



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BARI “Aldo Moro”
Dipartimento Interateneo di Fisica “Michelangelo Merlin”

DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA

Ciclo XXXII

Settore scientifico disciplinare Fis/01

Studio di rivelatori MPGD
per l'*upgrade*
di fase 1 e fase 2 di CMS

Supervisori

Dr. Antonio RANIERI

Dr.ssa Anna COLALEO

Dottoranda

Dr.ssa Elisabetta SOLDANI

Coordinatore

Ch.mo Prof. Giuseppe IASELLI

ESAME FINALE 2020

Indice

Lista delle figure.....	VIII
Lista delle tabelle.....	XXIII
Introduzione.....	1
1 <i>Upgrade</i> di fase 1 e 2 di CMS.....	5
1.1 La fisica di LHC.....	5
1.1.1 Il Modello Standard (MS) e il MS Supersimmetrico Minimale (MSSM).....	5
1.1.2 Il bosone di Higgs a LHC	7
1.1.3 Limiti del MS a LHC.....	11
1.1.4 Il sistema di accelerazione e gli esperimenti di LHC	12
1.2 Il <i>Compact Muon Solenoid</i> (CMS).....	15
1.2.1 I sottosistemi di CMS.....	17
1.2.2 Il sistema di muoni di CMS	17
1.3 <i>Upgrade</i> di fase 1 e 2 di CMS	15
1.3.1 La stazione GE1/1.....	37
1.3.2 La stazione GE2/1.....	37
1.3.3 La stazione MEO	37

2 I rivelatori a gas	43
2.1 L'interazione della radiazione con la materia	44
2.1.1 Particelle cariche pesanti	44
2.1.2 Elettroni e positroni	47
2.1.3 Radiazione elettromagnetica	50
2.2 Principi generali dei rivelatori a gas.....	55
2.3 Regimi di operatività dei rivelatori a gas.....	59
2.4 Micro Pattern Gas Detector (MPGD).....	62
2.4.1 Micro-Strip Gas Chamber (MSGC)	63
2.4.2 Micro Mesh Gaseous Structure (Micromegas)	65
2.4.3 Gas Electron Multiplier (GEM).....	66
2.4.4 Rivelatori a μ -RWELL.....	67
3 Rivelatori a tripla GEM	72
3.1 Rivelatori a tripla GEM di ultima generazione	72
3.2 Tecniche di produzione e costruzione dei rivelatori a tripla GEM	77
3.2.1 Tecniche di produzione dei fogli GEM	77
3.2.2 Tecniche di stretching dei fogli GEM	79
3.2.3 Elettronica di lettura dei rivelatori a tripla GEM	80
3.3 Configurazione elettrica del rivelatore a tripla GEM	82
3.4 Guadagno del rivelatore a tripla GEM.....	85
3.5 Risoluzione temporale del rivelatore a tripla GEM.....	87
3.6 La formazione del segnale in un rivelatore a tripla GEM	89
4 Costruzione e validazione dei rivelatori a tripla GEM per la stazione GE1/1	92
4.1 Assemblaggio e costruzione dei rivelatori GE1/1.....	92
4.2 I controlli di qualità nei siti di produzione	97
4.2.1 QC5	109

4.3 I controlli di qualità presso il sito del CERN	119
4.4 Risultati dei controlli di qualità dei rivelatori a tripla GEM	
GE1/1	127
5 Analisi dei dati del guadagno e criterio di accoppiamento dei rivelatori.....	132
5.1 Metodi e criteri per accoppiamento	133
5.1.1 Accoppiamento in corrente	136
5.1.2 Accoppiamento in guadagno	139
5.2 Risultati accoppiamento in guadagno.....	141
6 Rivelatori MPGD per la stazione GE2/1	147
6.1 Richieste e vincoli per la stazione GE2/1	147
6.2 Rivelatori μ -RWELL.....	150
6.2.1 Simulazioni e prestazioni del rivelatore μ -RWELL	156
6.3 Rivelatori a tripla GEM per la stazione GE2/1	161
6.3.1 Controlli di qualità dei prototipi di rivelatori per la stazione GE2/1	164
Conclusioni	169
Bibliografia	173
Ringraziamenti	181

Lista delle figure

1.1	Sezioni d'urto di particelle del Modello Standard in funzione dell'energia del centro di massa.	7
1.2	Diagrammi di Feynman dei processi principali di produzione del bosone di Higgs presso LHC: (a) gluon-gluon fusion; (b) vector-boson fusion (VBF); (c) associato con bosone vettore; (d) associato con coppie di quark top.....	8
1.3	A sinistra: Branching ratio delle modalità di decadimento del bosone di Higgs in funzione della massa di Higgs. A destra: Prodotto del branching ratio del decadimento di Higgs con la sezione d'urto nel centro di massa $\sqrt{s}=8$ TeV.....	9
1.4	Osservazioni del bosone di Higgs con decadimenti di-bosone: (a) $h \rightarrow \gamma\gamma$, (b) $h \rightarrow ZZ^*$, (c) $h \rightarrow WW$	10
1.5	Regioni di confidenza dei canali di decadimento per i fattori di scala k_f e k_V , in rosso il miglior fit dei risultati combinati.	10
1.6	Costanti ridotte di accoppiamento del bosone scoperto a LHC in funzione della massa della particella.	10
1.7	Sistema di accelerazione di LHC e principali esperimenti presso il CERN.	12
1.8	Principali esperimenti presenti su LHC.	14
1.9	Schema del rivelatore di CMS.	16
1.10	Sistema di coordinate di CMS.	17
1.11	Schema di una sezione trasversale di CMS: è mostrata l'interazione delle particelle nei diversi sottosistemi del rivelatore.	17
1.12	Schema del magnete superconduttore di CMS.....	18
1.13	Schema del tracciatore interno di CMS.....	2

1.14	Schema del sistema del rivelatore a pixel di CMS.....	20
1.15	Schema del calorimetro elettromagnetico di CMS.....	21
1.16	Rivelatore CMS con individuazione dei calorimetri adronici	21
1.17	Sezione trasversale dell'attuale sistema di muoni di CMS.....	22
1.18	Sezione longitudinale di CMS con lo spettrometro di muoni. L'asse z corrisponde alla linea del fascio e l'origine è il suo punto d'interazione	23
1.19	Schema di cella del rivelatore a <i>Drift Tube</i> di CMS con la geometria della camera e le linee di campo.....	23
1.20	Schema di camera CSC con segnale indotto sui fili e sul catodo. I segnali sono combinati per l'identificazione della posizione esatta dell'hit del muone.....	24
1.21	Schema di camera RPC con struttura a piani paralleli e spaziatori. Le strip di <i>readout</i> sono separate dalla regione di amplificazione grazie a un sottile strato resistivo.....	25
1.22	Rappresentazione del sistema di trigger L1 di CMS.	27
1.23	Schema riassuntivo e <i>timing</i> delle operazioni di <i>upgrade</i> di LHC.....	28
1.24	Proiezione delle performance di LHC con date preliminari dei <i>long shutdown</i> (LS) e delle luminosità istantanee e integrate previste.	28
1.25	Sezione del sistema di muoni. Le posizioni delle nuove stazioni GE1/1, GE2/1 e ME0 sono contenute nel riquadro in rosso.....	30
1.26	Rate di trigger di livello L1 in funzione della soglia dell' impulso trasverso p_t con e senza i rivelatori a tecnologia GEM (GE1/1).	32

1.27	Le linee tratteggiate mostrano il numero medio di strati di muoni con hit ricostruiti in funzione della pseudorapidità η , esso è confrontato al flusso di neutroni in Hz/cm ² (linea colorata), causa dominante di hit di background per la stazione di muoni attraversata da un muone.....	33
1.28	Efficienza di trigger di singolo muone in funzione del numero di camere CSC non triggerate, con e senza la nuova stazione GE1/1 a tecnologia GEM.....	34
1.29	Una sezione longitudinale dell'attuale spettrometro di muoni di CMS con la nuova stazione GE1/1.....	35
1.30	A sinistra: L'angolo di <i>bending</i> azimutale di un muone simulato di 10 GeV rispetto al vettore normale alla camera CSC confrontato con le distribuzioni delle quattro stazioni. A destra: Schema di misurazione dell'angolo di bending con una coppia di camere CSC e GEM per bassi e per alti valori di impulso dei muoni.....	35
1.31	Nella stazione GE1/1, due rivelatori a tripla GEM si affacciano l'uno sull'altro per formare una supercamera. Nell' <i>endcap</i> di CMS la totale copertura azimutale si ottiene con camere del tipo <i>short</i> e del tipo <i>long</i>	37
1.32	Sezione del sistema di muoni. Le posizioni delle nuove stazioni GE1/1, GE2/1 e ME0 sono contenute nel riquadro in rosso.....	38
1.33	A sinistra: Efficienza di ricostruzione di un segmento del livello di trigger L1 in funzione della pseudorapidità η usando solo rivelatori CSC (curva bassa) o entrambi i rivelatori CSC+GEM (curva alta). A destra: Risoluzione della misura della direzione del muone $\Delta\phi$ nella seconda stazione usando la sola ricostruzione delle camere CSC; quella ottenuta dalle ricostruzioni di ME2/1-GE2/1 e quella utilizzando ME1/1-GE1/1.	39
1.34	A sinistra: Collocazione dei 18 rivelatori GE2/1 sul retro dei dischi YE \pm 1 in CMS. A destra: Schema di rivelatore GE2/1 con segmentazione in 4 moduli.....	39
1.35	Layout del rivelatore ME0 con i sei moduli (<i>layer</i>) costituenti.....	39

2.1	<i>Stopping power</i> in funzione dell'energia per diverse particelle. La linea tratteggiata tiene conto delle correzioni relativistiche.....	46
2.2	<i>Stopping power</i> per muoni positivi nel rame in funzione di $\beta\gamma$	46
2.3	<i>Stopping power</i> per una particella MIP in funzione del numero atomico del mezzo.....	47
2.4	Potenza frenante per elettroni nel rame come somma dei contributi radiativo e anelastico. La linea punteggiata rappresenta la potenza frenante per protoni.....	49
2.5	Rapporto di diseccitazione per fluorescenza delle <i>shell</i> K e L in funzione del numero atomico Z. la curva della <i>shell</i> -L è una media dei livelli L1, L2 e L3.	51
2.6	Schema dei principali meccanismi di interazione della radiazione elettromagnetica con la materia.....	51
2.7	Distribuzione dell'energia di elettroni Compton per diversi valori di energia dei fotoni incidenti.	52
2.8	A sinistra: Distribuzione angolare dei fotoni scatterati per diversi valori di energie ε incidenti. A destra: Diagramma polare della sezione d'urto Compton differenziale per elettrone. Le curve indicate corrispondono all' energia del fotone incidente ε	53
2.9	Coefficienti di attenuazione totali e parziali di fotoni in miscela di ArCo ₂ (70/30).....	54
2.10	Tipica valanga a goccia con elettroni, più veloci, e ioni, più lenti, che si muovono in direzioni opposte.	58
2.11	Coefficienti di Townsend per diversi tipi di gas.....	58
2.12	Schematizzazione di un semplice rivelatore a ionizzazione.....	59
2.13	Modalità di operazione in rivelatori gassosi in funzione dell'intensità del campo elettrico della regione di moltiplicazione.	60
2.14	Ingrandimento del primo piano resistivo sviluppato da Oed. Anodi composti da sottili strip metalliche si alternano a catodi di strip più larghe su uno strato isolante.	64

2.15	A sinistra: Principio di funzionamento di una MSGC. A destra: Rappresentazione delle linee di campo in prossimità degli eletrodi di una MSGC.....	64
2.16	A sinistra: Schematizzazione dei componenti di un rivelatore Micromegas. A destra: Microscopia ottica della <i>mesh</i> metallica interna al rivelatore.	65
2.17	A sinistra: Attraversamento della gap di deriva e di amplificazione da parte di una particella carica in una Micromegas. A destra: Distribuzione delle linee di campo nella regione di moltiplicazione.	65
2.18	A sinistra: Microscopia ottica di un foglio GEM. A destra: Rappresentazione delle linee di campo interne ai fori di una GEM di spessore $50\ \mu\text{m}$ con passo $140\ \mu\text{m}$	67
2.19	Rappresentazione schematica della struttura a μ -RWELL.....	68
2.20	A sinistra: Rappresentazione della carica localizzata in un rivelatore μ -RWELL. A destra: Rappresentazione delle linee di campo in un pozzetto del rivelatore μ -RWELL.....	69
3.1	Facciata esterna ed interna della <i>board</i> di <i>readout</i> di un rivelatore GE1/1.....	74
3.2	A sinistra: Esploso del rivelatore a tripla GEM per la stazione GE1/1. A destra: Schema di una supercamera per la stazione GE1/1 nell' <i>endcap</i> del sistema di muoni.	75
3.3	Guadagno effettivo misurato per una GE1/1-III in funzione del flusso di raggi X fino a $10^6\ \text{kHz}/\text{cm}^2$ con miscela di Ar/CO ₂ (70:30) [22]	76
3.4	Processi di produzione di un foglio GEM con tecnica a doppia-maschera (a sinistra) e con tecnica a singola maschera (a destra).....	78
3.5	In alto: Microscopia della sezione di una GEM prodotta con singola maschera. In basso: Strato superiore e inferiore di un foglio GEM.....	79

3.6	A sinistra: Sezione di un rivelatore a tripla GEM con struttura <i>self-stretching</i> . A destra: Ingrandimento di un angolo del rivelatore GE1/1 che mostra la struttura <i>self-stretching</i>	80
3.7	Schema a blocchi dell'ASIC di lettura di <i>front-end</i> VFAT3.....	81
3.8	Overview del sistema di lettura elettronica della camera.....	81
3.9	Guadagno e probabilità di scarica in funzione della tensione per un rivelatore a singola GEM, a doppia GEM e a tripla GEM in ArCO ₂	82
3.10	Principio di funzionamento di un rivelatore a tripla GEM con E _D , E _{T1} , E _{T2} e E _I rispettivamente campo di deriva, primo e secondo campo della regione di transfer e campo di induzione.....	83
3.11	Schema delle linee di campo elettrico in prossimità dei fori di un singolo foglio GEM.....	84
3.12	Correnti sui vari elettrodi di un rivelatore a doppia-GEM in funzione del campo elettrico di trasferimento: I _D corrente misurata sul catodo, I _{T1} e I _{B1} correnti rispettivamente sulla parte superiore e inferiore del primo foglio GEM e I _s corrente raccolta all'anodo di lettura.....	85
3.13	Risoluzione temporale dei rivelatori GE1/1 in ArCO ₂ e Ar/CO ₂ /CF ₄ (45:15:40) in funzione del campo elettrico nella regione di <i>drift</i>	88
3.14	Parametri tipici misurati su una GE1/1-IV per una miscela di Ar/CO ₂ (70:30), in funzione della tensione di drift.....	89
4.1	Design della camera GE1/1 con legenda dei vari componenti.....	92
4.2	A sinistra: Pulitura del foglio GEM in camera pulita. A destra: Box con fogli GEM flussate in azoto.....	93
4.3	Fase di inserimento del foglio GEM nel frame interno alla camera.....	94

4.4	Elementi di tensionamento dei fogli GEM nella struttura di <i>self-stretching</i>	94
4.5	Fasi finali di assemblaggio del rivelatore a tripla GEM.	95
4.6	Schema del circuito stampato della <i>Drift Board</i>	96
4.7	Posizionamento della <i>Readout Board</i> sul rivelatore a tripla GEM.	97
4.8	Rappresentazione del foro di un foglio GEM con presenza di difetti e contaminazioni.....	98
4.9	Rappresentazione del test di controllo QC2 <i>long</i>	100
4.10	Schema del setup per la misura della tenuta gas in QC3.	102
4.11	QC3-Risultati tipici per la camera GE11-X-S-BARI-0009	102
4.12	QC3-Curva tipica di variazione della pressione interna al rivelatore GE1/1.....	104
4.13	Schema del setup per il controllo QC4.....	106
4.14	QC4-A sinistra: Rappresentazione schematica del partitore di alimentazione del rivelatore GE11. A destra: Il rivelatore GE11 con piano di massa e adattatori con terminazioni a 50Ω	107
4.15	QC4-Risultati tipici per la camera GE11-X-S-BARI-0009.....	108
4.16	QC4-A sinistra: Curva V-I e fit per una camera campione. A destra: rate del rumore intrinseco per una camera campione.....	108
4.17	Box schermante contenente il generatore a raggi X nel laboratorio di Bari	109
4.18	QC5-I Connettori APV25 dotati di Master(M) e Slave (S) sono collocati sul piano di lettura con <i>mapping</i> ($i\eta, i\phi$).....	110
4.19	Immagine del rivelatore GE1/1 nella box a raggi X.	110
4.20	Schema del setup per il controllo QC5.....	111
4.21	Rappresentazione del <i>grounding</i> per i connettori della camera GE1/1. La linea in arancio indica il nastro in rame.....	112

4.22	QC5-Front panel del software Keithley 6487 per il monitoraggio delle correnti.....	113
4.23	QC5-Risultati tipici per la camera GE11-X-S-BARI-0009.....	115
4.24	Illustrazione del setup utilizzato per la misura di uniformità in QC5.....	115
4.25	Schema della segmentazione della camera GE1/1 in 8 partizioni con 768 <i>slice</i> ciascuna formata da 4 strip.....	116
4.26	QC5-Spettro di carica ottenuto dopo l'irraggiamento con raggi X da 23 keV. Fit effettuato sui dati del fotopicco per la camera GE11-X-S-BARI-0007.....	117
4.27	QC5-Distribuzione gaussiana delle posizioni medie del Fotopicco di fluorescenza del rame per la camera GE11-X-S-BARI-0007.....	118
4.28	QC5-Rappresentazione dei valori medi dello spettro di fluorescenza ottenuti della distribuzione di figura 4.27, per ciascuna slice in coordinate locali per tutti i settori ($i\eta$) della camera GE11-X-S-BARI-0007.....	119
4.29	QC6-Curve I-V per ciascun <i>layer</i> del rivelatore a tripla GEM.....	121
4.30	QC7- A sinistra: Monitoraggio del rumore dei VFAT prima dell'installazione del circuito di raffreddamento. A destra: Monitoraggio del rumore dei VFAT dopo l'installazione del circuito di raffreddamento.....	122
4.31	QC7-A sinistra: Monitoraggio delle soglie dei VFAT prima dell'installazione del circuito di raffreddamento. A destra: Monitoraggio delle soglie dei VFAT dopo l'installazione del circuito di raffreddamento.	122
4.32	QC7-S-curve tipiche per VFAT che superano il test di carica.....	123
4.33	Alcune fasi di assemblaggio della supercamera: (a) preparazione del chimney rivestito di kapton; (b) installazione del <i>cooling system</i> ; (c) fissaggio delle camere al <i>mockup</i> dello stand.....	124

4.34	Schema del test-stand di cosmici e immagini del QC8 presso il <i>building</i> 904 al CERN.....	125
4.35	QC8-Scurve per le due camere che costituiscono la supercamera del tipo <i>long</i> SCL-0018 raccolti nelle 24 ore, dal 20.09.2019 al 21.09.2019.	126
4.36	QC8-Misure di efficienza delle supercamere in funzione del guadagno.....	127
4.37	QC3-A sinistra: Costante τ per tutti i rivelatori a tripla GEM prodotte per GE1/1. A destra: Validazione dei rivelatori a tripla GEM con $\tau > 3h$	128
4.38	QC4-(a): Deviazione percentuale dalla resistenza media per tutte le camere; (b): Validazione dei rivelatori con deviazione percentuale $< 3\%$	128
4.39	QC4-(a): QC4-Rate dei segnali spuri per tutte le camere; (b) Validazione dei rivelatori con rate di segnali spuri < 100 Hz.....	129
4.40	(a) QC5- Curva di guadagno campione per una camera prodotta al CERN; (b) QC5-Curve di guadagno di due siti di produzione prima della normalizzazione (T,P); (c) QC5- Curve di guadagno di due siti di produzione dopo la normalizzazione (T,P).....	129
4.41	(a) QC5-Fotopicco di fluorescenza del rame per una camera campione; (b) QC5- Risposta in uniformità (RU) per camere del tipo short; (c) QC5-Validazione dei rivelatori con $RU < 50\%$	130
5.1	A sinistra: Efficienza di un rivelatore a tripla GEM per MIP in funzione del guadagno in miscela di Ar/CO ₂ . A destra: Risoluzione temporale di un rivelatore a tripla GEM in funzione del guadagno in miscela di Ar/CO ₂	136
5.2	QC5-Curva di rate e fit in funzione della corrente $I_{mon}(\mu A)$ per il rivelatore GE1/1-X-S-BARI-0011.....	134
5.3	Iistogramma delle correnti $I_{mon_99\%rate}$ in corrispondenza di ciascuna rivelatore GE1/1.....	135

5.4	QC5-Curva di guadagno e fit in funzione della corrente Imon(μA) per il rivelatore GE1/1-X-S-BARI-0010.....	135
5.5	Istogramma delle correnti Imon_99%rate in corrispondenza di ciascuna camera in ordine crescente.....	136
5.6	Istogramma del guadagno SC_GAIN in corrispondenza di SC_I_99 per le camere <i>short</i> dei diversi siti di produzione	137
5.7	Distribuzione e fit della quantità Gain_at_Imon99.	137
5.8	Istogramma del guadagno in corrispondenza di Imon_99%rate per le camere <i>short</i> dei diversi siti di produzione.....	139
5.9	Istogramma dei guadagni in corrispondenza di Imon_99%rate delle camere <i>short</i> in ordine crescente.....	139
5.10	Istogramma del guadagno in corrispondenza di Imon_G=10000 per un campione di camere di tipo <i>short</i> dei diversi siti di produzione.....	140
5.11	Distribuzione e fit della quantità GAIN per Imon_G=10000 per il campione analizzato.	141
5.12	Istogramma delle correnti Imon_99%rate in corrispondenza di tutte le camere <i>short</i>	142
5.13	Istogramma dei guadagni in corrispondenza di Imon_99%rate per tutte le camere <i>long</i>	142
5.14	Istogramma dei guadagni in corrispondenza di Imon_99%rate per tutte le camere <i>short</i>	143
5.15	Istogramma dei guadagni in corrispondenza di Imon_99%rate per tutte le camere <i>long</i>	143
5.16	Istogramma dei guadagni in corrispondenza Imon_99%rate per tutti i rivelatori <i>short</i> e <i>long</i> prodotti.....	144
5.17	Istogramma dei guadagni in corrispondenza del valore di Imon_G=10000_media per ogni coppia di camere di tutti i rivelatori <i>short</i> e <i>long</i> prodotti.....	144

6.1	A sinistra: Posizione nella stazione GE2/1 nel disco YE1. A destra: Spazio disponibile per l'installazione della stazione GE2/1.....	148
6.2	A sinistra: Simulazione dello spettro energetico di neutroni per le camere della stazione ME1/1 durante HL-LHC. A destra: Simulazione dello spettro energetico di fotoni e elettroni per le camere ME1/1 durante HL-LHC.	149
6.3	Probabilità di scariche per particella incidente per rivelatori μ -RWELL confrontati con rivelatori triple-GEM. Le misure per basso guadagno soffrono per la bassa statistica.....	150
6.4	Sinistra: Guadagno di un rivelatore μ -RWELL (in rosso) e di un rivelatore a singola GEM (in nero) in funzione del potenziale applicato in Ar/CO ₂ . Destra: Guadagno in funzione del potenziale applicato tra i due elettrodi di una μ -RWELL per diversi valori di resistività (12/80/880 M Ω /□) in Ar/C ₄ H ₁₀	151
6.5	A sinistra: Guadagno normalizzato per differenti diametri del collimatore. A destra: <i>Rate capability</i> in funzione del diametro del collimatore per diversi valori di caduta di guadagno.	152
6.6	A sinistra: Guadagno normalizzato per 3 diversi valori di resistività in funzione del flusso di particelle incidente. A destra: Risoluzione spaziale e cluster size in funzione della resistività.....	152
6.7	A sinistra: Efficienza (in nero) e risoluzione spaziale (in rosso) in funzione del potenziale applicato. A destra: Distribuzione dei residui della risoluzione spaziale ottenuto con un fascio di muoni perpendicolare alla superficie della camera in assenza di campo magnetico.....	153
6.8	A sinistra: Prototipo large area di rivelatore a μ -RWELL. A destra: Simulazione della deformazione massima per pannello μ -RWELL per un modulo di GE2/1.....	154
6.9	Prototipo GE2/1 con settori M4 a μ -RWELL. La freccia indica il settore del modulo M4 sul quale è stata eseguita la misura di efficienza.....	154

6.10	A sinistra: Efficienza di M4 in funzione dell' <i>high voltage</i> . A destra: Misure di efficienza in funzione della distanza dal centro sul TOP e sul BOTTOM di M4.	155
6.11	Design di un rivelatore μ -RWELL per la stazione GE2/1.	155
6.12	Struttura fisica e geometrica di un rivelatore μ -RWELL.	156
6.13	A sinistra: Schematizzazione dei materiali del rivelatore a μ -RWELL. A destra: Simulazione in ANSYS del rivelatore a μ -RWELL con geometria reale.	157
6.14	Rappresentazione bidimensionale per $E_{drift}=3.5$ kV/cm per $\Delta V=100$ V a sinistra e $\Delta V=550$ V a destra.	157
6.15	Rappresentazione bidimensionale per $\Delta V=550$ V e $E_{drift}=0.5$ kV/cm (a), $E_{drift}=3.5$ kV/cm (b) e $E_{drift}=5.5$ kV/cm (c).	158
6.16	A sinistra: Simulazione delle valanghe per $\Delta V=550$ V, $E_{drift}=0.5$ kV/cm. A destra: Simulazione delle valanghe per $\Delta V=550$ V, $E_{drift}=5.5$ kV/cm.	158
6.17	A sinistra: Simulazione della geometria di una buca biconica con strato resistivo. A destra: Simulazione della geometria di una buca conica con strato resistivo.	159
6.18	Simulazione del segnale elettrico estratto dal rivelatore resistivo.	159
6.19	A sinistra: Efficienza relativa di raccolta delle cariche in funzione del campo di deriva con un guadagno di 2000 in ArCO_2 (70:30). A destra: Efficienza di raccolta ottenuta dalla simulazione.	160
6.20	Simulazione del guadagno in funzione della tensione applicata sulla μ -RWELL e su una singola GEM, per una miscela ArCO_2 (70:30) per $E_{drift}=3$ kV/cm.	160
6.21	Design del rivelatore GE2/1 segmentato in 4 moduli per il <i>front layer</i> e 4 moduli per il <i>back layer</i>	162

6.22	A sinistra: Dimensioni della PCB di drift e di readout per un modulo M4 del rivelatore GE2/1. A destra: Immagine di un modulo M4 testato nel laboratorio di Bari.....	163
6.23	A sinistra: Esploso del disegno meccanico di una camera GE2/1. A destra: implementazione finale sulla camera.....	163
6.24	A sinistra: diagramma a blocchi del sistema di <i>readout</i> e acquisizione di una camera GE2/1. A destra: layout finale di una camera GE2/1 con la sua elettronica di <i>front-end</i>	164
6.25	Test di verifica della tenuta gas per la camera GE21-M4-BARI-0001.	165
6.26	Test di linearità e rate di rumore dell'alta tensione per la camera GE21-M4-BARI-0001.	165
6.27	Misura di guadagno per la camera GE21-M4-BARI-0001.	166
6.28	Analisi dei guadagni dei moduli realizzati a Bari e al CERN con normalizzazione ai parametri ambientali (T0=297.1 K, P0=964.4 mbar).....	166

Lista delle tabelle

1.1	I 12 fermioni del MS.....	6
1.2	Le tre interazioni descritte dal Modello Standard e i bosoni di <i>gauge</i> associati.....	6
1.3	Particelle del Modello Standard e corrispondenti partner supersimmetrici.....	11
1.4	Principali caratteristiche di LHC e del fascio di particelle.....	13
1.5	Parametri del magnete superconduttore di CMS.....	18
1.6	Principali caratteristiche dei sottosistemi di CMS e delle loro funzioni.....	18
1.7	Richieste minime per l' <i>upgrade</i> del sistema di muoni di CMS.....	34
1.8	Caratteristiche e parametri principali dei rivelatori GE1/1.....	36
1.9	Caratteristiche e parametri principali dei rivelatori ME0.....	36
3.1	Sintesi dei materiali che costituiscono i vari componenti e loro dimensioni in un rivelatore a tripla GEM per CMS.....	73
3.2	Configurazione dei campi elettrici del rivelatore a tripla GEM di CMS alla tensione nominale di 4250 V. I parametri $\Delta_{\text{GEM}1}$, $\Delta_{\text{GEM}2}$, $\Delta_{\text{GEM}3}$ corrispondono alle differenze di potenziale tra gli elettrodi ramati di GEM1, GEM2 e GEM3.....	74
3.3	Principali caratteristiche tecniche e parametri dei rivelatori GE1/1.....	75
3.4	Confronto tra le richieste di <i>upgrade</i> di CMS e le performance dei rivelatori GE1/1.....	77

4.1	Schema sintetico delle fasi di assemblaggio e dei controlli di validazione per i rivelatori a tripla GEM.....	97
4.2	QC4-Parametri di configurazione del <i>power supply</i> e del preamplificatore.....	107
4.3	QC5-Parametri di configurazione del <i>power supply</i> e del preamplificatore.....	112
4.4	QC6-Tensione applicata a ciascun elettrodo del rivelatore GE1/1.....	120
5.1	Risultati del criterio di accoppiamento in corrente per 15 supercamere GE1/1 del tipo <i>short</i>	137
5.2	Accoppiamento in guadagno dei rivelatori GE1/1 del tipo <i>short</i>	139
6.1	Caratteristiche principali dei rivelatori a tripla GEM per la stazione GE2/1.....	161

Introduzione

Gli ultimi decenni hanno visto un forte sviluppo dei rivelatori a Micro Pattern Gas Detector (MPGD) in numerosi settori della ricerca fondamentale e in numerosi campi di applicazione scientifico-tecnologica.

In particolare, i rivelatori basati sulle *Gas Electron Multiplier* (GEM) e le Micromegas (*Micro-MEsh Gaseous Structure*) mostrano buona risoluzione spaziale (50-100 μm) e temporale (inferiore ai 10 ns), capacità di sostenere flussi elevati di radiazione (fino a 50 MHz/cm²), buona stabilità e resistenza all'irraggiamento ($\sim 10 \text{ C/cm}^2$). A causa della distanza micrometrica tra i loro elettrodi, tuttavia, la transizione dal regime di valanga a quello di *streamer* potrebbe dar luogo a scariche in grado di danneggiare il rivelatore. Numerosi progressi sono stati ottenuti per il contenimento delle scariche. Nei rivelatori a GEM, il problema è stato affrontato distribuendo il guadagno su più stadi di amplificazione (doppia o tripla GEM), mentre nelle Micromegas, la possibilità di scarica tra la *mesh* metallica e il piano di lettura è stata risolta con l'introduzione di uno strato resistivo in grado di spegnere l'energia della scarica (effetto *quenching*) grazie all'accumulo della carica sullo strato resistivo e conseguente riduzione del campo locale. La complessità delle procedure di costruzione dei singoli componenti e di assemblaggio costituiscono un'ulteriore e importante limitazione alla diffusione di questi rivelatori nei vari campi di applicazione, in particolar modo per MPGD di grandi dimensioni (*Large Area*).

In questo contesto, le nuove frontiere di ricerca e sviluppo (R&D) dei MPGD riguardano due obiettivi fondamentali: il raggiungimento della stabilità del rivelatore sottoposto a intensa radiazione mediante un migliore contenimento delle scariche e il trasferimento su larga scala per la ricerca fondamentale e tecnologica.

Il *Large Hadron Collider* (LHC) sarà sottoposto a diverse fasi di *upgrade* per permettere una significativa espansione del programma di fisica dei suoi esperimenti. Dopo il secondo lungo arresto tecnico, *Long Shutdown 2 (LS2)* nel 2019-2021, la luminosità (\mathcal{L}) dell'acceleratore sarà aumentata fino a $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ nel *Long Shutdown 3 (LS3)*, attualmente programmato nel 2025-27. Il programma di fisica degli esperimenti LHC beneficerà dell'aumentata luminosità istantanea e della notevole luminosità integrata raggiunta (fino a 4000 fb-1); la sensibilità dell'esperimento CMS alla nuova fisica e al Modello Standard potranno essere garantiti a condizione che un adeguato *upgrade* permetta di far fronte alle future condizioni di operazione. Tra gli *upgrade* approvati dalla collaborazione CMS, l'installazione di nuove stazioni di muoni basati sulla tecnologia tripla GEM è in corso da ottobre 2019 (stazione GE1/1), seguita dall'installazione di due stazioni aggiuntive (GE2/1 e ME0) fra il 2022 e il 2026. La collaborazione GEM di CMS ha prodotto i 144 rivelatori da installare nella stazione GE1/1, condividendo l'assemblaggio e il collaudo dei rivelatori tra diversi siti produttivi collocati in diverse parti del mondo, tra i quali vi è il sito di Bari.

Questo lavoro di tesi è il risultato dell'intensa attività che mi ha coinvolta nella pianificazione e realizzazione degli upgrade previsti in CMS. Il primo obiettivo mi ha impegnata nell'allestimento del laboratorio presso il dipartimento di fisica di Bari dotandolo degli strumenti, del sistema gas, delle strutture adeguatamente equipaggiate e delle condizioni ecologiche (laddove si intenda accorgimenti necessari a definire condizioni di temperatura, umidità e *grounding*) degli spazi riservati ai controlli di qualità. Dopo aver allestito un laboratorio dedicato è stato possibile lavorare alla configurazione dei diversi setup per l'esecuzione dei controlli di qualità. L'utilizzo di procedure comuni a tutti i siti di produzione, da un lato mi ha permesso di valutare l'esito della verifica in loco, dall'altro mi ha consentito di partecipare a una discussione collettiva dei risultati derivanti dai controlli sulle camere prodotte. Infatti, in qualità di membro del gruppo responsabile della produzione e commissioning dei rivelatori ho contribuito all'ottimizzazione delle procedure e metodologie utilizzate grazie alla quale è stato implementato un dettagliato protocollo di assemblaggio e controllo di qualità (QC), con l'ambizioso obiettivo di garantire la standardizzazione dei controlli delle prestazioni dei rivelatori prodotti dai diversi siti. I risultati finali di tutti i QC effettuati sulle camere GE1/1, assemblate e qualificate a Bari e in tutti i siti produttivi sono analizzati in questo lavoro di tesi. Ho inoltre partecipato ai controlli di qualità finali eseguiti presso il sito centrale del CERN per la validazione finale delle supercamere. A tal fine ho definito e ottimizzato il criterio di accoppiamento dei rivelatori a tripla GEM per l'assemblaggio delle supercamere destinate alla stazione GE1/1 per poter garantire le migliori performance delle singole camere e della supercamera corrispondente. L'esperienza e le competenze acquisite con i rivelatori GE11 mi hanno consentito di procedere agevolmente con i controlli di qualità dei primi prototipi dei rivelatori a tripla GEM destinati alla stazione GE2/1 con i quali ho avuto la possibilità di rimodulare con successo le tecniche e le metodologie utilizzate per le camere GE11 per le nuove camere GE2/1 che anche se utilizzano la stessa tecnologia GEM, hanno dimensioni e caratteristiche meccaniche diverse.

La mia attività di ricerca si è rivolta anche a rivelatori di ultima generazione contemplati per gli *upgrade* di CMS. In particolare, ho collaborato all'R&D dei rivelatori μ -RWELL partecipando ai *test beam* per la caratterizzazione dei rivelatori in vista della stazione GE2/1 e ho sviluppato la simulazione dei rivelatori di nuova generazione dotati di uno strato resistivo destinata all'ottimizzazione delle prestazioni.

La tesi è organizzata in sei capitoli:

- Nel primo capitolo è introdotto l'attuale esperimento CMS a LHC e sono presentati gli *upgrade* previsti nella fase 2, con maggior attenzione all'*upgrade* del sistema di muoni con tecnologia GEM.
- Nel secondo capitolo i principi di funzionamento e operazione dei rivelatori a gas fondamentali sono illustrati insieme con la descrizione delle tecnologie a MPGD di ultima generazione.
- Nel terzo capitolo è descritto l'R&D effettuato nel corso degli ultimi 10 anni, finalizzato all'ottimizzazione della stazione GE1/1: sono mostrate in dettaglio le

tecniche di produzione, la configurazione meccanica ed elettrica selezionata, le prestazioni delle diverse generazioni di prototipi.

- Nel quarto capitolo vengono illustrati gli strumenti e le metodologie per la validazione dei rivelatori realizzati nei diversi siti di produzione e in particolare, nel laboratorio dell'Istituto Nazionale Fisica Nucleare, presso il Dipartimento Interateneo di Fisica dell'Università di Bari, nel quale ho svolto prevalentemente la mia attività di ricerca.
- Nel quinto capitolo sono presentati i criteri di accoppiamento dei rivelatori finalizzati alla costruzione delle supercamere all'interno della stazione.
- Nel sesto capitolo sono presentati i requisiti per la seconda stazione a MPGD, GE2/1, prevista per l'*upgrade* di fase 2 di CMS. I requisiti e vincoli meccanici hanno reso necessario lo studio di MPGD alternativi, tipo μ -RWELL che si caratterizzano per compattezza meccanica e facilità costruttiva con ottime prestazioni. La collaborazione ha tuttavia optato per la più matura tecnologia a tripla GEM anche per la stazione GE2/1. In quest'ultimo capitolo, pertanto, sono mostrati i risultati dei controlli di qualità sui primi moduli di rivelatore a tripla GEM effettuati con successo presso il sito di Bari e del CERN, convalidando le scelte tecnologiche e consentendo di procedere alla produzione di massa delle 288 camere pianificata per il 2020.

Capitolo 1

Upgrade di fase 1 e 2 di CMS

In questo capitolo sarà illustrato l'esperimento Compact Muon Solenoid (CMS) [1] al Large Hadron Collider (LHC) [2] presso il CERN, evidenziandone gli obiettivi raggiunti e le motivazioni che rendono indispensabili gli *upgrade* di fase 1 e 2.

1.1 La fisica di LHC

Obiettivo della ricerca in fisica delle particelle elementari è determinare i costituenti fondamentali della materia e delle loro interazioni. In questo capitolo è descritto il Modello Standard (MS) [3], introdotto a partire dalla seconda metà del Novecento, che fornisce una classificazione delle particelle e delle loro interazioni. Gli sviluppi della fisica nucleare accanto all'introduzione di nuove tecnologie di rivelazione hanno permesso di poter eseguire osservazioni sempre più accurate e consentono la progettazione di strumenti sempre più sofisticati per l'esplorazione delle strutture complesse della materia. LHC grazie alle sue caratteristiche di progetto e ai progressivi *upgrade* costituisce il più potente mezzo di indagine esistente della fisica delle alte energie.

1.1.1 Il Modello Standard e il Modello Standard Supersimmetrico Minimale

Il Modello Standard (MS) costituisce finora la teoria che meglio sintetizza gli elementi teorici della fisica moderna delle particelle. Si tratta di una teoria basata sul principio di invarianza di *gauge* della teoria quantistica dei campi.

Nel MS la materia è composta da 12 particelle elementari (Tab. 1.1), note come fermioni, dotate di spin pari a $\frac{1}{2}$. I fermioni si dividono in leptoni carichi, rappresentati da elettroni e^- , muoni μ^- e tau τ^- ai quali si associano i neutrini corrispondenti ν_e , ν_μ and ν_τ , e in quark di prima, seconda e terza generazione che costituiscono gli adroni.

Lepton	Charge	Mass $[1/c^2]$	Quark	Charge	Mass $[1/c^2]$
Electron e^-	-1	0.511 MeV	u	+2/3	2.3 MeV
Electron neutrino ν_e	0	≤ 3 eV	d	-1/3	4.8 MeV
Muon μ^-	-1	105.66 MeV	c	+2/3	1.275 GeV
Muon neutrino ν_μ	0	≤ 0.19 MeV	s	-1/3	95 MeV
Tau τ^-	-1	1777 MeV	t	+2/3	173.21 GeV
Tau neutrino ν_τ	0	≤ 18.2 MeV	b	-1/3	4.18 GeV

Tabella 1.1: I 12 fermioni del MS.

A tutte le particelle sono associate le rispettive antiparticelle. Nel Modello Standard sono definiti i quanti di interazione dei campi, noti come bosoni di *gauge*, con spin-1 mediatori dell'interazione. In particolare, il bosone neutro γ è responsabile dell'interazione elettromagnetica, gli otto gluoni g_i sono responsabili dell'interazione forte, mentre l'interazione debole è mediata dai bosoni carichi W^\pm e da quello neutro Z come mostrato in tabella 1.2.

Interaction	Influenced particles	Strength	Gauge bosons	Mass[$1/c^2$]
Strong	quarks, gluons	1	gluons g_i	0
Electromagnetic	charged particles	$1/137$	photon γ	0
Weak	quarks, leptons	$10^{-5} - 10^{-7}$	W^\pm Z	80.42 GeV 91.19 GeV

Tabella 1.2: Le tre interazioni descritte dal Modello Standard e i bosoni di *gauge* associati.

L'interazione elettromagnetica esiste tra tutte le particelle cariche esistenti. È stata descritta per la prima volta dalle equazioni di Maxwell nella fisica classica e sviluppata da Feynman nella teoria Elettrodinamica dei Quanti (QED).

Grazie all'interazione elettromagnetica è possibile rivelare particelle cariche e neutre nei rivelatori a gas. L'interazione forte è quella esercitata tra i quark e i bosoni di *gauge*. Essa è descritta dalla teoria della cromodinamica quantistica (QCD).

Il principio di confinamento conduce all'esistenza dei soli adroni liberi, mentre i quark si raggruppano per formare barioni (tra cui protoni e neutroni), in stati legati di coppie di quark e antiquark (mesoni) oppure di tre quark e antiquark.

L'interazione debole ha luogo fra i fermioni elementari ed è l'unica interazione in grado di cambiarne il sapore. È responsabile dei processi di decadimento e di *scattering* con i neutrini, leptoni privi di carica elettrica che quindi possono interagire solo debolmente. Le particelle che mediano l'interazione debole sono i bosoni carichi W^\pm ed il bosone neutro Z^0 , caratterizzati da spin unitario. A differenza dei fotoni e dei gluoni, questi bosoni sono massivi, dunque l'interazione debole ha un raggio di azione piccolo.

Glashow, Salam e Weinberg hanno unificato l'interazione elettromagnetica e l'interazione debole nella teoria elettrodebole che ha ipotizzato l'esistenza dei bosoni di *gauge* W^\pm e Z scoperti nel 1983 presso il CERN.

La gravitazione costituisce la quarta interazione elementare, ma non è inclusa nel Modello Standard. Il meccanismo di Brout-Englert-Higgs (BEH) è stato introdotto nel MS per generare la massa dei bosoni pesanti ed esteso poi ai fermioni. Ipotizzando l'esistenza di un bosone scalare con spin-0 noto come *Bosone di Higgs*, l'osservazione avvenuta nel 2012 presso il CERN conferma il meccanismo di BEH e completa il Modello Standard.

1.1.2 Il Bosone di Higgs a LHC

La scoperta del bosone di Higgs è di fondamentale importanza per la validazione delle teorie relative al modello standard e alla sua estensione supersimmetrica e si colloca al centro dell'indagine scientifica del CERN.

Il bosone di Higgs è un evento raro a LHC, dominato dalla produzione di quark e gluoni. In figura 1.1 sono mostrate le sezioni d'urto di diverse particelle del MS nelle collisioni protone-protone.

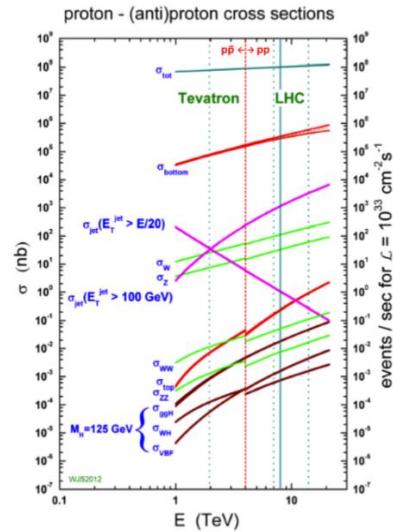


Fig.1.1: Sezioni d'urto di particelle del Modello Standard in funzione dell'energia del centro di massa.

La produzione di coppie $b\bar{b}$ è il processo dominante, mentre la produzione di bosoni di gauge o Higgs sono di diversi ordini di grandezza più piccole.

In particolare, il Bosone di Higgs viene prodotto a LHC mediante quattro modalità rappresentate dai diagrammi di Feynman in figura 1.2.

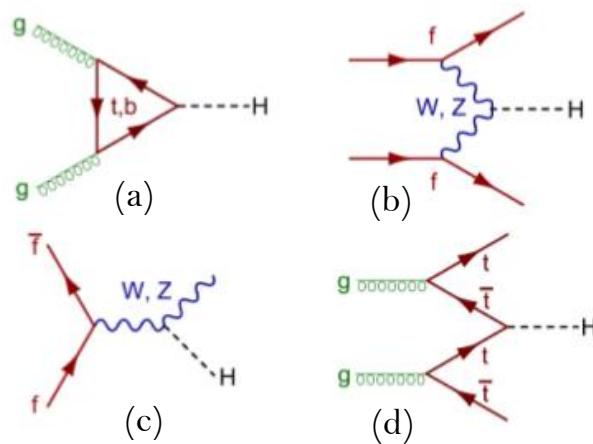


Fig.1.2: Diagrammi di Feynman dei processi principali di produzione del bosone di Higgs presso LHC: (a) gluon-gluon fusion; (b) vector-boson fusion (VBF); (c) associato con bosone vettore; (d) associato con coppie di quark top.

I principali meccanismi per la produzione del bosone di Higgs a LHC nelle collisioni protone-protone, sono di seguito elencati.

La *gluon-gluon fusion* (ggH) $gg \rightarrow h$ è il meccanismo principale per gli eventi con bosoni di Higgs a LHC e rappresenta l'87% della produzione totale di Higgs nel centro di massa di energia $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e per la massa di Higgs $m_h = 125 \text{ GeV}^1$ (Fig. 1.2a).

Nel meccanismo *Vector-boson fusion* (VBF) $qq \rightarrow qqh$, la particella di Higgs origina dalla fusione di due bosoni W^\pm e Z emessi da quark ad elevata energia. Tale modalità rappresenta il 7% della produzione totale di Higgs presso LHC (Fig. 1.2b).

Il 5% dell'intera produzione di Higgs è rappresentata dai bosoni vettori (VH) $q\bar{q} \rightarrow Vh$ (Fig. 1.2c) chiamata anche *Higgsstrahlung*, un bosone virtuale decade in un bosone reale W^\pm o Z e in un bosone di Higgs.

Nella quarta modalità si ha la produzione associata con quark pesanti (qqH) $gg \cdot qq \rightarrow qqh$. In tal caso, (Fig. 1.2d) il bosone di Higgs è generato dall'annichilazione di $q\bar{q}$ mediante processi di fusione di gluone che generano anche quark.

La produzione qqH più probabile fornisce quark top nello stato finale (indicati con $t\bar{t}H$) e rappresenta l'1% della produzione di Higgs a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$.

Il bosone di Higgs è quindi una particella instabile con breve tempo di vita e pertanto non può essere direttamente misurato, ma osservato mediante i suoi decadimenti. Le modalità di decadimento dipendono dal *Branching Ratio* (BR), dalle particelle dello stato finale, dalla risoluzione e dalla contaminazione di background [4,5].

La figura 1.3 mostra i branching ratio e le sezioni d'urto all'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ delle varie modalità di decadimento del bosone di Higgs.

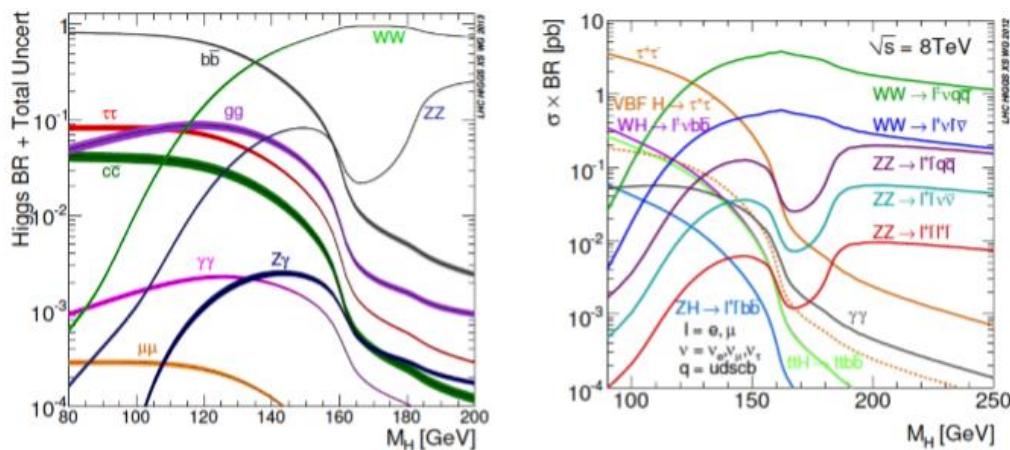


Fig.1.3: A sinistra: branching ratio delle modalità di decadimento del bosone di Higgs in funzione della massa di Higgs. A destra: prodotto del branching ratio del decadimento di Higgs con la sezione d'urto nel centro di massa.

¹ In tutto il lavoro di tesi si farà riferimento al sistema di unità di misura naturali in cui $\hbar = c = 1$, dove $\hbar = h/2\pi = 6.58211928(15) \cdot 10^{-22} \text{ MeVs}$ e $c = 299792458 \text{ ms}^{-1}$.

Durante il primo run di collisioni di LHC del 2011-2012, gli esperimenti della collaborazione ATLAS [6] e CMS [7,8] hanno osservato una nuova particella di massa prossima ai 125 GeV identificata col *Bosone di Higgs* (Fig.1.4).

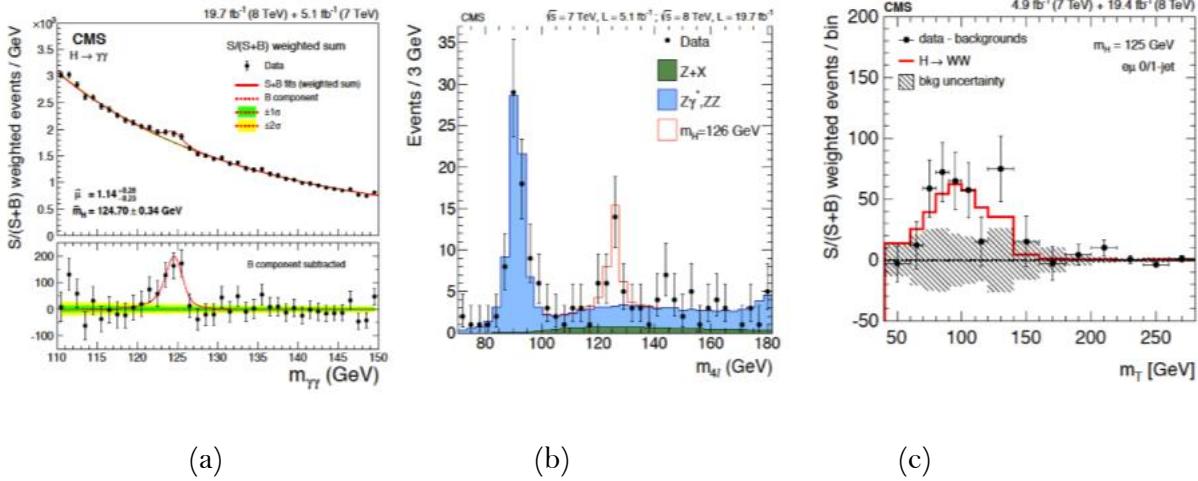


Fig.1.4: Osservazioni del bosone di Higgs con decadimenti di-bosone: (a) $H \rightarrow \gamma\gamma$, (b) $H \rightarrow ZZ^*$, (c) $H \rightarrow WW$.

I dati analizzati corrispondono a una luminosità integrata di LHC di 5.1 fb^{-1} nel centro di massa $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e 19.7 fb^{-1} nel centro di massa $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$.

I dati combinati di entrambi gli esperimenti mostrano che la massa del bosone osservato è $125.09 \pm 0.24 \text{ GeV}$ [9]. Le analisi congiunte di ATLAS e CMS hanno permesso di identificare nella particella scoperta il nuovo bosone e valutare la sua compatibilità con il MS. Per valutare la deviazione delle costanti di accoppiamento (Tab. 1.2) con quelle relative al MS è necessario introdurre i fattori di scala k_f e k_v che misurano il rapporto tra il miglior fit delle misure e i valori attesi dal bosone di Higgs del MS.

I fattori di scala devono, pertanto, essere prossimi a 1 come rappresentato in figura 1.5. Gli accoppiamenti tra il bosone di Higgs e i fermioni sono proporzionali alla massa dei fermioni, mentre l'accoppiamento con i vettori bosoni è proporzionale al quadrato della loro massa. Pertanto, per confrontare le costanti di accoppiamento dei fermioni e dei bosoni sullo stesso plot si introduce la costante di accoppiamento ridotta λ_f (Fig.1.6).

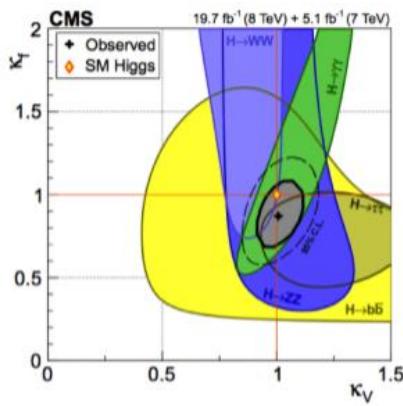


Fig.1.5: Regioni di confidenza dei canali di decadimento per i fattori di scala k_f e k_V , in rosso il miglior fit dei risultati combinati.

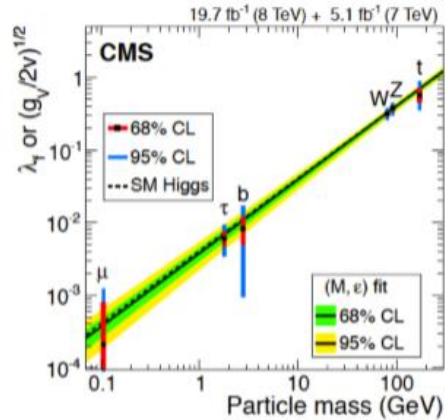


Fig.1.6: Costanti ridotte di accoppiamento del bosone scoperto a LHC in funzione della massa della particella.

I dati raccolti da CMS e ATLAS mostrano che il Bosone di Higgs osservato è compatibile con quello ipotizzato dal modello standard, tuttavia è necessario eseguire ulteriori indagini per accettare che questa nuova particella rappresenti l'unico bosone di Higgs del MS rigettando l'ipotesi di un bosone appartenente al settore esteso di Higgs.

Le proprietà del bosone di Higgs sono state caratterizzate per esplorare il meccanismo di rottura della simmetria elettrodebole nello SM. Il bosone di Higgs è stato osservato nelle diverse modalità di produzione $Y Y$, ZZ , WW , bb , $\tau\tau$ e ttH . Sono state eseguite accurate misure della sezione d'urto differenziale del bosone di Higgs adottando nuovi metodi come il *differential and Simplified Template Cross Sections* (STXS). Inoltre, sono stati studiati canali per i decadimenti rari del bosone di Higgs come quello in una coppia di muoni, di una coppia di quark charm e in *self-coupling* del bosone di Higgs. Gli *upgrade* previsti per LHC introduciranno un importante miglioramento nella precisione di misura degli accoppiamenti del bosone di Higgs.

1.1.3 Limiti del MS e supersimmetria

Il MS è stato verificato sperimentalmente con altissima precisione. Numerose considerazioni, tuttavia, motivano che il MS non può costituire una teoria completa ed esaustiva, ma che essa rappresenti un'approssimazione di una più ampia teoria unificata a più elevata energia.

Infatti, non è possibile giustificare teoricamente la scelta dei gruppi di *gauge* e le tre generazioni di fermioni; non è possibile calcolare i numerosi parametri come le costanti di accoppiamento, determinate solo sperimentalmente.

