



UNIVERSITÀ
DI PAVIA

Dipartimento di Fisica

Corso di laurea magistrale in Scienze fisiche

Sviluppo di un Setup Sperimentale per Misure di Efficienza con Raggi Cosmici per il Rivelatore PICOSEC-MM

Tesi per la laurea di:
Brunelli Marco

Relatrice:
Prof. Ilaria Vai

Correlatore:
Dr. Matteo Brunoldi

Anno accademico 2025 – 2026

Indice

1	Dal Modello Standard alla Sfida dei Futuri Acceleratori	4
1.1	Il Modello Standard	4
1.1.1	La teoria Elettro-Debole	5
1.1.2	Cronodinamica Quantistica	7
1.1.3	Il Bosone di Higgs	8
1.2	Riscontri sperimentali del Modello Standard	10
1.2.1	Successi sperimentali del Modello Standard	10
1.2.2	Questioni irrisolte nel Modello Standard	12
1.3	Large Hadron Collider	15
1.3.1	Gli esperimenti principali	17
1.4	High-Luminosity LHC	21
1.5	Future Colliders	22
1.5.1	Future Circular Collider (FCC-ee)	23
1.5.2	Muon Collider	27
2	Rivelatori a Gas	33
2.1	Interazione radiazione-materia nei gas	33
2.1.1	Cluster di Ionizzazione e Ionizzazione Secondaria	36
2.2	Principi di funzionamento di un rivelatore a gas	39
2.2.1	Deriva e Diffusione delle cariche	39
2.2.2	Processi di cattura elettronica (<i>Attachment</i>)	41
2.2.3	Moltiplicazione a valanga e Gas Quencher	42
2.2.4	Regimi di funzionamento e Limite di Raether	45
2.3	Architetture dei rivelatori a gas: evoluzione e limiti	46
2.3.1	Rivelatori classici: Dal Condensatore alle MWPC	46
2.3.2	Le Multi-Wire Proportional Chambers (MWPC)	49
2.3.3	Micro-Pattern Gaseous Detectors (MPGD)	50
2.4	Il Rivelatore PICOSEC-Micromegas	55
2.4.1	Descrizione Strutturale e Sincronizzazione della Sorgente	56
2.4.2	Ottimizzazione Spettrale e Materiali del Fotocatodo	57
2.4.3	La Fisica dell'Amplificazione a Due Stadi	58
2.4.4	Prestazioni e Applicazioni nei Future Colliders	59
3	Preparazione di un Setup per la Misura di Efficienza con Cosmici del Rivelatore PICOSEC-MM	60
3.1	Il Prototipo: PICOSEC-MM	61
3.1.1	Dettagli Geometrici e Materiali	61

3.1.2	Dettagli Meccanici e Miscela Gassosa	63
3.1.3	Elettronica di lettura	64
3.2	Misure Preliminari	65
3.2.1	Setup Sperimentale	65
3.3	Analisi Dati e Calcolo del Guadagno	67
3.3.1	Determinazione dell'Ampiezza Media e Ottimizzazione per le Scariche	67
3.3.2	Curve di Guadagno	69
3.3.3	Risultati delle Misure di Guadagno	69
3.4	Setup Sperimentale per Misure di Efficienza	74
3.4.1	Componente Hardware e Sistema di Acquisizione Dati	74
3.5	Infrastruttura Software	81
3.5.1	Il programma Supervisor	81
3.5.2	Il Programma Watchdog	82
3.6	Analisi Dati e Risultati	84
3.6.1	Accettanza Geometrica e Durata delle Acquisizioni	84
3.6.2	Calcolo dell'efficienza	85
3.6.3	Analisi di Stabilità: Efficienza con Media Mobile	87
3.6.4	Risultati	88
Bibliografia		97

Introduzione

L'attuale ricerca nel campo della fisica delle particelle sta attraversando una fase di profonda transizione tecnologica: i *future colliders*, ovvero i collisori alla frontiera delle alte energie e intensità come il Muon Collider e il Future Circular Collider (FCC), imporranno ai rivelatori di particelle requisiti senza precedenti.

Le estreme condizioni operative, caratterizzate da altissimi tassi di *pile-up* e da elevati livelli di rumore di fondo, renderanno infatti insufficienti le tradizionali tecniche di ricostruzione basate puramente sulla componente spaziale. Per questo motivo, risulta di particolare interesse lo sviluppo del *4D-tracking*, un nuovo paradigma che arricchisce la ricostruzione della traccia integrando la dimensione temporale ad elevatissima precisione. In questo scenario, i rivelatori a gas della famiglia *Micro-Pattern Gaseous Detectors* (MPGD) emergono come candidati ideali per coprire vaste aree a costi ridotti. Tra questi spicca il rivelatore PICOSEC-Micromegas (PICOSEC-MM), un'architettura innovativa che sostituisce la ionizzazione diretta nel gas con l'emissione di luce Cherenkov. Questo meccanismo consente di raggiungere risoluzioni temporali nell'ordine delle decine di picosecondi, riducendo significativamente l'impatto delle fluttuazioni statistiche intrinseche dei processi di ionizzazione diretta nel gas.

Il presente lavoro di tesi si pone l'obiettivo di allestire e caratterizzare un setup sperimentale dedicato allo studio di un prototipo PICOSEC-MM. Per quanto riguarda la struttura dell'elaborato, il Capitolo 1 fornisce un quadro teorico del Modello Standard, esaminandone i limiti intrinseci e descrivendo le sfide sperimentali poste dai futuri collisori, motivando la necessità di sviluppare tecnologie con elevata risoluzione temporale.

Il Capitolo 2 approfondisce i principi fisici dell'interazione radiazione-materia, ripercorrendo l'evoluzione dei rivelatori a gas a partire dalle tradizionali camere a fili fino all'architettura a doppio stadio di preamplificazione e moltiplicazione di PICOSEC-MM.

Infine, il Capitolo 3 è dedicato alla descrizione delle attività svolte in laboratorio: dalla preparazione del setup per misure di efficienza con raggi cosmici fino allo sviluppo dell'infrastruttura software per il controllo remoto del modulo di alta tensione responsabile dell'alimentazione del rivelatore. Il capitolo si conclude con la presentazione e l'analisi dei risultati ottenuti, i quali confermano la validità del sistema e la sua capacità di misurare l'efficienza di rivelazione al variare della miscela di gas e della tensione di alimentazione.

Capitolo 1

Dal Modello Standard alla Sfida dei Futuri Acceleratori

1.1 Il Modello Standard

Il *Modello Standard* (SM) è la teoria quantistica dei campi che descrive i costituenti fondamentali della materia e le loro interazioni. Dal punto di vista matematico, lo SM è una *teoria di Gauge* basata sull'invarianza locale rispetto al gruppo di simmetria:

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (1.1)$$

Il Modello Standard unifica tre delle quattro interazioni fondamentali tra le particelle. Nello specifico, la teoria descrive:

- L'interazione forte, descritta dalla *Quantum Chromodynamics* (QCD). A tale teoria viene associato il gruppo $SU(3)_C$, dove il pedice C si riferisce alla carica conservata da queste trasformazioni: il **colore**.
- L'interazione *elettrodebole* (EW), che unifica l'interazione nucleare debole e quella elettromagnetica. Tale teoria è basata sul gruppo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il pedice L indica che l'interazione debole agisce solamente sui campi fermionici sinistrorsi (*left-handed*), mentre Y rappresenta l'ipercarica debole.

