



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Studio del rivelatore GEM per l'upgrade dell'esperimento LHCb

Tesi di Laurea Magistrale in Fisica

Candidato:
Marco Santimaria

Relatore:
Dott. Davide Pinci



" Marty, non stai pensando quadridimensionalmente! "

Ritorno al futuro - Parte III, di R. Zemeckis (1990)

Indice

Introduzione	xi
1 Fisica dei mesoni B neutri	1
1.1 Matrice CKM e violazione CP	1
1.2 Il triangolo di unitarietà	2
1.3 Il sistema dei mesoni B neutri	3
1.3.1 Oscillazione $B^0 - \bar{B}^0$	5
1.3.2 Asimmetrie CP nei decadimenti dei mesoni B neutri . .	6
1.4 Misura dei parametri CKM	8
1.5 Produzione di B a LHC	10
2 L'esperimento LHCb	13
2.1 Il rivelatore LHCb	14
2.2 Il Magnete dipolare	15
2.3 Il sistema di tracciamento	16
2.3.1 Il Vertex Locator	17
2.3.2 Il Silicon Tracker	19
2.3.3 L'Outer Tracker	21
2.4 Identificazione delle particelle	22
2.4.1 Ring-Imaging Cerenkov Detectors	22
2.4.2 I Calorimetri	24
2.5 Il Rivelatore di muoni	26
2.5.1 Organizzazione del rivelatore di muoni	26
2.5.2 Le camere	28
2.5.3 Elettronica	33
2.5.4 I sistemi di bassa e alta tensione e l'apparato di circolo del gas	34
2.5.5 Il trigger di muoni Livello 0	35
2.6 Il Sistema di Trigger	35

3	Gas Electron Multiplier	39
3.1	Principi di funzionamento	39
3.2	La tripla GEM	40
3.2.1	La gap di deriva	41
3.2.2	Le gap di trasferimento	42
3.2.3	La gap di induzione	43
3.2.4	Formazione del segnale	43
3.3	Elettronica di Front-End	44
3.4	La scelta del gas	44
3.4.1	Simulazione del gas con GARFIELD	45
4	La stazione per raggi cosmici	51
4.1	Descrizione dell'apparato sperimentale	51
4.1.1	Alta Tensione	54
4.1.2	Bassa Tensione	55
4.1.3	Il sistema di flusso del gas	56
4.2	Il trigger	57
4.2.1	Misure di efficienza degli scintillatori	58
4.3	Acquisizione dati	60
4.3.1	La mappa dei canali	61
4.4	Controllo elettronico	61
4.4.1	Lo scan delle soglie	62
5	Misure con le camere	65
5.1	Allineamento temporale dei canali	65
5.2	Efficienza di rivelazione	67
5.3	Efficienza in 25 ns	68
5.4	Risoluzione temporale	68
5.5	Molteplicità	70
5.6	Pad cluster size	72
5.7	Studi con la miscela Ar/CO ₂ /CF ₄ 40:55:5	73
5.7.1	Efficienza di rivelazione	73
5.7.2	Ottimizzazione dei parametri della GEM	75
5.7.3	Efficienza in 25 ns	78
5.7.4	Studio sul tempo medio di risposta della GEM	78
5.7.5	Molteplicità	81
5.7.6	Cluster Size	81
5.8	Studi con la miscela Ar/CO ₂ /CF ₄ 45:15:40	81
5.8.1	Efficienza di rivelazione	83
5.8.2	Efficienza in 25 ns	83
5.8.3	Cluster Size	84

<i>INDICE</i>	iii
6 Sommario	87
Conclusioni	90
A Appendice	91
A.1 Misura dell'impulso in un campo magnetico uniforme	91
A.1.1 Caso della deflessione magnetica	92
A.2 Effetto Cerenkov	92
A.3 Deriva e Diffusione di cariche nel gas	93
A.3.1 Moto degli ioni	95
A.3.2 Moto degli elettroni	95
A.4 La scelta del gas	96
A.5 Misura dell'efficienza di uno scintillatore	98
Bibliografia	98

Elenco delle figure

1.1	Triangolo di unitarietà	3
1.2	Transizione $B_q^0 \leftrightarrow \bar{B}_q^0$	3
1.3	La transizione $b \rightarrow s + c + \bar{c}$ da un diagramma (a) pinguino e (b) albero.	7
1.4	Vincoli nel piano $\bar{\rho} - \bar{\eta}$	9
1.5	Angolo polare di b e $\bar{b}$ calcolato con PITHYA8.	11
2.1	Il complesso di acceleratori del CERN	14
2.2	Il rivelatore LHCb	15
2.3	Vista in prospettiva del dipolo magnetico.	16
2.4	Sezione nel piano xz dei sensori al silicio del VELO. In basso è visibile uno dei moduli da davanti (xy).	17
2.5	Configurazione a <i>Roman pot</i> per il VELO. La metà superiore del rivelatore è mancante per mostrare i sensori.	18
2.6	Divisione del TT in due stazioni a doppio strato TTa e TTb. Le dimensioni sono in cm.	19
2.7	A sinistra uno strato con strip verticali e a destra uno con strip ruotate di 5° , entrambi della stazione TTa. Le dimensioni sono in cm.	20
2.8	Una camera x (a sinistra) e una v (a destra) viste nel piano xy . Le dimensioni sono in cm.	21
2.9	Disposizione attorno all'IT (in viola) delle stazioni dell'OT (sinistra) e vista frontale con i moduli retratti (a destra) . . .	22
2.10	Spettri in impulso per i pioni di più alto impulso dai decadimenti $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (a), e per i kaoni di tagging (b)	23
2.11	Configurazione schematica del RICH1. È illustrata la focalizzazione della luce Cerenkov originata da una traccia che attraversa il rivelatore.	24

2.12	Segmentazione laterale di SPD, PS e ECAL (a sinistra) e HCAL (a destra) per un quarto della facciata anteriore. Nella regione più interna di ECAL, la grandezza delle celle è all'incirca un raggio di Molière.	25
2.13	Struttura scintillatore-assorbitore per ECAL (a sinistra) e HCAL.	26
2.14	Vista laterale delle 5 stazioni per muoni.	27
2.15	Vista frontale di un quadrante di una stazione a muoni. Ogni rettangolo rappresenta una camera, per un totale di 276 camere in ogni stazione. A destra è mostrata la divisione in pad logiche di 4 camere appartenenti alle quattro regioni della stazione M1. In ogni regione delle stazioni M2-M3 (M4-M5) il numero di colonne di pad per camera è il doppio (la metà) della corrispondente regione su M1, mentre il numero di righe di pad per camera è sempre lo stesso.	28
2.16	Schema della sezione trasversa di un rivelatore a tripla GEM.	32
2.17	Schema semplificato dell'architettura del rivelatore di muoni.	34
2.18	La direzione della traccia indicata dalle hit in M1 e M2 è utilizzata per la misura del p_t per il trigger, assumendo che la particella provenga dal punto di interazione e che abbia subito una sola deflessione magnetica. Nell'esempio mostrato, un μ^+ e un μ^- attraversano la stessa pad in M3.	36
3.1	Foglio di GEM visto al microscopio elettronico.	40
3.2	Sezione di un foro della GEM al microscopio elettronico.	41
3.3	Vista schematica con dimensioni tipiche dei canali in una GEM. Sono mostrate le linee di campo elettrico (continue) e equipotenziali (tratteggiate) [59]	42
3.4	Foto di una scheda CARDIAC-GEM. In a) è mostrato il lato esterno; i connettori superiori sono, da sinistra a destra, l'uscita I ² C e l'uscita LVDS, mentre nella fila inferiore sono presenti i connettori per l'ingresso I ² C e la bassa tensione. Il chip centrale è il DIALOG, alloggiato tra i 2 CARIOCAGEM. Nel lato interno della scheda (b), si notano a sinistra e a destra i connettori di input dalla camera GEM.	44
3.5	Disegno schematico di una camera a tripla GEM in cui è rappresentata la connessione del detector all'elettronica di front-end. Le dimensioni sono in millimetri.	45
3.6	Velocità di deriva simulata per due miscele Ar/CO ₂ /CF ₄	46
3.7	Simulazione della velocità di deriva degli elettroni in funzione del campo elettrico in puro CF ₄	47

3.8	Distribuzioni del numero di cluster e del numero di elettroni per traccia nella miscela al 5% di CF_4 sotto un campo elettrico di 3 kV/cm.	47
3.9	Distribuzioni del numero di cluster e del numero di elettroni per traccia nella miscela al 40% di CF_4 sotto un campo elettrico di 3 kV/cm.	48
3.10	Distribuzioni del numero di cluster e del numero di elettroni per traccia nella miscela al 5% di CF_4 sotto un campo elettrico di 4 kV/cm.	48
3.11	Distribuzioni del numero di cluster e del numero di elettroni per traccia nella miscela al 40% di CF_4 sotto un campo elettrico di 4 kV/cm.	49
3.12	Contributo della statistica alla risoluzione temporale.	49
4.1	La stazione per raggi cosmici al laboratorio Segré. In grigio chiaro è rappresentata la struttura in alluminio che sorregge i piani in legno di colore marrone, mentre gli scintillatori sono rappresentati in nero e le camere in giallo. Il ripiano in grigio scuro al di sopra dello scintillatore inferiore rappresenta lo schema di piombo.	52
4.2	Foto del rivelatore GEM ai laboratori Segré, subito dopo il rivestimento con l'elettronica di Front-End. Sulla parte terminale si notano i tubi che permettono l'afflusso di gas all'interno della camera.	53
4.3	Mappa delle pad della camera GEM. Sono evidenziati i canali acquisiti, dove ad ogni colore corrisponde una FEB, secondo lo schema indicato a fianco ai canali in uscita sul bordo.	54
4.4	Alimentatore C.A.E.N. SY2527.	55
4.5	Foto del lato HV della GEM. La barra plastica inserita alimenta la camera superiore, mentre nella parte inferiore, aperta, si notano due dei 7 contatti per l'alta tensione.	56
4.6	Foto del flussimetro e del riduttore di pressione interno al laboratorio.	57
4.7	Studio in tensione (a sinistra) e in soglia (a destra) dell'efficienza dei PMT 1-4, da [54].	58
4.8	Curva di efficienza dello scintillatore con soglia a 30 mV.	59
4.9	Curva di efficienza dello scintillatore con soglia a 55 mV.	60
4.10	Istogrammi di illuminazione per la camere M1R4 (sinistra), M1R3 (destra) e la GEM (in basso).	62
4.11	Schermata del programma di controllo delle FEB.	63

4.12	Andamento del rumore all'aumentare del valore di soglia in registri, per un canale della GEM.	64
4.13	Frequenza di noise per ogni canale della camera GEM ad una soglia di 3 RU.	64
5.1	Istogrammi 2D nel piano tempo-canale prima della sincronizzazione (sinistra) e dopo (destra). La GEM occupa i canali 64-128 del TDC.	66
5.2	Tempi medi di tutti i canali del TDC.	66
5.3	Istogramma temporale degli eventi di rumore.	68
5.4	Spettri dei tempi di risposta della GEM nella configurazione elettrica $E_d = 3.0$ kV/cm $E_{t1} = E_{t2} = 3.0$ kV/cm $E_i = 5.0$ kV/cm ad una tensione totale sulla camera pari a $V_{gem} = V_{gem1} + V_{gem2} + V_{gem3} = 1315$ V. A sinistra le misure si riferiscono alla miscela delle MWPC (Ar/CO ₂ /CF ₄ 40:55:5), a destra la miscela è invece quella della GEM (Ar/CO ₂ /CF ₄ 45:15:40).	69
5.5	Spettro temporale per una (blu) due (rosso) e quattro (verde) rivelatori a tripla GEM in OR. Lo spettro in singola gap è stato misurato con la miscela al 5% di CF ₄	70
5.6	Spettro temporale per una (blu) due (rosso) e quattro (verde) rivelatori a tripla GEM in OR. Lo spettro in singola gap è stato misurato con la miscela al 40% di CF ₄	71
5.7	Istogrammi di molteplicità per la miscela MWPC (sinistra) e GEM (destra).	71
5.8	Istogrammi di cluster size per la miscela MWPC (sinistra) e GEM (destra).	72
5.9	Efficienza misurata in funzione della tensione totale applicata ai 3 fogli GEM per $E_d = 3.0$ kV/cm e $E_d = 4.0$ kV/cm.	74
5.10	Efficienza della GEM al variare delle pad di MWPC incluse nell'accettanza.	74
5.11	Efficienza normalizzata in funzione della tensione totale applicata ai 3 fogli GEM per $E_d = 3.0$ kV/cm e $E_d = 4.0$ kV/cm.	75
5.12	Efficienza misurata in funzione di E_d a $V_{gem} = 1255$ V.	76
5.13	Efficienza in 25 ns misurata in funzione di E_d a $V_{gem} = 1255$ V.	76
5.14	Efficienza al variare di E_t , a $V_{gem} = 1255$ V.	77
5.15	Efficienza in 25 ns al variare di E_t , a $V_{gem} = 1255$ V.	77
5.16	Efficienza in funzione della soglia in RU, a $V_{gem} = 1255$ V.	78
5.17	Efficienza in 25 ns in funzione della soglia in RU, a $V_{gem} = 1255$ V.	79

5.18	Efficienza in 25 ns misurata in funzione della tensione totale applicata ai 3 fogli GEM per $E_d = 3.0$ kV/cm e $E_d = 4.0$ kV/cm.	79
5.19	Spostamento del tempo medio di risposta della GEM provocato dall'aumento del campo di trasferimento.	80
5.20	Confronto tra lo spostamento temporale misurato e simulato. Il tempo sull'asse y misura l'anticipo nella risposta temporale della GEM in ns.	81
5.21	Valor medio della molteplicità in funzione della tensione applicata sui 3 fogli GEM, per la miscela delle MWPC.	82
5.22	Valor medio della cluster size in funzione della tensione applicata sui 3 fogli GEM, per la miscela delle MWPC.	82
5.23	Efficienza della GEM in funzione della tensione per la miscela al 40% di CF ₄	83
5.24	Efficienza normalizzata in funzione della tensione.	84
5.25	Efficienza in 25 ns in funzione della tensione.	84
5.26	Cluster size media in funzione di V_{gem} per la miscela al 40% di CF ₄	85
6.1	Efficienza in 25 ns nelle due miscele, con $E_d = 3.0$ kV/cm. . .	87
6.2	Efficienza in 25 ns nelle due miscele, con $E_d = 4.0$ kV/cm. . .	88
6.3	Cluster size per le due miscele all'aumentare del guadagno. . .	88
6.4	Efficienza in 25 ns in funzione della cluster size per le due miscele in studio.	89
A.1	Emissione di luce Cerenkov e angolo del fronte d'onda	93
A.2	Velocità di drift degli elettroni per vari gas in condizioni normali, come risultato di diverse misure in contatori proporzionali.	96

Introduzione

Il modello cosmologico standard presuppone che subito dopo il Big Bang l'universo fosse costituito in quantità uguali da materia e antimateria. La netta prevalenza della materia rispetto all'antimateria, che oggi osserviamo, è quindi il risultato di una simmetria non rispettata [1], e oggetto di studio nella fisica delle alte energie sin dagli anni '50 del secolo scorso.

Nel 1964, J.H. Christenson, J. W. Cronin, V.L. Fitch e R. Turlay, osservano per la prima volta la violazione della simmetria CP nel decadimento dei K neutri e quasi 50 anni dopo, nel 2001, i due esperimenti BaBar a SLAC e BELLE al KEK dimostrano che tale simmetria è inoltre violata nel sistema dei mesoni B neutri. Un'elegante spiegazione della violazione CP è fornita dal Modello Standard attraverso la matrice di mixing dei quark di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. La misura sperimentale dei suoi elementi rappresenta quindi un test cruciale per il modello ma anche un'opportunità di scoperta di nuova fisica. Il Large Hadron Collider al CERN ospita, tra gli altri esperimenti di fisica delle alte energie, l'esperimento LHCb, dedicato allo studio della violazione CP nei decadimenti dei mesoni B neutri. Grazie all'elevata luminosità disponibile, LHCb è in grado di collezionare dati su più di 10^{12} coppie di mesoni BB prodotte ogni anno, avendo così la possibilità di migliorare le precedenti misure e avere inoltre accesso a processi rarissimi, fondamentali per raccogliere indizi sulla fisica oltre il Modello Standard.

Il rivelatore di muoni di LHCb, gioca un ruolo chiave all'interno dell'esperimento, essendo i muoni presenti in molti stati finali di decadimento dei B. È composto da 5 stazioni rettangolari disposte lungo l'asse dei fasci, divise in 4 regioni dall'interno all'esterno, ognuna delle quali ospita delle camere proporzionali a multifilo. Nella regione più vicina al fascio della prima stazione per muoni, soggetta ad elevatissimo flusso di radiazione, trovano posto dei rivelatori a gas costituiti da camere a tripla GEM (Gas Electron Multiplier). La singola GEM consiste in un sottile foglio isolante rivestito da entrambi i lati di rame, sul quale sono praticati microscopici fori. L'applicazione di un'elevata tensione sui 3 fogli GEM, disposti in serie, e la scelta di un opportuno gas che riempie il detector, permettono la rivelazione della ionizzazione

causata dai muoni in tempi brevissimi. La possibilità di realizzare rivelatori multi-GEM permette di raggiungere alte efficienze e ottime prestazioni temporali anche a guadagni moderati. Questo tipo di rivelatore ha dimostrato inoltre eccezionali capacità di sopportazione dell'elevata rate di particelle ed elevata robustezza contro l'invecchiamento, motivi per i quali si pensa di estendere questo tipo di tecnologia anche in altre regioni del rivelatore per muoni di LHCb, in vista dell'aggiornamento previsto per il 2018.

La mia tesi di laurea consiste nello studio delle prestazioni di una delle camere GEM che hanno operato in LHCb, grazie ad una stazione di test con raggi cosmici ai laboratori E. Segré, alla Sapienza Università di Roma. Tale studio è finalizzato all'ottimizzazione delle prestazioni temporali della GEM.

Capitolo 1

Fisica dei mesoni B neutri

Uno dei più interessanti fenomeni di fisica del sapore è la violazione della simmetria CP, scoperta nel 1964 da Christenson et al. nel sistema dei mesoni K neutri [2]. Nel passato, l'osservazione di violazione CP era infatti limitata al sistema dei kaoni neutri, ma già dai primi anni dello scorso decennio, un gran numero di processi che violano tale simmetria furono osservati nei mesoni B neutri [9][10].

1.1 Matrice CKM e violazione CP

La matrice unitaria di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [3] [4] collega gli autostati elettrodeboli (d', s', b') ai corrispondenti autostati di massa (d, s, b) ¹:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \equiv \hat{V}_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

La matrice CKM contiene tutti gli accoppiamenti del Modello Standard (MS) che cambiano il sapore e che violano la simmetria CP [5].

Con 3 famiglie di quark, per parametrizzare la matrice CKM sono necessari 3 angoli generalizzati (come quello di Cabibbo) e una singola fase complessa, la cui presenza permette di includere la violazione CP all'interno del MS.

¹In entrambe le basi la matrice di massa dei quark up è diagonale, e questi non sono quindi soggetti alla trasformazione.

Parametrizzazione Standard

La parametrizzazione detta standard è la seguente:

$$\hat{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Dove $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ e $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ con $i, j = 1, 2, 3$ e δ è la fase necessaria per la violazione CP.

Parametrizzazione di Wolfenstein

Le ampiezze degli elementi di matrice CKM mostrano una struttura gerarchica, in cui gli elementi diagonali sono prossimi all'unità, $|V_{us}|$ e $|V_{cd}|$ valgono circa 0.2, $|V_{cb}|$ e $|V_{ts}|$ sono di ordine 10^{-2} , mentre gli elementi $|V_{ub}|$ e $|V_{td}|$ sono di ordine 10^{-3} .

La parametrizzazione di Wolfenstein [6] mette in luce questa gerarchia. Si tratta di una parametrizzazione approssimata, dove ogni elemento di matrice è espresso in serie di potenze nel parametro $\lambda \sim |V_{us}| = \sin\theta_C \approx 0.22$:

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (1.3)$$

1.2 Il triangolo di unitarietà

L'unitarietà della matrice CKM, $V_{CKM}V_{CKM}^\dagger = \mathbb{1}$, implica una serie di relazioni tra i suoi elementi, sei delle quali sono delle relazioni di ortogonalità: queste possono essere rappresentate da altrettanti triangoli di stessa area nel piano complesso. In particolare la relazione

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (1.4)$$

rappresenta un triangolo i cui lati sono di lunghezza comparabile $\mathcal{O}(\lambda^3)$ (figura 1.1). L'invarianza della 1.4 sotto una qualsiasi trasformazione di fase corrisponde alla libertà di ruotare il relativo triangolo di unitarietà nel piano complesso. Dal momento che gli angoli e i lati (dati dai moduli degli elementi della matrice di mixing) in questo triangolo restano invariati sotto tale trasformazione, essi sono indipendenti dalla scelta della fase e sono fisicamente osservabili. Di conseguenza possono essere direttamente misurati in opportuni esperimenti.

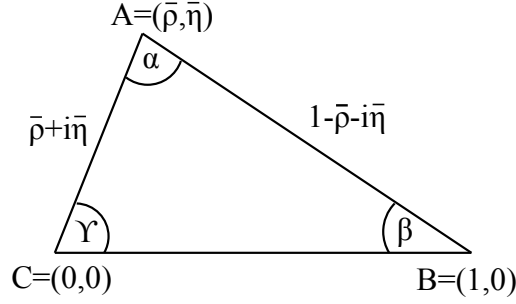


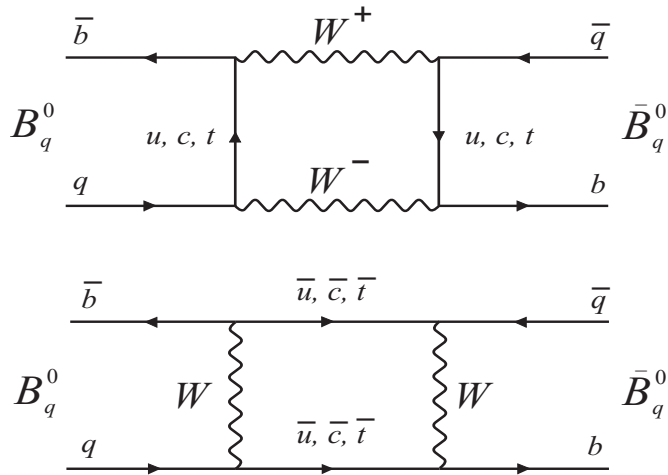
Figura 1.1: Triangolo di unitarietà

Le coordinate del triangolo sono legate agli elementi di matrice CKM secondo le relazioni:

$$\begin{aligned}
 \overrightarrow{CA} &= -\frac{V_{ub}^* V_{ud}}{V_{cb}^* V_{cd}} = \frac{(1 - \lambda^2/2) V_{ub}^*}{\lambda |V_{cb}|} = \bar{\rho} + i\bar{\eta} \\
 \overrightarrow{AB} &= -\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{cb}^* V_{cd}} = \frac{V_{td}}{\lambda |V_{cb}|} = 1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta} \\
 \overrightarrow{CB} &= 1.
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

1.3 Il sistema dei mesoni B neutri

Il mesone neutro B^0 ($B_d^0 \equiv \bar{b}d$ oppure $B_s^0 \equiv \bar{b}s$) e la sua antiparticella $\bar{B}^0$, sono soggetti a mixing [7] attraverso interazioni deboli, come schematizzato nei diagrammi detti a *box* in figura 1.2.

Figura 1.2: Transizione $B_q^0 \leftrightarrow \bar{B}_q^0$.

Un generico stato di mesone B neutro può quindi essere espresso come sovrapposizione di B^0 e $\bar{B}^0$, che evolve nel tempo secondo una matrice di mixing 2×2 :

$$H \equiv \begin{pmatrix} M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

I termini fuori diagonale sono responsabili del mixing B^0 - $\bar{B}^0$, M_{12} corrisponde alle transizioni virtuali tra B^0 e $\bar{B}^0$, mentre Γ_{12} descrive le transizioni reali dovute ai canali di decadimento comuni tra i due stati, per esempio $\pi^+\pi^-$ o D^+D^- . Poiché le transizioni a questi stati comuni sono CKM-soppresse, è possibile trascurare il termine Γ_{12} . I due autostati di massa, uno pesante B_h e uno più leggero B_l , possono essere scritti come:

$$\begin{aligned} B_l &= pB^0 + q\bar{B}^0 \\ B_h &= pB^0 - q\bar{B}^0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\frac{q}{p} = \frac{\sqrt{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}}{\sqrt{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}. \quad (1.8)$$

Si ha violazione CP *indiretta* nel mixing B^0 - $\bar{B}^0$ se $|q| \neq |p|$, come risultato del fatto che gli autostati fisici B_h e B_l sono differenti dagli autostati di CP 1.9. Una violazione CP *diretta* richiederebbe invece che i due autostati di CP:

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(B^0 + \bar{B}^0) \\ B_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(B^0 - \bar{B}^0) \end{aligned} \quad (1.9)$$

decadano senza conservare la simmetria CP.

Siano $\Delta m_B = M_{B_h} - M_{B_l}$ e $\Delta \Gamma_B = \Gamma_{B_h} - \Gamma_{B_l}$. Dalla diagonalizzazione della 1.6 è possibile scrivere:

$$\begin{aligned} (\Delta m_B)^2 - \frac{1}{4}(\Delta \Gamma_B)^2 &= 4|M_{12}|^2 - |\Gamma_{12}|^2 \\ (\Delta m_B)(\Delta \Gamma_B) &= 4Re(M_{12}\Gamma_{12}^*). \end{aligned} \quad (1.10)$$

Come descritto in seguito, attraverso le oscillazioni B^0 - $\bar{B}^0$, la differenza di massa è stata misurata essere $\Delta m_B = 0.510 \pm 0.004 \text{ ps}^{-1}$ [11]. Poiché inoltre $\Gamma_{12} \ll M_{12}$, dalla seconda delle 1.10 si deduce $|\Delta \Gamma_B| \ll \Delta m_B$, di conseguenza B_h e B_l hanno circa la stessa vita media $\tau_{B^0} = 1.519 \pm 0.007 \text{ ps}$ [11]. Questo risultato è in netto contrasto con il sistema dei mesoni K neutri, dove il

termine fuori diagonale Γ_{12} è grande dal momento che sia K^0 che $\bar{K}^0$ possono decadere nei canali 2π e 3π . Con un grande Γ_{12} , K_L e K_S hanno due vite medie molto differenti, e sono per questo chiamati *K-long* e *K-short*. Questa situazione unica è dovuta alla particolare scala di massa dei mesoni K, che hanno solo 2 canali di decadimento adronici: 2π e 3π .

Dalla condizione $\Gamma_{12} \ll M_{12}$, partendo dalla 1.8, segue inoltre:

$$\frac{q}{p} \approx \frac{-M_{12}^*}{|M_{12}|} \left(1 - \frac{1}{2} \text{Im} \left[\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right] \right) \approx 1 - \mathcal{O}(10^{-3}). \quad (1.11)$$

Quindi la violazione CP indiretta nel mixing B^0 - $\bar{B}^0$ rappresenta un piccolo effetto, come per i Kaoni. Tuttavia, come descritto nei prossimi paragrafi, la violazione CP diretta nei decadimenti del B è prevista essere grande dal Modello Standard.

1.3.1 Oscillazione $B^0 - \bar{B}^0$

Una volta che i mesoni B neutri sono prodotti in coppie, i loro decadimenti semileptonici forniscono un eccellente metodo per misurare il mixing B^0 - $\bar{B}^0$. In virtù delle loro rispettive composizioni in quark, il B^0 decade in un leptone carico positivo l^+ e il $\bar{B}^0$ decade in un l^- . Se B^0 e $\bar{B}^0$ non si mescolano, la coppia prodotta $B^0 + \bar{B}^0$ sarà caratterizzata da una segnatura distintiva di una coppia di leptoni di segno opposto $l^+ + l^-$. Pertanto, un evento completamente ricostruito $\mu^+ + \mu^+$ dimostrerebbe inequivocabilmente la conversione di un $\bar{B}^0$ in un B^0 . Questo evento fu osservato e dimostra la presenza di mixing [8].

La differenza di massa Δm_B è una misura della frequenza di conversione di un B^0 in un $\bar{B}^0$ o vice versa. Questo cambiamento si riflette sia nelle oscillazioni dipendenti dal tempo, sia nelle *rate* integrate nel tempo di eventi con due leptoni di stesso segno.

Gli autostati di massa si evolvono secondo:

$$\begin{aligned} |B_h(t)\rangle &= [e^{-t\Gamma_B/2}] (e^{-itM_B}) e^{-it\Delta m_B/2} |B_h(0)\rangle \\ |B_l(t)\rangle &= [e^{-t\Gamma_B/2}] (e^{-itM_B}) e^{+it\Delta m_B/2} |B_l(0)\rangle. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Combinando l'equazione 1.12 con la 1.7 si ottiene l'evoluzione temporale di B^0 e $\bar{B}^0$:

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= h_+(t) |B^0(0)\rangle + \frac{q}{p} h_-(t) |\bar{B}^0(0)\rangle, \\ |\bar{B}^0(t)\rangle &= \frac{p}{q} h_-(t) |B^0(0)\rangle + h_+(t) |\bar{B}^0(0)\rangle, \end{aligned} \quad (1.13)$$

dove

$$\begin{aligned} h_+(t) &= e^{-t\Gamma_B/2} e^{-itM_B} \cos(t\Delta m_B/2), \\ h_-(t) &= i \left[e^{-t\Gamma_B/2} e^{-itM_B} \sin(t\Delta m_B/2) \right]. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Dunque iniziando a $t = 0$ con un fascio puro di B^0 , la probabilità di trovare un B^0 ($\bar{B}^0$) a un tempo $t \neq 0$ è data da $|h_+(t)|^2$ ($|h_-(t)|^2$). Prendendo $|q/p| = 1$ si ottiene:

$$|h_{\pm}(t)|^2 = \frac{1}{2} e^{-t\Gamma_B} [1 \pm \cos(t\Delta m_B)]. \quad (1.15)$$

L'oscillazione di un B^0 o un $\bar{B}^0$ come mostrato dalla 1.15 fornisce direttamente Δm_B .

1.3.2 Asimmetrie CP nei decadimenti dei mesoni B neutri

Il metodo più promettente per misurare la violazione di CP consiste nel cercare asimmetrie tra $\Gamma(B^0 \rightarrow f_{CP})$ e $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}_{CP})$, dove f_{CP} è uno stato finale adronico avente un autovalore di CP definito, ± 1 . Si avrà $\bar{f}_{CP} = \pm f_{CP}$ a seconda della parità CP di f_{CP} . Alcuni esempi di autostati CP sono i sistemi a 2 particelle: $\psi + K_S$ ($CP = -1$), $\pi^+ + \pi^-$ ($CP = +1$) e $\rho^0 + K_S$ ($CP = -1$).

Definiamo ora le ampiezze A , $\bar{A}$ e il parametro ξ come

$$A \equiv \langle f_{CP} | H_W | B^0 \rangle, \quad \bar{A} \equiv \langle \bar{f}_{CP} | H_W | \bar{B}^0 \rangle, \quad \xi \equiv \frac{q}{p} \frac{\bar{A}}{A}. \quad (1.16)$$

L'evoluzione temporale delle ampiezze di decadimento può essere scritta come

$$\begin{aligned} \langle f_{CP} | H_W | B^0(t) \rangle &= A [h_+(t) + \xi h_-(t)], \\ \langle \bar{f}_{CP} | H_W | \bar{B}^0(t) \rangle &= \frac{p}{q} A [h_-(t) + \xi h_+(t)], \end{aligned} \quad (1.17)$$

mentre le rate di decadimento di un B^0 ($\bar{B}^0$) puro in un autostato di CP f_{CP} ($\bar{f}_{CP}$) al tempo t sono dati da

$$\begin{aligned} \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) &= C \left[\frac{1 + |\xi|^2}{2} + \frac{1 - |\xi|^2}{2} \cos(\Delta m_B t) - \text{Im}(\xi) \sin(\Delta m_B t) \right], \\ \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f}_{CP}) &= C \left[\frac{1 + |\xi|^2}{2} - \frac{1 - |\xi|^2}{2} \cos(\Delta m_B t) + \text{Im}(\xi) \sin(\Delta m_B t) \right], \end{aligned} \quad (1.18)$$

dove $C = |A|^2 e^{-\Gamma_B t}$. L'asimmetria CP dipendente dal tempo è definita come

$$a(t) = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f}_{CP})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f}_{CP})}. \quad (1.19)$$

Si ha dalla 1.11 che $|q/p| = 1$. In più, se $|\bar{A}/A| = 1$, così che $|\xi| = 1$, l'asimmetria 1.19 si semplifica considerevolmente:

$$a(t) = -\text{Im}(\xi) \sin(\Delta m_B t). \quad (1.20)$$

Vediamo quali sono le condizioni che garantiscono $|\bar{A}/A| = 1$.

In generale, le ampiezze di un B^0 e un $\bar{B}^0$ che decadono in uno stato arbitrario possono essere scritte come somma di vari contributi,

$$A = \sum_k A_k e^{i\delta} e^{i\Phi_k}, \quad \bar{A} = \sum_k A_k e^{i\delta} e^{-i\Phi_k}, \quad (1.21)$$

dove Φ_k è la fase CKM di interazione debole che rappresenta la violazione CP, mentre δ_k è la differenza di fase per interazione forte dovuta a effetti di rescattering tra gli adroni dello stato finale. δ_k entra in A e $\bar{A}$ senza cambiare segno dal momento che le interazioni forti conservano la simmetria CP. Quindi $A = \bar{A}$ se i vari contributi A_k hanno la stessa fase CKM oppure se c'è un solo contributo dominante. Generalmente $\bar{A}/A \neq 1$, dal momento che i decadimenti non leptonici nella 1.21 ricevono contributi sia dai diagrammi di tipo *tree* (albero) che da quelli *penguin* (pinguino) (figura 1.3), che in genere hanno fasi CKM diverse.