Il Modello Standard, inoltre, concentrandosi sulla materia ordinaria (barioni) non giustifica l'esistenza della *materia* ed *energia oscura* che costituiscono circa il 95% dell'intero universo.

Per superare le limitazioni incontrate dal MS, una delle teorie più accreditate introduce una nuova invarianza di *gauge* [10] per mettere in relazione bosoni e fermioni, unificare le costanti di accoppiamento e includere l'esistenza della *materia oscura*. Si tratta della *Super Simmetria* (SUSY) [11], in base alla quale ciascuna particella del MS ha un associato supersimmetrico con

gli stessi numeri quantici fatta eccezione per lo spin che differisce di $\frac{1}{2}$. Per esempio, il supersimmetrico associato al quark top (t) è detto “stop” e così via per le altre particelle. In tabella 1.3 sono mostrate le particelle del Modello Standard e dei loro partner supersimmetrici.

SM Particle	SUSY Particle	Physical state
lepton	slepton	$\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$
quarks	squarks	$\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{c}, \tilde{s}, \tilde{t}, \tilde{b}$
gluons	gluinos	\tilde{g}
bosons W^\pm	winos	Mix into charginos
boson h	charged Higgsinos	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$
boson Z	zino	Mix into neutralinos
boson γ	photino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$
boson h	neutral Higgsinos	

Tabella 1.3: Particelle del Modello Standard e corrispondenti partner supersimmetrici.

La versione minimale della supersimmetria con un numero ridotto di parametri liberi costituisce il Modello Standard Supersimmetrico Minimale (MSSM). Questo modello ipotizza l'esistenza di cinque bosoni: il più leggero Bosone di Higgs h_0 , due bosoni neutri pesanti H e A, due bosoni carichi H^\pm . Il modello MSSM introduce la massa dello pseudoscalare A ovvero m_A e il parametro $\tan\beta$ definito dal rapporto dei valori di aspettazione nel vuoto dei campi di Higgs. Perciò, la conferma del MSSM, passa attraverso la scoperta delle particelle predette: sfermioni, bosino e l'Higgs “pesante” e la misura dei parametri liberi.

1.1.4 Il sistema di accelerazione e gli esperimenti di LHC

Il *Large Hadron Collider* è un collisionatore di protoni progettato con magneti superconduttori e realizzato nel tunnel lungo 26.7 km costruito tra il 1984 e il 1989 per il precedente Large Electron Positron (LEP) *collider* [12].

LHC usa, così come mostrato in figura 1.7, una serie di anelli di accelerazione costruiti in epoche precedenti (PS, SPS), per accelerare i fasci a energie intermedie, prima dell'iniezione finale all'interno del tunnel di LHC, per raggiungere l'energia di 7 TeV nel centro di massa per ciascun fascio [13].

LHC è stato progettato per accelerare protoni fino a 7 TeV per fascio con una luminosità di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La catena di iniezione di LHC è costituita da diversi stadi di accelerazione come mostrato in figura 1.7.

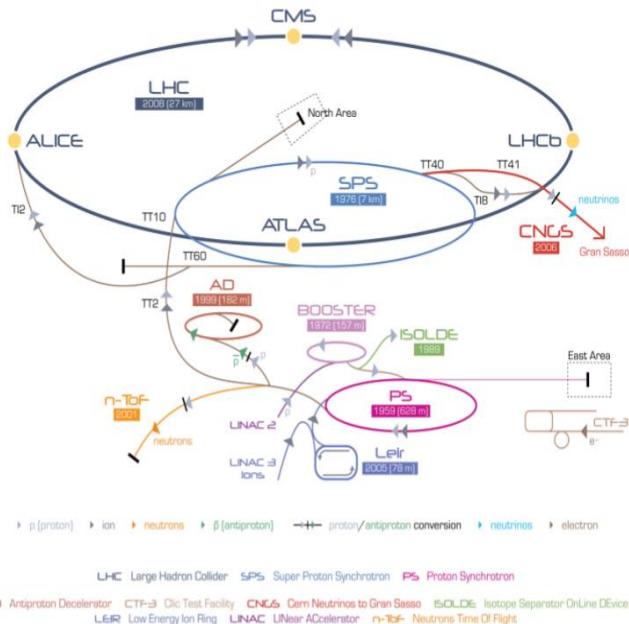


Fig.1.7: Sistema di accelerazione di LHC e principali esperimenti presso il CERN.

I protoni sono estratti dall'idrogeno contenuto in un cilindro di gas per *stripping*² degli elettroni dagli atomi. Successivamente, i protoni sono introdotti nella prima fase di accelerazione eseguita mediante un acceleratore lineare (LINAC 2) dove acquisiscono un'energia di 50 MeV. Dopo essere stati iniettati nel *booster* e nel protosincrotrone (*Proton Synchrotron*) raggiungono i 26 GeV per poi passare al *Super Proton Synchrotron* (SPS) con 450 GeV. L'ultima fase di accelerazione si raggiunge nel grande anello di LHC con energie prossime a 7 TeV. L'anello della *beam pipe* è collocato a 100 m di profondità ed è costituito da magneti superconduttori per mantenere in orbite circolari i protoni e da quadrupoli e ottupoli per la focalizzazione del fascio. Gli anelli di LHC possono contenere fino a 2808 *bunch*³ che si muovono in direzioni opposte, essi circolano nell'anello prima che le particelle collidano in uno dei quattro principali punti di interazione rappresentati dagli esperimenti di ATLAS [14], CMS [15], ALICE [16] e LHCb [17].

In tabella 1.4 sono mostrati i principali parametri di LHC e del fascio di particelle, sia in operazione standard p-p, che in quella Pb-Pb.

² Si definisce *stripping* la tecnica con la quale gli atomi di idrogeno vengono privati degli elettroni mediante il passaggio attraverso opportuni materiali noti appunto come *stripper*.

³ Si definisce *bunch* ciascun pacchetto di particelle destinato a costituire il fascio di particelle di LHC ciascuno dei quali è costituito da circa 1.11×10^{11} protoni.

Parameters	p-p collisions	Pb-Pb collisions
Center-of-mass energy (TeV)	14	1148
Number of particles per bunch	1.110^{11}	$\sim 8 \times 10^7$
Number of bunches	2808	608
Design luminosity ($cm^{-2}s^{-1}$)	10^{34}	2×10^{27}
Bunch lenght (mm)	53	75
Beam radius at interaction point (μm)	15	15
Time between collisions (ns)	25	124.75×10^3
Bunch crossing (MHz)	40.08	0.008
Dipole field (T)	8.3	8.3

Tabella 1.4: Principali caratteristiche di LHC e del fascio di particelle [13].

In funzione del numero di particelle n_1 e n_2 per *bunch* è possibile definire la luminosità \mathcal{L} mediante la relazione:

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

con σ_x e σ_y sezioni trasverse del fascio ed f frequenza di rivoluzione delle particelle.

La luminosità integrata su un determinato periodo di tempo si riferisce al numero di *bunch* che circolano durante questo periodo e si esprime in femtobarn inverso [fb^{-1}]. Moltiplicando la luminosità integrata con la sezione d'urto di interazione si ottiene il numero totale di eventi prodotti durante un certo periodo di tempo. In particolare, questo parametro caratterizza l'efficienza di LHC di generare un certo numero di eventi N ed è indicato dalla relazione R :

$$R = \frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma$$

L'energia totale disponibile per le collisioni è definita dall'energia del centro di massa \sqrt{s} calcolata mediante la relazione:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2}$$

L'energia del centro di massa \sqrt{s} dipende dall'energie E_1 e E_2 delle particelle dei due fasci e dal loro impulso \vec{p}_1 e \vec{p}_2 che nel collider risultano $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$.

Le collisioni di LHC sono prodotte essenzialmente nei quattro punti di interazione dove sono collocati i rivelatori dei quattro grandi esperimenti mostrati schematicamente in figura 1.8:

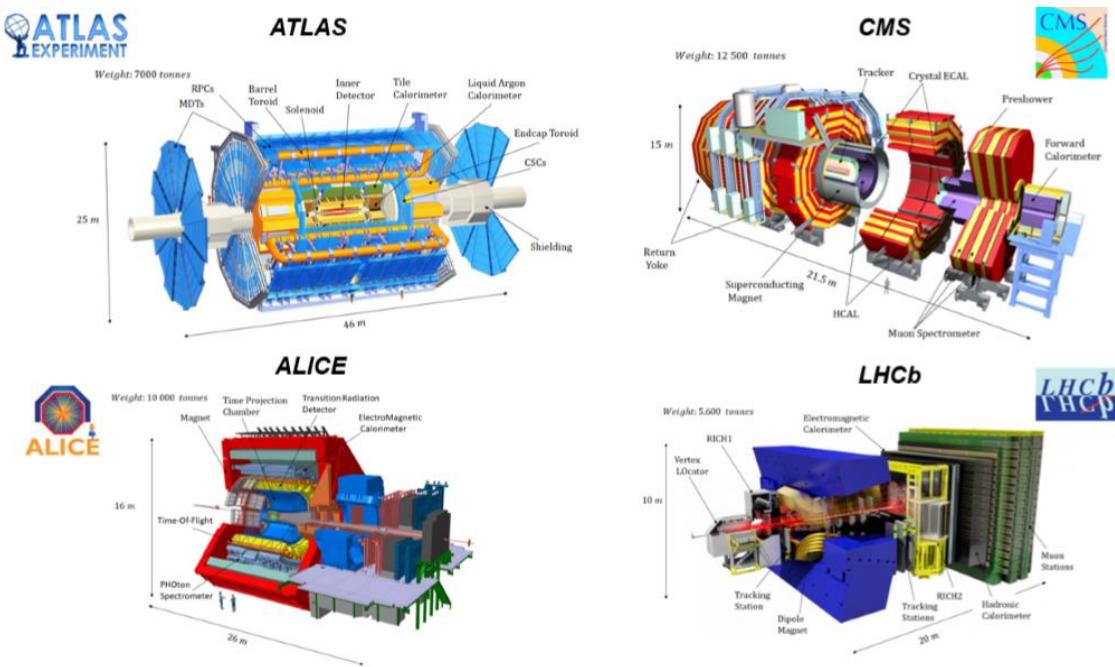


Fig.1.8: Principali esperimenti presenti su LHC

- ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) analogamente a CMS consente di eseguire misure sia del MS che di nuova fisica;
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) studia il confinamento dei quarks nel plasma di quark e gluoni prodotto nelle collisioni con ioni pesanti;
- LHCb (Large Hadron Collider beauty) studia l'asimmetria materia-antimateria focalizzandosi sui processi che coinvolgono i quark beauty (b) e la sua antiparticella;
- CMS (Compact Muon Solenoid) esegue misure di precisione per il MS e indaga i processi fisici per la fisica oltre il MS. CMS sarà approfondito nel paragrafo 1.2.

1.2 Il *Compact Muon Solenoid* (CMS)

Il *Compact Muon Solenoid* (CMS) è un esperimento [15] installato a 100 metri di profondità nei pressi del villaggio francese di Cessy tra il lago di Ginevra e le montagne dello Jura. Le caratteristiche principali di CMS (Fig.1.9) sono rappresentate da un solenoide ad elevato campo magnetico, un sistema di tracciamento interno al silicio e un calorimetro elettromagnetico omogeneo basato su cristalli scintillanti. Un'elevata potenza di *bending* è necessaria per misurare precisamente l'impulso delle particelle ad elevata energia.

Il cuore di CMS è quindi rappresentato da un solenoide di 3.8 T lungo 13 m con un diametro interno di 6 m. Il campo di ritorno è abbastanza intenso per saturare 1.5 m di ferro, permettendo l'integrazione di 4 stazioni di muoni per assicurare robustezza e copertura totale.

La struttura complessiva di CMS ricopre una lunghezza di 21.6 metri, un diametro di 14.6 metri con un peso totale di 12500 tonnellate.

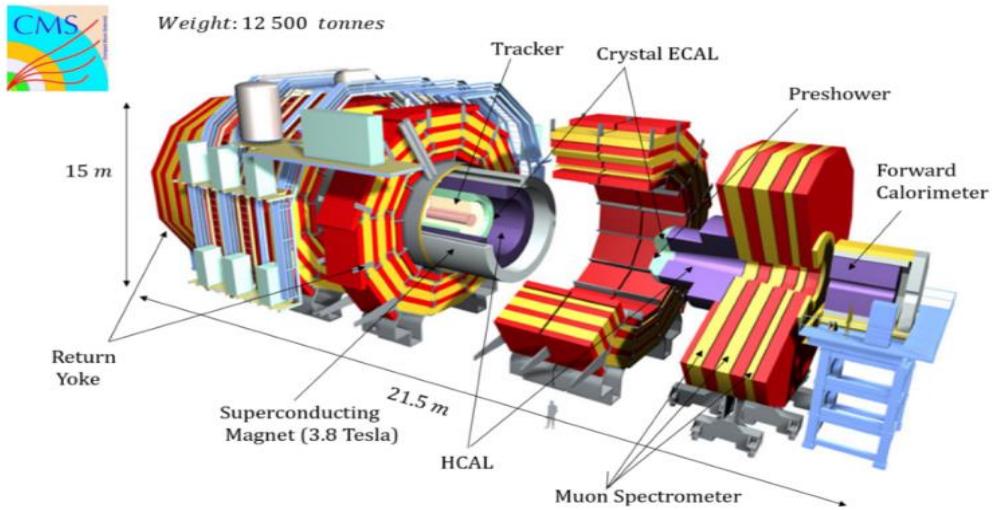


Fig. 1.9: Schema del rivelatore di CMS

Il sistema di coordinate di CMS ha l'origine centrata nel punto di collisione nominale all'interno dell'esperimento, l'asse y che punta verticalmente verso l'alto e l'asse x che punta radialmente verso il centro di LHC. Quindi, l'asse z punta lungo la direzione del fascio verso le montagne del Jura.

Gli algoritmi di ricostruzione utilizzano il sistema di coordinate con l'angolo azimutale Φ misurato dall'asse x nel piano y e la coordinata radiale in questo piano denotata da $R = \sqrt{x^2 + y^2}$.

L'angolo polare Θ è misurato rispetto all'asse z definito dalla linea di fascio, pertanto la posizione degli oggetti all'interno di CMS è descritta nel sistema di coordinate (R, Θ, Φ) , con l'origine centrata nel punto di interazione dei fasci.

Le particelle prodotte dalle collisioni sono, tuttavia, distribuite non uniformemente lungo Θ , pertanto, si introduce una variabile cinematica nota come *pseudorapidità* (η) che rende l'analisi di eventi complessi più semplice, giacché gli adroni generati durante le collisioni sono più uniformemente distribuiti in unità di pseudorapidità piuttosto che in Θ . La pseudorapidità è definita dalla relazione:

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

Il sistema di coordinate in uso a CMS è illustrato in figura 1.10.

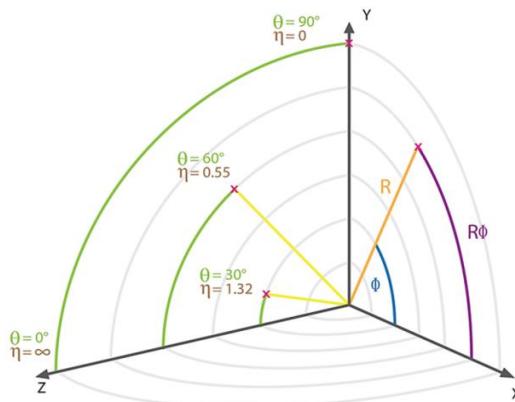


Fig. 1.10: Sistema di coordinate di CMS.

1.2.1 I sottosistemi di CMS

Come mostrato in figura 1.11, è possibile distinguere cinque sottosistemi nell'esperimento di CMS nei quali si sviluppa l'interazione delle particelle che attraversano i diversi strati del rivelatore: il solenoide superconduttore, il tracciatore al silicio, il calorimetro elettromagnetico, il calorimetro adronico, il sistema di rivelatori per muoni.

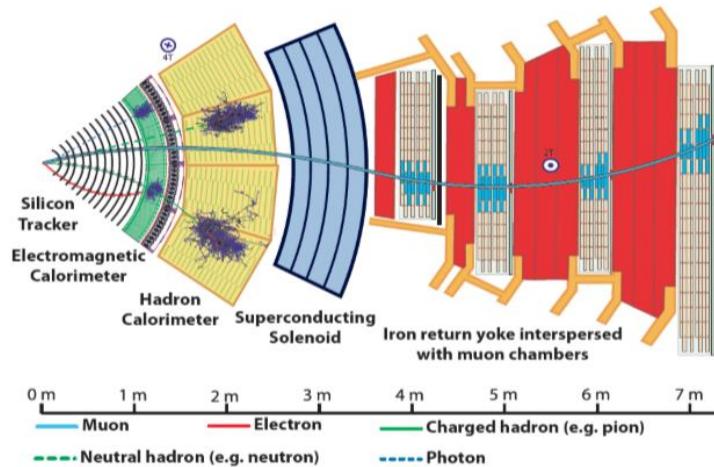
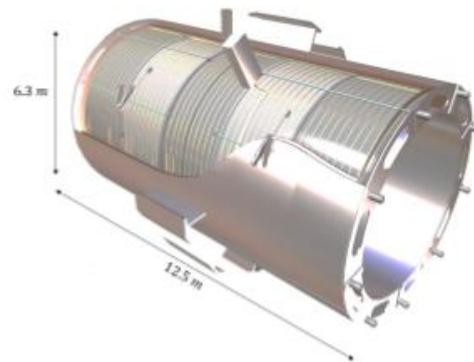


Fig. 1.11: Schema di una sezione trasversale di CMS: è mostrata l'interazione delle particelle nei diversi sottosistemi del rivelatore.

Come anticipato il magnete superconduttore è il cuore di CMS ed è essenziale per l'identificazione delle particelle emergenti dalle collisioni giacché dallo studio della curvatura della loro traiettoria è possibile calcolare il loro impulso e il segno di carica.

In tabella 1.5 sono mostrate le caratteristiche principali del magnete superconduttore schematizzato in figura 1.12.

Parameter	Value
Magnetic length	12.5 m
Free bore diameter	5.9 m
Number of turns	2168
Central magnetic induction	3.8 T
Maximum induction on conductor	4.6 T
Nominal current	19.1 kA
Average inductance	14.2 H
Stored energy	2.6 GJ
Operating temperature	4.5 K



Tab. 1.5: Parametri del magnete superconduttore di CMS.

Fig. 1.12: Schema del magnete superconduttore di CMS.

È possibile distinguere quattro sottosistemi fondamentali dell'esperimento di CMS che circondano il solenoide e le cui caratteristiche e funzioni sono indicate in tabella 1.6.

Sub-detector	Composition	Functions	Main characteristics
Inner tracker	silicon strip and pixel detectors	the charged particles momentum measuring and reconstruction of their trajectory	isolated track efficiency $\varepsilon > 95\%$ within jets $\varepsilon \sim 90\%$; primary vertex resolution: 10-20 μm ; p_T resolution: $\Delta p_T/p_T = 1\%$ (0.1 TeV), 10% (TeV); coverage $\eta < 2.5$
Electromagnetic Calorimeter	PbWO_4 crystals	high precision measurements of the electrons and photons	energy resolution: $(\frac{\sigma}{E})^2 = (\frac{2.7\%}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{245}{E})^2 + 0.55\%$ (barrel); $(\frac{\sigma}{E})^2 = (\frac{5.7\%}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{245}{E})^2 + 0.55\%$ (endcap); coverage $\eta < 3$;
Hadron Calorimeter	Cu-Zn scintillators	hadrons energy measurement and the indirect measurement of the presence of non-interacting, uncharged particles such as neutrinos	energy resolution: $(\frac{\sigma}{E})^2 = (\frac{6.8\%}{\sqrt{E}})^2 + 4.5\%$ (barrel); coverage $\eta < 3$;
Muon Spectrometer	gaseous detectors	precise muon detection and identification	efficiency $\varepsilon \sim 90\%$ $\Delta p_T/p_T = 8-15\%$ (0.01 TeV)/20-40% (TeV) coverage $\eta < 2.4$

Tab. 1.6: Principali caratteristiche dei sottosistemi di CMS e delle loro funzioni.

Il **tracciatore interno** è costituito da tre strati di rivelatori a pixel di silicio prossimi alla linea di fascio e dieci strati di sensori a strip di silicio come illustrato in figura 1.13.

Il tracciatore ricopre l'intera regione di pseudorapidità $|\eta| < 2.5$ consentendo la misura dell'angolo di *bending* delle particelle cariche nel campo magnetico e la ricostruzione dei vertici primari.

Il sistema di tracciamento circonda il punto di interazione fornendo elevata granularità e risposte veloci alla luminosità di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, per la quale il tracciatore è attraversato da circa 1000 particelle con più di 20 interazioni protone-protone per ciascun *bunch crossing* (BC). Il tracciatore ha forma cilindrica con diametro 2.4 m e lunghezza 5.4 m.

Il campo magnetico interno raggiunge 3.8 T ed è costruito utilizzando rivelatori a pixel e a *microstrip*. Il rivelatore a pixel interno è posto a 20 cm dalla *beam pipe* ed è in grado di eseguire misure ad elevata risoluzione per la ricostruzione tridimensionale delle tracce cariche.

Il rivelatore a pixel è costituito dai tre strati nel *barrel* (BPix) e da due dischi (*endcap*) alle estremità (EPix) come mostrato in figura 1.14. Gli strati di rivelatori BPix sono lunghi 53 cm e localizzati nel *barrel* a raggi medi rispettivamente di 4.4, 7.3 e 10.2 cm. Il raggio dei dischi di rivelatori EPix si estendono da 6.1 cm a 15.0 cm e sono posti in posizione $z = \pm 34.5$ cm e $z = \pm 46.5$ cm su ciascun lato [18] [19]. L'EPix ricopre 1 m^2 di superficie con 1440 moduli di sensori al silicio segmentati.

I canali di lettura elettronica raggiungono un totale di 66 milioni di dimensione dai 100 μm ai 150 μm , sono implementati in un *bulk n-type* (p-type sul retro) spesso 285 mm. L'intervallo di pseudorapidità $-2.5 < \eta < 2.5$ ricoperto dai rivelatori a pixel soddisfa l'accettanza del tracciatore centrale.

La risoluzione spaziale del rivelatore a pixel è compresa tra i 15 μm e i 20 μm .

I rivelatori a *microstrip* si aggiungono ai rivelatori a pixel, in particolare sono presenti quattro strati del rivelatore *Tracker Inner Barrel* (TIB), sei strati di *Tracker Outer Barrel* (TOB), su ciascun lato tre dischi di *Tracker Inner Disks* (TID) e nove dischi di *Tracker Endcaps* (TEC).

L'intero tracciatore comprende 15148 rivelatori a *microstrip* con passo da 80 μm a 180 μm . Alcuni moduli sono composti da due rivelatori montati back-to-back con le strip ruotate di 100 mrad e consentono una misura nella coordinata ortogonale alle strip [20].

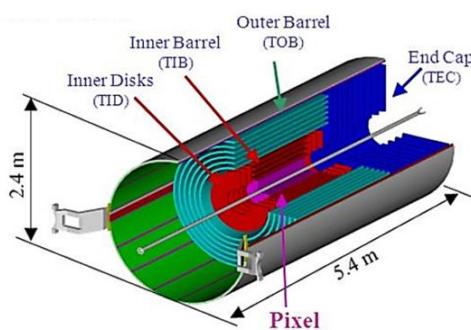


Fig. 1.13: Schema del tracciatore interno di CMS.

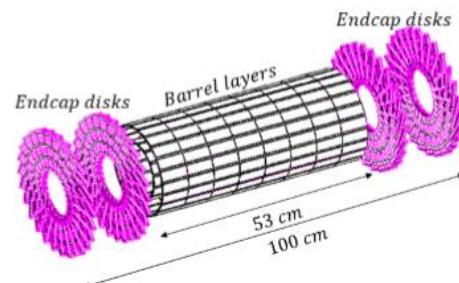


Fig. 1.14: Schema del sistema del rivelatore a pixel di CMS.

Il **calorimetro elettromagnetico** (ECAL) è un calorimetro omogeneo ermetico costituito da 61200 cristalli scintillanti (PbWO_4) nel barrel e 14648 negli endcap.

Esso ricopre la regione di pseudorapidità $|\eta| < 3.0$. L'uso di cristalli ad elevata densità rende il calorimetro veloce, ad elevata granularità e resistente alla radiazione.

Il calorimetro è stato progettato per la rivelazione del decadimento del bosone di Higgs in due fotoni ($H \rightarrow \gamma\gamma$).

I cristalli sono montati leggermente ruotati, in tal modo tale che il loro asse formi un angolo di 3° rispetto alla direzione nominale del punto di interazione lungo le proiezioni in ϕ e η . I cristalli nel *barrel* misurano 230 mm, mentre quelli degli endcap 220 mm che corrispondono rispettivamente a $25.8 X_0$ e a $24.7 X_0$.

I cristalli hanno forma trapezoidale con base frontale quadrata di lato 22 mm nel *barrel* e di 30 mm negli endcap compatibilmente con il raggio di Molière.

Tutti i cristalli sono raccolti in una matrice che forma il cosiddetto Super Modulo e il Supercristallo.

Un rivelatore noto come *Preshower* è stato aggiunto ai cristalli del *barrel* e degli endcap, esso consiste di due radiatori al piombo e due piani di rivelatori strip al silicio raggiungendo un totale di $3 X_0$.

Il *Preshower* consente di identificare pioni neutri negli endcap della regione $1.653 < |\eta| < 2.6$ e contribuisce all'identificazione di elettroni nelle particelle ionizzanti.

In particolare, migliora la determinazione della posizione di elettroni e fotoni con elevata granularità fornendo una buona misura della massa invariante del di-fotone. In Fig. 1.15 è mostrato uno schema del calorimetro elettromagnetico.

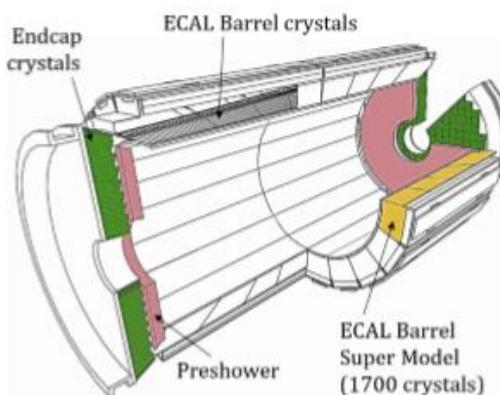


Fig. 1.15: Schema del calorimetro elettromagnetico di CMS.

Il **calorimetro adronico (HCAL)** misura l'energia degli adroni creati dall'interazione protone-protone mediante l'uso di strati di assorbitori in ottone alternati a scintillatori. Esso contiene 70000 scintillatori e consiste di quattro calorimetri localizzati nella regione di *barrel* con $|\eta| < 1.3$ nota come *Hadron Barrel* (HB), nella regione di endcap con $|\eta| < 3$ nota come *Hadron Endcap* (HE) e nella regione frontale a 11.2 metri a valle della *beam pipe* che ricopre la regione $|\eta| < 5.2$ nota come *Hadron Forward* (HF). Un calorimetro addizionale, noto come *Hadron Outer* (HO), posto fuori dal solenoide ricopre la regione con $|\eta| < 1.3$, usa la bobina e 19.5 cm di acciaio come assorbitore estendendo lo spazio per lo *stopping power* degli sciami adronici. In figura 1.16 è mostrata la sezione di CMS dove sono collocati i calorimetri adronici.



Fig. 1.16: Rivelatore CMS con individuazione dei calorimetri adronici.

Il **sistema di muoni** (Fig. 1.17) sarà descritto nel dettaglio nel prossimo paragrafo, infatti l'*upgrade* di questo sottosistema è oggetto di questa tesi. In generale esso ricopre la regione di pseudorapidità $|\eta| < 2.4$ e utilizza diverse tecnologie per l'identificazione dei muoni, la misura del loro impulso e la selezione di trigger.

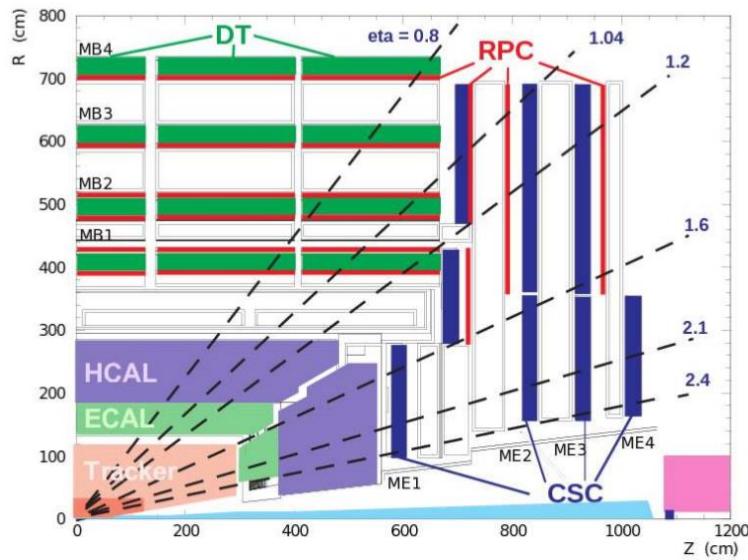


Fig. 1.17: Sezione trasversale dell'attuale sistema di muoni di CMS.

1.2.2 Il sistema di muoni di CMS

Lo spettrometro dei muoni costituisce uno dei maggiori strumenti di rivelazione per CMS. Lo spettrometro di muoni è posizionato all'esterno del calorimetro e del magnete e ricopre la regione di pseudorapidità inferiore a $|\eta| < 2.4$.

Per raggiungere la massima efficienza e risoluzione dell'impulso, il sistema di muoni è dotato di tre differenti tecnologie di rivelatori a gas: i tubi a deriva, noti come *Drift Tubes* (DT), le camere a strisce catodiche, note come *Cathode Strip Chambers* (CSC) e le camere a piani resistivi, noti come *Resistive Plate Chambers* (RPC) [15].

In figura 1.18 è mostrata una sezione longitudinale dell'esperimento che comprende i dettagli del sistema di muoni. Sono indicati con "MB" le *Drift Tube*, "RB" e "RE" gli RPC rispettivamente nel *barrel* e nell'*endcap*, "ME" le CSC negli *endcap*.

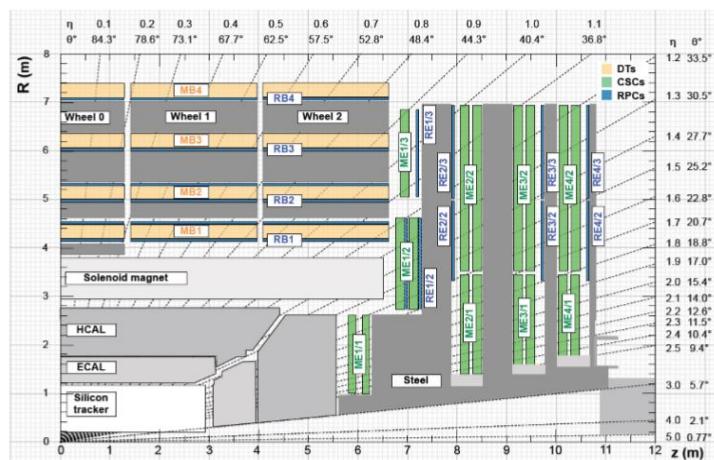


Fig. 1.18: Sezione longitudinale di CMS con lo spettrometro di muoni. L'asse z corrisponde alla linea del fascio e l'origine è il suo punto d'interazione.

Le camere ***Drift Tube*** (DT) nel *barrel* sono costituite da un insieme di camere a fili rettangolari con una specifica geometria interna che assicura l'uniformità del campo elettrico e quindi l'omogeneità della velocità di deriva all'interno del volume di gas in essi racchiuso (Fig. 1.19).

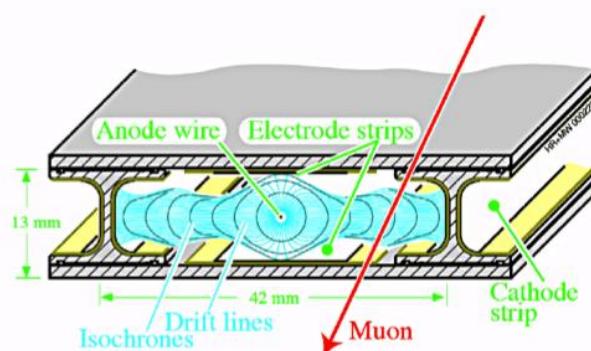


Fig. 1.19: Schema di cella del rivelatore a *Drift Tube* di CMS con la geometria della camera e le linee di campo.

La posizione del muone rispetto al filo è calcolato mediante il tempo di deriva della carica indotta nel gas dal passaggio dei muoni.

La combinazione di diversi strati di DT, consente di ricostruire la traccia dei muoni con una risoluzione spaziale dell'ordine dei $100\text{ }\mu\text{m}$.

L'efficienza di ricostruzione supera il 95%, mentre la risoluzione temporale è di pochi nanosecondi, pertanto è possibile identificare il *bunch crossing* (indicato con BX) relativo al particolare muone.

Il sistema di DT di CMS consiste di 250 camere dotate di circa 200.000 canali che ricopre la regione di pseudorapidità con $|\eta| < 1.3$. Il *barrel* è organizzato in cinque ruote, ciascuna delle quali comprende quattro strati concentrici. Ciascun strato è composto di 12 camere a 30° che ricoprono completamente la coordinata ϕ .

I rivelatori operano con una miscela di gas di Ar/CO₂ (85:15) e guadagno di 10^5 .

La tecnologia dei DT, tuttavia non può essere utilizzata con rate superiori a 10 Hz a causa del lungo tempo di deriva (~ 400 ns) delle cariche all'interno della camera. Inoltre, esse devono operare in un campo magnetico basso e uniforme per preservare la linearità spazio-temporale ovvero una velocità di deriva omogenea. Ecco perché non è possibile utilizzare la tecnologia delle camere a drift negli endcap di CMS dove il flusso di particelle dovuto principalmente a radiazione di fondo raggiunge $10^2\text{-}10^3$ Hz/cm².

Le **Cathode Strip Chamber** (CSC) svolgono la stessa funzione dei *drift tube*, ma nel sistema dell'endcap di CMS. Esse sono costituite essenzialmente da una camera proporzionale multifilo, nella quale il piano catodico è segmentato a strip perpendicolari rispetto alla direzione del filo.

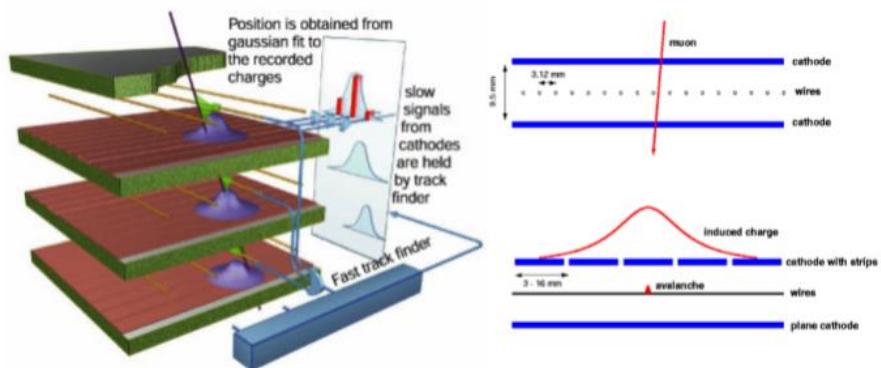


Fig. 1.20: Schema di camera CSC con segnale indotto sui fili e sul catodo. I segnali sono combinati per l'identificazione della posizione esatta dell'hit del muone.

Un muone che attraversa il rivelatore induce un segnale sia sui fili che sulle strip del catodo (Fig.1.20). La combinazione dei segnali indotti fornisce la posizione del muone con una risoluzione spaziale tipica di circa $75\text{ }\mu\text{m}$. La risoluzione temporale è di circa 6 ns, pertanto ciascun strato di CSC fornisce la propria identificazione del *bunch crossing* con la probabilità del 92%.

Il sistema di CSC include 540 rivelatori a 10° e 20° (273.000 strip e 211.000 gruppi di fili) organizzate in quattro stazioni per ciascun endcap. Le camere ricoprono il *range* di pseudorapidità $0.9 < \eta < 2.4$. Le CSC operano in Ar/CO₂/CF₄ (40:50:10) con un guadagno di 7×10^4 . La componente di CF₄ è utilizzata per evitare fenomeni dovuti all'*aging* dei fili e quindi preservare il corretto funzionamento dei rivelatori.

Il sistema di DT e CSC è completato, come già descritto, da un'altra tecnologia che assicura la ridondanza dello spettrometro dei muoni rappresentata dalla camera a piano resistivo nota come *Resistive Plate Chamber* (RPC).

I **Resistive Plate Chamber** (RPC) sono costituiti da due piani paralleli resistivi separati da un volume di gas di pochi millimetri (Fig.1.21).

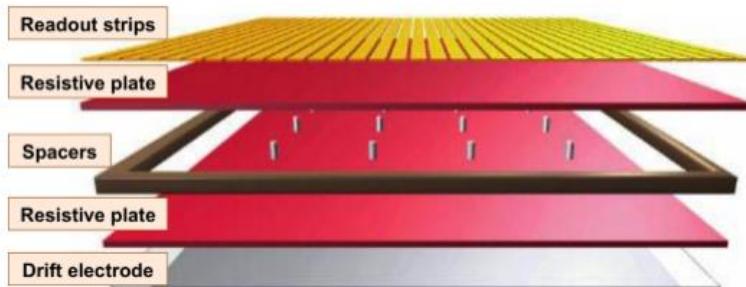


Fig. 1.21: Schema di camera RPC con struttura a piani paralleli e spaziatori. Le strip di readout sono separate dalla regione di amplificazione grazie a un sottile strato resistivo.

Nella configurazione di CMS, gli RPC sono posizionati *back-to-back* in modo da condividere le strip di lettura in alluminio; il segnale indotto risulta, quindi, la somma dei segnali di due camere adiacenti

Gli RPC sono rivelatori molto veloci con una risoluzione temporale di 1 ns che permette loro di essere rivelatori particolarmente adatti alla identificazione dei BX e al primo livello di trigger. Inoltre, nonostante una modesta risoluzione spaziale (dell'ordine del cm), la combinazione dei dati provenienti dagli RPC con quelli delle DT e delle CSC consentono di risolvere efficacemente ambiguità di tracciamento.

Il sistema di muoni contiene 480 RPC distribuiti in 6 stazioni del *barrel* e 288 camere per le 4 stazioni presenti su ciascun *endcap*.

Gli RPC lavorano in regime di valanga utilizzando una miscela di C₂H₂F₄/i-C₄H₁₀ (95: 5). Il rivestimento resistivo è usato per disaccoppiare la regione di amplificazione dal piano di *readout* per proteggere il rivelatore in caso di scarica.

L'elevata resistività del materiale, purtroppo, provoca effetti di *charging up* e un elevato valore di corrente per i quali gli RPC non possono lavorare con capacità di rate superiori a 1kH/cm². Gli RPC, pertanto non possono operare negli ambienti ad alto rate degli endcap, ricoprendo soltanto le regioni con pseudorapidità $|\eta| < 1.8$.

La ricostruzione dei muoni viene eseguita grazie agli *hit* registrati nella camera dei muoni, nel tracciatore e utilizzando depositi calorimetrici [21].

Nella ricostruzione *locale* di muoni, gli hit raccolti da ciascuna camera sono combinati per poter costruire segmenti di muoni (o puntatori di traccia). Nella ricostruzione cosiddetta *standalone* di muoni, i vari segmenti sono usati per ricostruire le tracce nel sistema di muoni con la valutazione preliminare dell'impulso trasverso p_{\perp} . Nella ricostruzione *globale* di muoni, le tracce indipendenti di muoni sono confrontate con quelle del tracciatore interno che fornisce una risoluzione migliore dell'impulso p_{\perp} . Questo metodo di tracciamento risulta il più accurato per muoni che attraversano diverse stazioni.

Nella ricostruzione del muone detta *“inside out”*, le tracce candidate provenienti dal tracciatore interno sono estrapolate alle stazioni di muoni per essere congiunte con almeno uno dei segmenti di muone. Questo metodo è efficiente per muoni di basso impulso, poiché si richiede soltanto un segmento nel sistema di muoni. Il sistema di trigger di CMS si occupa di ridurre la rate di trigger selezionando solo gli eventi di maggiore interesse. Esso consiste di due livelli principali:

- Il **Livello 1** (L1): il livello 1 combina le informazioni preliminari dal sistema di muoni e dai calorimetri (Fig.1.22). I valori di impulso p_t ed energia E_t delle tracce candidate sono confrontate con le soglie fissate in maniera *hardware* prima di essere rigettate o accettate al livello di trigger successivo. Il tracciatore non è incluso nel trigger L1 poiché contiene troppi canali che possono rallentare i processi di trigger. Dopo la selezione del livello 1 di durata massima di $3.2 \mu\text{s}$, la rate di eventi passa da 40 MHz a un massimo di 100 kHz.

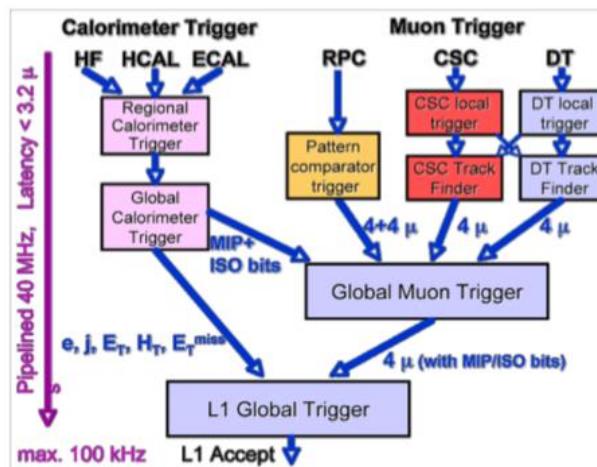


Fig. 1.22: Rappresentazione del sistema di trigger L1 di CMS.

- Il trigger ad alto livello (noto come ***High Level Trigger***-HLT) è un algoritmo sofisticato processato da un sistema di computer. L'algoritmo considera le informazioni provenienti da tutti i sottosistemi di CMS per eseguire una selezione dei candidati di maggiore interesse che presentano una topologia particolare dell'evento definito dalla fisica di interesse. Il trigger esegue la selezione in pochi millisecondi e riduce la rate degli eventi a circa 400 Hz.

A seguito della selezione eseguita dai due livelli di trigger si procede con un'analisi dei dati raccolti e si estraggono gli eventi di un particolare canale di decadimento o di un fenomeno fisico di particolare interesse.

Il sistema di muoni, pertanto, ha un ruolo fondamentale nella selezione degli eventi e nella riduzione della rate di trigger del livello L1.

1.3 Upgrade di fase 1 e 2 di CMS.

La necessità di aumentare le potenzialità di scoperta e rivelazione di LHC ha reso necessario un *upgrade* graduale e progressivo dell'acceleratore e degli esperimenti [22,23].

In particolare, l'*upgrade* dell'acceleratore riguarda l'aumento dell'energia del centro di massa destinato a fornire più energia alle collisioni per rivelare particelle massive e l'aumento della luminosità istantanea di LHC per poter accedere ai fenomeni rari.

In figura 1.23 è rappresentato uno schema temporale riassuntivo delle operazioni di *upgrade* programmate.

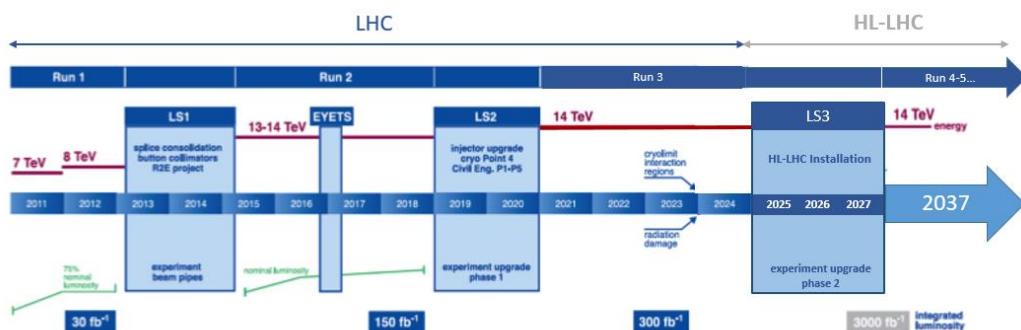


Fig. 1.23: Schema riassuntivo e *timing* delle operazioni di *upgrade* di LHC.

L'attività di upgrade di LHC pianificata fino al 2037 (Fig. 1.24) comprende una serie di lunghi periodi di presa dati indicati con *Run* 1, *Run* 2, *Run* 3, *Run* 4 e *Run* 5 intervallati da lunghi *shutdown* indicati con LS1, LS2, LS3, LS4, LS5.

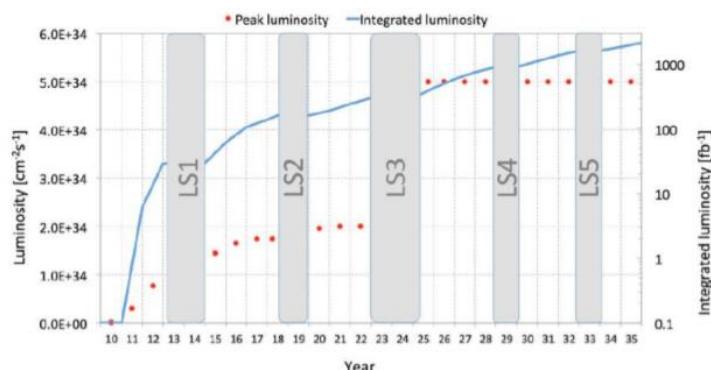


Fig. 1.24: Proiezione delle performance di LHC con date preliminari dei *long shutdown* (LS) e delle luminosità istantanee e integrate previste.

Il primo *upgrade* è stato eseguito durante il *Long Shutdown* 1 (LS1) tra il 2013 e il 2014. In questa fase l'energia del centro di massa è stata pressoché raddoppiata passando da 7-8 TeV a 13 TeV. La luminosità istantanea è stata incrementata da $7.5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a un valore prossimo al valore nominale $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dopo questa pausa, è partito il *Run 2* di LHC fino a quando è stata integrata una luminosità di 150 fb^{-1} . Il *Run 2* è terminato dando inizio al secondo *Long Shutdown* (LS2) in corso durante il quale la luminosità potrà essere incrementata fino a $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Il *Run 3* opererà con continuità fino a raggiungere i 300 fb^{-1} .

Con il prossimo *Long Shutdown* (LS3), l'*upgrade* consentirà di raggiungere luminosità con valori superiori a $5 - 7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

La fase 2 di LHC è stata rinominata *High-Luminosity LHC* (HL-LHC) avrà l'obiettivo di integrare la luminosità fino a 3000 fb^{-1} .

L'aumento di luminosità richiederà un incremento della rate di trigger a L1 da 100 kHz a 750 kHz. L'evoluzione di LHC rende fondamentale l'*upgrade* dei rivelatori coinvolti che devono essere capaci di sostenere nuove e più elevate energie e luminosità.

In particolare, CMS intende preservare le prestazioni dei sottosistemi di rivelatori e ottimizzare la ricostruzione delle particelle per i progressivi aumenti di luminosità di LHC che determinerà un'elevata molteplicità delle collisioni protone-protone per *bunch crossing*, l'aumento della rate di background e di conseguenza un alto rischio di danneggiamento dei rivelatori e della loro elettronica.

La fase 1 di *upgrade* ricopre i *Long Shutdown* LS1, LS2 e gli arresti tecnici fino al 2023, mentre la fase 2 di *upgrade* è quella destinata a preparare i rivelatori per l'HL-LHC dopo LS3 nel 2024. Gran parte dell'attività prevista per la fase 1 è al momento in corso di completamento (2019-2020) e riguarda azioni mirate in corrispondenza di ciascun rivelatore.

Nel tracciatore si sta procedendo alla sostituzione dei pixel dei rivelatori nel sistema di tracciamento e al miglioramento dell'elettronica di front-end per conservare la massima efficienza di tracciamento anche in elevata luminosità.

Nei calorimetri (HCAL) i fotorivelatori devono essere sostituiti da fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) che forniscono una migliore efficienza e un ottimo rapporto segnale-rumore, inoltre, risultano maggiormente immuni ai campi magnetici.

Nel sistema di muoni, l'elettronica dei quattro strati di camere CSC a più elevata pseudorapidità è sostituita, già in LS2, per soddisfare i requisiti di trigger e latenza per la fase 2.

Un intervento massivo nell'*upgrade* del sistema di muoni come verrà approfondito nei paragrafi 1.4 e 1.5 è costituito dall'introduzione della tecnologia GEM nella stazione GE1/1 dell'endcap del sistema di muoni nella regione di pseudorapidità $1.55 < \eta < 2.18$.

La fase 2, invece, ottimizza ulteriormente i miglioramenti introdotti durante l'*upgrade* di fase 1 mediante una serie di operazioni accuratamente programmate. Infatti, in questa fase, per quanto riguarda il tracciatore è prevista la sostituzione completa del rivelatore a pixel e microstrip con estensione della pseudorapidità fino a $|\eta| = 4$. Inoltre, per massimizzare la riduzione della rate e l'efficienza di selezione, i dati dal tracciatore saranno utilizzati per il trigger di livello 1 estendendo la latenza da $3.2 \mu\text{s}$ a $12.5 \mu\text{s}$.

Per far fronte all'altissima densità di particelle (migliaia ad ogni intersezione dei fasci), le informazioni temporali saranno utilizzate ad HL-LHC in un modo radicalmente nuovo e congiuntamente alla ricostruzione puramente spaziale della traccia per il cosiddetto

tracciamento a quattro dimensioni (4D). Questa strategia verrà implementata in tutti i calorimetri.

Nel calorimetro elettromagnetico nel *barrel* verrà sostituita parte dell'elettronica di lettura al fine di migliorare la reiezione del rumore e raggiungere una risoluzione temporale di circa 30 ps.

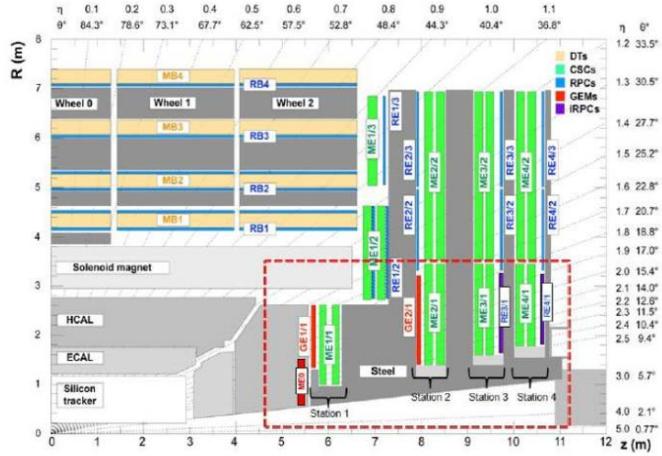
I calorimetri ad elevata granularità, noti come High Granularity Calorimeter (HGCal), sostituiranno il sistema presente sull'endcap e includeranno elementi in grado di rivelare componenti elettromagnetiche e adroniche.

Il sistema sarà costituito da strati di assorbitori metallici alternati a sensori al silicio o scintillatori, a seconda della regione di pseudorapidità, consentendo la ricostruzione tridimensionale delle cascate elettromagnetiche.

CMS installerà un rivelatore detto *Mip Timing Layer* (MTD) a strato singolo nel *barrel* e due dischi nell'endcap con copertura ermetica fino a una pseudo-rapidità di 3. Mentre per la regione del *barrel* sono state proposte strip di scintillatore inorganico (Lyso) di $3 \times 3 \text{ mm}^2$ per 45 mm di lunghezza, lette alle estremità da SiPM, per quanto riguarda l'endcap si è optato su Ultra Fast Silicon Detector (UFSD) $1,6 \times 3 \text{ mm}^2$ nella regione di pseudo-rapidità oltre 1,5, dove i livelli di radiazione sono fino a $\sim 5 \times 10^{15}$ (1 MeV) neq/cm^2 .

Nell'*upgrade* di fase 2, il sistema di muoni sarà dotato di una seconda stazione con rivelatori a tecnologia GEM (GE2/1) e di due stazioni con rivelatori RPC con elettrodi e volume gas ridotti rispetto alla configurazione originale. L'obiettivo delle nuove stazioni è preservare la ridondanza negli endcap.

Inoltre, si intende aggiungere una nuova stazione, nota come MEO, allestita con rivelatori a tripla GEM fino a $|\eta| = 2.8$ nell'ultimo stadio dei calorimetri dell'endcap [24, 25] come mostrato in figura 1.25.



A tal fine è necessario controllare la perdita di efficienza causata dall'invecchiamento dei rivelatori esistenti e migliorare la risoluzione della ricostruzione offline.

Il raggiungimento degli obiettivi indicati passa attraverso alcune operazioni volte a mantenere elevata l'efficienza nel sistema di muoni esistente mediante l'uso di un nuovo trigger ed elettronica di lettura, aggiungendo nuovi rivelatori per conservare e migliorare l'identificazione di muoni in ambiente con elevato fondo, riducendo la rate di trigger nelle regioni ad elevata pseudorapidità [18]. In questa regione sono presenti un numero inferiore di rivelatori rispetto alla regione $|\eta| < 1.6$ ed è necessario pertanto rinforzare la ridondanza. Infatti, i rivelatori CSC, da molti anni in questa regione, hanno ormai accumulato carica dell'ordine del C/cm, che potrebbe modificare le prestazioni del rivelatore. Con l'*upgrade* di LHC, l'aumento dei segnali di background contamineranno la ricostruzione dei segmenti causando una riduzione della risoluzione dell'impulso, in particolare, il cattivo riconoscimento di muoni (*fake trigger*) nelle regioni ad elevata pseudorapidità η determina un aumento indiscriminato della rate di trigger di livello 1. Questo effetto sarà più pronunciato nella regione $|\eta| > 1.6$ dove sono localizzate le sole camere CSC. L'introduzione di una nuova tecnologia nella prima stazione degli *endcap* della regione *forward* implementa in questa regione segnali addizionali che possono essere usati per risolvere le ambiguità di identificazione, migliorando la risoluzione dell'impulso, riducendo la rate di trigger L1 e garantendo la massima efficienza di selezione.

La collaborazione CMS ha approvato l'installazione di una nuova stazione in grado di migliorare il trigger e la ricostruzione nella regione con $1.55 < |\eta| < 2.1$. L'installazione della nuova stazione chiamata GE1/1, come già anticipato nel paragrafo 1.2, sarà completata durante il *Long Shutdown 2* (LS2). È possibile individuare la posizione della nuova stazione GE1/1 nel quadrante mostrato in figura 1.25.

Inoltre, per far fronte alle nuove sfide proposte per HL-LHC, la collaborazione CMS ha già approvato l'installazione di altre due nuove stazioni GE2/1 prossima a GE1/1 e ME0 per migliorare il trigger e la ricostruzione a η più elevati (indicate in figura 1.25).

I sei strati di CSC presenti nella prima stazione del sistema di muoni ricoprono uno spessore di 11.7 cm, pertanto, l'angolo di bending non può essere utilizzato per la misura dell'impulso p_t e la risoluzione dell'impulso non è abbastanza buona per distinguere correttamente muoni da tracce di background. Il trigger L1 per impulsi p_t al di sotto di 20 GeV fornisce una rate più grande di un ordine di grandezza della rate di muoni originati da bosoni W^\pm e Z , effetto destinato ad aumentare con l'incremento di luminosità di LHC se non si incrementa la soglia per l'impulso p_t .

L'introduzione delle stazioni GEM consentirà di raffinare la ricostruzione dei muoni e di migliorare la risoluzione dell'impulso.

In figura 1.26 è mostrata la rate di trigger attesa al Run2 per le sole camere CSC e per quello del sistema integrato di CSC+GE1/1 previsto dall'*upgrade*. La rate del trigger L1 si riduce per valori di luminosità $L = 2 \times 10^{34}$ e efficienza costante al 94%.