Essendo le masse delle particelle estremamente ridotte, il contributo dell'interazione gravitazionale risulta trascurabile alle scale di energie tipiche della fisica delle particelle. Di conseguenza, l'interazione gravitazionale non è inclusa nel Modello Standard: all'interno della teoria si assume uno *spazio-tempo piatto*.

In Figura 1.1 è riportato lo spettro delle particelle elementari descritto dallo SM, organizzate in base allo *spin*. In particolare:

- i **fermioni** (particelle aventi spin 1/2) sono a loro volta organizzati in tre *generazioni di massa crescente* e si dividono in **quark** e **leptoni**;
- i **bosoni di gauge** (particelle a spin 1) agiscono come *mediatori* delle interazioni fondamentali. Sono suddivisi in bosoni massivi ($W^\pm$ e Z^0) per l'interazione debole e, rispettivamente, fotone (γ) e gluoni (g) per l'interazione elettromagnetica e forte;

- il **bosone di Higgs** (particella a spin 0) è il quanto dell'unico campo scalare elementare della teoria. A tale particella si associa la rottura spontanea della simmetria elettrodebole, ovvero il meccanismo tramite cui i bosoni vettori e i fermioni acquisiscono massa.

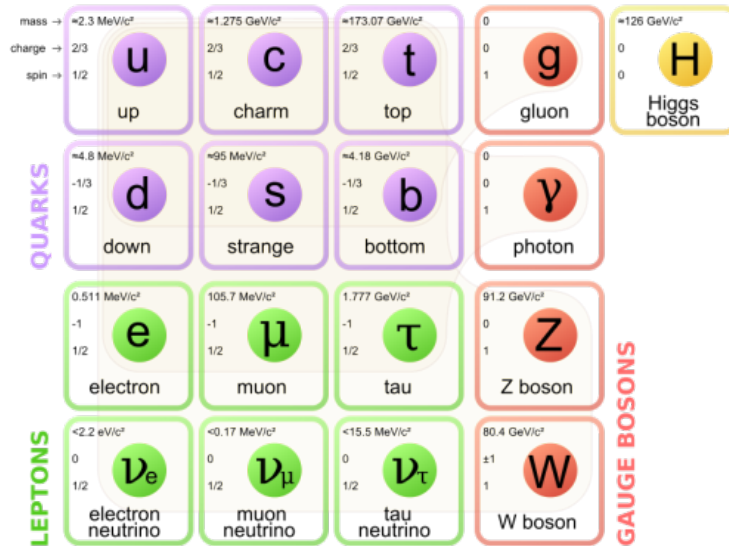


Figura 1.1: Particelle fondamentali del Modello Standard (a sinistra) e i bosoni mediatori delle interazioni fondamentali e il bosone di Higgs per la generazione delle masse (a destra).

1.1.1 La teoria Elettro-Debole

L'unificazione dell'interazione elettromagnetica e di quella debole in un unico formalismo, la **Teoria Elettro-Debole (EW)**, è stata necessaria per descrivere fenomeni non previsti dall'**Elettrodinamica Quantistica**, come i decadimenti $\beta^\pm$ nucleari e il decadimento del muone.

Prendendo come esempio il decadimento β^+ di un protone all'interno di un nucleo (Eq. 1.2):

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (1.2)$$

un processo di questo tipo non può essere di natura elettromagnetica, in quanto non coinvolge fotoni nello stato finale e, soprattutto, **viola la parità** [1]. L'interazione elettrodebole agisce infatti solo sulla componente *left-handed* delle particelle.

Non sarà perciò possibile descrivere il processo utilizzando la corrente vettoriale della QED, che descrive infatti un campo fermionico interagente con il campo di un fotone:

$$j_{QED}^\mu = e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \quad (1.3)$$

dove e è la carica elettrica elementare, ψ rappresenta lo spinore di Dirac associato al fermione, $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$ è il suo spinore aggiunto e γ^μ (con $\mu = 0, 1, 2, 3$) sono le matrici di Dirac. Per le interazioni deboli, dovremo invece ricorrere alla *corrente chirale* di tipo

$V - A$ (Vettore - Assiale):

$$j_{V-A}^\mu = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\psi} \gamma^\mu \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) \psi \quad (1.4)$$

dove:

- g è la costante di accoppiamento dell'interazione debole, associata al gruppo di simmetria $SU(2)_L$;
- $P_L = \frac{1 - \gamma^5}{2}$ è l'operatore di proiezione chirale, che seleziona le componenti *left-handed* dei campi fermionici;
- $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ è la matrice di chiralità.

L'unificazione richiede inoltre l'esistenza di processi a **corrente neutra**, mediati dal bosone Z^0 , osservati per la prima volta nel 1973 presso la camera a bolle *Gargamelle* [2] del CERN. Ulteriori evidenze a favore dell'unificazione derivano dalle proprietà del **nucleone**. La similitudine tra protone e neutrone, caratterizzati da masse simili ($m_p \simeq 938 \text{ MeV}/c^2$, $m_n \simeq 939 \text{ MeV}/c^2$) e sezioni d'urto deboli confrontabili, permise ad **Heisenberg** di introdurre il concetto di **isospin**.

Secondo tale formalismo, è possibile considerare neutroni e protoni come due componenti di un doppietto di isospin ($I = \frac{1}{2}$). Il **nucleone** viene quindi descritto come un unico campo di materia, mentre neutrone e protone corrispondono alle proiezioni della terza componente dell'isospin:

$$\begin{cases} T_3(p) = +\frac{1}{2} \\ T_3(n) = -\frac{1}{2} \end{cases} \quad (1.5)$$

Nel Modello Standard, tale approccio viene esteso anche al caso dell'**isospin debole**, descritto dal gruppo di simmetria $SU(2)_L$.

Per compiere l'*unificazione*, si introduce anche il campo di **ipercarica debole** (Y), associato al gruppo $U(1)_Y$.

In questo formalismo, perciò, la carica elettrica Q viene definita dalla relazione di **Gell-Mann-Nishijima**:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.6)$$

in cui Q è la carica elettrica della particella (in unità di carica elementare), T_3 è la terza componente dell'isospin debole (il numero quantico associato al generatore del gruppo di simmetria $SU(2)_L$), mentre Y rappresenta l'ipercarica debole (il numero quantico associato al generatore del gruppo $U(1)_Y$). È possibile dimostrare che i bosoni mediatori della teoria elettrodebole acquisiscono massa tramite la rottura spontanea della simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ mediata dal **Meccanismo di Higgs**. In particolare, le masse dei bosoni mediatori risultano:

- $M_W \simeq 80.38 \text{ GeV}/c^2$ per i bosoni $W^\pm$;
- $M_Z \simeq 91.19 \text{ GeV}/c^2$ per il bosone Z^0 .

L'elevata massa dei bosoni è coerente con la natura a corto raggio dell'interazione debole.

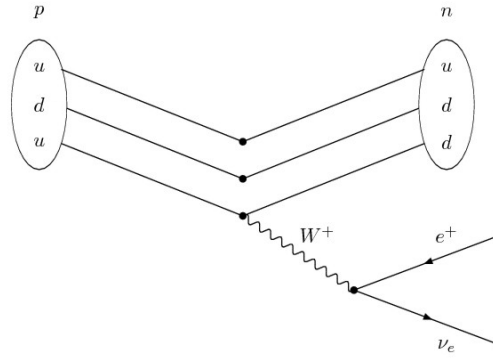


Figura 1.2: Diagramma di Feynman che descrive il decadimento β^+ mediato dal bosone W^+ .