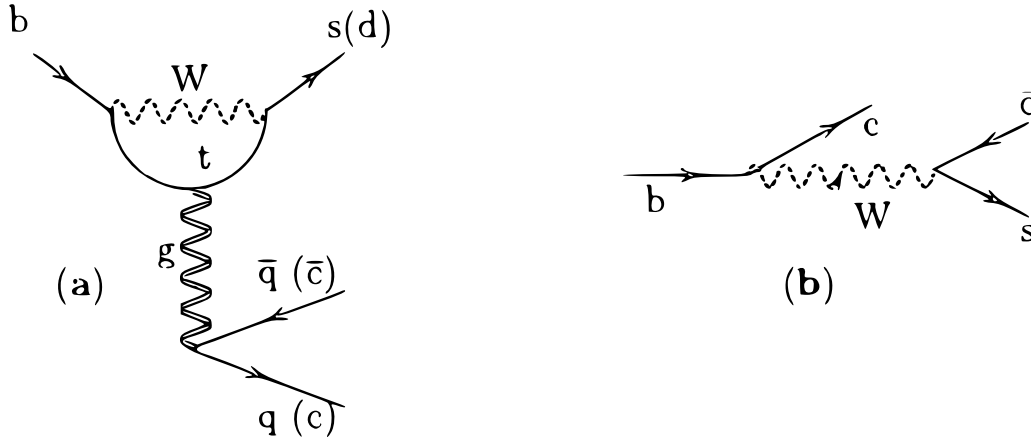


Figura 1.3: La transizione $b \rightarrow s + c + \bar{c}$ da un diagramma (a) pinguino e (b) albero.

Fortunatamente, esistono alcuni casi in cui $\bar{A}/A = 1$. Per esempio, nella

transizione $b \rightarrow s+c+\bar{c}$ (responsabile del decadimento $B \rightarrow J/\psi+K$) domina il diagramma ad albero di figura 1.3. Inoltre, in questo caso l'ampiezza dovuta al diagramma ad albero è proporzionale a $V_{cb}V_{cs}^*$, mentre il diagramma a pinguino porta un'ampiezza $V_{tb}V_{ts}^*$, che ha la stessa fase CKM dell'ampiezza del diagramma ad albero. Per questo motivo la condizione $|\bar{A}/A| = 1$ è verificata indipendentemente dall'intensità relativa delle due ampiezze. In particolare dalla 1.21 si ottiene:

$$\frac{\bar{A}}{A} = \frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}} = e^{-2i\beta}, \quad (1.22)$$

e l'asimmetria 1.19 prende la forma

$$a_{J/\psi K_s}(t) = -\sin 2\beta \sin(\Delta M_B t), \quad (1.23)$$

che permette di estrarre l'angolo β del triangolo di unitarietà. Grazie a queste peculiarità, il canale $B \rightarrow J/\psi + K_S$ è detto *gold-plated channel*.

L'asimmetria CP del canale $B \rightarrow J/\psi + K_S$, la cui ampiezza di decadimento non è affetta da incertezze adroniche, permette di testare la consistenza del meccanismo di violazione CP di Kobayashi e Maskawa (KM). Inoltre, un'eventuale discordanza tra il valore misurato e quello predetto da KM, sarebbe in grado di fornire prove di nuova fisica oltre il Modello Standard.

Misura del $\sin 2\beta$ alle B-Factories

La prima misura del $\sin 2\beta$ fu effettuata dagli esperimenti BaBar a SLAC [9] (USA) e BELLE al KEK [10] (Giappone) nel 2001, rispettivamente alle due B-factories PEP-II a Stanford e KEK-B a Tsukuba. In entrambe le macchine, un fascio di e^+ e uno di e^- a diversa energia, collidono producendo una $\Upsilon(4s)$ boostata, che decade in una coppia $B^0\text{-}\bar{B}^0$. Il boost è cruciale per uno studio della violazione di CP, dal momento che è necessario identificare vertici secondari che permettano la misura della differenza dei tempi di decadimento dei due B . Con un valore misurato di circa 0.7 per il $\sin 2\beta$, BELLE e BaBar osservarono per la prima volta violazione CP nel sistema dei mesoni B^0 .

1.4 Misura dei parametri CKM

Il valore $\lambda = \sin\theta_C$ è noto essere 0.22535 ± 0.00065 dal decadimento di kaoni e iperoni [11]. Quindi il triangolo di unitarietà 1.4 è completamente determinato da ρ e η , che possono essere ricavati da $|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$ e $|V_{td}|$, secondo le

In figura 1.4 è riassunto lo stato attuale delle misure che riguardano i parametri del triangolo di unitarietà 1.4. Le aree colorate indicano i valori consentiti per $\bar{\rho}$ e $\bar{\eta}$ come risultato delle più recenti misure su parametri quali $\sin 2\beta$ e le frequenze di oscillazione Δm_d e Δm_s .

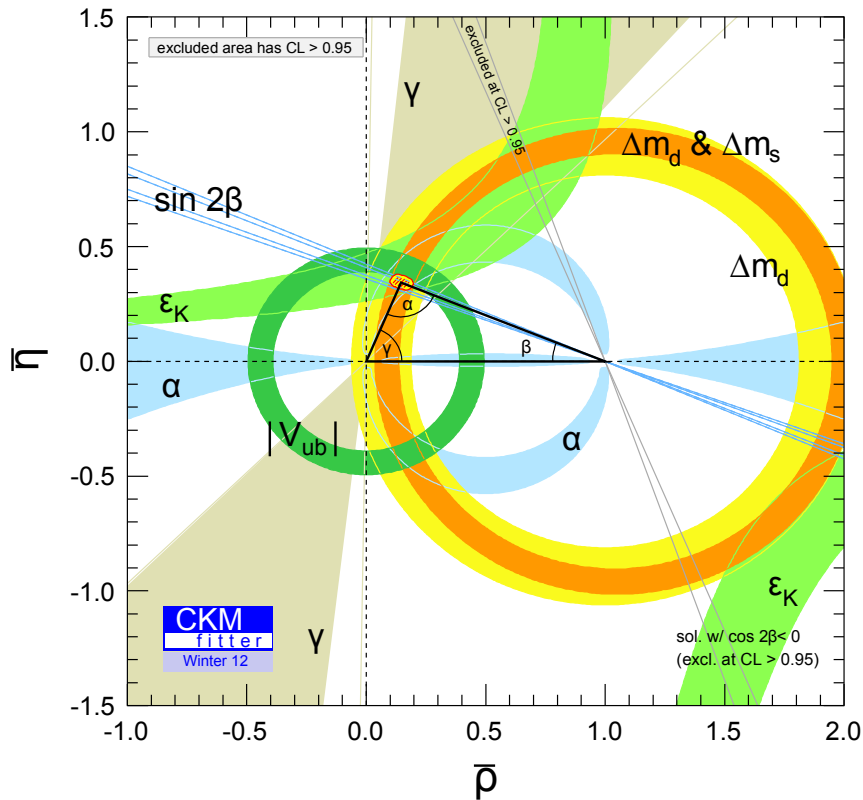


Figura 1.4: Vincoli nel piano $\bar{\rho} - \bar{\eta}$

Come risultato del fit globale, i nove elementi di matrice CKM valgono [11]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97427 \pm 0.00015 & 0.22534 \pm 0.00065 & 0.00351^{+0.00015}_{-0.00014} \\ 0.22520 \pm 0.00065 & 0.97344 \pm 0.00016 & 0.0412^{+0.0011}_{-0.0005} \\ 0.00867^{+0.00029}_{-0.00031} & 0.0404^{+0.0011}_{-0.0005} & 0.999146^{+0.000021}_{-0.000046} \end{pmatrix}. \quad (1.24)$$

1.5 Produzione di B a LHC

Avere a disposizione un gran numero di B^0 rappresenta un ingrediente fondamentale per effettuare misure di precisione di violazione di CP. Il Large Hardon Collider è un collisore p-p in grado di accelerare protoni fino a un'energia nel centro di massa di 14 TeV, con una frequenza di bunch crossing pari a 40 MHz e una luminosità di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. A tale $\sqrt{s}$, la sezione d'urto di produzione per coppie $b\bar{b}$, calcolata con PYTHIA, è di $527.3 \mu\text{b}$ [12]. Con una sezione d'urto così grande per la produzione di bottom, anche a una luminosità moderata ($2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), si produrrebbe in un anno un numero molto elevato di coppie $b\bar{b}$ (10^{12} coppie/ 10^7 s). Vengono in questo modo prodotti tutti i tipi di adroni B: B_u (40%), B_d (40%), B_s (10%) e B_c e altri (10%). Per paragone, alle B-factories $e^+ - e^-$, si ha $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4s) \rightarrow b\bar{b}) \sim 1.2 \text{ nb}$.

In figura 1.5 è riportata la distribuzione angolare dei b e $\bar{b}$ prodotti. Nella simulazione sono inclusi i seguenti processi, pesati secondo la loro sezione d'urto: $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$, $gg \rightarrow b\bar{b}$, $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}g$ ($q \neq b$), $b\bar{b} \rightarrow b\bar{b}g$ e $gg \rightarrow b\bar{b}g$, dove nelle PDF (Parton Density Function) sono inclusi tutti e 5 i sapori u,d,s,c,b.

Gli adroni B sono quindi prodotti in avanti, e hanno un impulso medio di 80 GeV/c, che corrisponde a una lunghezza di decadimento di circa 7 mm. Per questo motivo LHC rappresenta una macchina molto utile per uno studio dettagliato di fisica del B.

Gli eventi con bottom rappresentano tuttavia solo una piccola parte della produzione totale [13]:

$$\frac{\sigma_{b\bar{b}}}{\sigma_{inelastica}} = 0.6\%. \quad (1.25)$$

Per studiare la fisica del b a LHC, è richiesto quindi un sistema di trigger robusto e veloce, in modo da avere un'efficiente selezione degli eventi interessanti all'interno del grande numero di quelli prodotti.

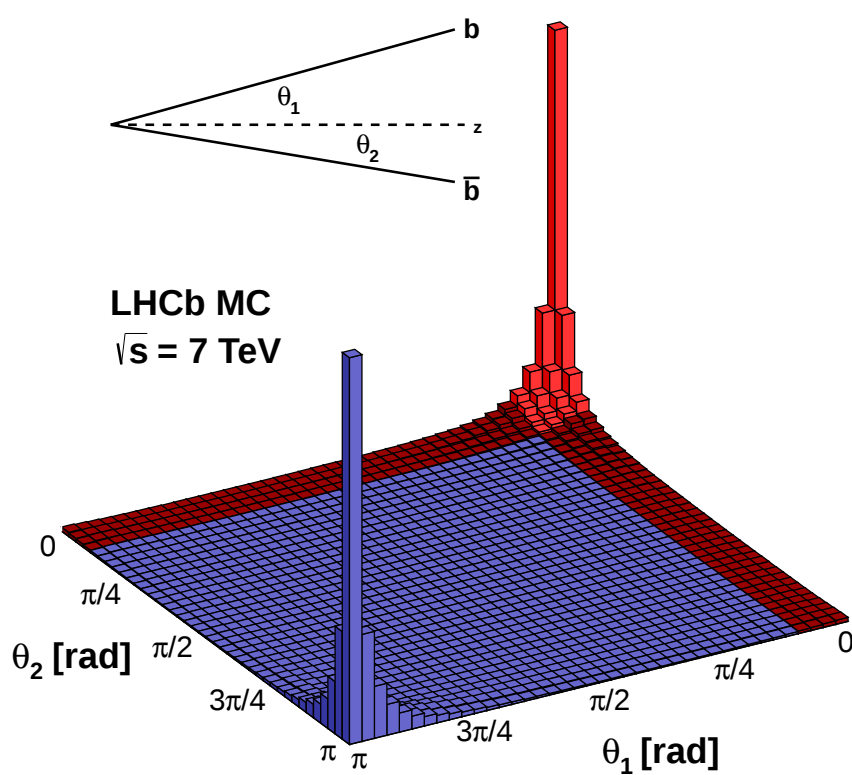


Figura 1.5: Angolo polare di b e $\bar{b}$ calcolato con PITHYA8.

Capitolo 2

L'esperimento LHCb

Il *Large Hadron Collider* (LHC) [14] è un collisore (sincrotrone) di adroni superconduttore a doppio anello. È installato circa 100 m sotto terra in un tunnel di 26.7 km di circonferenza costruito tra il 1984 e il 1989 per la macchina LEP (*Large Electron-Positron collider*) al CERN¹ a Ginevra, in Svizzera. Due tunnel di trasferimento lunghi circa 2.5 km collegano LHC al complesso di acceleratori del CERN, che funge da iniettore (figura 2.1): i due fasci di protoni vengono infatti accelerati in più stadi [15]. I protoni vengono ricavati da idrogeno gassoso attraverso un processo di rimozione degli elettroni, e il primo acceleratore della catena, *Linac 2*, li accelera ad un'energia di 50 MeV. Il fascio viene quindi iniettato nel *Proton Synchrotron Booster* (PSB), che accelera i protoni a 1.4 GeV, seguito poi dal *Proton Synchrotron* (PS), che li porta a 25 GeV. A questo punto i protoni vengono inviati al *Super Proton Synchrotron* (SPS), dove sono accelerati a 450 GeV e sono infine iniettati in LHC, dove raggiungono in circa 20 minuti un'energia di 4 TeV² per fascio.

I due fasci circolano in sensi opposti all'interno dei due anelli nella *beam pipe* e collidono in 4 punti (*Intersection Point*, IP) disposti lungo la circonferenza, in corrispondenza dei quali sono situati i 4 maggiori esperimenti di LHC. In due sezioni diametralmente opposte (IP1 e IP5), si trovano ATLAS e CMS, due esperimenti *general purpose* dedicati alla fisica ad alto impulso trasverso che operano a piena luminosità: $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In IP8 e IP2 trovano posto, rispettivamente, LHCb e ALICE. LHCb è incentrato sullo studio dei quark pesanti (soprattutto bottom) e lavora a circa 1/50 della massima luminosità,

¹ *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare.

² Il 30 marzo 2010 avviene la prima collisione a 7 TeV. Durante il 2012 l'energia nel centro di massa viene portata a 8 TeV e con la riaccensione della macchina nel 2015 raggiungerà 13 TeV.

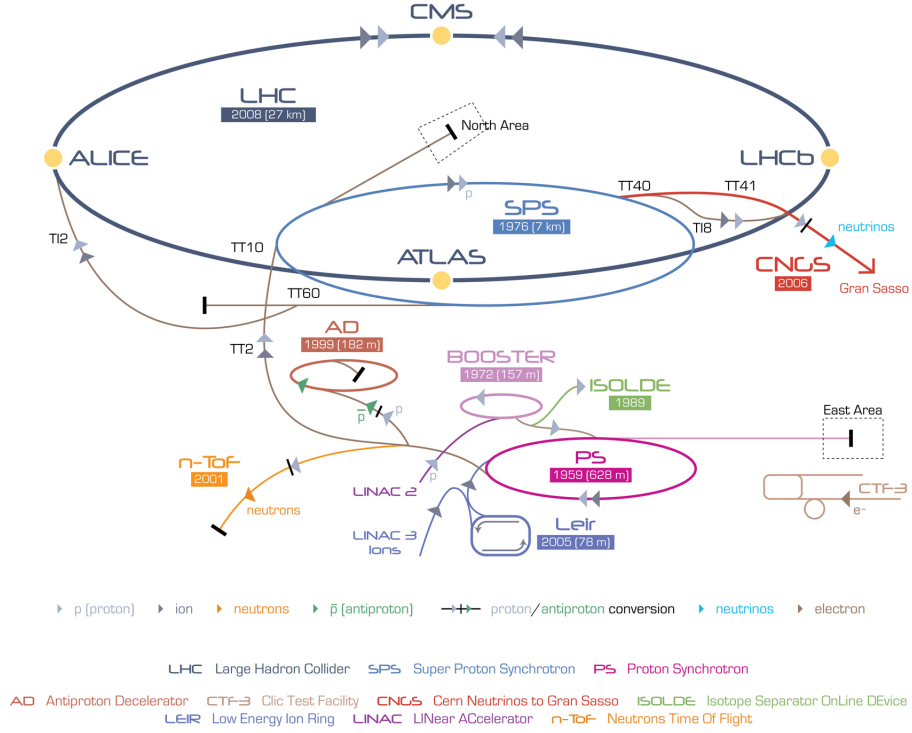


Figura 2.1: Il complesso di acceleratori del CERN

mentre ALICE è un esperimento dedicato alle collisioni di ioni pesanti. La tabella 2.1 riassume le principali caratteristiche di LHC.

2.1 Il rivelatore LHCb

Il rivelatore LHCb [16] consiste in uno spettrometro a braccio singolo con un'accettanza angolare che va da 10 a 300 mrad nel *bending plane* (il piano dove avviene la deflessione magnetica, xz) e da 10 a 250 mrad nel piano ad esso perpendicolare, yz (Figura 2.2). La scelta della geometria del rivelatore è dettata dal fatto che ad alte energie, gli adroni b e $\bar{b}$ sono prevalentemente prodotti nello stesso cono in avanti (figura 1.5), caratteristica sfruttata nel *flavor tag*.

LHCb si trova all' *Intersection Point 8*, dove era collocato l'esperimento DELPHI. Per liberare i 19.7 m di lunghezza del rivelatore, è stata modificata l'ottica di LHC spostando di 11.25 m il punto di interazione dal centro della caverna che lo ospita. LHCb comprende un rivelatore di vertice, un sistema di tracciamento (parzialmente all'interno di un dipolo magnetico), contatori RICH (*Ring Image Cerenkov Detector*) a gas e aerogel, un calo-

Tabella 2.1: Tabella riassuntiva di alcuni parametri di LHC

$\sqrt{s}$	14 TeV
Circonferenza	26.7 Km
Luminosità di progetto	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Frequenza bunch crossing	40 MHz
Sezione d'urto totale p-p	100 mb
B_{dipoli}	$\sim 8 \text{ T}$
Temperatura magneti superconduttori	1.9 K
Protoni per bunch	$\sim 10^{11}$

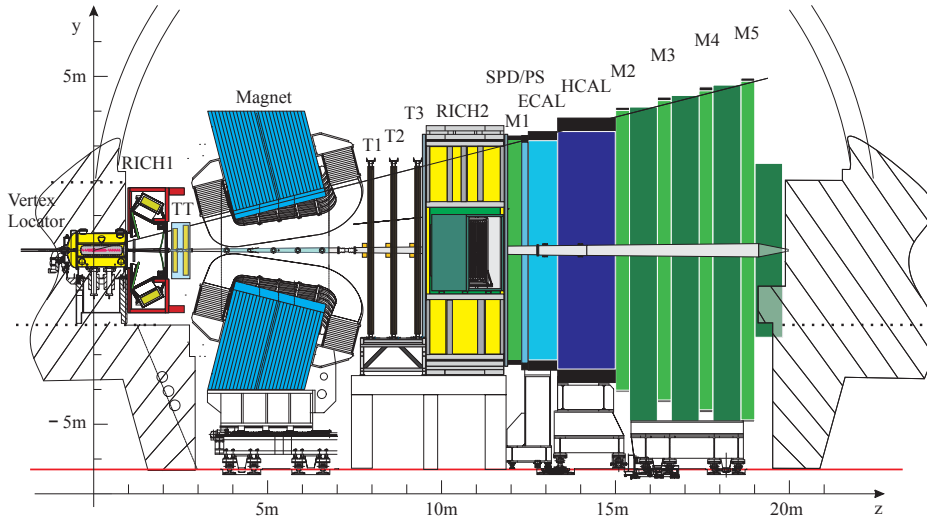


Figura 2.2: Il rivelatore LHCb

rimetro elettromagnetico, un calorimetro adronico e un detector per muoni. Tutti i componenti di LHCb, con l'eccezione del rivelatore di vertice, sono assemblati in due metà, che possono essere separate orizzontalmente per la manutenzione o per accedere alla *beam pipe*.

2.2 Il Magnete dipolare

Il magnete [19] consiste in due bobine trapezoidali piegate a 45° lungo i due lati trasversi e fissate all'interno di una struttura in ferro come mostra la figura 2.3. La sua posizione in prossimità della regione di interazione, permette di mantenerne ridotte le misure; l'apertura è larga 4.3 metri orizzontalmente e 3.6 metri verticalmente. La scelta iniziale di un magnete superconduttore è

stata scartata in favore di un *warm magnet*, la cui costruzione si presentava meno complicata e a costi più contenuti. L'integrale di campo $\int Bdl$ è di 4 Tm per tracce lunghe 10 metri a partire dal punto di interazione. La bobina è progettata per minimizzare la non omogeneità del campo magnetico, che risulta essere al di sotto del 5% all'interno dell'accettazione del rivelatore. L'energia immagazzinata all'interno del magnete è pari a 32 MJ.

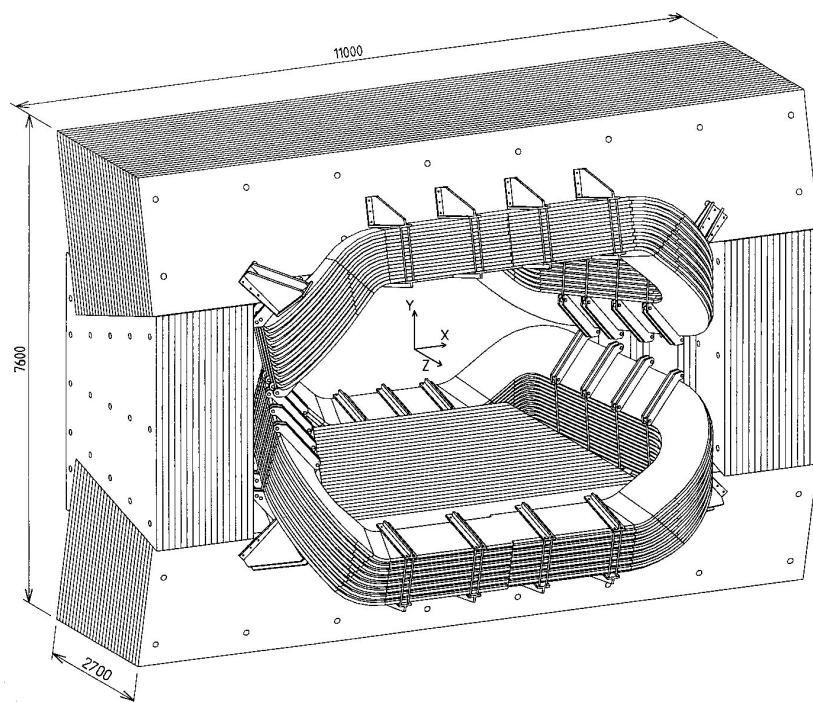


Figura 2.3: Vista in prospettiva del dipolo magnetico.

2.3 Il sistema di tracciamento

Il tracciamento delle particelle in LHCb è affidato ad un sistema composto da un rivelatore di vertice (VELO) e 4 stazioni planari di tracking: il *Trigger Tracker* (TT) a monte del dipolo magnetico e le stazioni T1-T3 a valle. Sia il VELO che il TT utilizzano rivelatori a microstrip di silicio. In T1-T3 le microstrip sono utilizzate nella regione vicina alla beam pipe (*Inner Tracker*, IT), mentre per la regione più esterna delle stazioni sono stati scelti degli *straw-tubes*, che formano l'*Outer Tracker* (OT). TT e IT costituiscono il *Silicon Tracker* (ST).

2.3.1 Il Vertex Locator

Il *VErtex LOcator* (VELO) [20] provvede, in prossimità della regione di interazione, a una precisa misura delle coordinate della traccia, che vengono poi utilizzate per identificare i vertici secondari, una caratteristica distintiva dei decadimenti degli adroni b e c . Queste informazioni sono di vitale importanza per il trigger di secondo livello (L1). Il VELO è composto da una serie di moduli circolari al silicio disposti perpendicolarmente lungo la direzione del fascio. Ogni modulo è diviso in due metà, composte da un sensore di tipo R e uno di tipo Φ . I sensori R sono segmentati in strisce di silicio concentriche, grazie alle quali è possibile misurare la distanza dall'asse z , mentre i sensori Φ sono segmentati radialmente, per una misura della coordinata azimutale. Ogni sensore ha una copertura azimutale di circa 182° , permettendo una piccola sovrapposizione tra le due metà, necessaria per coprire l'intera accettazione e che viene inoltre sfruttata per l'allineamento relativo (figura 2.4). Oltre a coprire l'intera accettazione angolare in avanti di LHCb, il VELO copre anche parzialmente l'emisfero all'indietro, per migliorare la misura del vertice primario, mentre due moduli R situati a monte costituiscono il sistema di veto per il *pile-up*.

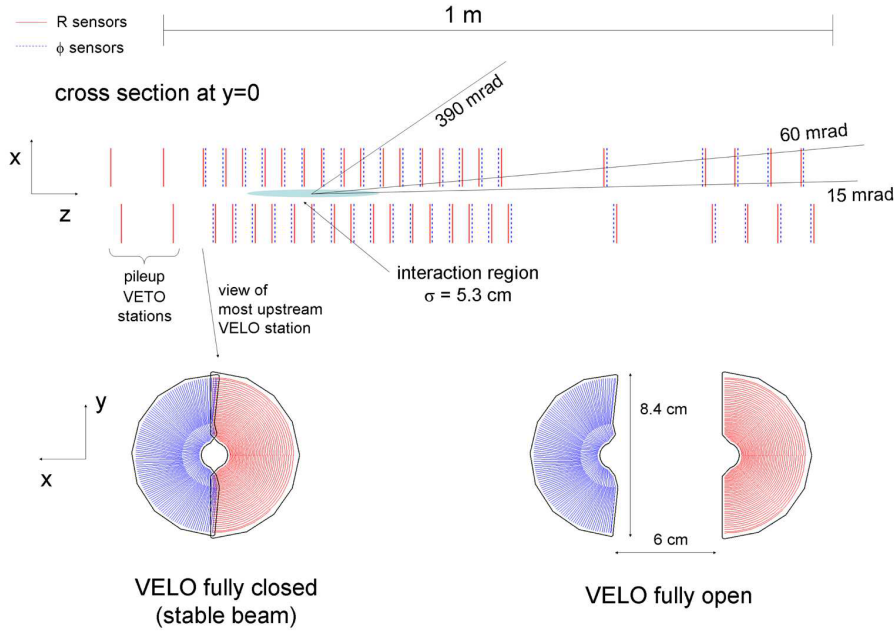


Figura 2.4: Sezione nel piano xz dei sensori al silicio del VELO. In basso è visibile uno dei moduli da davanti (xy).

Una piccola distanza di estrapolazione per la traccia, garantisce una migliore misura del parametro d'impatto. Per questo motivo il raggio interno dei moduli al silicio deve essere il più piccolo possibile: la zona sensibile inizia infatti a una distanza di 8 mm dall'asse dei fasci. Un altro importante vincolo costruttivo è imposto dalla quantità di materiale all'interno dell'accettanza del rivelatore, che deve essere mantenuta al minimo per ridurre quanto più possibile l'effetto dello scattering multiplo. A tal fine i sensori al silicio operano nel vuoto all'interno di una struttura in alluminio che ricalca i *Roman pots* (figura 2.5). Gli errori sui parametri della traccia nascono sia dalla risoluzione

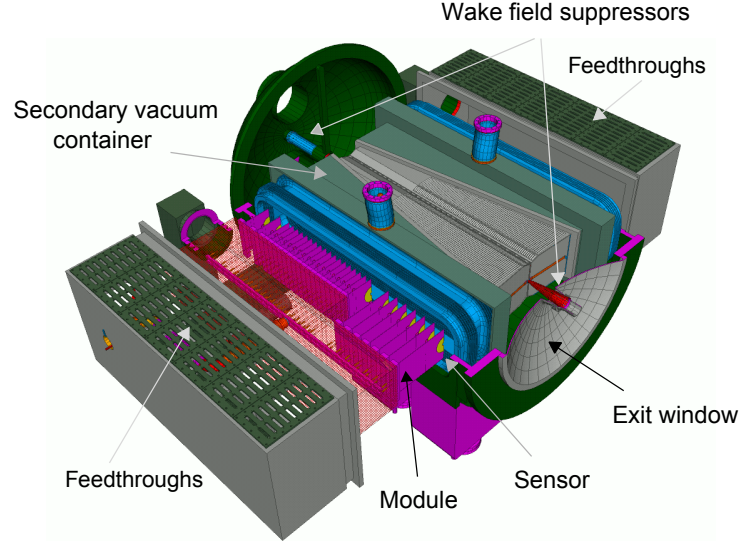


Figura 2.5: Configurazione a *Roman pot* per il VELO. La metà superiore del rivelatore è mancante per mostrare i sensori.

intrinseca del detector, sia dallo scattering multiplo, che a sua volta dipende dallo spessore del materiale in lunghezze di radiazione e dall'impulso della particella, come descritto in A.1. L'errore sul vertice primario è dominato dalla quantità di tracce prodotte in una collisione p-p. Per un evento medio, la risoluzione lungo la direzione z è di $42 \mu\text{m}$ e $10 \mu\text{m}$ perpendicolarmente al fascio. La precisione sulle lunghezze di decadimento spazia dai $220 \mu\text{m}$ ai $370 \mu\text{m}$ a seconda del canale.

I rivelatori devono operare in un ambiente con un livello di radiazioni estremamente alto e non uniforme. Il danno al silicio nella zona più irradiata (8 mm dai fasci) durante un anno di funzionamento è equivalente a quello di un

flusso di neutroni da 1 MeV di $1.3 \times 10^{14} \text{ particelle/cm}^2$ ($1.3 \times 10^{14} n_{eq}/\text{cm}^2$), mentre nella zona più esterna (50 mm dai fasci) non supera i $5 \times 10^{12} n_{eq}/\text{cm}^2$.

2.3.2 Il Silicon Tracker

Il *Silicon Tracker* (ST) comprende due rivelatori: il *Trigger Tracker* (TT) [17] e l' *Inner Tracker* (IT) [21], che utilizzano entrambi sensori a microstrip di silicio con un passo di circa $200 \mu\text{m}$.

Trigger Tracker

Il TT è posizionato prima del RICH1 e di fronte all'entrata del magnete di LHCb ed ha essenzialmente un duplice impiego: è utilizzato dal trigger di 1° livello per assegnare l'informazione del momento trasverso alle le tracce con alto parametro di impatto, e viene altresì impiegato nell'analisi offline per ricostruire le traiettorie delle particelle neutre ad alta vita media che decadono al di fuori del volume fiduciale del VELO, ma anche delle particelle a basso momento che sono deflesse fuori dall'accettanza dell'esperimento prima di raggiungere le stazioni T1-T3.

Il Trigger Tracker consiste di 4 strati di rivelatori. Il primo e il quarto strato sono formati da strisce di lettura verticali per la misura della coordinata di bending x ($x\text{-layers}$), mentre il secondo e il terzo hanno strip ruotate di $+5^\circ$ e -5° rispettivamente ($u/v\text{-layers}$), per una misura della coordinata z . Questi 4 strati sono divisi in due gruppi da due: i primi due strati (TTa) sono centrati attorno a $z = 232 \text{ cm}$ e gli ultimi due (TTb) attorno a $z = 262 \text{ cm}$ (figura 2.6).

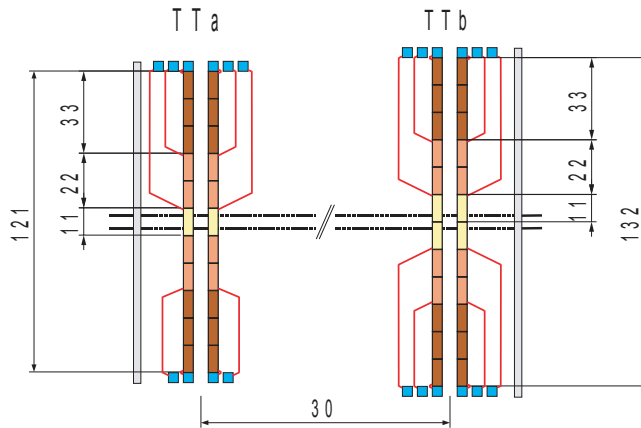


Figura 2.6: Divisione del TT in due stazioni a doppio strato TTa e TTb. Le dimensioni sono in cm.

L'area attiva del TT copre integralmente l'accettanza nominale dello spettrometro di LHCb, che alla posizione di TTa (TTb) si traduce in una larghezza di 143.5 (162.1) cm e un'altezza di 118.5 (133.8) cm. La struttura degli strati di cui il TT è composto si basa su sensori al silicio lunghi 11 cm e larghi 7.8 cm, con un passo per le strip di readout di $198 \mu\text{m}$ (figura 2.7).

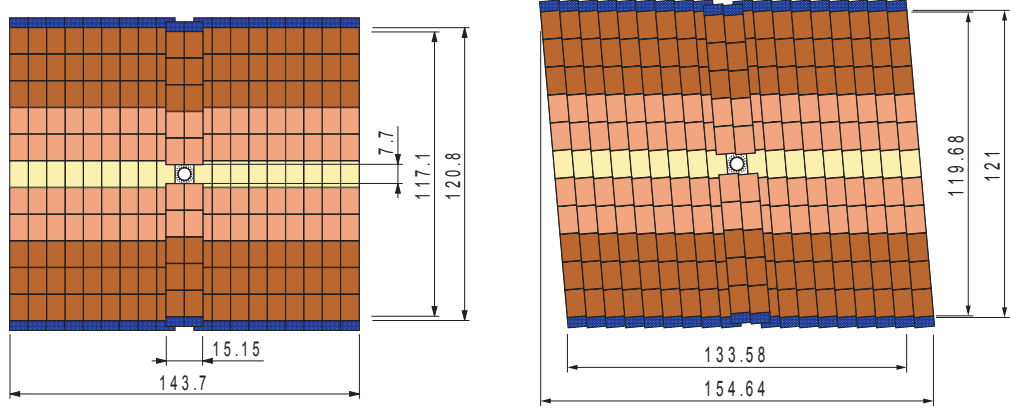


Figura 2.7: A sinistra uno strato con strip verticali e a destra uno con strip ruotate di 5° , entrambi della stazione TTa. Le dimensioni sono in cm.