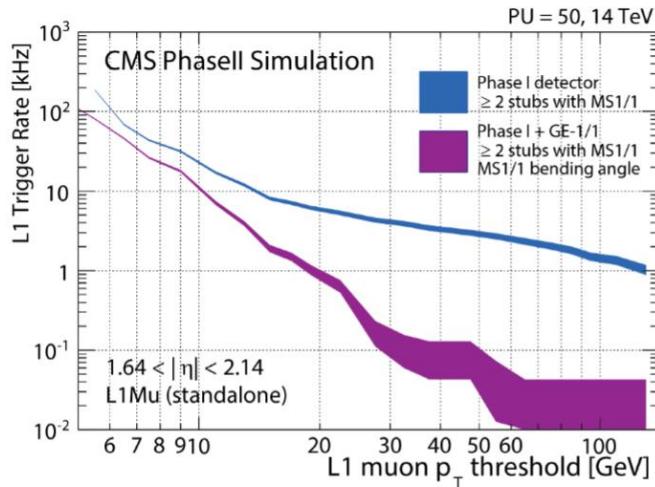


Fig. 1.26: Rate di trigger di livello L1 in funzione della soglia dell'impulso trasverso p_T con e senza i rivelatori a tecnologia GEM (GE1/1).

Le soglie del trigger L1 possono essere mantenute con bassi p_T in modo tale da poter garantire un'elevata efficienza ai processi fisici di interesse per i leptoni di bassa energia.

Infatti, mantenere basse le soglie in p_T per i trigger di muoni consente di indagare ampi ambiti di ricerca che vanno dalla nuova fisica alle misure nel settore di Higgs. Come anticipato nel paragrafo 1.2, dopo LS3, il trigger L1 di CMS consentirà significativi miglioramenti dell'efficienza e della qualità di ricostruzione dei muoni unendo i segnali dei muoni indipendenti del livello “L1Mu” con i dati del tracciatore, dando luogo a uno strumento di selezione noto come “L1TkMu” che assicura elevata purezza e trigger a bassa rate anche a basse soglie dell'impulso p_T .

L'elevata qualità del trigger di muoni sarà di fondamentale importanza per il nuovo acceleratore ad elevata luminosità HL-LHC.

Un altro aspetto di fondamentale importanza affrontato dagli *upgrade* del sistema di muoni è rappresentato dagli effetti di *aging* ai quali sono sottoposti tutti i rivelatori che operano in ambiente ad elevato flusso di radiazione.

La degradazione delle performance dei rivelatori nel tempo come accade nelle CSC che costituiscono al momento l'unico sistema installato nella parte *forward* degli endcap, modifica le prestazioni dell'intero spettrometro di muoni sia per il trigger L1, sia per la ricostruzione dei muoni off-line. Nella regione con $|\eta| < 1.6$ la ricostruzione avviene mediante due sistemi di muoni rappresentati dai rivelatori combinati DT+RPC o dai CSC+RPC, mentre la regione $|\eta| > 1.6$ confida esclusivamente sul sistema di CSC. In figura 1.27 è mostrato la rate di background di neutroni e il numero di hit disponibili per la ricostruzione dei muoni in funzione della pseudorapidità. Si evince che per $|\eta| > 1.6$ il background di neutroni è più elevato rispetto alla regione del *barrel* a fronte di un minor numero di layer disponibili alla ricostruzione. Considerando la bassa efficienza di rivelazione dei neutroni (sensitività), la rate di hit da background attesa nella regione ad elevata η è di circa 1.5 kHz/cm^2 ad un'energia di 14 TeV e per una luminosità istantanea di $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Moltiplicando tale valore per un fattore di sicurezza 3, risulta che la *hit rate capability* in tale regione deve essere di 4.5 kHz/cm^2 .

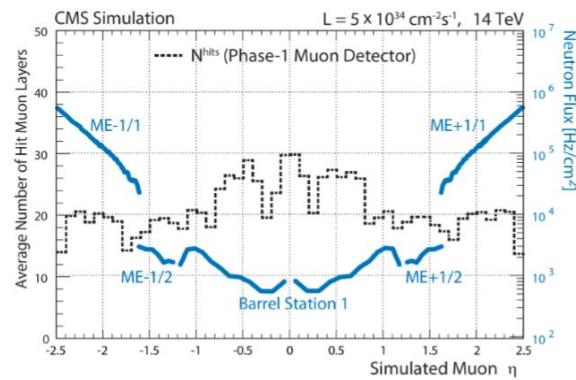


Fig.1.27: Le linee tratteggiate mostrano il numero medio di strati di muoni con hit ricostruiti in funzione della pseudorapidezza η , esso è confrontato al flusso di neutroni in Hz/cm^2 (linea colorata) causa dominante di hit di background per la stazione di muoni attraversata da un muone.

L'elevata rate di background ha una inevitabile implicazione anche sulla longevità (*ageing*) del rivelatore da installare nella regione GE1/1 e lo stesso dicasì nella stazione Ge2/1, pertanto un secondo strato di rivelatori, in grado di sostenere tale livello di rate, senza degradare in modo significativo le sue prestazioni, aiuterà a compensare le possibili perdite nel sistema CSC e a conservare una migliore ricostruzione ed efficienza di selezione dell'evento.

In figura 1.28 è mostrata l'efficienza di trigger nel plateau dell'impulso p_t come funzione della frazione di rivelatori CSC *triggerati* nel caso del solo sistema di CSC e nel caso del sistema integrato CSC+GE1/1.

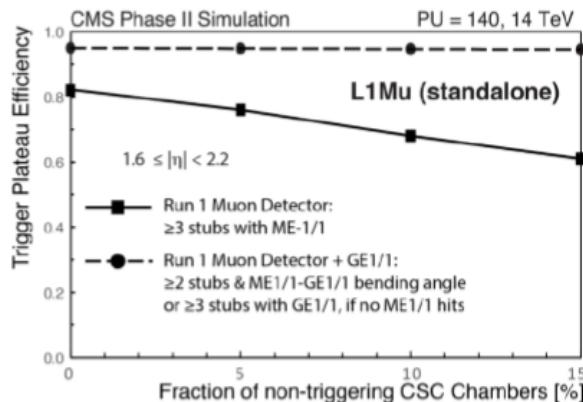


Fig.1.28: Efficienza di trigger di singolo muone in funzione del numero di camere CSC non triggerate, con e senza la nuova stazione GE1/1 a tecnologia GEM.

Alla luce degli *upgrade* programmati, la sfida della collaborazione CMS è stata rappresentata dallo sviluppo e installazione dei rivelatori a tripla GEM destinati negli endcap di CMS con le caratteristiche e le performance illustrate in tabella 1.7.

Properties	CMS requirements
Rate capability	$> 10 \text{ kHz/cm}^2$
Single chamber efficiency (MIP)	> 97 %
Angular resolution	$< 300 \mu\text{rad}$
Single chamber time resolution	$< 10 \text{ ns}$
Gain uniformity	< 15 %
Longevity	$> 60 \text{ mC/cm}^2$

Tabella 1.7: Richieste minime per l'*upgrade* del sistema di muoni di CMS.

La prima stazione con tecnologia tripla GEM, GE1/1, sarà completata entro il 2020; successivamente la collaborazione provvederà all'installazione e completamento della seconda stazione del sistema di muoni GE2/1 durante gli intervalli pianificati prima di LS3. La terza stazione ME0 sarà installata durante LS3. In questo lavoro di tesi, verranno descritte in dettaglio le stazioni GE1/1 e GE2/1.

1.3.1 La stazione GE1/1

La nuova stazione GE1/1 (Fig. 1.29) che opererà già durante il Run3 si propone di migliorare il trigger di muoni di Livello 1 prima dell'installazione di un nuovo tracciatore al silicio e la sua integrazione nel trigger L1 (*track trigger*) durante LS3.

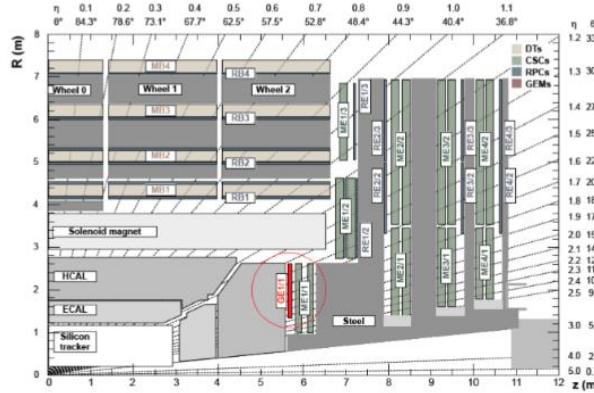


Fig.1.29: Una sezione longitudinale dell'attuale spettrometro di muoni di CMS con la nuova stazione GE1/1.

Con i rivelatori della stazione GE1/1 si ottiene il miglioramento nella performance del trigger. Infatti, essi introducono un braccio di leva abbastanza grande tra le camere GE1/1 e ME1/1 che consente una buona misura della direzione dei muoni all'interno della prima stazione.

Inoltre, all'interno del solenoide di CMS, il *bending* dei muoni è maggiore in corrispondenza delle stazioni più vicine al punto di interazione dei fasci di protoni a causa delle linee del campo magnetico come si evince in figura 1.30 (a sinistra).

Infatti, la nuova stazione GE1/1 in combinazione con la prima stazione CSC (ME1/1) consentirà una misura più precisa dell'angolo di *bending* rispetto alle altre stazioni, consentendo, in tal modo, di ridurre il numero di muoni identificati erroneamente e diminuire la rate di trigger. Inoltre, la nuova stazione migliorerà la performance di tracciamento in ambiente ad alto rate e sarà in grado di stabilire sufficiente ridondanza nella regione $1.6 < |\eta| < 2.2$ aggiungendo piani di rivelatore nello spazio originariamente adibito ai rivelatori RPC.

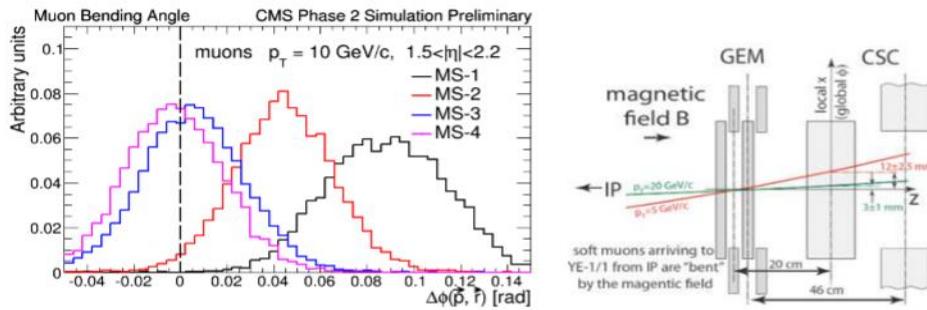


Fig.1.30: A sinistra: L'angolo di *bending* azimutale di un muone simulato di 10 GeV ⁽¹⁾ rispetto al vettore normale alla camera CSC confrontato con le distribuzioni delle quattro stazioni. A destra: Schema di misura dell'angolo di *bending* con una coppia di camere CSC e GEM per bassi e per alti valori di impulso dei muoni.

Le caratteristiche dei rivelatori destinati alla stazione GE1/1 sono mostrate nella tabella 1.8. A causa delle limitazioni meccaniche della stazione GE1/1 sono state progettate due configurazioni diverse del rivelatore per ottenere la massima accettanza di rivelazione: le camere *long* con una lunghezza di 120.9 cm e le camere *short* con una lunghezza di 106.1 cm.

Specification/parameter	GE1/1 detector
Detector technology	Gaseous detector / MPGD
Charge Amplification element	triple-GEM structure (tensioned at $\sim 5 \text{ N/cm}$)
Number of chambers in overall system	144 (72 in each end-cap)
Chamber shape (active readout area)	Trapezoidal / opening angle 10.15°
Active area overlap between chambers	2.6 mrad
Short chamber dimensions	L: 106.1 cm, W: (23.1 – 42.0) cm, D: 0.7 cm
Long chamber dimensions	L: 120.9 cm, W: (23.1 – 44.6) cm, D: 0.7 cm
Total chamber thickness	D: 3.5 cm
Active readout area	0.345 m^2 (short ch.) / 0.409 m^2 (long ch.)
Active chamber volume	2.6 liters (short ch.) / 3 liters (long ch.)
Radial distance from beam line	130.2 cm (at inner edge of active area)
Geometric acceptance in η	1.61 – 2.18 (short ch.) / 1.55 – 2.18 (long ch.)
Signal readout structure	Truly radial copper strips
Readout strip angular dimensions	$230 \mu\text{rad}$ width / $436 \mu\text{rad}$ pitch
Number of η -segments in readout	8
Number of readout strips per η -segment	384
Number of readout strips per chamber	3,072
Counting gas mixture	Ar/CO_2 70 : 30 or $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ 45 : 15 : 40
Nominal operational gas flow	1 chamber volume per hour
Number of gas inlets / outlets	1 / 1
Nominal HV applied to drift electrode	3200 V (Ar/CO_2) / 4000 V ($\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$)
Nominal operational gas gain	$1 – 2 \times 10^4$
Demonstrated rate capability	$100 \text{ MHz}/\text{cm}^2$

Tab.1.8: Caratteristiche e parametri principali dei rivelatori GE1/1 [22].

Nella stazione GE1/1 due rivelatori identici sono combinati per formare una supercamera (“*Super Chamber*”) per ottenere due piani di rivelazione e quindi massimizzare l’efficienza e la ridondanza della regione GE1/1. Negli endcap di CMS le supercamere si alternano in direzione azimutale con le versioni *short* e *long* come mostrato in figura 1.31.

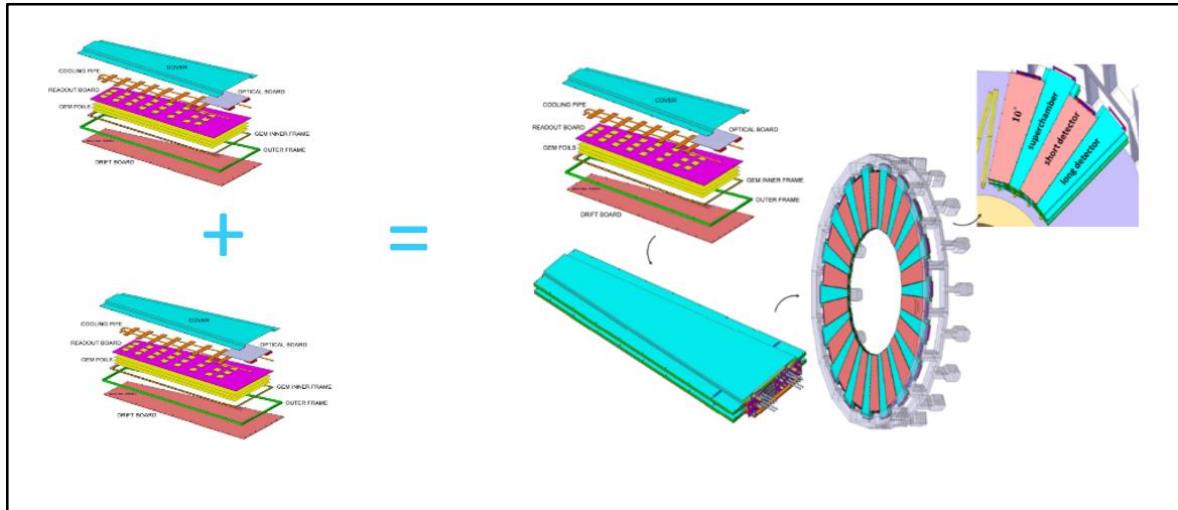


Fig.1.31: Nella stazione GE1/1, due rivelatori a tripla GEM si affacciano l’uno sull’altro per formare una supercamera. Nell’*endcap* di CMS la totale copertura azimutale si ottiene con camere del tipo *short* e del tipo *long*.

La stazione GE1/1 necessita, pertanto, di 144 camere trapezoidali (72 Supercamere) per la copertura in Φ della regione a pseudo rapidità $1.55 < \eta < 2.18$.

La configurazione finale è il risultato di 10 anni di R&D del gruppo GEM della collaborazione di CMS.

La produzione dei rivelatori destinati alla stazione GE1/1 si è conclusa all’inizio del 2019. Attualmente, la collaborazione è impegnata nell’installazione dei rivelatori nell’apparato.

I rivelatori saranno descritti nel terzo capitolo, mentre le procedure di assemblaggio delle camere, gli strumenti e le tecniche di validazione mediante i controlli di qualità svolte da tutte le istituzioni partecipanti al progetto verranno illustrati nel dettaglio nel quarto capitolo.

1.3.2 La stazione GE2/1

Come anticipato nel paragrafo 1.3, al momento, solo i rivelatori CSC ricoprono il *range* di pseudorapidità $0.9 < \eta < 2.4$. Le ragioni per le quali l’installazione della nuova stazione GE2/1 è necessaria per il sistema di muoni ricalcano e ottimizzano quelle della precedente stazione GE1/1 [24,25].

In particolare, l’introduzione delle nuove camere di GE2/1 aumenta di un fattore 2 il braccio di leva nella seconda stazione per la ricostruzione dei segmenti di muone.

Inoltre, rinforza la ridondanza fornendo, in congiunzione con la prima stazione (GE1/1+ME1/1), una seconda misura di direzione del muone grazie alle coppie di camere GE2/1+ME2/1.

Durante gli ultimi anni, è stata condotta un'intensa campagna di R&D su possibili nuove configurazioni di MPGd da utilizzare nella costruzione della nuova stazione GE2/1, tra queste quella con tecnologia μ -RWELL [26] ha mostrato ottime prestazioni e vantaggiose tecniche di costruzione. Alcuni dettagli verranno mostrati nel sesto capitolo.

I rivelatori a μ -RWELL, tuttavia, rappresentano, accanto ad altri rivelatori resistivi di nuova generazione, una tecnologia ancora acerba e in pieno sviluppo.

La collaborazione dell'esperimento di CMS ha stabilito, pertanto, che anche la seconda stazione sarà dotata di rivelatori con tecnologia a tripla GEM giacché costituisce una tecnologia consolidata grazie all'intenso R&D eseguito in questi anni.

I nuovi rivelatori GE2/1 saranno installati nella stazione prossima a CSC ME2/1 (Fig.1.32) durante gli intervalli pianificati prima di LS3.

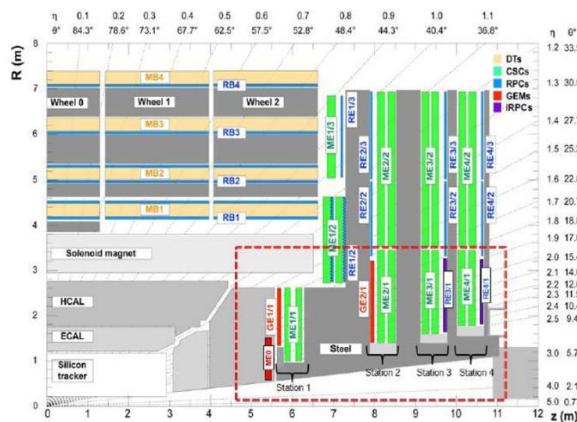


Fig.1.32 Sezione del sistema di muoni. Le posizioni delle nuove stazioni GE1/1, GE2/1 e ME0 sono contenute nel riquadro in rosso.

Una seconda misura di direzione del muone migliora l'efficienza e aumenta la stabilità del trigger. Sebbene la precisione di misura della direzione decresce con la distanza dal punto di interazione, come mostrato in figura 1.30, il bending delle traiettorie del muone nella seconda stazione resta significativo.

L'efficienza e precisione di misura della direzione dell'impulso nella seconda stazione GE2/1 incrementa la ridondanza per le performance del trigger. L'installazione di GE2/1 consente di preservare buone performance anche in casi di inefficienza delle performance dei sistemi di ME2/1 dovuti ad esempio all'*aging* o ai danni da radiazione come si può osservare in figura 1.33.

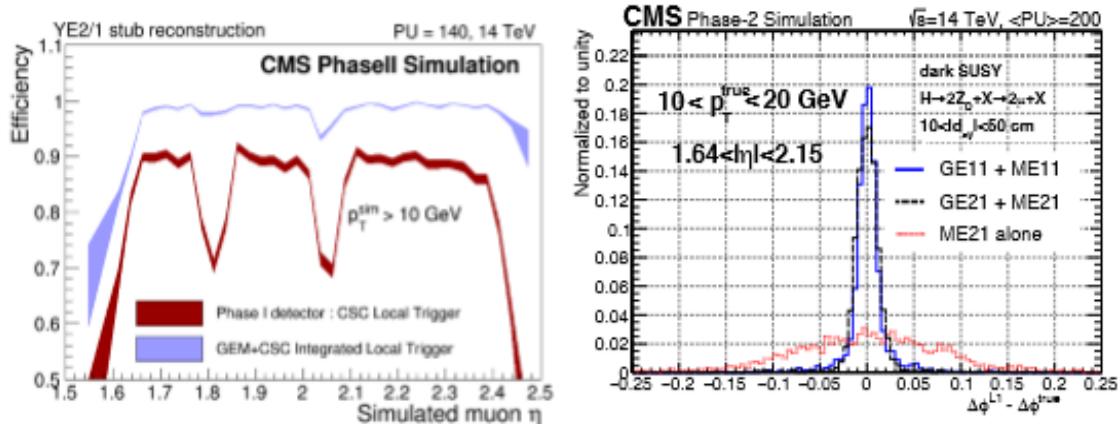


Fig.1.33: A sinistra: Efficienza di ricostruzione di un segmento del livello di trigger L1 in funzione della pseudorapidezza η usando solo rivelatori CSC (curva bassa) o entrambi i rivelatori CSC+GEM (curva alta). A destra: Risoluzione della misura della direzione del muone $\Delta\phi$ nella seconda stazione usando la sola ricostruzione delle camere CSC; quella ottenuta dalle ricostruzioni di ME2/1-GE2/1 e quella utilizzando ME1/1-GE1/1.

La stazione GE2/1 sarà equipaggiata con uno strato di supercamere trapezoidali, costituite, analogamente a quanto fatto per le camere di GE1/1, da una coppia di rivelatori a tripla GEM come sarà approfondito nel sesto capitolo. Le supercamere ricopriranno un settore di 20° in φ e saranno 18 per ciascun endcap (36 Supercamere) come illustrato in figura 1.34.

Lo spessore occupato dalle camere deve essere inferiore agli 88 mm a causa delle limitazioni dello spazio a disposizione. L'intervallo di pseudorapidezza ricoperto sarà esteso fino a $|\eta| = 2.4$.

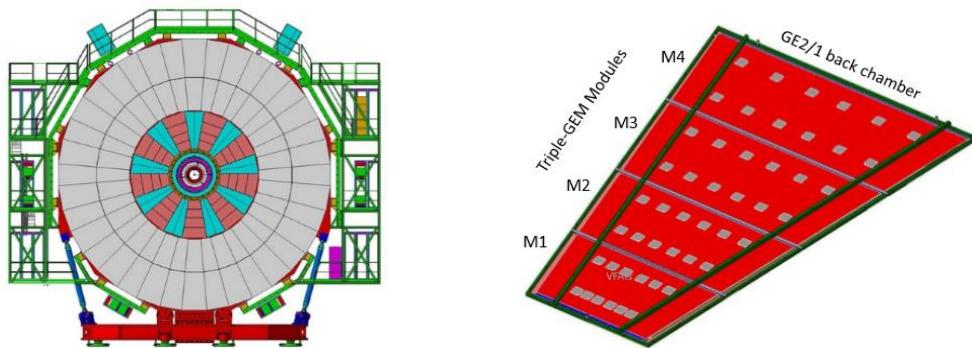


Fig.1.34: A sinistra: collocazione dei 18 rivelatori GE2/1 sul retro dei dischi YE \pm 1 in CMS. A destra: schema di rivelatore GE2/1 con segmentazione in 4 moduli.

I 36 rivelatori a tripla GEM GE2/1 saranno collocati su due strati per ciascun endcap, la camera è costituita da quattro moduli (M1, M2, M3, M4) per il *back layer* e quattro moduli (M5, M6, M7, M8) per il *front layer*, ciascuno dei quali costituisce un singolo rivelatore a tripla GEM.

La produzione dei rivelatori a tripla GEM per la nuova stazione GE2/1 è in corso.

L'intenso R&D della collaborazione CMS sulla tecnologia adottata accanto all'esperienza maturata per la realizzazione della stazione GE1/1 consentiranno di completare nei tempi previsti la produzione e la validazione dei 288 moduli destinati all'installazione di GE2/1.

1.3.3 La stazione ME0

La nuova stazione di rivelatori ME0 estende l'accettanza del sistema di muoni fino a $|\eta| = 2.8$, 7.0° rispetto all'asse del fascio. Essa sarà installata dietro il calorimetro HGCAL come già mostrato in figura 1.32.

La stazione ME0 comprende 36 camere (18 per endcap) ciascuna delle quali è composta da sei moduli, pertanto sono necessari 216 moduli in totale. I moduli sono montati su un piano in alluminio che sostiene il rivelatore meccanicamente. I singoli rivelatori ME0 costituiscono unità indipendenti che possono essere testate e qualificate indipendentemente prima della loro installazione nell'*endcap* di CMS. Ciascun modulo ha uno spessore di 3.34 cm, occupando, pertanto, uno spazio totale di 30 cm incluso lo schermaggio per l'intera camera. Il rivelatore ME0 può fornire sei punti di traccia e quindi sufficiente ridondanza per discriminare neutroni di fondo e formare segmenti di traccia di muone nel trigger L1.

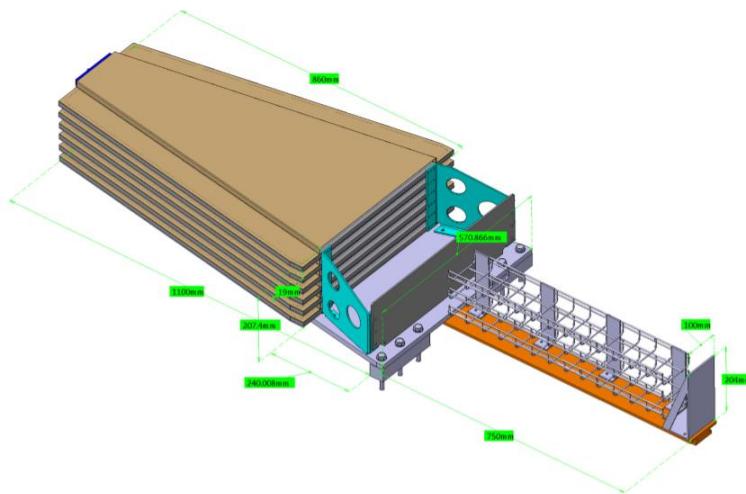


Fig.1.35: Layout del rivelatore ME0 con i sei moduli (*layer*) costituenti.

Ciascun rivelatore trapezoidale ME0 copre una finestra angolare di 20° . Le camere sono segmentate in 8 anelli in η e 3 settori in ϕ ; ciascun settore in ϕ è a sua volta suddiviso in 128 *strip* radiali.

In tabella 1.9 sono riportati i parametri costruttivi e le caratteristiche operative dei rivelatori ME0.

Specification / Parameter	ME0
Detector technology	Gaseous detector; micro-pattern gas detector (MPGD)
Charge amplification element	GEM foil (triple, cascaded, tensioned at ≈ 6 cN/cm)
Number of modules in overall system	216 (108 in each endcap)
Chamber shape (active readout area)	Trapezoidal; opening angle 20°
Chamber dimensions (active vol.)	L: 78.8 cm (center line), W: (23.6–51.4) cm, H: 1.8 cm
Total module thickness	H: 3.34 cm
Active readout area	0.296 m ²
Active module volume	2.1 liters
Radial distance from beam line	63 cm (at inner edge of active readout area)
Geometric acceptance in $ \eta $	2.03–2.8
Signal readout structure	Truly radial readout strips
Readout strip dimensions	0.94 mrad angular pitch
Number of η -segments in readout	8
Number of readout strips per η -segment	384
Number of readout strips per module	3072
Counting gas mixtures	Ar/CO ₂ 70:30
Nominal operational gas flow	1 module volume per hour
Number of gas inlets	1
Number of gas outlets	1
Nominal HV applied to drift electrode	3200 V (Ar/CO ₂)
Nominal operational gas gain	$1\text{--}2 \times 10^4$
Demonstrated rate capability	100 MHz/cm ²

Tab.1.9: Caratteristiche e parametri principali dei rivelatori ME0 [22].

Capitolo 2

Rivelatori a gas

Il principio fondamentale sul quale tutti i rivelatori di particelle sono basati è lo stesso: il trasferimento di tutta o di parte dell'energia della particella alla massa sensibile del rivelatore nella quale essa è successivamente convertita in una forma diversa, più accessibile alla percezione degli strumenti a disposizione dell'uomo.

Indipendentemente dal tipo, ad un rivelatore, considerato come sistema capace di dare una risposta alla sollecitazione di una particella, si richiedono le seguenti proprietà:

- **Sensibilità:** definisce la minima energia che può essere depositata per produrre un segnale di uscita. È correlata con il rapporto segnale/rumore all'uscita. Il rumore di un rivelatore è rappresentato dal segnale intrinseco misurato dal rivelatore strettamente connesso all'elettronica di *readout* e non attribuibile a un segnale fisico di ionizzazione.
- **Risoluzione in energia:** In quei rivelatori nei quali la particella perde tutta, o quasi, la sua energia, definisce la possibilità di discriminare particelle di energia diversa ($\Delta E/E$).
- **Risoluzione in tempo:** la capacità di distinguere, in uscita, due particelle che arrivano allo stesso tempo. È correlato al tempo assoluto del sistema.
- **Risoluzione in spazio:** la capacità di discriminare la posizione di due segnali prossimi in un sistema di coordinate spaziali definite all'interno del rivelatore.
- **Efficienza:** specifica la frazione rivelata del flusso incidente. Può essere molto elevata per particelle cariche e molto piccola (qualche %) per neutroni e fotoni.

La camera a ionizzazione costituisce il primo esempio di rivelatore a gas dove un recipiente colmo di gas viene ionizzato al passaggio di una particella, gli ioni così prodotti sono raccolti attraverso un campo elettrico, applicato ai suoi elettrodi, consentendo la misura della corrente di ionizzazione.

Le progressive ottimizzazioni introdotte a partire dalla prima camera a ionizzazione hanno condotto ai rivelatori a gas di ultima generazione che costituiscono la nuova frontiera della fisica nucleare e di cui i rivelatori a GEM, oggetto di questa tesi, sono parte integrante. In questo capitolo sono introdotti i principali meccanismi di interazione della radiazione con la materia, sia essa rappresentata da particelle cariche, sia essa costituita da una porzione dello spettro elettromagnetico.

Inoltre, sono descritte le principali caratteristiche dei rivelatori e sono messi a confronto i principi di funzionamento, le tecniche e le configurazioni dei rivelatori a gas di nuova generazione che costituiscono i nuovi strumenti di indagine della fisica delle alte energie.

2.1 L'interazione della radiazione con la materia

Come già anticipato nel capitolo I, una particella carica può interagire con la materia per mezzo dell'interazione elettromagnetica, dell'interazione debole e dell'interazione forte. L'interazione debole ha un raggio di azione dell'ordine della sezione nucleare, ovvero da 10^8 a 10^{10} ordini di grandezza inferiori alla sezione atomica, di conseguenza l'interazione debole è trascurabile per gran parte delle particelle.

L'interazione forte è tipica delle forze esercitate tra quark e nucleoni, mentre la forza elettromagnetica viene esercitata tra tutte le particelle cariche, costituisce pertanto l'interazione predominante utilizzata come strumento per la rivelazione di particelle cariche [27].

2.1.1 Particelle cariche pesanti

Il passaggio delle particelle cariche pesanti attraverso la materia è caratterizzato essenzialmente dalla perdita di energia della particella e dalla deflessione della particella rispetto alla direzione incidente.

I principali processi responsabili di questi effetti sono le collisioni anelastiche con gli elettroni atomici del materiale (riferite in seguito come collisioni atomiche) e la diffusione elastica da parte dei nuclei. Le collisioni anelastiche possono essere *soft* ovvero capaci soltanto di eccitare l'atomo, oppure *hard* ovvero capaci di trasferire energia sufficiente a causare la ionizzazione.

La diffusione elastica da parte dei nuclei è meno frequente delle collisioni atomiche, l'energia trasferita in queste collisioni dipende dalla massa della particella incidente e dai nuclei dei materiali attraversati. Le particelle cariche pesanti subiscono anche emissione di radiazione Cherenkov, reazioni nucleari e radiazione da frenamento (nota come *bremsstrahlung*) nell'attraversamento del mezzo. Essendo le collisioni anelastiche di natura statistica, essi avranno una probabilità non deterministica di verificarsi, tuttavia, poiché il numero di collisioni per unità di lunghezza macroscopica è grande, le fluttuazioni dell'energia totale sono piccole e questo rende possibile valutare l'energia media persa per unità di lunghezza indicata con $\frac{dE}{dx}$.

La $\frac{dE}{dx}$ è stata dapprima calcolata classicamente da Bohr, successivamente si rese necessaria l'introduzione degli effetti quantistici in grado di fornire una valutazione più realistica dell'energia trasferita in termini di impulso trasferito e non di parametro d'impatto.

La formula di Bethe-Bloch è l'equazione fondamentale per il calcolo della perdita di energia delle particelle cariche pesanti in un mezzo. Essa è definita dalla seguente relazione:

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (2.1)$$

ove

N_a = Numero di Avogadro

r_e = raggio classico dell'elettrone ⁴

A = peso atomico del materiale assorbente

z = carica della particella incidente in unità

⁴ Per raggio classico dell'elettrone si intende il raggio di Compton (o di Lorentz) definito dalla relazione:

$$r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,818 \cdot 10^{-15} \text{ m.}$$

m_e = massa dell'elettrone

$\beta = v/c$ ove v è la velocità della particella

c = velocità della luce

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

ρ = densità del materiale assorbente

δ = correzione effetto densità

Z = numero atomico del materiale

C = correzione effetto *shell*

W_{\max} = energia massima trasferita in una singola collisione

Rispetto alla formulazione originale di Bethe-Bloch, la relazione (2.1) contiene due correzioni, la prima è nota come effetto densità ed è rappresentata dalla quantità δ . L'effetto densità tiene conto del fatto che il campo elettrico tende a polarizzare gli atomi lungo il suo percorso. Gli elettroni lontani dalla traiettoria della particella sono quindi schermati dall'intensità totale del campo elettrico, le collisioni con questi elettroni più lontani contribuiscono meno alla perdita di energia.

L'effetto diviene più importante all'aumentare dell'energia della particella poiché con essa aumenta il raggio del volume cilindrico sul quale avviene l'integrazione. Inoltre la densità del materiale influenza il grado di polarizzazione indotto dalla particella nel mezzo.

L'effetto densità è quantificato dalla formula di Sternheimer [28].

La seconda correzione tiene conto dei contributi derivanti dal fatto che la velocità della particella incidente è confrontabile o più piccola della velocità orbitale degli elettroni di legame. A tali energie, l'assunzione, necessaria alla formula di Bethe-Bloch, di stazionarietà degli elettroni di legame rispetto alla particella incidente non è più valida.

Tale correzione, nota come *shell correction* e rappresentata nella formula dalla lettera C , è calcolata empiricamente [29].

Si definisce *stopping power* la perdita di energia per unità di lunghezza normalizzata alla densità del materiale.

In figura 2.1 è rappresentata lo *stopping power* ottenuta mediante la formula di Bethe-Bloch in funzione dell'energia cinetica per diverse particelle.

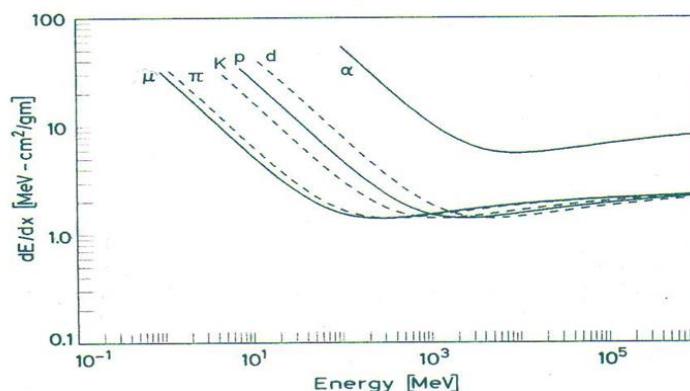


Fig.2.1: *Stopping power* in funzione dell'energia per diverse particelle. La linea tratteggiata tiene conto delle correzioni relativistiche.

A energie non relativistiche, la perdita di energia decresce all'aumentare della velocità, fino a quando la velocità non raggiunge il valore $v=0.96c$ in prossimità del minimo. Le particelle in questo punto sono dette al minimo di ionizzazione (MIP).

Il valore minimo in questo punto è lo stesso per tutte le particelle della stessa carica.

Nel caso di esperimenti di elevata energia gran parte delle particelle relativistiche hanno una perdita di energia media prossima al minimo.

In figura 2.2 è mostrato lo *stopping power* di un muone positivo nel rame.

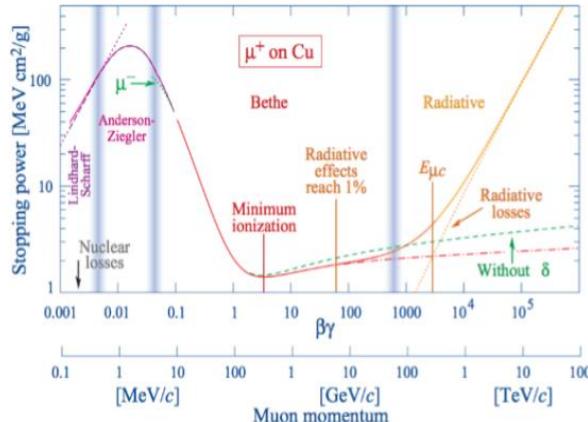


Fig. 2.2: *Stopping power* per muoni positivi nel rame in funzione di $\beta\gamma$.

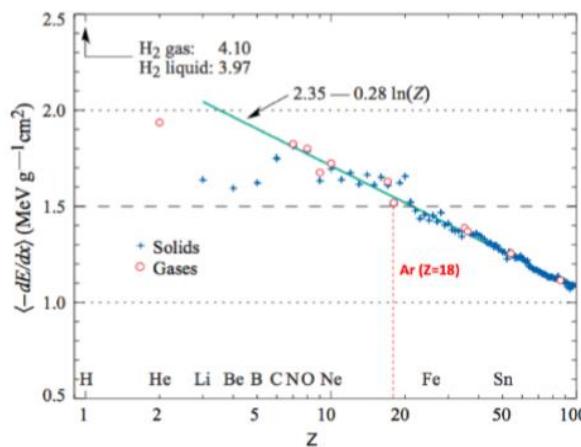


Fig.2.3: *Stopping power* per una particella MIP in funzione del numero atomico del mezzo.

In particolare, giacché i rivelatori di muoni operano in miscele di Argon, lo *stopping power* al minimo di ionizzazione in Argon è $1.53 \text{ MeV g}^{-1}\text{cm}^2$. Considerando la densità dell'Argon ($\rho = 1.78 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$), la perdita di energia totale in Argon, puro su una distanza $d = 1 \text{ cm}$, può essere calcolata come:

$$\Delta E_{\text{Argon}} = -\langle \frac{dE}{dx} \rangle \times \rho \times d = 1.53 \times 1.78 \times 10^{-3} \times 1 = 2.72 \text{ keV} \quad (2.2)$$

Con l'aumento dell'energia oltre il minimo, lo *stopping power* sale nuovamente a causa della dipendenza logaritmica della $\frac{dE}{dx}$, tale risalita è attenuata dagli effetti correttivi. Per energie al di sotto del minimo di ionizzazione, lo *stopping power* mostra curve differenti per ciascuna particella (Fig. 2.1).

Per basse energie, non indicate nella figura 2.2, la formula di Bethe-Block non è più valida. Quando la velocità della particella incidente, decrescente nel mezzo, è confrontabile con la velocità degli elettroni di legame, lo *stopping power* raggiunge un massimo per poi decrescere velocemente.

2.1.2 Elettroni e positroni

Gli elettroni e i positroni perdono la loro energia nell'attraversamento di un mezzo analogamente alle particelle pesanti mediante gli urti anelastici con gli elettroni atomici.

La perdita di energia a causa delle collisioni è ancora definita dalla formula di Bethe-Bloch, ma necessita di due modifiche sostanziali.

La prima tiene conto della piccola massa elettronica e pertanto corregge l'assunzione secondo cui le interazioni non deflettono le particelle incidenti. La seconda tiene conto della indistinguibilità delle particelle identiche che subiscono interazione mutua. Per tali particelle la formula diviene:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{collisioni}} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2 (\tau+2)}{2 \left(\frac{1}{m_e c^2} \right)^2} \right) + F(\tau) - \delta - 2 \frac{c}{Z} \right] \quad (2.3)$$

τ = energia cinetica della particella in unità di $m_e c^2$

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2r+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \quad \text{per elettroni} \quad (2.4)$$

$$F(\tau) = 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(\frac{14}{(\tau+2)} \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{14}{(\tau+2)^3} \right) \quad \text{per positroni} \quad (2.5).$$

A causa della loro piccola massa, tuttavia, non è possibile trascurare le interazioni elettromagnetiche con il campo del nucleo del mezzo materiale che danno luogo alla radiazione da frenamento (*bremsstrahlung*).

Ad energie di pochi MeV la *bremsstrahlung* costituisce un piccolo contributo, ma oltre la decina di MeV, la perdita di energia per radiazione diviene confrontabile o superiore alle collisioni ionizzanti. L'energia critica definisce il valore limite oltre il quale la componente radiativa domina sulle perdite di energia per ionizzazione.

L'emissione radiativa dipende dall'intensità del campo elettrico percepito dall'elettrone (o positrone) e quindi dal numero di elettroni che circondano il nucleo bersaglio. La sezione d'urto dipende dall'energia dell'elettrone incidente, dal suo parametro d'impatto e dal numero atomico Z del mezzo materiale. Lo schermaggio elettronico può essere parametrizzato dalla quantità ξ :

$$\xi = \frac{100 m_e c^2 h\nu}{E_0 E Z^{\frac{1}{3}}} \quad (2.6)$$

ove

E_0 = energia iniziale totale dell'elettrone (o del positrone)

E = energia finale totale dell'elettrone (o del positrone)

$h\nu$ = energia del fotone emesso

La perdita di energia è quindi definita dalla relazione:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiativo} = N E_0 \Phi_{rad} \quad (2.7)$$

con N = numero di atomi /cm³, Φ_{rad} è funzione esclusivamente del materiale e assume espressioni diverse in funzione dell'energia iniziale dell'elettrone e del parametro di schermo.

Infatti, risulta:

$$\Phi_{rad} = 4Z^2 r_e^2 \alpha \left(\ln \frac{2E_0}{m_e c^2} - \frac{1}{3} - f(Z) \right) \quad \begin{cases} m_e c^2 \ll E_0 \ll 137 m_e c^2 Z^{\frac{1}{3}} \\ \xi \gg 1 \text{ nessuno schermaggio} \end{cases} \quad (2.8)$$

$$\Phi_{rad} = 4Z^2 r_e^2 \alpha \left(\ln \frac{183 Z^{-\frac{1}{3}}}{m_e c^2} + \frac{1}{18} - f(Z) \right) \quad \begin{cases} E_0 \gg 137 m_e c^2 Z^{\frac{1}{3}} \\ \xi \simeq 0 \text{ schermaggio totale} \end{cases} \quad (2.9)$$

con $\alpha = \frac{1}{137}$, ove la funzione $f(Z)$ è una piccola correzione all'approssimazione di Born che considera l'interazione colombiana dell'elettrone emesso nel campo elettrico del nucleo definita dalla formula di Davies [30].

L'energia totale (Fig. 2.4) persa in un mezzo da elettroni e positroni è, quindi, definita da due contributi: quello radiativo e quello dovuto alle collisioni anelastiche:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{totale} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiativo} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{collisioni} \quad (2.10)$$

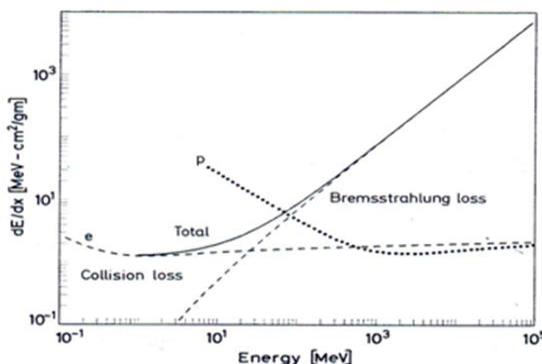


Fig.2.4: Potenza frenante per elettroni nel rame come somma dei contributi radiativo e anelastico. La linea punteggiata rappresenta la potenza frenante per protoni.

2.1.3 Radiazione elettromagnetica

Il comportamento dei fotoni nella materia è drammaticamente diverso da quello delle particelle cariche. L'assenza di carica rende impossibile le collisioni anelastiche con gli elettroni atomici. I fotoni interagiscono con la materia mediante l'effetto fotoelettrico, la diffusione Compton e la produzione di coppie. Le sezioni d'urto di questi processi sono molto più piccole di quelle delle collisioni elettroniche, pertanto, i raggi X e gamma sono più penetranti nella materia delle particelle cariche. Inoltre, i processi che interessano i fotoni non riducono sensibilmente la loro energia, ma rimuovono completamente il fotone dal fascio per assorbimento o per diffusione. In seguito alle interazioni, i fotoni sopravvissuti conservano la loro energia (trascorando il contributo dovuto all'effetto Compton), riducendosi esclusivamente di una quantità pari al numero delle interazioni subite. L'attenuazione subita da un fascio di fotoni può essere valutata mediante l'esponenziale in funzione dello spessore attraversato (legge di Lambert-Beer [31]):

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (2.11)$$

ove I_0 è l'intensità del fascio incidente; x è lo spessore dell'assorbitore e μ rappresenta il coefficiente di assorbimento.

Nel caso di **assorbimento fotoelettrico**, l'energia totale del fotone incidente è utilizzata per rimuovere un elettrone dalle *shell* più interne dell'atomo [32]. La rimozione dell'elettrone può avvenire solo se l'energia E_γ del fotone è più grande dell'energia di legame E_j dell'elettrone atomico. Il fotoelettrone liberato ha un'energia $E_e = E_\gamma - E_j$ e lascia l'atomo del mezzo in uno stato eccitato, quest'ultimo può tornare al suo stato fondamentale mediante emissione Auger o mediante fluorescenza. Nel processo di Auger, l'atomo può tornare alla sua configurazione elettronica interna mediante l'emissione di un elettrone noto appunto come elettrone Auger. Nel caso della fluorescenza, invece, a seguito della liberazione del fotoelettrone, l'assenza di elettroni (*hole*) nella *shell-j* è riempita da un elettrone di una shell più esterna (*shell-i*) con l'emissione di raggi X di energia $E_{\text{Xray}} = E_j - E_i$ dove $E_j - E_i$ sono le energie di legame rispettivamente della *j*-shell e della *i*-shell. In figura 2.5 è mostrato il rapporto di diseccitazione per fluorescenza per le shell K ed L in funzione del numero atomico del materiale.

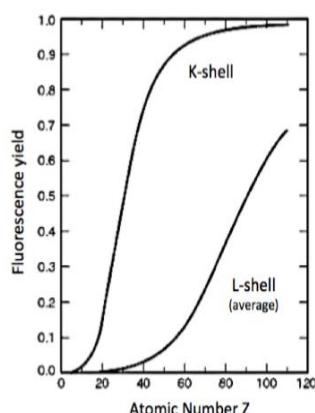


Fig.2.5: Rapporto di diseccitazione per fluorescenza delle *shell* K e L in funzione del numero atomico Z. la curva della *shell*-L è una media dei livelli L1, L2 e L3.

La sezione d'urto relativa all'effetto fotoelettrico ($\varphi_{\text{fotoelettrico}}$), assumendo energie fotoniche superiori ai livelli elettronici K e trascurando le correzioni relativistiche, può essere calcolata mediante l'approssimazione di Born:

$$\varphi_{\text{fotoelettrico}} = 4\alpha^4 \sqrt{2} Z^5 \Phi_0 \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{7/2} \text{ per atomo} \quad \text{ove} \quad \alpha = 1/137 \quad \Phi_0 = 8\pi r_e^2 / 3 \quad (2.12)$$

L'**effetto Compton** avviene per energie del fotone corrispondenti a livelli atomici più elevati e comporta uno *scattering* elastico sugli elettroni liberi del mezzo [33,34].

Nell'effetto Compton, il fotone incidente è *scatterato* ad un angolo Θ dall'elettrone atomico che rincula ad un angolo φ come illustrato in figura 2.6.

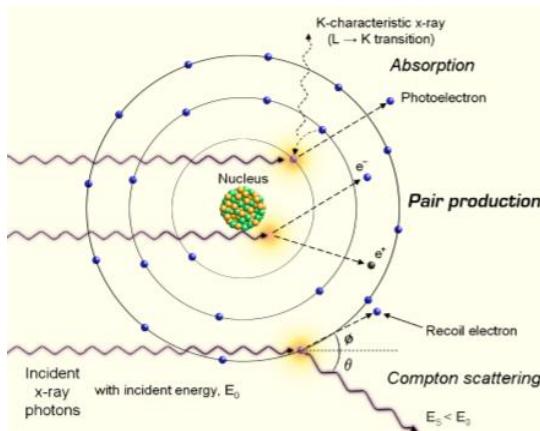


Fig.2.6: Schema dei principali meccanismi di interazione della radiazione elettromagnetica con la materia.

L'energia del fotone scatterato ($E_{\gamma'}$) e quella dell'elettrone di rinculo (E_e) sono date dalle relazioni:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \varepsilon(1 - \cos \cos \theta)} \quad E_e = \frac{E_{\gamma} \varepsilon (1 - \cos \cos \theta)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \cos \theta)} \quad \text{con} \quad \varepsilon = \frac{E_{\gamma}}{m_e} \quad (2.13)$$

Nel caso di *back scattering* ($\Theta = \pi$), si ottiene la massima energia dell'elettrone nota come *Compton edge*:

$$E_e^{max} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{1}{2\varepsilon}} \quad (2.14)$$

In figura 2.7, è mostrata la distribuzione degli elettroni di rinculo per diversi valori di energia del fotone incidente.

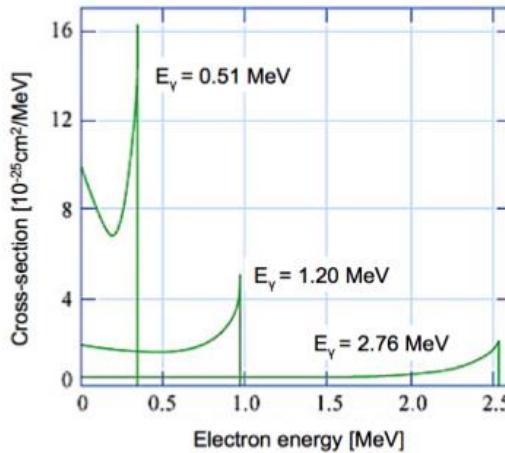


Fig.2.7: Distribuzione dell'energia di elettroni Compton per diversi valori di energia dei fotoni incidenti.

La sezione d'urto per la diffusione Compton (σ_{Compton}) è stata una delle prime a essere calcolata con l'elettrodinamica quantistica mediante la formula di Klein-Nishina:

$$\sigma_{\text{Compton}} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left[\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1+2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} \ln \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right\} \quad (2.15)$$

La formula consente di calcolare le sezioni d'urto della diffusione Compton e dell'assorbimento Compton con cui si valuta la frazione di energia contenuta nel fotone diffuso e quella trasferita all'elettrone di rinculo (Fig.2.8).

A basse energie, il fotone può diffondere con gli elettroni liberi (diffusione di Thomson) o con l'intero atomo (diffusione di Rayleigh), in entrambi i casi non vi è energia trasferita al mezzo.

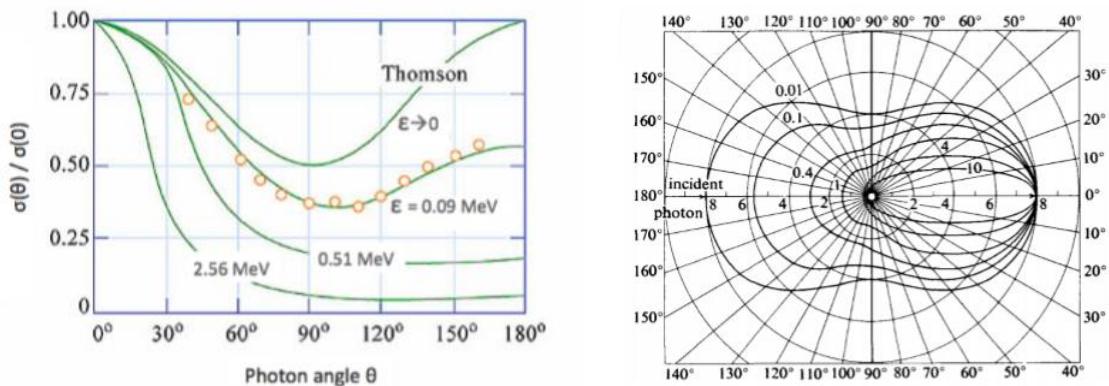


Fig.2.8: A sinistra: Distribuzione angolare dei fotoni *scatterati* per diversi valori di energie ε incidenti. A destra: Diagramma polare della sezione d'urto Compton differenziale per elettrone. Le curve indicate corrispondono all'energia del fotone incidente ε .

La **produzione di coppie** è un processo d'interazione ad elevata energia e richiede la presenza di un nucleo o di un elettrone per bilanciare la conservazione dell'impulso. Durante la trasformazione, il fotone è assorbito attraverso la produzione di una coppia elettrone-positrone nel mezzo. L'energia minima necessaria per la produzione di una coppia è $2m_e c^2 = 1.022$ MeV. Il positrone ha elevata probabilità di annichilare nel mezzo, producendo uno o più fotoni energetici.

Nel caso in cui, i fotoni secondari prodotti hanno energia sufficiente a produrre nuove coppie, essi daranno luogo a una *shower* elettromagnetica nel mezzo.

La sezione d'urto per la produzione di coppie (τ_{coppia}) è valutata, analogamente alla *bremsstrahlung*, considerando lo schermaggio esercitato dagli elettroni atomici che circondano il nucleo.

Lo schermaggio è quantificato mediante la grandezza

$$\xi = \frac{100 m_e c^2 h\nu}{E_+ E_- Z^{\frac{1}{3}}} \quad (2.16)$$

ove E_+ = energia totale del positrone uscente E_- = energia totale dell'elettrone uscente

$$\tau_{coppia} = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left[\frac{7}{9} \left(\ln \frac{2h\nu}{m_e c^2} - f(Z) \right) - \frac{109}{54} \right] \quad \text{per} \quad \begin{cases} m_e c^2 \ll h\nu \ll 137 m_e c^2 Z^{\frac{1}{3}} \\ \xi \gg 1 \text{ nessuno schermaggio} \end{cases} \quad (2.17)$$

$$\tau_{coppia} = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left\{ \frac{7}{9} \left[\ln \left(183 Z^{-\frac{1}{3}} \right) - f(Z) \right] - \frac{1}{54} \right\} \quad \text{per} \quad \begin{cases} h\nu \gg 137 m_e c^2 Z^{\frac{1}{3}} \\ \xi \simeq 0 \text{ schermaggio totale} \end{cases} \quad (2.18)$$

La probabilità totale di interazione dei fotoni nella materia è la somma delle sezioni d'urto (Fig. 2.9) dei relativi processi. La sezione d'urto per il singolo atomo (σ) è ottenuta dalla somma:

$$\sigma = \sigma_{\text{fotoelettrico}} + Z \sigma_{\text{Compton}} + \tau_{coppia} \quad (2.19)$$

moltiplicando per la densità degli atomi N si ottiene la probabilità di interazione per unità di lunghezza, noto come *coefficiente di assorbimento totale* μ :

$$\mu = N \sigma = \sigma (N_a \rho / A) \quad (2.20)$$

In figura 2.9 è mostrata l'attenuazione di fotoni in una miscela Ar/CO₂ (70:30) in funzione dell'energia del fotone.