1.1.2 Cronodinamica Quantistica

La QED e la teoria EW non sono sufficienti per la descrizione delle interazioni nucleari forti. Questo tipo di interazione è invece descritto dalla *Cromodinamica Quantistica* (QCD), una teoria di gauge non-abeliana basata sul gruppo di simmetria $SU(3)_C$ che agisce esclusivamente sui *quark*. Tale teoria si pone l'obiettivo di spiegare due osservazioni sperimentali:

- la **libertà asintotica** dei quark: a scale di energia molto elevate la costante di accoppiamento α_s diminuisce, rendendo i quark asintoticamente liberi;
- il **confinamento di colore**: a basse energie l'intensità dell'interazione aumenta drasticamente, impedendo l'osservazione di quark isolati e rendendo energeticamente conveniente la formazione di stati legati detti **adroni** (distinguibili in mesoni e barioni).

A differenza del fotone nella QED, i **gluoni**, bosoni mediatori della QCD, possiedono una **carica di colore**. Questa proprietà, che deriva dalla natura non-abeliana del gruppo $SU(3)_C$, permette di osservare termini di **auto-interazione tra i bosoni mediatori**.

Tale proprietà riesce inoltre a spiegare il motivo per cui il gluone, pur essendo un bosone mediatore *privo di massa*, riesce a generare un'interazione a corto raggio: mentre nella QED il potenziale segue un andamento $V \propto \frac{1}{r}$, in QCD il potenziale tra due cariche di colore è approssimabile a:

$$V_{QCD}(r) \approx -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (1.7)$$

dove:

- k rappresenta la *tensione della stringa*, ovvero la forza per unità di lunghezza necessaria per separare ulteriormente una coppia quark-antiquark;
- α_s è la costante di accoppiamento dell'interazione forte.

Le linee di campo di colore sono quindi confinate in un **tubo di flusso**. A energie elevate (brevi distanze), il termine coulombiano domina e la costante di accoppiamento α_s diventa piccola, rendendo i quark asintoticamente liberi. A basse energie (distanze elevate), invece, il termine lineare kr diventa dominante: l'energia del sistema aumenta finché non diventa energeticamente conveniente la formazione di una coppia quark-antiquark, processo che prende il nome di **adronizzazione**.

Esistono svariate osservazioni sperimentali a sostegno dell'esistenza della carica di colore. Tra quelle più rilevanti vi sono la scoperta del *barione* Δ^{++} (il cui stato fondamentale, composto da tre quark *up* con spin paralleli, violerebbe il Principio di Esclusione di Pauli in assenza di un ulteriore numero quantico antisimmetrico) e la misura della larghezza di decadimento del pione neutro ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), il cui rate teorico risulta corretto solo se moltiplicato per il numero di colori al quadrato (N_c^2). La proprietà del confinamento, infine, è osservabile nei collider tramite i processi di **adronizzazione**, che si manifestano sperimentalmente con la formazione di *jet* adronici.

1.1.3 Il Bosone di Higgs

L'ultimo aspetto teorico necessario per una buona comprensione del Modello Standard riguarda il *bosone di Higgs*, l'unica particella elementare scalare (spin 0) inclusa nella teoria. La sua scoperta, avvenuta nel 2012 presso il CERN grazie alle collaborazioni ATLAS e CMS di LHC, ha confermato la validità sperimentale del *Meccanismo di Higgs*.

Nelle Figure 1.3 e 1.4 è riportata la prova sperimentale della sua esistenza. Osservando le distribuzioni relative al canale di decadimento:

$$H \rightarrow \gamma\gamma \quad (1.8)$$

è possibile notare che in entrambi i grafici è presente un eccesso di eventi (*bump*) in corrispondenza di una massa invariante pari alla massa a riposo dell'Higgs, $m_H \simeq 125 \text{ GeV}/c^2$.

Osservando inoltre il grafico riportato in Figura 1.5, che mette in relazione la massa misurata delle particelle elementari con la rispettiva *costante di accoppiamento* (parametro che indica l'intensità dell'interazione con il campo di Higgs), si nota che:

- l'intensità dell'interazione con il campo di Higgs è strettamente legata alla massa della particella: in particolare, è *linearmente proporzionale* per i fermioni e *quadraticamente proporzionale* per i bosoni vettoriali;
- i dati ottenuti confermano che il Meccanismo di Higgs è effettivamente responsabile della generazione delle masse dei bosoni $W^\pm$ e Z^0 , dei quark e dei leptoni carichi;
- la massa misurata del bosone di Higgs, ottenuta combinando i dati dei vari canali di decadimento, risulta pari a $m_H \simeq 125.1 \text{ GeV}/c^2$.

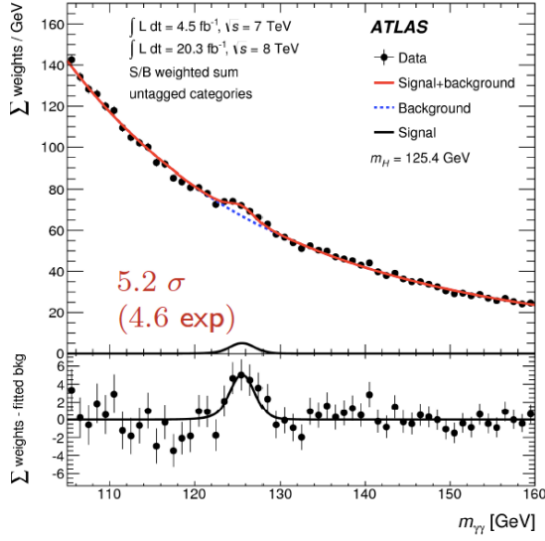


Figura 1.3: Distribuzione della massa invariante ($m_{\gamma\gamma}$) misurata da ATLAS.d [3].

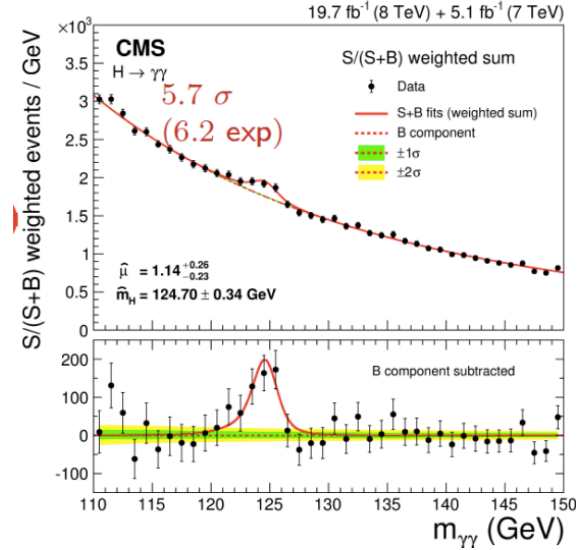


Figura 1.4: Distribuzione della massa invariante ($m_{\gamma\gamma}$) misurata da CMS.d [4].