Inner Tracker

L'IT è suddiviso in 3 stazioni (T1,T2,T3), tra loro equidistanti e posizionate lungo l'asse dei fasci alle quote 7.67 m, 8.36 m e 9.05 m (figura 2.2). Ognuna delle stazioni traccianti consiste di 4 strati di rivelatori, con topologia *xvux*. I due *x-layers* hanno celle verticali, mentre gli strati *u* e *v* hanno celle ruotate di un angolo stereo di 5° rispettivamente in senso orario e antiorario. Questa disposizione assicura una misura precisa delle coordinate nel *bending plane* (per la misura dell'impulso) e una risoluzione sufficiente per la ricostruzione delle tracce nel piano verticale. Frontalmente l'Inner Tracker copre un'area di circa 120×40 cm a forma di croce attorno alla beam pipe (figura 2.8). Le principali scelte progettuali per il Silicon Tracker sono dettate dalle seguenti considerazioni:

1. **Risoluzione spaziale.** Per garantire una misura di precisione dell'impulso, è richiesta una risoluzione spaziale sul singolo hit di $50 \mu\text{m}$ sia per il TT che per l'IT. La risoluzione in impulso risulta così dominata dallo scattering multiplo per quasi tutto il range in impulso delle particelle.

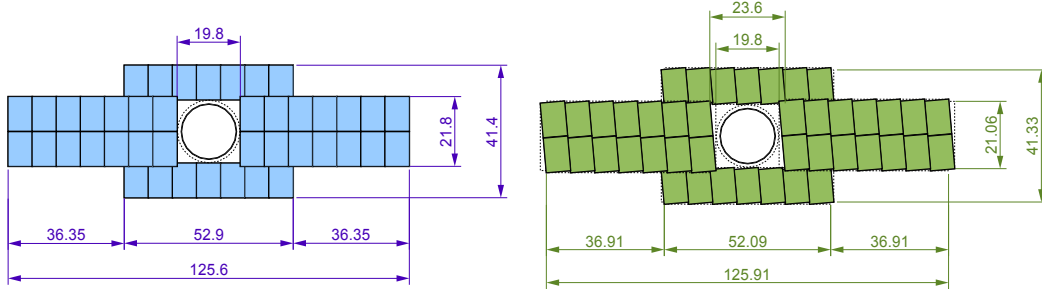


Figura 2.8: Una camera x (a sinistra) e una v (a destra) viste nel piano xy . Le dimensioni sono in cm.

2. **Hit occupancy.** Nella regione più interna del TT il flusso di particelle cariche è di circa 5×10^{-2} per cm^2 , e si riduce di circa 2 ordini di grandezza nella regione più esterna. Per fare in modo che il numero medio di sensori attivati per ogni rivelazione (*occupancy*) si mantenga a un livello massimo di pochi punti percentuali, si impiegano strip di lettura di diversa lunghezza. In maniera complementare i canali di lettura si riducono.
3. **Formazione del Segnale.** Per evitare *pile-up* di eventi originati da collisioni consecutive, è necessario utilizzare un'elettronica di front-end in grado di formare il segnale in un tempo dell'ordine della frequenza di collisione di LHC (25 ns).
4. **Efficienza su singolo hit.** Ogni strato di rivelazione deve assicurare la massima efficienza di singolo hit per particelle al minimo di ionizzazione (MIP), mantenendo contemporaneamente il rumore a un livello accettabile. Il parametro in gioco è il rapporto tra segnale e rumore S/N (*Signal-to-Noise*), definito come l'ampiezza di segnale più probabile per una particella MIP, divisa per l'RMS della distribuzione di noise sulla singola strip. È richiesto $S/N > 10 : 1$.

2.3.3 L'Outer Tracker

L' *Outer Tracker* (OT) [22] è un rivelatore di tempo di deriva, che si occupa di tracciare le particelle cariche e di misurarne l'impulso su una vasta superficie. L'OT è progettato come un array di moduli a tenuta di gas composti da 2 strati di 64 *straw-tubes*. Ogni tubo a deriva ha un diametro interno di 4.9 mm e pareti spesse $75 \mu m$, ed è riempito con una miscela gassosa composta da Argon (70%) e CO_2 (30%). La scelta del gas assicura un tempo di deriva al di sotto di 50 ns (intervallo temporale tra due collisioni a LHC) e

una risoluzione della coordinata di drift di $200 \mu\text{m}$. Fino a un impulso di $100 \text{ GeV}/c$, il contributo alla risoluzione della A.2 dovuto allo scattering multiplo domina la risoluzione intrinseca del singolo tubo.

I moduli del rivelatore sono organizzati in 3 stazioni (figura 2.9). Ogni sta-

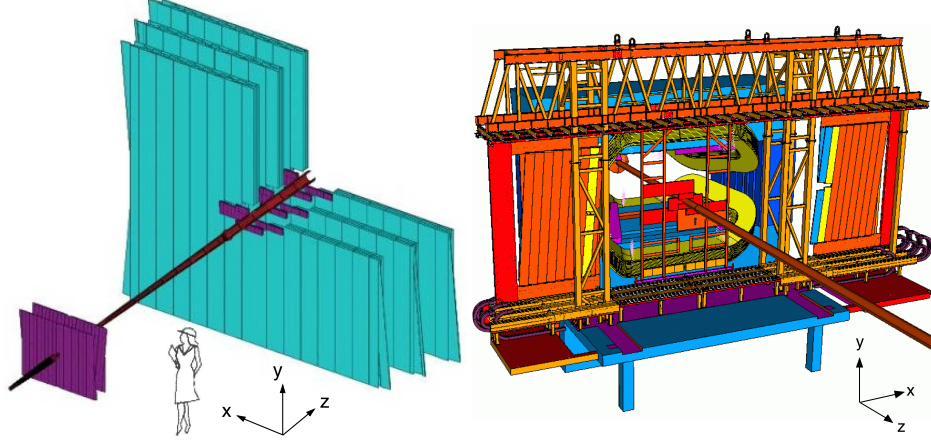


Figura 2.9: Disposizione attorno all'IT (in viola) delle stazioni dell'OT (sinistra) e vista frontale con i moduli retratti (a destra)

zione ha un'area totale attiva di $5971 \times 4850 \text{ mm}^2$ ed è formata da 4 strati, con geometria $xuvx$. Il bordo esterno dell'OT corrisponde a un'accettanza orizzontale di 300 mrad e verticale di 250 mrad .

2.4 Identificazione delle particelle

L'identificazione delle particelle (PID) è un requisito fondamentale per LHCb. È essenziale ai fini dell'esperimento discriminare i pioni dai kaoni in vari canali di decadimento degli adroni B. A tal fine sono presenti due rivelatori *Ring-Imaging Cerenkov Detectors* (RICH), posizionati come in figura 2.2.

2.4.1 Ring-Imaging Cerenkov Detectors

Il limite superiore in impulso per la separazione π - K è determinato dalle tracce dei canali di decadimento del B a due corpi; come mostrato in figura 2.10 il 90% ha $p < 150 \text{ GeV}/c$. L'identificazione dei kaoni per il tagging e le tracce dei decadimenti ad alta molteplicità determinano invece il limite inferiore all'impulso. Come mostrato in figura 2.10 è auspicabile un'identificazione fino a $1 \text{ GeV}/c$ [23]. L'unica tecnica realizzabile che permetta di coprire il range $1 < p < 150 \text{ GeV}/c$ è la rivelazione di immagini ad anello di

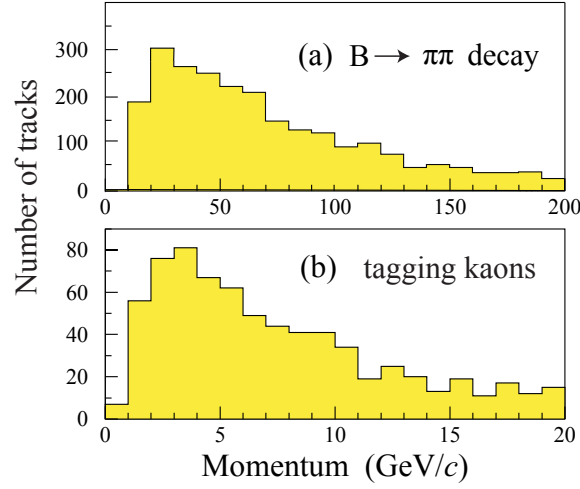


Figura 2.10: Spettri in impulso per i pioni di più alto impulso dai decadimenti $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-$ (a), e per i kaoni di tagging (b)

luce Cerenkov³, prodotta dal passaggio di particelle cariche attraverso vari mezzi. A tal fine, sono necessari tre mezzi con diverso indice di rifrazione. L'aerogel di silicio ($n = 1.03$), è adatto alle tracce di basso impulso, mentre la regione intermedia ben si adatta alle proprietà del C_4F_{10} gassoso. Per le tracce di più alto momento, viene invece impiegato CF_4 gassoso.

A piccoli angoli polari, l'impulso delle particelle è elevato, mentre a più grandi angoli lo spettro in impulso è decisamente più modesto [23]. Per questo motivo il sistema RICH è diviso in due rivelatori. Subito dopo il VELO è posizionato il RICH1, contenente sia aerogel che C_4F_{10} , e in grado di coprire l'intera accettazione esterna di LHCb. La sua collocazione in prossimità della regione di interazione, e a monte del dipolo magnetico, gli permettono inoltre di catturare le particelle portate fuori accettazione dal magnete. Il RICH2 contiene CF_4 , ed è destinato all'analisi della tracce ad alto impulso che attraversano il magnete. Entrambi i rivelatori sono situati in regioni a basso campo magnetico, così che le tracce non curvino in maniera sostanziale nell'attraversare il mezzo (in modo da non limitare la risoluzione). Un piccolo campo magnetico è altresì importante per le operazioni dei fotorivelatori: fotodiodi ibridi (HPD) con lettura a pixel di 2.5×2.5 mm che formano una superficie totale di 2.6 m². La focalizzazione della luce Cerenkov avviene grazie a degli specchi sferici, secondo lo schema in figura 2.11

³Per una descrizione dell'effetto Cerenkov si consulti A.2.

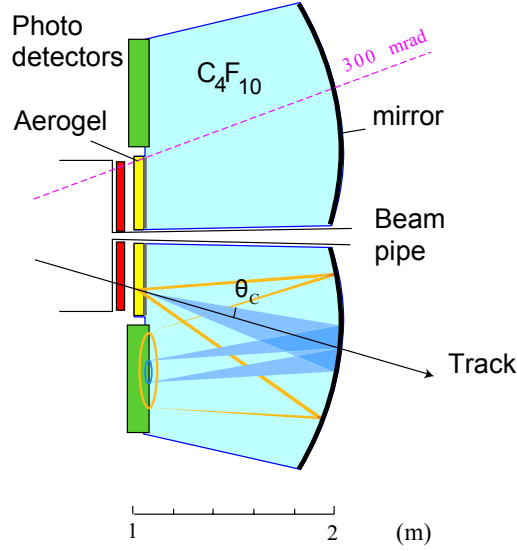


Figura 2.11: Configurazione schematica del RICH1. È illustrata la focalizzazione della luce Cerenkov originata da una traccia che attraversa il rivelatore.

2.4.2 I Calorimetri

Il sistema dei calorimetri [24] è impiegato a diversi livelli. Seleziona per il trigger di primo livello (L0) i candidati adroni ad alta energia trasversa, gli elettroni e i fotoni in un tempo di $4 \mu s$ dopo l'interazione. Si occupa dell'identificazione degli elettroni, essenziale per il flavor tagging nei decadimenti semileptonici. L'accuratezza di ricostruzione dei π^0 e dei fotoni permette infine l'accesso a quei canali di decadimento dei mesoni B fondamentali per la fisica in studio. Scopo principale dei calorimetri è l'identificazione di adroni, elettroni e fotoni, e la misura della loro energia e posizione.

La struttura generale di questo sistema è quella classica di un calorimetro elettromagnetico (ECAL) seguito da un calorimetro adronico (HCAL). L'identificazione più impegnativa è quella degli elettroni; la reiezione dell'elevato background di pioni carichi richiede una segmentazione longitudinale durante la rivelazione della cascata elettromagnetica. A tal fine, un rivelatore di *preshower* (PS) è posizionato subito prima del calorimetro elettromagnetico. Per discriminare inoltre il fondo causato dalla coda ad alta E_t dei π^0 , un piano scintillatore (SPD, *Scintillator Pad Detector*) è collocato davanti al PS.

La densità di hit varia di due ordini di grandezza lungo la superficie del rivelatore, ed è quindi naturale adottare una segmentazione laterale variabile. SPD, PS e ECAL sono in questo senso segmentati in tre zone costituite da

celle di differente grandezza, come mostrato in figura 2.12. La scelta delle

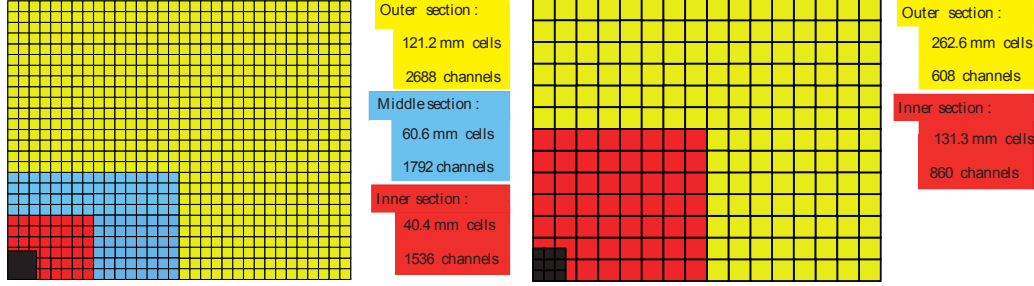


Figura 2.12: Segmentazione laterale di SPD, PS e ECAL (a sinistra) e HCAL (a destra) per un quarto della facciata anteriore. Nella regione più interna di ECAL, la grandezza delle celle è all'incirca un raggio di Molière.

celle deve far fronte alla cruciale richiesta di separazione delle due *shower* originate da π^0 di alta energia. ECAL ha una struttura di campionamento formata da fogli di 2 mm di piombo intervallati da piani scintillatori spessi 4 mm (figura 2.13). Lo spessore totale del rivelatore è di $25 X_0$. Gli scintillatori che costituiscono SPD e PS sono invece separati da uno spessore di 12 mm di piombo, per un totale di $2.5 X_0$. L'energia delle cascate elettromagnetiche può essere misurata con una risoluzione di

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%, \quad (2.1)$$

mentre il sistema SPD/PS è in grado di riconoscere elettroni con un'efficienza del 91%, 92% e 97% e di raggiungere un'efficienza di reiezione dei pioni del 99.6%, 99.6% e 99.7% per impulsi di 10, 20 e 50 GeV/c, rispettivamente.

Si è scelto di segmentare il calorimetro adronico in due invece che in tre zone e di utilizzare delle celle più grandi, in virtù delle dimensioni delle *shower* adroniche e delle richieste di prestazioni per il trigger (figura 2.12). La struttura di HCAL è a campionamento, con piani scintillatori di 4 mm alternati a 16 mm di ferro, per uno spessore di materiale totale di 1.2 m (5.6 lunghezze di interazione λ_I). HCAL misura l'energia trasversa degli sciami adronici, come è evidente dalla disposizione delle piastrelle scintillanti in figura 2.13. La sua risoluzione in funzione dell'energia è data da

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(69 \pm 5)\%}{\sqrt{E}} \oplus (9 \pm 2)\%. \quad (2.2)$$

In tutti e 4 i rivelatori del sistema calorimetrico, la luce di scintillazione è trasmessa a un fototubo attraverso una fibra plastica WLS (*WaveLength-Shifting fiber*).

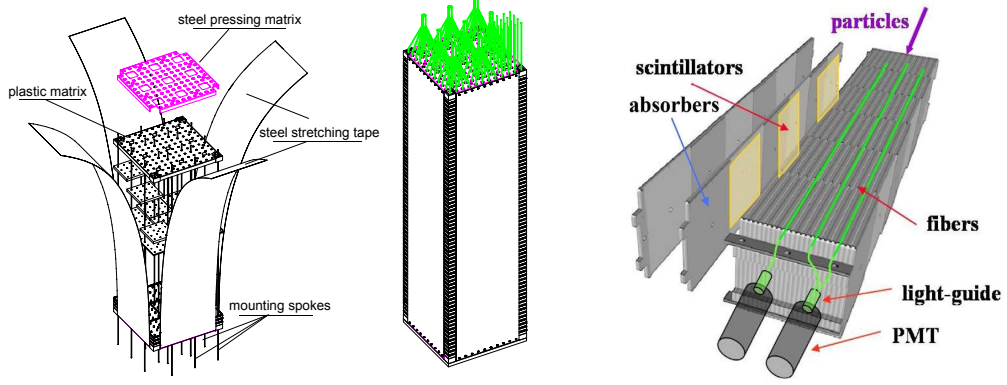


Figura 2.13: Struttura scintillatore-assorbitore per ECAL (a sinistra) e HCAL.

2.5 Il Rivelatore di muoni

Il trigger e l'identificazione offline dei muoni sono requisiti fondamentali in LHCb [25]. I muoni sono presenti negli stati finali di molti decadimenti del B sensibili alla simmetria CP, in particolare i due canali *gold-plated* $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_S$ e $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\Phi$. Giocano inoltre un ruolo chiave nelle misure di asimmetria CP e di oscillazione, dal momento che i muoni provenienti dai decadimenti semileptonici del b forniscono informazioni sul sapore dello stato mesonico iniziale (*flavor tag*⁴). Inoltre lo studio dei decadimenti rari del B, come il decadimento FCNC⁵ $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, potrebbe rivelare nuova fisica oltre il modello standard [5].

2.5.1 Organizzazione del rivelatore di muoni

Il sistema per muoni [26], schematizzato in figura 2.14, è composto da 5 stazioni (M1-M5) di forma rettangolare, posizionate lungo l'asse dei fasci. L'intero sistema comprende 1380 camere e copre una superficie totale di 435 m², mentre le accettanze angolari interna ed esterna valgono rispettivamente 20(16) mrad e 306(258) mrad nel *bending plane* (*non-bending plane*), che

⁴Si considerino i canali di decadimento semileptonici degli adroni B , dove $\text{BR}(B \rightarrow lX) \sim 20\%$. La carica del leptone originato dal decadimento è correlata con il sapore dell'adrone dal quale proviene (*lepton tag*): un leptone negativo l^- proviene dalla transizione $b \rightarrow cl^- \bar{\nu} X$, mentre un l^+ deriva da un quark $\bar{b}$. Poiché il B^0 ($\bar{B}^0$) è composto da un quark $\bar{b}$ (b), un leptone negativo indica un B^0 , mentre uno positivo identifica un $\bar{B}^0$ [5].

⁵Flavor-changing neutral current

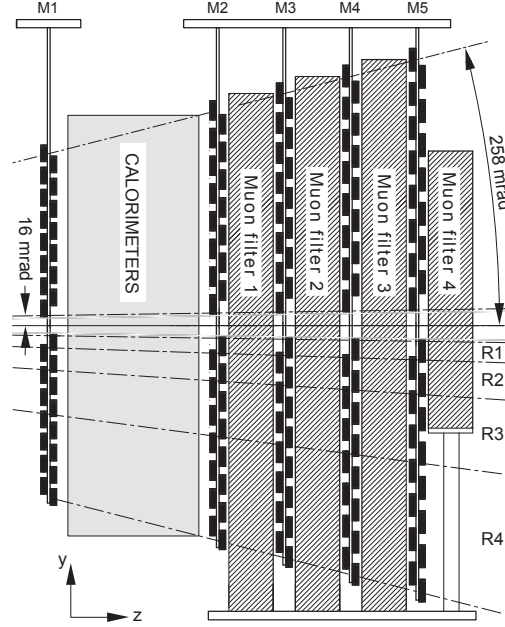


Figura 2.14: Vista laterale delle 5 stazioni per muoni.

comportano un'accettanza di circa il 20% per i muoni provenienti dai decadimenti semileptonici del b .

Le stazioni dalla M2 alla M5 sono situate a valle dei calorimetri e sono inframezzate da assorbitori di ferro spessi 80 cm per la selezione dei muoni penetranti. Infatti l'impulso minimo che un muone deve possedere affinché attraversi le 5 stazioni è di circa 6 GeV, considerando che lo spessore totale di assorbimento, calorimetri inclusi, è di 20 lunghezze di radiazione. La stazione M1 è situata di fronte ai calorimetri ed ha la funzione di migliorare la misura del p_t per il trigger. La geometria delle 5 stazioni è proiettiva, nel senso che le loro dimensioni trasversali scalano con la distanza dal punto di interazione.

Il rivelatore è suddiviso in sezioni rettangolari (*logical pads*), le cui dimensioni definiscono la risoluzione x, y . Le informazioni binarie delle *pads* (sì/no) sono inviate al processore di trigger e al sistema di acquisizione (DAQ⁶), per una misura dei punti spaziali delle tracce. Il trigger per muoni si basa su una ricostruzione *stand-alone* della traccia e sulla misura del p_t , e richiede *hit* allineate in tutte e 5 le stazioni. A tal fine le stazioni M1-M3 hanno un'elevata risoluzione spaziale lungo la coordinata x (*bending-plane*), e sono usate per definire la direzione della traccia e per calcolare l'impulso trasverso del candidato muone con una risoluzione del 20%. Le stazioni M4 e M5 hanno

⁶Data Acquisition

invece una risoluzione spaziale limitata, essendo il loro unico scopo quello di identificazione delle particelle penetranti.

In figura 2.15 è mostrata la struttura delle stazioni. Ognuna di esse è divi-

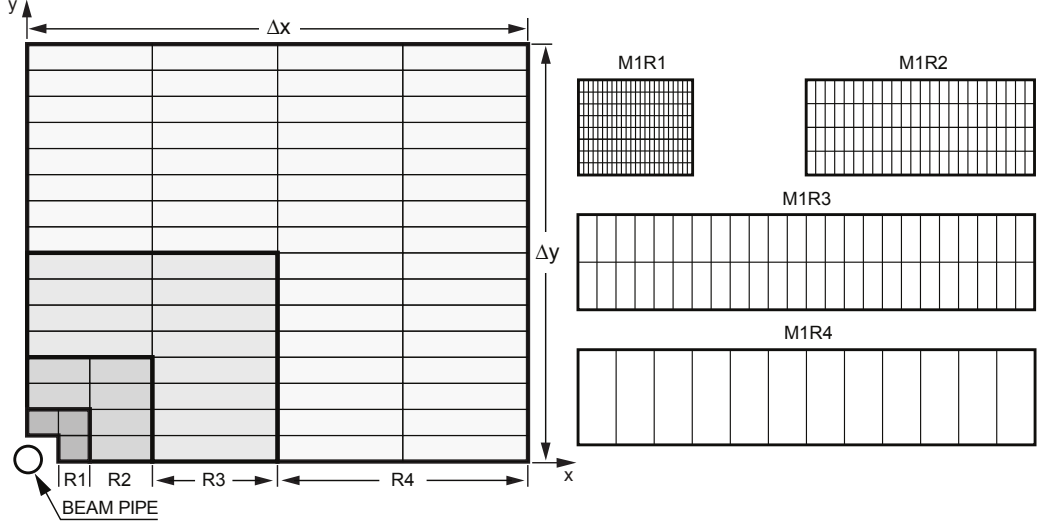


Figura 2.15: Vista frontale di un quadrante di una stazione a muoni. Ogni rettangolo rappresenta una camera, per un totale di 276 camere in ogni stazione. A destra è mostrata la divisione in pad logiche di 4 camere appartenenti alle quattro regioni della stazione M1. In ogni regione delle stazioni M2-M3 (M4-M5) il numero di colonne di pad per camera è il doppio (la metà) della corrispondente regione su M1, mentre il numero di righe di pad per camera è sempre lo stesso.

sa in 4 regioni, da R1 a R4, all'aumentare della distanza dall'asse dei fasci. Le dimensioni lineari delle regioni R1-R4 e le loro segmentazioni scalano nel rapporto 1 : 2 : 4 : 8, in modo che il flusso di particelle e l'*occupancy* siano all'incirca gli stessi nelle 4 regioni. La risoluzione spaziale peggiora a grande distanza dall'asse dei fasci, dove è in ogni caso limitata dall'aumentare dello scattering multiplo a grandi angoli, secondo la formula A.4. La tabella 2.2 contiene informazioni dettagliate sulla geometria delle stazioni a muoni.

2.5.2 Le camere

La frequenza di incrocio dei fasci in LHC, 40 MHz, e l'intenso flusso di particelle nel rivelatore di muoni, impongono condizioni stringenti su efficienza, risoluzione temporale, sopportazione dell'elevata rate e invecchiamento dei detector e, allo stesso tempo, su velocità e resistenza alle radiazioni dell'elettronica. In tutte le regioni sono utilizzate *multi-wire proportional chambers*

Tabella 2.2: Informazioni sulla geometria delle 5 stazioni M1-M5 per le 4 regioni R1-R4. Le dimensioni sono in cm. z : distanza delle stazioni dal punto di interazione; Δx e Δy : dimensioni di un quadrante di una stazione. Righe R1-R4: granularità delle differenti regioni del rivelatore di muoni visto da trigger e DAQ. Numero di pad logiche per camera (tra parentesi quadre) e loro dimensione lungo x e y . In parentesi tonde: grandezza delle pad logiche proiettate sulla stazione M1.

	M1	M2	M3	M4	M5
z	1210	1527	1647	1767	1887
Δx	384	480	518	556	594
Δy	320	400	432	464	495
R1	[24×8] 1×2.5	[48×8] 0.63×3.1 (0.5×2.5)	[48×8] 0.67×3.4 (0.5×2.5)	[12×8] 2.9×3.6 (2×2.5)	[12×8] 3.1×3.9 (2×2.5)
R2	[24×4] 2×5	[48×4] 1.25×6.3 (1×5)	[48×4] 1.35×6.8 (1×5)	[12×4] 5.8×7.3 (4×5)	[12×4] 6.2×7.7 (4×5)
R3	[24×2] 4×10	[48×2] 2.5×12.5 (2×10)	[48×2] 2.7×13.5 (2×10)	[12×2] 11.6×14.5 (8×10)	[12×2] 12.4×15.5 (8×10)
R4	[12×1] 8×20	[24×1] 5×25 (4×20)	[24×1] 5.4×27 (4×20)	[6×1] 23.1×29 (16×20)	[6×1] 24.8×30.9 (16×20)

(MWPC), con l'eccezione della regione interna della stazione M1, dove sono installate camere a tripla GEM (*Gas Electron Multiplier*), più appropriate per fronteggiare l'elevato flusso di particelle.

L'algoritmo di trigger richiede una coincidenza quintupla di tutte le stazioni, da cui la richiesta che l'efficienza di ogni stazione sia alta abbastanza in modo da ottenere un'efficienza di trigger di almeno il 95% all'interno di una finestra temporale più piccola di 25 ns, così che l'istante in cui avviene la collisione tra due *bunch* sia identificato senza ambiguità. La necessaria risoluzione temporale è garantita da una miscela di gas veloce e da una geometria che ottimizzi la raccolta di carica, sia per le MWPC che per le GEM. In più, le camere sono composte di 4 o 2 *gap* di gas in OR, a seconda della stazione. Nelle stazioni M2-M5 le MWPC sono composte di quattro gap disposte in due strati sensibili con lettura indipendente. Nella stazione M1, invece, le camere hanno solo 2 gap, al fine di minimizzare il materiale a monte del

Tabella 2.3: Metodi di lettura utilizzati nelle diverse regioni del rivelatore

Tipo di lettura	Regione
MWPC Pad a fili Pad ibride a fili e catodiche Pad catodiche	R4 R1-R2 in M2-M3 nelle altre zone
GEM Pad anodiche	M1R1

calorimetro elettromagnetico.

Al fine di soddisfare richieste di risoluzione spaziale e di *rate capability* molto differenti nelle diverse regioni e stazioni, sono state impiegate diverse soluzioni tecniche. Tutte le camere sono segmentate in pad fisiche: pad a fili anodici o pad catodiche nelle MWPC e pad anodiche nelle camere GEM. Ogni pad fisica è letta da un canale dell'elettronica di *Front End* (FE), basata su chip personalizzati resistenti alle radiazioni e appositamente sviluppati per il sistema a muoni. L'elettronica include unità logiche flessibili in grado di eseguire l'OR di un numero variabile di canali, a seconda dello schema di lettura (tabella 2.3). La regione R4 contiene la maggior parte delle camere e la risoluzione spaziale richiesta è relativamente modesta. Per questo è stata adottata la tecnologia più semplice e sicura: le pad fisiche sono costituite da un gruppo di fili adiacenti connessi sullo stesso canale di FE.

Le pad catodiche (anodiche per le GEM) si ottengono incidendo lo schema desiderato direttamente i piani catodici (anodici). Le camere appartenenti alle regioni R1 e R2 hanno una struttura delle pad a scacchiera.

Per mantenere il rumore e il tempo morto dei canali di FE a un livello accettabile, la *rate* di una certa pad e la sua capacità elettrica devono essere limitate. Questo implica che nella maggior parte delle camere la grandezza delle pad fisiche (sia a fili che catodiche) deve essere più piccola di quanto richiesto dalla risoluzione spaziale. In questi casi, per costruire una pad logica sono collegate in OR dall'elettronica fino a 4 pad fisiche adiacenti. D'altronde, nelle regioni R1-R2 delle stazioni M2-M3, la risoluzione spaziale richiesta lungo x impone che le pad logiche siano talmente piccole da non poter essere praticamente costruibili. Per queste camere è impiegata una lettura mista: una sottile striscia di fili definisce la risoluzione in x , e una più grande pad catodica definisce quella in y . La loro coincidenza (AND) definisce i canali logici visti dal trigger e dal sistema di acquisizione dati.

L'intero sistema per muoni comprende 122112 canali fisici collegati in OR in

Tabella 2.4: Principali parametri delle camere a fili.

Parametro	Valore di progetto
Numero di gap	4 (2 in M1)
Spessore della gap	5 mm
Distanza anodo-catodo	2.5 mm
Filo	Tungsteno placcato oro, diametro 300 μm
Spaziatura dei fili	2.0 mm
Lunghezza del filo	250-310 mm
Tensione meccanica del filo	0.7 N
Numero totale di fili	$\approx 3 \times 10^6$
Tensione di lavoro	2.5-2.8 kV
Miscela di gas	Ar/CO ₂ /CF ₄ (40:55:5)
Ionizzazione primaria	$\simeq 70 \text{ e}^-/\text{cm}$
Guadagno del gas	$\simeq 10^5$ a 2.65 kV
Uniformità del guadagno	$\pm 20 \%$
Carica/MIP (singola gap)	$\simeq 0.6 \text{ pC}$ a 2.65 kV

25920 canali logici trasmessi con canali ottici al trigger di livello 0 e all'elettronica di DAQ. Le appropriate combinazioni tra canali logici a L0 e HLT forniscono 55296 pad logiche utilizzante per il tracciamento dei muoni.

Le camere a fili Il sistema per muoni comprende 1368 camere a fili, avendo scartato la scelta iniziale che prevedeva camere RPC (*Resistive Plate Chambers*) nelle regioni più esterne, a seguito di approfonditi test di *aging* [27]. Si raggiunge una risoluzione di circa 5 ns con fili spazati di 2 mm, posizionati simmetricamente in una gap larga 5 mm utilizzando una miscela gassosa veloce, non infiammabile e al 40% di Argon (Ar/CO₂/CF₄, 40:55:5). Collegando in OR i segnali di due gap adiacenti, l'efficienza in doppia gap supera il 95% entro una finestra di 20 ns, ad un guadagno di $G \simeq 10^5$. I parametri più importanti per le MWPC sono riassunti in tabella 2.4.

Nelle stazioni M2-M5, una camera è costituita da 4 gap uguali sovrapposte e fissate insieme rigidamente, con il gas che scorre in serie attraverso tutte le gap. Due gap contigue hanno i relativi elettrodi di lettura connessi in OR a formare uno strato a doppia gap (sia per le pad a fili che catodiche). Gli elettrodi dello strato risultante sono a loro volta connessi in canali separati di FE. Come descritto in precedenza, le camere in M1 hanno solo 2 gap, che formano due strati letti in maniera indipendente.

Gli elementi strutturali della singola camera sono dei pannelli spessi 9 mm,

costituiti da un nucleo isolante racchiuso tra due piani conduttori. I pannelli conduttori all'interno della camera formano i catodi, mentre i due esterni sono collegati a massa e costituiscono uno schermo elettrico. I pannelli sono fissati insieme e tenuti a distanza di 5 mm grazie a delle barre in PVC da 2.5 mm ad essi incollate.

Le camere a tripla GEM La scelta iniziale di equipaggiare anche la regione più interna della stazione M1 con MWPC fu scartata in favore delle camere GEM. In M1R1 si trovano infatti 12 camere composte da 2 rivelatori a tripla GEM connessi in OR, decisamente più consoni all'elevato flusso di particelle cariche in questa zona: 500 KHz/cm² [28]. Una tripla GEM consiste di 3 fogli GEM racchiusi in un piano anodico e uno catodico (figura 2.16).

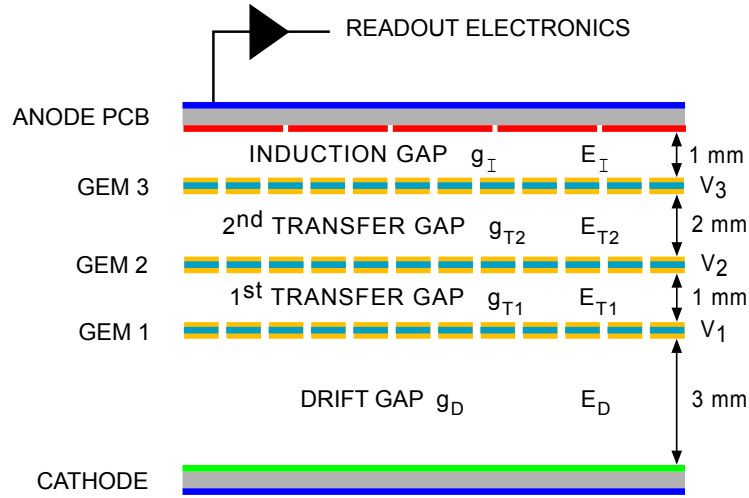


Figura 2.16: Schema della sezione trasversa di un rivelatore a tripla GEM.