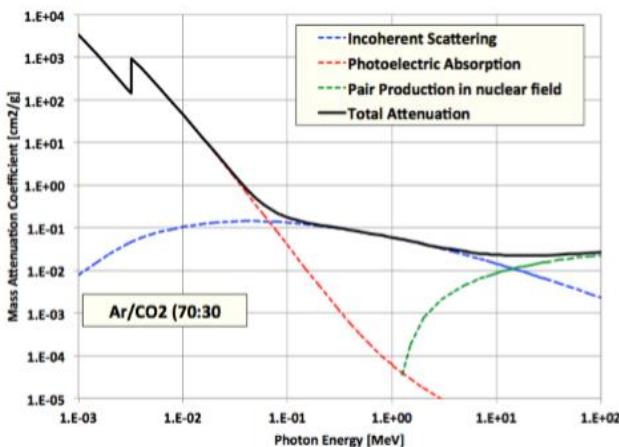


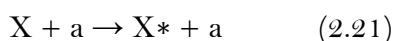
Fig.2.9: Coefficienti di attenuazione totali e parziali di fotoni in miscela di ArCo2 (70/30).

2.2 Principi generali dei rivelatori a gas

I rivelatori a gas sono basati sulla raccolta diretta o per induzione di elettroni e ioni prodotti dalla ionizzazione di un gas al passaggio di radiazione [35,36]. L'elevata mobilità di ioni ed elettroni nei gas, rende quest'ultimo il mezzo ideale per la raccolta dei prodotti di ionizzazione. I fenomeni di ionizzazione che avvengono nei gas sono stati studiati accuratamente e consentono di conoscere in maniera dettagliata i processi interni ai rivelatori, come verrà approfondito nel seguito.

La perdita di energia di una particella carica è dovuta essenzialmente a due tipi di reazione: eccitazione e ionizzazione.

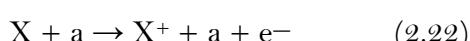
L'eccitazione dell'atomo può essere espressa dalla relazione



ove a è la particella carica e X^* l'atomo eccitato. Si tratta di una reazione risonante che richiede una certa quantità di energia per essere trasferita.

Generalmente le sezioni d'urto tipiche per reazioni risonanti nell'Argon sono dell'ordine di $\sigma = 10^{-17} \text{ cm}^2$.

In queste reazioni non viene creata nessuna coppia elettrone-ione, ma l'atomo o la molecola eccitata possono partecipare a ulteriori reazioni in grado di produrre ionizzazione. La ionizzazione dell'atomo può essere espressa dalla relazione:



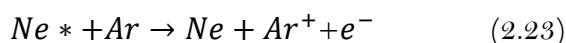
ove a è la particella carica, e^- e X^+ la coppia elettrone-ione creata. La sezione d'urto per i fenomeni di ionizzazione sono leggermente più alte $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$.

Il processo di ionizzazione ha un'energia di soglia relativamente elevata e poiché i trasferimenti a bassa energia sono più probabili, le eccitazioni sono i fenomeni dominanti.

Gli elettroni e gli ioni creati dalla radiazione incidente (2.34) costituiscono la *ionizzazione primaria*.

In particolare, durante la ionizzazione primaria, è possibile trasferire all'elettrone un'energia tale da creare esso stesso un'altra coppia elettrone-ione, questo fenomeno è noto come *ionizzazione secondaria*, e può iterarsi fino a quando non si raggiunge la soglia per reazioni ionizzanti.

La ionizzazione nei gas avviene anche grazie al cosiddetto “*effetto Penning*”. In alcuni atomi infatti possono essere eccitati stati metastabili che non possono dissecitarsi immediatamente con l'emissione di un fotone a causa di un'elevata differenza nello spin-parità [37]. Tuttavia, questi atomi possono dissecitarsi mediante collisione con un altro atomo che ionizza a sua volta. Un esempio di effetto Penning dei gas nobili è dato dalla reazione seguente:



Per un rivelatore le coppie elettrone-ione devo rimanere libere per un tempo sufficientemente lungo per poter essere raccolte. Tuttavia, questa condizione è spesso ostacolata dalla ricombinazione e dall'*attachment* elettronico.

In assenza di campo elettrico, le coppie ione-elettrone si ricombinano sotto la loro mutua interazione emettendo un fotone.

L'*attachment* elettronico comporta, invece, la cattura di elettroni liberi da atomi elettronegativi per formare ioni negativi:



Questi atomi hanno generalmente le *shell* elettroniche più esterne occupate, pertanto l'attacco di un ulteriore elettrone comporta un rilascio di energia, di conseguenza lo ione negativo che si forma è stabile. L'energia rilasciata durante la *cattura elettronica* è nota come *affinità elettronica*. Ovviamente la presenza di gas elettronegativi in un rivelatore diminuisce l'efficienza della raccolta elettrone-ione a causa della cattura elettronica prima di aver raggiunto l'elettrodo. Pertanto, nei rivelatori sono generalmente utilizzati gas nobili come He, Ne e Ar che al contrario hanno affinità elettronica negativa.

In assenza di campo elettrico, gli elettroni e gli ioni rilasciati dalla ionizzazione si diffondono uniformemente a partire dal punto di creazione. A seguito della diffusione possono subire scattering multiplo con le molecole del gas e perdere la loro energia, tornando in equilibrio termico ed eventualmente ricombinarsi. La velocità delle particelle può essere calcolata mediante la relazione:

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (2.25)$$

dove k è la costante di Boltzmann, T la temperatura e m la massa della particella.

A temperatura ambiente la velocità degli elettroni è dell'ordine di 10^6 cm/s, mentre quella degli ioni è dell'ordine di 10^4 cm/s. La distribuzione lineare delle cariche all'istante t a seguito della diffusione è rappresentata dalla gaussiana:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(\frac{x^2}{4Dt}\right) \quad (2.26)$$

Ove N_0 è il numero totale delle cariche, x la distanza dal punto di creazione e D il coefficiente di diffusione che può essere ricavato dalla teoria cinetica come:

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}} \quad (2.27)$$

Ove p è la pressione del gas e σ_0 è la sezione d'urto totale per una collisione con una molecola del gas.

In presenza di un campo elettrico, invece, gli elettroni liberati dalla radiazione sono accelerati verso l'anodo e gli ioni verso il catodo. Le collisioni con le altre molecole del gas tuttavia, limitano la velocità media massima della particella lungo la direzione delle linee di campo. La velocità media in questa condizione è nota come *velocità di deriva* e si sovrappone alla velocità di diffusione della particella; avendo massa inferiore, anche la velocità di deriva degli elettroni è più elevata rispetto a quella degli ioni. La mobilità della particella è definita dal rapporto

$$\mu = \frac{u}{E} \quad (2.28)$$

ove u è la velocità di deriva ed E l'intensità del campo elettrico.

Per ioni positivi, la velocità di deriva dipende linearmente dal rapporto E/p fino a campi relativamente intensi. Per i gas ideali in cui le particelle in movimento restano in equilibrio termico, la mobilità è correlata alla costante di diffusione dalla relazione di Einstein:

$$D/\mu = kT/e \quad (2.29)$$

Gli elettroni, invece hanno mobilità più elevata, essa è funzione del campo elettrico E e generalmente le velocità degli elettroni raggiungono 10^6 cm/s prima della saturazione. Un fenomeno molto diffuso nei gas è la moltiplicazione a valanga. Quando la ionizzazione primaria guadagna sufficiente energia dal campo elettrico, essa stessa è in grado di ionizzare altre molecole. Gli elettroni secondari derivanti da questa ionizzazione producono ulteriore ionizzazione e così via fino alla formazione di una valanga.

La valanga assume la forma di una goccia con gli elettroni più veloci che costituiscono la base della goccia e gli ioni più lenti che si allungano in direzione opposta come in figura 2.10.

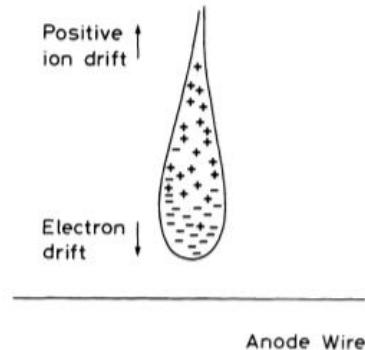


Fig.2.10: Tipica valanga a goccia con elettroni, più veloci, e ioni, più lenti, che si muovono in direzioni opposte.

Indicando con λ il cammino libero medio degli elettroni per la ionizzazione secondaria, si definisce *primo coefficiente di Townsend* il rapporto $\alpha=1/\lambda$ che rappresenta la probabilità di ionizzazione per unità di lunghezza. In figura 2.11 sono rappresentati i coefficienti di Townsend per diversi gas [38].

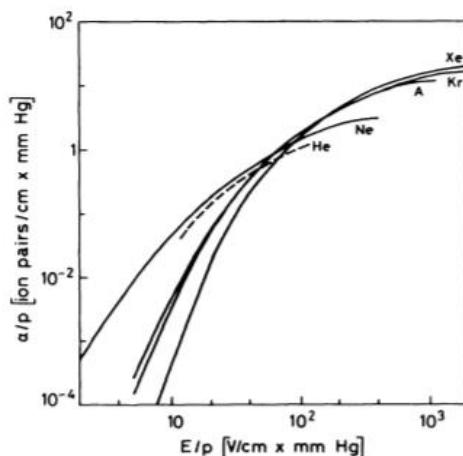


Fig.2.11: Coefficienti di Townsend per diversi tipi di gas.

Considerando un percorso infinitesimo dx in presenza di n elettroni primari, è possibile valutare dn nuovi elettroni nello stesso percorso come $dn=n\alpha dx$. Integrando lungo l'intero percorso il numero di elettroni creati nel percorso x sono:

$$n=n_0 \exp(\alpha x) \quad (2.30)$$

ove n è il numero di elettroni primari. Il fattore di moltiplicazione o *gas gain* M è definito dalla relazione:

$$M=n/n_0=\exp(\alpha x) \quad (2.31)$$

Nel caso di campi elettrici non uniformi, il coefficiente di Townsend è funzione di x, in tal caso:

$$M = \exp \left[\int_{r_1}^{r_2} \alpha(x) dx \right] \quad (2.32)$$

Con r_1 e r_2 distanze radiali. Fisicamente, il valore di M è limitato a 10^8 o $\alpha x < 20$, il superamento di questi valori potrebbe indurre breakdown all'interno del rivelatore. Tale limite è noto come "limite di Raether" [39]. Diversi modelli teorici sono stati sviluppati per calcolare il coefficiente di Townsend α per diversi gas, in quanto risulta di fondamentale importanza per la progettazione dei rivelatori a gas.

2.3 Regimi di operatività dei rivelatori a gas.

In funzione dei fenomeni interni al rivelatore è possibile individuare i diversi regimi di operatività.

La configurazione base di un rivelatore a gas è rappresentato da un contenitore cilindrico a pareti conduttrive e una sottile finestra su una delle estremità come indicato in figura 2.12:

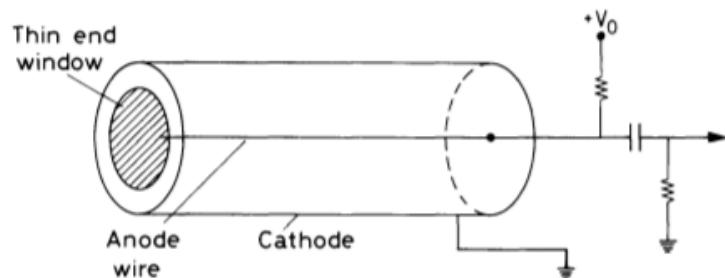


Fig.2.12: Schematizzazione di un semplice rivelatore a ionizzazione.

Il cilindro è pieno di gas, generalmente gas nobile come l'Argon. Lungo l'asse del cilindro è sospeso un filo conduttore al quale è applicata una tensione positiva $+V_0$ rispetto alle pareti, pertanto si stabilisce la presenza di un campo elettrico radiale:

$$E = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln(\frac{b}{a})} \quad (2.33)$$

ove r =distanza radiale dall'asse; b =raggio interno del cilindro; a =raggio del filo centrale.

Quando una radiazione penetra il cilindro, si creano un certo numero di coppie elettrone-ione, direttamente nel caso di particelle cariche, indirettamente se la radiazione è neutra (mediante reazioni secondarie).

Il numero medio di coppie create è proporzionale all'energia depositata nel contatore. In presenza di un campo elettrico, gli elettroni sono accelerati verso l'anodo e gli ioni verso il catodo dove sono raccolti.

È possibile individuare diverse modalità di operazione dei rivelatori gassosi in funzione del campo elettrico applicato come mostrato in figura 2.13:

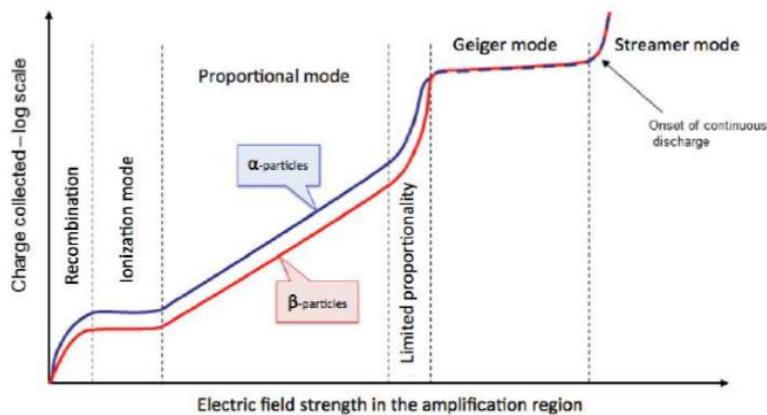


Fig.2.13: Modalità di operazione in rivelatori gassosi in funzione dell'intensità del campo elettrico della regione di moltiplicazione.

Quando la tensione applicata è nulla, le coppie ione-elettrone si ricombinano a causa della loro attrazione elettrica e nessuna carica è raccolta (regione di ricombinazione). All'aumentare della tensione, la ricombinazione è ostacolata e tutte le coppie elettrone-ione sono raccolte, la corrente aumenta man mano che le coppie vengono raccolte e un ulteriore aumento di tensione non produce nessun effetto nella distribuzione della carica, in tal caso il rivelatore opera nella regione II di figura 2.13 nota come *regione di ionizzazione*.

I rivelatori che operano in questa regione sono denominati *camere a ionizzazione* [36,40]. All'aumentare della tensione, superando il valore di soglia V_T nella regione II, la corrente aumenta nuovamente, il campo elettrico raggiunge il valore critico E_c e diviene abbastanza intenso per accelerare gli elettroni liberi ad una energia tale da poter ionizzare le molecole di gas nel cilindro. Gli elettroni liberati in questa seconda ionizzazione accelerano per produrre ulteriore ionizzazione, dando luogo ad una valanga o cascata. La valanga dipende dall'intensità del campo e dalle proprietà della miscela di gas. Il numero di coppie elettroni-ioni prodotte nella valanga è proporzionale alla carica primaria in questa regione, nota come *regione proporzionale* (III). Il fattore di amplificazione della corrente dipende dalla tensione di lavoro V_T e può essere dell'ordine di 10^6 , il segnale di corrente è quindi molto più elevato di quello della regione di ionizzazione, ma sempre proporzionale alla ionizzazione primaria.

I rivelatori che operano in questa regione sono definiti appunto *camere proporzionali*. Aumentando progressivamente la tensione oltre la regione III, la quantità di ionizzazione dopo la moltiplicazione diviene sufficientemente elevata per creare carica spaziale e produrre distorsioni del campo elettrico in prossimità dell'anodo, per cui si perde gradualmente il regime di proporzionalità. Questa regione è nota come *regione di limitata proporzionalità* (IV).

Operano in regime proporzionale o proporzionale limitato anche i rivelatori di CMS come i DT, i CSC e gli RPC.

Ulteriori incrementi della tensione producono scariche nel gas. A differenza di quanto accade nel regime proporzionale in cui vi è una singola valanga in un punto del filo anodico, in questo regime si innesta una reazione a catena di numerose valanghe lungo il filo anodico.

Le valanghe secondarie in questo caso sono causate dai fotoni emessi per disecitazione delle molecole lungo il contatore e causano ulteriori ionizzazioni. La corrente di output satura fornendo lo stesso valore indipendentemente dall'energia dell'evento iniziale. È necessario introdurre nel gas un *quencher* per spegnere la scarica, assorbire fotoni e drenare l'energia accumulata. I rivelatori che lavorano in questa regione sono detti contatori di Geiger-Muller o di breakdown. La regione di Geiger-Muller o breakdown (V) è caratterizzata da un plateau con piccole variazioni di rate, la larghezza del quale dipende dall'efficacia del *quencher* utilizzato. In questa regione pertanto, la carica prodotta è indipendente dalla deposizione iniziale.

I contatori Geiger sono utilizzati come dispositivi di radioprotezione, poiché un'adeguata scelta dei materiali e del gas può ottimizzare la probabilità di interazione con radiazione γ , particelle α e neutroni.

Per tensioni ancora più elevate e campi più intensi, aldilà della regione V, la densità di carica spaziale nella valanga diviene confrontabile con la densità di carica superficiale degli elettrodi determinando la concentrazione delle linee di campo in prossimità della valanga.

I fotoelettroni secondari prodotti nella regione Geiger possono derivare lungo le linee di campo verso la valanga e indurre ulteriori valanghe che si aggiungono alle precedenti producendo un sottile filamento di plasma nel rivelatore.

Il filamento, noto come *streamer*, può propagarsi verso gli elettrodi inducendo una scarica nel rivelatore (fenomeno noto come limite di Raether).

I rivelatori in grado di operare nella regione *streamer* (VI) sono semplici, economici e possono fornire ampi segnali, tuttavia gli *streamer* prodotti possono causare intensi *breakdown* in grado di rilasciare gran parte della carica elettrostatica sugli elettrodi.

È necessario introdurre strati resistivi nei rivelatori a *streamer* per limitare l'energia e la propagazione delle scariche proteggendo il rivelatore e l'elettronica di readout.

2.4 Micro Pattern Gas Detectors (MPGD)

Nel secolo scorso diverse importanti invenzioni nel campo dei rivelatori a gas sono state fatte, come i già citati contatori a fili, camere Geiger e Resistive Plate Chambers [40]. La caratteristica principale di tutti questi rivelatori è che sfruttano la moltiplicazione del gas o la formazione di valanghe. Uno degli sviluppi di maggior successo è stata la Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) [41] che ha combinato la funzione di moltiplicazione del gas con una buona risoluzione sulla posizione (tipicamente 0,1-2 mm). Parallelamente a questi sviluppi ci sono sempre stati moltissimi sforzi su piccola scala nello sviluppo di rivelatori a gas ad elevata granularità ovvero rivelatori gassosi con piccole distanze tra l'anodo e gli elettrodi catodici. Tali rivelatori possono potenzialmente offrire elevate risoluzioni spaziali, tipicamente inferiori al centinaio di micron. Tuttavia, le tecniche di produzione di tale rivelatori erano molto difficili e dopo una prima fase di R&D, non hanno ricevuto grande attenzione.

Una vera svolta in questa direzione è stata fatta da A. Oed [42] che ha suggerito l'uso di tecniche fotolitografiche per la fabbricazione di rivelatori a gas, noti come Micro Strip Gas Chamber (MSGC), che rende la produzione molto più facile. Questo ha innescato una catena di altre invenzioni: microgap, Micromegas e Gas Electron Multiplier (GEM), per citarne alcune. Gli ultimi decenni hanno visto un forte sviluppo di queste tecnologie di rivelatori a gas grazie al loro contributo nella ricerca fondamentale e in numerosi campi di applicazione scientifico-tecnologica [43].

Tutti questi nuovi rivelatori sono classificati come Micro Pattern Gas Detector (MPGD). Come si può vedere dai paragrafi seguenti, è una classe piuttosto ampia di rivelatori, caratterizzati da molteplici geometrie degli elettrodi. Sarà quindi utile introdurre una definizione di rivelatori MPGD: essi sono rivelatori gassosi ad elevata granularità con piccole distanze (inferiori a 1 mm) tra l'anodo e il catodo.

I principali vantaggi dei rivelatori MPGD sono l'utilizzo delle tecniche fotolitografiche per la loro produzione e la loro elevata granularità, che consente di ottenere risoluzioni spaziali elevate. Inoltre, grazie alla piccola distanza tra gli elettrodi possono avere risoluzioni temporali elevate e buona *rate capability*.

Nei MPGD la ionizzazione si sviluppa in una regione a basso campo elettrico nota come “regione di *drift*”, mentre la moltiplicazione è localizzata in una regione in cui è generato un elevato campo elettrico nota come “regione di amplificazione”.

La separazione delle regioni consente l'applicazione di valori di tensioni sugli elettrodi più bassi riducendo la probabilità di scarica e nello stesso tempo consentendo condizioni di più elevata rate.

Infatti in questi rivelatori, numerosi progressi sono stati eseguiti per il contenimento delle scariche.

Nei rivelatori a GEM, il problema è stato affrontato distribuendo il guadagno su più stadi di amplificazione (doppia o tripla GEM). Nelle Micromegas, invece, la possibilità di scarica tra la “*mesh*” metallica e la scheda di lettura (*Printed Circuit Board* - PCB) è stata risolta con l'introduzione di uno strato resistivo su quest'ultima, in tal modo la transizione al regime di scarica è soppressa consentendo l'ottenimento di guadagni più elevati.

Fra le MPGD di ultima generazione si inseriscono anche i rivelatori micro-Resistive-Well (μ -RWell), che conservando prestazioni competitive in ambito High Energy Physics (HEP), mostrano una particolare semplicità di assemblaggio e funzionalità.

In questo contesto, le nuove frontiere di ricerca e sviluppo (R&D) dei MPGD riguardano due obiettivi fondamentali: il raggiungimento della stabilità del rivelatore sottoposto a intensa radiazione, mediante un migliore contenimento delle scariche e la costruzione su grandi aree. I rivelatori a GEM (Gas Electron Multiplier) utilizzati per l'*upgrade* di fase 1 e 2 di CMS sono presentati in dettaglio nel terzo capitolo [44].

2.4.1 Micro-Strip Gas Chamber (MSGC)

La camera a Micro-Strip consiste di una serie di sottili strip metalliche parallele fissate su un substrato vetroso isolante mediante tecnica litografica, che costituiscono alternativamente gli anodi e i catodi del rivelatore, separati da poche decine di micron [45]. Gli anodi sono generalmente larghi dai 5 ai 10 μm , mentre i catodi sono larghi circa 100 μm .

Il passo degli anodi è di circa 200 μm , in figura 2.14 è mostrato un ingrandimento del rivelatore a Micro Strip.

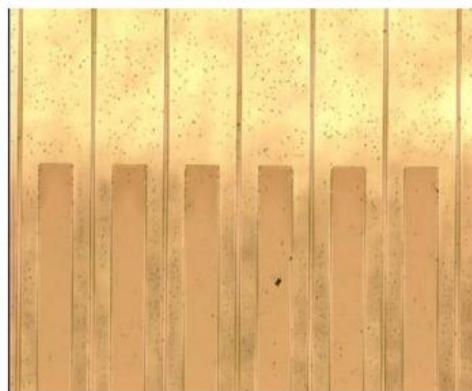


Fig.2.14: Ingrandimento del primo piano resistivo sviluppato da Oed. Anodi composti da sottili strip metalliche si alternano a catodi di strip più larghe su uno strato isolante.

Applicando una differenza di potenziale di pochi kiloVolt tra il piano di deriva e quello di rivelazione, è possibile generare un campo elettrico dell'ordine di 100 V/cm all'interno del rivelatore, mostrato in figura 2.15:

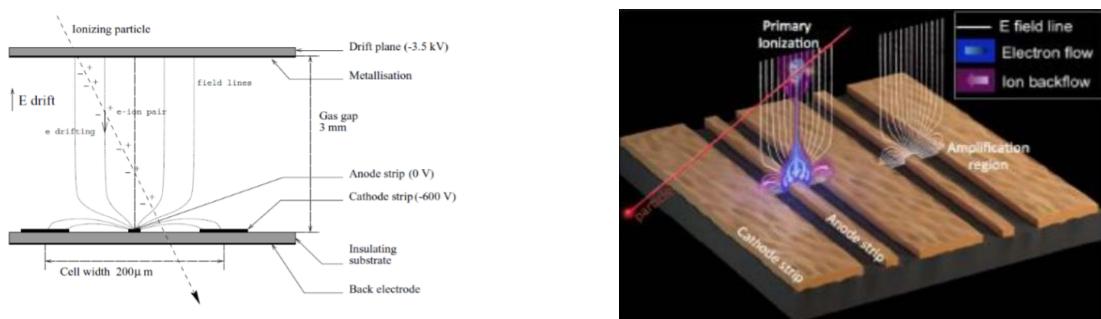


Fig.2.15: A sinistra: principio di funzionamento di una MSGC. A destra: Rappresentazione delle linee di campo in prossimità degli elettrodi di una MSGC.

Le valanghe sono prodotte in prossimità delle Micro-Strip ove il campo, non più uniforme, aumenta fino a poche decine di KV/cm. Gli elettroni primari si muovono verso le *strip* anodiche, mentre gli ioni prodotti nella valanga sono raccolti dalle *strip* catodiche. La tecnica fotolitografica consentendo una migliore accuratezza nella posizione delle *strip* (fino a 0.1 μ m) permette di ottenere una buona risoluzione spaziale (fino a 30 μ m) e raggiungere guadagni tipici di circa 10⁴.

La geometria e il principio di funzionamento mediante “microstrip” rende la MSGC più veloce di circa mille volte rispetto al classico contatore MWPC. D'altro canto, però, in condizioni di elevata rate, nelle MSGC, le piccole distanze tra gli elettrodi delle *strip* catodiche e anodiche generavano frequenti scariche con conseguente danneggiamento del rivelatore. L'instabilità di queste camere, non venne a suo tempo controllata mediante tecniche di passivazione in grado di proteggere gli elettrodi e, pertanto, questi rivelatori furono ben presto abbandonati.

2.4.2 Micro Mesh Gaseous Structure (Micromegas)

Le Micromegas (*Micro Mesh Gaseous Structure*) sono state introdotte da I. Giomataris e collaboratori nel 1995 [46].



Fig.2.16: A sinistra: Schematizzazione dei componenti di un rivelatore Micromegas. A destra: Microscopia ottica della *mesh* metallica interna al rivelatore.

Il rivelatore (Fig.2.16) è composto da una sottile griglia metallica distesa a una distanza di circa 50-100 μm dall'elettrodo di lettura la cui planarità è garantita da *pillar* cilindrici di diametro di 300 μm ; una tensione di 500 V è applicata alla griglia, mentre il piano anodico è collegato alla massa mediante l'elettronica di lettura per poter creare un campo elettrico superiore ai 30 kV/cm nella gap di amplificazione, come mostrato in figura 2.17.

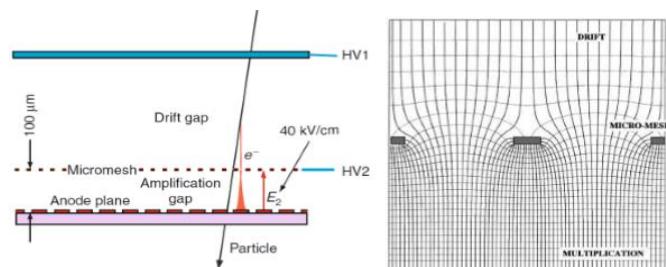


Fig.2.17: A sinistra: Attraversamento della gap di deriva e di amplificazione da parte di una particella carica in una Micromegas. A destra: Distribuzione delle linee di campo nella regione di moltiplicazione.

L'elettrodo di deriva collocato a pochi millimetri dalla griglia metallica definisce il volume sensibile del rivelatore noto come gap di deriva. Le cariche di ionizzazione prodotte al passaggio della radiazione si muovono nella gap di deriva, le cui linee di campo sono mostrate in figura 2.21 a destra.

In questa regione (*drift*) il campo elettrico è poco intenso (circa 1 kV/cm) e costante, pertanto le cariche si muovono a velocità costante verso la griglia dove vengono catturate nella regione di amplificazione con un campo 50 volte più intenso rispetto alla gap di deriva.

A causa della piccola gap e dell'intenso campo elettrico, gli ioni positivi e gli elettroni si muovono molto velocemente e inducono segnali veloci con una piccola coda ionica.

Gran parte degli ioni positivi sono raccolti sulla griglia riducendo il fenomeno della carica di *backflow* nella gap di deriva. Le Micromegas sono rivelatori con elevata trasparenza elettronica e forniscono segnali molto veloci, tuttavia sono molto sensibili alle scariche (*sparks*) che si manifestano in presenza di una valanga di circa 10^7 elettroni. Qualora si utilizzi il rivelatore con guadagno di 10^4 per ottenere la massima efficienza di rivelazione è possibile incorrere nel rischio di scarica poiché generalmente i processi di ionizzazione producono oltre 1000 elettroni in una singola valanga lunga poche centinaia di micron.

Le Micromegas sono parte integrante del programma di *upgrade* del sistema di muoni della collaborazione ATLAS.

Un intenso R&D focalizzato sulla protezione del rivelatore dalle scariche ha condotto all'introduzione di strip di materiale resistivo su uno strato di materiale isolante aggiunto direttamente sull'elettrodo di lettura per rendere il rivelatore insensibile alle scariche. In tal modo l'elettrodo di lettura non è più esposto direttamente alla carica prodotta nella gap di amplificazione perdendo una parte del segnale veloce indotto, ma, d'altra parte è possibile lavorare a guadagni più elevati senza problemi di scarica.

2.4.3 Gas Electron Multiplier (GEM)

Il *Gas Electron Multiplier* è stato introdotto da Sauli nel 1996 [47]. La GEM è un sottile foglio di poliammide (*Kapton*) di spessore generalmente pari a $50\text{ }\mu\text{m}$ rivestito su entrambi i lati di un sottile strato di rame spesso $5\text{ }\mu\text{m}$.

Il foglio GEM presenta sulla sua superficie un'elevata densità di fori (50-100 fori/ cm^2) di forma generalmente biconica ottenuta mediante tecnica fotolitografica con diametro interno $50\text{ }\mu\text{m}$ ed esterno $70\text{ }\mu\text{m}$, utilizzando un passo di $140\text{ }\mu\text{m}$. Inserendo il foglio GEM tra un elettrodo di deriva e uno per la raccolta della carica, con l'applicazione di un opportuno potenziale si sviluppano in prossimità dei fori linee di campo equipotenziali (Fig. 2.18).

La differenza di potenziale applicato sulle superfici delle GEM crea un elevato campo elettrico nei fori; gli elettroni rilasciati nella parte superiore della GEM “derivano” verso l'interno dei fori dove acquisiscono sufficiente energia per produrre ionizzazione con le molecole del gas che riempiono la struttura.

Buona parte degli elettroni prodotti nella valanga abbandonano la regione di moltiplicazione e procedono nella regione più bassa della struttura dove vengono raccolti da un elettrodo o eventualmente (in presenza di più stadi di amplificazione), procedono in una seconda regione di moltiplicazione.

È possibile ottenere dall'accoppiamento di un foglio GEM con un piano di *readout* guadagni di circa 10^2 , tuttavia le prestazioni di un foglio GEM dipendono da numerose caratteristiche come la tensione applicata, la forma, dimensione e passo dei fori, la miscela di gas utilizzata.

Inoltre, come sarà approfondito nel terzo capitolo, l'utilizzo di 2 o più stadi di amplificazione, oltre a ottenere valori di guadagno superiori a 10^4 , provvede al contenimento delle scariche in presenza di alti flussi di radiazione.

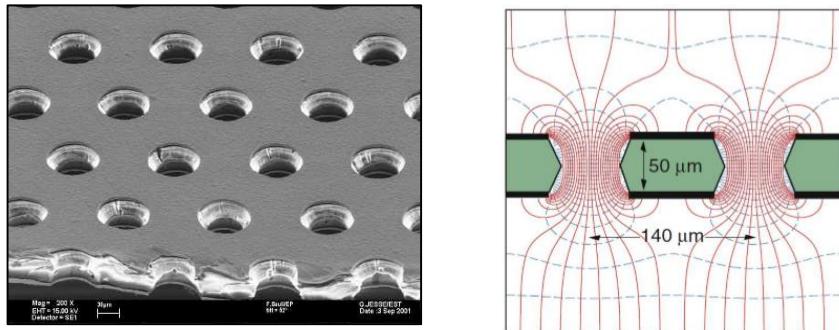


Fig.2.18: A sinistra: Microscopia ottica di un foglio GEM. A destra: Rappresentazione delle linee di campo interne ai fori di una GEM di spessore 50 μm con passo 140 μm .

2.4.4 Rivelatori a μ -RWELL

Il rivelatore micro-Resistive Well (μ -RWELL) [48,49] è stato introdotto e studiato presso i Laboratori Nazionali di Frascati dal Detector Development Group (DDG), in collaborazione con il gruppo di Bari, ed è composto essenzialmente da tre elementi: un foglio a μ -RWELL, un catodo e dall'anodo di lettura.

Il foglio μ -RWELL (Fig.2.19) è alla base del rivelatore ed è realizzato da un foglio standard GEM su cui è applicato un solo strato di rame.

Sul lato opposto al foglio viene depositato uno strato resistivo costituito da uno strato amorfico di carbonio denominato Diamond Like Carbon (DLC). Successivamente si procede all'incollaggio di tale foglio al piano di lettura opportunamente segmentato a *strip* o a *pad*.

Lo stadio di amplificazione è quindi rappresentato da uno strato di poliammide (*kapton*) con pattern a pozzetto (“WELL”), con uno strato resistivo per la soppressione della scarica e l’evacuazione della corrente.

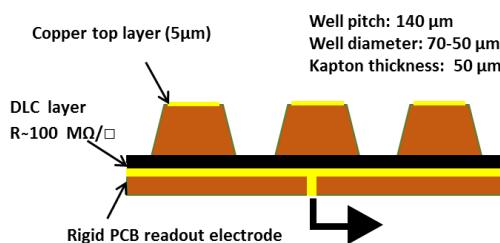


Fig.2.19: Rappresentazione schematica della struttura a μ -RWELL.

In particolare, lo stadio di amplificazione è realizzato eseguendo un opportuno “*etching*” sul foglio di kapton (spessore di 50 μm) mono-ramato (spessore di 5 μm) e l’incollaggio alla scheda di lettura dal lato dello strato resistivo.

I canali di amplificazione hanno struttura conica di diametro 70 μm (“*top*”) e 50 μm (“*bottom*”) e sono realizzati con passo di 140 μm .

Il rivestimento resistivo, è eseguito con diverse tecniche di deposizione la maggior parte delle quali basate su bombardamento ionico o elettronico in ambiente di ultravuoto con ausilio di gas inerte, normalmente Argon e che vanno sotto il nome di tecniche di “*sputtering*” usata per depositare uno strato compreso tra $0.1 \mu\text{m}$ e $0.2 \mu\text{m}$ di DLC utilizzato in altri ambiti (utensileria meccanica, applicazioni automotive, ecc.) come rivestimento di diversi materiali, per ridurre attriti e costituire barriere antiusura. In questo caso è utilizzato per il deposito su substrato plastico (kapton) di strati resistivi con valore prefissato di resistività, al fine di rendere meno sensibile alle scariche la struttura di amplificazione.

La resistività superficiale (ρ_s), tipicamente dell'ordine di $10\text{--}100 \text{ M}\Omega/\square$, è un parametro cruciale per l'ottimizzazione delle prestazioni del rivelatore.

Lo strato resistivo è connesso alla PCB di lettura mediante un pre-impregnato di spessore $50 \mu\text{m}$. Il catodo definisce la “gap” di deriva per la ionizzazione tipicamente dell'ordine di qualche millimetro (gap $\sim 3\text{mm}$).

Mediante l'applicazione di opportuna tensione tra lo strato di rame posto sulla sommità del foglio di kapton a pozzetto e la base dello strato resistivo è possibile generare un campo prossimo ai $50\text{--}100 \text{ kV/cm}$ all'interno dei pozzetti che agiscono come canale di moltiplicazione per gli elettroni prodotti nel gas da una particella ionizzante.

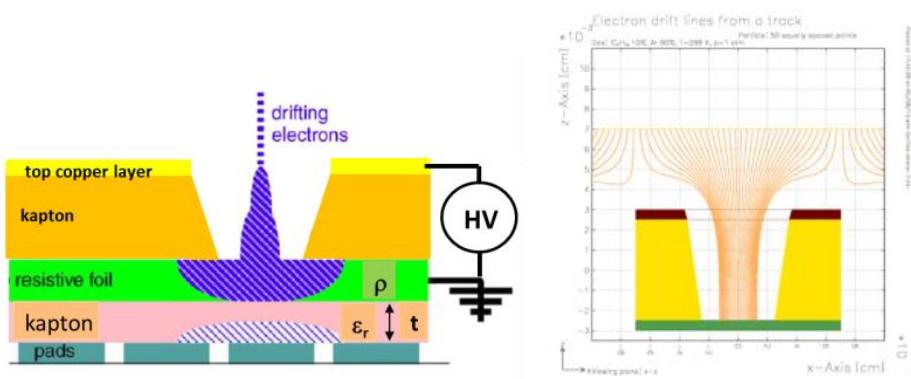


Fig.2.20 A sinistra: Rappresentazione della carica localizzata in un rivelatore μ -RWELL. A destra: Rappresentazione delle linee di campo in un pozzetto del rivelatore μ -RWELL.

La carica localizzata (Fig.2.20) indotta sullo strato resistivo è dispersa con costante di tempo RC , determinata dalla resistività della superficie (ρ_s) e dalla capacità per unità di superficie ($C = \epsilon_0 \epsilon_r / t$), che dipende dalla distanza tra lo strato resistivo e la “pad” di lettura (t) e dalla costante dielettrica del kapton (ϵ_r).

L'introduzione dello strato resistivo sopprime la transizione da streamer a scarica grazie alla caduta di tensione localizzata intorno alla valanga.

Il “*quenching*” della scarica, permettendo campi elettrici più elevati all'interno del pozzetto della “ μ -RWELL”, consente di aumentare il guadagno del rivelatore.

Lo strato resistivo tra lo stadio di amplificazione e il “*readout*” riduce però la capacità di sostenere alti flussi di particelle, giacché, alti “*rate*” corrispondono a correnti più elevate attraverso lo strato resistivo e quindi una caduta di tensione maggiore corrispondente a una diminuzione locale del guadagno del rivelatore.

L'ottimizzazione opportuna della resistività superficiale e l'introduzione di uno schema opportuno di evacuazione della corrente assicurerebbe elevata uniformità di guadagno anche con flussi compresi nell'intervallo $1 - 10 \text{ MHz/cm}^2$.

Inoltre, la presenza degli accoppiamenti dielettrico-dielettrico e dielettrico-conduttore genera polarizzazione e carica libera tra i diversi strati del rivelatore e, pertanto, capacità e impedenze parassite. A quest'ultime si aggiungono le correnti di perdita del rivelatore. Accurate simulazioni dei processi fisici ed elettrici che si sviluppano all'interno del rivelatore sono necessarie per investigare il segnale di uscita in funzione dei parametri fondamentali.

Esse costituiscono un altro aspetto di ricerca e sviluppo della “ μ -RWELL” orientato a realizzare un'infrastruttura software completa in grado di prevedere la performance del rivelatore in termini di guadagno, efficienza e risoluzione temporale nelle varie condizioni di geometria, configurazione del campo elettrico e gas utilizzati.

Gli studi di simulazione sul rivelatore a μ -RWELL costituiscono una parte di indagine di questa tesi e sono approfondite nel sesto capitolo.

Capitolo 3

Rivelatori a tripla GEM

L'utilizzo della tecnologia GEM per la nuova stazione GE1/1 è il risultato di un intenso lavoro di R&D di oltre dieci anni.

I risultati di simulazione e le verifiche sui prototipi costruiti assicurano alla tecnologia GEM di operare nelle condizioni previste di *background* negli *endcap* della regione di *forward* del sistema di muoni con performance adeguate alle necessità di rivelazione [50,51]. Dopo aver descritto le caratteristiche generali dei rivelatori a tripla GEM saranno brevemente indicate le tecniche di produzione e costruzione che hanno garantito il raggiungimento delle prestazioni richieste dall'esperimento CMS. Inoltre, saranno illustrati gli studi di stabilità e uniformità eseguiti sul guadagno, la misura della *rate capability* e la valutazione della probabilità di scarica.

3.1 Rivelatori a tripla GEM di ultima generazione

La camera destinata alla stazione GE1/1 è costituita da un volume di gas trapezoidale che contiene tre fogli di GEM di grandi dimensioni ($> 0.40 \text{ m}^2$), posti in cascata e opportunamente separati, racchiusi tra un elettrodo di deriva e una *board* di *readout*. L'intero rivelatore è infine racchiuso in un contenitore di alluminio che alloggia, inoltre, un circuito di raffreddamento e una *board* di trasferimento dati su fibra ottica verso il sistema di acquisizione. I diversi elementi che compongono il rivelatore con il totale del suo *material budget* è mostrato nella tabella 3.1.

Layer	Material	Thickness [mm]
Protective cover	Al	1.0
Cooling pipe	Cu (filled with H ₂ O)	8 external \varnothing , 6 inner \varnothing
Cooling pads	Cu	1.0
GEB board	Cu/FR4	0.140/0.856
Readout board	Cu/FR4/Cu	0.035/3.2/0.035
Induction gap	Ar/CO ₂	1.0
GEM 3	Cu/polyimide/Cu	0.005/0.050/0.005
Transfer gap 2	Ar/CO ₂	2.0
GEM 2	Cu/polyimide/Cu	0.005/0.050/0.005
Transfer gap 1	Ar/CO ₂	1.0
GEM 1	Cu/polyimide/Cu	0.005/0.050/0.005
Drift gap	Ar/CO ₂	3.0
Drift board	Cu/FR4/Cu	0.035/3.2/0.035

Tabella 3.1: Sintesi dei materiali che costituiscono i vari componenti e loro dimensioni in un rivelatore a tripla GEM per CMS [24].

La prima gap di trasferimento è stata ridotta a 1 mm per ridurre la carica rilasciata dopo il primo foglio GEM, mentre la gap di induzione di 1 mm consente di raggiungere un campo elettrico di 5 kV/cm per mantenere la camera in condizioni di stabilità operativa.

Una risposta uniforme in guadagno del rivelatore costituisce una richiesta essenziale per garantire la corrispondente uniformità del trigger e della ricostruzione. Il rivelatore deve mantenere un'efficienza globale stabile $> 98\%$ e una risoluzione temporale < 10 ns e soprattutto operare in maniera stabile, con bassa probabilità di scarica. I risultati dell'R&D hanno definito come ottimali i valori di campo elettrico e di tensione applicate ai vari fogli quelli indicati nella tabella 3.2. È previsto che il rivelatore GE1/1 possa integrare una carica totale di 18 mC/cm² nei dieci anni di operatività di HL-LHC con un fattore di sicurezza 3, a un guadagno di $\sim 2 \times 10^4$ e un flusso di ~ 4.5 kHz/cm² per una luminosità media della macchina di 5×10^{34} cm⁻²s⁻¹.

Region	Gap [mm]	Electric field [kV/cm]
Drift	3	3
Transfer 1	1	3.5
Transfer 2	2	3.5
Induction	1	5
Region	Voltage [V]	Average Electric field [kV/cm]
Δ_{GEM1}	450	89
Δ_{GEM2}	440	88
Δ_{GEM3}	420	84

Tabella 3.2: Configurazione dei campi elettrici del rivelatore a tripla GEM di CMS alla tensione nominale di 4250 V. I parametri Δ_{GEM1} , Δ_{GEM2} , Δ_{GEM3} corrispondono alle differenze di potenziale tra gli elettrodi ramati di GEM1, GEM2 e GEM3.

L'elettrodo superiore di ciascun foglio GEM (top), orientato verso l'elettrodo di *drift*, è segmentato in 40 settori High Voltage (HV) che riducendo l'energia rilasciata durante una scarica proteggono i fogli GEM da eventuali danni irreversibili.

La *board* di lettura è divisa in 8 partizioni orizzontali identificate dalla coordinata η , ciascuna delle quali contiene 384 strip di rame di forma trapezoidale.

Ciascun settore è dotato di tre connettori da 128 pin esterni per il segnale. Le *strip* comunicano con i connettori grazie a una via metallica che circonda la *board* di lettura come mostrato in figura 3.1.

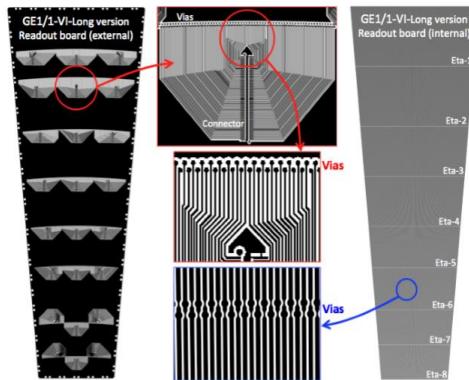


Fig.3.1: Facciata esterna ed interna della *board* di *readout* di un rivelatore GE1/1.

Come anticipato nel primo capitolo, la geometria della stazione GE1/1 richiede la costruzione di due tipologie di camere per il totale ricopertura azimutale dell'area interessata: le camere a tripla GEM del tipo *short* e le camere a tripla GEM del tipo *long*. Le caratteristiche tecniche e geometriche delle due tipologie di camere sono mostrate in tabella 3.3.

Specification/parameter	GE1/1 detector
Detector technology	Gaseous detector / MPGD
Charge Amplification element	triple-GEM structure (tensioned at $\sim 5 \text{ N/cm}$)
Number of chambers in overall system	144 (72 in each end-cap)
Chamber shape (active readout area)	Trapezoidal / opening angle 10.15°
Active area overlap between chambers	2.6 mrad
Short chamber dimensions	L: 106.1 cm , W: $(23.1 - 42.0) \text{ cm}$, D: 0.7 cm
Long chamber dimensions	L: 120.9 cm , W: $(23.1 - 44.6) \text{ cm}$, D: 0.7 cm
Total chamber thickness	3.5 cm
Active readout area	0.345 m^2 (short ch.) / 0.409 m^2 (long ch.)
Active chamber volume	2.6 liters (short ch.) / 3 liters (long ch.)
Radial distance from beam line	130.2 cm (at inner edge of active area)
Geometric acceptance in η	$1.61 - 2.18$ (short ch.) / $1.55 - 2.18$ (long ch.)
Signal readout structure	Truly radial copper strips
Readout strip angular dimensions	$230 \mu\text{rad}$ width / $436 \mu\text{rad}$ pitch
Number of η -segments in readout	8
Number of readout strips per η -segment	384
Number of readout strips per chamber	3,072
Counting gas mixture	Ar/CO_2 70 : 30 or $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ 45 : 15 : 40
Nominal operational gas flow	1 chamber volume per hour
Number of gas inlets / outlets	1 / 1
Nominal HV applied to drift electrode	3200 V (Ar/CO_2) / 4000 V ($\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$)
Nominal operational gas gain	$1 - 2 \times 10^4$
Demonstrated rate capability	$100 \text{ MHz}/\text{cm}^2$

Tabella 3.3: Principali caratteristiche tecniche e parametri dei rivelatori GE1/1 [22].

Nell'endcap di CMS, una coppia di camere della stessa tipologia si affacciano l'una sull'altra per formare la cosiddetta *Supercamera*, quest'ultima garantisce due piani di misura in ciascun endcap, massimizzando l'efficienza di rivelazione e la ridondanza richiesta nella stazione

GE1/1. Lo schema strutturale della camera a tripla GEM e della supercamera è mostrata in figura 3.2.

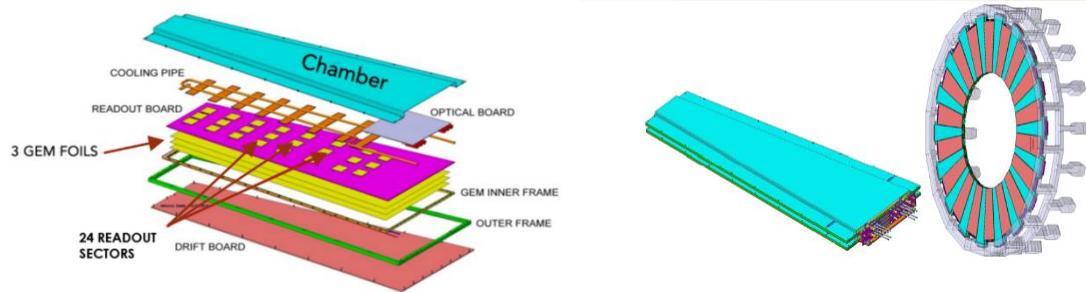


Fig.3.2: A sinistra: Esploso del rivelatore a tripla GEM per la stazione GE1/1. A destra: Schema di una Supercamera per la stazione GE1/1 nell'endcap del sistema di muoni.

I rivelatori a tripla GEM destinati alla stazione GE1/1 utilizzano miscele di Ar/CO₂ (70/30). I rivelatori possono raggiungere guadagni fino a 10⁵. L'efficienza di rivelazione è superiore al 97% e il rivelatore può sostenere flussi di particelle fino a 100 MHz/cm² senza perdite in guadagno ed efficienza.

Gli studi sul comportamento delle scariche e sul loro controllo sono stati eseguiti su alcuni prototipi a tripla GEM con diverse configurazioni geometriche ed elettriche esponendo i rivelatori a una sorgente di particelle alfa, (²²⁰Rn o ²⁴¹Am) e definendo la probabilità di scarica come il rapporto tra la frequenza delle scariche osservate con un oscilloscopio e la rate della sorgente radioattiva.

La geometria utilizzata e i parametri elettrici riducono la probabilità di scarica a valori di circa 10⁻¹²-10⁻¹¹ in condizioni operative standard e quindi per valori di guadagno di 1-2 x 10⁴. In Figura 3.3 è mostrato come varia il guadagno di una camera GE1/1-III sottoposta a un flusso di raggi X fino a una rate massima di 1x10⁶ kHz/cm², che dimostra l'uniformità in guadagno della camera nell'intervallo di rate atteso in CMS.

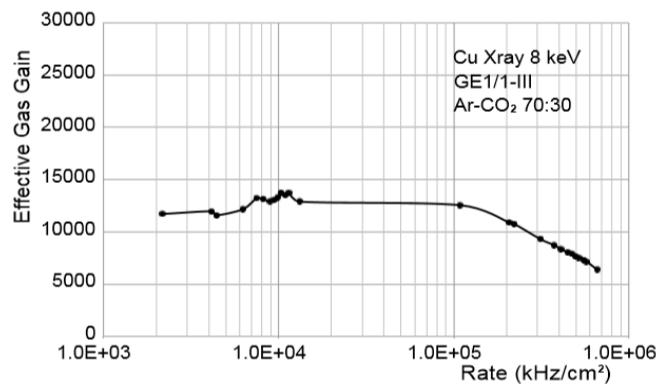


Figura 3.3: Guadagno effettivo misurato per una GE1/1-III in funzione del flusso di raggi X fino a 10⁶ kHz/cm² con miscela di Ar/CO₂ (70:30) [22].

Le caratteristiche dei rivelatori a tripla GEM soddisfano le richieste di CMS come può essere osservato in tabella 3.4 dove sono confrontate le performance dei rivelatori a tripla GEM con le richieste necessarie all'esperimento.

Properties	CMS requirements	GE1/1 performance
Rate capability	$> 10 \text{ KHz/cm}^2$	100 MHz/cm^2
Single chamber efficiency (MIP)	$> 97 \%$	$97 - 98 \%$
Angular resolution	$< 300 \mu\text{rad}$	$\sim 135 \mu\text{rad}$
Single chamber time resolution	$< 10 \text{ ns}$	$4 - 5 \text{ ns with } Ar/CO_2/CF_4 (45 : 15 : 40)$ $7 - 8 \text{ ns with } Ar/CO_2 (70 : 30)$
Gain uniformity	$< 15 \%$	$< 15 \%$ with the last GE1/1 generation

Tabella 3.4: Confronto tra le richieste di *upgrade* di CMS e le performance dei rivelatori GE1/1.

3.2 Tecniche di produzione e costruzione dei rivelatori a tripla GEM

La collaborazione del gruppo GEM di CMS ha sviluppato tra il 2009 e il 2015 oltre 10 prototipi di rivelatori a tripla GEM per la stazione GE1/1.

Le nuove generazioni di camere costituiscono la sintesi dei miglioramenti ottenuti nelle generazioni precedenti.

L'ultima generazione, quella destinata all'installazione, è stata prodotta con la tecnica a singola maschera, senza l'uso di collanti, ma mediante la tecnica di *self-stretching* dei fogli GEM e con la nuova elettronica di lettura distribuita utilizzando i nuovi chip di lettura denominati VFAT3.

3.2.1 Tecniche di produzione dei fogli GEM

I fogli di GEM sono prodotti mediante tecnica fotolitografica sviluppata dal CERN PCB workshop [52].

La prima tecnica nota come “a doppia maschera” trasferisce il pattern dei fori (*hole*) allo strato di poliammide (*kapton*) rivestito di rame mediante due maschere microscopiche posizionate sopra e sotto il substrato della GEM.

L'allineamento delle due maschere diviene problematico per dimensioni superiori ai 40 cm^2 a causa della flessibilità del foglio di *kapton*, pertanto la produzione di GEM *Large Area* necessaria per la nuova stazione GE1/1 è stata ottenuta utilizzando una singola maschera come sarà descritto in seguito [53].

Nella tecnica “*a doppia maschera*” si applica su entrambi i lati del substrato uno strato fotoresistivo spesso 15 μm . La maschera è posizionata sul materiale di base ed impressa sul materiale fotoresistivo mediante l’esposizione alla luce ultravioletta.

L’*etching* dello strato di rame è eseguito con successivi bagni di solvente e acido fino alla formazione dei fori nello strato di rame.

La poliammide, invece, è dissolta mediante *etching* chimico usando lo strato di rame come maschera.

Nella tecnica a “*singola maschera*”, lo strato di poliammide è usato come maschera per eseguire l’*etching* sullo strato di rame della base con *etching* aggiuntivo per il raggiungimento del diametro giusto per i fori della base.

Per raggiungere la forma biconica dei fori tipica delle GEM, viene eseguito un secondo *etching* alla base della poliammide.

L’applicazione di una maschera all’intera struttura consente di eliminare il rame in eccesso. Infine, vengono eseguiti alcuni cicli di pulitura e seccatura prima di poter montare la GEM sui frame di sostegno.

In figura 3.4 sono schematizzati i processi a doppia e a singola maschera.

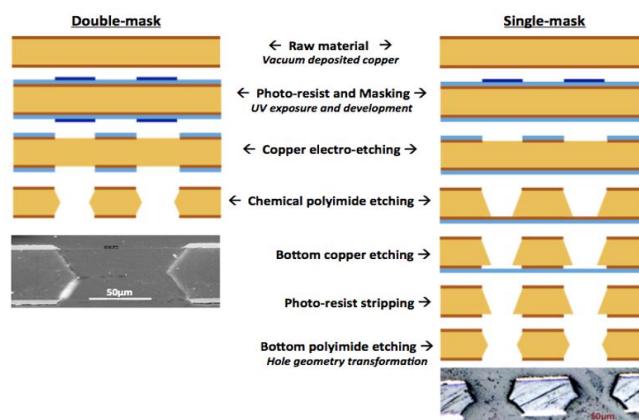


Fig.3.4: Processi di produzione di un foglio GEM con tecnica a doppia-maschera (a sinistra) e con tecnica a singola maschera (a destra).

L’uso della tecnica a singola maschera è stata ottimizzata per poter ridurre la differenza tra la forma conica superiore e quella inferiore nella geometria dei fori. Infatti, come è ben visibile nella foto di figura 3.5, vi è ancora una differenza di circa il 20% tra il diametro superiore e inferiore dei fori e inoltre è ben visibile un *over-etching* della poliammide sui fori nella parte *bottom*. La configurazione geometrica dei fori può modificare la distribuzione delle linee di campo all’interno del foro modificando le caratteristiche della regione dell’amplificazione. A tal proposito si è anche investigato sull’impatto che l’orientazione del foglio può avere sulle prestazioni del rivelatore.