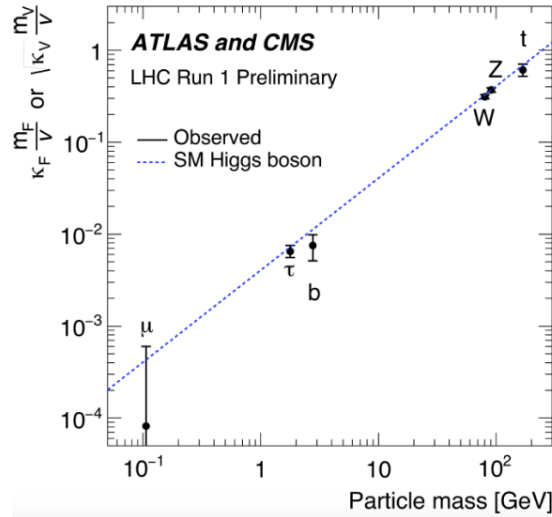


Figura 1.5: Conferma sperimentale del fatto che il Meccanismo di Higgs sia responsabile della generazione della massa, in accordo con quanto previsto dal Modello Standard [5].

1.2 Riscontri sperimentali del Modello Standard

1.2.1 Successi sperimentali del Modello Standard

Dopo aver introdotto i principi teorici del Modello Standard, è opportuno sottolineare come i risultati sperimentali ottenuti negli ultimi decenni siano in ottimo accordo con le previsioni teoriche.

Oltre alla scoperta del bosone di Higgs, che ha verificato sperimentalmente la validità del Meccanismo di Higgs, un risultato di enorme importanza è dato dalla determinazione delle masse dei **bosoni vettoriali**, $W^\pm$ e Z^0 , misurate con un'incertezza relativa $\frac{\delta M}{M} < 0.1\%$.

Misurando la sezione d'urto della risonanza del bosone Z^0 , il cui andamento è riportato in Figura 1.6, è stato possibile:

- determinare il valore della sua massa, pari a $M_Z \simeq 91.19 \text{ GeV}/c^2$;
- dimostrare l'esistenza di **esattamente tre generazioni di neutrini leggeri**.

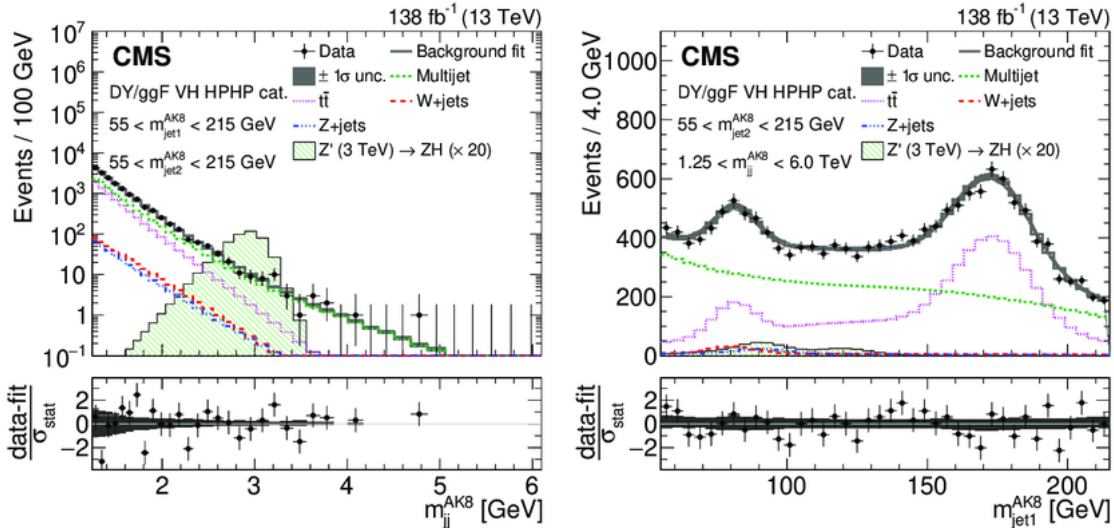


Figura 1.6: Sezione d'urto relativa alla produzione di un bosone Z^0 misurata al LEP [6].

La misurazione di M_W risulta più complessa a causa della presenza di un neutrino nello stato finale, ma è un parametro di fondamentale importanza. Combinando le misure di M_W , M_Z e della massa del quark top, è stato possibile eseguire dei **fit elettrodeboli** estremamente accurati. Grazie alle correzioni radiative (introdotte dalla quantizzazione della teoria oltre il *tree level*), i fit individuano un limite superiore per la massa del bosone di Higgs. Tale limite è compatibile con il valore di $125 \text{ GeV}/c^2$ successivamente misurato a LHC. La misura ha dimostrato la validità dello SM, confermandone il *potere predittivo*.

Un'ulteriore conferma della teoria EW è data dalla misura dell'**angolo di mixing elettrodebole** θ_W (o angolo di Weinberg). Questo parametro, infatti, permette di

individuare una relazione diretta tra le costanti di accoppiamento delle interazioni elettromagnetiche e deboli:

$$e = g \sin \theta_W \quad (1.9)$$

Il valore di θ_W è calcolabile confrontando le sezioni d'urto dei processi a **corrente neutra** (mediati dal bosone Z^0) e a **corrente carica** (mediati dai bosoni $W^\pm$).

Il valore misurato per il parametro di mixing risulta:

$$\sin^2(\theta_W) \simeq 0.23 \quad (1.10)$$

Il fatto che il valore misurato rimanga costante sia per esperimenti condotti con neutrini sia per quelli che utilizzano elettroni rappresenta inoltre una prova della correttezza dell'unificazione elettrodebole.

Anche per quanto riguarda il *settore del sapore* sono stati ottenuti dei risultati sperimentali di grande importanza.

Sebbene nelle interazioni forti il sapore dei quark sia conservato, le **interazioni deboli a corrente carica** (mediate dai bosoni $W^\pm$) permettono ai quark di trasformarsi da uno stato di sapore a un altro: un quark d , per esempio, può decadere in un quark u .

Tale fenomeno è descritto dal **Meccanismo Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)** e, in particolar modo, dalla matrice unitaria 3×3 ad esso associata:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Gli elementi V_{ij} forniscono l'ampiezza di probabilità che un quark di sapore j si trasformi in uno di sapore i . Sperimentalmente, si osserva che la matrice è pressoché diagonale: le transizioni che avvengono all'interno della stessa famiglia, come $u \rightarrow d$, sono *Cabibbo-favoured* (ovvero favorite), mentre quelle tra famiglie diverse sono sopresse (*Cabibbo-suppressed*).

Lo studio del Meccanismo CKM ha portato a due conclusioni di enorme rilevanza sperimentale:

- la **violazione della simmetria CP**: la matrice CKM contiene al suo interno una fase complessa irriducibile, causa della violazione della simmetria di Coniugazione di Carica e Parità (CP). Il fenomeno è stato osservato inizialmente in relazione ai *kaoni* e successivamente confermato negli esperimenti BaBar, Belle e LHCb, ed è in grado di fornire una spiegazione parziale all'*asimmetria tra materia e antimateria*;
- l'esistenza di **almeno tre generazioni**: per giustificare matematicamente la presenza di una fase complessa non riassorbibile nei campi, la matrice deve avere *almeno* dimensione 3×3 . L'osservazione della violazione della simmetria CP quindi, implica che debbano esistere almeno tre famiglie di quark.

1.2.2 Questioni irrisolte nel Modello Standard

La scoperta del bosone di Higgs ha confermato il meccanismo di rottura spontanea della simmetria, riuscendo a risolvere una serie di problematiche presenti nel Modello Standard, quali:

- la violazione dell'unitarietà (e quindi della *simmetria custodiale*) nello scattering di bosoni vettori $W^\pm$ e Z^0 per scale di energia superiori al TeV;
- la violazione della parità data dall'aggiunta a mano di un termine di massa per leptoni e quark.