Un foglio di GEM è formato da uno strato di 50 μm di Kapton rivestito da entrambi i lati con 5 μm di rame, sul quale vengono applicati ogni 140 μm dei fori a struttura biconica con un diametro esterno di 70 μm ed interno di μm . Gli elettroni di ionizzazione, prodotti nella gap di deriva tra il catodo e il primo foglio di GEM, sono attirati dal campo elettrico attraverso i 3 fogli della GEM, dove sono moltiplicati. Una volta attraversato l'ultima GEM, derivano verso l'anodo nella gap di induzione, inducendo un segnale in corrente sulle pad. Una miscela gassosa ad alto contenuto di CF_4 ($\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$, 45:15:40) riempie le gap e garantisce una risoluzione temporale inferiore ai 3 ns. La risoluzione è altresì frutto dell'ottimizzazione della geometria del rivelatore. Per considerazioni meccaniche non è possibile ridurre la distanza tra 2 fogli di GEM al di sotto di 1 mm. La larghezza della gap di deriva g_D è grande

abbastanza da garantire piena efficienza per le tracce cariche, mentre la prima gap di trasferimento g_{T1} è mantenuta a larghezza minima per evitare che elettroni primari prodotti nella stessa gap formino un segnale sopra soglia. La seconda gap di trasferimento g_{T2} è più grande della prima per permettere che la diffusione distribuisca la carica su più fori possibile, diminuendo così la probabilità di scarica. La gap di induzione g_I è molto sottile al fine di massimizzare la frazione di segnale integrata dall'amplificatore.

Maggiori dettagli sul funzionamento della camera GEM si trovano al Capitolo 3.

2.5.3 Elettronica

Il compito dell'elettronica del rivelatore di muoni è duplice: preparare l'informazione necessaria al trigger a livello 0 e inviare i dati al sistema di acquisizione.

Queste funzioni possono essere schematizzate in vari passi (figura 2.17):

- 1 Le schede di *front-end* CARDIAC⁷, installate direttamente sulle camere, eseguono l'amplificazione, la formazione e la discriminazione dei segnali (≈ 120000). Ogni CARDIAC ha 16 input e 8 output ed è equipaggiata con due chip CARIOCA e un DIALOG. Il chip CARIOCA a 8 canali è in grado di amplificare i segnali provenienti da camere con capacità molto diverse (dai 20 pF in M1R1 a 220 pF per le camere in M5R4), e permette di impostare delle soglie individuali per ogni canale, in modo da mantenerli uniformi⁸. Il DIALOG riceve i 16 output dei due CARIOCA ed esegue l'OR logico delle corrispondenti pad nei due strati di una camera per formare un canale logico.
- 2 I canali fisici vengono opportunamente collegati in OR a generare i segnali dei canali logici (≈ 26000) ad opera delle schede di FE, o, quando un canale logico è formato da più schede, grazie a speciali schede intermedie IB⁹.
- 3 Delle schede esterne (ODE¹⁰) ricevono i segnali dei canali logici, che vengono contrassegnati con il numero di *bunch crossing* (BX *identifier*) e instradati ai processori di trigger.

⁷Le camere a tripla GEM montano schede di front-end specifiche (CARDIAC-GEM), descritte nel capitolo 3.

⁸Il rumore equivalente è di 2000 elettroni a capacità 0, e aumenta come 42-45 e/pF.

⁹*Intermediate Boards*

¹⁰*Off Detector Electronics*

- 4 L'informazione temporale, misurata dal TDC¹¹ sulle schede ODE, viene aggiunta ai dati e trasmessa al sistema di DAQ.

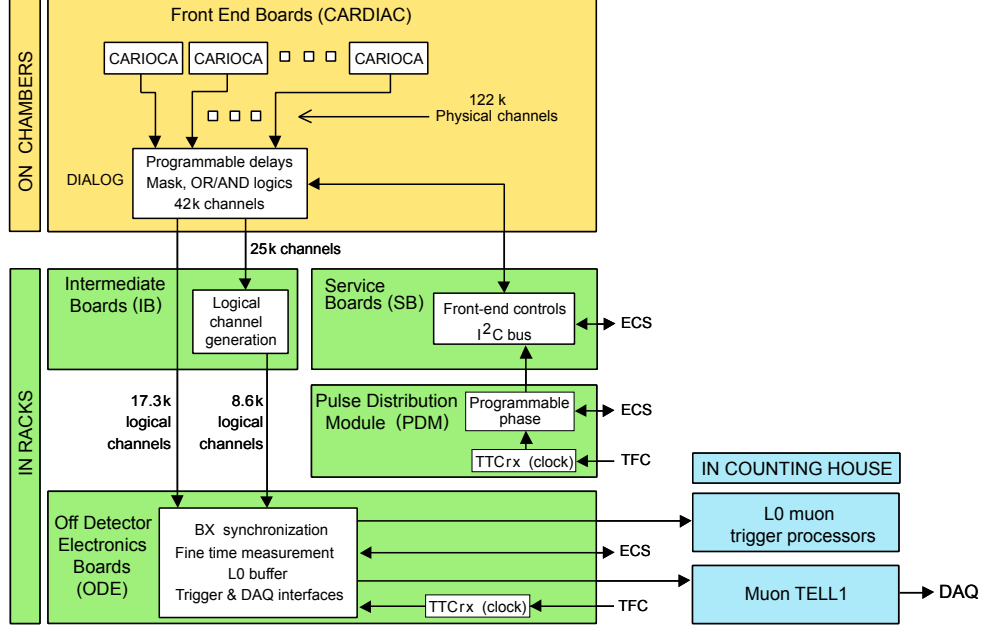


Figura 2.17: Schema semplificato dell'architettura del rivelatore di muoni.

2.5.4 I sistemi di bassa e alta tensione e l'apparato di circolo del gas

I sistemi di LV¹² e HV¹³ sono basati su alimentatori a prova di radiazione installati nei *crate* lungo i due lati delle stazioni M2-M5 e nell'area protetta dalle radiazioni al di sotto del RICH. 8 alimentatori LV sono impiegati per le schede CARDIAC e 10 per le ODE. Il cablaggio per le camere a fili è progettato per alimentare indipendentemente tutte le gap (potenzialmente 5000 canali), anche se alcune gap delle camere R4 sono collegate in parallelo in gruppi da 4.

A causa del grande volume delle MWPC (8.3 m³), si utilizza un sistema di ricircolo del gas con una rigenerazione di circa il 90%, mentre per le GEM è adottato un sistema di sfogo, avendo un volume complessivo di soli 10 litri. Il flusso varia lungo la superficie del rivelatore, da un volume cambiato in

¹¹ *Time to Digital Converter*

¹² *Low Voltage*

¹³ *High Voltage*

un'ora per le regioni più irradiate, fino a 2 volumi cambiati al giorno per le regioni esterne di M4 e M5. Mentre le GEM hanno linee di flusso individuali, solo 180 linee si utilizzano per le 1368 camere a fili. Per equalizzare il flusso del gas attraverso le camere connesse al singolo erogatore, all'ingresso di ogni camera sono installati dei capillari.

2.5.5 Il trigger di muoni Livello 0

Il trigger per muoni L0 è implementato trattando i 4 quadranti del rivelatore in maniera indipendente. La ricerca della traccia in ogni regione di un quadrante è eseguita da 12 unità di elaborazione, organizzate in schede di elaborazione a gruppi da 4 (R1, R3 e R4) o in coppie (R2). Un'unità di elaborazione raccoglie dati dalle 5 stazioni per le pad e le *strip* che formano una torre che punta al vertice di interazione. La ricerca di una traccia è eseguita in parallelo per tutte le pad e ha inizio nella stazione M3. Per ogni pad logica colpita in M3 (*track seed*), la linea retta che congiunge questa hit e il vertice di interazione è estrapolata in M2, M4 e M5. Vengono ricercate hit in queste stazioni all'interno di finestre dette FOI¹⁴, approssimativamente centrate lungo la linea retta di estrapolazione. Quando si trova almeno una hit all'interno del FOI in ognuna delle stazioni M2, M4 e M5, viene identificata una traccia muonica, e la pad colpita in M2 che si trova più vicina all'extrapolazione da M3 viene selezionata per un uso successivo.

La posizione della traccia in M1 è determinata estrapolando con una linea retta da M3 e M2, e identificando all'interno del FOI di M1, la pad colpita più vicina al punto di estrapolazione.

Una volta terminata la ricerca della traccia, si esegue una stima dell'impulso trasverso per un massimo di 2 tracce per unità di elaborazione, dalle hit in M1 e M2, come schematizzato in figura 2.18.

2.6 Il Sistema di Trigger

L'esperimento LHCb opera ad una luminosità media di $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, due ordini di grandezza inferiore a quella di LHC, che rende più gestibili i danni dovuti alla radiazione. Un ulteriore vantaggio è che a questa luminosità il numero di interazioni per incontro dei fasci è dominato da interazioni singole, facilitando così il trigger e la ricostruzione. In LHCb, la frequenza di interazioni visibili¹⁵ dallo spettrometro è di circa 10 MHz, che deve essere ridotta

¹⁴*Field of Interest*

¹⁵Un'interazione è definita visibile se produce almeno 2 particelle cariche con un numero sufficiente di *hit* nel VELO e nelle stazioni T1-T3.

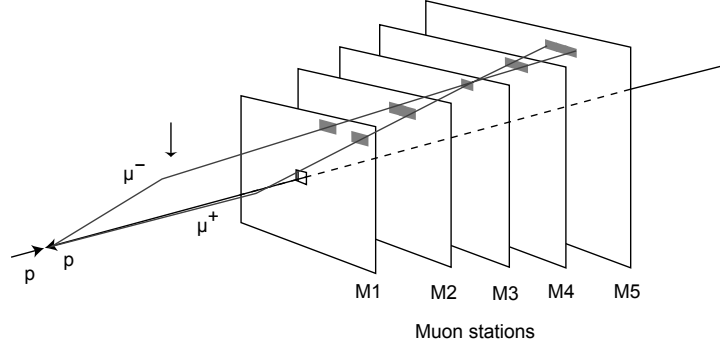


Figura 2.18: La direzione della traccia indicata dalle hit in M1 e M2 è utilizzata per la misura del p_t per il trigger, assumendo che la particella provenga dal punto di interazione e che abbia subito una sola deflessione magnetica. Nell'esempio mostrato, un μ^+ e un μ^- attraversano la stessa pad in M3.

dal trigger a circa 2 KHz, frequenza alla quale gli eventi sono scritti per una successiva analisi *offline* [18]. Questa riduzione è possibile grazie a due livelli di trigger: il Livello-0 (L0), implementato nell'elettronica di rivelazione, e il Trigger di Alto Livello (HLT), software che viene eseguito su una *CPU farm* a 2000 nodi. L'analisi *offline* seleziona gli eventi basandosi sulle masse dei mesoni B, le loro vite medie e altri tagli stringenti per intensificare il segnale al di sopra del fondo. Per una migliore prestazione globale, il trigger è quindi ottimizzato per raggiungere la più alta efficienza per gli eventi selezionati nell'analisi *offline*, scartando contemporaneamente gli eventi di *background* nel modo più efficace possibile.

Livello-0

Lo scopo di L0 è quello di ridurre la frequenza di *bunch crossing* di 40 MHz ad 1 MHz. A causa della loro grande massa, i mesoni B decadono spesso con produzione di particelle ad alto impulso trasverso (p_t). Il trigger di livello 0 esegue quindi le seguenti operazioni:

- riconosce nei calorimetri l'adrone, l'elettrone e il fotone di più elevata E_t grazie alle informazioni di SPD, PS, ECAL e HCAL;
- ricostruisce la coppia di muoni a più alto impulso trasverso nelle camere a muoni, che è in grado di eseguire una ricostruzione *stand alone* dei muoni con una risoluzione in p_t del 20%;
- stima il numero di interazioni primarie pp in ogni *bunch crossing* grazie al sistema per il *pile-up* nel VELO;

- calcola infine l'energia totale osservata e stima il numero di tracce in base alle hit sull'SPD.

Con l'aiuto di queste quantità globali, possono essere scartati eventi che sarebbero stati altrimenti accettati a causa del grande fondo combinatorio.

Trigger di Alto Livello

Il sistema HLT è separato in due sottosistemi: HLT1 e HLT2. Scopo di HLT1 è di ricostruire le tracce delle particelle nel VELO e nelle stazioni di Tracking per gli oggetti in output da L0, o, in caso di γ e π^0 , di confermare l'assenza di una particella carica che potrebbe essergli associata (*Level-0 confirmation*). Il debole campo magnetico residuo tra il VELO e il TT è inoltre sfruttato per determinare l'impulso delle particelle con una risoluzione del 20 – 40%. Gli eventi sono quindi selezionati in base a tracce ad alto p_t e con un significativo parametro d'impatto al vertice primario. La frequenza in output è di circa 30 KHz. A questo stadio, HLT2 combina le varie ricostruzioni parziali fornitegli da HLT1 ed esegue tagli su massa invariante e sulla direzione del B per selezionare particolari stati finali. In particolare le tracce sono utilizzate per formare particelle composte, quali $\Phi \rightarrow K^+ K^-$ o $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Ne risulta una rate finale di circa 2 kHz, alla quale i dati sono salvati per un'ulteriore analisi.

Capitolo 3

Gas Electron Multiplier

Durante gli ultimi dieci anni dello scorso secolo, furono compiuti numerosi passi in avanti nello sviluppo dei MPGD¹ [29], rivelatori a gas in grado di superare due limiti cruciali delle MWPC: granularità e *rate capability*. La prima limitazione è da attribuire alla difficoltà di tendere i sottili fini anodici a distanze inferiori a qualche millimetro, mentre la seconda è rappresentata dalla copiosa produzione di ioni positivi, i quali, a causa della bassa velocità con cui sono raccolti, sono in grado di formare una carica spaziale distribuita che modifica il campo elettrico nel rivelatore, come descritto in A.3.

Proposto nel 1996 da Fabio Sauli [30], il rivelatore GEM spicca tra i MPGD per affidabilità e robustezza contro invecchiamento (*aging*) e scariche elettriche (*breakdown*).

3.1 Principi di funzionamento

La GEM consiste in un sottile foglio polimerico rivestito di metallo, chimicamente perforato con un'alta densità di fori (figura 3.1). Il polimero isolante impiegato è il Kapton, per uno spessore di $50\text{ }\mu\text{m}$, rivestito da entrambi i lati da $5\text{ }\mu\text{m}$ di rame. I fori vengono inizialmente incisi sui due strati di rame con tecnica fotolitografica; i canali nel Kapton vengono successivamente aperti con l'utilizzo di un solvente specifico, utilizzando il rame come maschera. A causa del processo chimico impiegato che discioglie il polimero da entrambi i lati, i fori hanno una forma biconica² con il diametro interno all'isolante leggermente inferiore a quello esterno sulla superficie metallica (figura 3.2).

¹Micro-Pattern Gas Detectors

²Per prevenire l'accumulo di cariche sulle pareti del foro, il diametro esterno e interno devono essere il più possibile uguali: la configurazione cilindrica è quella ottimale [31].

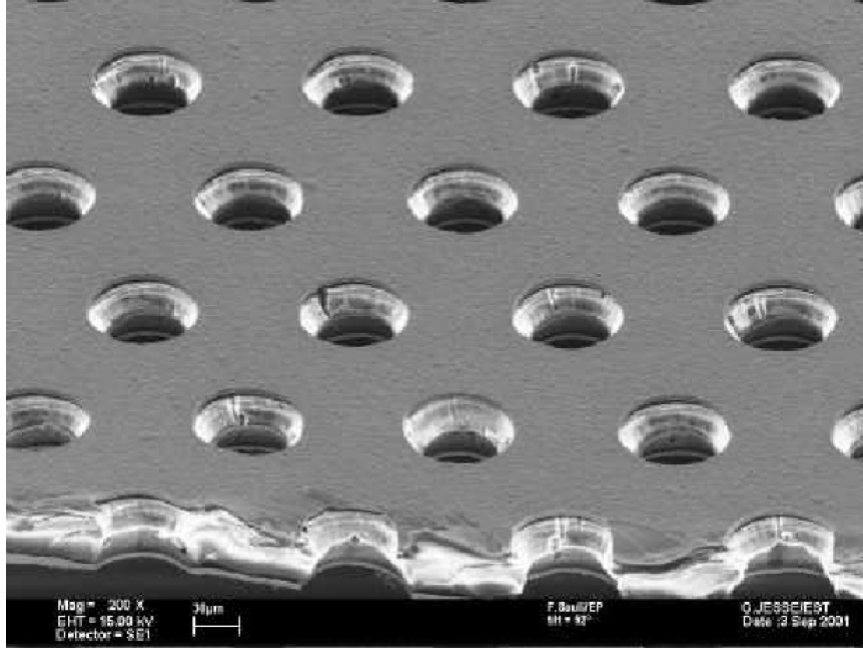


Figura 3.1: Foglio di GEM visto al microscopio elettronico.

La cosiddetta GEM standard è costituita da fori biconici con un diametro interno di $50 \mu\text{m}$, esterno di $70 \mu\text{m}$ e una distanza tra fori di $140 \mu\text{m}$, per una trasparenza ottica³ di circa il 20%.

Applicando una tensione di 500 V tra i due elettrodi, il campo generato all'interno dei fori raggiunge intensità fino a 100 kV/cm . Gli elettroni liberati dalla ionizzazione di un gas, possono essere condotti grazie a un campo esterno all'interno dei canali, dove vengono quindi moltiplicati in un processo a valanga prodotto dal forte campo elettrico. In figura 3.3 è rappresentato il campo elettrico in prossimità della GEM: ogni foro diventa un canale di moltiplicazione indipendente.

3.2 La tripla GEM

Il grande vantaggio della GEM consiste nel poter utilizzare più fogli in cascata⁴, permettendo a un rivelatore multistrato di operare a guadagni superiori a 10^4 riducendo notevolmente il rischio di scariche [31] [32]. In figura 2.16 è

³La trasparenza ottica è definita come $\tau = \pi D^2 / 2\sqrt{3}P^2$, assumendo fori cilindrici di diametro D a distanza P .

⁴Non è necessario prendere speciali accorgimenti per allineare i canali dei vari fogli di GEM a causa della diffusione elettronica nella gap di trasferimento da uno strato all'altro.

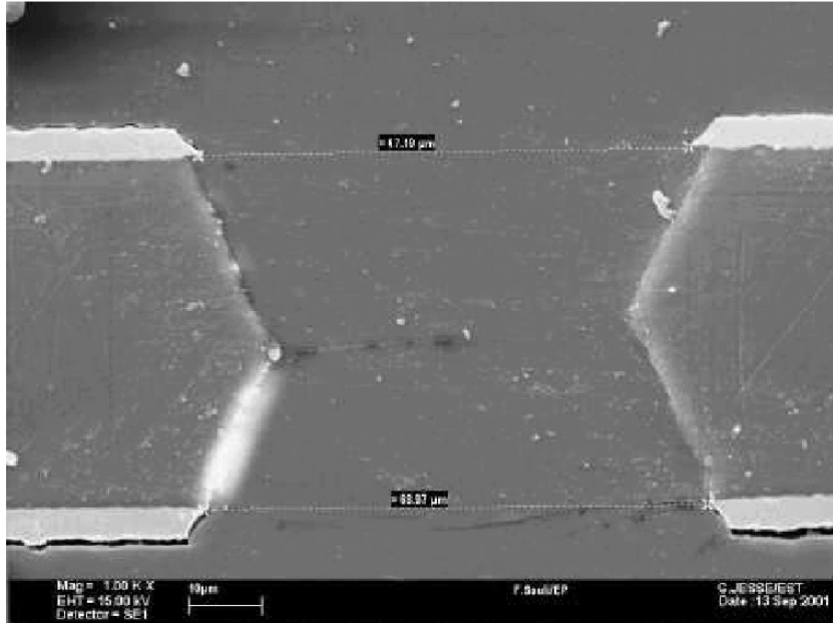


Figura 3.2: Sezione di un foro della GEM al microscopio elettronico.

mostrata una schematizzazione di un tipico rivelatore a tripla GEM, come quelli impiegati nella regione interna dello spettrometro a muoni di LHCb. Un rivelatore a GEM tripla consiste in tre fogli GEM racchiusi in due piani conduttori, uno dei quali, l'anodo, è segmentato in pad e connesso all'elettronica di lettura. Gli elettroni di ionizzazione, prodotti dalle particelle cariche che attraversano il rivelatore nella gap tra il catodo e la prima GEM, ovvero nella gap di deriva, sono attratti dai campi elettrici attraverso i 3 fogli GEM, dove vengono moltiplicati. Una volta che essi attraversano l'ultimo foglio, derivano verso l'anodo nella cosiddetta gap di induzione, inducendo un segnale in corrente sulle pad. Le regioni tra una GEM e l'altra sono chiamate gap di trasferimento.

3.2.1 La gap di deriva

La ionizzazione prodotta nella gap di deriva, una volta moltiplicata dalle 3 GEM, induce la maggior parte del segnale [13]. In una regione di poche centinaia di μm dalla GEM, le linee del campo elettrico di deriva si collegano a quelle dei canali della GEM, che raccolgono gli elettroni all'interno dei fori. La geometria di questa regione deve quindi essere scelta accuratamente, e contemporaneamente un campo elettrico troppo elevato impedirebbe la raccolta degli elettroni, facendoli collidere con lo strato di rame.

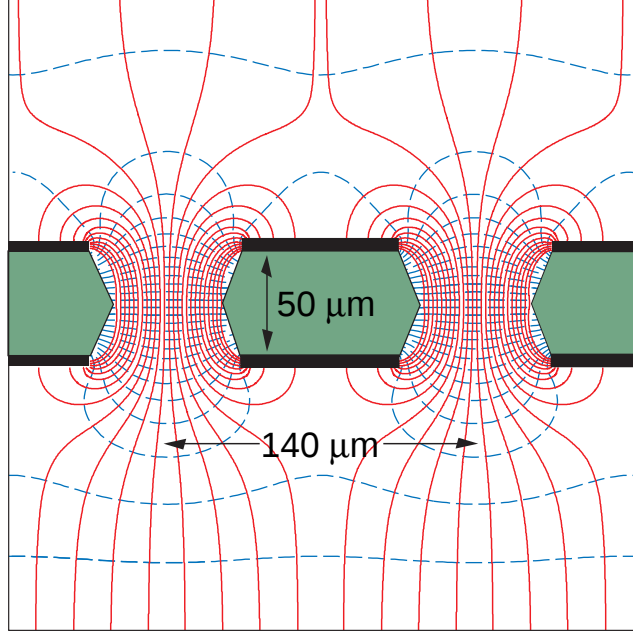


Figura 3.3: Vista schematica con dimensioni tipiche dei canali in una GEM. Sono mostrate le linee di campo elettrico (continue) e equipotenziali (tratteggiate) [59] .

Per una traccia carica, il numero di cluster di ionizzazione creati segue una distribuzione di Poisson con un valor medio che dipende dall'energia della particella e dalla miscela di gas. In particolare, per una particella al minimo di ionizzazione, il valor medio dipende essenzialmente dalle proprietà della miscela, come descritto nella Sezione 3.4. Quindi, la distanza x del cluster di ionizzazione più vicino alla prima GEM segue la distribuzione $P(x) = ne^{-nx}$, con $\sigma(x) = 1/n$, dove n è il numero di cluster di ionizzazione per unità di lunghezza. Nella situazione ideale in cui il primo cluster è sempre rivelato, la risoluzione temporale del rivelatore sarà $\sigma(t) = 1/nv_{drift}$ [32]. Gli altri cluster di ionizzazione hanno una distribuzione di probabilità con $\sigma(x)$ maggiore del primo cluster, ma ancora proporzionale a $1/n$. Quindi, al fine di ottimizzare le prestazioni temporale del rivelatore, è richiesta una miscela con alta velocità di deriva e alta clusterizzazione [60].

3.2.2 Le gap di trasferimento

Nelle gap di trasferimento, le nuvole di elettroni secondari sono estratte da una GEM e trasportate su quella successiva. Dunque, il campo elettrico

nella gap di trasferimento (il campo di trasferimento, E_t) è un importante parametro per ottimizzare il trasferimento di carica:

- Un alto E_t è necessario per garantire una buona capacità di estrazione degli elettroni secondari dalla GEM superiore alla gap di trasferimento;
- d'altro canto E_t deve essere mantenuto basso per ridurre l'effetto defocalizzante e per avere un'alta efficienza di raccolta nella GEM inferiore.

3.2.3 La gap di induzione

Al fine di massimizzare la quantità di carica raccolta dalle pad, è necessario aumentare quanto più possibile la capacità di estrazione degli elettroni dalla terza GEM. Il campo di induzione E_i deve quindi essere il più alto possibile, evitando però instabilità del rivelatore [13].

3.2.4 Formazione del segnale

Il segnale della GEM si forma nella gap di induzione. Assumendo un campo elettrico costante, il segnale indotto su una pad ad opera di un elettrone che deriva nella gap di induzione per un tempo $t_{drift} = g_i/V_{drift}$, è un impulso in corrente di intensità $I = e/t_{drift}$ e durata t_{drift} , dove g_i rappresenta la dimensione della gap di induzione [32].

Il segnale totale indotto su una pad da una traccia che attraversa la GEM, è dato dalla somma dei segnali dovuti ai singoli elettroni di ionizzazione, amplificati dalla moltiplicazione che avviene attraverso i piani della GEM, e ognuno dei quali ritardato del corrispondente tempo di deriva nella gap di deriva. Il segnale totale deve essere convoluto con la risposta dell'amplificatore per ottenere il segnale in ingresso al discriminatore. Il tempo dell'evento è dato dal momento in cui il fronte di salita del segnale supera la soglia di discriminazione. Il fronte di salita del segnale all'amplificatore ha un profilo a scalini, in cui ogni scalino corrisponde al segnale di un cluster di ionizzazione⁵. Di conseguenza, la risoluzione temporale sarà determinata dalla distribuzione temporale dei primi cluster di ionizzazione e dalle rispettive fluttuazioni nell'ampiezza del segnale, sia nel processo di ionizzazione, sia durante la moltiplicazione attraverso la GEM.

⁵La diffusione temporale degli elettroni all'interno di un cluster di ionizzazione è molto più piccola della differenza temporale tra due cluster.

3.3 Elettronica di Front-End

Le schede elettroniche di front-end CARDIAC-GEM ospitano 3 chip CMOS: 2 chip ASD⁶ CARIOCAGEM e un chip DIALOG⁷ [33] (figura 3.4).

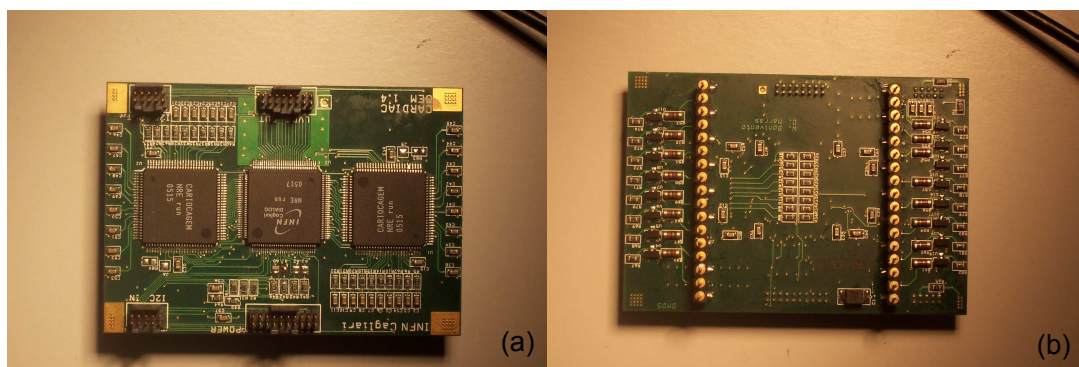


Figura 3.4: Foto di una scheda CARDIAC-GEM. In a) è mostrato il lato esterno; i connettori superiori sono, da sinistra a destra, l'uscita I²C e l'uscita LVDS, mentre nella fila inferiore sono presenti i connettori per l'ingresso I²C e la bassa tensione. Il chip centrale è il DIALOG, alloggiato tra i 2 CARIOCAGEM. Nel lato interno della scheda (b), si notano a sinistra e a destra i connettori di input dalla camera GEM.

Quest'ultimo esegue principalmente l'OR dei due segnali LVDS in uscita dall'ASD. Il chip CARIOCAGEM ha 8 output binari, di conseguenza il DIALOG gestisce 16 canali fisici in input, per un massimo di 8 canali logici. Tutte le funzioni del DIALOG sono configurate con protocollo I²C, nel modo descritto in Sezione 4.4. Le schede integrano inoltre un circuito di protezione dalle scariche, a differenza delle CARDIAC sulle camere a fili, che richiedono la presenza di un'ulteriore e apposita scheda SPB⁸. 4 pad disposte agli angoli di ogni scheda CARDIAC-GEM permettono di connettere la massa alla gabbia di Faraday che riveste la GEM. La figura 3.5 mostra una schematizzazione della connessione delle schede di front-end sulla camera.

3.4 La scelta del gas

In linea con le logiche descritte in appendice A.4, i rivelatori GEM in LHCb operano in una miscela ternaria: Argon (Ar), anidride carbonica (CO₂) e

⁶ *Amplifier-Shaper-Discriminator*.

⁷ *DIagnostic, time Adjustment and LOGics*.

⁸ *Spark Protection Board*.

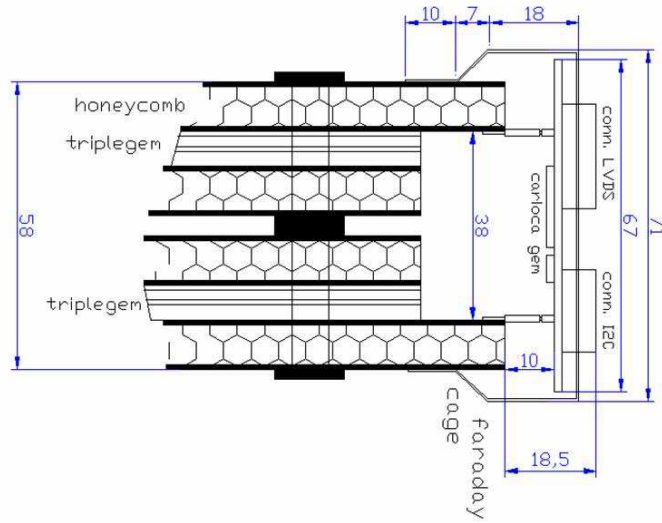


Figura 3.5: Disegno schematico di una camera a tripla GEM in cui è rappresentata la connessione del detector all'elettronica di front-end. Le dimensioni sono in millimetri.

tetrafluorometano (CF_4), rispettivamente nelle percentuali in volume 45 %, 15 % e 40 %. Il CF_4 permette un'alta velocità di deriva, che si traduce in una migliore risoluzione temporale. Nelle misure sperimentali sono state utilizzate sia la miscela delle GEM, sia quella impiegata nelle MWPC di LHCb, composta anch'essa da $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ ma nelle proporzioni 40:55:5. Scopo dello studio è quello di testarne le prestazioni nella GEM, in particolare si vuole valutare l'effetto provocato da una differente quantità di CF_4 sulle prestazioni temporali del rivelatore.

3.4.1 Simulazione del gas con GARFIELD

Per investigare le proprietà fondamentali delle miscele gassose impiegate nelle misure, si è fatto uso del software di simulazione GARFIELD v7 [34]. Questo software si interfaccia con il programma MAGBOLTZ [35], per il calcolo delle proprietà di trasporto degli elettroni all'interno di una miscela gassosa arbitraria. Un'interfaccia con HEED [36] permette inoltre di simulare la ionizzazione delle molecole di gas ad opera di particelle che attraversano la camera.

Velocità di deriva GARFIELD accetta in input un file di definizione delle miscele, all'interno del quale è inoltre specificato l'intervallo di campo elettrico da simulare. Dal file in output, a fine simulazione, è possibile estrarre la dipendenza della velocità di deriva degli elettroni nel gas in funzione del campo elettrico applicato. In figura 3.6 sono riportati i risultati di tale simulazione. Nella miscela MWPC, la velocità di deriva cresce rapidamente

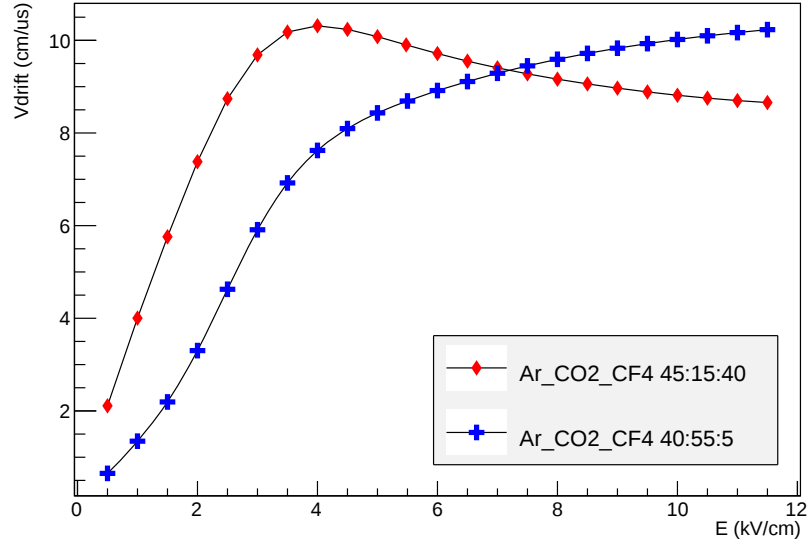


Figura 3.6: Velocità di deriva simulata per due miscele Ar/CO₂/CF₄.

all'aumentare del campo elettrico, mentre oltre i 4 kV/cm satura a circa 10 cm/ μ s. Nella miscela delle GEM, la più alta percentuale di CF₄ cambia nettamente le proprietà di deriva degli elettroni: la loro velocità cresce e si assesta ad un massimo di 10 cm/ μ s ad un campo di circa 4 kV/cm, mentre diminuisce a più alti valori di E . Per confronto, in figura 3.7 sono mostrati i risultati di una simulazione condotta in puro CF₄: la velocità di deriva raggiunge quasi i 14 cm/ μ s.