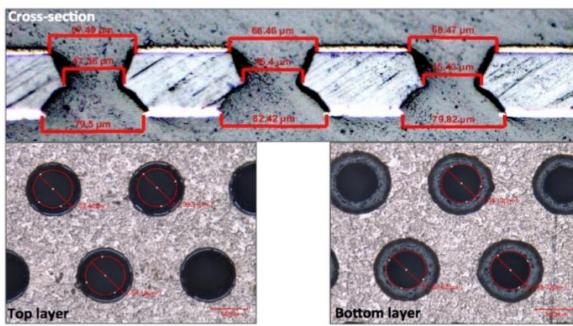


Fig.3.5: In alto: Microscopia della sezione di una GEM prodotta con singola maschera. In basso: strato superiore e inferiore di un foglio GEM.

3.2.2 Tecniche di stretching dei fogli GEM

Un'altra innovazione introdotta per la costruzione delle camere a tripla GEM *Large Area* è rappresentata dalla nuova tecnica di stretching dei fogli GEM all'interno dei rivelatori [54,55].

I primi prototipi di camere, infatti, sono stati costruiti mediante stretching termico riscaldando il foglio GEM fino a 39 °C in un frame espandibile.

Con questa metodologia era necessario incollare i fogli GEM ai *frame* del rivelatore introducendo degli spaziatori interni per poter ottenere l'uniformità delle varie *gap* nella camera.

L'introduzione di spaziatori nella camera definiva inevitabilmente delle zone morte in cui non era possibile rivelare il passaggio delle particelle.

L'utilizzo della colla, inoltre, aumentava il rischio di contaminazione e danno dei fogli durante l'assemblaggio rendendo difficile e impossibile l'apertura delle camere.

Per poter procedere con lo sviluppo di rivelatori *Large Area* in grado di superare gli svantaggi introdotti dalla tecnica di termo-stretching, il CERN PCB workshop in collaborazione con il gruppo di hardware di CMS GEM ha sviluppato nel 2013 una nuova tecnica di *stretching*.

Nella nuova tecnica di *self-stretching*, i fogli GEM non sono incollati ai *frame* della camera, ma fissati ad un *frame* interno. Il *frame* interno è tirato verso l'esterno grazie a viti laterali che attraversano alcuni *pull-out* in ottone fissati agli elettrodi di *drift* e di *readout*. (Fig. 3.6). Le viti laterali sono ruotate fino ad opporre una resistenza di circa 0.1 Nm per assicurare la tensione stabile di fogli GEM e l'uniformità delle *gap* senza l'uso degli spaziatori.

Inoltre, la tecnica di self-stretching, non utilizzando collanti, consente di aprire le camere per ispezionare i diversi elementi senza danneggiarne i componenti.

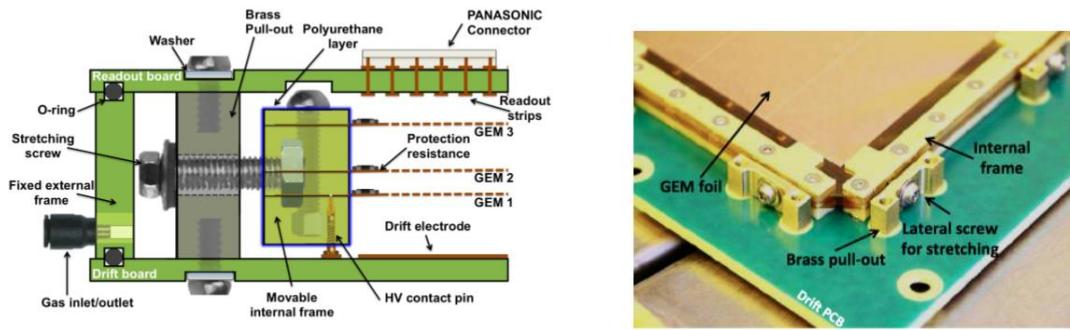


Fig.3.6: A sinistra: Sezione di un rivelatore a tripla GEM con struttura self-stretching. A destra: Ingrandimento di un angolo del rivelatore GE1/1 che mostra la struttura self-stretching.

3.2.3

Elettronica di lettura dei rivelatori a tripla GEM

Come anticipato nel primo paragrafo, l'elettrodo di lettura dei rivelatori a tripla GEM contiene 3072 strip organizzate in gruppi da 128 canali collegati a connettori a 128 pin distribuiti sugli 8 settori η della camera.

Sui connettori sono infine montati gli ASIC di lettura denominati VFAT3.

I VFAT3 (Fig. 3.7) sono dotati di 128 canali costituiti da un preamplificatore sensibile alla carica, uno *shaper* e un discriminatore.

I dati sono sincronizzati a 40 MHz con il clock di LHC e separati in una componente a latenza fissa per segnali di trigger e una componente a latenza variabile [56].

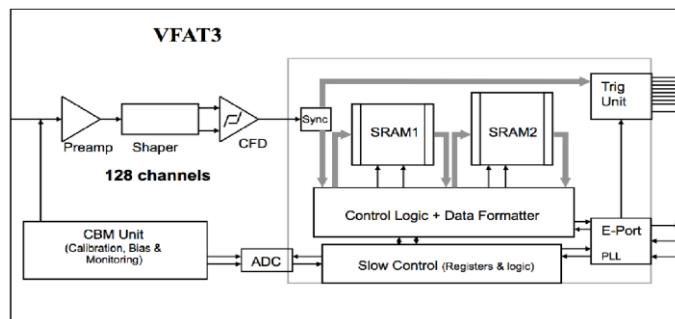


Fig. 3.7: Schema a blocchi dell'ASIC di lettura di *front-end* VFAT3.

Il controllo e il *setting-up* dei parametri di funzionamento dei VFAT3 è effettuato mediante E-links con una scheda multistrato denominata *GEM Electronic Board* (GEB), attraverso la quale viene distribuita anche l'alimentazione dei *chip* (Fig.3.8).

I 24 settori di *readout* sono connessi via fibra ottica con l'*Opto-Hybrid* (OH) in grado di comunicare con i sistemi elettronici esterni del rivelatore e con il *crate* (μ -TCA *crate*) [23] del *Data Acquisition*.

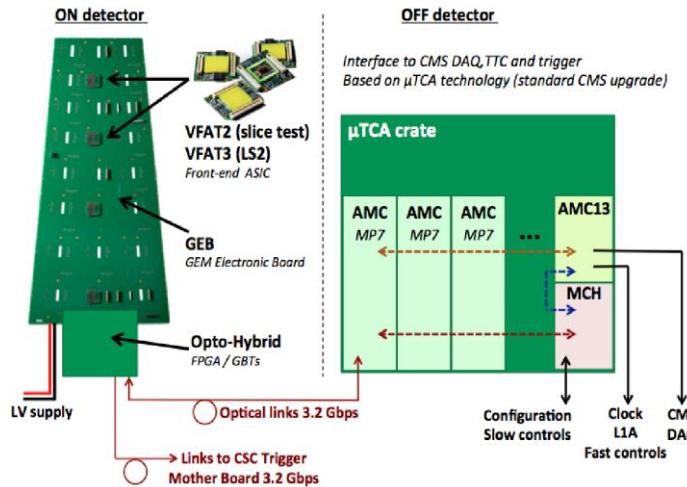


Fig.3.8: Overview del sistema di lettura elettronica della camera.

3.3 Configurazione elettrica del rivelatore a tripla GEM

Nel primo paragrafo è stato introdotto il principio di funzionamento del rivelatore a singola GEM, tuttavia l'utilizzo di tre fogli GEM in cascata consente di condividere l'amplificazione su più stadi per ottenere guadagni più elevati.

Inoltre, l'applicazione di tensioni basse ai singoli fogli GEM riduce il rischio di scarica, come mostrato in figura 3.9, con elevato beneficio alle performance dei rivelatori.

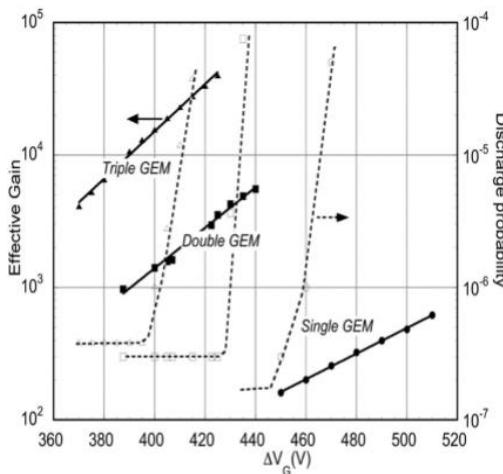


Fig. 3.9: Guadagno e probabilità di scarica in funzione della tensione per un rivelatore a singola GEM, a doppia GEM e a tripla GEM in ArCO₂.

Le tensioni applicate ai singoli fogli GEM sono indicate come V_{GEM1} , V_{GEM2} , V_{GEM3} con tensione totale V_{GEM}^{tot} .

Nella precedente tabella 3.2 sono mostrate le condizioni operative e le dimensioni delle gap utilizzate nel rivelatore a tripla GEM di CMS, mentre nella figura 3.10 è mostrato lo schema del principio di funzionamento del rivelatore impiegato.

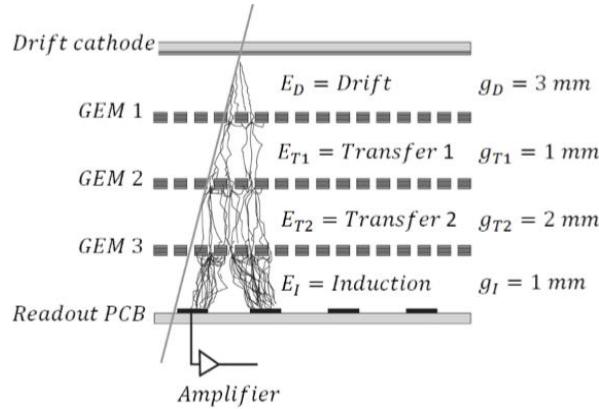


Fig. 3.10: Principio di funzionamento di un rivelatore a tripla GEM con E_D , E_{T1} , E_{T2} e E_I rispettivamente campo di deriva, primo e secondo campo della regione di *transfer* e campo di induzione.

La regione di *drift* è quella compresa tra il catodo e il primo foglio GEM dove avviene il processo di ionizzazione e di deriva della carica prodotta verso il primo stadio di amplificazione. L'ultima gap compresa tra il terzo foglio GEM e l'anodo costituisce la regione di induzione: in questa regione dopo il processo di moltiplicazione della carica nei tre stadi di amplificazione, la carica finale induce un segnale sull'anodo dove questa carica viene raccolta. Le *gap* comprese tra due GEM consecutive sono chiamate regioni di trasferimento. Il moto delle cariche all'interno del rivelatore, è controllato applicando le tensioni in grado di sviluppare campi elettrici adeguati tra le *gap* del rivelatore.

In particolare, il campo elettrico di trasferimento deve ottimizzare l'efficienza di estrazione dal foglio di GEM superiore e l'efficienza di raccolta del foglio GEM posto a valle.

Per bassi valori di campo $E_T < 2 \text{ kV/cm}$, il campo elettrico di trasferimento non consente il trasporto degli elettroni di moltiplicazione verso l'elettrodo di *readout*.

In tal caso, gli elettroni, vengono estratti dai fori del foglio GEM grazie al campo interno ad essi, ma sono completamente raccolti sull'elettrodo inferiore del primo foglio GEM poiché le linee di campo terminano sull'elettrodo e il segnale indotto è nullo.

Per valori di campo più elevati, $E_T > 2 \text{ kV/cm}$, la carica raccolta sul foglio successivo aumenta a scapito di quella che viene neutralizzata sull'elettrodo inferiore del foglio GEM.

La figura 3.11 mostra una sintesi del funzionamento di un singolo foglio GEM con una mappa 2D delle linee di campo elettrico (rosso) e delle superfici equipotenziali (verde) in prossimità dei fori.

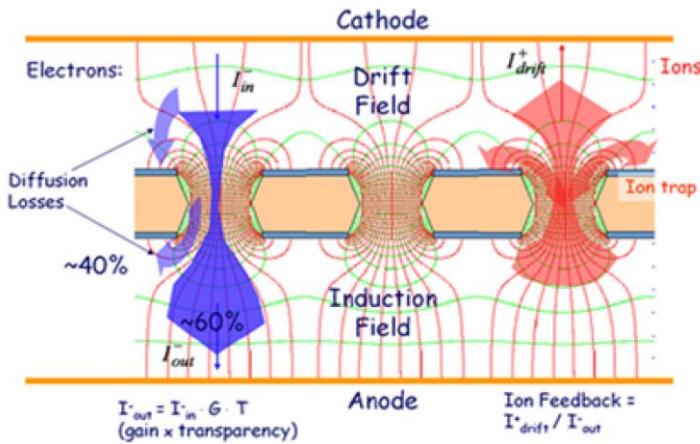


Fig. 3.11: Schema delle linee di campo elettrico in prossimità dei fori di un singolo foglio GEM.

Lo scopo del campo elettrico nella regione di trasferimento è di trasferire gli elettroni prodotti per amplificazione nei fori del foglio GEM superiore e di focalizzarli nei fori del foglio GEM successivo.

Pertanto, il valore del campo elettrico di trasferimento deve essere scelto per ottimizzare sia l'efficienza di estrazione dal foglio superiore che l'efficienza di raccolta del foglio inferiore. Contributo non trascurabile alla determinazione delle caratteristiche elettriche e geometriche di un rivelatore a tripla GEM è rappresentato dal fenomeno dello *Ion Back Flow* (IBF) che determina l'accumulo di carica ionica sugli elettrodi. L'IBF è definito dal rapporto tra gli ioni positivi che risalgono l'elettrodo di *drift* e la carica elettronica raccolta sull'anodo. Le differenti proprietà di diffusione di ioni ed elettroni consentono una considerevole riduzione del fenomeno di IBF grazie all'*offsetting* dei fori nei rivelatori a doppia o tripla GEM.

La figura 3.12 mostra la corrente elettronica indotta sui vari elettrodi di una doppia GEM in funzione del campo elettrico applicato per una miscela di gas standard Ar/CO₂ (70:30), per un dato valore di campo elettrico di deriva e di induzione ($E_D = E_I = 5$ kV/cm).

Le stesse considerazioni per il campo di trasferimento restano valide per un rivelatore a tripla GEM.

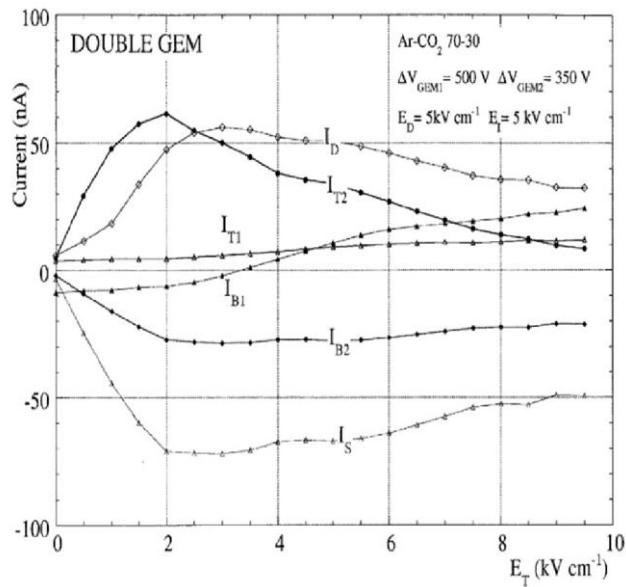


Figura 3.12: Correnti sui vari elettrodi di un rivelatore a doppia GEM in funzione del campo elettrico di trasferimento: I_D corrente misurata sul catodo, I_{T1} e I_{B1} correnti rispettivamente sulla parte superiore e inferiore del primo foglio GEM e I_S corrente raccolta all'anodo di lettura.

Per campi $E_T > 6 \text{ kV/cm}$ vi è una bassa efficienza di trasferimento (minore trasparenza), in quanto la carica viene per lo più neutralizzata sulla faccia superiore del foglio successivo. Valori di campo tipici dell'ordine di 3-5 kV/cm, sono quelli normalmente utilizzati nei rivelatori a tripla GEM.

3.4 Guadagno del rivelatore a tripla GEM

Un'altra caratteristica che influisce sulle prestazioni del rivelatore è rappresentato dallo spessore della regione di trasferimento.

L'introduzione di una seconda regione di trasferimento riduce i fenomeni di scarica. Queste possono essere ridotte introducendo una quantità di *quencher* alla miscela di gas, tuttavia a seconda della quantità e del tipo di quencher potrebbero manifestarsi effetti di *aging*.

È possibile, invece, ridurre la probabilità di scarica, aumentando lo spessore della regione di trasferimento o aumentando il numero di gap.

Infatti, aumentando la lunghezza di deriva degli elettroni, è possibile aumentare la dimensione trasversale delle nuvole elettroniche e pertanto la diffusione degli elettroni. In questo caso il numero di fori del foglio GEM coinvolti nel processo di moltiplicazione aumenta linearmente con lo spessore della regione di trasferimento, riducendo la probabilità che si raggiunga il limite di Raether in un singolo foro al terzo stadio di amplificazione.

Introducendo un terzo stadio nel rivelatore a tripla GEM, la seconda regione di trasferimento contribuisce a ridurre la probabilità di scarica.

La misura del guadagno costituisce un aspetto molto importante all'interno della validazione delle camere a tripla GEM destinate alla stazione GE1/1 e pertanto, è fondamentale la scelta dei potenziali da applicare a ciascun strato del rivelatore.

Il guadagno intrinseco di un rivelatore a tripla GEM è caratterizzato dalla relazione di proporzionalità:

$$G_{int} \propto \prod_{k=1}^3 e^{\langle \alpha \rangle \cdot V_{kGEM}} \propto e^{\langle \alpha \rangle \cdot \sum_{k=1}^3 V_{kGEM}} \quad (3.1)$$

Ove $V_{GEM}^{tot} = \sum_{k=1}^3 V_{kGEM}$ è la somma delle differenze delle tensioni su ciascun foglio GEM e $\langle \alpha \rangle$ è il valor medio del primo coefficiente di Townsend lungo il percorso dell'elettrone nel foro del foglio GEM [57].

Il guadagno del rivelatore dipende anche dalla sua trasparenza (T_k) fortemente legata all'efficienza di raccolta ($\epsilon_k^{collect}$) e a quella di estrazione ($f_k^{extract}$) dei singoli fogli GEM come indicato nella seconda relazione:

$$G_{eff} = G_{int} \cdot T_{tot} = \prod_{k=1}^3 e^{\langle \alpha \rangle \cdot V_{kGEM}} \cdot T_k = e^{\langle \alpha \rangle \cdot \sum_{k=1}^3 V_{kGEM}} \cdot \prod_{k=1}^3 \epsilon_k^{collect} \cdot f_k^{extract} \quad (3.2)$$

È possibile pertanto bilanciare la tensione applicata a ciascun foglio GEM per un determinato valore di guadagno.

Infatti, poiché il guadagno dipende dalle differenze di tensione applicate a ciascun foglio GEM espressa attraverso la somma totale della tensione applicata, è possibile scegliere adeguatamente i valori di tensione per ottenere le prestazioni migliori.

Nel rivelatore a tripla GEM, è possibile aumentare la tensione applicata al primo foglio GEM e diminuire quella applicata al terzo foglio GEM, in queste condizioni, la carica che raggiunge il terzo foglio GEM grazie a una tensione più elevata sul primo foglio GEM è più grande, ma la diffusione elettronica dovuta a una tensione più bassa e quindi a un campo inferiore, ridistribuisce le cariche su un numero maggiore di fori, riducendo la probabilità di scarica. Pertanto, i rivelatori a tripla GEM utilizzano una differenza di potenziale ai capi dei tre fogli GEM tali da soddisfare la relazione:

$$V_{1GEM} \gg V_{2GEM} \geq V_{3GEM} \quad (3.3).$$

3.5 Risoluzione temporale del rivelatore a tripla GEM

La risoluzione temporale di un rivelatore a tripla GEM è fortemente legata alla natura statistica della formazione dei cluster elettronici nella regione di *drift*. Il numero di elettroni prodotti nella ionizzazione primaria, dipende dal tipo di particella che attraversa l'area attiva del rivelatore, dalla sua energia e dalla miscela utilizzata come mezzo assorbitore [58].

La statistica di Poisson descrive la distribuzione spaziale del cluster di carica j -esimo prodotto a distanza x dal primo foglio GEM secondo la relazione:

$$A_j^{\bar{n}}(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} \bar{n}^j \cdot e^{-\bar{n}x} \quad (3.4)$$

Ove \bar{n} è il numero medio di cluster elettronici per unità di lunghezza x . La distribuzione spaziale del primo cluster elettronico e la deviazione standard in prossimità dell'elettrodo superiore del primo foglio GEM ($j=1$) sono definite dalla relazione:

$$A_1^{\bar{n}}(x) = \bar{n} \cdot e^{-\bar{n}x} \quad \text{e} \quad \sigma(x) = \frac{1}{\bar{n}} \quad (3.5)$$

Pertanto, la distribuzione di probabilità del tempo di arrivo sul primo foglio GEM per il cluster elettronico con velocità di deriva v_d è data dalla relazione:

$$P_j(t_d) = A_j^{\bar{n}}(v_d \cdot t_d) \quad (3.6)$$

Per il primo foglio GEM ($j=1$) si ottiene:

$$P_1(t_d) = \bar{n} \cdot e^{-\bar{n}v_d t_d} \quad (3.7)$$

Nell'ipotesi che il primo cluster elettronico sia sempre rivelato, la risoluzione temporale del rivelatore è dato da:

$$\sigma_1(t_d) = \frac{1}{\bar{n} \cdot v_d} \quad (3.8)$$

Pertanto, la risoluzione temporale intrinseca del rivelatore dipende dall'inverso del prodotto della velocità di deriva e della ionizzazione nella regione di deriva.

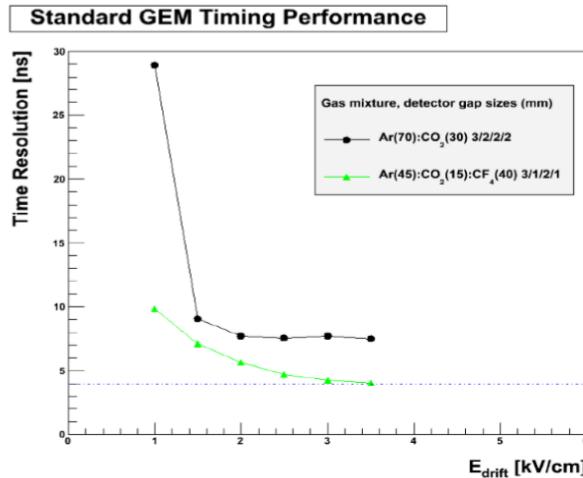


Fig. 3.13: Risoluzione temporale dei rivelatori GE1/1 in ArCO₂ e Ar/CO₂/CF₄ (45:15:40) in funzione del campo elettrico nella regione di *drift*.

Gli studi condotti sulla misura della risoluzione temporale in funzione della miscela di gas adoperata (Fig.3.13) e del campo di *drift* applicato mostrano che i rivelatori a tripla GEM per la stazione GE1/1 raggiungono una risoluzione temporale inferiore ai 10 ns.

Nella figura 3.14, sono riassunte le caratteristiche principali riguardanti guadagno, efficienza, probabilità di scarica e *time resolution*, misurati dal gruppo GEM di CMS, per un rivelatore GE1/1 di IV generazione.

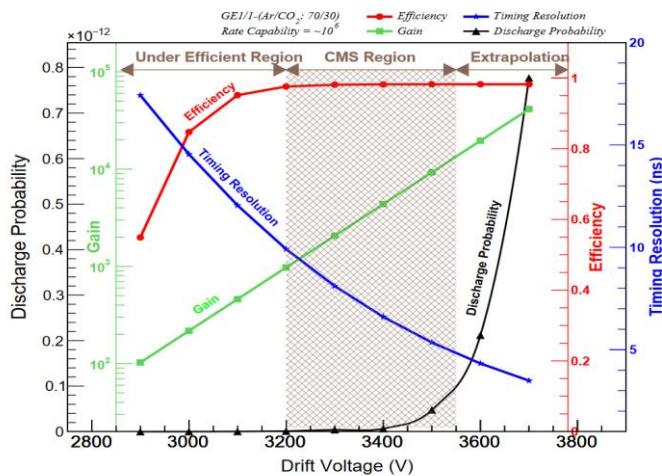


Fig.3.14: Parametri tipici misurati su una GE1/1-IV per una miscela Ar/CO₂(70:30), in funzione della tensione di drift.

3.6 La formazione del segnale in un rivelatore a tripla GEM

La formazione del segnale indotto sul *readout* del rivelatore, sia esso costituito da *pad* o da *strip* di lettura, dipende esclusivamente dal moto degli elettroni nella regione di induzione. Pertanto, si può considerare che il segnale indotto inizia a formarsi non appena gli elettroni emergono dalla parte inferiore dell'ultimo foglio GEM affacciandosi nella regione di induzione e si interrompe non appena tutta la carica viene raccolta completamente sull'elettrodo di *readout*.

La corrente indotta sull' *i*-esimo elettrodo (I_i) dovuta al moto della carica q con velocità v_d può essere calcolata utilizzando il teorema di Ramo [59]:

$$I_i = -\frac{q\vec{v}_d(x) * \vec{E}_i(x)}{V_i} \quad (3.9)$$

Ove $\vec{E}_i(x)$ è il campo elettrico dovuto all'applicazione del potenziale V_i all'elettrodo *i*-esimo. Pertanto, se $V_i = 1V$ e tutte le altre strip sono a massa, è possibile esprimere la relazione (3.9) come:

$$I_i = -q\vec{v}_d(x) * \vec{E}_i^w(x) \quad (3.10)$$

Ove $\vec{E}_i^w(x)$ è il campo pesato.

Per poter studiare le caratteristiche del rivelatore a tripla GEM, sono state eseguite dettagliate simulazioni che prendessero in considerazione tutti i processi coinvolti: quelli derivanti dal meccanismo di ionizzazione, dalla formazione del segnale e dalla risposta elettronica. In particolare, è stato simulato il comportamento del campo pesato $\vec{E}_i^w(x)$, il quale è risultato pressoché costante nella regione di induzione. Pertanto, la velocità di deriva elettronica è uniforme nella regione di induzione. Gli studi di simulazione suggeriscono che la moltiplicazione elettronica emergente dall'ultimo foglio GEM induce un segnale di corrente rettangolare nelle *strip* (o *pad*) più prossime alla valanga con una larghezza del segnale che dipende dal tempo impiegato dall'elettrone ad attraversare la regione di induzione:

$$i = -\frac{q}{t} = -\frac{qv_d}{x} \quad (3.11)$$

Ove v_d è la velocità elettronica nella regione di induzione e x lo spessore di tale regione. Per ottenere un segnale indotto più grande, è necessario, pertanto, ridurre lo spessore della regione di induzione e, o in alternativa, utilizzare una miscela di gas veloce per capi di induzione nel range di 4.5-5.5 kV/cm.

Capitolo 4

Costruzione e validazione dei rivelatori a tripla GEM per la stazione GE1/1

In questo capitolo vengono illustrati le metodologie e gli strumenti necessari per poter procedere alla costruzione dei rivelatori per la stazione GE1/1 e alla loro validazione mediante i controlli di qualità.

I dieci anni di R&D eseguiti dalla collaborazione che si occupa del sistema di muoni dell'esperimento CMS hanno permesso di programmare il complesso progetto di produzione e assemblaggio delle camere.

4.1 Assemblaggio e costruzione dei rivelatori GE1/1

Tutte le procedure di assemblaggio e validazione delle camere sono state rigorosamente standardizzate per poter procedere alla produzione distribuita tra i laboratori della collaborazione [60].

I siti di produzione selezionati sono tenuti a seguire tutte le fasi di assemblaggio descritte in dettaglio in questo lavoro di tesi.

In figura 4.1 è illustrato lo schema dei vari componenti che costituiscono la camera finale.

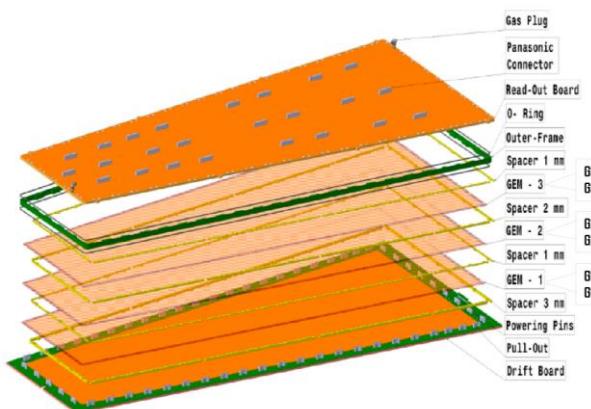


Fig.4.1: Design della camera GE1/1 con la legenda dei vari componenti.

Il primo passo necessario all'assemblaggio delle camere è assicurarsi la minima presenza di particelle di polvere che possano agire come contaminanti sia sui piani di lavoro che su ciascun foglio GEM.

Tutte le operazioni sono svolte in camera pulita di Classe 1000⁵ (Fig.4.2).

⁵ Una camera pulita di classe 1000 è una camera bianca certificata dalla classe di appartenza ISO 6 che garantisce una contaminazione inferiore a 293 particelle/m³ per particelle di dimensioni superiori ai 5 µm.

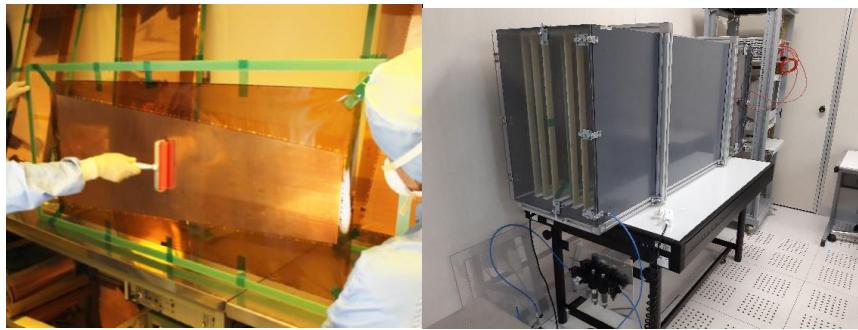


Fig. 4.2: A sinistra: Pulitura del foglio GEM in camera pulita. A destra: Box con fogli GEM flussate in azoto.

Il foglio GEM viene mantenuto in una box opportunamente costruita, all'interno della quale viene flussato azoto per un'intera notte per garantire la rimozione di tracce di umidità, data l'igroscopicità del foglio di poliammide.

Una volta estratto il foglio, questo viene ulteriormente pulito e testato mediante l'applicazione di una tensione massima di 550 V applicata a ciascun settore HV mediante un apposito multimetru (MEGGER MIT420).

In tal modo, si eliminano eventuali impurità presenti ancora all'interno dei fori e si verifica il valore di resistività massima consentita dal protocollo di qualità, che deve essere non inferiore ai $10 \text{ G}\Omega/\square$.

Da questo momento in poi, tutte le successive operazioni di montaggio, procederanno adagiando alternativamente *frame* interni e fogli GEM, su di un piano trapezoidale di plexiglass. Successivamente, grazie ad un secondo piano in plexiglass di chiusura esterno, sarà possibile la movimentazione dell'intero pacchetto di fogli, una volta assemblato e fissato.

I *frame* interni destinati a fungere come spaziatori delle gap interne del rivelatore oltreché a sostenere lo *stack* di fogli GEM, consentiranno, attraverso la procedura di *stretching* dei fogli ottenuto mediante l'uso di opportuni tiranti, di garantire la planarità della struttura.

Tutti i componenti sono puliti e collocati sul piano di plexiglass dove alcuni pin di metallo preventivamente disposti costituiscono le guide di inserimento [24].

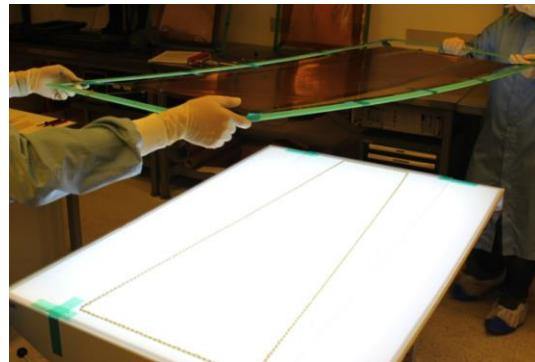


Fig.4.3: Fase di inserimento del foglio GEM nel frame interno alla camera.

Stessa procedura viene effettuata per tutti i fogli GEM, che sono puliti, testati fino a 550 V e quindi inseriti sui frame interni fino al completamento dell'intero pacchetto (Fig.4.3). Dopo ciascun posizionamento, viene ripetuta la procedura di controllo della resistenza inter-foglio, che non deve essere inferiore ai 100-150 GΩ, valori di umidità superiori al 40% portano inevitabilmente a valori di resistenza misurati più bassi. Lo spessore dei frame di posizionamento, è tale da ottenere per il pacchetto finale una distanza tra le gap di 3-1-2-1 mm, a partire dalla gap di deriva. Nella figura 4.4, sono evidenziati gli elementi di tensionamento dei fogli con la posizione dei vari fori dei pin di allineamento, nonché la sede dell'O-ring per la tenuta gas, il frame esterno e la *drift board*.

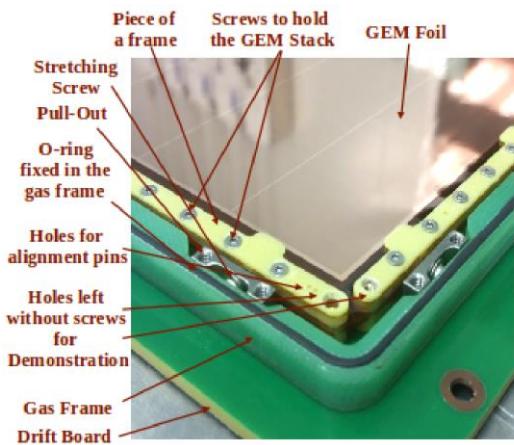


Fig. 4.4: Elementi di tensionamento dei fogli GEM nella struttura di self-stretching.

Terminata la procedura di costruzione del pacchetto, questo è protetto da un coperchio in plexiglass per evitare ulteriori contaminazioni dei fogli GEM.

A questo punto vengono inserite le viti per poter fissare e unire tutti i frame e i fogli GEM in un unico elemento.

Lo *stack* è adagiato con cura sul piano di *drift* opportunamente preparato ed equipaggiato con elementi in ottone (*pull-out*) di regolazione che consentono di distendere i fogli GEM uniformemente mediante l'applicazione di una tensione di circa 5 N/cm e misurata mediante l'impiego di una chiave dinamometrica.

I fogli GEM sono tutti nuovamente testati con tensione a 550 V dopo lo stretching prodotto dalle viti di tensione e il coperchio in plexiglass è rimosso per poter collocare il *frame* esterno che contiene l'*O-ring* di tenuta gas della camera.

Si procede ad una nuova pulitura mediante rullo adesivo e a chiudere la camera mediante il piano di *readout*.

Il piano di lettura è munito di appositi alloggiamenti per poter introdurre le ultime viti che uniscono tutti gli elementi della camera per la tenuta gas.

Completate le ultime fasi di assemblaggio del rivelatore (Fig.4.5) è possibile procedere ai controlli di qualità.



Fig.4.5: Fasi finali di assemblaggio del rivelatore a tripla GEM.

Ciascun foglio GEM è opportunamente alimentato attraverso un circuito di alimentazione di alta tensione, serigrafato sul circuito stampato della *Drift Board* (DB, il catodo), come illustrato in figura 4.6.

Sulla DB sono montati preliminarmente gli attacchi gas e 12 pin di HV che faranno da contatti ai fogli GEM, per distribuire opportunamente l'alta tensione ai settori di ciascun foglio.

Inoltre, sulla DB è montato anche il circuito di disaccoppiamento RC in continua per la protezione da eventuali scariche dell'intero rivelatore.

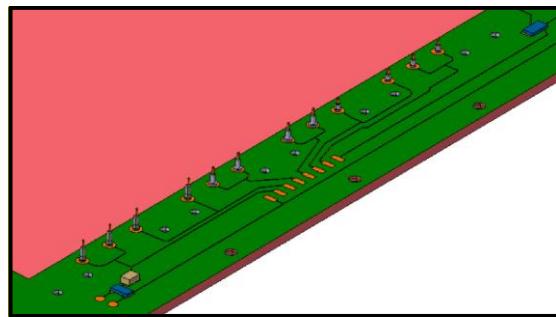


Fig. 4.6: Schema del circuito stampato della *Drift Board*.

Infine, chiude il pacchetto del rivelatore il piano anodico per la lettura del segnale (*Readout Board-RB*), posizionato sul quarto e ultimo frame interno (Fig. 4.7).

La RB contiene dal lato interno, quello che si affaccia al bottom del terzo foglio GEM, il piano anodico su cui sono serigrafate le 3072 strip di forma trapezoidale orientate radialmente.

Le strip di *readout* con una larghezza di 0.6 mm sul lato più corto e di 1.2 mm sul lato più lungo, sono a loro volta connesse al piano esterno.

Sul piano esterno sono posizionati i connettori PANASONIC su cui viene montata l'elettronica di *readout*, attraverso delle *VIA* metallizzate.

In tal modo è possibile connettere un numero pari a 128 strip per connettore a delimitare una partizione ($i\eta, i\phi$), per un totale di 8x3 partizioni per ciascuno piano GEM.



Fig. 4.7: Posizionamento della *Readout Board* sul rivelatore a tripla GEM.

4.2 I controlli di qualità nei siti di produzione

I controlli di qualità (QC) per la produzione dei rivelatori a tripla GEM sono stati eseguiti nei diversi siti di produzione con le stesse procedure e gli stessi strumenti in grado di valutare le prestazioni della camera in maniera assoluta.

Nei paragrafi che seguono sono descritte le procedure utilizzate per i controlli di qualità e la verifica dei requisiti per la validazione dei rivelatori.

In tabella 4.1 è riportato uno schema riassuntivo delle fasi di assemblaggio e dei controlli necessari per la validazione dei rivelatori a tripla GEM destinati alla stazione GE1/1.

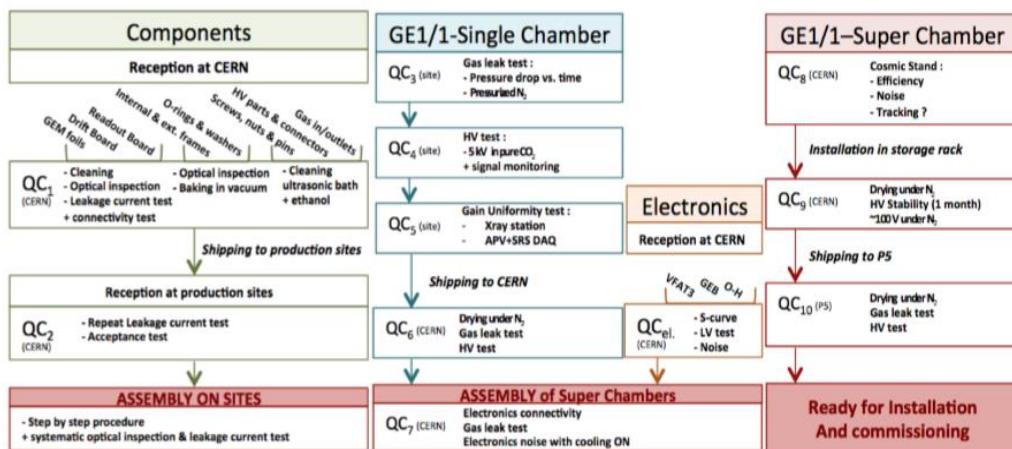


Tabella 4.1: Schema sintetico delle fasi di assemblaggio e dei controlli di validazione per i rivelatori a tripla GEM [22].

Il QC1 è il primo controllo di qualità che viene utilizzato per poter procedere all'ispezione e verifica di tutti i componenti necessari alla costruzione dei rivelatori.

Tutti i componenti provenienti dalle aziende fornitrice sono raccolti presso il sito centrale del CERN che dopo l'ispezione provvede a distribuirli ai vari siti di produzione.

Un controllo accurato di tutti gli elementi durante questa fase preliminare si è dimostrato fondamentale per poter procedere in maniera spedita e senza ritardi durante le fasi di assemblaggio.

Il QC2 è il controllo strettamente connesso alla qualità dei fogli GEM utilizzati per la camera.

Durante questa verifica è misurato il massimo valore di corrente di perdita che fluisce sulla superficie dei fori dei fogli GEM prima, durante e dopo l'assemblaggio.

Le correnti di perdita nei fogli GEM si manifestano a seguito dell'applicazione della tensione tra i suoi elettrodi a causa della condutività superficiale della poliammide (*kapton*).

La presenza di difetti, polveri o contaminazioni sulla superficie del foglio GEM modifica la condutività aumentando la corrente che fluisce attraverso il foglio come illustrato in figura 4.8.

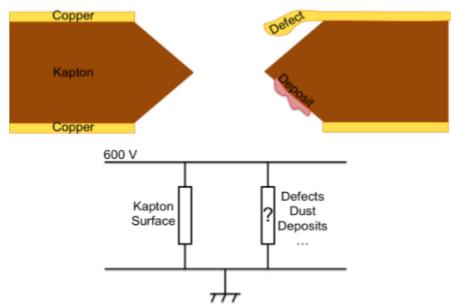


Fig.4.8: Rappresentazione del foro di un foglio GEM con presenza di difetti e contaminazioni.

È necessario, pertanto, che la tensione applicata sia più elevata della tensione di lavoro effettiva, ma che allo stesso tempo non superi la tensione di *breakdown* V_b del mezzo provocando una forte scarica nel gas. La tensione di *breakdown* (V_b) dipende dalla distanza tra gli elettrodi, dalla pressione e dalla composizione del gas e può essere calcolata mediante la legge di Paschen [61]:

$$V_b = \frac{B \cdot pd}{C + \ln(pd)} \quad , \quad C = \ln \left(\frac{A}{1 + 1/\gamma} \right)$$

ove A e B sono parametri caratteristici del gas, p la pressione del gas e d la distanza tra gli elettrodi, mentre γ è il secondo coefficiente di Townsend.

Con i parametri del foglio GEM di GE1/1 è possibile calcolare la tensione di *breakdown*, infatti, il valore massimo di corrente di perdita accettabile in azoto è pari a 1 nA quando applichiamo una tensione di 600 V.

Un altro indicatore della qualità del foglio GEM è rappresentato dalla sua capacità pari a 5.6 nF per 100 cm² di superficie del foglio GEM.

Le condizioni ambientali possono modificare le caratteristiche elettriche dei fogli GEM, pertanto, essi sono trasportati in box sigillate, avvolte in carta antistatica e separate da fogli a bolle per proteggerli da urti accidentali.

Una volta giunti presso il sito di destinazione, i fogli GEM sono estratti singolarmente da due operatori e fissati su appositi *frame* che consentono di tendere i fogli il più possibile.

I fogli GEM sono nuovamente puliti mediante rullo antistatico e trasferiti in box sigillate, flussate in azoto, costruite appositamente in sede dal sito di produzione.

Dopo questa fase preliminare si esegue una prima fase rapida del controllo QC2 noto come *QC2 fast* nella quale si misura la corrente di perdita tra gli elettrodi superiore e inferiore (*top* e *bottom*) del foglio GEM. Il controllo è eseguito con un multimetro MEGGER MT420 ad elevata resistenza, connesso agli elettrodi *top* e *down* mediante *clip* per alta tensione.

Il foglio GEM è collocato in posizione verticale e connesso al MEGGER impostato con una tensione di 550 V.

Il MEGGER fornisce l'impedenza del foglio GEM che deve avere un valore non inferiore ai 10 GΩ. Inoltre, durante questa fase si misurano il numero di scariche che si manifestano in 30 secondi, ripetendo la misura ogni minuto per 10 minuti.

La rate di scariche misurata deve essere inferiore ai 2 Hz negli ultimi tre minuti del controllo. Qualora i valori misurati durante il QC2 fast non siano compresi nei limiti di accettazione, è necessario eseguire nuovamente la pulitura con rullo antistatico o nei casi più gravi restituire il foglio al sito centrale per un nuovo lavaggio.

Il QC2 fast deve essere eseguito per tutti i fogli GEM per identificare possibili danni o rimuovere eventuali residui di polvere introdotti durante l'applicazione del frame interno.

Il QC2 fast è seguito da un controllo noto come *QC2 long* (Fig.4.9) che fornisce una misurazione della stabilità in alta tensione dei fogli GEM in ambiente controllato.

Presso il sito centrale del CERN, si esegue il controllo prima delle spedizioni dei fogli ai siti di produzione.

In particolare, in questo controllo si monitorano le correnti di perdita e possibili scariche quando il foglio GEM è sottoposto a una tensione di 600 V per 30-60 minuti.

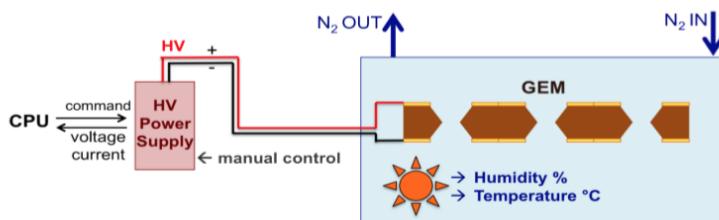


Fig. 4.9: Rappresentazione del test di controllo QC2 long.

I fogli sono introdotti in una box sigillata in plexiglass riempita di azoto. La temperatura e l'umidità all'interno della box sono monitorate grazie a una stazione meteo professionale che registra via software i dati di temperatura, umidità e pressione ogni minuto.

I fogli GEM sono alimentati usando un generatore di alta tensione (CAEN R147) in grado di monitorare le correnti con risoluzione inferiore a 1 nA.

Il controllo del sistema e l'acquisizione dati sono possibili grazie a un programma software in LabView [62].

Presso i siti di produzione il controllo di qualità QC2 è ripetuto dopo l'assemblaggio del rivelatore in camera pulita.

Il QC2 *fast* dopo l'assemblaggio è eseguito mediante il MEGGER. La tensione è applicata alle *pad* di distribuzione dell'alta tensione sul piano di deriva. La temperatura e l'umidità ambientale è monitorata costantemente in questa fase. Il rivelatore dopo l'assemblaggio è collocato in posizione verticale.

Tutti i settori di lettura sono muniti di adattatori del tipo Panasonic-LEMO con terminazioni a $0\ \Omega$.

Per ciascun foglio GEM si pone il pin negativo sull'elettrodo top e quello positivo sull'elettrodo bottom di ciascun foglio GEM. Successivamente si applica una tensione di 550 V mediante il MEGGER che misura l'impedenza del foglio GEM relativo e si contano il numero di scariche, dopo 30 secondi e ogni minuto per un periodo di 10 minuti. Analogamente a quanto fatto nel sito centrale del CERN, è necessario verificare che l'impedenza dei fogli GEM sia stabilmente superiore ai $10\ G\Omega$ e che non si osservi nessuna scarica in 10 minuti.

Le gap tra i fogli devono mostrare un'impedenza superiore ai $100\ G\Omega$ senza presenza di scariche.

Prima di montare il circuito dell'alta tensione sul rivelatore è necessario eseguire il QC2 anche in ambiente privo di umidità. A tal fine il rivelatore è flussato per 5 ore con CO_2 a $2.5\ \text{l/h}$. L'anidride carbonica asciugando i fogli GEM evita l'amplificazione elettronica e la propagazione di eventuali scariche.

Dopo il flussaggio in anidride carbonica si ripete il QC2 *fast* analogamente a quanto fatto in aria, in tal caso l'impedenza del foglio GEM deve superare i $20\ G\Omega$, mentre quella delle gap i $100\ G\Omega$ senza la presenza di scariche in entrambi i casi.

Il QC3 è il primo controllo di qualità eseguito dopo l'assemblaggio, all'esterno della camera pulita, nel laboratorio in cui è stato allestito il set up per eseguire i controlli di validazione della camera.

Il test individua e quantifica eventuali perdite di gas da parte della camera monitorando la caduta di pressione gas nel tempo.

Una bombola di CO_2 munita di regolatore a doppio stage con uscita massima controllata a poche centinaia di millibar è collegata in input alla camera.

Il sistema gas è costituito da un flussimetro all'ingresso della camera che controlla il flusso del gas in entrata e di un flussimetro connesso all'uscita della camera per l'identificazione di grandi perdite.

Un indicatore di pressione è connesso tra le valvole di input e output per monitorare la pressione interna al sistema e quella relativa al sistema compreso il rivelatore. Tutti i sensori sono connessi a un microcontrollore (Arduino Mega 2560) per l'acquisizione dati.

Verificata la tenuta del sistema gas, è possibile procedere al controllo QC3 introducendo nel sistema gas il rivelatore come mostrato in figura 4.10:

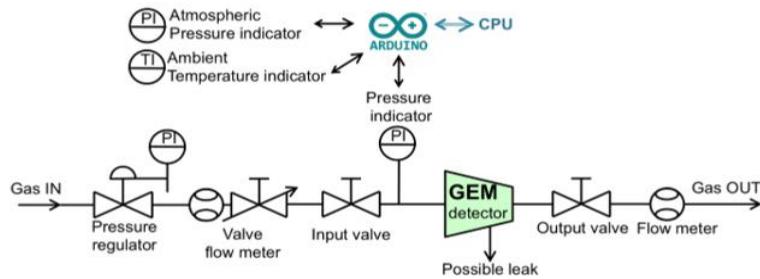


Fig. 4.10: Schema del setup per la misura della tenuta gas in QC3.

Scopo del test è quello di verificare che la caduta di pressione all'interno di ciascuna camera non sia superiore ai 10 mbar/h a partire da una sovrappressione iniziale di 25 mbar. La registrazione dei dati viene, pertanto, effettuata in un intervallo di 1 ora, producendo infine un file in cui vengono salvati i dati. In figura 4.11 è riportato un esempio dei dati prodotti in particolare per una delle camere costruite (GE11-X-S-BARI-0001_QC3_20180709).

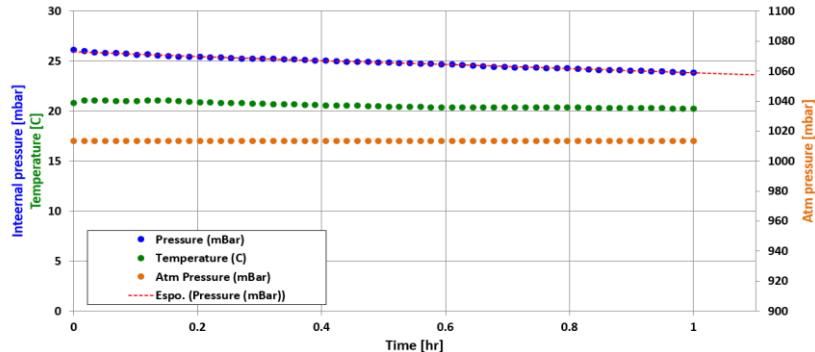


Fig.4.11: QC3-Risultati tipici per la camera GE11-X-S-BARI-0009

La variazione di pressione della camera, pertanto, dipende dalle perdite di gas e dal valore iniziale della pressione del gas.

Nota la densità del gas $\rho(t)$ e la massa del gas $m(t)$ nel volume del rivelatore V , la variazione della densità in caso di perdita può essere calcolata dalla relazione:

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = \frac{1}{V} * \frac{dm(t)}{dt} \quad (4.1)$$

Il rapporto $\frac{dm(t)}{dt}$ noto come *rate di flusso di massa* può essere espresso dalla relazione

$$\frac{dm(t)}{dt} = -S * v * \rho(t) \quad (4.2)$$

Con S area della perdita e v velocità di fuga del gas. Il segno negativo nella relazione rappresenta una perdita di densità.

La velocità di fuga del gas può essere approssimata alla velocità del suono, infatti nella teoria della fluidodinamica [63], per orifici di piccole dimensioni, la velocità può essere stimata come:

$$u = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad (4.3)$$

Ove R è la costante del gas ideale, T è la temperatura assoluta nel rivelatore, M è la massa molare del gas e γ il coefficiente adiabatico. Introducendo la velocità u nella relazione si ottiene:

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = -\frac{S_* \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}}{V} * \rho(t) \quad (4.4)$$

Dalla legge dei gas ideali $PV=n(t)RT$, poiché $n(t)=m(t)/M$ e $V=m(t)/\rho(t)$ la densità del gas risulta:

$$\rho(t) = P(t) * \frac{M}{RT} \quad (4.5)$$

Pertanto possiamo esprimere la variazione di densità in termini di variazione di pressione all'interno del rivelatore:

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\frac{S_* \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}}{V} * P(t) \quad (4.6)$$

Risolvendo l'equazione differenziale, è possibile esprimere la variazione di pressione nel rivelatore mediante l'esponenziale:

$$P(t) = P_0 * \exp\left(-\frac{S_* \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}}{V} * t\right) = P_0 * \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (4.7)$$

Ove $\tau = \frac{S_* \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}}{V}$. La costante τ tiene conto delle caratteristiche della perdita e della composizione del gas, inoltre è in grado di quantificare la rapidità con cui la pressione interna al rivelatore varia nel tempo.

In figura 4.12 è rappresentata la curva tipica di variazione della pressione interna al rivelatore.

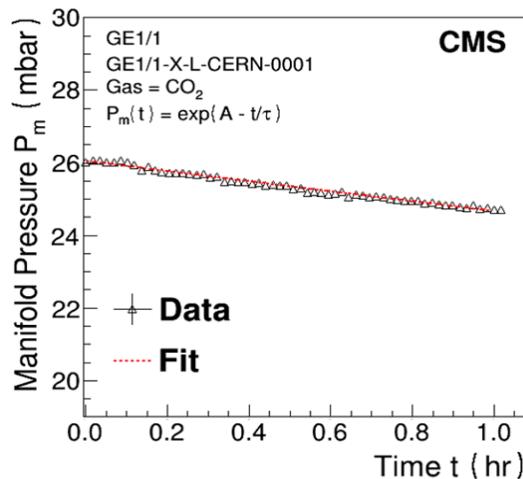


Fig. 4.12: QC3-Curva tipica di variazione della pressione interna al rivelatore GE1/1.

La perdita di gas dal rivelatore, occuperà, per la legge dei gas ideali un certo volume a seconda delle condizioni di temperatura e pressione esterne al rivelatore. Assumendo che le condizioni di temperatura e pressione interne ed esterne al rivelatore sono le stesse la variazione di volume di gas è data dalla relazione:

$$\frac{dV(t)}{dt} = \frac{dn(t)}{dt} * \frac{RT}{P_{esterna}} \quad (4.8)$$

E sostituendo (4.7) in (4.8) si ottiene la variazione di volume di gas in termini di variazione di pressione del volume di gas interno al rivelatore:

$$\frac{dV(t)}{dt} = -\frac{V}{P_{esterna}} * \frac{P_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.9)$$

Il massimo volume di gas che può essere emesso per unità di tempo durante l'operatività del rivelatore a tripla GEM nella stazione di muoni GE1/1 può essere valutata quindi come:

$$\frac{dV(t)}{dt} \Big|_{t=0} = -\frac{V}{P_{esterna}} * \frac{P_0}{\tau} \quad (4.10)$$

Considerando una perdita media accettabile in tutti i rivelatori sottoposti a QC3 di circa 7mbar/h, la costante risulta $\tau = 3.04 h$ con una sovrappressione $P_0 = 25 mBar$ e $P_{esterna} = 964 mBar$ (pressione media nella stazione GE1/1 di CMS).

Per un rivelatore a tripla GEM del tipo *short* il volume $V \approx 2.6 l$, la perdita media di volume di gas risulta:

$$\frac{dV(t)}{dt} \Big|_{t=0} = -0.022 l/h \quad (4.11)$$

In tutte le camere del tipo *short* pertanto, valori della costante τ superiori a 3 ore garantiscono una perdita massima, accettabile, di circa 22 ml/ora nel gas.

Considerando per un rivelatore a tripla GEM del tipo *long* il volume $V \approx 3.0 \text{ l}$, la perdita media di volume di gas risulta:

$$\frac{dV(t)}{dt} \Big|_{t=0} = -0.026 \text{ l/h} \quad (4.12)$$

In tutte le camere del tipo *long*, pertanto, valori della costante τ superiori a 3 ore garantiscono una perdita massima, accettabile, di circa 26 ml/ora nel gas.