D'altro canto, lo SM lascia irrisolti una serie di interrogativi fondamentali. Come evidenziato, infatti, un aspetto particolarmente critico riguarda la **naturalzza** e la **gerarchia dei parametri**.

Lo SM presenta infatti 26 parametri liberi (masse dei fermioni, angoli di mixing, costanti di accoppiamento e la fase presente nella matrice V_{CKM}) i cui valori non sono predetti matematicamente dalla teoria, ma inseriti come correzioni sperimentali. La distribuzione dei valori delle masse su diversi ordini di grandezza, come l'evidente divario tra il caso del neutrino (avente massa quasi nulla) e quello del quark top ($m_t \simeq 173 \text{ GeV}/c^2$), suggerisce che il Modello Standard sia una **teoria efficace**, ovvero il limite a basse energie di una teoria più completa [7].

Oltre all'apparente **arbitrarietà** di tali parametri, non è presente una spiegazione teorica al fatto che le famiglie fermioniche siano esattamente tre. Il Modello Standard, infatti, raggruppa i fermioni in tre famiglie che possiedono i medesimi valori per i numeri quantici di spin e carica, ma aventi masse crescenti. Nonostante la scoperta del bosone di Higgs sia riuscita a spiegare il meccanismo che porta tali particelle ad acquisire massa, non fornisce informazioni sul **numero di famiglie**.

Come discusso nella sezione precedente, i dati forniti dall'esperimento ALEPH del LEP, oltre a localizzare la massa del bosone Z^0 intorno ai $91.19 \text{ GeV}/c^2$, forniscono una prova diretta dell'esistenza di **esattamente tre famiglie**. Osservando, infatti, il grafico in Figura 1.7, è possibile notare che i punti sperimentali coincidono con la curva teorica per $N_\nu = 3$, ma non esiste alcuna giustificazione teorica per tale fatto.

Parallelamente, il modello non contiene candidati per la **materia oscura**. Sebbene i neutrini siano candidati ideali per la componente calda della materia oscura, la loro massa trascurabile non è compatibile con i modelli che descrivono la formazione delle galassie. Questa osservazione impone l'esistenza di particelle massicce non presenti nel Modello Standard, le *Weakly Interacting Massive Particles* (**WIMP**). L'osservazione di tali particelle è uno degli obiettivi primari di LHC.

Un altro aspetto di fondamentale importanza riguarda i **neutrini**, assunti privi di massa per ragioni di simmetria. A livello teorico, infatti, si considerano solo neutrini *left-handed* (ν_L) e antineutrini *right-handed* ($\bar{\nu}_R$) e non è dunque possibile scrivere un termine di massa di Dirac come per tutti gli altri fermioni.

Sperimentalmente, tuttavia, le osservazioni relative alle **oscillazioni di sapore** hanno dimostrato che neutrini di un certo sapore (ν_e) possono, appunto, oscillare e trasformarsi in un neutrino di sapore diverso (ν_μ) durante la propagazione. Questo fenomeno è però in contrasto con le previsioni teoriche, in quanto può avvenire solo se:

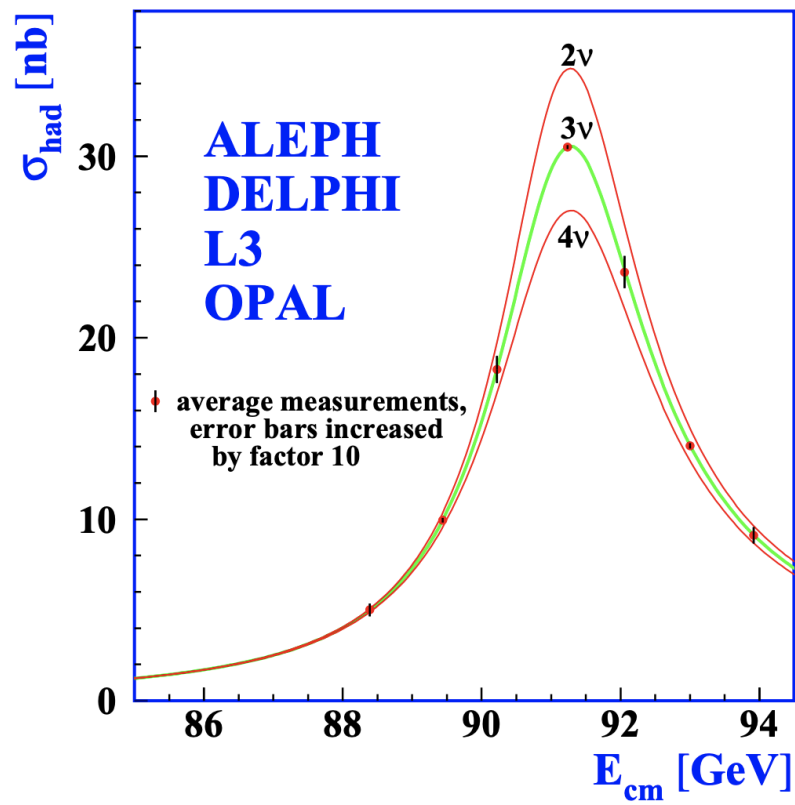


Figura 1.7: Sezione d'urto misurata dall'esperimento ALEPH. Il confronto tra i dati e le curve teoriche per $N_\nu = 2, 3, 4$ conferma l'esistenza di tre famiglie di neutrini leggeri.[8]

- i neutrini hanno masse diverse tra loro ($\Delta m_{ij}^2 \neq 0$);
- almeno due generazioni di neutrini hanno **massa non nulla**.

Per tentare di giustificare la massa estremamente piccola dei neutrini, è possibile fare riferimento al **Meccanismo See-Saw**, che ipotizza l'esistenza di una controparte destrorsa molto massiva, i neutrini **sterili**. In particolare, secondo questa teoria, la massa dei neutrini sperimentalmente osservati è inversamente proporzionale alla massa della controparte pesante. Tali particelle sarebbero dunque rivelabili solo a energie molto elevate.

Oltre alle lacune presentate nel settore dei neutrini e della materia oscura, il Modello Standard fallisce anche nella descrizione dell'**interazione gravitazionale** (che non viene considerata), rendendo la teoria incapace di unificare tutte e quattro le forze fondamentali.

Inoltre, la teoria non è in grado di trovare una giustificazione all'**asimmetria tra materia e antimateria**: nonostante la violazione della simmetria CP sia contemplata nel settore dei quark, l'entità della violazione è troppo piccola per giustificare la quasi totale predominanza della materia rispetto all'antimateria.

Come anticipato all'inizio del paragrafo, un'ulteriore criticità della teoria è rappresentata dal **Problema della Gerarchia**. Le correzioni quantistiche relative alla massa del bosone di Higgs, che vengono introdotte quando si considerano loop di particelle virtuali, presentano delle divergenze quadratiche che, a livello teorico, dovrebbero spingere il valore di m_H verso la **scala di Planck** (intorno ai 10^{19} GeV).

Sperimentalmente, invece, si osserva un valore di diversi ordini di grandezza inferiore, intorno ai $125 \text{ GeV}/c^2$. Per spiegare questo enorme divario sarebbe necessario un *fine-tuning*, ovvero un bilanciamento tra i parametri della teoria nell'ordine di 34 ordini di grandezza. Chiaramente, tale possibilità risulta estremamente improbabile. Si ipotizza, perciò, l'esistenza di una **Nuova Fisica** a scale di energia superiori al TeV in grado di spiegare la massa dell'Higgs.

