


Fig. 8. Discharge probability as a function of the effective gain for the Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) gas mixture: (a) changing the voltage applied to the third GEM; (b) changing the voltage applied to the second GEM.

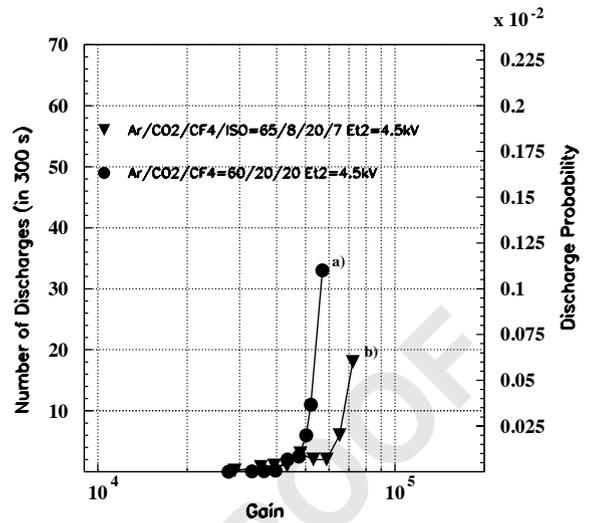


Fig. 9. Discharge probability as a function of the effective gain for: (a) the Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) gas mixture; (b) the Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7) gas mixture.

$V_{g1} \gg V_{g2} > V_{g3}$ . In conclusion, it is convenient to keep low the voltage of the last stage in order to reduce the probability of the transition from avalanche to streamer, responsible for discharges inside the detector. Of course the voltage configuration optimizing the gas gain and minimizing the discharge depends, for a fixed gas mixture, on the size of the second transfer gap. In fact a larger gap, increasing the electron diffusion, should decrease the electron density before the last amplification stage, reducing the discharge probability and increasing the gas gain.

Fig. 9 shows the discharge probability as a function of the effective gain for Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) and Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7) gas mixtures. The addition of a moderate quantity of photon gas quencher (inside the non-flammable limit of 7%), which reduces the discharge probability, allows to reach higher gains. In both figures the statistical significance of the zero baseline corresponds to less than one discharge during a measurement time of 12 h, or equivalently a probability  $\leq 2 \times 10^{-7}$ .

During  $\alpha$ -particle tests the detector integrated about 200 discharges/cm<sup>2</sup> without damages, corresponding to  $\sim 3$  LHCb years.

### 3.5. Aging studies with high intensity X-rays

The aging test has been performed by irradiating, with a high intensity 5.9 keV X-rays, a  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup> triple-GEM detector operated with the Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) gas mixture at  $\Sigma V_{GEM} = 1230$  V, corresponding to a  $G_{eff} \sim 2 \times 10^4$ . The X-ray flux was  $\sim 50$  MHz/cm<sup>2</sup> and the irradiated area about 1 mm<sup>2</sup>, this resulted in a detector current of about 270 nA. Ambient parameters (temperature, relative humidity and atmospheric pressure) variations have been corrected by a second, low irradiated, triple-GEM detector used as a reference chamber, installed in the same gas line downstream the high irradiated chamber.

The gas was supplied with an open flow system by using Polypropylene tubes, avoiding the bubbler on the exhaust gas line. The constant gas flow was 100 cm<sup>3</sup>/min, sufficiently high to avoid the gas poisoning due to the ionizing radiation flux used in the measurement. The total accumulated charge is about 23 C/cm<sup>2</sup>, that corresponds to