Nel controllo di qualità denominato QC4 si determina la curva della tensione in funzione della corrente del rivelatore per poter verificare la linearità del circuito di alta tensione, identificare eventuali malfunzionamenti e monitorare i segnali spuri relativi al circuito di alimentazione della camera.

Il rivelatore resta connesso al sistema gas e flussato con anidride carbonica a 2.5 l/h per 5 ore prima di procedere al controllo.

La camera è alimentata da un sistema di alta tensione programmabile tipo CAEN N1470 in grado di fornire una corrente di 1 mA con una risoluzione inferiore a 1 μA per poter identificare scariche o fluttuazioni di corrente.

Il *set up* utilizzato per eseguire il controllo è schematizzato in figura 4.13.

Il rivelatore è connesso mediante l'elettrodo inferiore del terzo foglio GEM a un preamplificatore sensibile alla carica, CAEN A422A.

La connessione è eseguita mediante un circuito RC di disaccoppiamento già installato sulla PCB del rivelatore.

Il segnale di output del preamplificatore è inviato a un amplificatore e *shaper* (ORTEC 474) e infine a un discriminatore del tipo Lecroy 623A.

Gli impulsi digitali risultanti sono inviati a un *dual timer* e successivamente a uno *scaler* per la misura di rate.

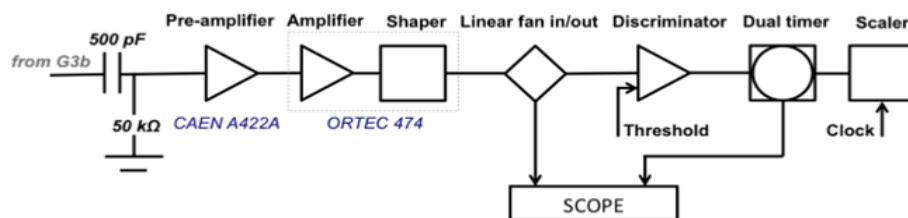


Fig.4.13: Schema del setup per il controllo QC4.

Il piano di massa è fissato all'elettrodo di lettura, i settori di lettura emergenti dal piano sono connessi ad adattatori Panasonic-Lemo con terminazioni a $50\ \Omega$ collegati mediante nastro di rame come mostrato in figura 4.14.

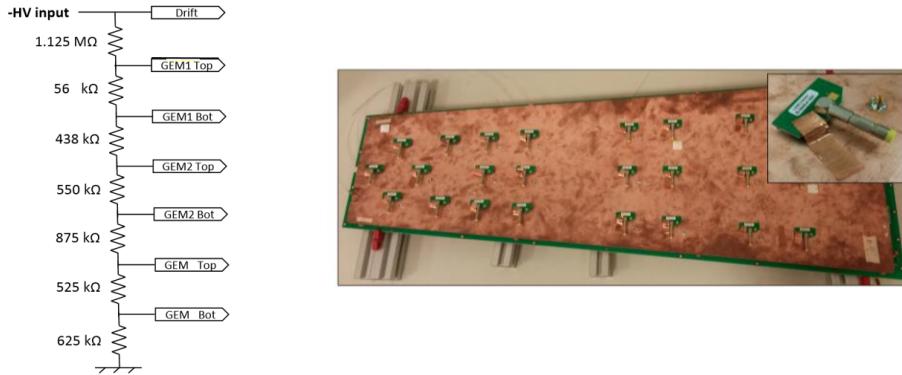


Fig.4.14: QC4-A sinistra: Rappresentazione schematica del partitore di alimentazione del rivelatore GE11. A destra: Il rivelatore GE11 con piano di massa e adattatori con terminazioni a $50\ \Omega$.

I parametri di configurazione del CAEN N1470 che alimenta il rivelatore e quelli del preamplificatore che estrae il segnale dall'ultimo foglio GEM sono mostrati in tabella 4.2:

POWER SUPPLY	PREAMPLIFICATORE
Ramp up 50V/s	Ramp down 250 V/s
Max Tensione 5050 V	Trip time= 0s
Trip action= KILL	Coarse gain=4
Fine gain =4.5	Fine gain =4.5
Differential = 500 ns	Integrate=500 ns
	Differential = 500 ns

Tabella 4.2: QC4-Parametri di configurazione del *power supply* e del preamplificatore.

Con questa configurazione è possibile rilevare un livello di rumore inferiore ai 100 mV. La soglia del discriminatore è pari a -140 mV e il tempo dello *scaler* con cui sono registrati eventuali segnali spuri derivanti da eventuali scariche nella camera o da rumore elettronico, è fissato a 60 secondi.

Per le misure della curva V(I) vengono registrati i valori di tensione e corrente a partire da 200 V fino a 4900 V con passo variabile, in corrispondenza dei quali vengono riportati i conteggi dello *scaler*. In tal modo è possibile rappresentare la curva V-I e la frequenza dei segnali spuri in corrispondenza di ciascun valore di corrente come mostrato in figura 4.15:

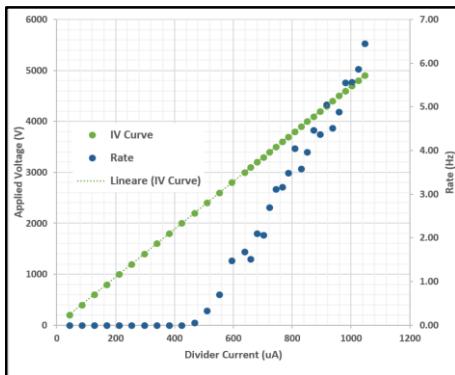


Fig.4.15: QC4-Risultati tipici per la camera GE11-X-S-BARI-0009.

Il test QC4 identifica possibili difetti del sistema di distribuzione dell'alta tensione sulla camera con la registrazione di scariche elettriche in un certo intervallo di tempo. Ciascun rivelatore è stato flussato con anidride carbonica e alimentato fino a 5 kV.

La linearità dell'alta tensione in funzione della corrente è stata verificata confrontando la resistenza media ottenuta mediante la misura del coefficiente angolare della retta V-I con il valore della resistenza misurata sulla camera ai capi del partitore (Fig.4.16). Questa misura è definita come deviazione percentuale della resistenza o *Resistance Deviation*⁶.

I risultati del test di linearità e stabilità del sistema di distribuzione sono mostrati nel paragrafo 4.4.

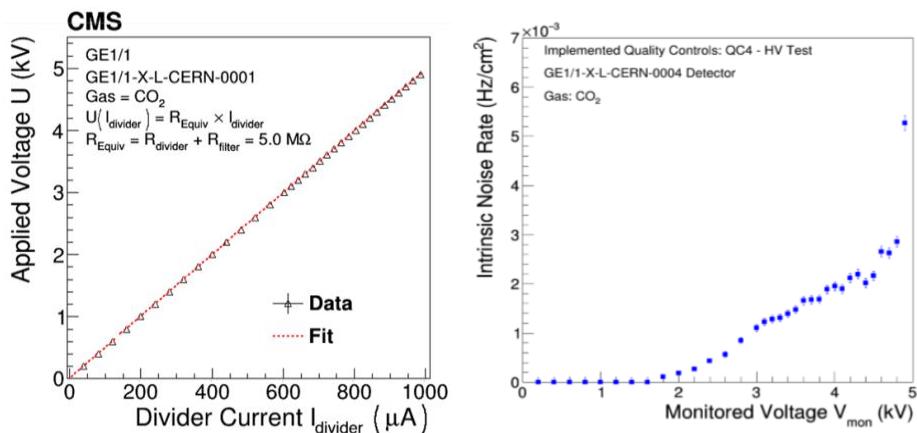


Fig.4.16: QC4-A sinistra: curva V-I e fit per una camera campione. A destra: rate del rumore intrinseco per una camera campione.

⁶ Si definisce deviazione percentuale della resistenza o *Resistance Deviation* il rapporto definito dalla relazione:

$$\text{Resistance Deviation} = 100 \cdot \left| 1 - \frac{\text{Coefficiente Angolare della curva V-I}}{\text{Resistenza equivalente del partitore}} \right|.$$

4.2.1 QC5

Il QC5 è un controllo di qualità determinante per la validazione dei rivelatori a tripla GEM di ultima generazione. Durante questo controllo si esegue una misura del guadagno del rivelatore. Esso consiste di due misure distinte fondamentali.

La prima misura è rappresentata dal guadagno effettivo in funzione della tensione applicata al partitore, mentre la seconda fornisce la risposta in uniformità del rivelatore. Entrambe le misure sono eseguite introducendo il rivelatore in una box opportunamente schermato dalla radiazione elettromagnetica e dotata di un generatore a raggi X della Amptek [64] con targhetta d'argento, mostrata nella figura 4.17.



Fig.4.17: Box schermante contenente il generatore a raggi X nel laboratorio di Bari.

È necessario attrezzare la camera per l'elettronica di lettura mediante connettori APV25 [65,66] costituiti da elementi Master (M) ed elementi Slave (S), opportunamente collocati a massa, secondo lo schema unico mostrato in figura 4.18:

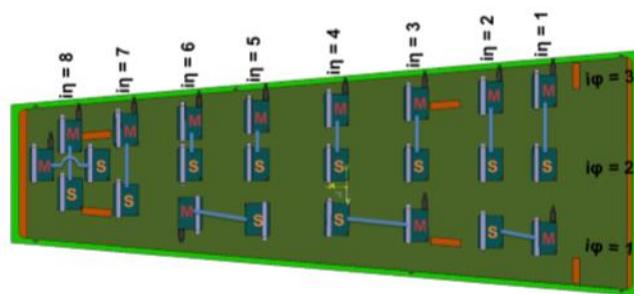


Fig.4.18: QC5-I Connatori APV25 dotati di Master(M) e Slave (S) sono collocati sul piano di lettura con *mapping* ($i\eta$, $i\phi$).

Il rivelatore è introdotto nella box a raggi X con la base minore del trapezio sul lato inferiore e il piano di lettura della camera orientata verso l'esterno della box come in figura 4.19.

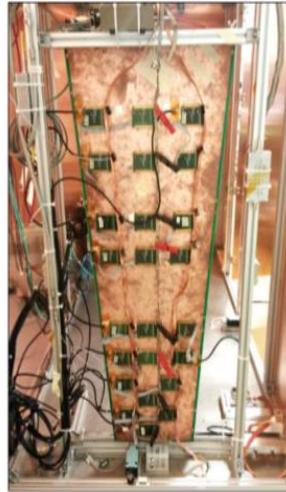


Fig.4.19: Immagine del rivelatore GE1/1 nella box a raggi X.

Prima di eseguire il controllo di qualità è necessario flussare la camera a 2.5 l/h con miscela di Ar/CO₂ (70:30) per almeno 5 ore.

La misura di guadagno effettivo è eseguita mediante il rapporto tra la corrente primaria indotta nella gap di deriva dalla sorgente di raggi X e la corrente di output dopo l'amplificazione. Le misure di guadagno sono eseguite, per convenzione, sul settore centrale della camera, alle coordinate ($i\eta, i\phi$) = (4,2) (Fig. 4.18).

In figura 4.20 è mostrato il *set up* per la misura di guadagno effettivo.

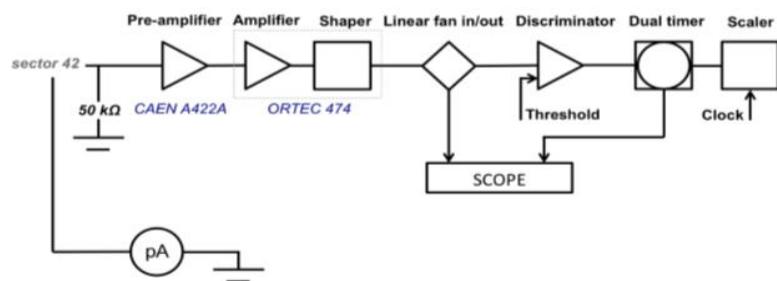


Fig.4.20: Schema del setup per il controllo QC5.

Analogamente a quanto fatto per il QC4, il rivelatore è alimentato da un generatore di alta tensione programmabile (CAEN N1470) in grado di fornire corrente dell'ordine di mA con risoluzione del μ A. Durante il controllo, il settore $(i\eta, i\varphi) = (4,2)$ è collegato al preamplificatore sensibile alla carica (ORTEC 142PC). L'output del preamplificatore è inviato ad un'unità di amplificazione per poi passare ad uno *shaper* (ORTEC 474) e a cascata ad un discriminatore (Lecroy 623A).

Gli impulsi digitali risultanti sono contati da uno *scaler* per la misura della rate (R) dei conteggi rivelati dalla camera. La misura della rate è utilizzata per la valutazione della corrente primaria (I) indotta nella gap di deriva dalla sorgente di raggi X, infatti, quest'ultima è misurata moltiplicando la rate per il numero di elettroni primari per fotone e la carica elementare secondo la seguente relazione:

$$I = R * \langle N \rangle * e$$

ove R = rate dei fotoni; $\langle N \rangle$ = numero medio di elettroni primari per fotone, $e = 1.602 * 10^{-19}$ C.

Maggiori informazioni sul generatore utilizzato e l'interazione delle particelle generate con il rivelatore sono descritte nel paragrafo 4.4.3.

La corrente di output è misurata connettendo il picoamperometro (Keithley 6487) al medesimo settore di lettura $(i\eta, i\varphi) = (4,2)$.

Per la misura della rate, l'adattatore Panasonic-Lemo con resistenza di 50Ω connesso al settore $(i\eta, i\varphi) = (4,2)$ è collegato all'ingresso del preamplificatore e a massa come mostrato in figura 4.21:

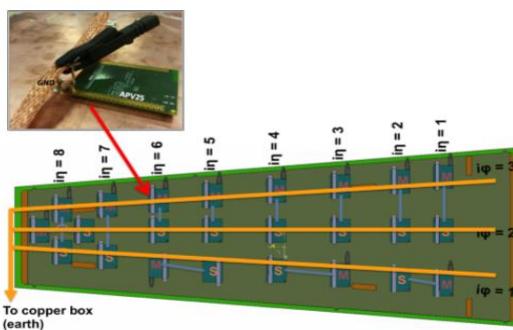


Fig.4.21: Rappresentazione del *grounding* per i connettori della camera GE1/1. La linea in arancio indica il nastro in rame.

È necessario porre a massa tutti gli elementi connessi al rivelatore per poter ottenere in questa configurazione livelli di rumore di massimo 50-70 mV.

Per poter procedere alla misura del guadagno, il connettore *SHV* della camera è connesso al generatore di corrente e l'adattatore Panasonic-Lemo al preamplificatore con la configurazione di tabella 4.3, parzialmente differente dalla configurazione per il QC4:

POWER SUPPLY	PREAMPLIFICATORE
Ramp up 50V/s	Ramp down 250 V/s
Max Tensione 4000 V	Trip time= 0s
Trip action= KILL	Fine gain =4.5
Integrate=500 ns	Differential = 500ns
	Coarse gain=4
	Integrate=100 ns
	Differential = 100 ns

Tab.4.3: QC5-Parametri di configurazione del power supply e del preamplificatore.

Per poter acquisire i dati necessari alla misura del guadagno, la sorgente a raggi X è controllata dal software *miniX control* [64] con cui si configura l'alta tensione del tubo a raggi X a 40 kV e la corrente a 5 μ A.

I dati raccolti durante questo controllo di qualità vengono registrati in un foglio elettronico relativamente alla camera indagata, (per esempio GE11- X- S- BARI- 0001_QC5_20180710).

Il picoamperometro (Keithley 6487) è controllato da un programma scritto in LabView. Il programma registra tutti i valori di corrente monitorati dal picoamperometro per un determinato intervallo di tempo.

Le misure di corrente sono eseguite due volte consecutive con sorgente accesa e con sorgente spenta. Le misure sono eseguite variando la tensione di alimentazione della camera in corrispondenza della quale la corrente assorbita varia da un valore massimo di 700 μ A al valore minimo di 550 μ A, decrementando il valore di corrente per step di 10 μ A.

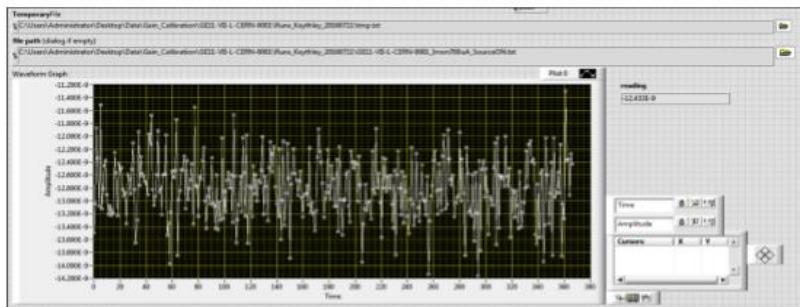


Fig.4.22: QC5-Front panel del software Keithley 6487 per il monitoraggio delle correnti.

L'acquisizione dei valori di corrente misurati dal picoamperometro per ciascun valore di tensione di alimentazione è eseguita per oltre 200 punti, dopo i quali l'acquisizione viene interrotta per il salvataggio dei dati di corrente (per esempio GE11- X- S- BARI- 0001_Imon700uA_SourceOFF).

Analogamente alla misura con sorgente spenta, si eseguono le registrazioni delle correnti per un determinato valore di alimentazione (per esempio GE11- X- S- BARI- 0001_Imon700uA_SourceON).

Anche in questo caso i valori di corrente a sorgente accesa sono copiati sul foglio elettronico che calcola valor medio della corrente di output ed errore relativo nella nuova configurazione.

A completamento delle due fasi di misura, eseguite per tutti i valori operativi di corrente, si calcolano i seguenti parametri per il calcolo del guadagno per tutti i punti di lavoro:

- il valore dei conteggi registrati dalla camera, al netto dei segnali spuri, per la stima della rate R ;
- il valore della corrente di output media, al netto della corrente a sorgente spenta, per tutti i punti di lavoro, per la stima della corrente di output di amplificazione I .

Il guadagno della camera è quindi calcolato per ciascun valore di corrente secondo la relazione:

$$G = \frac{I}{R * N * e}$$

Ove I è la corrente di amplificazione registrata dal picoamperometro sull'elettrodo di lettura del rivelatore; R è la rate de fotoni incidenti da 23 keV (raggi X) che colpiscono il rivelatore e convertono in elettroni; $\langle N \rangle = 346$ è il numero medio di elettroni primari prodotti all'interno della camera da una sorgente a raggi X da 23 keV con bersaglio di rame in una miscela di ArCO₂ (70:30); $e = 1.6 * 10^{-19} C$ è la carica elettronica.

Infatti, è possibile calcolare il numero medio di elettroni primari $\langle N \rangle$ mediante i valori medi delle energie di ionizzazione del mezzo materiale, in tal caso ArCO₂ (70:30) mediante la relazione:

$$\langle N \rangle = \Delta E * \left(\frac{0.7}{W_i(Ar)} + \frac{0.3}{W_i(CO_2)} \right) \cong 346$$

dove $W_i(Ar)$ e $W_i(CO_2)$ sono i valori di energia per produrre una coppia ione- elettone rispettivamente in Argon e in CO₂.

La misura di guadagno eseguita a Bari e in ciascun sito di produzione, è stata normalizzata per poter tener conto delle differenti condizioni di temperatura e pressione del sito di destinazione dei rivelatori come verrà mostrato nel paragrafo 4.4.

In figura 4.23 è mostrata una rappresentazione tipica dei risultati del controllo di qualità QC5: la curva di guadagno e la curva di rate in funzione della corrente di partitore.

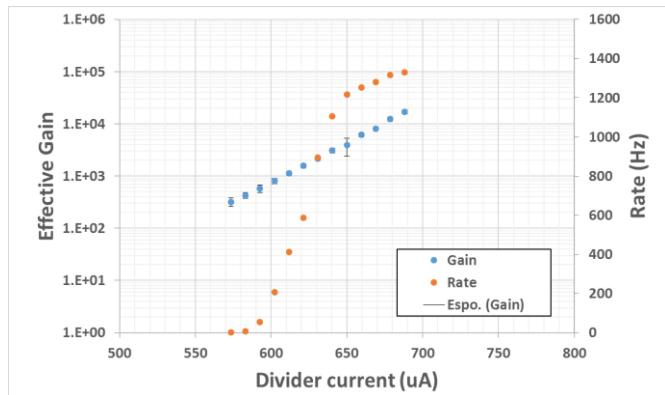


Fig. 4.23: QC5-Risultati tipici per la camera GE11-X-S-BARI-0009.

La risposta in uniformità della camera valuta la distribuzione dell'altezza d'impulso rivelata sull'intera superficie della stessa.

La misura di uniformità è eseguita nella stessa configurazione utilizzata per la misura di guadagno e la camera è alimentata dallo stesso generatore di tensione programmabile (CAEN N1470).

Anche in questo caso il rivelatore è flussato a 2.5 l/h con la miscela di Ar/CO₂ (70:30) per almeno 5 ore.

L'elettronica di lettura è basato sullo *Scalable Readout System* (SRS) progettato dalla collaborazione RD51 [65, 67].

L'SRS legge i chip di lettura del segnale del tipo APV25 ASIC con 128 canali connessi al piano anodico del rivelatore (Fig.4.24)

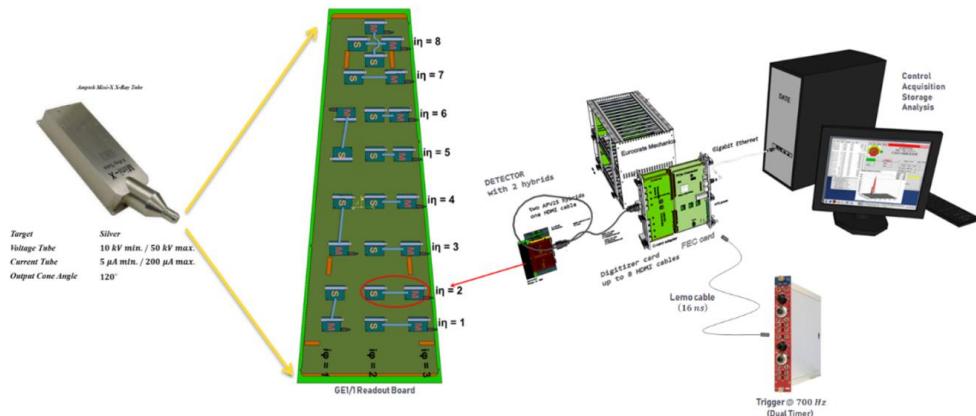


Fig.4.24: Illustrazione del setup utilizzato per la misura di uniformità in QC5.

Ciascun canale contiene un preamplificatore e uno *shaper* in grado di lavorare a 40 MHz. L'informazione analogica degli impulsi è inviata a una scheda ADC (Convertitore Analogico Digitale) via cavi HDMI connessi a due schede di front end (*FEC-Front End Card*) che controllano la comunicazione tra gli APV25 e i dispositivi esterni. L'acquisizione dati è

eseguita usando il software di ALICE (ALICE DAQ) chiamato DATE (*Data Acquisition and Test Environment*) [68].

La configurazione dei registri del sistema SRS è possibile grazie a un'interfaccia grafica. L'acquisizione degli eventi è eseguita mediante il software dell'SRS denominato AMORE (Automatic MOnitoring Environment) [69].

La sorgente di raggi X deve puntare al settore centrale ($i\eta, i\phi$) = (4,2) senza nessun filtro o attenuatore. I dati utilizzati per la misura dell'uniformità sono quelli relativi a una configurazione corrispondente ad un guadagno pari a $G=600$, come ottenuto dal controllo di qualità precedente (par. 4.2.5.1).

Il sistema di acquisizione funziona in modalità cosiddetta *zero-suppression*, previa registrazione dei piedistalli intrinseci ai canali di *readout*. Durante questo test la sorgente di raggi X è posta a 40 keV e 100 μ A al fine di aumentare il flusso e irradiare uniformemente la camera. La presa dati si conclude dopo aver raccolto 10 milioni di eventi.

Per l'analisi dei dati è stato sviluppato un tool dedicato per la decodifica e la ricostruzione degli eventi [70].

Il test è effettuato dividendo idealmente la camera in 768 *slice*, ciascuna comprendente 4 *strip* come schematizzato in figura 4.25.

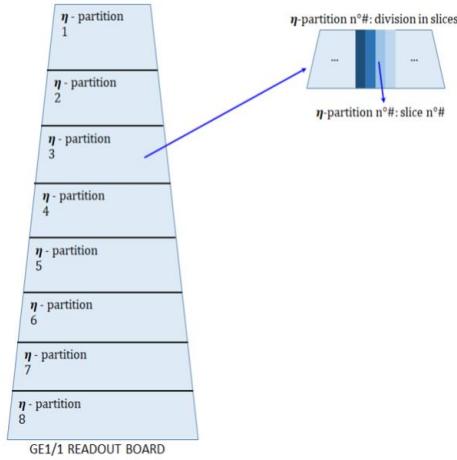


Fig.4.25: Schema della segmentazione della camera GE1/1 in 8 partizioni con 768 *slice* ciascuna formata da 4 *strip*.

In figura 4.26 è mostrato invece il tipico spettro in carica ottenuto per una *slice* di una camera di Bari, per un guadagno medio di 600 con Ar/CO₂ (70:30) e completamente illuminata dalla sorgente di raggi X.

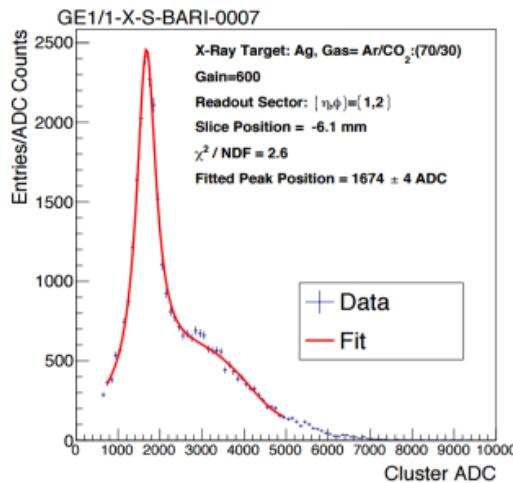


Fig.4.26: QC5-Spettro di carica ottenuto dopo l'irraggiamento con raggi X da 23 *KeV*. Fit effettuato sui dati del fotopicco per la camera GE11-X-S-BARI-0007.

Sullo spettro di carica in unità ADC ottenuto da ciascuna slice viene eseguito *un fit* per estrarre la posizione del fotopicco di fluorescenza del rame. Infatti, quando la camera è irraggiata con un fascio di raggi X da 23 keV di energia, gli atomi di rame dell'elettrodo di *drift* della camera assorbono i raggi X ed emettono fotoni da 8 keV per fluorescenza che vengono convertiti mediante effetto fotoelettrico.

In particolare, il fotopicco di fluorescenza del rame (Fig.4.26) è modellato mediante una distribuzione di Cauchy (per il fotopicco) e una polinomiale del quinto ordine (per la bremsstrahlung).

A ciascuna posizione della *slice*, nel sistema di coordinate locali del rivelatore, è associato il valor medio dello spettro di fluorescenza estratto dal fit della *slice* relativa.

Il valor medio del fotopicco dello spettro di fluorescenza di ciascun settore ottenuto mediante il fit della distribuzione di carica viene quindi successivamente rappresentato. I risultati ottenuti per ciascuna *slice* sono distribuiti secondo una gaussiana (Fig. 4.27), il cui valor medio (μ) e la deviazione standard relativa (σ) sono usati per definire l'uniformità (RU) per ciascuna partizione, mediante la relazione:

$$RU = \frac{\sigma}{\mu} \cdot 100\%$$

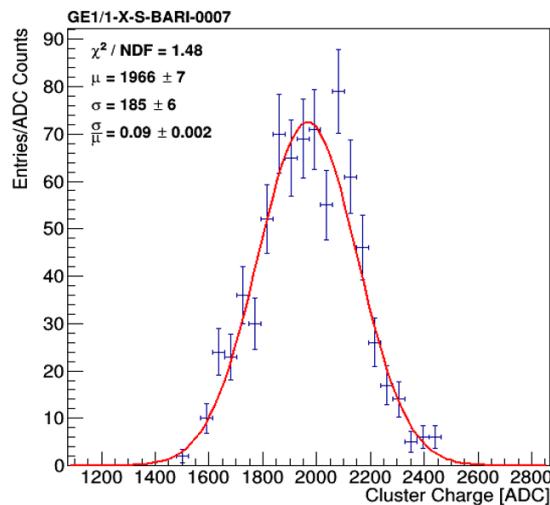


Fig.4.27: QC5-Distribuzione gaussiana dei valori medi del fotopicco di fluorescenza del rame per la camera GE11-X-S-BARI-0007.

Il risultato della risposta di uniformità per un rivelatore costruito e validato presso il sito di Bari è mostrato in figura 4.28 come risultato finale del controllo di qualità, QC5.

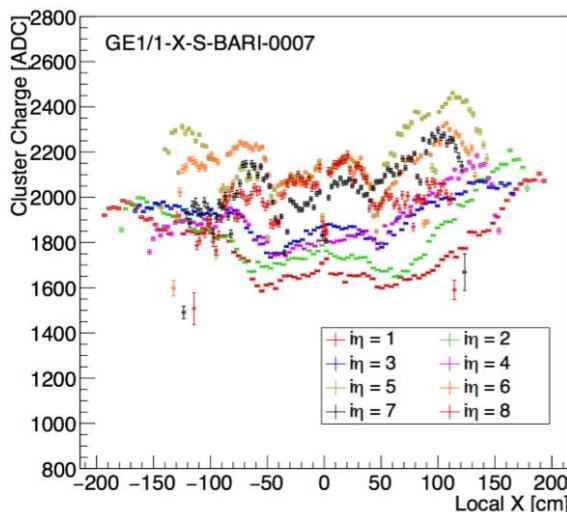


Fig.4.28: QC5- Rappresentazione dei valori medi dello spettro di fluorescenza ottenuti della distribuzione di figura 4.27, per ciascuna *slice* in coordinate locali per tutti i settori ($i\eta$) della camera GE11-X-BARI-0007.

4.3 I controlli di qualità presso il sito del CERN

La produzione e la validazione delle camere assegnate a Bari è stata completata nell'ultima settimana di luglio del 2018. Come anticipato nel paragrafo 4.1, dopo aver completato i

controlli di qualità previsti nel sito di Bari (dal QC2 al QC5) i rivelatori a tripla GEM sono spediti nuovamente al sito centrale del CERN per ultimare le verifiche delle prestazioni e successivamente assemblare la supercamera e procedere alla validazione finale dei rivelatori mediante la misura di efficienza sul test-stand di cosmici. I controlli finali dei rivelatori a tripla GEM sono indicati con QC6, QC7 e QC8 [71,72].

Il test del QC6, analogamente al QC7, è un controllo di qualità eseguito sui singoli rivelatori a tripla GEM, dopo aver equipaggiato la camera con l'elettronica necessaria, prima di procedere all'assemblaggio della Supercamera. Il QC8, invece, esegue misure di efficienza dei rivelatori e li qualifica definitivamente per l'installazione nella stazione GE1/1 dell'endcap della regione *forward* del sistema di muoni.

Il controllo QC6 è eseguito in 4 fasi successive che verificano la resistenza della camera allo stress dell'alta tensione. Come mostrato in figura 4.1, i tre fogli GEM (G1, G2, G3) sono alimentati sul lato superiore o *top* (G1T, G2T, G3T) e sul lato inferiore o *bottom* (G1B, G2B, G3B).

Nella prima fase si misura l'impedenza dei tre fogli GEM applicando una tensione di 500 V mediante il MEGGER e contando il numero di scariche che si verificano in un minuto. Nella seconda fase si esegue una scansione in tensione di ciascun foglio GEM variando la tensione di alimentazione da 0 V a 1000 V in 10 fasi successive per 5 secondi ciascuna. In particolare, si misurano il numero di volte in cui si verificano *trip* (scariche) dell'alimentazione applicata alla camera per ciascun valore di tensione.

Nella terza fase del controllo si esegue una scansione in tensione per tutti gli elettrodi del rivelatore (*drift*, G1B, G1T, G2B, G2T, G3B, G3T). La tensione iniziale sul partitore di distribuzione della tensione è pari a 200 V, la scansione è eseguita fino a 4600 volt per step di 200 V, sostando per 40 s su ciascun valore di tensione per misurare eventuali interruzioni anomale dell'alimentazione della camera. Dopo la scansione, tutti gli elettrodi dei rivelatori sono alimentati con i valori di tensione mostrati in tabella 4.4:

Drift = 1000 V
G1B = 550 V
G1T = 428.68
G2B = 500 V
G2T = 856.38 V

Tab.4.4: QC6-Tensione applicata a ciascun elettrodo del rivelatore GE1/1.

Questa configurazione è conservata per due ore e per un numero di *trip* inferiore a 20. Infine, si verifica la stabilità della camera a lungo termine.

In quest'ultima fase la scansione in tensione è eseguita da 200 V a 4600 V in step da 200 V, ciascun valore di tensione è mantenuto per qualche secondo. Dopo la scansione gli elettrodi di *drift*, G1B, G2B, G3B sono spenti, mentre G1T, G2T, G3T sono alimentati con $V_0=650$ V e $I_0=2 \mu\text{A}$.

Questa procedura viene eseguita per 16 ore o fino al raggiungimento di 150 *trip*, generalmente è eseguita durante le ore notturne mediante una procedura automatica

elaborata in Labview. In figura 4.29 è riportato un grafico tipico del controllo QC6 che illustra la corrente in funzione della tensione applicata su ciascun strato della camera.

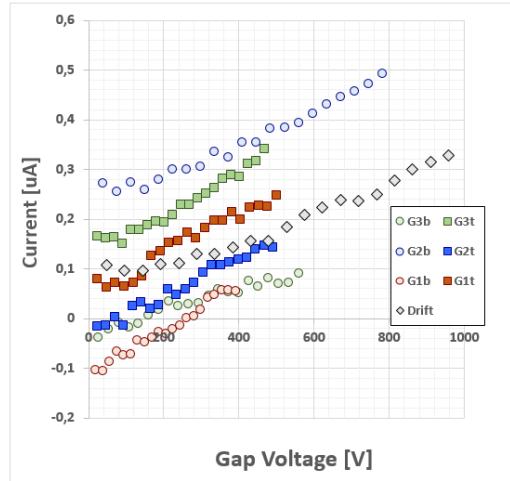


Fig. 4.29: QC6-Curve I-V per ciascun *layer* del rivelatore a tripla GEMGE11-X-S-BARI-0011.

Dopo il superamento del controllo di qualità QC6, si esegue il controllo QC7 per verificare le prestazioni dell'elettronica. Il test consiste nella misura del rumore e individuazione della soglia dell'elettronica di lettura.

Ciascun VFAT è dotato di 128 canali connessi sulla camera a 128 strip in uno dei 24 settori. Nel QC7 i plot di output verificano il funzionamento delle 128 strip di ciascun VFAT collocato sulla camera e identificato da un codice alfanumerico.

Il circuito di *Opto-Hybrid* consente, invece, la comunicazione tra i VFAT e l'elettronica di *back-end*. Esso è dotato di FPGA per la lettura e la sincronizzazione dei segnali provenienti dai 24 VFAT.

La connettività dei canali dei VFAT viene eseguita inviando una sequenza nota di impulsi digitali alle *strip*. Il test è superato se il VFAT presenta un numero di canali non funzionanti (*died channels*) per riga < 3 . Un secondo test “*S-bit rate*” misura la rate di hits per carica fissa per diversi valori di soglia (da 0.1 a 20 fC) e registrando il valore del segnale di risposta in corrispondenza del 50%. Inoltre, si esegue la scansione della carica in funzione della soglia di tensione e del rumore per tutti i settori della camera.

In particolare, il rumore di ciascun canale del VFAT deve essere inferiore a 1 fC (Fig.4.30) e quello della soglia inferiore ai 10 fC (Fig.4.31). Nelle figure sono mostrate le misure relative alla camera GE11-X-S-BARI-0003.

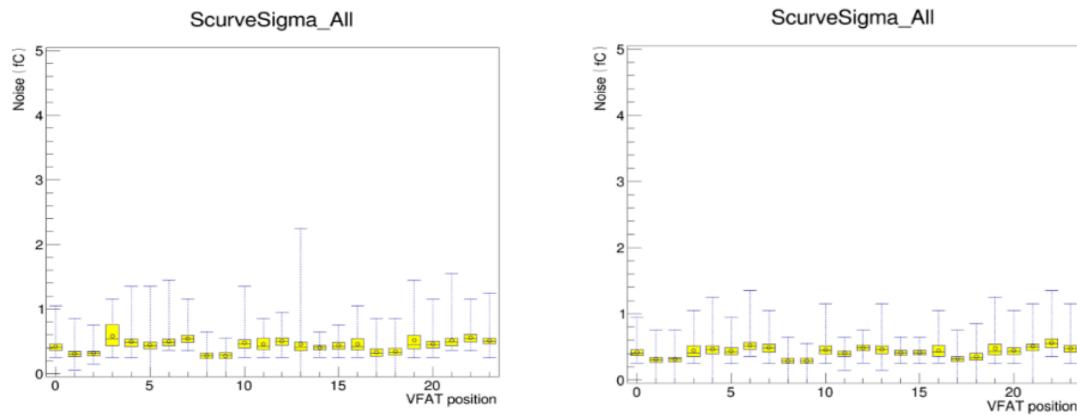


Fig. 4.30: QC7- A sinistra: monitoraggio del rumore dei VFAT prima dell'installazione del circuito di raffreddamento. A destra: monitoraggio del rumore dei VFAT dopo dell'installazione del circuito di raffreddamento.

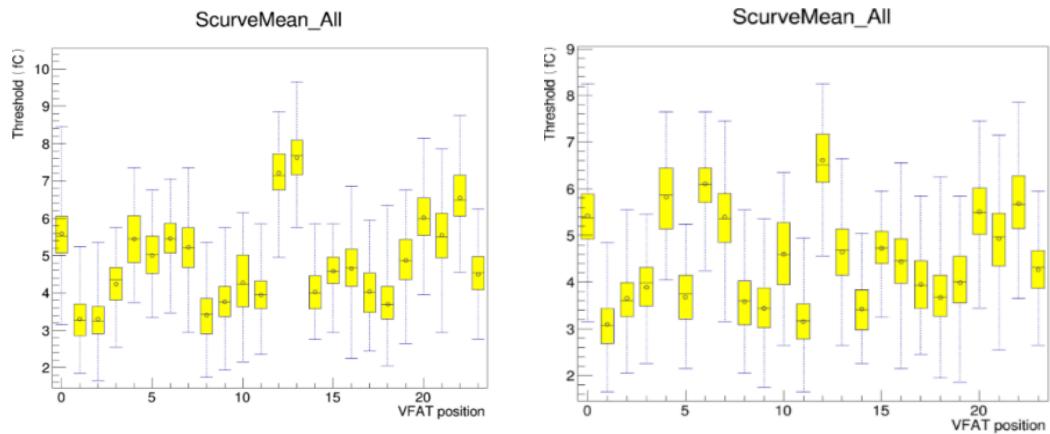


Fig. 4.31: QC7-A sinistra: monitoraggio delle soglie dei VFAT prima dell'installazione del circuito di raffreddamento. A destra: monitoraggio delle soglie dei VFAT dopo installazione del circuito di raffreddamento.

Un *trimming* della risposta dei canali di ciascun VFAT è successivamente effettuato al fine di equalizzare la risposta. In figura 4.32, vengono mostrati i grafici di output di quattro VFAT per il rivelatore GE11-X-S-BARI-0012.

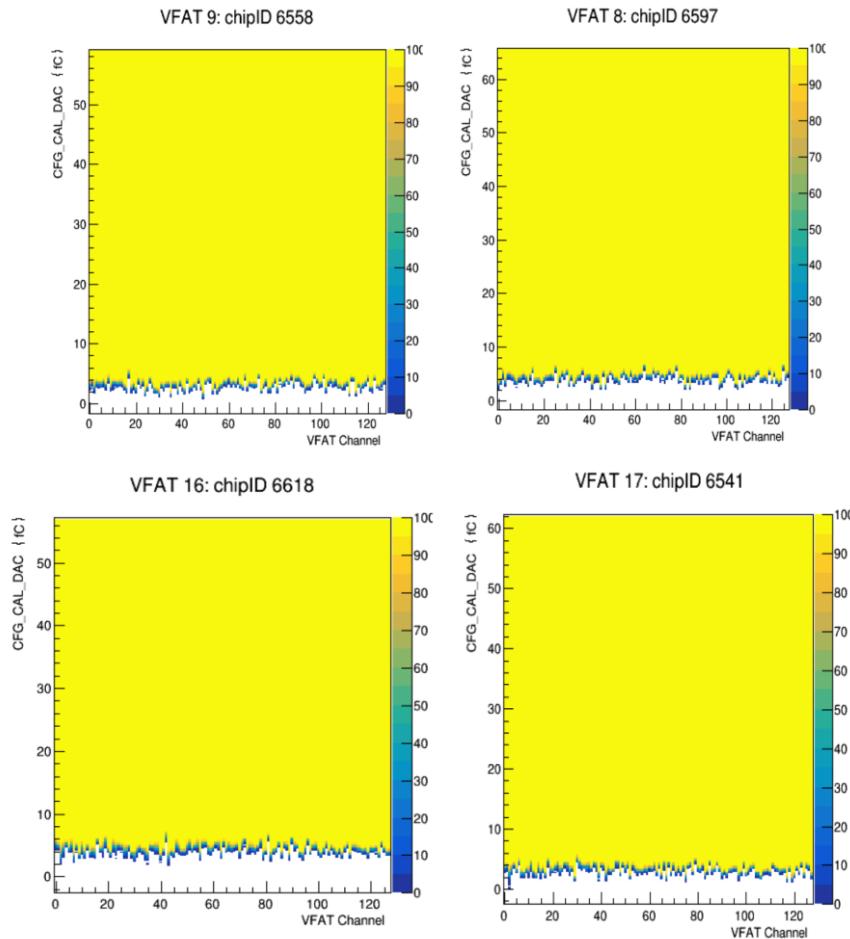


Fig.4.32: QC7- S-curve tipiche per VFAT che superano il test di carica.

Dopo il QC7, tutte le camere che hanno superato i controlli di qualità sono pronte per l'assemblaggio in supercamera.

In figura 4.33 è mostrata una breve sintesi delle operazioni eseguite: preparazione della copertura rivestita di *kapton* destinata a chiudere la camera, installazione del *cooling system*, fissaggio delle due camere della supercamera al *mockup* dello stand.

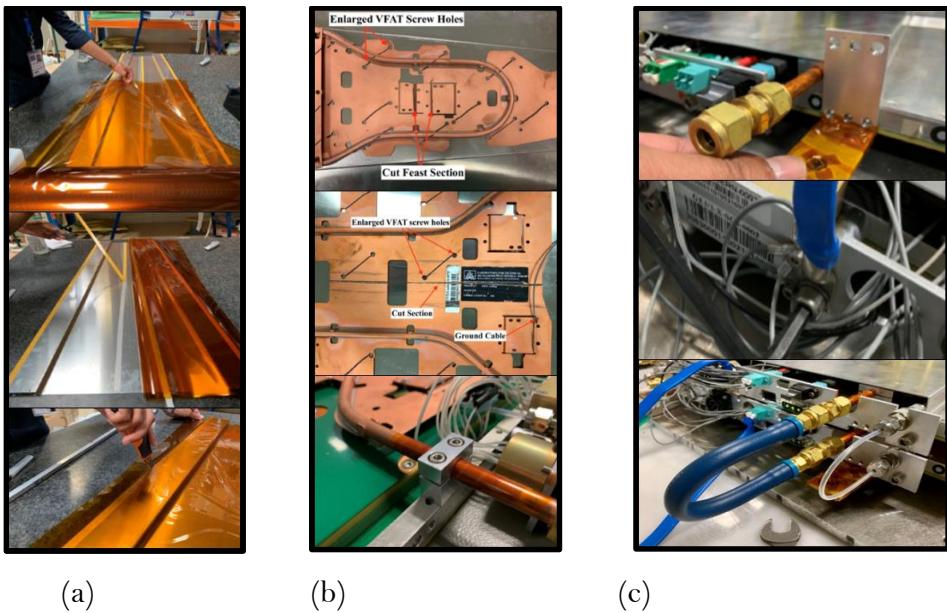


Fig.4.33: Alcune fasi di assemblaggio della supercamera: (a) preparazione del *chimney* rivestito di *kapton*; (b) installazione del *cooling system*; (c) fissaggio delle camere al *mockup* dello stand.

Il controllo QC8 costituisce l'ultima verifica delle performance del rivelatore prima dell'installazione negli *endcap* di CMS. Nel QC8 si eseguono sei analisi principali:

1. identificazione delle strip morte nella camera;
2. registrazione degli eventi anomali dell'alta tensione;
3. allineamento delle camere nello stand;
4. misura dell'efficienza di ciascuna partizione del VFAT di readout;
5. misura dell'efficienza media della camera.

Il test-stand ha una struttura modulare (Fig.4.34), che può ospitare fino a 15 supercamere (30 camere a tripla GEM in totale) disposte su tre colonne da cinque piani. Ciascuna supercamera viene identificata attraverso la posizione occupata all'interno del test-stand. Due strati di scintillatori forniscono il segnale per il processamento del trigger.

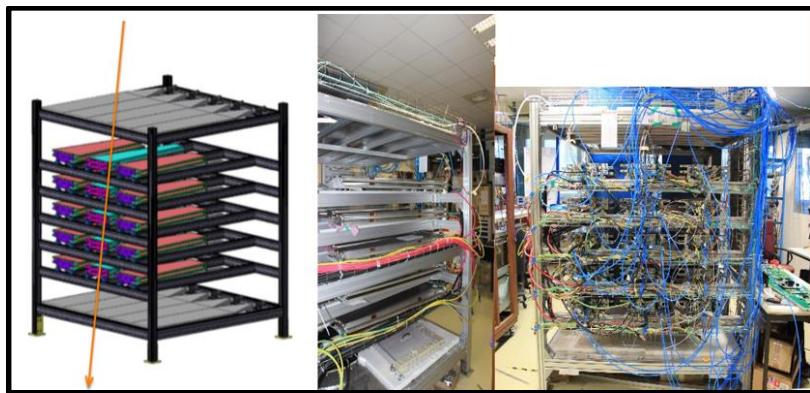
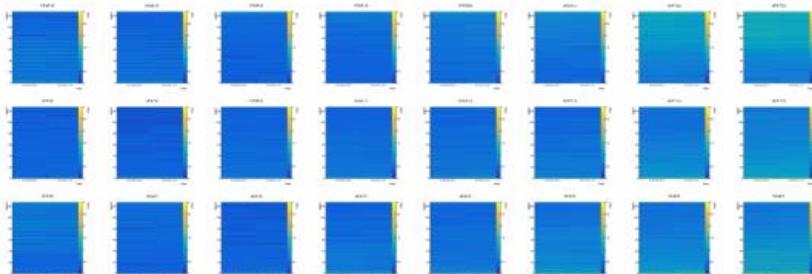


Fig.4.34: Schema del test-stand di cosmici e immagini del QC8 presso il *building* 904 al CERN.

Il rumore delle camere viene monitorato periodicamente attraverso la scansione del rumore per ciascun canale dei singoli VFAT (S-curve) per i quali si possono estrarre i grafici di output relativi come quelli mostrati in figura 4.35.

4/3/B SCL-0018: GE11-X-L-GHENT-0010

Scandates: 2019.09.20.19.29, 2019.09.21.11.30



4/3/T SCL-0018: GE11-X-L-GHENT-0012

Scandates: 2019.09.20.19.29, 2019.09.21.11.30

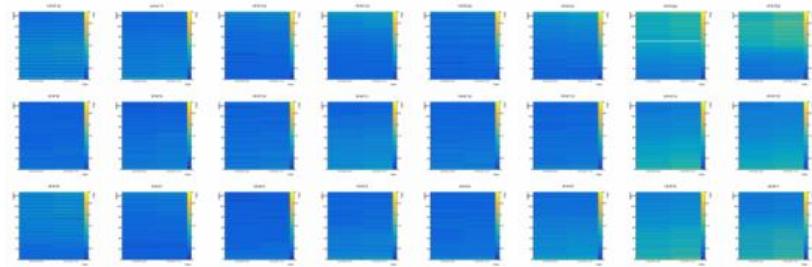


Fig.4.35: QC8: S-curve per le due camere che costituiscono la supercamera del tipo *long* SCL-0018 raccolte nelle 24 ore, dal 20.09.2019 al 21.09.2019.

Le camere risultano validate per il QC8 se raggiungono valori di efficienza del 97%. Camere che non soddisfano il criterio sono sottoposte a ulteriori indagini anche mediante la riapertura delle singole camere e il riassemblaggio.

Numerosi controlli e studi di efficienza sono eseguite prima della validazione, come mostrato in figura 4.36, in cui sono rappresentate le efficienze in funzione del guadagno per identificativi delle camere (ID).

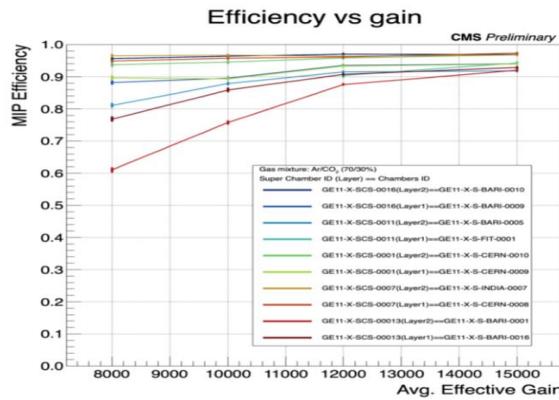


Fig.4.36: QC8-Misure di Efficienza delle supercamere in funzione del guadagno.

4.4 Risultati dei controlli di qualità dei rivelatori a tripla GEM GE1/1

Dal gennaio 2017 al gennaio 2019 sono state assemblate e validate 161 rivelatori a tripla GEM GE1/1 mediante i controlli di qualità descritti. In questo lavoro di tesi è mostrata l'attività svolta nel triennio di dottorato che ha come obiettivo fondamentale l'esecuzione e la qualificazione dei controlli di qualità. Nei paragrafi seguenti sono mostrati, infatti, i risultati dei test eseguiti sui rivelatori del tipo *short* e *long* destinati all'installazione in CMS.

Nel test relativo alla tenuta di gas, QC3, la costante temporale di perdita di gas, τ , costituisce un parametro fondamentale per definire il limite di accettazione dei rivelatori. Come mostrato nel paragrafo 4.2.3 si è fissato $\tau=3$ h, assumendo un valore medio di perdita accettabile di 7 mbar/h.

Per un rivelatore a tripla GEM del tipo *short* la perdita media consentita, con $\tau \sim 3$ ore, è 22 ml/ora (formula 4.11) mentre per una camera di tipo *long* è 26 ml/ora (formula 4.12).

In figura 4.37 sono mostrati i valori di τ estratti per tutte le camere di tipo *short* e di tipo *long* assemblati nei diversi siti di produzione, di cui 18 camere di tipo *short*, costruiti nel sito di Bari.

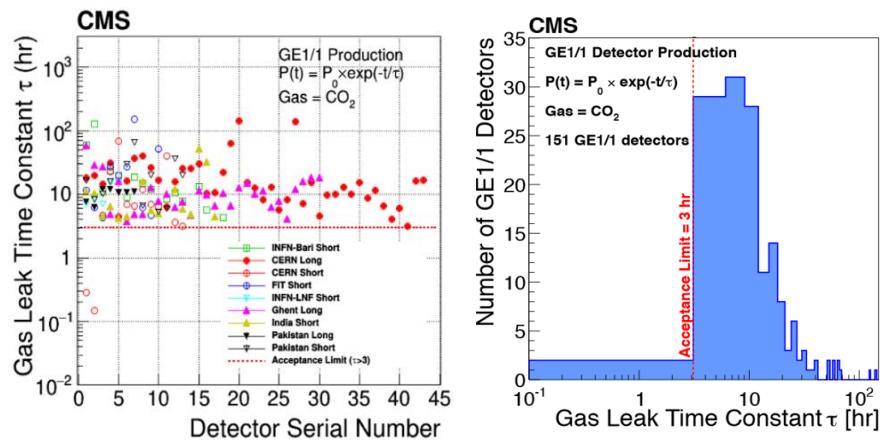


Fig.4.37: QC3-A sinistra: Costante τ per tutti i rivelatori a tripla GEM prodotte per GE1/1; a destra: Validazione dei rivelatori a tripla GEM con $\tau > 3$ h.

Tutte le camere prodotte a Bari hanno mostrato buona linearità dell'alta tensione (Fig. 4.38) e rate dei segnali spuri inferiore ai 10 Hz trascurabile rispetto al background atteso di CMS di \sim kHz (Fig.4.38).

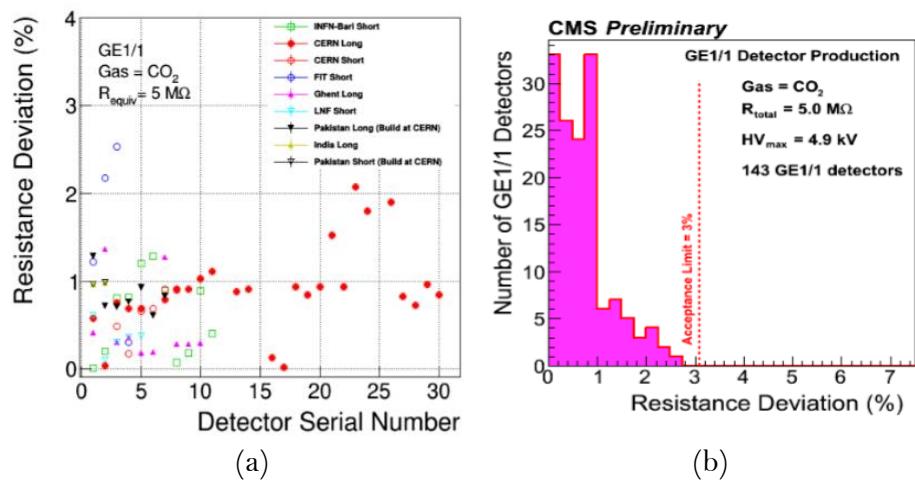


Fig.4.38: QC4- (a): Deviazione percentuale dalla resistenza media per tutte le camere; (b): Validazione dei rivelatori con deviazione percentuale $<3\%$.

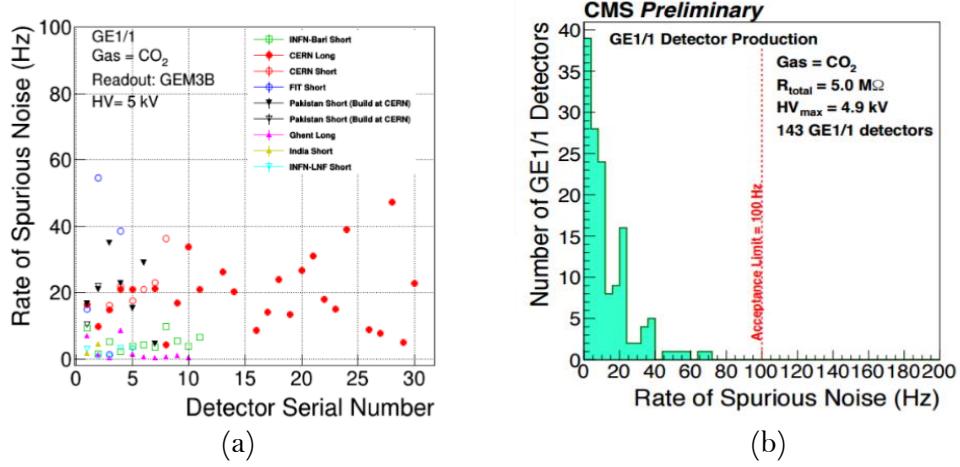


Fig.4.39: QC4-(a): QC4-Rate dei segnali spuri per tutte le camere; (b): Validazione dei rivelatori con rate di segnali spuri < 100 Hz.

Nel test del QC5 il guadagno del rivelatore è stato misurato in funzione della tensione applicata flussando la camera con Ar/CO₂ (70/30). La camera è stata irraggiata con un fascio di raggi X da 23 keV di energia.

In particolare, le misura di guadagno del QC₅ eseguite in tutti i siti di produzione sono state normalizzate alle condizioni di temperatura e pressione attesi in loco a CMS e pertanto riferite al sito centrale del CERN (Fig.4.40).