La verifica di modelli come la **Supersimmetria**, o di teorie *Beyond Standard Model* (BSM) in generale, richiede acceleratori in grado di raggiungere luminosità estremamente elevate. L'obiettivo, dunque, è l'aumento della statistica per osservare processi con sezioni d'urto ridotte.

1.3 Large Hadron Collider

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è un acceleratore di particelle del CERN di Ginevra. Esso si trova all'interno di un tunnel sotterraneo avente una circonferenza di 27 km ed è progettato per esperimenti basati sulla collisione di fasci di adroni ad alta energia.

Per raggiungere le energie di collisione, i protoni (o in generale i fasci adronici utilizzati) non vengono iniettati direttamente nell'anello principale, ma vengono prima fatti passare per un sistema di *pre-acceleratori*.

In particolare, i costituenti del fascio, ottenuti a partire dalla ionizzazione di gas di idrogeno, vengono immessi in un acceleratore lineare. Nelle prime fasi (*Run 1* e *Run 2*) veniva utilizzato il *LINAC 2* per accelerare protoni fino a 50 MeV. Questo è stato recentemente sostituito dal *LINAC 4*, che accelera invece ioni H^- fino a 160 MeV. Una volta raggiunta l'energia richiesta, i fasci vengono convogliati in sequenza in due *acceleratori circolari*:

- il *Booster* (PSB), dove i fasci raggiungono un'energia pari a 2 GeV;
- il *Proton Synchrotron* (PS), dove il fascio acquisisce un'energia di 25 GeV e, soprattutto, viene suddiviso in pacchetti (*bunches*).

In seguito al passaggio nel PS, i pacchetti di protoni, temporalmente distanziati di 25 ns, vengono convogliati nel *Super Proton Synchrotron* (SPS) dove vengono accelerati fino a 450 GeV prima di essere immessi in LHC [9].

Una volta all'interno dell'anello principale di LHC, i fasci vengono mantenuti in orbita da un sistema di magneti dipoli superconduttori, raffreddati a una temperatura operativa di 1.9 K. In particolare, il sistema comprende 1232 *magneti dipoli*, responsabili della curvatura della traiettoria delle particelle (con un campo magnetico pari a 8.33 T), e diverse centinaia di **magneti quadrupoli**, utilizzati invece per la focalizzazione del fascio.

Una peculiarità di LHC deriva dalla natura delle particelle utilizzate per le collisioni. A differenza degli acceleratori precedenti, infatti, in cui gli urti avvenivano tra particelle e antiparticelle, LHC fa collidere due fasci di protoni.

I fasci, quindi, presentano la medesima *carica*. Per mantenere due fasci su orbite circolari in direzioni opposte è perciò necessario applicare ad essi due campi magnetici di verso opposto.

La costruzione di due anelli magnetici separati, tuttavia, avrebbe introdotto dei costi eccessivi. Per questo motivo si è scelto di utilizzare un design *two-in-one*: all'interno di un unico sistema sono presenti due tubi ad alto vuoto distinti. Le bobine avvolte attorno a ciascun tubo sono disposte in modo tale da generare campi magnetici speculari, permettendo di avere due acceleratori indipendenti confinati in un unico volume.

Dal punto di vista della dinamica, il fascio è suddiviso in pacchetti controrotanti, ciascuno contenente circa 100 miliardi di protoni ($N \simeq 1.1 \times 10^{11}$ protoni/pacchetto). L'incrocio dei fasci produce collisioni ogni 25 ns, comportando una frequenza di *bunch crossing* di 40 MHz [9].

Energia nel centro di massa

L'energia nel centro di massa ($\sqrt{s}$) rappresenta l'energia totale del sistema delle particelle incidenti e costituisce il limite cinematico superiore per la creazione di nuove particelle.

Per ricavare sperimentalmente questa grandezza, è necessario introdurre il formalismo dei quadrittori energia-impulso (p^μ).

Considerando due pacchetti incidenti aventi, rispettivamente, quadri-impulso $p_1 = (E_1, \vec{p}_1)$ e $p_2 = (E_2, \vec{p}_2)$, è possibile ricavare il valore del quadrato dell'energia nel centro di massa a partire dalla variabile invariante di Mandelstam s :

$$s = (p_1 + p_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) \quad (1.12)$$

Nel caso specifico di LHC, i fasci si scontrano frontalmente, implicando che le componenti spaziali dei quadrittori siano antiparallele ($\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 = -|\vec{p}_1||\vec{p}_2|$). Operando inoltre nel limite *ultra-relativistico*, la massa a riposo è di diversi ordini di grandezza inferiore all'energia ($E \gg m$). In questa approssimazione, è possibile approssimare il modulo dell'impulso all'energia ($|\vec{p}| \simeq E$), trascurando quindi i termini di massa. L'espressione 1.12 si semplifica:

$$s \simeq 2E_1 E_2 - 2(-E_1 E_2) = 4E_1 E_2 \quad (1.13)$$

ed è possibile ottenere l'equazione diretta per l'energia nel centro di massa.

$$\sqrt{s} \simeq 2\sqrt{E_1 E_2} \quad (1.14)$$

Notando infine che i fasci incidenti possiedono idealmente la medesima energia ($E_1 = E_2 = E_{\text{beam}}$), la formula si riduce a $\sqrt{s} \simeq 2E_{\text{beam}}$.

Per esempio, durante il *Run 1* (la fase che ha portato alla scoperta del bosone di Higgs) LHC ha operato con un'energia nel centro di massa intorno a 7–8 TeV, salendo poi a 13 TeV nel *Run 2* e raggiungendo infine i 13.6 TeV previsti nel corso del *Run 3*.

Luminosità

La *luminosità* ($\mathcal{L}$) fornisce una stima della capacità dell'acceleratore di produrre collisioni utili. Sperimentalmente, infatti, si osserva che il tasso di produzione di eventi ($\frac{dN}{dt}$) per un processo avente sezione d'urto σ risulta linearmente proporzionale alla luminosità:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (1.15)$$

A sua volta, la luminosità dipende fortemente dalla cinematica e dalla geometria dei fasci.

Assumendo che i fasci presentino un profilo spaziale trasversale descritto da una distribuzione gaussiana, la luminosità istantanea è data dalla seguente formula:

$$\mathcal{L} = \frac{f_{\text{rev}} n_b N_1 N_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} F \quad (1.16)$$

dove:

- f_{rev} è la frequenza di rivoluzione dei pacchetti;
- n_b è il numero di pacchetti (*bunches*) per fascio;
- N_1 e N_2 indicano il numero di protoni contenuti in ciascun pacchetto dei due fasci (che in LHC si assumono uguali, $N_1 = N_2 = N$);
- σ_x e σ_y rappresentano le dimensioni trasversali (deviazioni standard nel caso gaussiano) dei fasci nel punto di interazione;
- F è il **fattore di riduzione geometrica**.

Il termine $F \leq 1$ è cruciale per caratterizzare correttamente l'acceleratore. A differenza del caso ideale, infatti, i fasci non si scontrano in maniera esattamente frontale, ma formano un determinato *angolo di incrocio* (θ_c). Per questo motivo, il volume effettivo di sovrapposizione dei pacchetti risulta minore rispetto al caso frontale, causando una diminuzione della luminosità istantanea.

Integrando il valore della luminosità istantanea sulla durata della presa dati si ricava la *luminosità integrata* ($\mathcal{L}_{\text{int}} = \int \mathcal{L} dt$), che rappresenta l'intera mole di dati raccolta nell'esperimento.