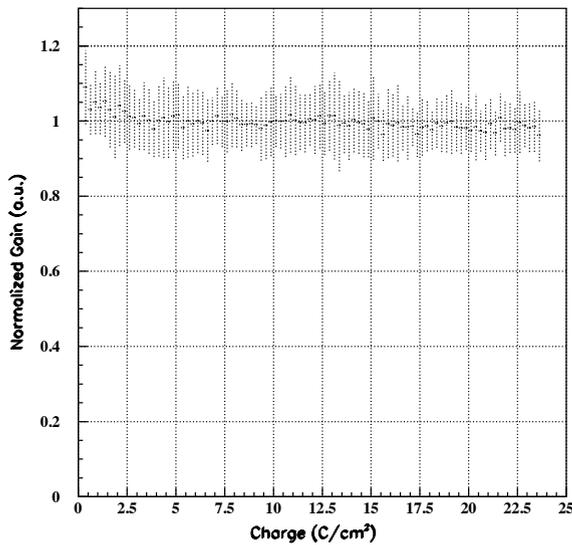


Fig. 10. Normalized gain vs. accumulated charge for the Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) gas mixture with  $\Sigma V_{\text{GEM}} = 1230$  V.

about 18 years of normal operation at LHCb experiment, considering the gain of  $\sim 2 \times 10^4$ . As shown in Fig. 10 a negligible gain variation of about 5% has been observed.

#### 4. Conclusions

Time performances and efficiencies of triple-GEM detectors operated with three different gas mixtures have been studied at PSI. A time resolution of 5.3 ns (r.m.s.) is obtained with the Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) gas mixture, considerably better than that obtained (9.7 ns r.m.s. [3]) with the standard Ar/CO<sub>2</sub> (70/30). Further improvements are obtained with isobutane-based gas mixtures, which allow to reach excellent time resolutions: 4.9 ns (r.m.s.) with the

Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7); and 4.5 ns (r.m.s.) with the Ar/CF<sub>4</sub>/iso-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/28/7).

Discharge studies have been performed exposing a triple-GEM chamber to both high-intensity hadron beam at PSI and  $\alpha$ -particles from an <sup>241</sup>Am source. Data taken at PSI give a discharge probability of the order of  $4 \times 10^{-12}$ – $2 \times 10^{-11}$  per hadron, corresponding to  $\sim 200$ –1000 discharges/cm<sup>2</sup> in 10 years at LHCb.

The test with heavily ionizing  $\alpha$ -particles allowed to integrate, without any appreciable change in detector performance,  $\sim 200$  discharges/cm<sup>2</sup> corresponding to at least 3 years of normal operation at LHCb.

The aging properties were investigated exposing the detector to high intensity 5.9 keV X-rays. The detector was operated with the Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) gas mixture at an effective gain of  $\sim 2 \times 10^4$ . After accumulating 23 C/cm<sup>2</sup>, corresponding to about 18 years of normal operation at LHCb experiment, only a negligible gain change of  $\sim 5\%$  was observed.

#### References

- [1] F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 531.
- [2] LHCb Muon System Technical Design Report, CERN LHCC 2001-010, LHCb TDR 4, 2001.
- [3] G. Bencivenni, et al., A triple-GEM detector with pad readout for high rate charged particle triggering, Nucl. Instr. and Meth., accepted.
- [4] C. Richter, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 461 (2001) 38.
- [5] R.J. Yarema, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-39 (4) (1992) 742.
- [6] F. Sauli, Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier, CERN-EP/2000-151, 11 December 2000.
- [7] H. Raether, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworth, London, 1964.
- [8] G. Battistoni, et al., Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 433.
- [9] F.E. Taylor, Nucl. Instr. and Meth. A 289 (1989) 283.