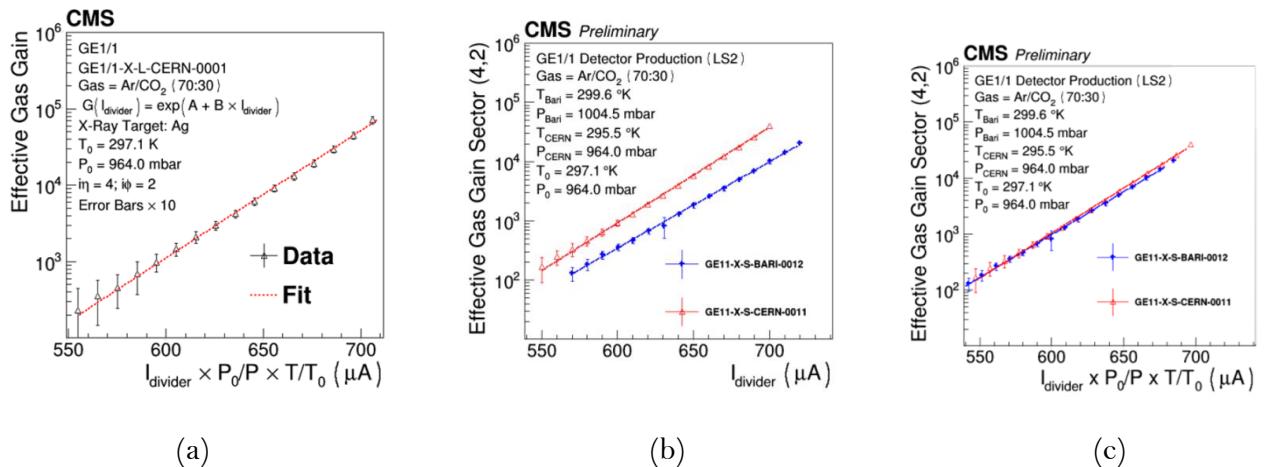


Fig.4.40: (a) QC5- Curva di guadagno campione per una camera prodotta al CERN; (b) QC5- Curve di guadagno di due siti di produzione prima della normalizzazione (T, P); (c) QC5- Curve di guadagno di due siti di produzione dopo la normalizzazione (T,P).

Maggiori informazioni sulle misure di guadagno dei rivelatori a tripla GEM destinati alla stazione GE1/1 sono mostrati nel quinto capitolo.

I risultati sull'uniformità dei rivelatori, secondo la metodologia descritta nel paragrafo 4.2.5.2 sono mostrati nella figura 4.41.

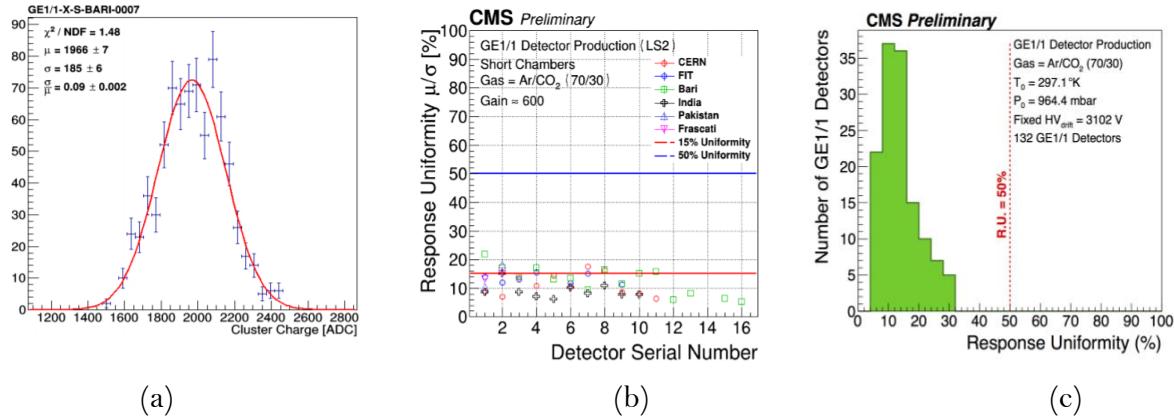


Fig4.41: (a) QC5-Fotopicco di fluorescenza del rame per una camera campione; (b) QC5-Risposta in uniformità (RU) per camere del tipo *short*; (c) QC5-Validazione dei rivelatori con RU<50%.

Gran parte delle camere prodotte a Bari presentano una uniformità in guadagno entro il limite di accettazione del 20%.

La produzione delle camere e la validazione mediante i controlli di qualità è stata completata nell'ultima settimana di luglio del 2018.

Capitolo 5

Analisi dei dati del guadagno e criterio di accoppiamento dei rivelatori.

In questo capitolo viene presentato lo studio finalizzato a stabilire un criterio di accoppiamento di due camere in una supercamera.

Infatti, la collaborazione CMS ha deciso di procedere ad un sistema di alimentazione dell'alta tensione basato sull'utilizzo di un singolo canale di alta tensione per ciascuna supercamera. Questo comporta che le due camere che compongono ciascuna supercamera saranno alimentate dallo stesso canale.

Si è reso necessario definire un criterio che stabilisca le modalità con cui accoppiare due camere con la stessa alta tensione ottenendo efficienza elevata per particelle al minimo di ionizzazione.

Lo studio sulle prestazioni dei rivelatori GE1/1 è finalizzato ad ottenere valori di guadagno alto che garantiscono la più elevata efficienza e stabilità di rate della camera. Nel grafico in figura 5.1 a sinistra, realizzato su un prototipo di camera tripla GEM con configurazione simile a GE1/1, si evince che per $G=10000$ è possibile ottenere un'efficienza stabile anche per variazioni di guadagno di $\pm 50\%$.

Dalla figura 5.1, a destra, risulta inoltre che per $G=10000$ e i medesimi intervalli di guadagno di $\pm 50\%$ è possibile ottenere una risoluzione temporale <8 ns, ovvero entro il limite di accettanza richiesto da CMS. Gli studi pertanto suggeriscono che le performance di efficienza (o rate) e del guadagno possono essere utilizzate per definire un criterio di accoppiamento adeguato [73].

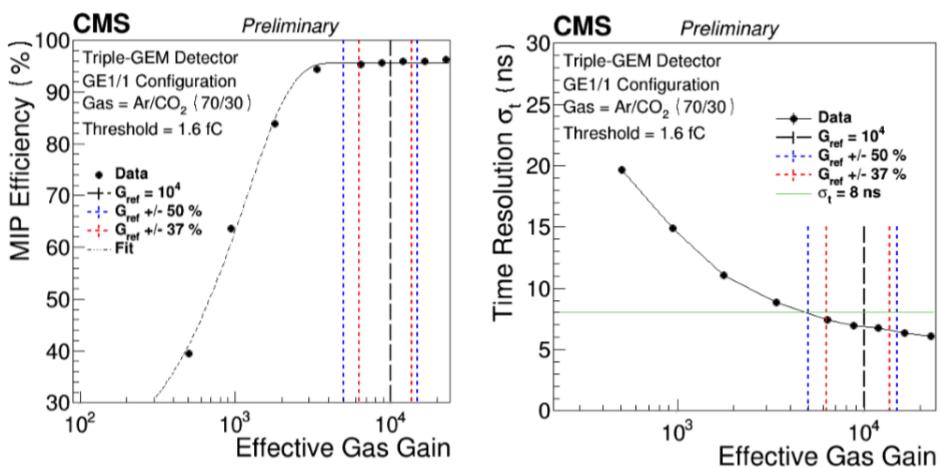


Fig.5.1: A sinistra: Efficienza di un rivelatore a tripla GEM per MIP in funzione del guadagno in miscela di Ar/CO₂. A destra: Risoluzione temporale di un rivelatore a tripla GEM in funzione del guadagno in miscela di Ar/CO₂.

5.1 Metodi e criteri per accoppiamento

I controlli di qualità (QC5) realizzati nei siti di produzione, mostrati nel capitolo precedente, ci consentono di ottenere risultati sulla rate e guadagno dei singoli rivelatori, ma non sulla loro efficienza. Per la definizione di un criterio di accoppiamento delle camere in supercamere è stato, quindi, necessario focalizzare lo studio su prestazioni di rate e guadagno di coppie di singoli rivelatori da assemblare in supercamere per poi procedere alla validazione finale delle supercamere con la misura della loro efficienza con raggi cosmici (QC8).

Per ciascuna supercamera sono state analizzate le curve di rate e di guadagno in funzione della corrente di partitore I_{mon} (μA) [74,75] provenienti dal controllo di qualità QC5 di tutti i rivelatori assemblati, differenziando le camere *short* dalle camere *long*.

Il QC5, come descritto nel quarto capitolo, fornisce la curva di rate di ciascun rivelatore come mostrato in figura 5.2 per la camera GE1/1-X-S-BARI-0011.

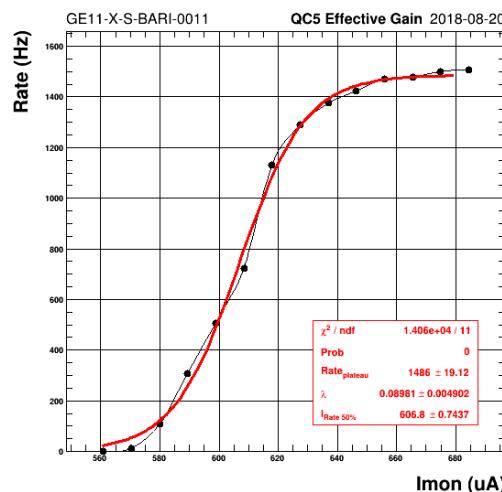


Fig. 5.2: QC5-Curva di rate e fit in funzione della corrente I_{mon}(μA) per il rivelatore GE1/1-X-S-BARI-0011.

Per ciascuna curva di rate è stato eseguito il fit mediante la funzione logistica espressa dalla relazione:

$$Rate(I_{mon}) = \frac{Rate_{plateau}}{1 + e^{-\lambda(I_{mon} - I_{mon50\%})}} \quad (5.1)$$

ove Rate_{plateau} rappresenta la rate al plateau e I_{mon50%} il valore della corrente in corrispondenza del 50% del valore di plateau della rate.

Le misure di rate di tutti i rivelatori sono stati utilizzati per estrarre dal fit della curva di rate il valore della corrente in corrispondenza del 99% del valore di plateau della rate indicata con I_{mon_99%rate}.

Nell'istogramma in figura 5.3 sono mostrati i valori di Imon_99%rate per un campione di camere validate di tipo *long*:

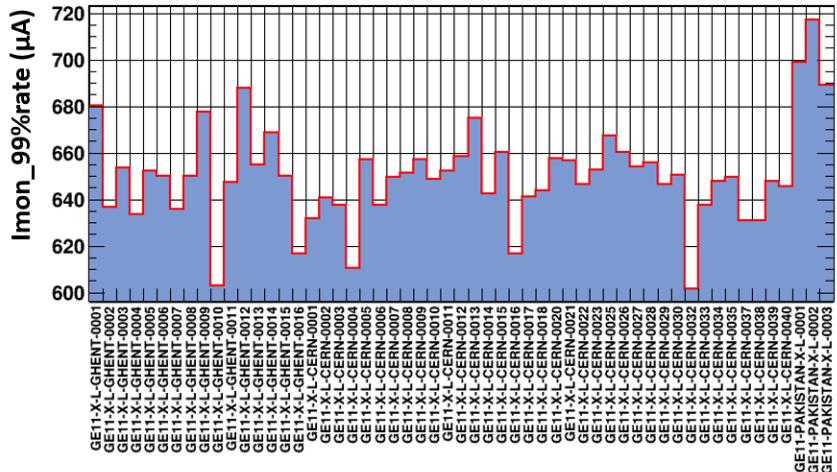


Fig. 5.3: Istogramma delle correnti Imon_99%rate in corrispondenza di ciascun rivelatore GE1/1, identificato con il suo ID.

È stato eseguito il fit della curva di guadagno di ciascun rivelatore mediante la funzione esponenziale:

$$Gain(I_{mon}) = A * e^B \quad (5.2)$$

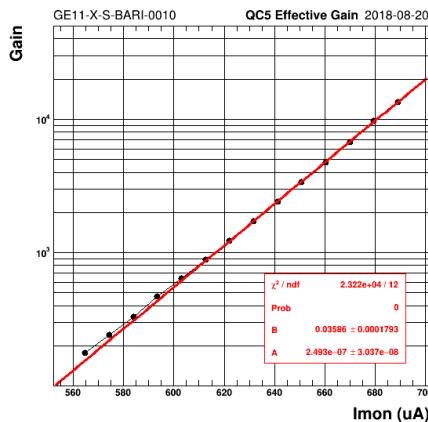


Fig. 5.4: QC5-Curva di guadagno e fit in funzione della corrente I_{mon} (μ A) per il rivelatore GE1/1-X-S-BARI-0010.

In Figura 5.4 è mostrato un esempio di fit effettuato su una camera assemblata presso il sito di Bari.

A questo punto sono state valutate due procedure distinte che verranno mostrate nei prossimi paragrafi: accoppiamento in corrente e accoppiamento in guadagno.

5.1.1 Accoppiamento in corrente

Per testare la validità dei due metodi, nella prima procedura sono stati ordinati i valori di Imon_99%rate di un campione di camere in ordine crescente come mostrato nell'istogramma di figura 5.5 per le camere *short*:

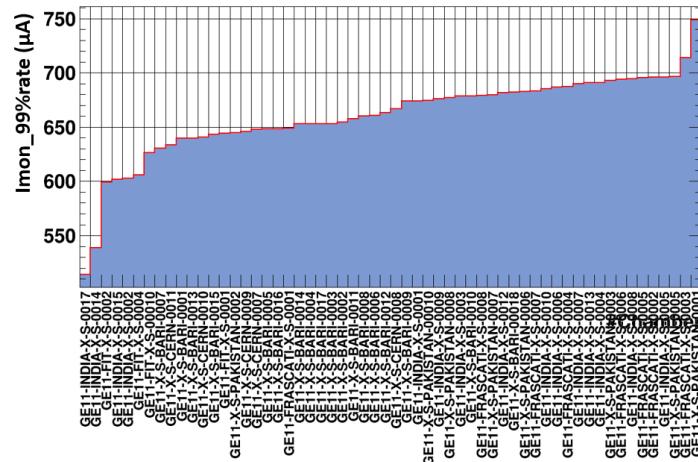


Fig. 5.5: Istogramma delle correnti Imon_99%rate in corrispondenza di ciascuna camera in ordine crescente.

Le camere sono state accoppiate a due a due a partire dal valore più piccolo di Imon_99%rate. Per ciascuna coppia di camere è stato valutato il guadagno (GAIN) corrispondente alla corrente Imon_99%rate come mostrato nella tabella 5.1.

Come già detto, poiché si ha a disposizione un unico canale di alimentazione per supercamera, in questa procedura per ciascuna coppia di camere si utilizza il valore SC_I_99, ovvero il valore massimo tra i valori I_99%rate della coppia di camere. In tal modo si garantisce che il valore di corrente scelto per entrambe le camere è quello al plateau della curva di rate. Nella quinta colonna della tabella 5.1 si riportano i guadagni (SC_GAIN) in corrispondenza del valore SC_I_99.

Il grafico in figura 5.6 mostra i guadagni estratti (SC_GAIN) in scala logaritmica per un campione di camere *short*:

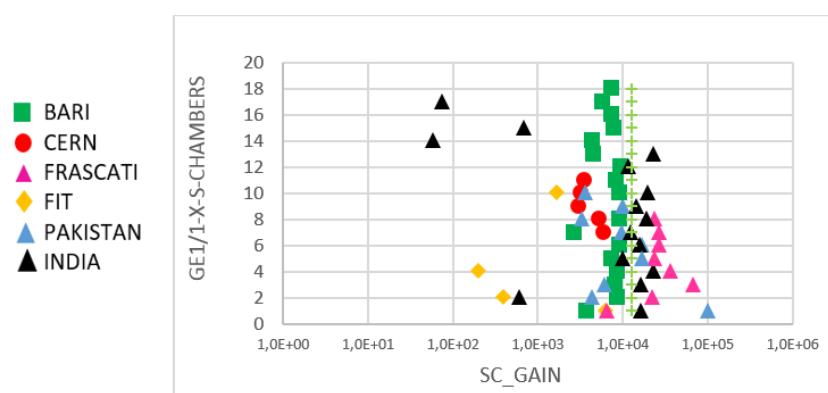


Fig.5.6: Istogramma del guadagno SC_GAIN in corrispondenza di SC_I_99 per le camere *short* dei diversi siti di produzione.

Come si vede dalla figura 5.7 il valor medio del guadagno della distribuzione ottenuto dal fit dei valori SC_GAIN per un campione di camere di tipo *short*, risulta essere 9854 con rms 7534.

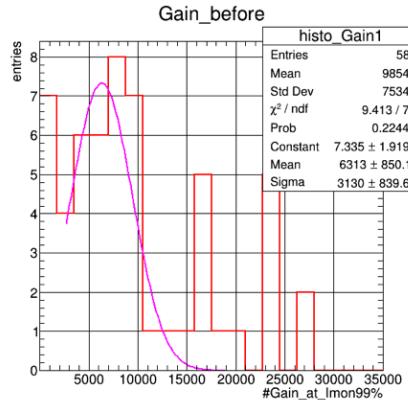


Fig. 5.7: Distribuzione e fit della quantita' Gain(Imon_99%rate).

Per ciascuna coppia di camere è stato estratto dal fit della curva di guadagno il valore della corrente, denotata con $I_{\text{mon}, G=10000}$, in corrispondenza di un guadagno della camera pari a $G=10000$. Infatti, come già illustrato, per una camera a tripla GEM, l'efficienza non cambia per variazioni in guadagno pari al 50% (Fig.5.1) e pertanto in questo punto di lavoro l'efficienza delle camere è debolmente sensibile alle variazioni di guadagno.

Nella sesta colonna della tabella 5.1 sono indicati i due valori della corrente relativi alle camere della coppia, $I_{\text{mon}, G=10000}$, in corrispondenza ad un guadagno pari a $G=10000$ (“Gain at Imon_media”), mentre nella settima colonna è riportato il loro valor medio, $(I_{\text{mon}, G=10000_media})$. Infine nella ottava colonna è riportato il guadagno di ciascuna camera in corrispondenza di $I_{\text{mon}, G=10000_media}$.

CHAMBERS PAIR	I_99%rate (uA)	GAIN	SC_I_99(uA)	SC_GAIN	Imon_G=10000	Imon_G=10000_media	Gain at Imon_media
GE11-X-S-FIT-0004	608	250	628	2310	687	675	5656
GE11-X-S-BARI-0007	628	2762		2762	662		16358
GE11-X-S-BARI-0013	637	4192	639	4433	662	668	12632
GE11-X-S-CERN-0009	639	2398		2398	675		7575
GE11-X-S-BARI-0015	640	6926	640	6926	656	659	14114
GE11-X-S-FIT-0001	640	5628		5628	662		11224
GE11-X-S-BARI-0001	641	4433	644	4192	663	661	9255
GE11-X-S-CERN-0005	644	5799		5799	658		11033
GE11-X-S-CERN-0007	646	5626	647	5738	662	659	9057
GE11-X-S-BARI-0005	647	7120		7120	656		11344
GE11-X-S-BARI-0016	649	7698	649	7698	656	677	22368
GE11-X-S-FIT-0002	649	1977		1977	699		4926
GE11-X-S-FRASCATI-0001	651	5818	652	6046	665	662	8798
GE11-X-S-BARI-0002	652	7589		7589	659		10977
GE11-X-S-BARI-0004	652	8604	652	8604	656	657	10355
GE11-X-S-BARI-0003	652	7978		7978	658		9468
GE11-X-S-BARI-0017	653	5957	655	6359	667	673	12485
GE11-X-S-FIT-0008	655	4738		4738	679		8275
GE11-X-S-FIT-0006	656	3761	658	3809	779	720	6251
GE11-X-S-BARI-0011	658	9097		9097	661		63293
GE11-X-S-CERN-0010	659	6838	660	7232	668	665	8830
GE11-X-S-CERN-0011	660	9245		9245	662		11308
GE11-X-S-BARI-0006	660	9421	661	9645	662	664	10757
GE11-X-S-BARI-0012	661	8460		8460	666		9390
GE11-X-S-BARI-0008	661	9767	665	11153	662	662	10000
GE11-X-S-INDIA-0001	665	11359		11359	662		10111
GE11-X-S-CERN-0008	667	5807	667	5807	682	687	12222
GE11-X-S-FIT-0009	667	4779		4779	693		8381
GE11-X-S-BARI-0018	667	4618	668	4738	690	678	6644
GE11-X-S-CERN-0006	668	10792		10792	666		16112

Tab.5.1: Risultati del criterio di accoppiamento in corrente per 15 supercamere GE1/1 del tipo *short*.

Nel grafico di figura 5.8 sono stati rappresentati in scala logaritmica i valori del “Gain at Imon_media” per ciascuna camera e evidenziando il sito di assemblaggio:

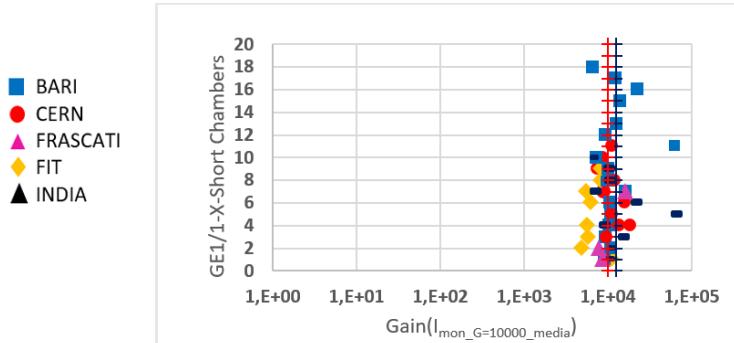


Fig.5.8: Istogramma del guadagno in corrispondenza di Imon_99%rate per le camere *short* dei diversi siti di produzione.

I valori di guadagno sono distribuiti in un range con media 10346 e rms 3483.

5.1.2 Accoppiamento in guadagno

Nella seconda procedura, l'accoppiamento tra le camere destinate a formare la supercamera è stato ottenuto mettendo in ordine crescente i valori dei guadagni ottenuti in corrispondenza dei valori Imon_99%rate indicati come Gain(Imon_99%rate) e rappresentati in figura 5.9 per le camere *short*.

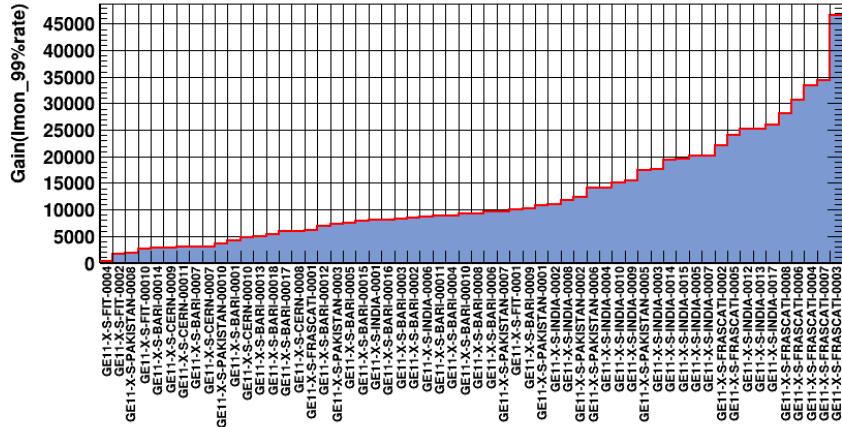


Fig.5.9: Istogramma dei guadagni in corrispondenza di Imon_99%rate delle camere *short* in ordine crescente.

Le camere sono state accoppiate a due a due a partire dal valore del guadagno inferiore Gain(Imon_99%rate).

Per ottimizzare le condizioni di accoppiamento in guadagno dei rivelatori, anche in questo caso per ciascuna coppia di camere è stato estratto dal fit della curva di guadagno il valore della corrente, denotata con $I_{mon_G=10000}$ in corrispondenza di un guadagno della camera pari a $G=10000$. La tabella 5.3 mostra la corrente $I_{mon_G=10000}$ in corrispondenza di un guadagno $G=10000$ per 5 coppie di camere *short*:

CHAMBERS		Gain=10000	Imon_G=10000	Imon_G=10000 media (uA)	Gain per Imon_G=10000 media (uA)
GE1/1	INDIA	14	10000	668	664
GE1/1	INDIA X-S	17	10000	661	664
GE1/1	FIT	4	10000	687	692
GE1/1	FIT	2	10000	698	692
GE1/1	INDIA	2	10000	674	674
GE1/1	INDIA	15	10000	674	674
GE1/1	FIT	10	10000	676	669
GE1/1	BARI	7	10000	662	669
GE1/1	CERN	9	10000	675	671
GE1/1	CERN	10	10000	668	671

Tab.5.2: Accoppiamento in guadagno dei rivelatori GE1/1 del tipo *short*.

Anche in questo, nella quarta colonna, si determina il valor medio di $I_{mon_G=10000}$ per ciascuna coppia di camere e si estrae dal fit della curva di guadagno il valore del guadagno indicato nella quinta colonna. Nel grafico di figura 5.10 sono mostrati in scala logaritmica i valori del guadagno, così come indicato nell'ultima colonna della tabella 5.3, estratti per ciascuna camera per alcune camere provenienti da diversi siti di produzione:

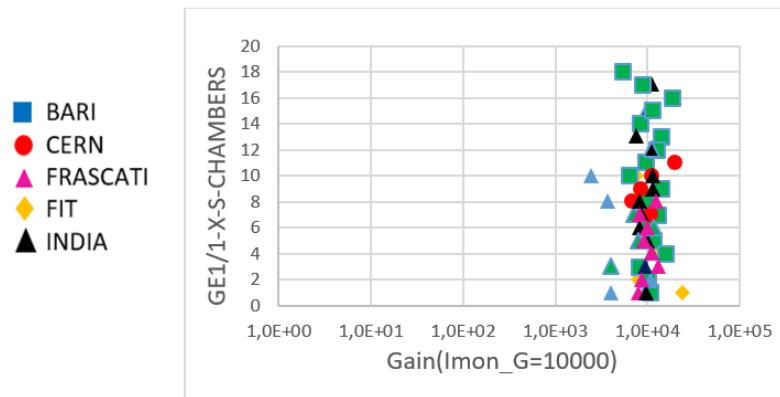


Fig.5.10: Istogramma del guadagno in corrispondenza di $\text{Imon_G}=10000$ per un campione di camere di tipo *short* dei diversi siti di produzione.

I valori ottenuti dall'analisi del fit della curva di guadagno appaiono distribuiti in un range con media 10146 e rms 3628 per le camere *short* (Fig. 5.11).

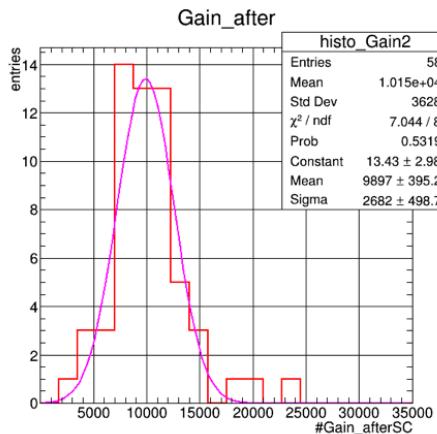


Fig. 5.11 Distribuzione e fit della quantità GAIN per $\text{Imon_G}=10000$ per il campione analizzato.

Il risultato è consistente con quelli ottenuti con il metodo in corrente.

Si è quindi scelto di procedere con l'accoppiamento in guadagno che richiede un minor numero di iterazioni.

5.2 Risultati accoppiamento in guadagno

Nel seguito vengono riportati i risultati ottenuti utilizzando il metodo dell'accoppiamento in guadagno su tutta la statistica delle camere *short* e *long* disponibili durante l'analisi.

Nell'istogramma di figura 5.12 sono rappresentati tutti i valori Imon_99%rate per le camere *short* e in figura 5.13 tutti i valori Imon_99%rate per le camere *long*:

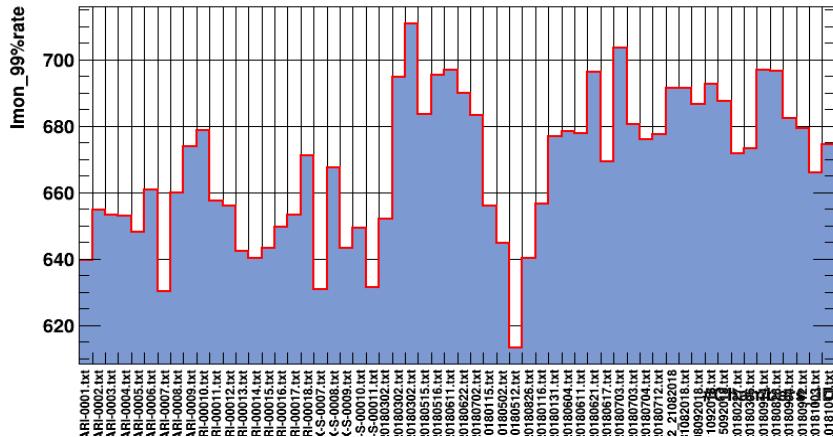


Fig.5.12 Istogramma delle correnti Imon_99%rate in corrispondenza di tutte le camere *short*.

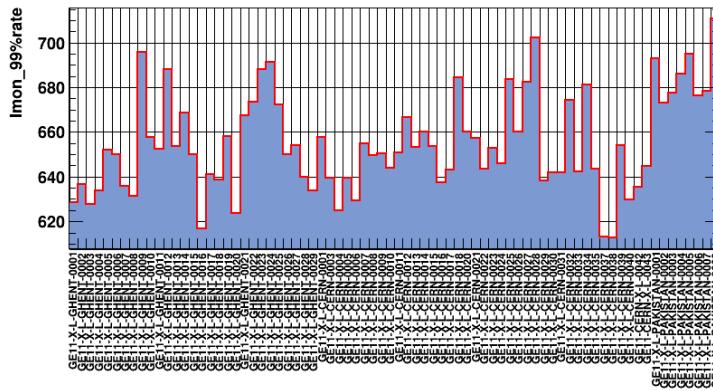


Fig.5.13: Istogramma dei guadagni in corrispondenza di Imon_99%rate per tutte le camere long.

Per ciascun valore di corrente $I_{\text{mon_99\%rate}}$ il guadagno corrispondente al fit esponenziale è mostrato negli istogrammi di figura 5.14 e 5.15 rispettivamente per le camere *short* e *long*.

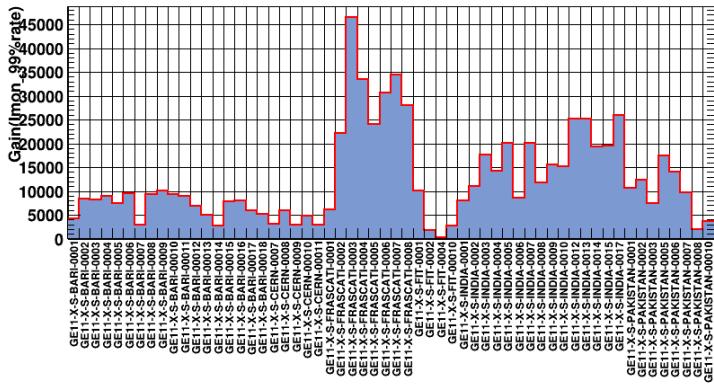


Fig.5.14: Istogramma dei guadagni in corrispondenza di Imon_99%rate per tutte le camere *short*.

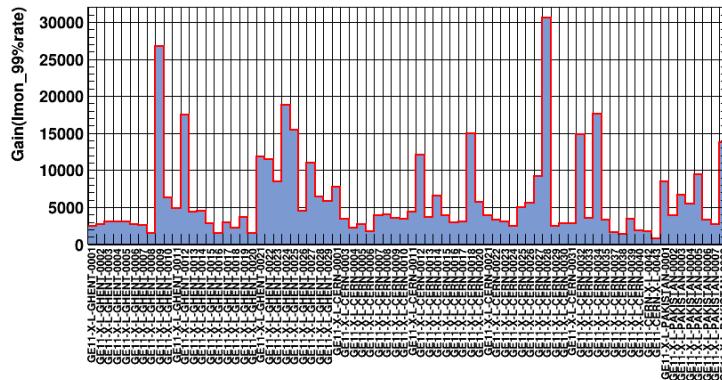


Fig.5.15: Istogramma dei guadagni in corrispondenza di Imon_99%rate per tutte le camere long.

I risultati di figura 5.14 e 5.15 sono sintetizzati nell'istogramma di figura 5.16 per le camere *short* e *long*.

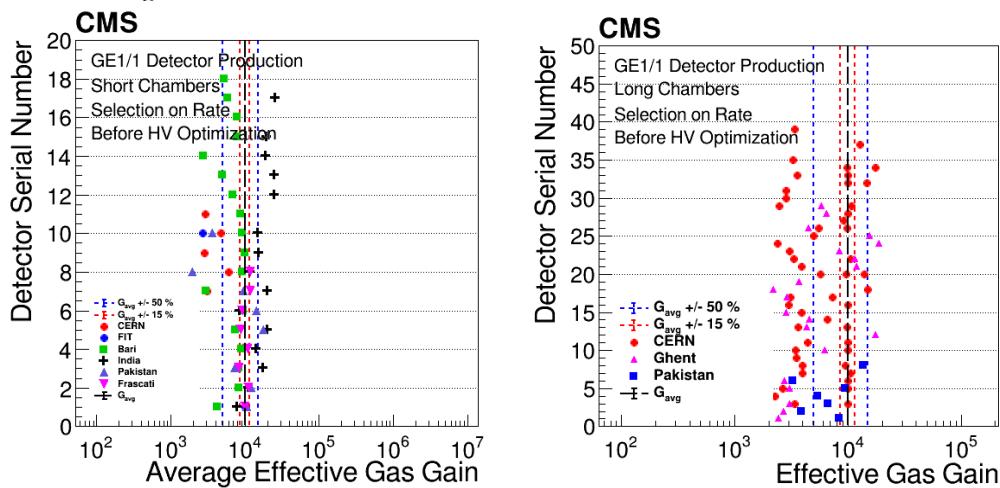


Fig.5.16: Istogramma dei guadagni in corrispondenza Imon_99%rate per tutti i rivelatori *short e long* prodotti.

In figura 5.16 è possibile osservare i guadagni delle singole camere rappresentate nell'istogramma per le camere *short* a sinistra e *long* a destra in corrispondenza di $I_{mon}(G=10000)$. Si evince dal confronto fra figura 5.16 e 5.17 una minore dispersione in guadagno per operazione a $I_{mon_G=10000_media}$.

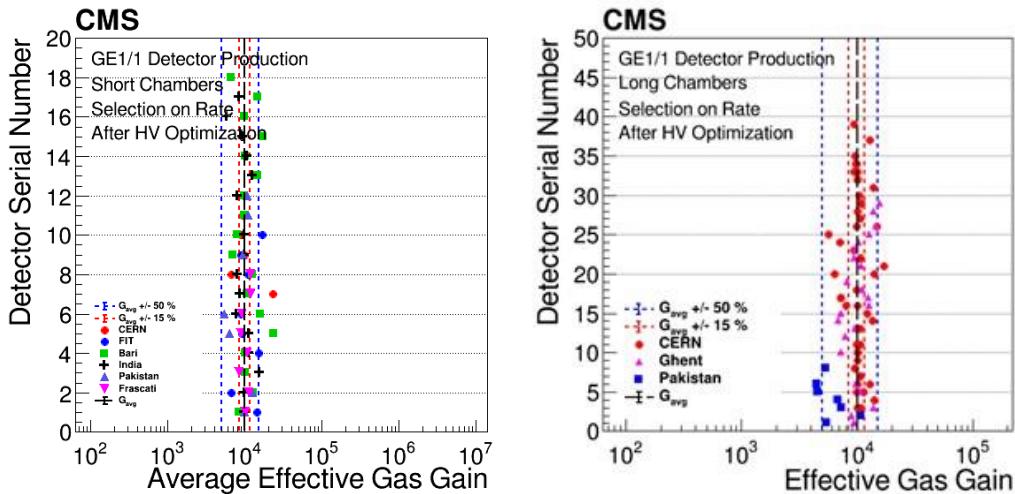


Fig.5.17: Istogramma dei guadagni in corrispondenza del valore di $I_{mon_G=10000_media}$ per ogni coppia di camere di tutti i rivelatori *short* e *long* prodotti.

La metodologia introdotta quindi permette di definire per ciascuna supercamera un solo punto di lavoro in grado di operare con guadagno prossimo a $G=10000$ come richiesto dalle condizioni operative dei rivelatori a tripla GEM per lo spettrometro di muoni di CMS.

Il criterio di accoppiamento in guadagno per i rivelatori a tripla GEM di tipo *short* e *long* è stato utilizzato per la selezione delle camere destinate a formare le supercamere.

La misura di efficienza sul test-stand di muoni per la validazione finale dei rivelatori, in corso presso il sito centrale del CERN, è in grado di verificare l'efficacia della metodologia utilizzata.

Capitolo 6

Rivelatori MPGD per la stazione GE2/1

L'introduzione della nuova stazione GE2/1 per l'*upgrade* di fase 2 di CMS consentirà di conservare le performance di rivelazione dei muoni di CMS con l'incremento progressivo di luminosità di LHC [76]. La stazione GE2/1 assume un ruolo fondamentale per poter rinforzare adeguatamente la ridondanza del sistema di muoni e ottenere efficaci prestazioni di tracciamento e *triggering*. Le richieste geometriche e i *constraint* meccanici dettati dalla stazione GE2/1 hanno richiesto lo studio di tecnologie alternative, in particolare si è messa a confronto la tecnologia GEM, già utilizzata e consolidata per la stazione GE1/1 e quella a μ -RWELL. La tecnologia a μ -RWELL sebbene presenti numerosi vantaggi di carattere tecnologico per la estrema semplicità costruttiva anche per rivelatori di *Large Area*, richiede ancora un intenso programma di R&D: in particolare, lo studio delle tecniche di deposito di strati resistivi con valori controllati di resistività nella regione di amplificazione della carica per rivelatori di grandi dimensioni necessita di ulteriori approfondimenti in vista di una produzione su larga scala. La collaborazione CMS ha quindi confermato la tecnologia a tripla GEM anche per la stazione GE2/1. Essa, infatti, costituisce una tecnologia ben nota e investigata, in grado di soddisfare tutte le richieste e i vincoli costruttivi della nuova stazione. In questo capitolo sono illustrati gli studi e le caratteristiche di entrambe le tecnologie prese in considerazione per la stazione GE2/1, mettendo in evidenza le ragioni che hanno condotto alla selezione definitiva dei rivelatori a tripla GEM [77].

6.1. Richieste e vincoli per la stazione GE2/1

In analogia con la stazione GE1/1, una richiesta fondamentale per la stazione GE2/1 è rappresentata dai vincoli meccanici imposti dall'apparato. Il rivelatore occupa una superficie di 1.45 m², ciascuna camera deve essere lunga 1.8 m e deve ricoprire un settore di 20°. Lo spazio compreso tra il disco di YE1 e i rivelatori ME2/1 sui dischi YE2 è di 154 mm, 65 mm sono occupati dallo schermaggio del disco Y1, pertanto solo 88 mm possono essere occupati dalle supercamere GE2/1, che hanno uno spessore di 74 mm (Fig. 6.1) e lasciano, quindi, solo 14 mm di spazio a disposizione dedicato ai servizi.

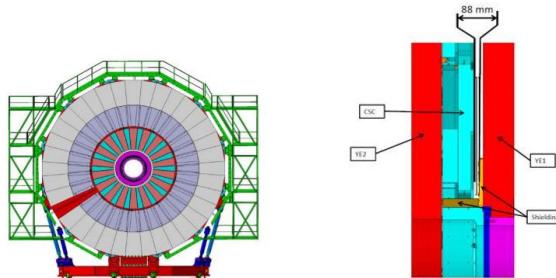


Fig.6.1: A sinistra: Posizione nella stazione GE2/1 nel disco YE1. A destra: Spazio disponibile per l'installazione della stazione GE2/1.

Per l'*upgrade* di fase 2 del sistema di muoni di CMS è richiesto alla nuova stazione GE2/1 il miglioramento della risoluzione di impulso per il livello L1 di trigger e della ricostruzione della traccia, l'ottimizzazione dell'efficienza di rivelazione in ambiente ad alto rate ed intenso flusso di background.

Le principali sorgenti di background, non correlate con le collisioni protone-protone nel sistema di muoni, sono rappresentate dai neutroni prodotti durante le cascate adroniche, la cui elevata dose può avere implicazioni sulla resistenza alla radiazione dell'elettronica; dai fotoni prodotti dalla diseccitazione dei nuclei, che costituiscono la principale fonte di hit di background [78].

Lo spettro di neutroni e fotoni nella regione dove il fondo è più elevato, ovvero nella prima stazione dell'endcap, è mostrato in figura 6.2.

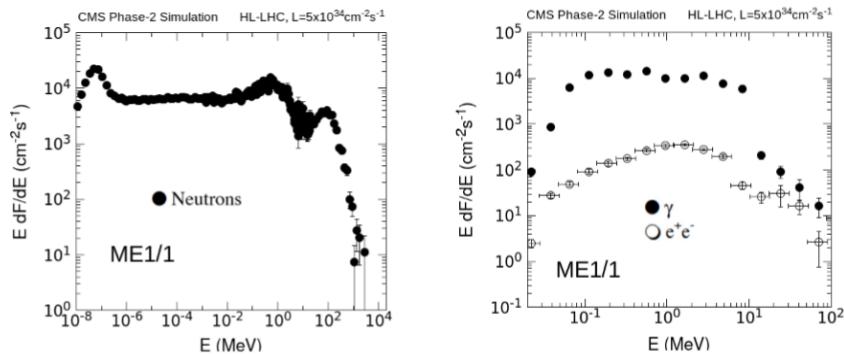


Fig.6.2: A sinistra: Simulazione dello spettro energetico di neutroni per le camere della stazione ME1/1 durante HL-LHC. A destra: Simulazione dello spettro energetico di fotoni e elettroni per le camere ME1/1 durante HL-LHC [24].

Lo spettro di neutroni si estende dal range termico (0.025 eV) a quello ultraveloce fino a 100 MeV. I due picchi in figura 6.2 (a sinistra) sono attribuibili rispettivamente all'albedo di neutroni (intorno a 1 MeV) e all'assorbimento di neutroni dal calorimetro o dal solenoide (intorno ai 70 MeV) [24,79].

La lunga coda di neutroni pressoché termici deriva dal fatto che i neutroni non termici subiscono principalmente *scattering* elastico e perdono gradualmente la loro energia senza scomparire dal flusso neutronico. Lo spettro energetico di fotoni (Fig.6.2, destra) è compreso nel range 0.1-100 MeV, che corrisponde ai tipici livelli di diseccitazione dei nuclei. I flussi di neutroni e fotoni variano considerevolmente con la pseudorapidità e la distanza dal punto di interazione.

Nelle regioni ad elevata pseudorapidità si trovano le rate più elevate, pertanto ben si comprende come la stazione GE2/1 del sistema di muoni possa essere fortemente coinvolta nella gestione di background molto elevato.

Gli effetti di *aging* dovuti alle condizioni operative determinano in tutti i rivelatori a gas la riduzione del guadagno, l'aumento dei segnali spuri (*dark rate*), l'aumento delle correnti parassite (*dark current*) e la possibilità di sviluppare scariche (effetto Malter) [80].

Gli effetti di *aging*, sono responsabili del deterioramento delle performance del rivelatore a causa dei processi chimici nel *plasma* che si sviluppa durante le valanghe di moltiplicazione elettronica. Alcuni frammenti delle molecole prodotti nelle valanghe possono dare luogo alla formazione di polimeri sui fili anodici, sulle superfici degli elettrodi e su tutti gli elementi isolanti.

La polimerizzazione degli elementi aumenta con l'esposizione alla radiazione e dipende dalla geometria del rivelatore, dai materiali utilizzati per il catodo e l'anodo, dal guadagno utilizzato, dal gas utilizzato e da tutti quegli elementi in grado di introdurre impurità nel gas o nel rivelatore in generale.

I rivelatori a GEM, analogamente a quelli μ -RWELL non presentano fili anodici, ma è possibile la polimerizzazione delle superfici degli elettrodi. Inoltre, i depositi di materiali non conduttrivi sui fogli GEM possono condurre a distorsioni del campo elettrico che introducono variazioni di guadagno e delle condizioni di stabilità del rivelatore.

I vincoli meccanici e le condizioni operative a HL-LHC hanno condotto la collaborazione CMS ad un'attenta analisi delle tecnologie utilizzabili per la stazione GE2/1.

6.2 Rivelatori μ -RWELL

I rivelatori resistivi a pozzetto, noti come μ -RWELL, descritti nel paragrafo 2.6, sono stati valutati dalla collaborazione CMS come possibile tecnologia per la nuova stazione GE2/1. Nel rivelatore μ -RWELL la carica elettronica prodotta nella regione di amplificazione ovvero nei pozzetti (*well*) è raccolta direttamente dallo strato resistivo accoppiato con il piano di lettura. Come già anticipato, la presenza dello strato resistivo spegne la scarica e il campo elettrico locale permette un guadagno più elevato. In figura 6.3, si osserva che la probabilità di *spark* [81] per un μ -RWELL (cerchi pieni) è leggermente più basso di quella misurata per tripla GEM (quadrati pieni). Nel plot sono riportate anche le misure effettuate nel 2004 con rivelatori dell'esperimento LHCb (quadrati aperti) [82] con tripla GEM operanti con la stessa miscela.

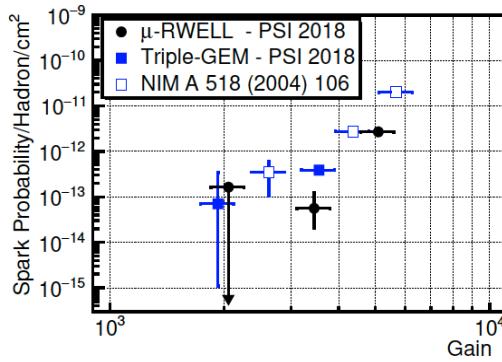


Fig. 6.3 Probabilità di scariche per particella incidente per cm^2 per rivelatori μ -RWELL confrontati con rivelatori a tripla GEM. Le misure per basso guadagno soffrono per la bassa statistica.

Sono stati eseguiti alcuni test su prototipi di rivelatore μ -RWELL di piccole dimensioni utilizzando diversi valori di resistività (12/80/880 $M\Omega/\square$) e differenti miscele di gas (Argon/CO₂, Argon/C₄H₁₀). Le misure di guadagno, capacità di sostenere alti flussi di particelle (“rate”) e comportamento sotto scarica sono state eseguite in “current mode” registrando le correnti attraverso lo strato resistivo sotto irraggiamento mediante un picoamperometro con cui è possibile raggiungere sensibilità dell’ordine delle decine di fA.

Un rivelatore 10x10 cm² è stato irraggiato con un flusso collimato di raggi X (5.9 keV) e il guadagno è stato misurato in funzione del potenziale applicato tra lo stadio superiore della *board* (nota come PCB μ -RWELL) “top” e lo strato resistivo. In figura 6.4, a sinistra, è confrontato il guadagno di μ -RWELL con quello di un rivelatore a singola GEM; mentre a destra è mostrato il guadagno di una μ -RWELL per tre diversi valori di resistività: la tecnologia a μ -RWELL consente di ottenere guadagni più elevati a parità di tensione applicata sul foglio GEM e raggiungere valori di guadagno di 10⁴ per diversi valori di resistività [83].

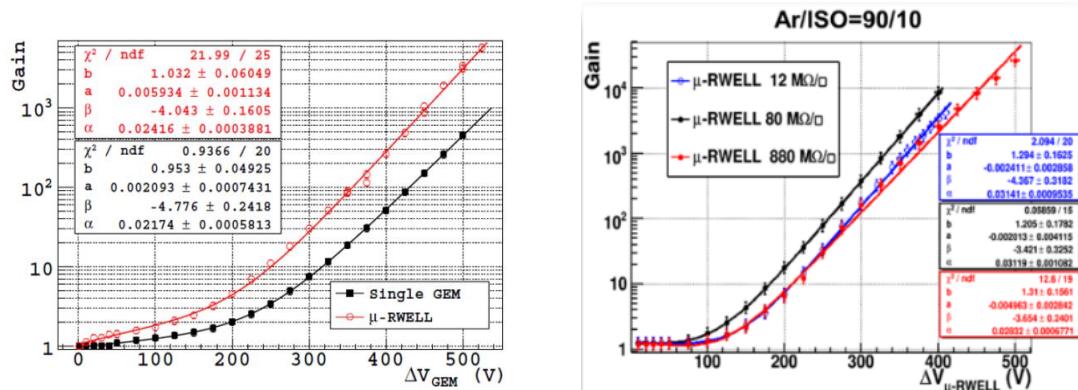


Fig.6.4: A sinistra: Guadagno di un rivelatore μ -RWELL (in rosso) e di un rivelatore a singola GEM (in nero) in funzione del potenziale applicato in AR/CO₂. A destra: Guadagno in funzione del potenziale applicato tra i due elettrodi di una μ -RWELL per diversi valori di resistività (12/80/880 $M\Omega/\square$) in Ar/C₄H₁₀.

La capacità di sostenere flussi di radiazione elevati è stata valutata misurando il guadagno del rivelatore, 10x10 cm², con un fascio di raggi X collimato attraverso tre collimatori di diametro rispettivamente 10 mm, 5 mm e 2.5 mm in corrispondenza del centro del rivelatore (Fig.6.5, sinistra).

I risultati mostrano che la “*rate capability*” del rivelatore può essere modulata, per un determinato valore di resistività, con un’opportuna segmentazione dello strato resistivo, raggiungendo valori superiori al MHz/cm² (Fig. 6.5).

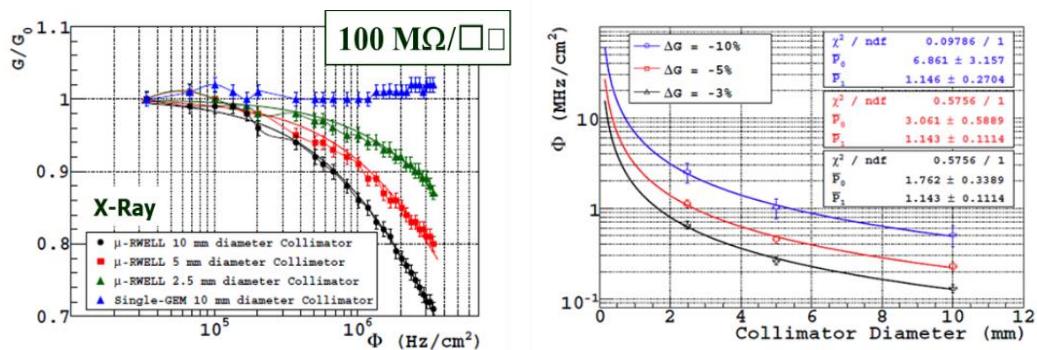


Fig.6.5: A sinistra: Guadagno normalizzato per differenti diametri del collimatore. A destra: Rate capability in funzione del diametro del collimatore per diversi valori di variazione in guadagno.

Interessanti risultati sono stati ottenuti con test su fascio eseguito lungo la linea H4 del *Super Proton Synchrotron* (SPS-CERN) con un rivelatore di dimensione $5 \times 5 \text{ cm}^2$ e resistività $80 \text{ M}\Omega/\square$ (“gap” di deriva 4 mm), munito di strip di lettura a una dimensione (1D) e passo di $400 \mu\text{m}$.

I risultati preliminari mostrano una risoluzione spaziale inferiore ai $60 \mu\text{m}$ e un’efficienza di rivelazione del 98%.

La riduzione del guadagno è correlata alla caduta di tensione causata dallo strato resistivo: più elevata è la resistività, più bassa è la *rate capability* che oscilla tra poche decine di kHz/cm^2 a qualche MHz/cm^2 come mostrato in figura 6.6.

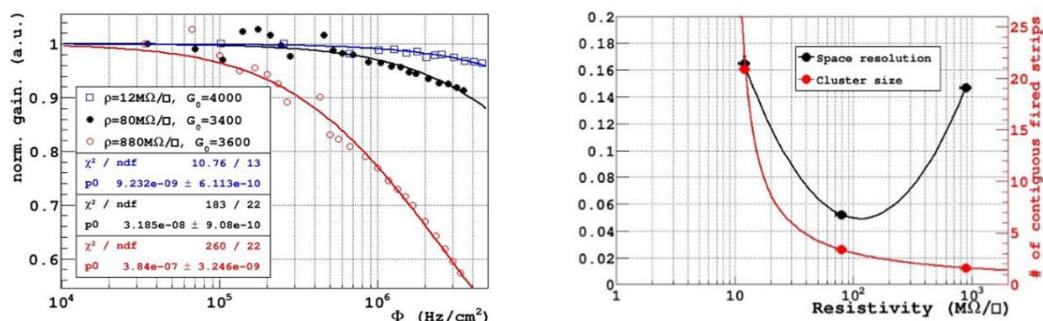


Fig.6.6: A sinistra: Guadagno normalizzato per 3 diversi valori di resistività in funzione del flusso di particelle incidente. A destra: Risoluzione spaziale e cluster size in funzione della resistività.

La risoluzione spaziale, come mostrato in figura 6.6 (destra), dipende dalla resistività superficiale, che mostra un minimo intorno a $100-200 \text{ M}\Omega/\square$.

Con bassa resistività la dispersione di carica aumenta, la distribuzione non è più gaussiana e il valore della deviazione standard (σ) diviene più grande.

Ad elevata resistività la dispersione di carica è trascurabile, il metodo del centroide di carica non è più efficace e la σ si avvicina a $\frac{pitch}{\sqrt{12}}$.

In figura 6.7 è mostrata l'efficienza e la risoluzione spaziale del rivelatore resistivo con miscele di Ar/CO₂ (70/30) ottenute con questi prototipi.

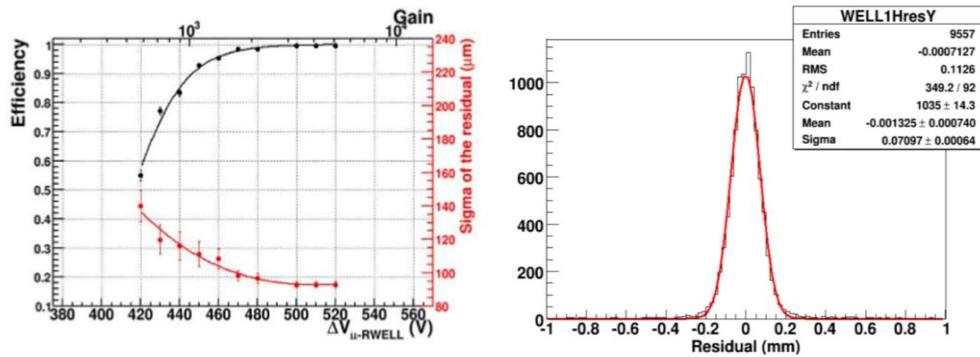


Fig.6.7: A sinistra: Efficienza (in nero) e risoluzione spaziale (in rosso) in funzione del potenziale applicato. A destra: Distribuzione dei residui della risoluzione spaziale ottenuto con un fascio di muoni perpendicolare alla superficie della camera in assenza di campo magnetico.

Grazie alla struttura compatta e resistente, il rivelatore μ -RWell presenta una procedura di assemblaggio molto semplice. Infatti, il rivelatore è costituito da pochi elementi che non richiedono complesse operazioni di stretching, incollaggi o introduzione di frame interni. La tecnologia μ -RWELL si presta, pertanto, molto bene allo sviluppo di prototipi *Large Area* come richiesto dall'esperimento di CMS.

A tal fine è stata disegnato, costruito e caratterizzato un prototipo di μ -RWELL di circa 1.2x0.5 m², corrispondente a uno dei quattro moduli costituenti un rivelatore GE2/1 (M4). Questo prototipo è stato sottoposto a test lungo la linea H4 del SPS del CERN (Fig. 6.8).