Numero di cluster Entrando nella sezione &CELL di GARFIELD è possibile definire la geometria della gap gassosa. Nel caso specifico si tratta di 2 piani a distanti 3 mm ai quali è applicata una differenza di potenziale, che instaura un campo elettrico attraverso il gas. A questo punto si generano in HEED 3000 muoni con $E = 100$ GeV che attraversano verticalmente il rivelatore, e si scrivono su un file di output i cluster e gli elettroni prodotti in ogni evento. Raccogliendo questi dati in un istogramma è possibile valutare

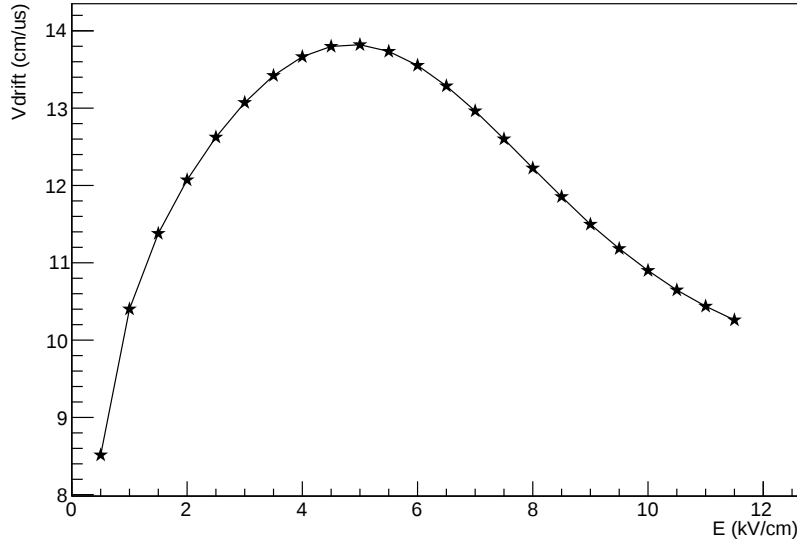


Figura 3.7: Simulazione della velocità di deriva degli elettroni in funzione del campo elettrico in puro CF_4 .

il numero medio di cluster di una miscela, a vari campi elettrici. Le figure 3.8 e 3.9 riassumono i risultati di tale procedura per $E = 3 \text{ kV/cm}$, mentre nelle 3.10 e 3.11 il campo elettrico è di 4 kV/cm . Si nota un aumento della

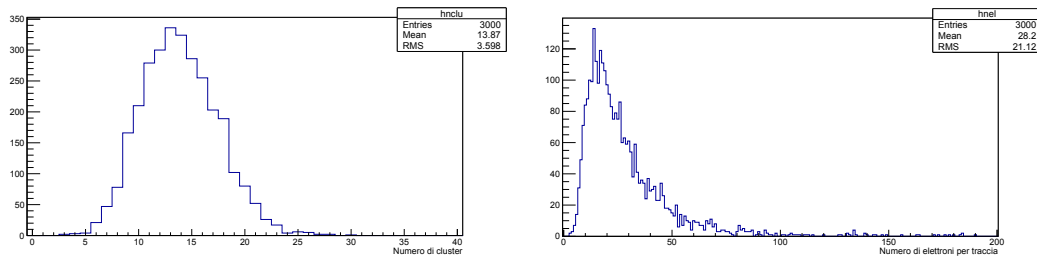


Figura 3.8: Distribuzioni del numero di cluster e del numero di elettroni per traccia nella miscela al 5% di CF_4 sotto un campo elettrico di 3 kV/cm .

clusterizzazione nel passaggio dalla miscela più povera a quella più ricca di CF_4 : il numero di cluster prodotti in media da una traccia cresce infatti da circa 13.9 a 17.2, migliorando le prestazioni temporali del rivelatore, come descritto nel paragrafo 3.2.1. Dividendo il numero di elettroni prodotti in media per il numero medio di cluster, si stima essere circa 2 il numero di elettroni prodotti in media per cluster, ovvero, in un evento medio, un muo-

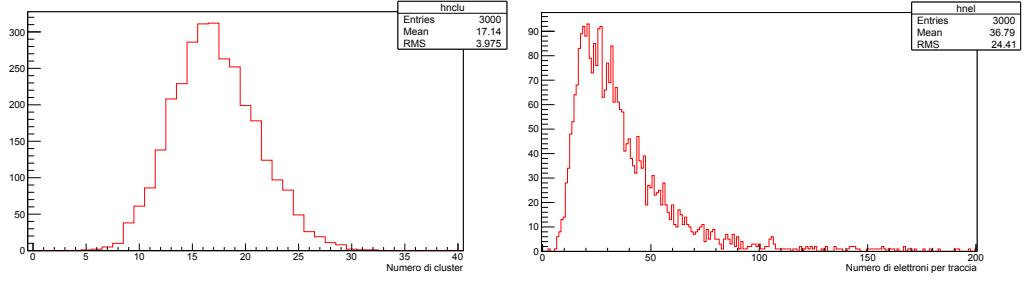


Figura 3.9: Distribuzioni del numero di cluster e del numero di elettroni per traccia nella miscela al 40% di CF_4 sotto un campo elettrico di 3 kV/cm.

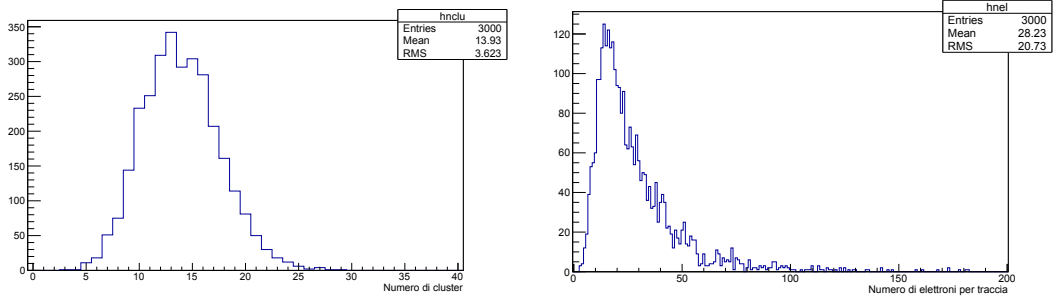


Figura 3.10: Distribuzioni del numero di cluster e del numero di elettroni per traccia nella miscela al 5% di CF_4 sotto un campo elettrico di 4 kV/cm.

ne estrae un elettrone dal gas, il quale a sua volta possiede energia sufficiente ad estrarne un secondo. Confrontando i risultati della simulazione, si deduce che l'aumento del campo elettrico da 3 a 4 kV/cm non incrementa in maniera apprezzabile la clusterizzazione.

Dividendo il numero di cluster prodotti per lo spessore della gap, si ottiene il numero di cluster per unità di lunghezza. Supponendo che esso sia costante in E , cioè che dipenda unicamente dal gas, si ha $n_1 = 46,43$ cluster/cm e $n_2 = 57,43$ cluster/cm per le miscele al 5% e al 40% di CF_4 , rispettivamente. A questo punto si è in grado di valutare il contributo della statistica alla risoluzione temporale definito nel paragrafo 3.2.1 come $\sigma = 1/nv$ (Figura 3.12). In virtù del processo statistico di ionizzazione, questo contributo impone un intrinseco limite inferiore alle prestazioni temporali del rivelatore. Dai risultati della simulazione si nota che, per valori tipici del campo elettrico applicato alla gap di deriva della GEM (3–4 kV/cm), il termine $1/nv$ è sensibilmente diverso per le 2 miscele: con il 40% di CF_4 è possibile migliorare in maniera sostanziale la risoluzione temporale del rivelatore. Per confronto,

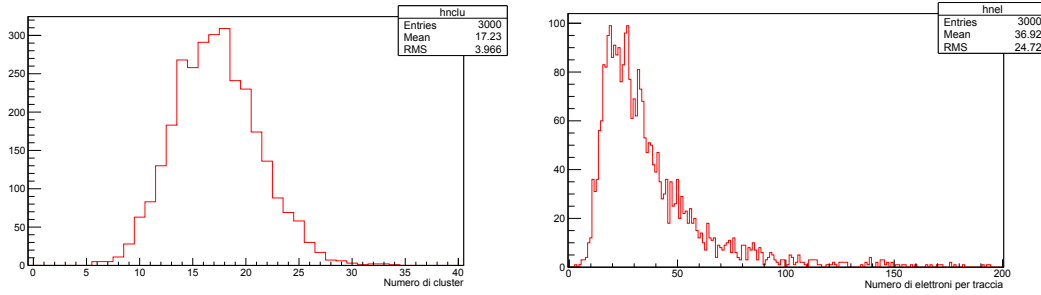


Figura 3.11: Distribuzioni del numero di cluster e del numero di elettroni per traccia nella miscela al 40% di CF_4 sotto un campo elettrico di 4 kV/cm.

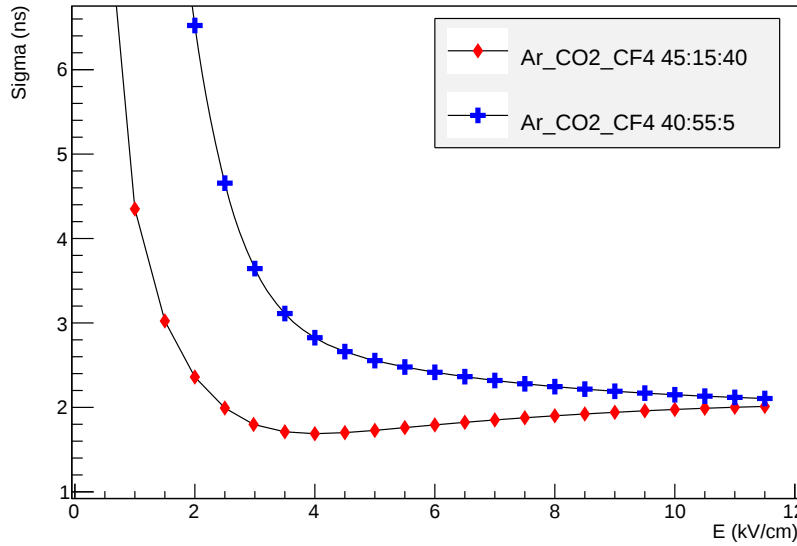


Figura 3.12: Contributo della statistica alla risoluzione temporale.

la simulazione eseguita in puro CF_4 mostra che è possibile raggiungere velocità di deriva di $13 \text{ cm}/\mu\text{s}$ sotto un campo elettrico di 3.0 kV/cm (figura 3.7), mentre il numero di cluster medio ammonta a circa 81.5 coppie/cm . A livello puramente teorico, un rivelatore operante in solo CF_4 sarebbe in grado di raggiungere, a 3.0 kV/cm , una risoluzione di $\sigma = 0.94 \text{ ns}$.

Capitolo 4

La stazione per raggi cosmici

I test sulle prestazioni della camera GEM sono stati eseguiti ai laboratori E. Segré alla Sapienza Università di Roma, grazie ad una stazione per muoni. Questi hanno origine dai raggi cosmici primari, prevalentemente protoni e nuclei di elio, che interagiscono in un processo a cascata con le molecole d'aria dell'alta atmosfera, originando i raggi cosmici secondari. I pioni che vengono creati tra questi ultimi decadono a loro volta in muoni, rivelabili sulla superficie terrestre.

4.1 Descrizione dell'apparato sperimentale

La stazione per raggi cosmici consiste in una struttura di alluminio di dimensioni $195 \times 180 \times 64 \text{ cm}^3$, che ospita 9 ripiani di appoggio in legno compensato distanti 18 cm. Come schematizzato in figura 4.1, sui ripiani superiore e inferiore alloggianno due scintillatori equipaggiati con 2 fotomoltiplicatori (PMT) ciascuno, mentre nel ripiano subito al di sopra dello scintillatore inferiore, sono disposti una serie di blocchetti di piombo a formare uno schermo di circa 11 cm, finalizzato a bloccare gli sciami elettromagnetici in grado di produrre coincidenze di trigger indesiderate. Procedendo verso il centro, i ripiani 3 e 8 ospitano 2 camere a fili, e nel ripiano 5 è posizionata la camera GEM, subito al di sotto di un quinto scintillatore di ridotte dimensioni. L'intera struttura è mobile grazie a delle ruote fissate sulla base.

Gli scintillatori Due grandi scintillatori plastici tipo NE102A di area $A \simeq 111 \times 35 \text{ cm}^2$, e uno più piccolo avente $A \simeq 15 \times 9.5 \text{ cm}^2$, costituiscono il sistema di trigger per muoni. I segnali luminosi di scintillazione prodotti dal passaggio della particella, vengono trasmessi attraverso guide di luce a due tubi fotomoltiplicatori situati alle estremità di ciascuno scintillatore.

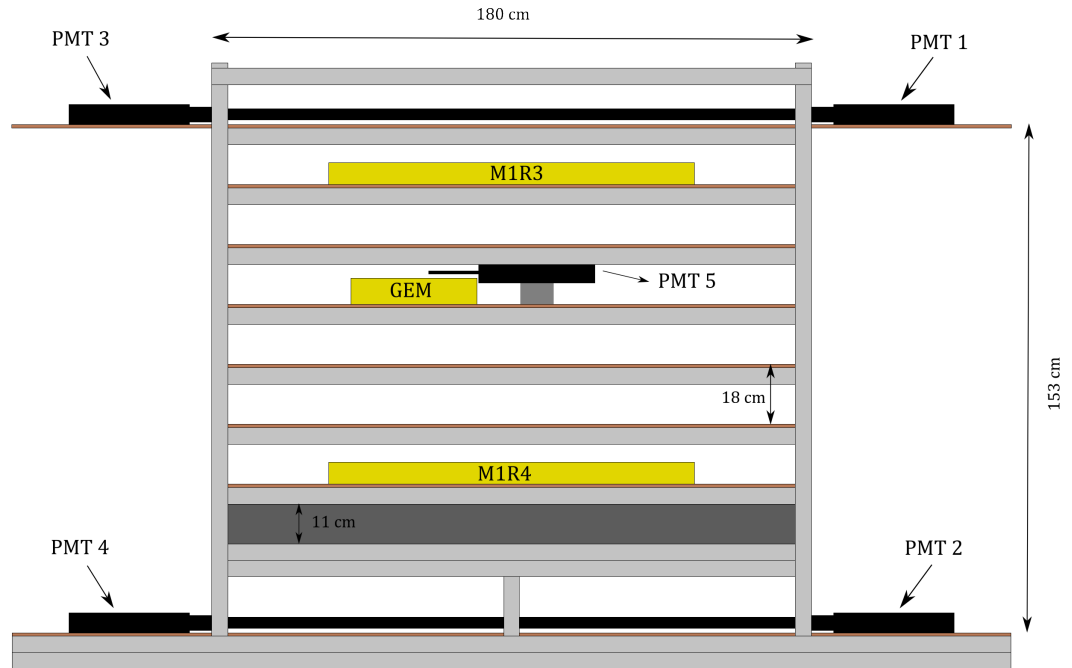


Figura 4.1: La stazione per raggi cosmici al laboratorio Segré. In grigio chiaro è rappresentata la struttura in alluminio che sorregge i piani in legno di colore marrone, mentre gli scintillatori sono rappresentati in nero e le camere in giallo. Il ripiano in grigio scuro al di sopra dello scintillatore inferiore rappresenta lo schema di piombo.

Lo scintillatore piccolo, data la sua ridotta dimensione, possiede un solo PMT. Il segnale luminoso viene quindi trasformato in corrente e amplificato all'interno del PMT, grazie ad un fotocatodo per effetto fotoelettrico. Per ridurre il rumore causato dai fotoni esterni, tutti gli scintillatori sono stati rivestiti con nastro isolante nero.

Le MWPC Per eseguire misure di posizione dei muoni che attraversano la stazione, si sono utilizzate due camere a fili costruite ai LNF: una M1R3 e una M1R4. Entrambe le camere sono impiegate nella stazione più vicina al punto di interazione di LHCb (M1), ma sono situate nelle regioni più esterne di tale stazione: R3 e R4. Questo si riflette nella diversa segmentazione in pad anodiche: la M1R3 ha un totale di 96 pad divise in due file orizzontali, mentre la M1R4 ne ha solamente 24. Data la ridotta dimensione della camera GEM posta tra le due camere a fili, ai fini del tracciamento è sufficiente acquisire metà delle pad per ogni camera: 16 canali della M1R4 e 48 della M1R3, per

una superficie totale attiva di circa 1280 e 960 cm², rispettivamente.

La GEM Un rivelatore doppio, costituito da 2 camere a tripla GEM, ci è stato consegnato dall'esperimento LHCb al CERN. Uno di questi rivelatori non era funzionante a causa della rottura del foglio G3, cioè della terza GEM: in questo caso, misurando con un multimetro la resistenza tra i due canali G3UP e G3DOWN si legge un valore di qualche M Ω , sintomo che questi non sono più isolati tra loro. Il rivelatore impiegato nei test è quindi una singola camera a tripla GEM. La camera è stata successivamente equipaggiata, ai laboratori Segré, con un totale di 24 schede elettroniche di Front-End¹ CARDIAC-GEM (figura 4.2), ognuna delle quali, grazie a due chip CARIOCA-GEM, gestisce 16 canali: 8 per la GEM superiore e 8 per quella inferiore, che possono essere accoppiati in OR o in AND. Di tutti i

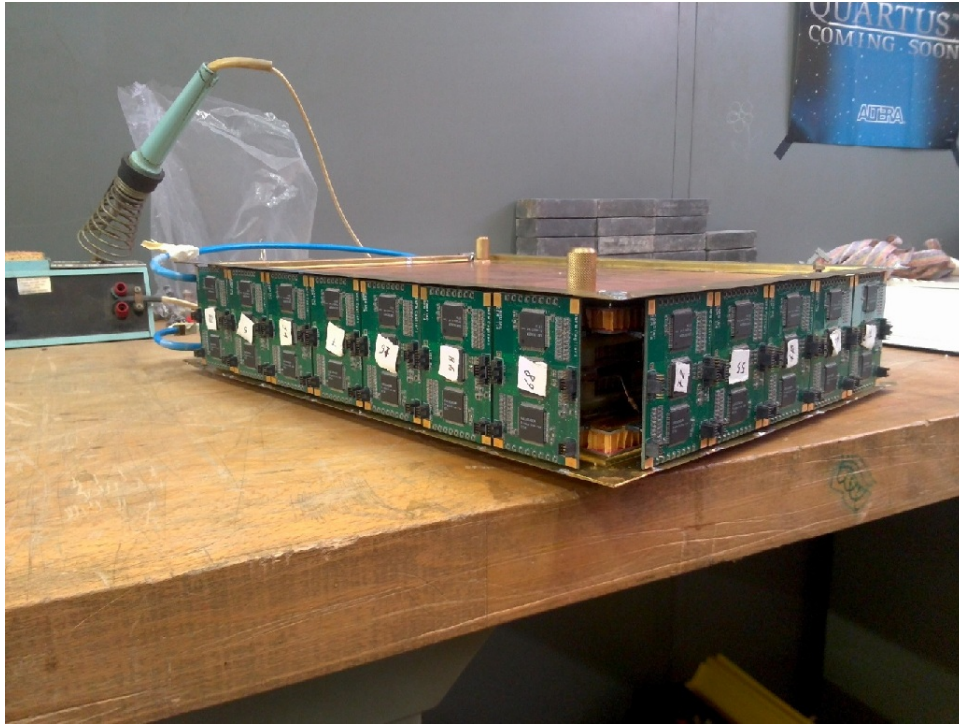


Figura 4.2: Foto del rivelatore GEM ai laboratori Segré, subito dopo il rivestimento con l'elettronica di Front-End. Sulla parte terminale si notano i tubi che permettono l'afflusso di gas all'interno della camera.

¹Front-End Boards (FEB).

canali disponibili, ne vengono però acquisiti 64^2 (8 FEB), a coprire circa $1/3$ dell'area totale della GEM (figura 4.3): sapendo dalla tabella 2.2 che la dimensione di una pad in M1R1 è di $1 \times 2.5 \text{ cm}^2$, l'area attiva ammonta a circa 160 cm^2 .

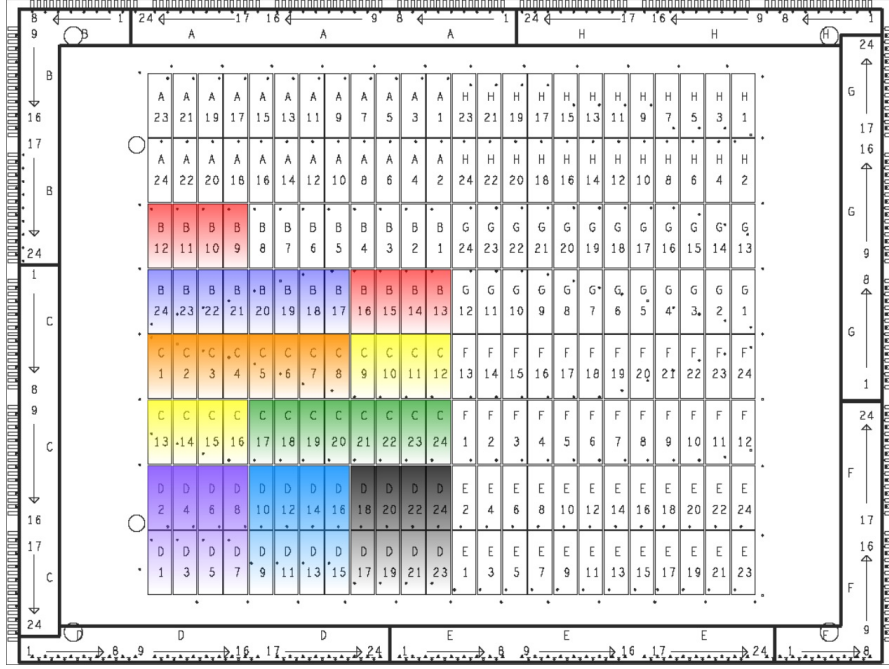


Figura 4.3: Mappa delle pad della camera GEM. Sono evidenziati i canali acquisiti, dove ad ogni colore corrisponde una FEB, secondo lo schema indicato a fianco ai canali in uscita sul bordo.

4.1.1 Alta Tensione

L'alta tensione (HV) che alimenta sia le camere che gli scintillatori, viene fornita da un sistema di alimentazione multicanale C.A.E.N. SY2527 [37], mostrato in figura 4.4. Questo modulo è in grado di gestire fino a 6 diverse schede di alimentazione multicanale, ed è controllabile in connessione remota con protocollo TELNET.

Una scheda a 12 canali C.A.E.N. A1833N [39] alimenta indipendentemente i canali della GEM fino a 3 kV, attraverso un adattatore che permette di collegare i vari canali al cavo di alta tensione specifico della GEM. Due schede

²Il TDC utilizzato nelle misure acquisisce 128 canali, ripartiti in due metà tra la GEM e le due MWPC (Sezione 4.3).



Figura 4.4: Alimentatore C.A.E.N. SY2527.

A1821P [38] alimentano separatamente le due camere a fili, e una ulteriore A1833N alimenta invece i 5 fotomoltiplicatori.

Il sistema di alta tensione della GEM Il cavo di alimentazione HV a 16 pin della GEM è progettato per alimentare contemporaneamente 2 camere. Questo è collegato a due barre plastiche con 7 pin (più un canale per la massa) che alloggiano in altrettanti fori sul lato HV della camera (figura 4.5). Poiché solo una delle due camere che costituiscono il rivelatore è funzionante, sono richiesti 7 canali di alta tensione per alimentare completamente la GEM: G1UP, G1DOWN, G2UP, G2DOWN, G3UP, G3DOWN, FIELD, secondo lo schema in figura 2.16. Il connettore HV è stato preliminarmente testato ai LNF.

4.1.2 Bassa Tensione

Le schede di elettronica di Front-End delle MWPC e della GEM sono alimentate a una tensione di circa 4 V, ad opera di un generatore HP 6269B [40] in corrente continua, in grado di erogare una corrente di 60 A ad una tensione fino a 50 V. Grazie a due scatole di derivazione a 6 uscite è possibile alimentare contemporaneamente tutte le FEB: in questo caso la corrente totale erogata è di quasi 10 A.

Il sistema di bassa tensione della GEM Le schede di elettronica CARDIAC-GEM sono alimentate attraverso l'utilizzo di speciali connettori piatti a 20 pin, collegati ad un *patch-panel* appoggiato sopra la camera. Il *patch-panel* riceve a sua volta alimentazione dalle scatole di derivazione collegate al generatore, attraverso cavi specificatamente adattati.

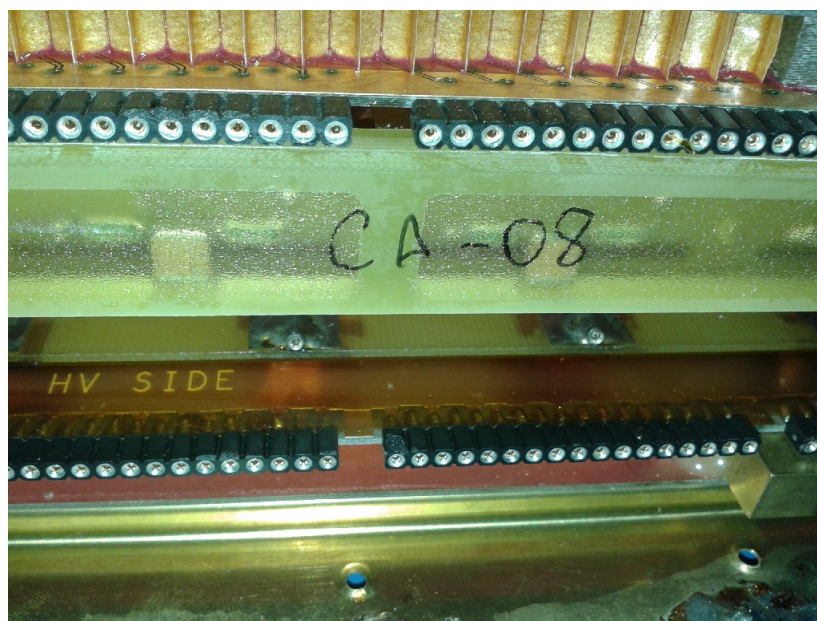


Figura 4.5: Foto del lato HV della GEM. La barra plastica inserita alimenta la camera superiore, mentre nella parte inferiore, aperta, si notano due dei 7 contatti per l'alta tensione.

4.1.3 Il sistema di flusso del gas

La miscela gassosa $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ è contenuta in bombole premiscelate da 50 l ad alta pressione³. La pressione della bombola viene portata a circa 5 bar ad opera di un riduttore di pressione esterno al laboratorio. Il gas è quindi trasportato all'interno del laboratorio attraverso un tubo di rame, fino a un secondo riduttore (interno), che ne riduce la pressione a circa 0.5 bar. Una serpentina di rame trasmette il gas ad un flussimetro a spillo, che alimenta tutte le camere in parallelo con un flusso regolabile attraverso una valvola (figura 4.6). Prima della procedura di condizionamento, è stato ritenuto opportuno cambiare circa 3-4 volumi di gas all'interno delle camere⁴, per eliminare eventuali residui di ossigeno e umidità, mentre durante la presa dati è sufficiente mantenere in circolo il gas a flusso minimo. Un bubbolatore indica che il gas è effettivamente in flusso attraverso le camere. Per stimare il valore del flusso gassoso al minimo, cioè nella condizione in cui la valvola è appena aperta, si può valutare il rapporto tra il volume della bolla creata nel liquido del bubbolatore e il tempo che intercorre tra due bolle successive. Una misura poco raffinata restituisce un valore del diametro della bolla di

³La pressione della bombola è di 50 bar per la miscela 40:55:5 e 150 bar per la 45:15:40.

⁴Il volume totale delle due MWPC e della GEM ammonta a circa 6 l.

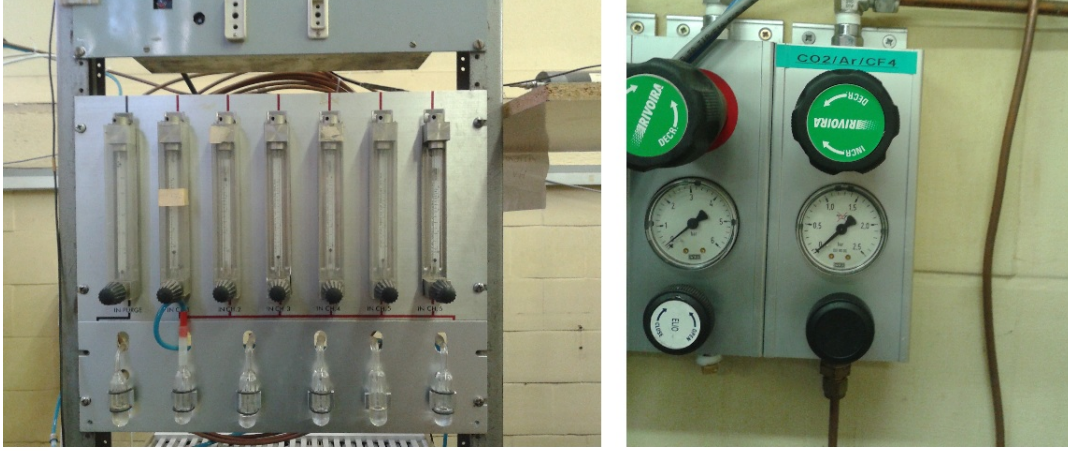


Figura 4.6: Foto del flussimetro e del riduttore di pressione interno al laboratorio.

$D \sim 5$ mm, e un tempo $t \sim 5$ s, da cui si può approssimativamente stimare il flusso al minimo come:

$$F_{min} \sim \frac{4/3\pi r^3}{t} \sim 1 \text{ l/g.} \quad (4.1)$$

4.2 Il trigger

Il sistema di trigger per le misure con raggi cosmici è costituito da 3 scintillatori, per un totale di 5 PMT. Il segnale analogico in uscita dai PMT viene inviato a un modulo N224 [46], che lo discrimina in un segnale NIM lungo 200 ns. Questo tempo lungo serve ad evitare che segnali multipli ravvicinati, dovuti a noise o a rimbalzi del segnale primario, vengano a loro volta discriminati. I segnali discriminati dei PMT 1-4 vengono inviati ad un modulo per la coincidenza N405 [45], che ne esegue l'AND logico. Il segnale NIM del PMT 5 viene invece nuovamente discriminato ad opera di un secondo discriminatore modello N84 [43], che lo accorcia a 50 ns, prima di essere anch'esso inviato in coincidenza con gli altri 4 PMT: in virtù delle sue ridotte dimensioni, lo scintillatore piccolo fornisce un riferimento temporale preciso, essendo più breve il tempo di transito dei fotoni di scintillazione dal punto di produzione al PMT. Il segnale di trigger che indica il passaggio di un muone attraverso la stazione è dato dalla coincidenza dei PMT da 1 a 4, che avviene con una frequenza di circa 6 Hz. Se si richiede invece che il muone attraversi la zona attiva della camera GEM, allora la coincidenza dovrà essere eseguita

tra tutti i PMT, per una rate risultante ridotta a circa 0.2 Hz^5 , a causa della piccola superficie dello scintillatore piccolo.

La coincidenza quintupla dei PMT, gestita da un modulo Dual Timer 2255b [42], costituisce quindi in ultima analisi il segnale di trigger per l'acquisizione.

4.2.1 Misure di efficienza degli scintillatori

Si è eseguito preliminarmente uno studio dell'efficienza del sistema di trigger. In generale, l'efficienza di un trigger è così definita:

$$\epsilon = \frac{\text{Eventi di tipo giusto selezionati dal trigger}}{\text{Eventi di tipo giusto avvenuti}}, \quad (4.2)$$

dove nel caso in esame un evento del tipo giusto è rappresentato dal passaggio di un muone attraverso gli scintillatori. Scopo del presente studio è quindi quello di ottimizzare i valori di soglia di discriminazione e tensione di alimentazione dei PMT in modo da massimizzare l'efficienza di rivelazione. Da precedenti misure è noto che il cosiddetto *plateau* di efficienza per i 2 scintillatori grandi è raggiunto ad una tensione di circa 2300 V, mentre una soglia di 20 mV garantisce una buona eliminazione del rumore di fondo senza intaccare in maniera apprezzabile gli eventi di segnale (figura 4.7) [54]. È necessario quindi trovare una tensione di lavoro e una soglia ragionevole per lo scintillatore piccolo.

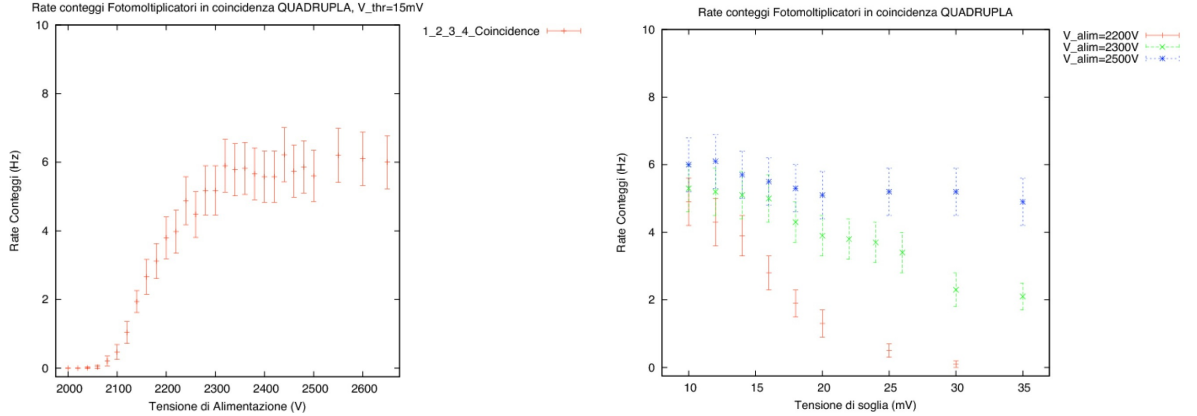


Figura 4.7: Studio in tensione (a sinistra) e in soglia (a destra) dell'efficienza dei PMT 1-4, da [54].

Per stimare il rapporto 4.2 si è proceduto come segue:

⁵A tale rate si acquisiscono circa 20000 eventi al giorno.