# Riferimenti bibliografici

- [1] G.Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. 62 (1968), 262
- [2] F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth., A323 (1992), 1
- [3] F. Sauli, Rad. Protection Dosimetry 61 (1995), 29
- [4] ALEPH collaboration, Nucl. Instr. and Meth A 294 (1990) 121
- [5] O. Adriani et al., Nucl. Instr. and Meth. A 478 (2002) 114
- [6] J. Christenson et al., PRL 13 (1964) 138
- [7] G. Lunders, Dan. Videns Selsk. Mat. Fys. Medd. 28 No.5 (1954)
- [8] A. D. Sakharov, JETP Lett. 6 (1967) 21
- [9] J. Kobayashi, M. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 65
- [10] L. Wolfenstein, PRL 51 (1983) 1945
- [11] R. M. Barnett et al., Phys. Rev. Lett. D54 (1996) 1
- [12] Collaborazione NA48, *Results on CP violation from NA48*, Acta Phy. Pol., B 32 (2001) No.6 1953
- [13] *The European Physical Journal C* Vol. 3 (2000)
- [14] P. F. Harrison, *European School of High-Energy Physics* CERN 2000-007, 245
- [15] *LHCb Technical Proposal* CERN LHCC 98-4
- [16] *LHCb Vertex Locator Technical Design Report* CERN LHCC 2000-024
- [17] *LHCb Outer Tracker Technical Design Report* CERN LHCC 2000-024

RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI

- [18] *LHCb RICH Technical Design Report* CERN LHCC 2000-037
- [19] *LHCb Calorimeters Technical Design Report* CERN LHCC 2000-036
- [20] *LHCb Muon System Technical Design Report* CERN LHCC 2001-010
- [21] H.A.Bethe, *Ann. Phys. (Leipzig)* 5 (1930), 325  
F.Bloch, *Z. Phys.* 81 (1933), 363
- [22] F.Sauli, *Yellow Report* CERN 77-09, 1977
- [23] J.Townsend, *Electron in gases* Hutchinson, Londra 1947
- [24] A.Breskin et al., *Nuclear. Instrum. and Meth.* 124 (1975), 189
- [25] S.A.Korff, *Electrons and nuclear counters* Van Nostrand, New York, 1946
- [26] W.Price, *Nuclear radiation detection* Mac Graw-Hill, New York, 1946
- [27] L. Malter, *Phys. Rev.* 50 (1936) 48
- [28] F. Sauli, *Fundamental understanding of aging process: review of the workshop results*  
Invited summary talk at the International Workshop on Aging Phenomena in Gaseous Detectors (2001) Hasburgo
- [29] A. Oed, *Nucl. Instr. and Meth. A* 263 (1988) 351
- [30] F. Bartol et al., *J. Phys. III France* 6 (1996) 337
- [31] I. Giomataris et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 376 (1996) 29
- [32] S. Biagi e T. Jones, *Nucl. Instr. and Meth. A* 361 (1995) 72
- [33] F. Sauli, *Nucl. Instr. and Meth. A* 386 (1997) 531
- [34] G. Charpak et al., *Nucl. Instr. and Meth.* 80 (1970), 13
- [35] J. Benlloch et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 419 (1998) 410
- [36] J. Benlloch et al., *Development of the gas electron multiplier (GEM)*, CERN-PPE/97-146
- [37] A. Gandi, *Laboratory of Photomechanical Technique and Printed Circuits*, EST-SM-CI Section, CERN, Geneva, Switzerland.

- [38] R. Bouclier et al., *The Gas Electron Multiplier (GEM)* CERN-PPE/96-177
- [39] R. Bouclier et al., Nucl. Instr. and Meth. A 396 (1997) 50
- [40] S. Bachmann et al., Nucl. Instr. and Meth. A 438 (1999) 376
- [41] R. Veenhof, Nucl. Instr. and Meth. A 419 (1998) 726
- [42] C. Richter et al., Nucl. Instr. and Meth. A 461 (2001) 38
- [43] G. Bencivenni et al., *A triple GEM detector with pad readout for high rate charged particle triggering*, accettato per pubblicazione da Nucl. Instrum. and Meth. (18 gennaio 2002).
- [44] F. Sauli et al., *Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier (GEM)*, CERN-EP/2001-151
- [45] H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworth, London (1964).
- [46] G. Battistoni et al., Nucl. Instr. and Meth. A 217 (1983) 433.
- [47] F. E. Taylor, Nucl. Instr. and Meth. A 289 (1989) 283.
- [48] B. Ketzer et al., *Triple GEM Tracking Detector for COMPASS* accettato per pubblicazione da IEEE Transactions on Nuclear Science
- [49] S. Ramo, Proc. IRE 27, 584 (1939)
- [50] W. Bonivento et al., *A complete simulation of a triple-GEM detector* accettato per pubblicazione da IEEE Transactions on Nuclear Science
- [51] A. Bressan et al., Nucl. Instr. and Meth. A 425 (1999) 262
- [52] F. Sauli et al., *Aging Measurements with the Gas Electron Multiplier (GEM)*, accettato per pubblicazione da ELSEVIER PREPRINT
- [53] G. Bencivenni et al., KLOE note 143/95
- [54] G. Bencivenni et al., *Performance of a Triple-GEM detector for high rate charged particle triggering*, accettato per pubblicazione da Nucl. Instrum. and Meth.

RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI

- [55] S. Bachmann et al., *Performance of GEM detectors in high intensity particle beams*  
CERN-EP/2000-116
- [56] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley and Sons (1989)
- [57] E. C. Farmer et al., *Phys. Rev.* 74 (1948) 902
- [58] A. D. Boggende et al., *J. Scient. Instr. Ser.2 Vol.2* (1969) 701
- [59] G. Charpak and al., *Nucl. Instr. and Meth.* 99 (1972) 279

# Ringraziamenti

A conclusione della mia tesi ritengo mio dovere porgere i più sentiti ringraziamenti a quanti mi hanno aiutato durante questi anni di università e nella predisposizione della tesi stessa.

In primo luogo i miei ringraziamenti, unitamente ad un commosso ricordo, vanno al Prof. Luciano Paoluzi a cui è dedicata la mia tesi.

È stato Lui, infatti, a consigliarmi di intraprendere lo studio della Fisica, indirizzandomi verso questa Università. Nel corso degli anni di Laurea mi ha fornito un valido aiuto nell'affrontare e nel superare le difficoltà di alcuni corsi ed a guidarmi verso la Fisica delle particelle elementari, consigliandomi la tesi a me adatta. Gli sono grato perchè in tutte queste occasioni i suoi consigli e il suo sostegno sono stati sempre leali e sinceri.

Un sentito ringraziamento va al relatore interno della mia tesi il Prof. Roberto Messi, che dopo il Prof. Paoluzi, mi ha offerto la sua disponibilità e il suo impegno nel seguire il mio cammino.

Ringrazio in modo particolare il Dott. Giovanni Bencivenni dei Laboratori Nazionali di Frascati dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, relatore interno della mia tesi, per l'aiuto che mi ha fornito per tutta la durata della tesi, per tutte le stupende e ricche esperienze che mi ha permesso di effettuare, ma soprattutto lo ringrazio perchè con semplicità ed esperienza mi ha insegnato ad elaborare e coltivare le mie idee applicandole in concreto nel mio lavoro di tesi. A Lui va la mia riconoscenza più profonda.

Vorrei ringraziare gli altri componenti del gruppo di lavoro di Frascati. Ringrazio il Dott. Fabrizio Murtas per il suo sostegno negli ultimi e faticosi esami del mio corso di Laurea e per il suo modo di vedere le cose. Ringrazio la Dott. Patrizia De Simone per il suo aiuto che mi ha fornito sia in questa tesi che nell'analisi dei dati. Ringrazio inoltre il gruppo dell'INFN di Cagliari, con cui collaboriamo nel progetto delle GEM, ed in particolare il Dott. Davide Pinci per i suoi illuminanti consigli.

Ringrazio inoltre la Dott. Gaia Lanfranchi, il Dott. Giulietto Felici dei LNF ed i miei

## **Ringraziamenti**

colleghi di corso, il Dott. Guido Manzi e il Dott. Laurence Ales, per il loro supporto in diverse occasioni.

Ringrazio infine, non per ordine di importanza, la mia famiglia che mi ha sempre fornito sostegno e tranquillità in questi anni.