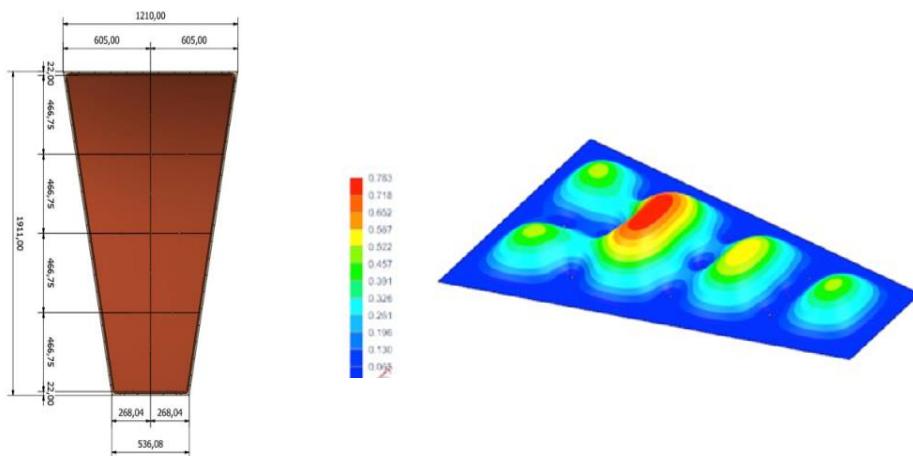


Fig.6.8: A sinistra: Disegno di una μ -RWELL per un modulo di GE2/1. A destra: Simulazione della deformazione massima per pannello μ -RWELL per un modulo di GE2/1.

La nuova camera (Fig.6.9) è stata testata lungo la linea H4 del SPS con un fascio di muoni da 150 GeV.

Durante il *test beam* è stato adoperato un sistema di tracciamento ibrido rappresentato da camere a tripla GEM e camere μ -RWELL.

In particolare, con i dati acquisiti durante il test beam è stato possibile eseguire una misura di efficienza e omogeneità relativo alla camera μ -RWELL.



Fig. 6.9: Prototipo GE2/1 con settori M4 a μ -RWELL. La freccia indica il settore del modulo M4 sul quale è stata eseguita la misura di efficienza.

Il rivelatore mostra un plateau a partire da 520 V e l'efficienza supera il 98% (Fig.6.10, sinistra). La misura di efficienza in funzione della distanza dal centro di M4 per il top e il bottom di M4 verifica l'uniformità della camera sull'intera superficie (Fig.6.10, destra).

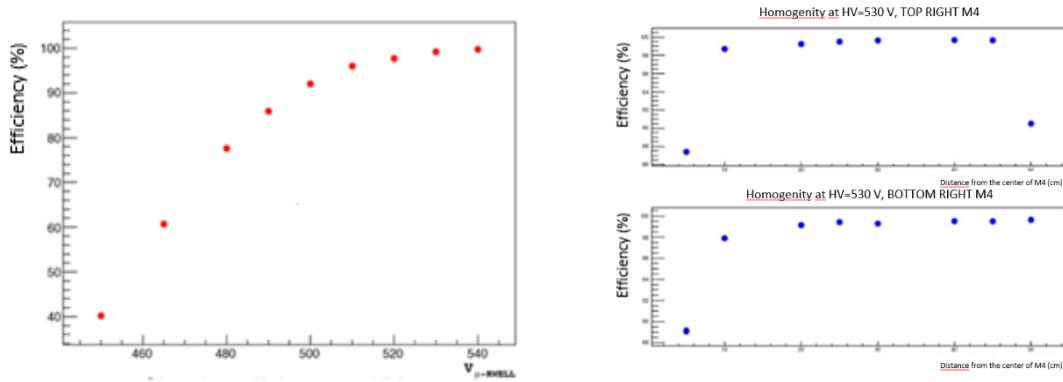


Fig. 6.10. A sinistra: Efficienza di M4 in funzione dell'alta tensione per $E_{drift} = 3\text{kV/cm}$. A destra: Misure di efficienza in funzione della distanza dal centro sul TOP e sul BOTTOM di M4.

In figura 6.11 è mostrato uno schema di rivelatore μ -RWELL per la stazione GE2/1.

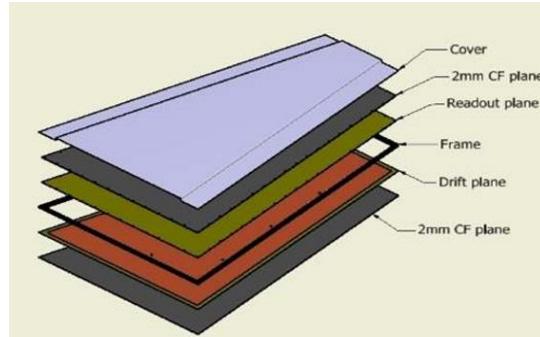
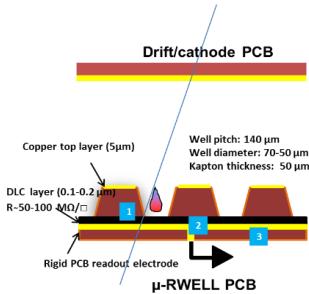


Fig.6.11: Design di un rivelatore μ -RWELL per la stazione GE2/1.

L'ottimizzazione opportuna della resistività superficiale e l'introduzione di uno schema di evacuazione della corrente può assicurare elevata uniformità di guadagno anche con flussi compresi nell'intervallo 1 – 10 MHz/cm². La presenza degli accoppiamenti dielettrico-dielettrico e dielettrico-conduttore, tuttavia, genera polarizzazione e carica libera tra i diversi strati del rivelatore e, pertanto, capacità e impedenze parassite, ai quali si aggiungono le correnti di perdita del rivelatore.

6.2.1 Simulazioni e prestazioni del rivelatore μ -RWELL

Accurate simulazioni dei processi fisici ed elettrici che si sviluppano all'interno del rivelatore sono necessarie per investigare il segnale di uscita in funzione dei parametri fondamentali. Le simulazioni costituiscono un altro aspetto di ricerca e sviluppo della “ μ -RWELL” orientato a realizzare un'infrastruttura software completa in grado di prevedere la performance del rivelatore in termini di guadagno, efficienza e risoluzione temporale nelle varie condizioni di geometria, configurazione del campo elettrico e gas utilizzati. Utilizzando il software di simulazione Ansys [84], è stata riprodotta la geometria del rivelatore a μ -RWELL con le dimensioni geometriche e i materiali che ne determinano il comportamento. La struttura fisica e geometrica è mostrata in figura 6.12 indicando le dimensioni del pozzetto e il passo di quest'ultimi.



G. Bencivenni et al., 2015_JINST_10_P02008

Fig.6.12: Struttura fisica e geometrica di un rivelatore μ -RWELL [26].

In figura 6.13 è illustrata la schematizzazione del rivelatore e la rappresentazione simulata in Ansys.

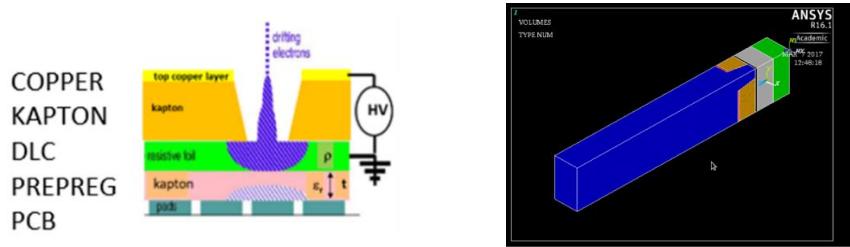


Fig.6.13: A sinistra: Schematizzazione dei materiali del rivelatore a μ -RWELL. A destra: Simulazione in ANSYS del rivelatore a μ -RWELL con geometria reale.

Studi preliminari sono stati eseguiti mediante simulazioni della distribuzione del campo elettrico e della valanga ottenuta nel pozzetto per poter procedere ad un'analisi comparativa con i risultati sperimentali ottenuti con il rivelatore reale.

I primi studi di simulazione hanno riguardato la distribuzione del campo nella nuova geometria a μ -RWELL.

Le variazioni di campo e di potenziale sono state studiate non solo in funzione della tensione applicata (Fig.6.14) tra lo strato resistivo e lo strato di rame che riveste il pozzetto, ma anche in funzione del campo di deriva applicato (Fig.6.15).

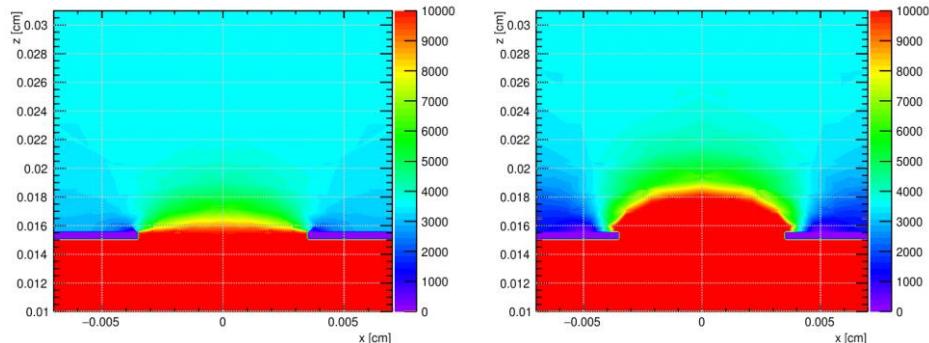


Fig. 6.14: Rappresentazione bidimensionale per $E_{drift}=3.5$ kV/cm per $\Delta V=100$ V a sinistra e $\Delta V=550$ V a destra.

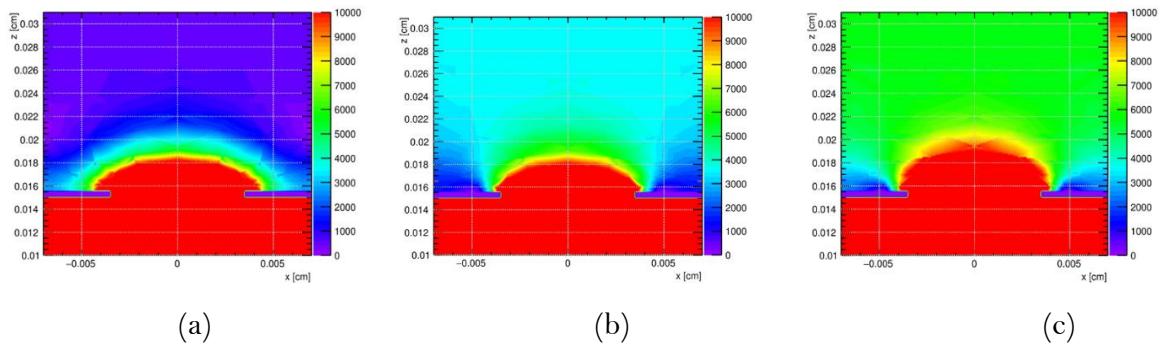


Fig. 6.15: Rappresentazione bidimensionale per $\Delta V=550$ V e $E_{drift}=0.5$ kV/cm (a), $E_{drift}=3.5$ kV/cm (b) e $E_{drift}=5.5$ kV/cm (c).

Le caratteristiche delle valanghe prodotte all'interno del pozzetto del rivelatore sono simulate con un numero di eventi in posizione random considerando la geometria e gli elementi del rivelatore come mostrato in figura 6.16.

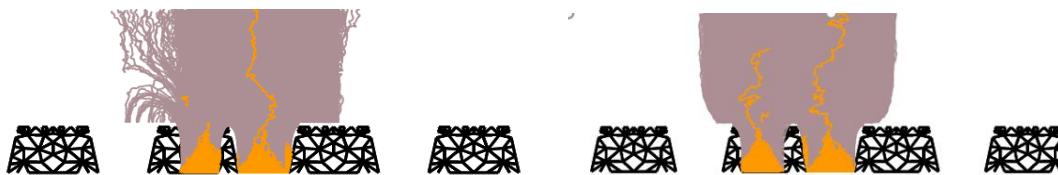


Fig.6.16: A sinistra: Simulazione delle valanghe per $\Delta V=550$ V, $E_{drift}=0.5$ kV/cm. A destra: Simulazione delle valanghe per $\Delta V=550$ V, $E_{drift}=5.5$ kV/cm.

Dall'analisi del segnale in funzione della forma della buca di un rivelatore MPGD a strato resistivo è possibile estrarre informazioni utili per la definizione della geometria finalizzata all'ottimizzazione delle performance di efficienza e guadagno del rivelatore.

In figura 6.17 sono mostrate le simulazioni nel caso di buca biconica (Fig.6.17, sinistra) tipica della GEM e nel secondo caso buca conica (Fig. 6.17, destra) tipica della μ -RWELL.

Nella rappresentazione in Ansys le dimensioni utilizzate sono: passo 140 μ m, diametro 70-50 μ m, spessore kapton 50 μ m.

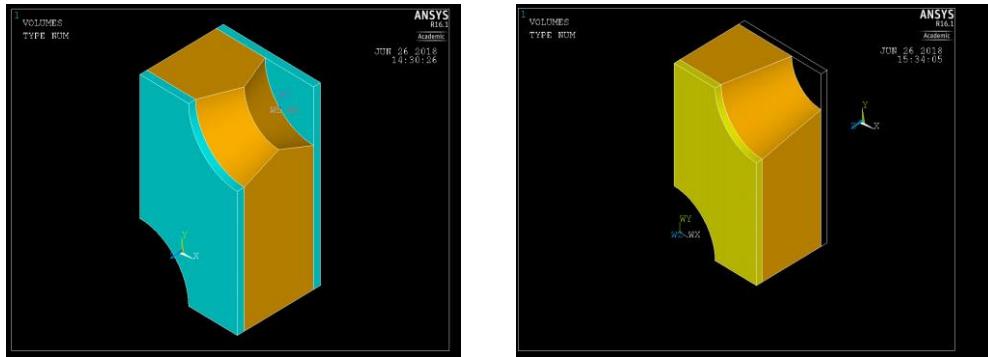


Fig.6.17: A sinistra: Simulazione della geometria di una buca biconica con strato resistivo. A destra: Simulazione della geometria di una buca conica con strato resistivo.

Il segnale (Fig.6.18) è stato estratto mediante GARFIELD [85] per buca conica e sarà utilizzato in futuro per indagare il comportamento elettrico del rivelatore mediante modellizzazione circuitale ad elementi finiti RC degli strati resistivi e accoppiamenti capacitivi tra lo stadio di amplificazione e la geometria dell'elettrodo di *readout*. Sarà quindi possibile effettuare studi sistematici delle prestazioni del rivelatore anche in relazione all'elettronica di lettura.

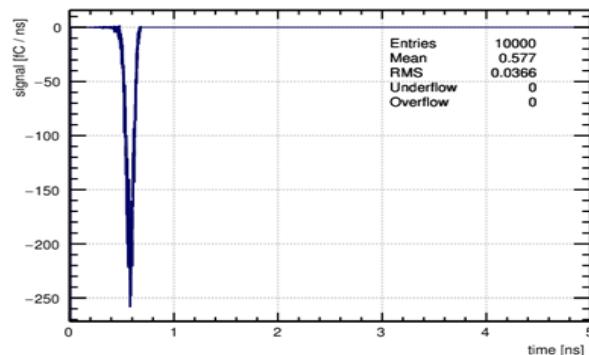


Fig. 6.18: Simulazione del segnale elettrico estratto dal rivelatore resistivo.

I dati simulati sono stati utilizzati per eseguire qualitativamente un'analisi comparativa con i risultati ottenuti sperimentalmente durante la caratterizzazione dei rivelatori a μ -RWELL. In figura 6.19 (a sinistra) è mostrata l'efficienza di raccolta simulata, ovvero il numero di eventi in cui gli elettroni della ionizzazione primaria raggiungono la *well* e sono quindi sottoposti a successiva amplificazione, rispetto al numero totale di eventi, in funzione del campo di deriva.

In figura 6.19 (a destra) per confronto, l'efficienza di raccolta in funzione del campo di deriva ottenuti con rivelatore a singola GEM e μ -RWELL durante un test effettuato con una sorgente di raggi X da 5.9 keV.

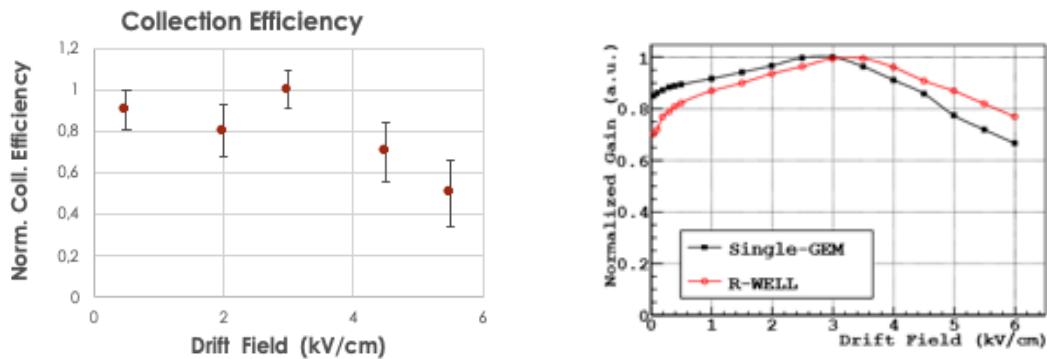


Fig. 6.19: A sinistra: Efficienza di raccolta ottenuta dalla simulazione. A destra: Efficienza relativa di raccolta delle cariche in funzione del campo di deriva con un guadagno di 2000 in ArCO₂ (70:30).

Il confronto mostra un andamento analogo tra dati sperimentali e dati simulati preliminari. Si riscontra, sia nella simulazione che nei dati sperimentali, massima efficienza di raccolta in corrispondenza di un campo di deriva fra 3,0 e 3,5 kV/cm.

In figura 6.20 è mostrato il guadagno in funzione della tensione applicata al rivelatore μ -RWELL ottenuto dalla simulazione. Questo risultato può essere confrontato con i risultati sperimentali mostrati in figura 6.4.

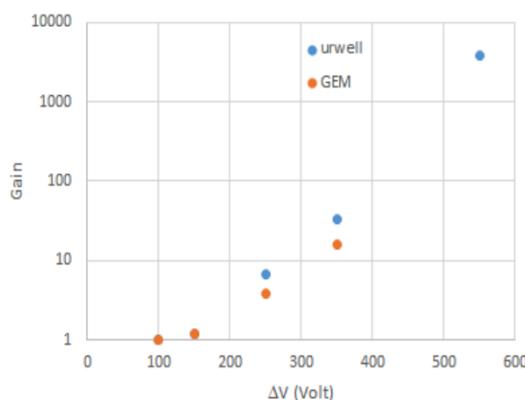


Fig. 6.20 Simulazione del guadagno in funzione della tensione applicata sulla μ -RWELL e su una singola GEM, per una miscela ArCO₂ (70:30) per $E_{\text{drift}}=3$ kV/cm.

I risultati di R&D sulla tecnologia μ -RWELL hanno dimostrato ottime prestazioni per rivelatori di piccole dimensioni e numerosi vantaggi di costruzione. L'applicazione, tuttavia, per rivelatori di grandi dimensioni come previste per la stazione GE2/1 richiede un'ulteriore fase di R&D non compatibile con i tempi di installazione dell'esperimento. Infatti, l'installazione della stazione GE2/1 è attualmente prevista prima di LS3. La tecnologia μ -RWELL, sebbene presenti numerosi vantaggi costruttivi, da un lato richiede l'approfondimento delle tecniche di deposizione del materiale resistivo per grandi superfici

compatibile con il *material budget* a disposizione, dall'altro ulteriori ottimizzazioni sono in fase di sviluppo per le prestazioni dei rivelatori μ -RWELL in alta rate in grado di soddisfare richieste più ambiziose.

6.3 Rivelatori a tripla GEM per la stazione GE2/1

La tecnologia GEM destinata alla stazione GE2/1 è stata approfondita nel terzo capitolo, pertanto, di seguito saranno indicate le caratteristiche tecniche che saranno utilizzate per la nuova stazione [24].

Il rivelatore occupa una superficie di 1.45 m^2 , ciascuna camera deve essere lunga 1.8 m e deve ricoprire un settore di 20° .

La gap di *drift* è larga 3 mm, mentre le gap di trasferimento, induzione e raccolta sono spesse 2 mm. La miscela di gas utilizzata è Ar/CO₂ (70/30).

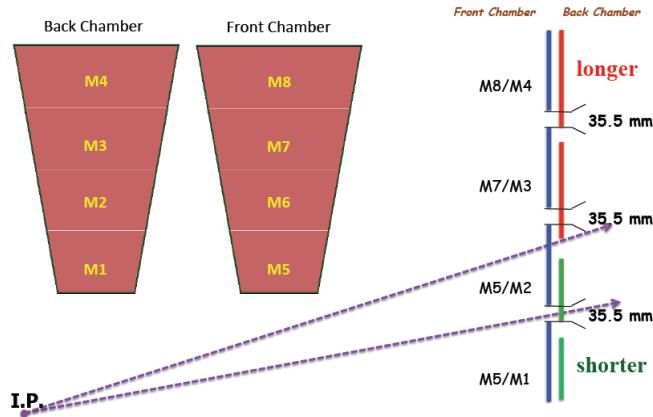
La tensione applicata a ciascun foglio GEM è 370 V con una tensione totale applicata all'intera camera a tripla GEM di 3200 V. In tabella 6.1 sono indicate le caratteristiche principali dei rivelatori a tripla GEM di GE2/1.

Specification / Parameter	GE2/1
Detector technology	Gaseous detector; micro-pattern gas detector (MPGD)
Charge amplification element	GEM foil (triple, cascaded, tensioned at $\approx 5 \text{ N/cm}$)
Number of chambers in overall system	72 [36 (2 \times 18) in each endcap]
Chamber shape (active readout area)	Trapezoidal, assembled from 4 modules M1-M4; opening angle 20°
Active area overlap in adjacent chambers	15.2 mrad (corresponds to 32 readout strip pitches)
Chamber dimensions (active vol.)	L: 183.3 cm (center line), W: (53.3–117.4) cm, H: 0.72 cm
Total chamber thickness	36.6 mm
Active readout area	1.45 m ²
Active chamber volume	10.4 liters
Radial distance from beam line	1365.5 mm (at inner edge of active readout area)
Geometric acceptance in $ \eta $	1.62–2.43
Signal readout structure	Truly radial readout strips
Readout strip dimensions	474 μrad angular pitch
Number of η -segments in readout	8
Number of readout strips per η -segment	768
Number of readout strips per chamber	6144
Counting gas mixtures	Ar/CO ₂ 70:30
Nominal operational gas flow	1 chamber volume per hour
Number of gas inlets	4 (one per module)
Number of gas outlets	4 (one per module)
Nominal HV applied to drift electrode	3200 V (Ar/CO ₂)
Nominal operational gas gain	$1-2 \times 10^4$
Demonstrated rate capability	few MHz/cm ²

Tabella 6.1: Caratteristiche principali dei rivelatori a tripla GEM per la stazione GE2/1.

I 36 rivelatori a tripla GEM di GE2/1 saranno collocati su due strati per ciascun endcap. Lo strato di rivelatori più vicino al punto di interazione è noto come *front layer* e i relativi moduli sono detti *front module*, mentre lo strato posteriore, *back layer*, consiste di moduli detti *back module*.

Una coppia di camere (front e back) che ricopre lo stesso angolo azimutale si definisce *supercamera*, ma si tratta di due camere indipendenti. Come possiamo osservare in figura 6.21, ciascuna camera è costituita da quattro moduli M1, M2, M3, M4 per il *back layer* e M5, M6, M7, M8 per il *front layer*. Ciascuno modulo è realizzato come un singolo rivelatore tripla GEM. Per la stazione GE2/1 sono necessarie 72 camere (*layer*) a tripla GEM (36 per endcap) per un totale di 288 moduli.



6.21: Design del rivelatore GE2/1 segmentato in 4 moduli per il *front layer* e 4 moduli per il *back layer*.

Ciascun modulo è segmentato in due partizioni lungo la direzione- η e 768 strip lungo la direzione- φ . Strip della stessa partizione sono connessi ai connettori in gruppi di 128 strip per uniformarsi alla granularità dell'elettronica di *front-end*.

Il passo delle strip è compreso tra 0.5 e 1.2 mm. La risoluzione spaziale attesa con *readout* binario varia da 200 a 410 μm dal raggio interno a quello esterno.

Pertanto, ciascun modulo è suddiviso in 12 gruppi di strip (2 in η \times 6 in φ) per un totale di 48 gruppi di strip (12 gruppi per ciascun modulo) in una singola camera GE2/1 come illustrato in figura 6.22. I quattro moduli sono accoppiati per formare una camera di GE2/1 con profili di alluminio che delimitano la superficie della camera.

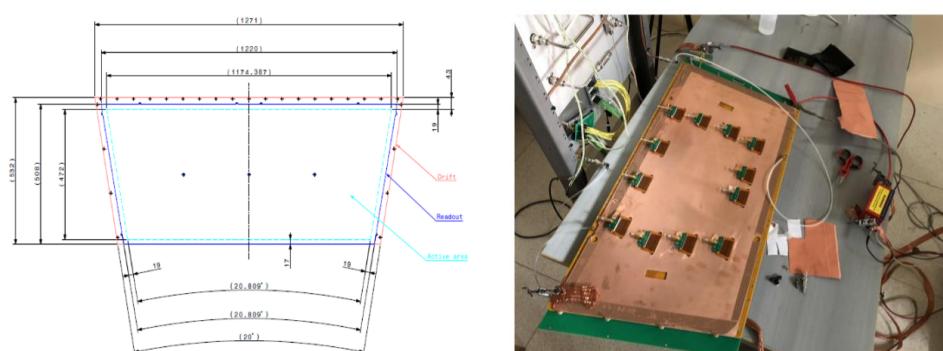


Fig. 6.22: A sinistra: Dimensioni della PCB di drift e di readout per un modulo M4 del rivelatore GE2/1. A destra: Immagine di un modulo M4 testato nel laboratorio di Bari.

La stabilità meccanica della camera è garantita da tre profili di alluminio tra i moduli e due barre di alluminio radiale fissate sul frame che circonda il coperchio protettivo della camera.

Il sistema di raffreddamento in rame per l'elettronica è collocato sotto il coperchio (*chimney*) della camera ed è diverso per i moduli frontali e quelli posteriori (Fig. 6.23).

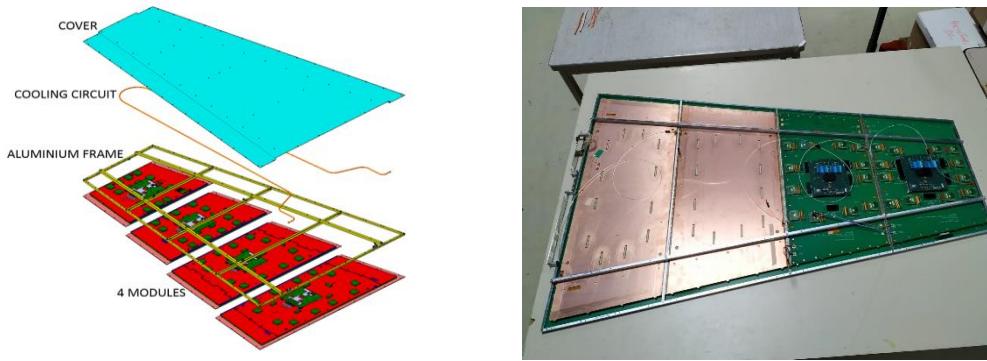


Fig. 6.23 A sinistra: Esploso del disegno meccanico di una camera GE2/1. A destra: Implementazione finale sulla camera.

Ciascun modulo è equipaggiato con una *GEM Electronic Board* (GEB) divisa in 12 settori (6 colonne in ϕ e 2 partizioni in η) che raccolgono 128 strip di *readout* per ciascun chip di *front-end* (ASIC VFAT3). Ogni modulo è dotato di una singola scheda *OptoHybrid* (OH) connessa a 12 chip VFAT3. I chip di *front-end* VFAT3 convertono i segnali analogici della *board* di lettura in segnali digitali che contengono dati di tracciamento e *trigger* inviati tramite l'*optohybrid* all'elettronica del DAQ (Fig.6.24).

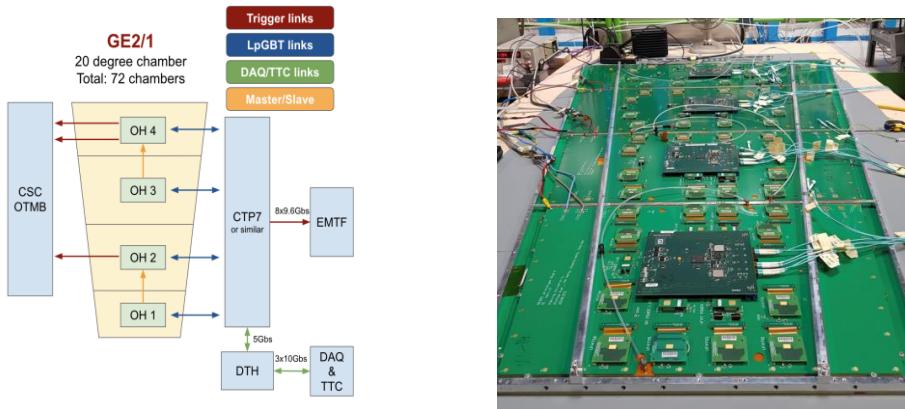


Fig. 6.24: A sinistra: Diagramma a blocchi del sistema di readout e acquisizione di una camera GE2/1. A destra: Layout finale di una camera GE2/1 con la sua elettronica di front-end.

6.3.1 Controlli di qualità dei prototipi di rivelatori per la stazione GE2/1

I primi prototipi di rivelatori GE2/1 sono stati realizzati e sono stati sottoposti ai controlli di qualità illustrati nel capitolo 4.

In particolare, sono stati effettuati i test di tenuta gas (QC3), la linearità e la stabilità dell'alta tensione (QC4), e infine il test di guadagno e di uniformità (QC5) su alcuni prototipi, di cui alcuni realizzati a Bari.

I dati relativi alla perdita di gas registrata per un modulo tipo M4 di GE2/1, analogamente a quanto fatto con le camere GE1/1, sono mostrati in Fig. 6.25. Il fit con l'esponenziale (relazione 4.7), mostra una variazione differenziale di 5 mbar/ora (inferiore ai 7 mbar/h) con costante $\tau=20$ h.

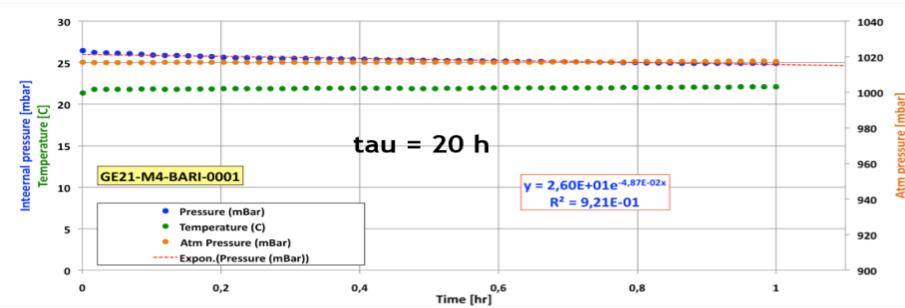


Fig. 6.25: Test di verifica della tenuta gas per la camera GE21-M4-BARI-0001.

La linearità dell'alta tensione derivante dal confronto della pendenza della retta V-I con la resistenza di partitore (paragrafo 4.2.4), nota come *Resistance Deviation* (RD), risulta 0.62%, mentre la rate di rumore intrinseco è inferiore ai 2 Hz (Fig. 6.26).

I parametri controllati risultano ben al disotto dei limiti di accettazione previsti per la stazione GE2/1.

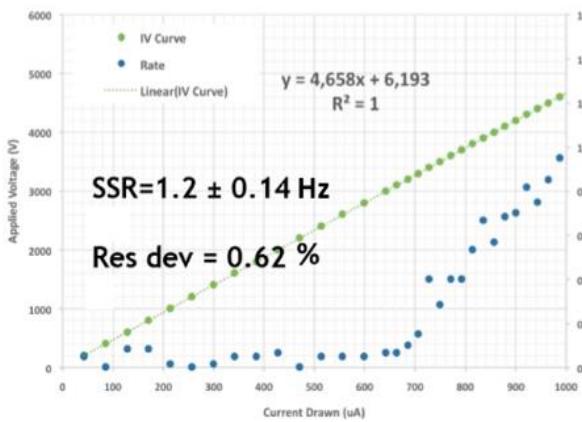


Fig. 6.26: Test di linearità e rate di rumore dell'alta tensione per la camera GE21-M4-BARI-0001.

Per poter procedere all’assemblaggio delle camere a tripla GEM per la stazione GE2/1, una misura fondamentale è rappresentata dal guadagno delle singole camere.

Come descritto nel capitolo 4, la misura di guadagno (Fig. 6.27) è stata eseguita utilizzando una sorgente di raggi X da 23 keV.

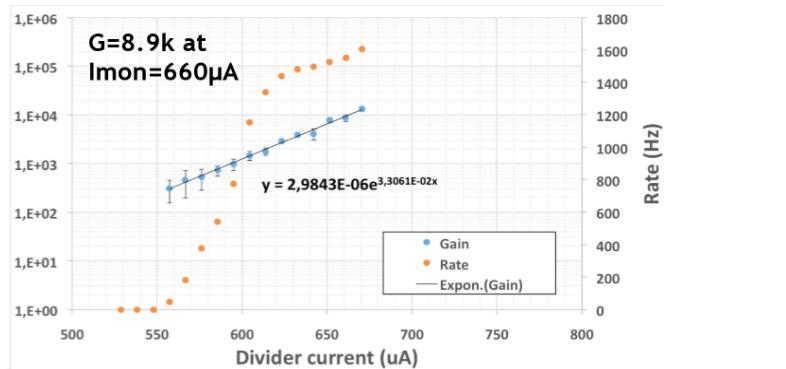


Fig.6.27: Misura di guadagno per la camera GE21-M4-BARI-0001.

I dati preliminari su alcuni moduli costruiti in vari siti di produzione sono mostrati in Figura 6.28.

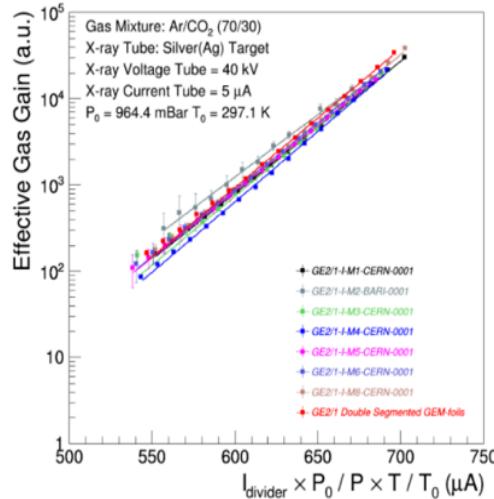


Fig. 6.28: Analisi dei guadagni dei moduli realizzati a Bari e al CERN con normalizzazione ai parametri ambientali ($T_0=297.1$ K, $P_0=964.4$ mbar).

I risultati dei primi prototipi mostrano prestazioni che soddisfano i criteri di accettazione stabiliti dalla collaborazione e convalidano le scelte tecnologiche consentendo di procedere alla produzione di massa prevista per il 20

Conclusioni

Gli *upgrade* di LHC garantiranno prestazioni dell'acceleratore senza precedenti per quanto riguarda la luminosità istantanea e integrata su diversi anni di presa dati. La luminosità $\mathcal{L}=2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ attesa dopo LS2 aumenterà fino a $\mathcal{L} = 7,5 - 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ intorno al 2030. I rivelatori dovranno continuare a fornire eccellenti prestazioni in condizioni difficili a causa dell'incremento del fondo e della rate di *trigger*. Una serie di *upgrade* dei rivelatori è stata, quindi, approvata dai diversi esperimenti a LHC.

Questa tesi si è concentrata sulla tecnologia tripla GEM che ha dimostrato di offrire una *rate capability* di 1 MHz/cm², una risoluzione spaziale di 130 µm e una risoluzione temporale inferiore a 10 ns per una singola camera. Il miglioramento della rate di trigger a L1 costituisce una delle motivazioni cruciali per questo *upgrade*.

I rivelatori a tripla GEM sono stati approvati in due regioni dell'*endcap* del sistema dei muoni dell'esperimento CMS, chiamate stazioni GE1/1 e GE2/1, le cui installazioni sono rispettivamente pianificate durante il secondo (LS2) e prima del terzo *Long Shutdown* (LS3). I rivelatori GE1/1 e GE2/1 sono "supercamere", ciascuna costituita da un doppio strato di rivelatori trapezoidali a tripla GEM. Esse copriranno circa 10° nella stazione GE1/1 e 20° nella stazione GE2/1, in una regione di pseudorapidità pari a $1,6 < \eta < 2,4$, sovrapponendosi in ϕ con i corrispondenti rivelatori CSC nelle stazioni ME1/1 e ME2/1. In questo modo verrà garantita la ridondanza e maggiori capacità di *trigger* e *tracking* proprio nella regione caratterizzata da più elevato *background* e con campo magnetico non uniforme.

Saranno installate, pertanto, 36 supercamere per la stazione GE1/1 e 18 supercamere per la stazione GE2/1 in ciascuna regione di *endcap* per garantire la completa copertura azimutale. Oltre alle stazioni GE1/1 e GE2/1, è prevista una ulteriore stazione basata su tecnologia a tripla GEM: la stazione ME0 comprenderà 36 camere (18 per *endcap*) ciascuna composta da sei strati di rivelatori a tripla GEM.

L'attività di ricerca relativa a questo lavoro di tesi, in particolare, si concentra sulla pianificazione, esecuzione e progressiva installazione delle stazioni GE1/1 e GE2/1.

Questo lavoro di tesi è stato condotto nell'ambito della collaborazione CMS e si basa sulla produzione e sul controllo di qualità dei rivelatori a tripla GEM per la stazione GE1/1, da installare durante LS2, nel 2019/2020.

Durante l'attività di tesi, relativa al triennio è stata utilizzata la grande quantità di dati acquisiti durante i 24 mesi di *test* di qualità della produzione, realizzata presso il sito di Bari e altri siti di assemblaggio.

I controlli di qualità sono elementi chiave per garantire rivelatori GE1/1 pienamente efficienti. La qualità e le prestazioni finali del rivelatore dipendono dalla qualità della produzione e dall'accuratezza delle procedure di assemblaggio del rivelatore.

Per questo motivo, per ogni fase della produzione di massa è stato accuratamente preparato un protocollo standardizzato di *Quality Assurance* (QA) e *Quality Control* (QC) per l'assemblaggio e la certificazione della camera e della supercamera, al fine di prevenire qualsiasi problema meccanico o elettrico che possa influenzare le prestazioni del rivelatore.

I QC hanno coinvolto tutti i principali componenti del rivelatore GE1/1 e si sono concentrati sui seguenti aspetti principali: tenuta del gas, test elettrico, rumorosità, guadagno effettivo, misura dell'uniformità di risposta ed efficienza.

La produzione di massa e i QC sono stati effettuati in diverse università e istituti di ricerca, distribuiti in tutto il mondo. Le operazioni di assemblaggio e qualificazione con elettronica finale delle 161 camere sono state condotte presso il sito centrale del CERN. In questa fase, i rivelatori sono stati sottoposti a ulteriori verifiche del sistema di distribuzione dell'alta tensione e delle performance dell'elettronica finale, per procedere alla costruzione della supercamera mediante l'accoppiamento di due camere.

È stato definito un criterio di accoppiamento dei rivelatori a tripla GEM per la selezione di camere con prestazioni omogenee in grado di assicurare condizioni ottimali di operatività delle supercamere in CMS. In particolare, si è dimostrato che l'accoppiamento in guadagno delle camere costituisce un valido criterio per poter selezionare camere con prestazioni omogenee ed è stato utilizzato per garantire il mantenimento delle prestazioni ottimali dei rivelatori in CMS.

Un grande impegno di tutto il gruppo GEM è in corso per completare la qualificazione delle supercamere. Alla fine di agosto del 2019 il primo set di supercamere destinato alla stazione GE1/1 è stato completamente validato mediante misure di efficienza con muoni cosmici. Le prime 72 camere (*endcap* negativo) sono state installate insieme con i loro servizi (gas, raffreddamento, bassa tensione e alta tensione), mentre il completamento, con l'installazione delle altre 72 camere (*endcap* positivo) è previsto per la primavera 2020. Le operazioni di test dopo l'installazione saranno concluse entro il 2020 per garantire il funzionamento delle camere a pieno regime durante il prossimo Run 3.

L'esperienza acquisita durante l'attività di ricerca presentata in questa tesi con la produzione e validazione per la stazione GE1/1 costituisce un valido strumento per la validazione della tecnologia GEM destinata alla stazione GE2/1. Nella nuova stazione GE2/1, i 36 rivelatori a tripla GEM devono ricoprire una superficie di 1.45 m² e uno spessore di 74 mm. A tal fine è stato necessario segmentare il rivelatore in 8 moduli (4 moduli per il *layer* frontale della camera e 4 moduli per il *layer* posteriore della camera). La totale copertura azimutale di camere della stazione sarà pertanto raggiunta mediante l'utilizzo di 288 moduli.

I requisiti e vincoli meccanici della stazione GE2/1 hanno indotto uno studio di MPGD alternativi tipo μ -RWELL che si caratterizzano per compattezza meccanica e facilità costruttiva con ottime prestazioni. L'applicazione delle μ -RWELL per rivelatori di grandi dimensioni come quelle previste per la stazione GE2/1 richiede un'ulteriore fase di R&D non compatibile con i tempi di installazione dell'esperimento. Pertanto la collaborazione ha optato per la tecnologia a tripla GEM anche per la stazione GE2/1.

I controlli di qualità sui primi moduli di rivelatore a tripla GEM per la stazione GE2/1 sono stati effettuati con successo presso i siti di Bari e del CERN, convalidando le scelte tecnologiche e consentendo di procedere alla produzione di massa delle 288 camere prevista per il 2020. Il laboratorio di Bari si occuperà della costruzione e della validazione di 48 moduli dei rivelatori a tecnologia GEM destinati alla stazione GE2/1.

Obiettivo della collaborazione è il completamento della produzione e validazione finalizzato alla fase di installazione di GE2/1 prima del LS3.

Bibliografia

- [1] CMS Collaboration, *The CMS experiment at LHC*, JINST 08 (2008) 03.
- [2] F Gianotti. Collider physics: LHC. (CERN-OPEN-2000-293), 2000. <https://cds.cern.ch/record/458489>.
- [3] F Halzen and A. D. Martin. *Quarks and Leptons*. John WILEY and SONS, 1985.
- [4] Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV. Technical Report CMSPAS-HIG-13-005, CERN, Geneva, 2013. URL <https://cds.cern.ch/record/1542387>.
- [5] CMS Collaboration. *Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties*. Eur. Phys. J. C, 74:3076. 79 p, Jul 2014.
- [6] ATLAS Collaboration. *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. Phys. Lett. B, 716:1–29. 39 p, Aug 2012.
- [7] CMS Collaboration. *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. Phys. Lett. B, 716:30–61. 59 p, Jul 2012.
- [8] CMS Collaboration. *Measurement of the properties of a Higgs boson in the four lepton final state*. Phys. Rev. D, 89:092007. 73 p, Dec 2013.
- [9] Georges Aad et al. *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*. Phys. Rev. Lett., 114:191803. 45 p, Mar 2015.
- [10] The Review of Particle Physics, Home Page - URL <http://pdg.lbl.gov>.
- [11] Tao Han et.al., *Phenomenology of Hidden Valleys at Hadron Colliders*. J. High Energy Phys., 07: 008. 21 p, Dec 2007.
- [12] Lep Injector Study Group, *LEP Design Report Vol. 1: The LEP Injector Chain*. CERN-LEP-TH-83-29, CERN-PS-DL-83-81, CERN-SPS-8326, LAL-RT-83-09, 1983.
- [13] The LHC Study Group, *The Large Hadron Collider Conceptual Design Report*. CERN/AC 95-05, 1995.
- [14] The ATLAS Collaboration, *ATLAS: A Toroidal LHC Apparatus* Technical Proposal. CERN/LHCC 94-18, LHCC/P1, December, 1994.
- [15] *The CMS muon project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997.

- [16] The ALICE Collaboration, *A Large Ion Collider Experiment Technical Proposal Design*. CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3, 1995.
- [17] The LHCb Collaboration, *A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation and Rare Decays* LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-04, LHCC/P4, 1998.
- [18] V. Karimäki, *The CMS tracker system project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997.
- [19] *The CMS tracker: addendum to the Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2000.
- [20] Vardan Khachatryan et al. *CMS Tracking Performance Results from Early LHC Operation*. *Eur. Phys. J. C*, 70:1165. 29 p, Jul 2010.
- [21] CMS Collaboration. *Performance of CMS muon reconstruction in $p\bar{p}$ collision events at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* . *J. Instrum.*, 7: P10002. 81 p, Jun 2012.
- [22] A. Colaleo et.al., *CMS Technical Design Report for the muon End-Cap GEM upgrade*. Technical Report CERN-LHCC-2015-012. CMS-TDR-013, CERN, Geneva, Jun 2015.
- [23] J Butler, et.al., *Technical Proposal for the Phase-II Upgrade of the CMS Detector*. Technical Report CERN-LHCC-2015-010. LHCC-P-008, CERN, Geneva, Jun 2015.
- [24] A. Colaleo et al., CERN-LHCC-2017-012, CMS-TDR-016, 12 September 2017.
- [25] CMS Collaboration. *Technical proposal for the upgrade of the CMS detector through 2020*. Technical Report CERN-LHCC-2011-006. LHCC-P-004, CERN, Geneva, Jun 2011.
- [26] G. Bencivenni et al. *The micro-Resistive WELL detector: a compact spark-protected single amplification-stage MPGD*, *Journal of instrumentation*, vol.10, p. 1-10, (2015) ISSN: 1748-0221.
- [27] Emilio Segre. *Nuclei and particles: an introduction to nuclear and subnuclear physics*; 1st ed. Benjamin, New York, NY, 1964.
- [28] F. Giustino et al. *GW method with the self-consistent Sternheimer equation* **PHYSICAL REVIEW B**81, 1151052010.
- [29] William R Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*; 2nd ed. Springer, Berlin, 1994.
- [30] Davies, C. W. (1962). *Ion Association*. London: Butterworths. pp. 37–53.
- [31] A. D. McNaught e A. Wilkinson *Beer–Lambert law* ISBN 0-9678550-9-8. <https://doi.org/10.1351>.

- [32] M. J. Berger et al. *Photon cross sections database*. NIST Standard reference data base 8 (XGAM).
- [33] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, Third Edition, John Wiley & Sons, Inc.
- [34] A. Syed, *Physics and engineering of radiation detection*, Elsevier, ISBN 978-0-12-045581-2.
- [35] H. L. Bradt and B Peters. Physics Review, 75, 1948.
- [36] F. Sauli, A. Sharma, *Micropattern gaseous detectors*, Annu.Rev. Nucl. Part. Sci. 1999. 49:341–88.
- [37] TH. G. Schut, J. A. Smit, *A direct measurement of the efficiency of the Penning effect*, Physica X, no 6, 1943.
- [38] J. Townsend, *Electron in gases*, Hutchinson, Londra 1947.
- [39] H. Raether, *Electron avalanches and breakdown in gases*, Butterworths (1964).
- [40] F. Sauli, *Micro-pattern gas detectors*, NIM A 477 (2002) 1-7.
- [41] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. A 62 (1968) 262.
- [42] A. Oed, *Position -Sensitive Detector With Micro-strip Anode for Electron Multiplication with Gases*, Nucl. Instr.& Methods A263 (1988) 351.
- [43] E. Oliveri et al., *Multi-GEM detectors in high particle fluxes*, Proceedings EPJ Web Conf. 174 (2018) 05001.
- [44] F. Sauli, *Gaseous radiation detectors. Fundamental and applications*, Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology, ISBN 978-1-107-04301-5.
- [45] F. Angelini et al., Nucl. Instr. and Meth. A 283 (1989) 755.
- [46] I. Giomataris et al., *Micromegas: a high-granularity, position sensitive gaseous detector for high particle flux environments*, Nucl. Instrum. Meth. A 376 (1996) 29.
- [47] F. Sauli, *Micro-pattern gas detectors*, NIM A 477 (2002) 1-7.
- [48] R. Bellazzini et al., *The WELL detector*, NIM A 423 (1999) 125-134.
- [49] G. Bencivenni et al. *The micro-Resistive WELL detector: a compact spark-protected single amplification-stage MPGD*, Journal of instrumentation, vol.10, p. 1-10, (2015) ISSN: 1748-0221.
- [50] A Marinov. *Feasibility of a GEM-based muon system for the CMS detector at the LHC*. PhD thesis, UNIVERSITEIT GENT, 2013.
- [51] S Bachmann et.al., *Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A, 438(CERN-EP-99-048):376–408.
- [52] S. Duarte Pinto and R. De Oliveira. *A method of manufacturing a gas electron multiplier*. Patent Wipo WO/2009127220.

- [53] S. D. Pinto et al., *A large area GEM detector*, 2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, Dresden, Germany, 2008, pp. 1426-1432.
- [54] D. Abbaneo et al., *Beam Test Results for New Full-scale GEM Prototypes for a Future Upgrade of the CMS High-eta Muon System*, 2012 (NSS/MIC), IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, pp. 1172-1176
- [55] A. J. Merlin *Study of long-term sustained operation of gaseous detectors for the high rate environment in CMS*. PhD thesis, University of Strasbourg, 2016.
- [56] P. Aspell, *VFAT2: A front-end system on chip providing fast trigger information, digitized data storage and formatting for the charge sensitive readout of multi-channel silicon and gas particle detectors*. Proceedings Topical Workshop on Electronics for Particle Physics (TWEPP07).
- [57] F. Sauli, *Principle of operation of multiwire proportional and drift chamber*, Yellow Report, CERN 77-09, 1977.
- [58] M. Ressegotti, *Study on a new design of a GEM-based technology detector for the CMS experiment: Instrumentation for Colliding Beam Physics*. Budker Institute of Nuclear Physics and Novosibirsk State University, Novosibirsk (Russian Federation).
- [59] S. Ramo, *Currents induced in electron motion*, Proc. IRE 27 (1934) 584.
- [60] D. Abbaneo et al., *Layout and Assembly Technique of the GEM Chambers for the Upgrade of the CMS First Muon Endcap Station*, Nucl.Instrum.Meth. A918 (2019) 67-75.
- [61] F. Paschen. Wied. Ann., 37:69, 1889.
- [62] LabVIEW TM User Manual, National Instruments, www.ni.com.
- [63] Y. Cengel, J. M. Cimbala, “Meccanica dei Fluidi”, McGraw-Hill, 2014.
- [64] Amptek, *CdTe X-ray and gamma ray detector*.
<http://amptek.com/products/xr-100cdte-x-ray-and-gamma-raydetector>
- [65] S. Martoiu et al., *Front End Electronics for the Scalable Readout System of RD51*, in 2011 Proc. IEEE Nucl. Sci. Symp., pp 2036-2038.
- [66] M. Raymond et al., *The APV25 0.25 μ m CMOS readout chip for the CMS tracker*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec. 2 (2000) 9/113.
- [67] S. Colafranceschi, *A new Slow Control and Run Initialization Byte-wise Environment (SCRIBE) for the quality control of mass-produced CMS GEM detectors*. IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imag. Conf. Rec. (2016).
- [68] V. Altini, et al., *Commissioning and initial experience with the ALICE on-line*, 2009 Proc. 17th International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics, J.Phys.Conf. ,2010, Prague, Czech Republic.

- [69] F. Carena et.al., “*The ALICE data acquisition*”, NIM A 741, 21 March 2011, (pag. 130-162).
- [70] *Performance of CMS muon reconstruction in $p\bar{p}$ collision events at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , 2012 JINST 7 P10002.
- [71] CMS collaboration, *Performance study of the CMS barrel resistive plate chambers with cosmic rays*, 2010 JINST 5 T03017.
- [72] CMS collaboration 2010 *Alignment of the CMS muon system with cosmic-ray and beam-halo muons*, JINST 5 T03020.
- [73] Tytgat et al., *Quality control for the first large areas of triple-GEM chambers for the CMS endcaps*, EPJ Web Conf. Volume 174, 2018 4th International Conference on Micro Pattern Gaseous Detectors (MPGD2015).
- [74] M. Ressegotti, *Current state of the R&D on Micropattern Gaseous Detectors for the CMS muon system upgrade*. LHCC meeting CERN.
- [75] S Bachmann et.al. *Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A, 438(CERN-EP-99-048):376–408. 45 p, Apr 1999.
- [76] S. Franchino et al. *Effects of High Charge Densities in Multi-GEM Detectors*. IEEE NSS, 2015.
- [77] *The Phase-2 Upgrade of the CMS Beam Radiation Instrumentation and Luminosity Detectors: Conceptual Design*, TDR-19-003.
- [78] M.M. Gruchala et al., *Upgrade of the CMS muon spectrometer in the forward region with the GEM technology*. Proceedings International Conference on High Energy Physics (ICHEP2018)
- [79] CMS Collaboration, *Technical proposal for the phase II upgrade of the Compact Muon Solenoid*, CERN-LHCC-2015-10, CMS-TDR-15-02.
- [80] L. Malter. *Thin film field emission*. Physics Review, (50):48, 1936.
- [81] G. Bencivenni et al., The micro –RWell layouts for high particle rate, JINST 14 P05014
- [82] G. Bencivenni et al. NIM A518(2004)106
- [83] G. Bencivenni et al., *The micro-Resistive WELL detector for the phase-2 upgrade of the LHCb muon detector*, International Conference on High Energy Physics (ICHEP2018)
- [84] <https://www.ansys.com>
- [85] http://garfield.web.cern.ch/garfield/help/garfield_62.html.

Ringraziamenti

Il mio primo e fondamentale ringraziamento è rivolto ai miei supervisori, il dottor Antonio Ranieri e la dottoressa Anna Colaleo, senza di loro non sarebbe stata scritta una sola riga di questa tesi. Sono stati Tonio e Anna a farmi riflettere su quanto ognuno di noi è disposto a investire di se stesso e della propria vita per poter procedere sul Carro dei Giganti. È stato un onore per me lavorare con una collaborazione che per lungo tempo avevo guardato da lontano e che non avrei mai immaginato di sfiorare in un segmento della mia vita.

Il mio secondo, per ordine, ma non per importanza, ringraziamento è rivolto all'intero gruppo, il noto CMS Muon Group, non una semplice sigla, ma un'associazione di scienziati e di persone. Per la prima volta, ho potuto sperimentare in prima persona il valore dell'inclusione, dell'accoglienza, della collaborazione, del sostegno, della solidarietà, del lavoro duro per raggiungere grandi e nobili obiettivi comuni e non meri appagamenti narcisistici. Non un gruppo grande, ma un grande gruppo.

È stato molto curioso in questi anni, guardare alla componente più giovane che ha circondato la mia attività di dottorato. La mia generazione, l'ultima probabilmente a non essere classificata nativa digitale, era colma di immaginazione, poesia, sogni e camminava lenta e impacciata sui grandi massi della conoscenza preoccupandosi di non calpestare le proprie origini, di non giudicare quello che era stato costruito fino a quel momento, di avere rispetto del passato e di guardare al futuro aggiungendo un altro piano a quello già presente. Le nuove generazioni, invece, hanno una sottospecie di incoscienza proliferativa, sono detentori di un'enorme massa di conoscenze, volatili, la immagino con la consistenza dello zucchero filato, divorano rapidamente e non camminano, corrono, quasi fluttuano sui piccoli ciottoli della storia, sulle macerie di quello che non sarà mai considerato "utile" fosse anche la testa di un'umanità che vuole rivendicare la sua dignità e autorevolezza. Distruggono, perché sono consapevoli che saranno in grado di ricostruire, meglio, sono spietati perché sanno che non ci sarà nessun inferno ad aspettarli. Il mio terzo ringraziamento è alla mia generazione.

Un ringraziamento speciale a Piet Verwilligen e Jeremie Alexandre Merlin per la loro gentilezza e per la loro competenza, sono fertili, faranno buone cose.

Infine, non posso terminare i miei ringraziamenti con il mio augurio più sincero in completo stile CMS: "Muoni, Muoni, Muoni!".