Poiché la rivelazione degli eventi segue una distribuzione poissoniana, l'incertezza statistica *relativa* di una misurazione dipende unicamente dal numero totale di eventi osservati N [9]:

$$\sigma_{\text{stat}} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (1.17)$$

Ne segue che, al fine di dimezzare l'incertezza statistica relativa all'osservazione di un processo raro, è necessario *quadruplicare* la statistica raccolta.

1.3.1 Gli esperimenti principali

Come illustrato in Figura 1.8, i fasci di adroni, dopo aver percorso l'intera catena di pre-accellerazione, vengono fatti collidere in quattro punti di interazione lungo l'anello principale di LHC [9].

In corrispondenza di tali punti sono situati i quattro esperimenti principali, ciascuno con caratteristiche geometriche e tecnologiche di rivelazione specifiche per i diversi obiettivi [10].

ATLAS e **CMS** sono i due esperimenti *general purpose* dell'acceleratore. Pur sfruttando tecnologie differenti, l'obiettivo comune è la copertura di uno spettro di segnali fisici più ampio possibile. Sono caratterizzati da una geometria "a botte" (*barrel*) che garantisce una copertura dell'angolo solido vicina a 4π .

Tale *ermeticità* è di fondamentale importanza per la misura del *bilancio energetico trasverso*, essenziale per l'identificazione di particelle invisibili al rivelatore (come i neutrini o i potenziali candidati per la Materia Oscura). Poiché la somma vettoriale degli impulsi trasversi iniziali è nulla, per la conservazione della quantità di moto anche la somma degli impulsi trasversi di tutte le particelle prodotte nell'urto deve risultare zero. Se così non fosse, significherebbe che parte dell'impulso è stata trasportata via da una particella *invisibile*. La frazione di energia mancante è chiamata

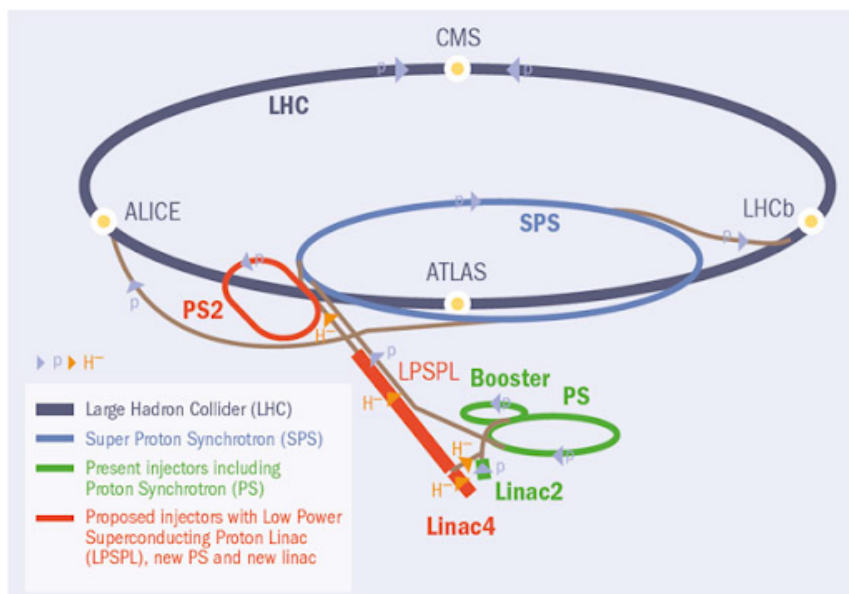


Figura 1.8: Rappresentazione del complesso di acceleratori del CERN. Sono evidenziati i pre-acceleratori (LINAC 4, Booster, PS, SPS) e la posizione dei quattro esperimenti principali lungo l'anello di LHC [9, 10].

Missing Transverse Energy (E_T^{miss}). Come anticipato nei paragrafi precedenti, ATLAS e CMS sono gli esperimenti che hanno portato alla scoperta del bosone di Higgs.

LHCb, invece, è un rivelatore asimmetrico strutturato come uno spettrometro *forward* a braccio singolo, operante lungo la direzione del fascio. Tale geometria è stata scelta per massimizzare l'accettanza per gli adroni contenenti quark *bottom* (b) e *charm* (c), i quali vengono prodotti a piccoli angoli rispetto alla linea del fascio (ovvero ad elevata pseudorapidità η). Il suo obiettivo primario, quindi, è lo studio della violazione di CP e l'analisi di decadimenti con sezioni d'urto estremamente ridotte.

L'ultimo esperimento, **ALICE**, è invece specializzato nello studio delle collisioni tra *ioni pesanti* (ad esempio Pb-Pb). L'intera struttura di rivelazione è progettata per investigare le proprietà del *Quark-Gluon Plasma* (QGP), uno stato primordiale della materia ad elevata densità in cui sia i gluoni che i quark non sono confinati in adroni. L'obiettivo è la ricostruzione di condizioni analoghe a quelle dell'Universo pochi istanti dopo il Big Bang. A causa dell'elevata molteplicità di particelle prodotte nell'interazione, l'esperimento è progettato per gestire e tracciare densità di particelle estremamente elevate.

Struttura di un esperimento

Sebbene gli esperimenti descritti abbiano obiettivi differenti, essi condividono la struttura a strati concentrici attorno al punto di interazione (struttura "a cipolla"), in modo da intercettare e identificare le diverse particelle prodotte nell'urto sfruttando le diverse modalità con cui esse interagiscono con la materia [11, 10].

In Figura 1.9 è riportato lo schema di ciascuno dei quattro apparati. Partendo dal punto di collisione e procedendo verso l'esterno, si incontrano i seguenti sistemi di rivelazione:

- il *Tracciatore* (Inner Tracker), che ha il compito di ricostruire le traiettorie delle particelle cariche con una risoluzione spaziale nell'ordine del micron. È immerso in un campo magnetico intenso, generato da sistemi di magneti superconduttori (solenoidali nel caso di ATLAS, CMS e ALICE, o a dipolo nel caso della geometria *forward* di LHCb). La misura della curvatura della traiettoria permette di determinare l'impulso trasverso (p_T) o l'impulso totale della particella tramite la forza di Lorentz.
- il *Calorimetro Elettromagnetico* (ECAL) è progettato per assorbire completamente elettroni e fotoni. La misura della loro energia avviene forzando la produzione di *shower* elettromagnetiche (sciame) sfruttando processi di *bremsstrahlung* e di produzione di coppie.
- il *Calorimetro Adronico* (HCAL), posto esternamente all'ECAL, misura l'energia degli adroni (protoni, neutroni, pioni) che non hanno interagito in maniera significativa nei primi strati. Per garantire l'affidabilità della misura dell'energia, la profondità dell'HCAL viene determinata a partire dalle lunghezze d'interazione nucleare.
- lo *Spettrometro per Muoni* costituisce poi lo strato più esterno. Poiché i muoni sono particelle cariche molto massicce (circa 200 volte l'elettrone), la perdita di energia per irraggiamento risulta trascurabile. Si comportano perciò come *Minimum Ionizing Particles* (MIP), riuscendo così ad attraversare gli strati più interni.