1. Si posiziona lo scintillatore in esame tra i due scintillatori più grandi.
2. I segnali analogici dei 5 PMT vengono discriminati, e i segnali digitali risultanti vengono quindi inviati ad un modulo che esegue separatamente la coincidenza quadrupla dei PMT 1-4 e quintupla.
3. I segnali di coincidenza così prodotti vengono trasmessi ad un contatore N145 [41].
4. L'efficienza, a meno dell'accettanza geometrica, viene stimata come il rapporto dei conteggi in coincidenza quintupla e quadrupla.

Per una formulazione matematica che giustifichi tale procedura si faccia riferimento a A.5.

Al fine di ottenere una buona statistica che fornisca un'incertezza di misura ragionevole, si è scelto di registrare i conteggi in un tempo di 15 minuti (900 s) per ogni valore di tensione di alimentazione del PMT. I grafici 4.8 e 4.9 rappresentano le misure sopra descritte: l'efficienza è valutata per 8 valori di tensione e due diverse soglie di discriminazione: 30 mV e 55 mV (soglia massima). Dai risultati di tali misure si è scelto di alimentare il PMT 5

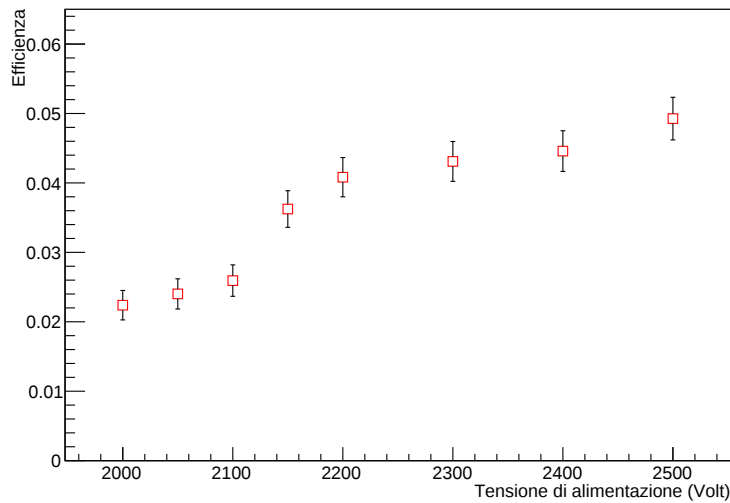


Figura 4.8: Curva di efficienza dello scintillatore con soglia a 30 mV.

ad una tensione di 2300 V, in modo da posizionarsi sul plateau, mentre una soglia di 55 mV garantisce una buona riduzione del rumore senza intaccare apprezzabilmente l'efficienza. Il valore misurato di efficienza massima è naturalmente determinato dalla ridotta superficie dello scintillatore in esame rispetto a quella dei due più grandi.

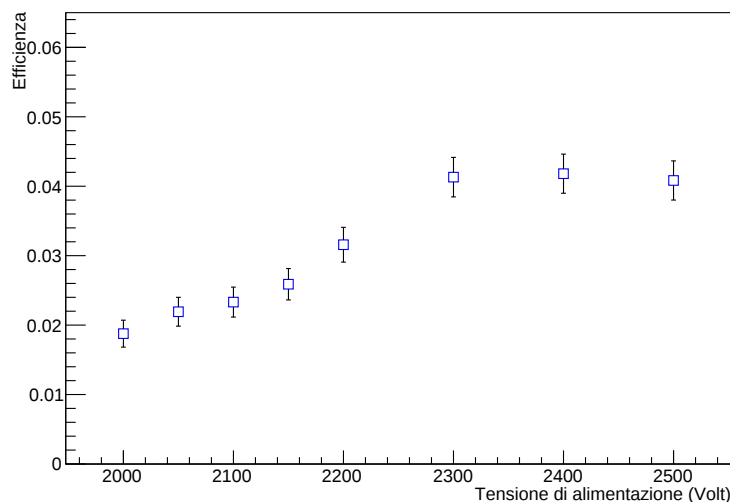


Figura 4.9: Curva di efficienza dello scintillatore con soglia a 55 mV.

4.3 Acquisizione dati

I segnali digitali in uscita dalle camere a fili e della GEM sono trasportati a gruppi da 16 a dei moduli traduttori LVDS-ECL, realizzati ai LNF. Essendo acquisiti 128 canali in totale, sono necessari 4 moduli traduttori. I segnali ECL vengono quindi passati, attraverso 4 appositi cavi piatti, a un TDC⁶ multi-hit a 128 canali modello V767 [48], che restituisce i tempi delle hit nelle camere in una finestra temporale programmabile con una risoluzione di 0.8 ns. Attraverso una saldatura manuale è stato possibile trasmettere anche il segnale di trigger e del PMT 5 direttamente in due dei canali del TDC, per un ulteriore controllo in fase di analisi. I segnali dei 5 scintillatori vengono invece acquisiti da un secondo modulo TDC a 8 canali V488A [49], con risoluzione di 0.2 ns. Gli eventi registrati sulle memorie FIFO⁷ dei due moduli TDC sono letti attraverso un bus VME da un modulo di conversione da protocollo VME a MXI modello NI VME-MXI-2 [47], che ne permette la lettura su PC⁸. Un software sviluppato con LabVIEW 6.1 [51] si occupa della gestione dei moduli di DAQ, della lettura e scrittura degli eventi su file, e, al termine della presa dati, della loro trasmissione in remoto ad un secondo

⁶Time to Digital Converter

⁷First In First Out

⁸Il computer per l'acquisizione dati opera con Windows XP Professional SP3.

computer per l'analisi⁹. Mentre il sistema di DAQ¹⁰ è occupato, un modulo I/O register modello V513 [50] si occupa di inviare un segnale di VETO al Dual Timer, che impedisce l'arrivo di ulteriori segnali di trigger.

4.3.1 La mappa dei canali

Per risalire a quale pad di una certa camera si riferisce un determinato canale nel TDC, si usa costruire una cosiddetta mappa dei canali. Per quanto possibile, si fa riferimento ai disegni costruttivi delle camere per identificare il collegamento tra il singolo canale in uscita dalla camera e il TDC, che divide e numera i propri ingressi secondo quanto indicato nel manuale (si consulti ad esempio pag.18 di [48]). Inoltre, da mappe costruttive come quella in figura 4.3, è possibile associare un gruppo di 8 pad alla rispettiva scheda CARDIAC. Per confermare la corretta associazione pad-canale del TDC, si ricorre ai grafici di illuminazione. Si definisce una mappa che associa ad un canale del TDC una pad di una determinata camera, ovvero un numero di riga e uno di colonna, e si popola un istogramma bidimensionale (riga e colonna della pad) con il numero di eventi registrati. L'istogramma di illuminazione indica quindi la frequenza con la quale viene colpita una pad durante una presa dati: poiché gli scintillatori sono più efficienti nella loro zona centrale, da grafici come quelli in figura 4.10 si è in grado di verificare la veridicità della mappa. Le due pad delle camere a fili che non compaiono negli istogrammi di illuminazione non sono acquisite, dal momento che i due corrispondenti canali del TDC sono riservati al segnale di trigger e del PMT 5, come spiegato in Sezione 4.3. Si nota inoltre che la quinta pad della camera M1R4 è decisamente meno efficiente delle altre, probabilmente a causa di un malfunzionamento durante l'operazione di OR tra le due gap, mentre la prima pad della M1R3 è piuttosto rumorosa, a causa della sua vicinanza alla connessione HV. Nell'illuminazione della camera GEM sono visibili alcuni canali morti.

4.4 Controllo elettronico

Sia le schede CARDIAC che le CARDIAC-GEM, dispongono di un' entrata ed un' uscita in bus I²C¹¹ per il controllo e la configurazione dei canali. Collegando in serie l'uscita di una scheda con l'entrata di quella successiva, è possibile costruire una catena I²C. Ogni scheda della catena è identificata da

⁹Il PC dedicato all'analisi dati monta Scientific Linux CERN (SLC) 4.8 (Beryllium).

¹⁰Data Acquisition

¹¹Inter-Integrated Circuit (I-two-C).

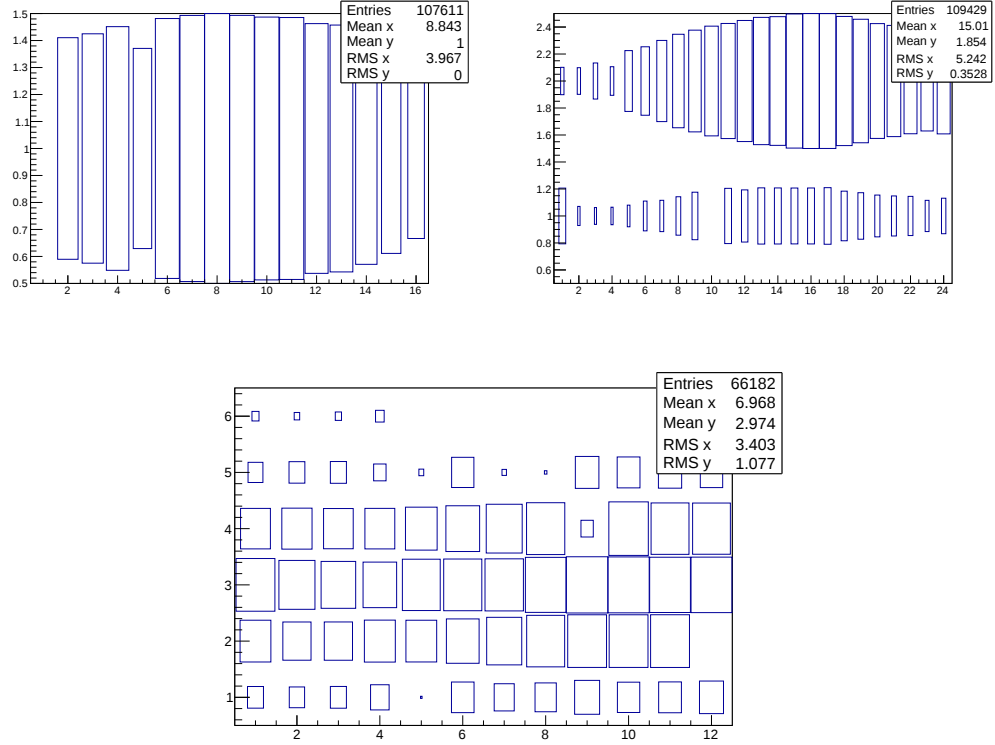


Figura 4.10: Istogrammi di illuminazione per la camere M1R4 (sinistra), M1R3 (destra) e la GEM (in basso).

un numero in sistema binario che si definisce cortocircuitando specifici pin sulla scheda stessa. Ogni catena I²C è collegata attraverso un cavo ethernet ad un ingresso di una *Service Board* di schede ELMB¹² [53], che a sua volta comunica con il PC grazie ad un convertitore da standard CAN-bus a USB, modello USBcan II della Kvaser [52]. Da PC, grazie ad un apposito software scritto in VisualC, è possibile ad esempio chiudere (mascherare) alcuni canali o impostarne la soglia di discriminazione. Il pannello di controllo FebControl.exe è visibile in figura 4.11.

4.4.1 Lo scan delle soglie

Ogni canale presenta in uscita un rumore elettronico di fondo. Impostare un valore di soglia ottimale, permette di eliminare parte del fondo senza perdere troppi eventi di segnale. A tal fine il programma di controllo permette di

¹²Embedded Local Monitoring Board.

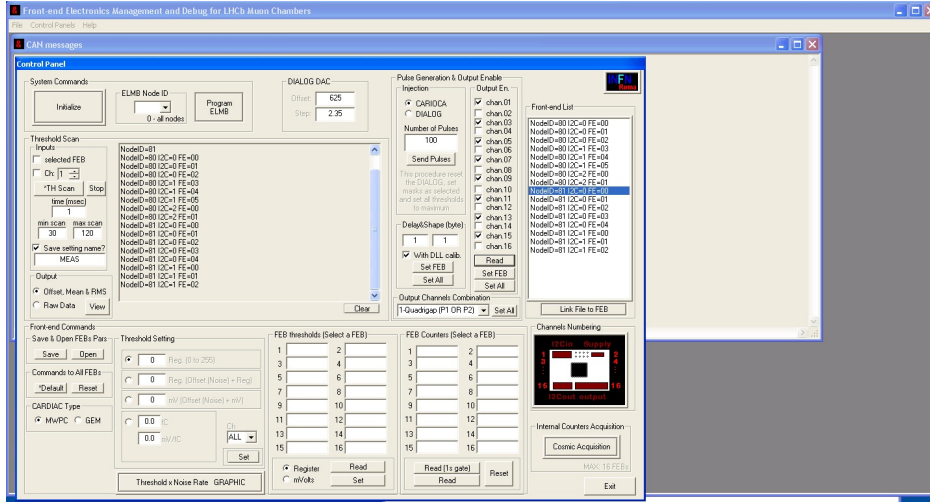


Figura 4.11: Schermata del programma di controllo delle FEB.

impostare un valore di soglia specifico per ogni canale, sia direttamente in mV che in registri da 0 a 255 RU¹³. Per comprendere quale sia un valore di soglia ragionevole per un dato canale, FebControl possiede una funzione di scansione delle soglie, *TH Scan*. Il TH Scan apre una finestra temporale a scelta dell'utente (tipicamente 500-1000 ms per una buona statistica), durante la quale registra i conteggi in uscita da un dato canale per ogni valore della soglia a passi di 1 RU, grazie al contatore integrato nella scheda CARDIAC [55]. In figura 4.12 è riportato un grafico dei conteggi in funzione della soglia, per un canale della GEM. Al termine del TH scan viene automaticamente prodotto un file di configurazione, attraverso il quale è possibile impostare rapidamente le soglie su tutti i canali delle camere. Al fine di ridurre il rumore durante la presa dati, è quindi opportuno impostare una soglia pari a $n = 1, 2, 3, \dots$ RU, a seconda della quantità di rumore che si vuole eliminare, tenendo però sempre presente che una soglia troppo elevata diminuisce l'efficienza di rivelazione. Per avere un'idea del rumore nella GEM a 3 RU, la figura 4.13 contiene la frequenza di noise per ognuno dei canali della GEM. Con l'eccezione della FEB particolarmente "rumorosa" che gestisce i canali 64-80, la frequenza di noise si mantiene per la maggior parte dei canali al di sotto di 1 kHz¹⁴.

¹³ Register Unit = 2.35 mV [55].

¹⁴In LHCb, si richiede che il rumore sia inferiore a 1 KHz per ogni canale, affinché la frequenza di falsi segnali prodotti dal trigger (*fake muons*) sia trascurabile [56].

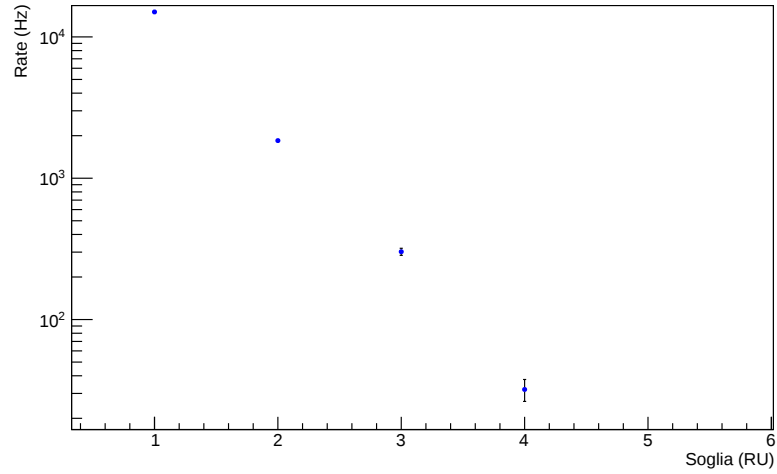


Figura 4.12: Andamento del rumore all'aumentare del valore di soglia in registri, per un canale della GEM.

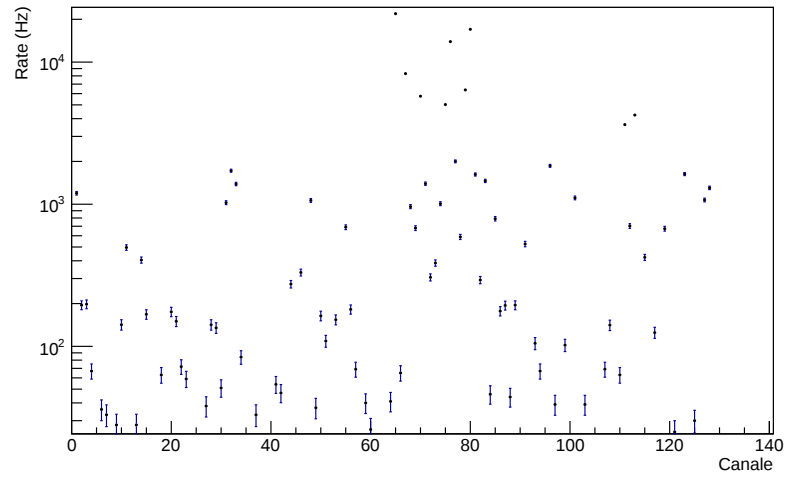


Figura 4.13: Frequenza di noise per ogni canale della camera GEM ad una soglia di 3 RU.

Capitolo 5

Misure con le camere

I dati prodotti dal TDC sono analizzati con un programma specificatamente scritto per ROOT versione 5 [57]. Salvo diversa indicazione, ogni presa dati (*run*) comprende 20000 eventi.

5.1 Allineamento temporale dei canali

Tutti i tempi registrati dal TDC vengono riferiti, in fase di analisi, al tempo del trigger, convenzionalmente scelto come il tempo del segnale prodotto dallo scintillatore piccolo (PMT 5). Al fine di stimare la risoluzione temporale della GEM, è necessario inoltre che i suoi canali siano sincronizzati: ognuno di essi è infatti caratterizzato da un proprio tempo medio, causato dal diverso tempo di percorrenza del segnale dalla pad in cui viene prodotto fino al TDC che lo registra. Per allineare temporalmente i canali si procede quindi nel modo seguente:

1. Si registrano un gran numero di eventi in un run che servirà da riferimento temporale futuro.
2. Nell'analisi dell'evento si costruisce l'istogramma dei tempi per ognuno dei canali del TDC.
3. Si esegue un fit gaussiano su ognuno degli istogrammi.
4. Il tempo medio di un canale è definito dalla media della gaussiana di fit¹ del rispettivo istogramma.
5. Tutti i valori dei tempi medi vengono salvati su file per una successiva lettura.

¹Se il canale è spento o registra pochissimi eventi, il suo tempo medio è nullo.

6. Ogni tempo registrato dal TDC nei run futuri sarà riferito al proprio tempo medio, sottraendogli il valore letto dal file.

Si è inoltre verificato che i cambiamenti nella configurazione delle tensioni della GEM influenzano tutti i canali alla stessa maniera. In figura 5.1 è possibile confrontare la distribuzione temporale di tutti i canali prima e dopo la procedura di allineamento, mentre in figura 5.2 sono riportati i tempi medi di tutti i canali.

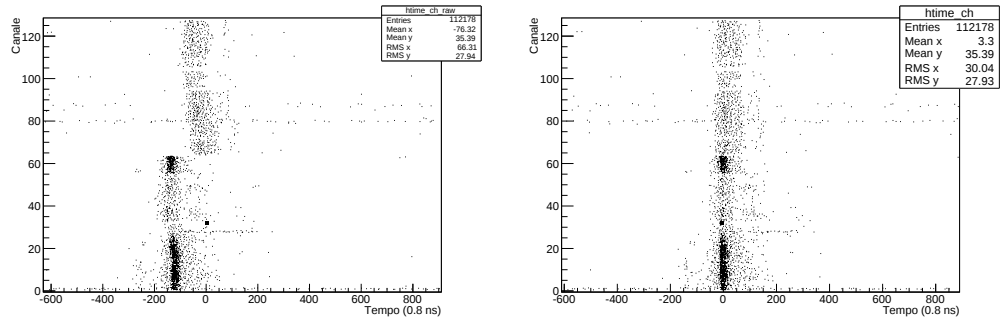


Figura 5.1: Istogrammi 2D nel piano tempo-canale prima della sincronizzazione (sinistra) e dopo (destra). La GEM occupa i canali 64-128 del TDC.

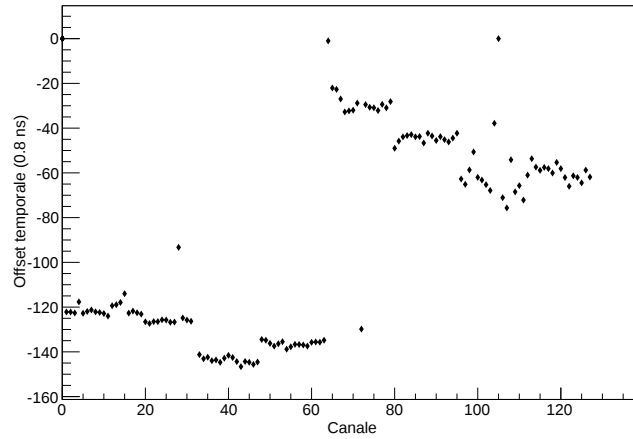


Figura 5.2: Tempi medi di tutti i canali del TDC.

First Hit Come descritto in precedenza, il TDC C.A.E.N. V767 è multihit, ovvero è in grado di registrare più di un tempo per ogni canale all'interno di un evento. Nel caso in cui vengano registrate due o più hit nella camera in un evento, si associa al passaggio del muone il tempo inferiore (*first hit*), considerando quelli in ritardo come segnali indotti dal primo.

5.2 Efficienza di rivelazione

Secondo la definizione generale 4.2, una camera si dice efficiente se registra il tempo di arrivo dei cluster di elettroni ogni volta che un muone la attraversa. Per stimare l'efficienza di rivelazione si considera quindi la hit temporale della camera in un evento, e si controlla se questa cade all'interno della finestra temporale in cui si ipotizza che cadano gli eventi di segnale². Se questa condizione è verificata in una camera, vuol dire che essa ha rivelato il muone, e si incrementa di una unità la corrispondente variabile `eff[cham]`³. Al termine della lettura degli eventi si divide questo numero di conteggi per `good_evt`, variabile che viene incrementata ogni qual volta, all'interno di un evento, si registra una hit nel canale 0, a cui è inviato il segnale di trigger. L'efficienza di rivelazione è definita dunque come il rapporto tra gli eventi rivelati nella camera rispetto agli eventi totali forniti dal trigger.

Questa procedura, tuttavia, non considera l'effetto del rumore: la variabile `eff[cham]` può aumentare anche se la hit è provocata dal noise. Per tenere conto di questo effetto si costruisce una seconda variabile, `eff_fake[cham]`, che conta le hit all'interno di una finestra temporale in ritardo in cui c'è solo rumore⁴. Dividendo poi per `good_evt` si ottiene il contributo di rumore all'efficienza. Dunque l'efficienza misurata, ϵ_M , sarà la somma dell'efficienza di segnale ϵ_{tot} , più il contributo di noise ϵ_{fake} laddove non c'è segnale, ovvero:

$$\epsilon_M = \epsilon_{tot} + \epsilon_{fake}(1 - \epsilon_{tot}) \quad \rightarrow \quad \epsilon_{tot} = \frac{\epsilon_M - \epsilon_{fake}}{1 - \epsilon_{fake}} \quad (5.1)$$

dove, secondo le precedenti definizioni, $\epsilon = \text{eff}[\text{cham}] / \text{good_evt}$ e $\epsilon_{fake} = \text{eff_fake}[\text{cham}] / \text{good_evt}$.

Trascurando l'incertezza della componente di noise nella 5.1, l'errore di misura sull'efficienza è dato dalla radice della A.19. In figura 5.3 è riportato, come esempio, uno spettro temporale a grandi tempi, utilizzato per valutare la componente di rumore nella regione di segnale. Per confronto, uno spettro temporale dei segnali è mostrato in figura 5.4.

²La finestra è larga 160 ns e centrata attorno allo zero.

³`cham`= 1, 2, 3 per le 2 MWPC e la GEM.

⁴La finestra scelta inizia da 400 ns ed è anch'essa larga 160 ns.

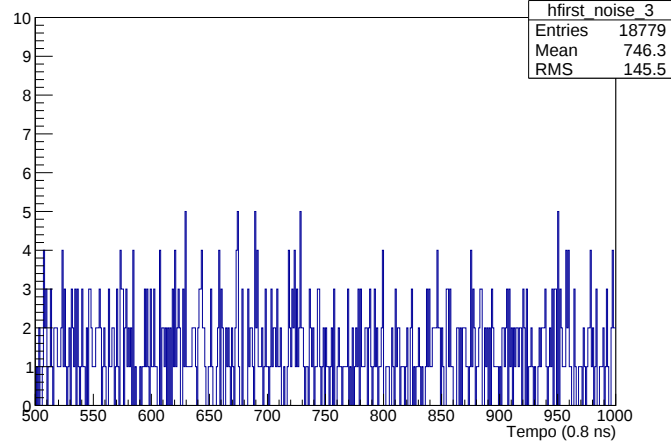


Figura 5.3: Istogramma temporale degli eventi di rumore.

5.3 Efficienza in 25 ns

Il parametro chiave per descrivere le prestazioni della camera GEM in LHCb è senza dubbio l'efficienza in 25 ns, definita come il rapporto tra gli eventi registrati che cadono in una finestra temporale di 25 ns e gli eventi totali avvenuti. ϵ_{25} risponde quindi alla domanda: quanti degli eventi di segnale registrati sono contenuti in un tempo di 25 ns? Per stimare questo importante parametro si è proceduto come segue:

1. Si integra l'istogramma dei tempi per 25 ns, a partire dal primo bin.
2. Si ripete l'operazione per ogni bin finché non si è ricavato l'integrale massimo in 25 ns.
3. Si divide il risultato per il numero di eventi.

Secondo la stessa logica della Sezione 5.2, anche in questo caso è necessario stimare la componente di noise all'efficienza in 25 ns. A tal proposito si ripetono i punti 1-3 sull'istogramma delle hit di noise, in modo da ricavare, al termine della procedura, `eff25_fake[cham]`. All'efficienza sarà quindi sottratta la componente di noise secondo la 5.1.

5.4 Risoluzione temporale

La larghezza della distribuzione dei tempi di risposta della GEM fornisce informazioni sulla sua risoluzione temporale. Per avere un'idea di tale pa-

rametro si può fare riferimento all'RMS⁵ della distribuzione, tenendo però conto che anche delle ridotte code provocate dal rumore, possono influire di molto sul risultato. A titolo d'esempio, in figura 5.4 sono mostrati due spettri temporali dai quali sono state rimosse le code, in modo da poter confrontare l'RMS temporale per le 2 miscele con la stessa configurazione elettrica della GEM. È apprezzabile il miglioramento delle prestazioni temporali nel

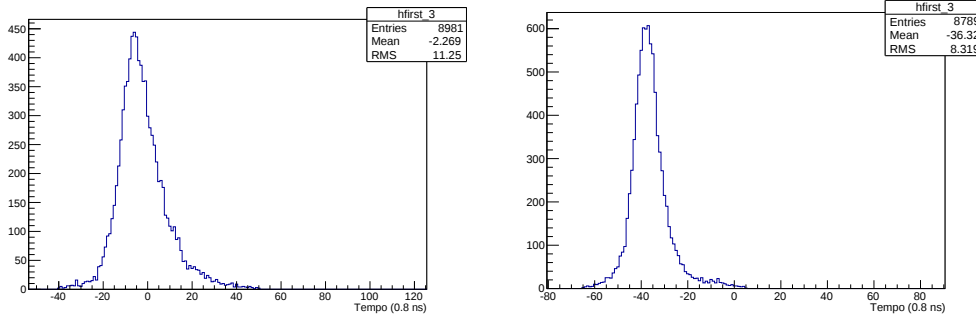


Figura 5.4: Spettri dei tempi di risposta della GEM nella configurazione elettrica $E_d = 3.0 \text{ kV/cm}$ $E_{t1} = E_{t2} = 3.0 \text{ kV/cm}$ $E_i = 5.0 \text{ kV/cm}$ ad una tensione totale sulla camera pari a $V_{gem} = V_{gem1} + V_{gem2} + V_{gem3} = 1315 \text{ V}$. A sinistra le misure si riferiscono alla miscela delle MWPC (Ar/CO₂/CF₄ 40:55:5), a destra la miscela è invece quella della GEM (Ar/CO₂/CF₄ 45:15:40).

passaggio dalla miscela al 5% a quella al 40% di CF₄, come approfondito in Sezione 5.8. Attraverso un fit gaussiano su tale distribuzione si potrebbe definire il tempo medio e la risoluzione della camera come, rispettivamente, la media e la σ della gaussiana. Tuttavia gli spettri temporali osservati presentano una coda destra (cioè a tempi più elevati) pronunciata (figura 5.4). Questa asimmetria è da attribuirsi alla presenza di una singola camera GEM, e causata da quegli elettroni di ionizzazione che, per fluttuazioni statistiche, vengono prodotti nella parte terminale della gap di deriva, e che arrivano quindi in ritardo sul tempo. Nella configurazione a doppia gap tale effetto è rimosso dall'operazione di OR tra i due rivelatori, essendo la probabilità di avere 2 elettroni in ritardo all'interno dello stesso evento, significativamente più bassa⁶.

A giustificazione di questa assunzione si faccia riferimento alle figure 5.5 e 5.6: è possibile simulare il comportamento di un rivelatore composto da più camere a tripla GEM estraendo 2 o 4 tempi secondo la distribuzione misurata,

⁵Root Mean Square.

⁶La probabilità risultante è data dal prodotto delle probabilità P_1 e P_2 che i due elettroni di ionizzazione siano in ritardo.

e popolando un istogramma con quello minore. Gli spettri risultanti risultano decisamente più simmetrici e, al tempo stesso, più stretti, come indicato dalla rispettiva RMS. Un rivelatore costituito da più camere GEM in OR

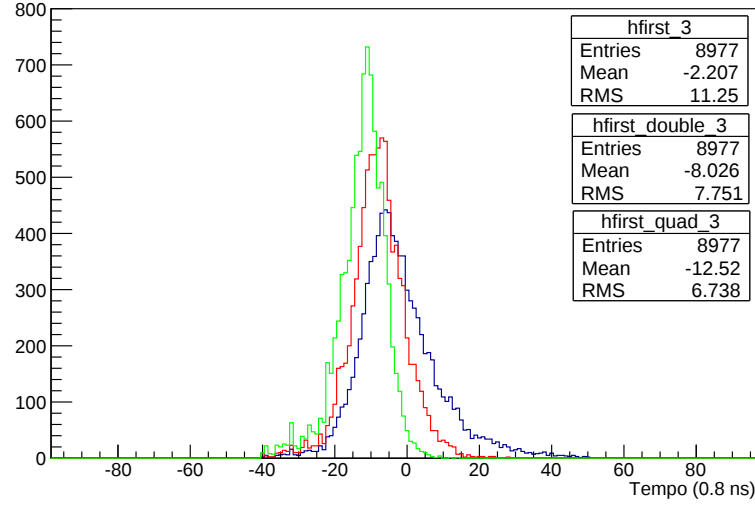


Figura 5.5: Spettro temporale per una (blu) due (rosso) e quattro (verde) rivelatori a tripla GEM in OR. Lo spettro in singola gap è stato misurato con la miscela al 5% di CF_4 .

permette quindi un'efficienza e una risoluzione temporale migliori. Tuttavia, selezionando il tempo inferiore tra quelli misurati dalle camere, si accresce in parallelo la componente di rumore, come si nota nelle code a sinistra degli istogrammi in doppia e quadrupla gap.

5.5 Molteplicità

È interessante osservare l'andamento della molteplicità di hit al variare dei parametri della GEM. La molteplicità di un evento è definita come il numero di pad che si attivano in una camera al passaggio del muone⁷. Per misurarla si costruisce un istogramma, riempiendolo, evento per evento, con il numero di pad attivate in una finestra temporale larga 160 ns. Il valor medio di tale istogramma definisce la molteplicità media della camera. A titolo d'esempio, in figura 5.7 sono riportati 2 istogrammi di molteplicità degli eventi per le due miscele impiegate nelle misure. La crescita della molteplicità media è indice

⁷La molteplicità aumenta anche se le hit attivano la stessa pad all'interno di un evento.

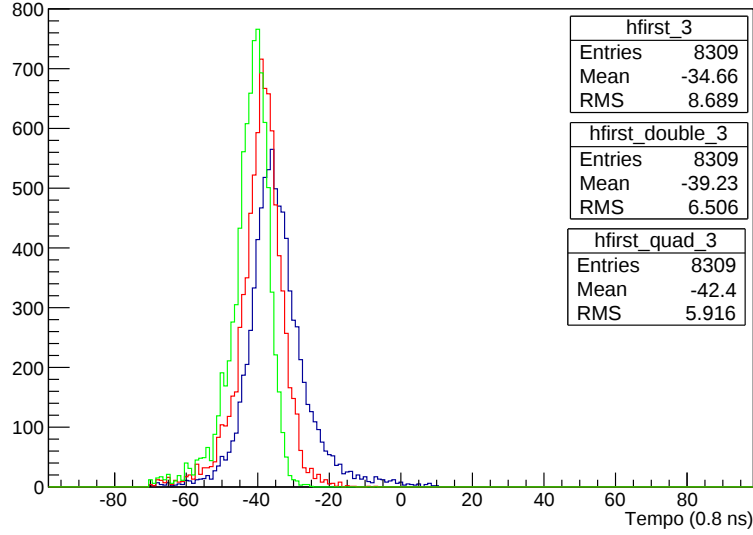


Figura 5.6: Spettro temporale per una (blu) due (rosso) e quattro (verde) rivelatori a tripla GEM in OR. Lo spettro in singola gap è stato misurato con la miscela al 40% di CF_4 .

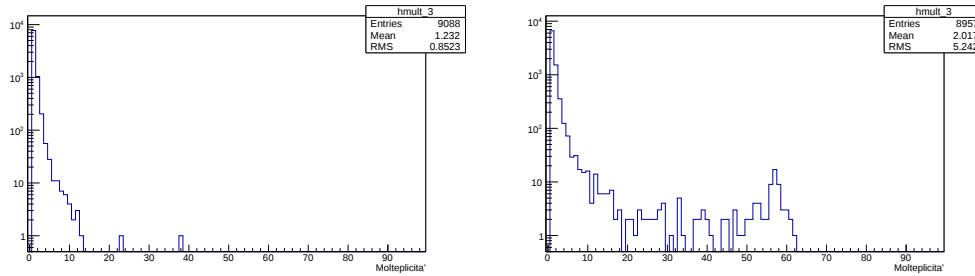


Figura 5.7: Istogrammi di molteplicità per la miscela MWPC (sinistra) e GEM (destra).

di guadagno superiore nel gas, come testimoniano gli studi in Sezioni 5.7 e 5.8. Gli eventi ad altissima molteplicità individuabili nelle code destre dei due istogrammi sono causati da occasionali scariche elettrostatiche all'interno della GEM, durante le quali è possibile che si attivino anche tutte le pad della camera entro 160 ns.

5.6 Pad cluster size

Un altro parametro cruciale nell'ambito del trigger di muoni in LHCb è la *cluster size* (CS) delle pad di una camera. Questa grandezza rappresenta il numero di pad che si attivano al passaggio di un muone nella finestra temporale tra due bunch crossing consecutivi, ovvero 25 ns. Secondo il sistema di riferimento stabilito in Sezione 2.5, è evidente il ruolo chiave della CS orizzontale, cioè lungo l'asse x , in cui avviene la deflessione magnetica: più bassa è la CS, migliore sarà la risoluzione spaziale orizzontale, ovvero migliore sarà la misura dell'impulso della particella. In tal senso in LHCb si richiede che essa valga al massimo 1.2 per pad, come quelle della GEM, di area $1 \times 2.5 \text{ cm}^2$.

Per stimare la CS si è proceduto alla seguente maniera:

1. Si considera la posizione della pad che produce la hit temporale di una camera.
2. Si controlla se si sono accese le 3 pad adiacenti a sinistra e le 3 a destra, entro un tempo di 25 ns all'interno dell'evento.
3. La variabile `cs[cham]` incrementa fino a contare il numero di pad attivate che verificano il punto 2, e si riempie un istogramma con i risultati della CS evento per evento.
4. Il valor medio dell'istogramma della CS rappresenta la CS media.

A titolo d'esempio, in figura 5.8 sono riportati 2 istogrammi di cluster size per le due miscele impiegate nelle misure. Con logica del tutto analoga alla

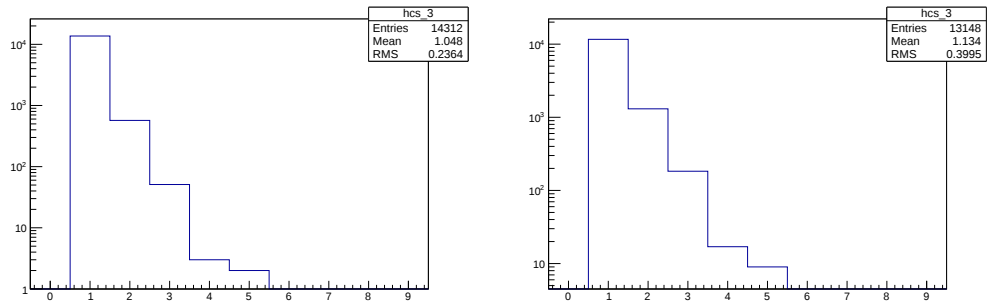


Figura 5.8: Istogrammi di cluster size per la miscela MWPC (sinistra) e GEM (destra).

molteplicità, una cluster size maggiore riflette il guadagno più elevato della miscela, come esplicitato nelle Sezioni 5.7 e 5.8.

5.7 Studi con la miscela Ar/CO₂/CF₄ 40:55:5

In questa sezione sono riportati gli studi condotti con la miscela impiegata nelle camere a fili (MWPC) di LHCb, avente una componente in volume di CF₄ pari al 5%. Vengono mostrate le misure di efficienza di rivelazione in funzione della tensione applicata ai piani GEM: $V_{gem} = V_{gem1} + V_{gem2} + V_{gem3}$, impostando la soglia di rivelazione a 3 RU⁸ e i campi elettrici nella configurazione $E_{t1} = E_{t2} = 3.0$ kV/cm e $E_i = 5.0$ kV/cm. Successivamente vengono riportate le misure delle prestazioni della camera che hanno portato a questa scelta dei parametri, concludendo la prima parte con i risultati di efficienza in 25 ns. Nella seconda parte di questa sezione sono descritti degli studi sul tempo medio di risposta della camera, e sulla molteplicità e cluster size degli eventi.

5.7.1 Efficienza di rivelazione

Si vuole misurare l'andamento dell'efficienza di rivelazione in funzione della tensione applicata sui fogli della GEM. Maggiore è la somma delle tensioni ($V_{gem} = V_{gem1} + V_{gem2} + V_{gem3}$), maggiore sarà l'amplificazione del segnale nel gas, ovvero maggiore sarà il guadagno del rivelatore⁹.

La figura 5.9 mostra i risultati di questo studio condotto con la miscela al 5% di CF₄ per due diversi campi di deriva, $E_d = 3.0$ kV/cm e $E_d = 4.0$ kV/cm. Aumentando il guadagno della GEM, l'efficienza di rivelazione cresce, e, a partire da circa 1270 V si assesta su un plateau a circa il 47%. Si pensa che il valore di efficienza raggiunto in plateau ad alta tensione, sia largamente determinato dall'accettanza dell'area sensibile della GEM. Per questo motivo, grazie alla disposizione delle camere a fili nella stazione di test (figura 4.1), si è studiato l'andamento dell'efficienza in funzione della posizione della traccia.

Effetto geometrico sull'efficienza Il grafico in figura 5.10 mostra l'andamento dell'efficienza della GEM in funzione del numero di pad per le quali si vuole che passi il muone: stringendo l'area sensibile, cioè scartando le pad più esterne delle MWPC rispetto alla GEM, l'efficienza di quest'ultima cresce fino ad arrivare ad un massimo di quasi il 95%, in corrispondenza delle 2 pad delle MWPC più centrali. Dal momento che una riduzione così severa dell'area sensibile delle camere provoca una grande riduzione della statistica

⁸1 Register Unit = 2.35 mV (cfr. Sezione 4.4).

⁹Per raggiungere un certo guadagno totale, piuttosto che innalzare equamente le tensioni sulle 3 GEM, è opportuno salire maggiormente con V_{gem1} , al fine di minimizzare le fluttuazioni di guadagno dove sono maggiori, cioè nella prima gap, dove la carica prodotta è piccola [32].

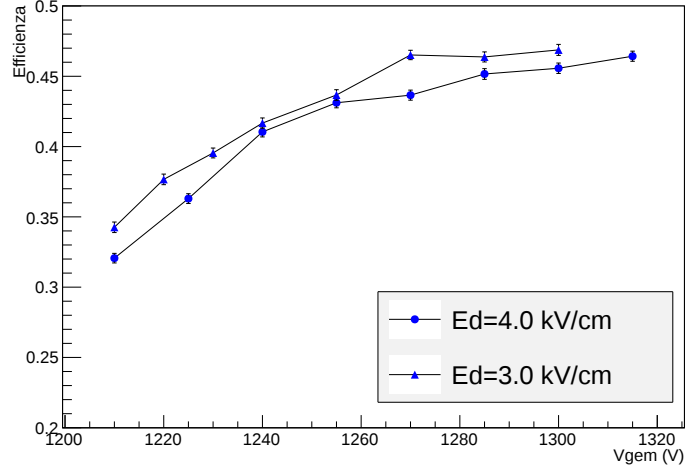


Figura 5.9: Efficienza misurata in funzione della tensione totale applicata ai 3 fogli GEM per $E_d = 3.0$ kV/cm e $E_d = 4.0$ kV/cm.

di eventi, si è eseguito questo studio su un run apposito da 200000 eventi. Le misure dimostrano quindi che si è autorizzati a normalizzare l'efficienza al

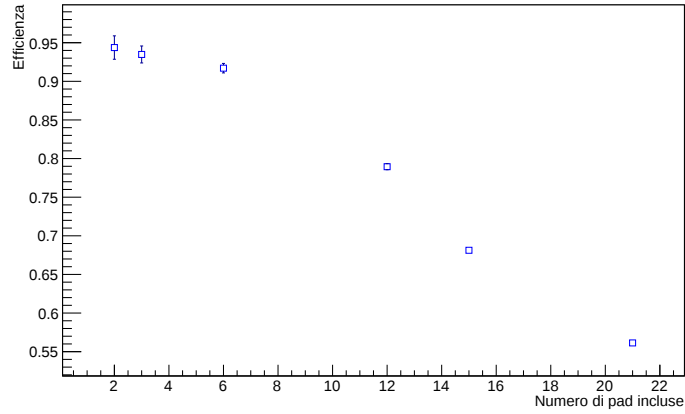


Figura 5.10: Efficienza della GEM al variare delle pad di MWPC incluse nell'accettanza.

suo valore di plateau ad alta tensione, essendo l'inefficienza attribuibile alla ridotta accettanza geometrica dell'area sensibile della GEM. Di conseguenza, definendo $\epsilon_{norm} = \epsilon / \epsilon_{max}$, l'incertezza sull'efficienza normalizzata si propaga

secondo:

$$\Delta\epsilon_{norm} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_{max}}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_{max}^2} \Delta\epsilon_{max}\right)^2}. \quad (5.2)$$

Il valore di ϵ_{max} è definito dalla media dei valori di efficienza raggiunti in plateau, compresi quelli misurati con la seconda miscela in Sezione 5.8. Naturalmente anche l'efficienza in 25 ns è stata normalizzata all'efficienza totale massima, e la corrispondente incertezza di misura si propaga in maniera analoga alla 5.2. In figura 5.11 si riportano le misure di efficienza normalizzate.

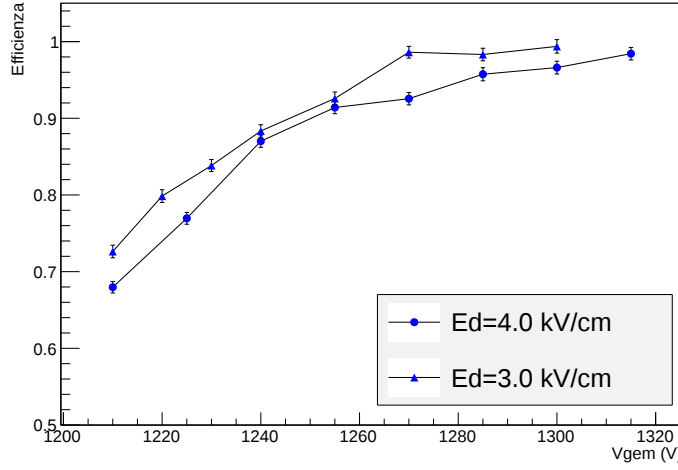


Figura 5.11: Efficienza normalizzata in funzione della tensione totale applicata ai 3 fogli GEM per $E_d = 3.0$ kV/cm e $E_d = 4.0$ kV/cm.

5.7.2 Ottimizzazione dei parametri della GEM

Il campo di deriva È interessante verificare l'effetto del campo di deriva sull'efficienza del rivelatore: in figure 5.12 e 5.13 è mostrato tale studio a passi di 0.2 kV/cm. Com'era prevedibile, aumentare il campo di deriva ha solo un effetto minore sull'efficienza. L'apporto alle prestazioni temporali della GEM è invece sostanziale: aumentare E_d da 3.0 kV/cm a 4.0 kV/cm, a $V_{gem} = 1255$ V, permette una variazione sensibile di ϵ_{25} , mentre a più alti valori il miglioramento è modesto, come testimonia la dipendenza della velocità di deriva dal campo elettrico simulata in figura 3.6.

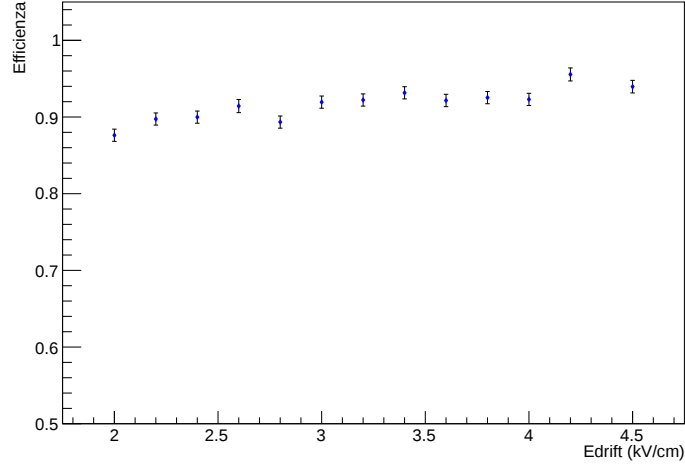


Figura 5.12: Efficienza misurata in funzione di E_d a $V_{gem} = 1255$ V.

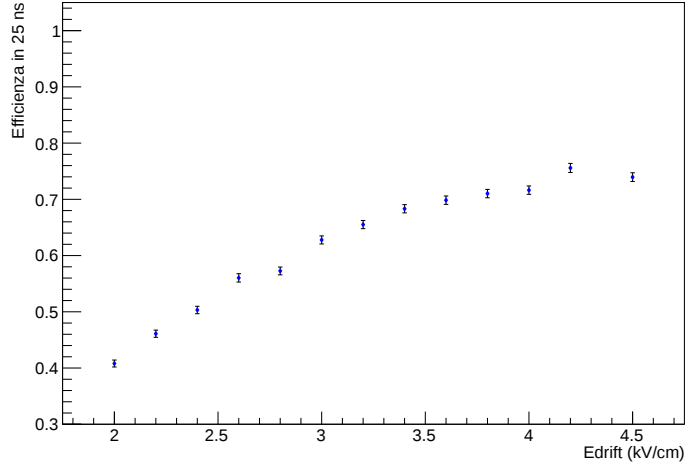


Figura 5.13: Efficienza in 25 ns misurata in funzione di E_d a $V_{gem} = 1255$ V.

Il campo di trasferimento I grafici in 5.14 e 5.15 mostrano i risultati di misure effettuate a differenti valori di E_t , variando i due campi di trasferimento parallelamente: $E_{t1} = E_{t2} \equiv E_t$. Una variazione da 3.0 kV/cm a 4.0 kV/cm per i due campi di trasferimento non influisce sull'efficienza e sulle prestazioni temporali, ma ha effetto sul moto degli elettroni, come spiegato nel paragrafo 5.7.4. Per questo motivo, si è scelto di operare con $E_{t1} = E_{t2} = 3.0$ kV/cm.

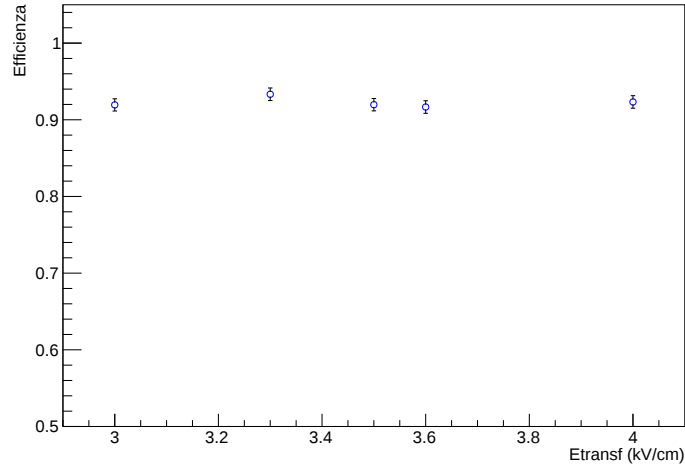


Figura 5.14: Efficienza al variare di E_t , a $V_{gem} = 1255$ V.

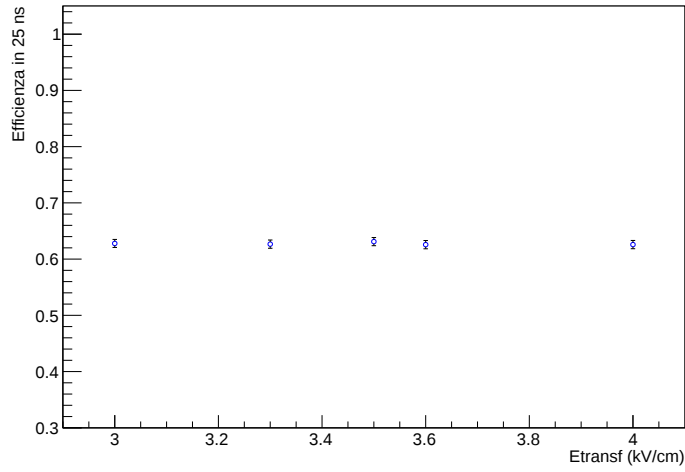


Figura 5.15: Efficienza in 25 ns al variare di E_t , a $V_{gem} = 1255$ V.

Il campo di induzione Come anticipato nel paragrafo 3.2.3, il campo elettrico nella gap di induzione è stato impostato a 5.0 kV/cm, valore oltre il quale si osservano scariche nel rivelatore.

La soglia di discriminazione Si è voluto infine valutare l’impatto del rumore elettronico sull’efficienza di rivelazione. A tal proposito, i grafici 5.16 e 5.17 mostrano l’efficienza e l’efficienza in 25 ns misurate a differenti valori di soglia in unità di registri (RU). Come anche nei precedenti studi, è stato scelto un valore intermedio di tensione (1255 V) per essere più sensibili alle variazioni di prestazioni della GEM. L’efficienza non risente di variazioni dell’ordine di qualche registro in soglia, e si è perciò scelto come valore ottimale 3 RU per tutti i canali, per non intaccare l’efficienza in 25 ns. Come anticipato in 4.4.1, questa scelta per la soglia mantiene il rumore a valori accettabili.

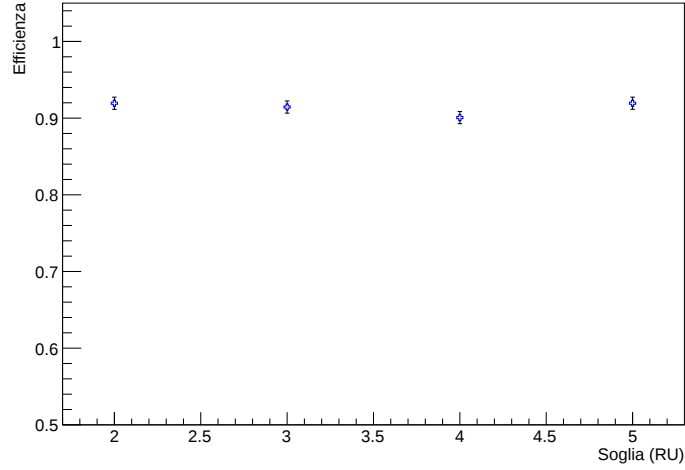


Figura 5.16: Efficienza in funzione della soglia in RU, a $V_{gem} = 1255$ V.

5.7.3 Efficienza in 25 ns

Il miglioramento di ϵ_{25} all’aumentare del guadagno è evidente: nel salire da 1200 V a 1300 V, essa cresce dal 40% all’80%. Il passaggio ad un più alto campo di deriva, come aspettato, migliora l’efficienza in 25 ns, e permette di raggiungere $\epsilon_{25} \simeq 86\%$ a tensione massima. Oltrepassando i 1320 V, con questa miscela, si entra in una regione di instabilità del rivelatore, rendendo proibitivi valori superiori in tensione.

5.7.4 Studio sul tempo medio di risposta della GEM

Alzare il campo elettrico nelle due gap di trasferimento, fa sì che gli elettroni si muovano in gruppo con velocità di deriva maggiore. Nel grafico in figura

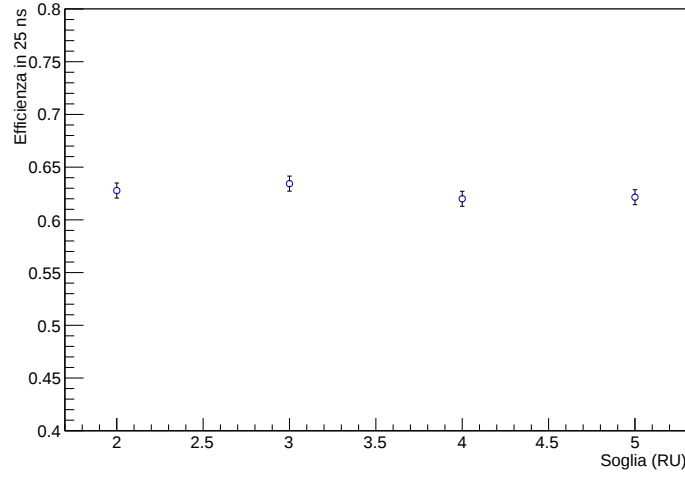


Figura 5.17: Efficienza in 25 ns in funzione della soglia in RU, a $V_{gem} = 1255$ V.

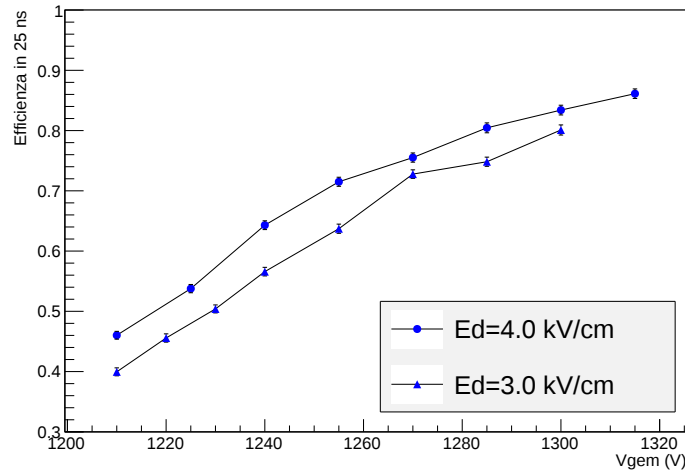


Figura 5.18: Efficienza in 25 ns misurata in funzione della tensione totale applicata ai 3 fogli GEM per $E_d = 3.0$ kV/cm e $E_d = 4.0$ kV/cm.

5.19 è infatti possibile notare come l'aumento di E_t da 3.0 a 4.0 kV/cm provochi uno spostamento del valor medio dello spettro temporale (T_0) di circa 12.8 ns. Sapendo che le gap di trasferimento sono larghe $g_{t1} = 1$ mm e $g_{t2} = 2$ mm, ed essendo note le velocità di deriva degli elettroni nel gas a 3.0 e 4.0 kV/cm (Sezione 3.4.1), si può valutare il tempo Δt di anticipo degli

elettroni come:

$$\Delta t = (g_{t1} + g_{t2}) \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) \quad (5.3)$$

avendo chiamato v_1 e v_2 le velocità di deriva a 3.0 e 4.0 kV/cm, rispettivamente. Per un tragitto totale di 3 mm, la 5.3 fornisce 11.4 ns, in accordo con lo spostamento del $T0$ misurato. Si può quindi concludere che E_t , pur non avendo effetto sulle prestazioni della camera, provoca uno *shift* temporale, essendo responsabile della velocità di spostamento degli elettroni nelle due gap di trasferimento. Per un confronto più dettagliato tra misure sperimen-

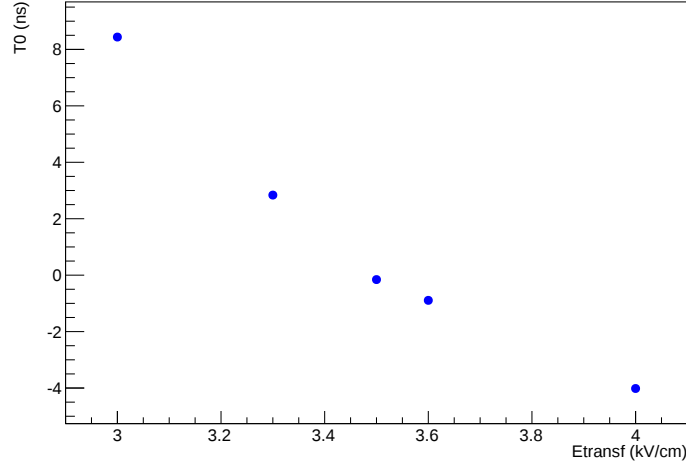


Figura 5.19: Spostamento del tempo medio di risposta della GEM provocato dall'aumento del campo di trasferimento.

tali e simulazione si analizzi la figura 5.20. Si è assunto come zero temporale il tempo di risposta della GEM nella configurazione $E_t = 3.0$ kV/cm, e si è valutato lo spostamento del $T0$ all'aumentare del campo di trasferimento. Grazie alla simulazione della velocità di deriva nella miscela in esame eseguita con GARFIELD, è possibile comparare l'anticipo misurato con quello previsto per una gap larga 3 mm, ricavato dalla 5.3 per ogni valore del campo. I due andamenti sono in buon accordo, essendo di circa 1 ns la loro distanza. L'aumento dell'anticipo nella risposta della GEM ($T0$), riflette naturalmente la dipendenza simulata della velocità di deriva in funzione del campo elettrico di figura 3.6.

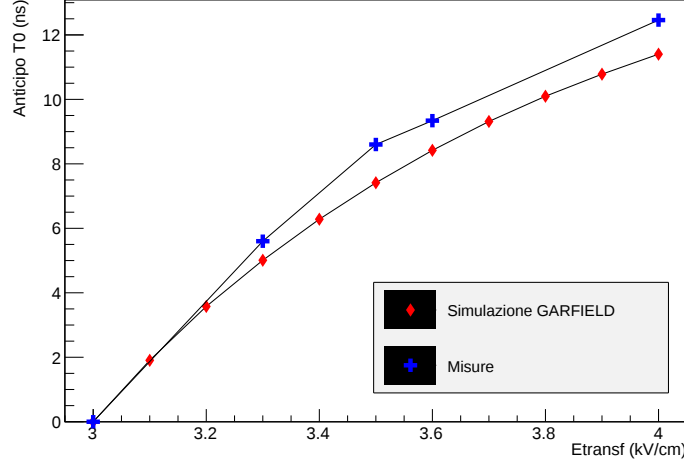


Figura 5.20: Confronto tra lo spostamento temporale misurato e simulato. Il tempo sull'asse y misura l'anticipo nella risposta temporale della GEM in ns.

5.7.5 Molteplicità

Aumentare il guadagno del rivelatore, si riflette in un aumento della molteplicità media degli eventi. In figura 5.21 è possibile controllarne l'andamento in funzione della tensione applicata ai piani della GEM. Pur crescendo da 1200 V a 1300 V, la molteplicità si mantiene a bassi valori, essendo il suo massimo di poco superiore a 1.2 a tensione massima. Questo è conseguenza del modesto guadagno raggiungibile con la miscela delle MWPC.

5.7.6 Cluster Size

La cluster size, con la miscela delle MWPC, si mantiene a valori bassi, prossimi all'unità, come dimostra il grafico 5.22. Il leggero aumento della cluster size media con la tensione è naturale, essendo maggiore la probabilità di attivare più pad a più alti guadagni. Il valore massimo si mantiene al di sotto di 1.05, ben inferiore al limite imposto in LHCb ($CS < 1.2$).

5.8 Studi con la miscela Ar/CO₂/CF₄ 45:15:40

Come risultato dei precedenti studi di ottimizzazione, i campi elettrici della GEM sono stati impostati nella configurazione $E_{t1} = E_{t2} = 3.0$ kV/cm $E_i = 5.0$ kV/cm, e la soglia a 3 RU. Si sono quindi ripetuti i test di efficienza della

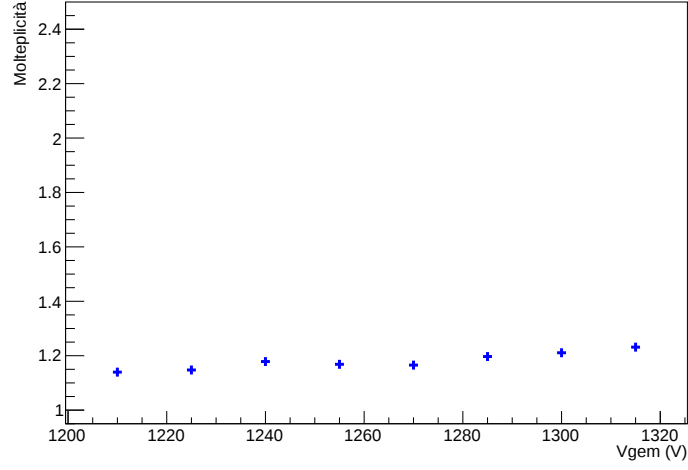


Figura 5.21: Valor medio della molteplicità in funzione della tensione applicata sui 3 fogli GEM, per la miscela delle MWPC.

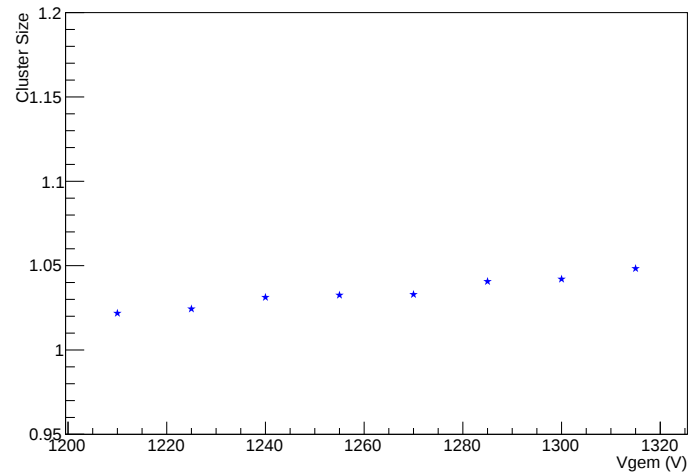


Figura 5.22: Valor medio della cluster size in funzione della tensione applicata sui 3 fogli GEM, per la miscela delle MWPC.

camera in funzione di V_{gem} per due valori del campo di deriva $E_d = 3.0, 4.0$ kV/cm, ovvero nelle stesse condizioni alle quali si sono eseguiti i test con la miscela delle MWPC, in modo da avere un confronto diretto.

5.8.1 Efficienza di rivelazione

Come deducibile dal grafico 5.23, il passaggio dalla miscela delle MWPC a quella della GEM non influenza in maniera apprezzabile l'efficienza di rivelazione del detector. Si notano, in questi risultati non normalizzati, che l'efficienza raggiunta in plateau si accorda con quella misurata ad alte tensioni con la miscela delle MWPC (Sezione 5.7). I punti garantiscono quindi maggiore solidità alla procedura di normalizzazione delle misure. L'efficienza normalizzata è riportata nel grafico 5.24.

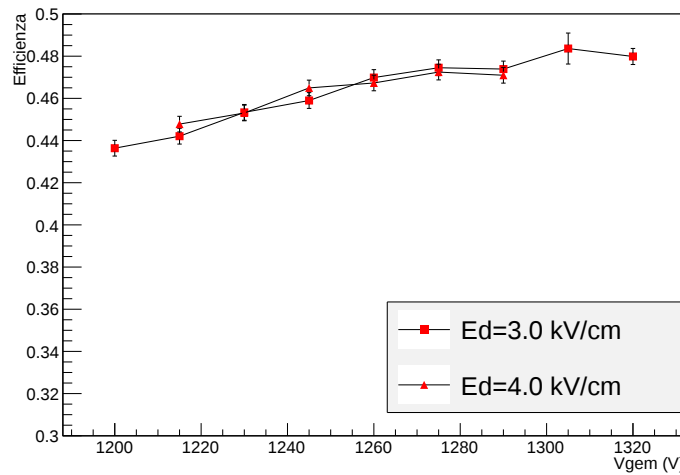


Figura 5.23: Efficienza della GEM in funzione della tensione per la miscela al 40% di CF₄.

5.8.2 Efficienza in 25 ns

Allo stesso tempo, i dati raccolti con questa miscela rendono evidente il miglioramento delle prestazioni temporali apportato dalla maggiore componente di CF₄ (figura 5.25), come previsto dalla simulazione in Sezione 3.4.1. Già a tensioni di poco superiori ai 1200 V si misura $\epsilon_{25} \simeq 80\%$, valore raggiunto nella miscela delle MWPC ad una tensione di 100 V superiore, al limite della regione di instabilità del rivelatore. Crescendo in guadagno, si raggiungono efficienze in 25 ns superiori al 90%. Aumentando il campo di deriva a 4.0 kV/cm, le prestazioni temporali della camera crescono ma leggermente, come aspettato dalla simulazione con GARFIELD nella regione 3 – 4 kV/cm (figura 3.6).

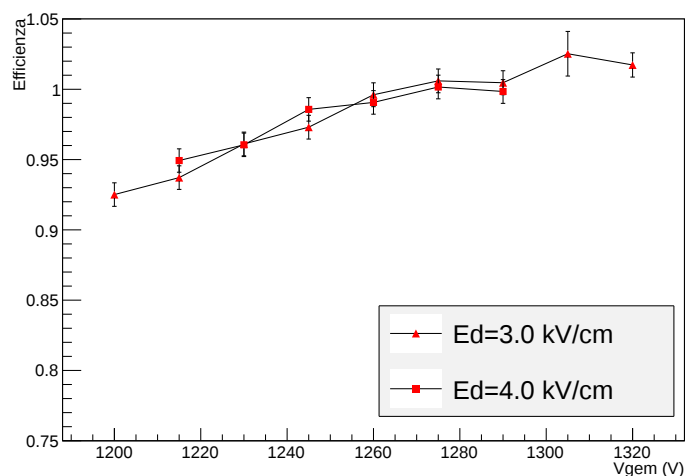


Figura 5.24: Efficienza normalizzata in funzione della tensione.

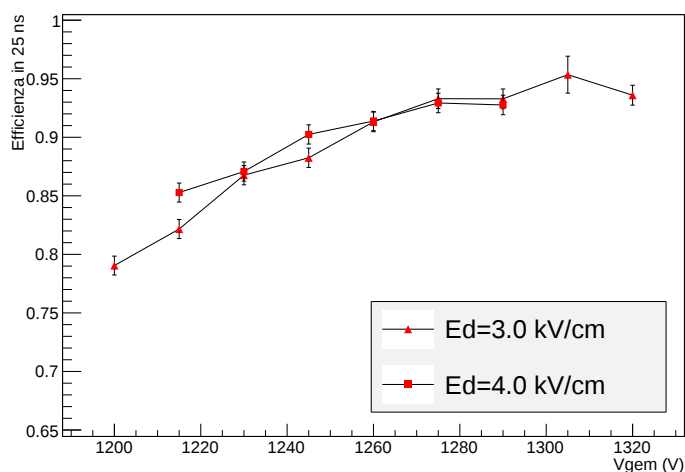


Figura 5.25: Efficienza in 25 ns in funzione della tensione.

5.8.3 Cluster Size

Con la miscela impiegata nelle GEM, la CS aumenta, a indicare il maggior guadagno rispetto alla miscela delle MWPC. Il valor medio della cluster size si mantiene comunque al di sotto di 1.10 fino a $V_{gem} = 1320$ V (figura 5.26), e quindi sempre inferiore al limite massimo di 1.2 imposto in LHCb.

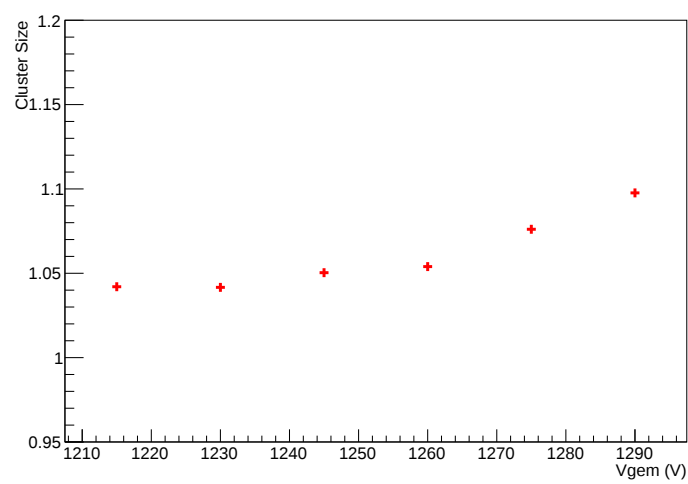


Figura 5.26: Cluster size media in funzione di V_{gem} per la miscela al 40% di CF₄.

Capitolo 6

Sommario

In questo sommario vengono messe direttamente a confronto le misure effettuate con le 2 miscele gassose.

Nelle figure 6.1 e 6.2 sono messe a confronto le prestazioni temporali. I 2 set di misure permettono di paragonare l'efficienza in 25 ns nelle due miscele, per $E_d = 3.0$ kV/cm e 4.0 kV/cm. È evidente come la più alta percentuale di CF_4 permetta buone prestazioni temporali già a basse tensioni, mentre è necessario spingersi ad alte tensioni per raggiungere $\epsilon_{25} \simeq 80\%$ con la miscela delle MWPC.

La crescita della cluster size media all'aumentare del guadagno è mostrata

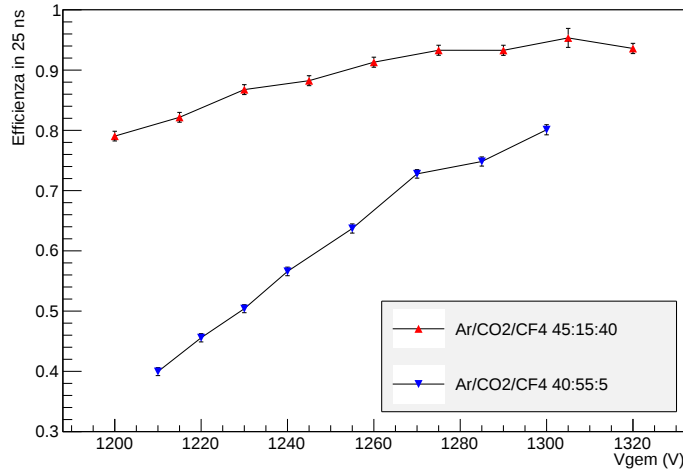


Figura 6.1: Efficienza in 25 ns nelle due miscele, con $E_d = 3.0$ kV/cm.

in figura 6.3 per entrambe le miscele. Pur essendo la CS superiore nella miscela al 40% di CF_4 , questa si mantiene al di sotto del limite di 1.2, richiesto

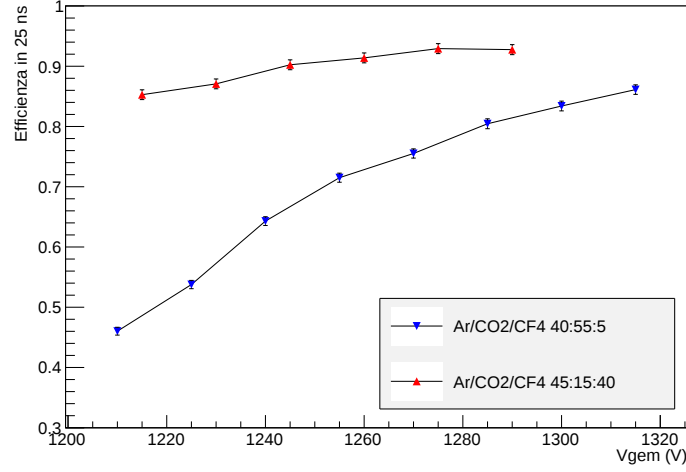


Figura 6.2: Efficienza in 25 ns nelle due miscele, con $E_d = 4.0$ kV/cm.

in LHCb per la GEM. Come descritto in precedenza, valori più alti di CS, a parità di campi elettrici, indicano un maggiore guadagno nella miscela di gas. In generale, le differenti prestazioni nelle due miscele, e in particolare la maggiore efficienza di rivelazione, possono essere in gran parte attribuite al più alto guadagno, non direttamente misurabile con il presente setup sperimentale. Per confronto, l'efficienza di rivelazione a 1220 V, cresce dal 70% al 90% nel passaggio dalla miscela delle MWPC a quella delle GEM. Si suppon-

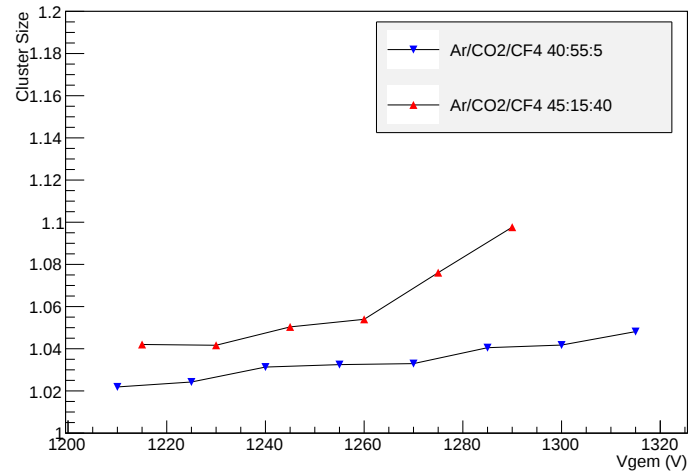


Figura 6.3: Cluster size per le due miscele all'aumentare del guadagno.

ga, in prima approssimazione, che l'efficienza in 25 ns e la cluster size siano funzione monotona crescente del guadagno e dipendano solo debolmente da altre proprietà del gas come il numero di coppie/cm prodotte (ionizzazione specifica) e la velocità di deriva. Si può quindi scrivere:

$$\epsilon_{25} = f_1(G, v_d, n) \approx f_1(G) \quad (6.1)$$

e

$$CS = f_2(G, v_d, n) \approx f_2(G). \quad (6.2)$$

Dunque, immaginando di poter scrivere il guadagno come $G \approx f_1^{-1}(\epsilon_{25})$, se ne deduce che la dipendenza dell'efficienza in 25 ns dalla cluster size non dipende dal gas impiegato. Ovvero, nel piano $\epsilon_{25} - CS$, le misure effettuate a guadagni uguali, anche con diverse miscele, occupano lo stesso posto, a meno degli effetti di velocità di deriva e clusterizzazione. Nel grafico 6.4 si nota infatti come le misure nella miscela delle GEM prolunghino l'andamento definito dai punti per la miscela delle MWPC. Tale grafico sembra indicare

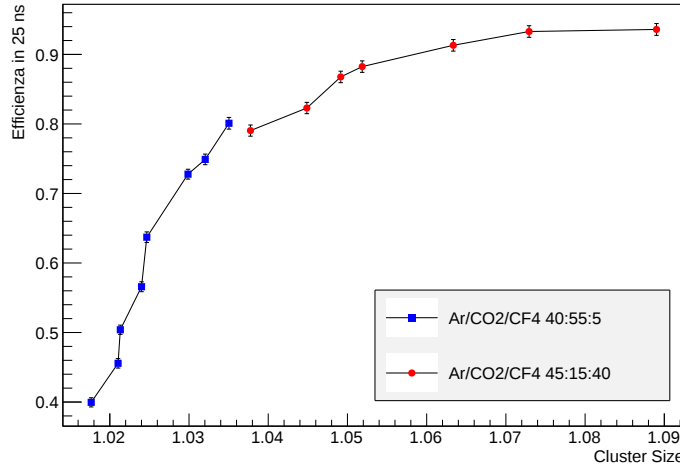


Figura 6.4: Efficienza in 25 ns in funzione della cluster size per le due miscele in studio.

che i valori a più alto guadagno ottenuti con la miscela al 5% di CF_4 quasi coincidano con quelli a più basso guadagno ottenuti con la miscela a maggiore CF_4 .

Conclusioni

In vista dell'upgrade del rivelatore LHCb, si sono studiate le prestazioni del rivelatore a tripla GEM con due diverse miscele, impiegate in LHCb nelle MWPC (Ar/CO₂/CF₄ 40:55:5) e nelle GEM stesse (Ar/CO₂/CF₄ 45:15:40). Dopo uno studio finalizzato all'ottimizzazione della soglia di rivelazione, e dei campi elettrici all'interno del rivelatore, si sono misurate efficienza di rivelazione, efficienza in 25 ns e cluster size in funzione della tensione applicata sulle 3 GEM. Come previsto dalla simulazione con il software GARFIELD, le misure effettuate confermano una diminuzione delle prestazioni temporali della GEM se la componente in CF₄ della miscela in cui il rivelatore opera scende dal 40% al 5%. Allo stesso tempo, i risultati di efficienza e cluster size indicano un guadagno inferiore per la miscela al 5% di CF₄.

I risultati del presente studio forniscono degli utili parametri funzionali della GEM per una valutazione, attraverso un'estesa simulazione Monte Carlo, delle prestazioni complessive di tutto il rivelatore a muoni in progetto per il 2018.

Appendice A

Appendice

A.1 Misura dell'impulso in un campo magnetico uniforme

La traiettoria di una particella di impulso p (in GeV/c) e carica ze immersa in un campo magnetico uniforme $\vec{B}$ è un'elica, con raggio di curvatura R e passo λ [59]. Il raggio di curvatura e la componente perpendicolare a $\vec{B}$ dell'impulso sono legati dall'equazione

$$p \cos \lambda = 0.3 z B R, \quad (\text{A.1})$$

con B in Tesla e R in metri.

La distribuzione delle misure della curvatura $k \equiv 1/R$ è approssimativamente Gaussiana. L'errore sulla curvatura, per un grande numero di misure equispaziate sulla traiettoria, può essere approssimato come

$$(\delta k^2) = (\delta k_{res})^2 + (\delta k_{ms})^2, \quad (\text{A.2})$$

dove

δk è l'errore sulla curvatura,

δk_{res} è l'errore sulla curvatura dovuto alla risoluzione sulla misura,

δk_{ms} è il contributo all'errore dovuto allo scattering multiplo.

Se si eseguono abbastanza (≥ 10) misure di posizione uniformemente spaziate lungo la traiettoria in un mezzo uniforme, si ha

$$\delta k_{res} = \frac{\epsilon}{L'^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}}, \quad (\text{A.3})$$

dove

N è il numero di punti misurati lungo la traccia,

L' è la lunghezza della traccia proiettata nel bending plane,
 ϵ è l'errore di misura su ogni punto, perpendicolarmente alla traiettoria.
 Il contributo dovuto allo scattering multiplo di Coulomb può essere approssimato come

$$\delta k_{ms} \approx \frac{(0.016)(GeV/c)z}{Lp\beta\cos^2\lambda} \sqrt{\frac{L}{X_0}}, \quad (A.4)$$

dove

p = impulso in GeV/c,

z = carica della particella incidente in unità di e ,

L = lunghezza totale della traccia,

X_0 = lunghezza di radiazione del mezzo,

$\beta = v/c$.

A.1.1 Caso della deflessione magnetica

In LHCb, il magnete dipolare genera un campo magnetico ortogonale all'asse z . In questo caso la quantità di moto si misura a partire dalla deflessione magnetica, ricostruendo la traccia a monte e a valle della dipolo. In un tratto dl di traiettoria, una particella di carica unitaria subisce una deflessione pari a

$$d\theta = \frac{dl}{R} = \frac{0.3B}{p}dl, \quad (A.5)$$

dove R è il raggio di curvatura. Lungo tutto il suo tragitto la particella viene quindi deflessa di un angolo

$$\theta = \frac{0.3}{p} \int B \cdot dl, \quad (A.6)$$

che dipende quindi dall'integrale di campo. L'errore sulla misura dell'impulso è dato da

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{\delta\theta}{\theta} = \frac{p\delta\theta}{0.3 \int B \cdot dl}, \quad (A.7)$$

dove $\delta\theta$ è l'errore sulla misura dell'angolo, derivante dalla risoluzione dei rivelatori di traccia posti prima e dopo il campo magnetico.

A.2 Effetto Cerenkov

Una particella carica emette radiazione se la sua velocità è maggiore della velocità della luce nel mezzo che sta attraversando (radiazione Cerenkov), o se passa rapidamente da un mezzo ad un altro con differenti proprietà ottiche

(radiazione di transizione) [58]. Nessuno dei due processi contribuisce sensibilmente alla perdita di energia della particella, ma sono entrambi utilizzati nei rivelatori di fisica delle alte energie.

I moti di polarizzazione e depolarizzazione del mezzo causati dal passaggio della particella carica, generano una serie di onde sferiche, il cui inviluppo va a formare un fronte d'onda conico (figura A.1). L'angolo θ_c di emissione

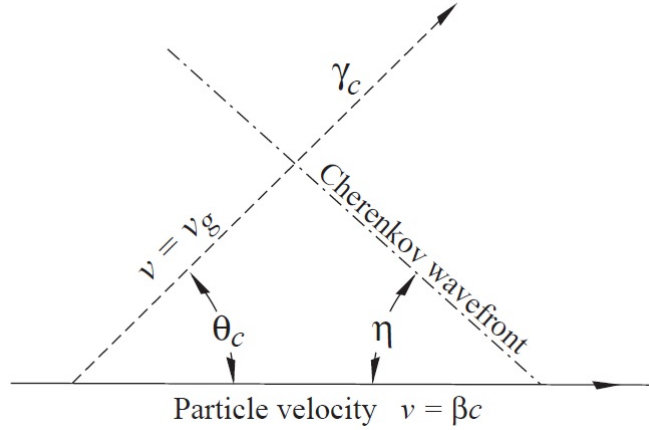


Figura A.1: Emissione di luce Cerenkov e angolo del fronte d'onda

della luce Cerenkov rispetto alla direzione di una particella con velocità βc , in un mezzo con indice di rifrazione n , è

$$\cos\theta_c = 1/n\beta. \quad (\text{A.8})$$

Per piccoli angoli di emissione, come avviene ad esempio nei gas, è possibile approssimare

$$\tan\theta_c = \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} \approx \sqrt{2(1 - 1/n\beta)}. \quad (\text{A.9})$$

Affinche venga emessa luce Cerenkov, la particella deve attraversare il mezzo con una velocità superiore al valore di soglia $\beta_t = 1/n$.

A.3 Deriva e Diffusione di cariche nel gas

Quando una particella carica attraversa un mezzo gassoso, hanno luogo un certo numero di collisioni ionizzanti dette primarie, con liberazione di coppie elettrone-ione. L'elettrone estratto, a sua volta, può possedere energia

sufficiente¹ per ionizzare ulteriormente, producendo coppie di ioni dette secondarie. La somma dei due contributi è chiamata ionizzazione totale. Il numero totale di coppie prodotte può essere espresso come:

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i}, \quad (\text{A.10})$$

dove ΔE è l'energia totale persa nel volume gassoso che si considera e W_i è l'energia media effettiva necessaria a produrre una coppia. Il numero di coppie primarie, n_p , è distribuito poissonianamente ed è approssimativamente lineare con il numero atomico del gas [60].

Le cariche prodotte da un evento ionizzante perdono rapidamente la loro energia attraverso collisioni multiple con le molecole di gas, e assumono la distribuzione di energia termica con valor medio $3/2KT \simeq 0.04$ eV in condizioni normali². In assenza di altri effetti, una distribuzione di carica localizzata diffonde a causa delle collisioni secondo una legge Gaussiana:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(x^2/4Dt)} dx, \quad (\text{A.11})$$

dove dN/N è la frazione di cariche che si trovano nell'elemento dx a distanza x dall'origine dopo un tempo t , e D indica il coefficiente di diffusione. La deviazione standard della distribuzione è data da:

$$\sigma_X = \sqrt{2Dt} \quad o \quad \sigma_V = \sqrt{6Dt}, \quad (\text{A.12})$$

rispettivamente per diffusione lineare e di volume. A causa della loro piccola massa, gli elettroni si muovono molto più velocemente degli ioni, avendo una velocità termica media di circa 10^7 cm/s. Inoltre, essendo la loro estensione trascurabile, il cammino libero medio per gli elettroni è classicamente 4 volte più lungo di quello degli ioni nello stesso gas.

Uno ione positivo può essere neutralizzato per ricombinazione con un portatore di carica negativo, sia elettrone che ione negativo, o anche per estrazione di un elettrone dalle pareti che contengono il gas. Gli elettroni, invece, possono essere neutralizzati da uno ione, possono essere catturati da una molecola elettronegativa o possono essere assorbiti dalle pareti.

¹L'elettrone deve possedere un'energia maggiore del potenziale di ionizzazione del mezzo.

² $T = 20^\circ$ e $P = 1$ atm.

A.3.1 Moto degli ioni

Quando si applica un campo elettrico attraverso il gas, gli ioni si muovono in gruppo lungo le linee di campo. La velocità media di questo lento moto, da non confondersi con la velocità istantanea degli ioni, è chiamata velocità di deriva w^+ , proporzionalmente lineare al campo elettrico ridotto E/P fino a campi molto elevati, essendo P la pressione del gas. Dividendo la velocità di deriva per il campo elettrico si definisce la mobilità:

$$\mu^+ = \frac{w^+}{E}, \quad (\text{A.13})$$

il cui valore è specifico per ogni ione che si muove nel gas. Una mobilità costante è la conseguenza diretta del fatto che, fino a campi elettrici elevati, l'energia media degli ioni resta all'incirca costante, al contrario di quanto accade agli elettroni. Nelle miscele gassose, tuttavia, ha luogo un continuo processo di scambio carica per il quale vengono rimossi tutti gli ioni con l'eccezione di quelli a più basso potenziale di ionizzazione.

Gli ioni che migrano in un tempo t lungo una distanza x , diffondono secondo la distribuzione di probabilità A.11, con deviazione standard

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2kTw^+t}{eE}} = \sqrt{\frac{2kTx}{eE}}, \quad (\text{A.14})$$

avendo fatto uso della relazione classica $D^+/\mu^+ = kT/e$. Di conseguenza la deviazione standard per la diffusione lineare non dipende dalla natura degli ioni e del gas.

A.3.2 Moto degli elettroni

Al contrario degli ioni, gli elettroni non hanno una mobilità costante a meno che non siano soggetti a campi elettrici molto bassi. Infatti, a causa della loro piccola massa, essi possono incrementare sostanzialmente la loro energia tra collisioni con le molecole del gas sotto l'influenza di un campo elettrico. In una semplice formulazione dovuta a Townsend, la velocità di drift si può esprimere come

$$w = \frac{e}{2m}E\tau, \quad (\text{A.15})$$

dove con τ si indica il tempo medio tra due collisioni, in generale funzione del campo elettrico E . La sezione d'urto di collisione, e quindi τ , dipendono fortemente da E per alcuni gas e presentano massimi e minimi, come riportato in figura A.2 (effetto Ramsauer). La distribuzione energetica cambia quindi dalla sua originale forma Maxwelliana, e l'energia media può superare

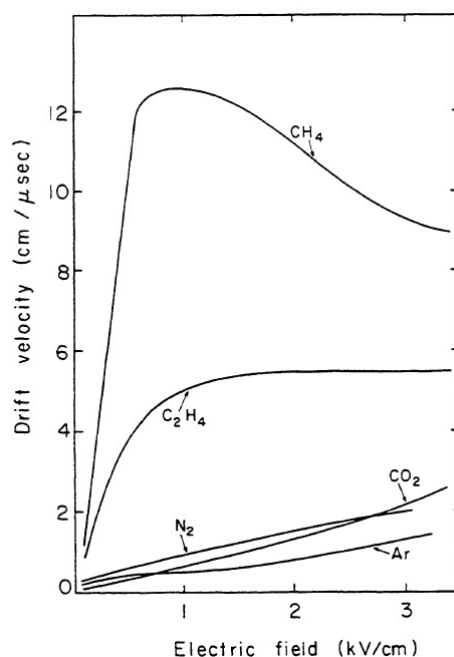


Figura A.2: Velocità di drift degli elettroni per vari gas in condizioni normali, come risultato di diverse misure in contatori proporzionali.

il valore termico di molti ordini di grandezza per campi elevati.

Durante il moto di deriva in campo elettrico, gli elettroni diffondono secondo una distribuzione Gaussiana come la A.11; il cambiamento della distribuzione energetica causato dal campo, fa sì che il coefficiente di diffusione dipenda da E . Il fattore che limita l'accuratezza con la quale si localizza una nuvola elettronica in deriva, non è dato direttamente da σ_X ma dalla sua varianza, a seconda del numero di elettroni necessari per superare la soglia di trigger del contatore. Per esempio, se si misura il tempo medio di n elettroni in deriva, la precisione sulla misura sarà $\sigma_X/\sqrt{n}$.

A.4 La scelta del gas

Specifiche richieste sperimentali, a volte contrastanti, restringono la scelta del gas a poche famiglie di composti: bassa tensione di lavoro, alto guadagno, buona proporzionalità, alta *rate capability* ecc..

La moltiplicazione a valanga avviene in gas nobili a campi molto più bassi rispetto a quanto accade nel caso di molecole complesse, come conseguenza dei molteplici modi di dissipazione energetica non ionizzante disponibili in queste

ultime. Dunque si può pensare di scegliere un gas nobile come componente primaria della miscela gassosa. La scelta è dettata da un'alta ionizzazione specifica: scartando i costosi xeno e krypton, la scelta ricade naturalmente sull'argon. Un contatore riempito con argon puro non permette tuttavia di superare guadagni di $10^3 - 10^4$ senza entrare in un regime di scarica. Durante il processo a valanga, sono infatti formati atomi eccitati e ionizzati. I gas nobili eccitati possono tornare allo stato fondamentale solo attraverso un processo radiativo, e la minima energia del fotone emesso (11.6 eV per l'argon) è ben al di sopra del potenziale di ionizzazione di ogni metallo che costituisce il catodo (7.7 eV per il rame). Alcuni fotoelettroni in grado di dar luogo a nuove valanghe subito dopo quella primaria possono quindi essere estratti dal catodo. Gli ioni di argon, inoltre, migrano al catodo e si neutralizzano con l'estrazione di un elettrone, in cui il bilancio energetico viene raggiunto con l'emissione di un fotone o con l'estrazione di un altro elettrone dalla superficie metallica (emissione secondaria). Entrambi i processi producono valanghe spurie: anche per guadagni moderati, la loro probabilità di occorrenza è alta a sufficienza da indurre un regime di scarica permanente. Le molecole poliatomiche si comportano in maniera molto differente, specialmente se composte da più di 4 atomi. Il grande numero di stati eccitati roto-vibrazionali non radiativi, permette infatti l'assorbimento dei fotoni in un ampio spettro di energia³. Queste molecole dissipano l'energia in eccesso sia con collisioni elastiche, sia per dissociazione in radicali semplici, e presentano raramente emissione secondaria. Nella neutralizzazione, i radicali si ricombinano in molecole semplici (dissociazione) oppure formano complessi più grandi (polimerizzazione). Anche piccole quantità di cosiddetto *quencher* poliatomico in aggiunta a gas nobile cambiano completamente il modo di operare di un contatore, a causa del basso potenziale di ionizzazione che si traduce in un efficiente scambio ionico. Un buon assorbimento di fotoni e la soppressione di emissioni secondarie permettono di raggiungere guadagni superiori a 10^6 prima del regime di scarica. L'efficienza di *quenching* di un gas poliatomico aumenta con il numero di atomi nella molecola.

L'aggiunta di piccole quantità di gas elettronegativi (come i freon) permette di raggiungere i guadagni più alti possibili prima del regime di Geiger-Muller. Oltre alla loro capacità di *quenching* fotonico, i gas elettronegativi catturano gli elettroni liberi e formano ioni negativi, incapaci di formare una valanga. Sfortunatamente, l'utilizzo di gas elettronegativi può influire drammaticamente sulla vita media dei contatori, se sottoposti ad alto flusso di particelle. Ad esempio, il processo di dissociazione alla base dell'azione di *quenching*

³Nel metano, per esempio, l'assorbimento è molto efficiente per energie di 7.9 – 14.5 eV, che coprono l'intero range energetico dei fotoni emessi dall'argon.

consuma rapidamente le molecole disponibili in un rivelatore ermeticamente chiuso: per questo motivo essi operano sotto un costante flusso di gas. Tuttavia, come accennato in precedenza, alcuni prodotti della ricombinazione molecolare sono polimeri liquidi o solidi, che si vanno a depositare su anodo e catodo, modificando sostanzialmente il funzionamento del contatore dopo l'assorbimento di un certo flusso integrato di particelle. Se a fronte di questo problema si introduce un agente non polimerizzante con potenziale di ionizzazione più basso degli altri costituenti della miscela, si possono convertire le specie ioniche neutralizzate al catodo in altre specie non polimerizzanti.

A.5 Misura dell'efficienza di uno scintillatore

Sia 2 lo scintillatore di cui si vuole stimare l'efficienza, mentre i numeri 1 e 3 identificheranno gli scintillatori posti sopra e sotto il 2. Sia N_{ijk} il numero di conteggi in coincidenza tra gli scintillatori i, j e k . Si vuole quindi dimostrare che $\epsilon = \frac{N_{123}}{N_{13}}$ rappresenta una buona stima dell'efficienza.

Considerando che la frequenza con la quale i muoni investono la superficie terrestre è elevata, che la probabilità che uno di essi colpisca il rivelatore è bassa e che gli eventi sono altresì indipendenti, si può assumere che N_{13} segua la distribuzione di Poisson:

$$P(N_{13}) = \frac{e^{-\mu_{13}} \mu_{13}^{N_{13}}}{N_{13}!}. \quad (\text{A.16})$$

Si consideri d'ora in poi N_{13} misurato, cioè costante. Che distribuzione di probabilità segue invece la variabile casuale N_{123} ? Se si identifica con N_{123} la variabile che rappresenta il numero di casi positivi, N_{13} rappresenterà il numero di estrazioni: la probabilità che in una estrazione si presenti l'evento positivo sarà quindi proprio l'efficienza ϵ . N_{123} segue quindi la distribuzione binomiale:

$$B_{N_{13}, \epsilon}(N_{123}) = \binom{N_{13}}{N_{123}} \epsilon^{N_{123}} (1 - \epsilon)^{N_{13} - N_{123}}. \quad (\text{A.17})$$

Il valore d'aspettazione e la varianza dell'efficienza saranno quindi:

$$E[N_{123}] = N_{13}\epsilon \quad \rightarrow \quad E[\epsilon] = \frac{E[N_{123}]}{N_{13}} = \epsilon \quad (\text{A.18})$$

e

$$V[\epsilon] = \frac{V[N_{123}]}{N_{13}^2} = \frac{N_{13}\epsilon(1 - \epsilon)}{N_{13}^2} = \frac{N_{123}}{N_{13}^3} (N_{13} - N_{123}). \quad (\text{A.19})$$

Bibliografia

- [1] A.D. Sakharov, Sov. Phys. Usp. **34** (5), 392-393 (1966)
- [2] J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)
- [3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963)
- [4] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Th. Phys. **49**, 652 (1973)
- [5] M. Antonelli et al., *Flavor Physics in the Quark Sector*, Report of the CKM workshop, Rome 9-13th Sep. 2008
- [6] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983)
- [7] Quang Ho-Kim, Xuan-Yem Pham, *Elementary Particles and Their Interactions*, Springer Ed.
- [8] Albrecht et al., Phys. Lett. **192B** (1987) 245
- [9] B. Aubert et al., [BaBar Collab.], Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001)
- [10] K. Abe et al., [BELLE Collab.], Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001)
- [11] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012)
- [12] <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>
- [13] D. Pinci, *A triple-GEM detector for the muon system of the LHCb experiment*, Ph. D. Thesis, Università degli studi di Cagliari, XV ciclo (1999-2002)
- [14] P. Lefèvre and T. Pettersson, LHC Study Group, *THE LARGE HADRON COLLIDER: Conceptual Design*, CERN/AC/95-05(LHC) 1995
- [15] <http://home.web.cern.ch/about/accelerators>

- [16] LHCb Collaboration, *Technical Proposal*, CERN/LHCC/1998-004 (1998)
- [17] LHCb Collaboration, *TDR - Reoptimized Detector Design and Performance*, CERN/LHCC/2003-030 (2003)
- [18] LHCb Collaboration, *Trigger System TDR*, CERN/LHCC/2003-031 (2003)
- [19] LHCb Collaboration, *LHCb Magnet Technical Design Report*, CERN/LHCC/2000-007 (2000)
- [20] LHCb Collaboration, *VELO TDR*, CERN/LHCC/2001-011
- [21] LHCb Collaboration, *Inner Tracker TDR*, CERN/LHCC/2002-029 (2002)
- [22] LHCb Collaboration, *Outer Tracker TDR*, CERN/LHCC/2001-024 (2001)
- [23] LHCb Collaboration, *RICH TDR*, CERN/LHCC/2000-037 (2000)
- [24] LHCb Collaboration, *LHCb Calorimeters TDR*, CERN/LHCC/2000-036 (2000)
- [25] LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, 2008 JINST 3 S08005 (2008)
- [26] LHCb Collaboration, *Muon System TDR*, CERN/LHCC/2001-010 (2001)
- [27] LHCb Collaboration, *Addendum to the Muon System TDR*, CERN/LHCC/2003-002 (2003)
- [28] LHCb Collaboration, *Second Addendum to the Muon System TDR*, CERN/LHCC/2005-012 (2005)
- [29] F. Sauli e A. Sharma, *Micro-Pattern Gaseous Detectors*, CERN-EP/99-69 (1999)
- [30] F. Sauli, *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*, Nucl. Instrum. Meth. **A386**, 531 (1997)
- [31] S. Bachmann et al., *Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier*, Nucl. Instrum. Meth. **A438**, 376 (1999)

- [32] G. Bencivenni et al., *A Fast Multi-GEM-Based Detector for High-Rate Charged Particle Triggering*, IEEE TRANSACTION ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 49, NO. 6 (2002)
- [33] W. Bonivento e D. Marras, *Production of the front-end boards of the LHCb muon system*, LHCb-2007-150 (2007)
- [34] R. Veenhof, *Garfield - simulation of gaseous detectors*, <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>
- [35] S. Biagi, *Magboltz - transport of electrons in gas mixtures*, <http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>
- [36] I. Smirnov, *Heed - Interactions of particles with gases*, <http://heed.web.cern.ch/heed/>
- [37] C.A.E.N. SY2527 User Manual, <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=8225>
- [38] C.A.E.N. A1821 User Manual, <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=9476>
- [39] C.A.E.N. A1833 User Manual, <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=9481>
- [40] HP 6269B DC Power Supply Operating and Service Manual, <http://www.home.agilent.com/en/pd-1000001534%3Aepsg%3Apropn-6269B/dc-power-supply?&cc=IT&lc=ita>
- [41] C.A.E.N. N145 Quad Scaler and Preset Counter/Timer User Manual, <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=4990>
- [42] C.A.E.N. 2255B (N93B) Dual Timer User Manual, <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5239>
- [43] C.A.E.N. N84 Four-Fold Fast Discriminator User Manual, http://www.ca.infn.it/~oldeman/lab2/manuals/man_n84.pdf
- [44] C.A.E.N. N638 16 Channel NIM-ECL/ECL-NIM Translator and Fan Out User Manual, <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5258>
- [45] C.A.E.N. N405 3 Fold Logic Unit/Majority With Veto User Manual, <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=8694>
- [46] C.A.E.N. N224 6 Channel Low Treshold Discriminator User Manual, <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5013>

- [47] National Instruments NI VME-MXI-2 User Manual, <http://www.ni.com/pdf/manuals/321071a.pdf>
- [48] C.A.E.N. V767 128 Ch. General Purpose Multihit TDC User Manual, <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=8500>
- [49] C.A.E.N. V488A 8 Channel Multievent TDC User Manual, <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=4943>
- [50] C.A.E.N. V513 16 Channel Programmable I/O Register User Manual, <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5211>
- [51] National Instruments LabVIEW System Design Software, <http://www.ni.com/labview/i/>
- [52] Kvaser USBcan II HS/HS Data Sheet, http://www.kvaser.com/datasheets/kvaser_datasheet.php?ean=73-30130-00159-6
- [53] CERN ELMB, <http://www.ohwr.org/projects/cern-elmb/wiki>
- [54] E. Furfaro, *Studio ed ottimizzazione delle prestazioni delle camere a multifilo dell'esperimento LHCb*, Tesi di laurea magistrale, Sapienza Università di Roma (A.A. 2008/2009)
- [55] L. Anderlini et. al., *A new method based on noise counting to monitor the frontend electronics of the LHCb muon detector*, arXiv:1305.4592v1, 20 Maggio 2013
- [56] A.A. Alves Jr et. al., *Performance of the LHCb muon system*, arXiv:1211.1346v2, 15 Febbraio 2013
- [57] ROOT, *An Object-Oriented Data Analysis Framework*, <http://root.cern.ch/drupal/>
- [58] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86** Sec. 30, 010001 (2012)
- [59] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86** Sec. 31, 010001 (2012)
- [60] F. Sauli, *Principle of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN 77-09 (1977)