Catena di Acquisizione e Trigger

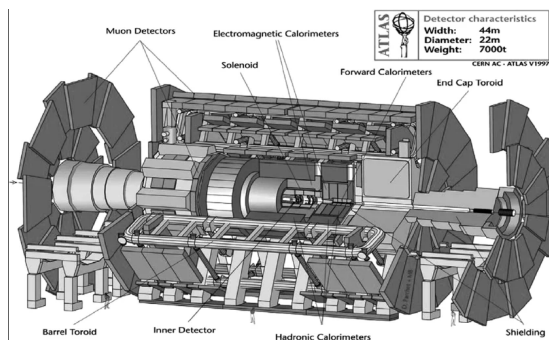
Un aspetto critico relativo agli esperimenti svolti con collider adronici è la gestione del flusso di dati. Con una frequenza di *bunch crossing* di 40 MHz, la mole di informazioni grezze generata dai rivelatori supererebbe di diversi ordini di grandezza la capacità degli attuali sistemi di archiviazione.

Per questo motivo si rendono necessari i sistemi di *trigger*, un'architettura hardware e software in grado di analizzare l'evento in tempo reale e decidere se esso rispetti le caratteristiche fisiche richieste (come la presenza di leptoni ad elevato impulso) o se, in alternativa, debba essere scartato.

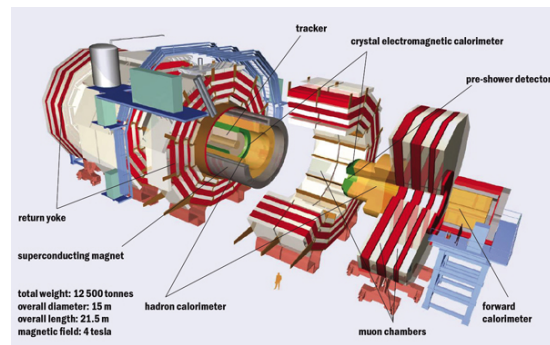
In questo modo, solo gli eventi selezionati dal sistema di trigger vengono inviati alla catena di acquisizione dati per la successiva digitalizzazione e analisi [9].

Nei rivelatori *general-purpose* (ATLAS e CMS), l'architettura dei trigger è tipicamente strutturata su due livelli:

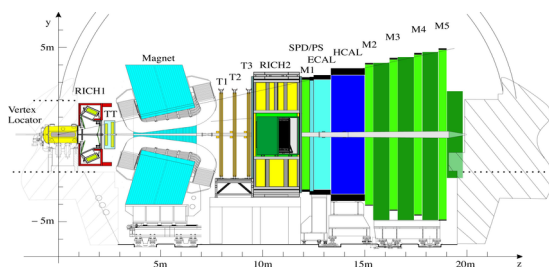
- un **Level-1 Trigger (L1)**, basato su elettronica ultra-rapida (FPGA e ASIC). Esso analizza dati a bassa risoluzione provenienti dai calorimetri e dalle camere a muoni. Per un corretto funzionamento, deve operare entro una latenza di pochi microsecondi, riducendo così il rate di eventi dalla frequenza di collisione nominale (40 MHz) a circa 100 kHz.
- un **High-Level Trigger (HLT)**, un sistema *software* che esegue algoritmi di ricostruzione simili a quelli utilizzati per l'analisi offline. L'HLT analizza l'evento



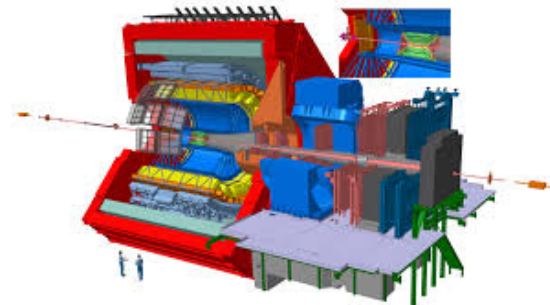
(a) Spaccato di ATLAS.[12]



(b) Spaccato di CMS.[13]



(c) Spaccato di LHCb.[14]



(d) Spaccato di ALICE.[15]

Figura 1.9: Rappresentazione schematica dei quattro esperimenti principali di LHC. Sono evidenti la tipica geometria "a botte" dei rivelatori *general-purpose* (a, b), la struttura a braccio singolo di LHCb nella regione *forward* (c) e la *Time Projection Chamber* (TPC) al centro dell'apparato di ALICE (d).

completo e a piena risoluzione, portando il rate finale di salvataggio dati su disco a circa 1–2 kHz.

Va tuttavia sottolineato che le architetture di *trigger* sono in continua evoluzione: a partire dal Run 3 di LHC, esperimenti come LHCb e ALICE hanno adottato sistemi di acquisizione a lettura continua (*triggerless*). I criteri di selezione descritti si basano quindi sull'identificazione di *oggetti fisici* ad elevato impulso trasverso (p_T), come jet o energia mancante, che segnalano la presenza di un processo di interesse per la ricerca di Nuova Fisica.

Come verrà approfondito nella sezione successiva, la gestione dei dati diventerà ancora più problematica nel regime di alta luminosità (*HL-LHC*). L'aumento del *pile-up* (fino a 200 collisioni simultanee) produrrà una mole di dati tale da saturare i trigger basati unicamente sulle informazioni spaziali, rendendo necessaria l'introduzione della componente temporale con tecnologie senza precedenti, richiedendo risoluzioni nell'ordine delle decine di picosecondi.

1.4 High-Luminosity LHC

Le prime fasi dell'acceleratore (*Run 1* e *Run 2*) hanno portato a dei successi che andavano ben oltre le aspettative, culminando nel 2012 con la scoperta del bosone di Higgs. Nonostante gli straordinari risultati ottenuti per il Modello Standard, i dati raccolti da LHC non hanno finora fornito evidenze sperimentali dirette di eventi di Nuova Fisica, ovvero di fenomeni *Oltre il Modello Standard* (BSM).

Poiché, però, la conferma sperimentale di modelli BSM (come la Supersimmetria o l'esistenza di candidati per la Materia Oscura) richiede l'osservazione di processi con sezioni d'urto estremamente ridotte, per ottenere una statistica significativa è necessario aumentare drasticamente la mole di dati raccolti.

Come anticipato in precedenza, l'osservazione di tali eventi è descritta da una statistica poissoniana ($\sigma_{\text{stat}} \propto 1/\sqrt{N}$). Per questo motivo, l'unica via possibile per l'osservazione di questi processi è l'aumento della luminosità integrata.

Il progetto **High-Luminosity LHC** (HL-LHC) nasce proprio per soddisfare queste richieste. L'avvio è previsto con l'inizio del *Run 4*, programmato intorno al 2030, e dovrebbe operare per circa un decennio, estendendo la presa dati fino al 2041 [16]. In Figura 1.10 è possibile osservare i principali cantieri per la transizione al *Run 4*.

L'obiettivo primario di HL-LHC è il raggiungimento di una luminosità integrata pari a 4000 fb^{-1} , con un incremento della luminosità istantanea di un fattore compreso tra 5 e 7 rispetto a LHC [9]. In questo modo è possibile ottenere un campione statistico che consente misurazioni ad altissima precisione (come lo studio dell'auto-accoppiamento dell'Higgs) e l'osservazione di decadimenti estremamente rari.

Tuttavia, a un aumento della luminosità istantanea corrisponde un aumento drastico del *Pile-up* ($\langle \mu \rangle$), definito come il numero medio di scattering inelastici protone-protone che avvengono simultaneamente per ciascun *bunch crossing*.

Se nel regime attuale di LHC il *pile-up* è intorno a 40–60 collisioni per incrocio, nel regime ad Alta Luminosità tale valore salirà a 140–200 eventi simultanei ogni 25 ns [9].

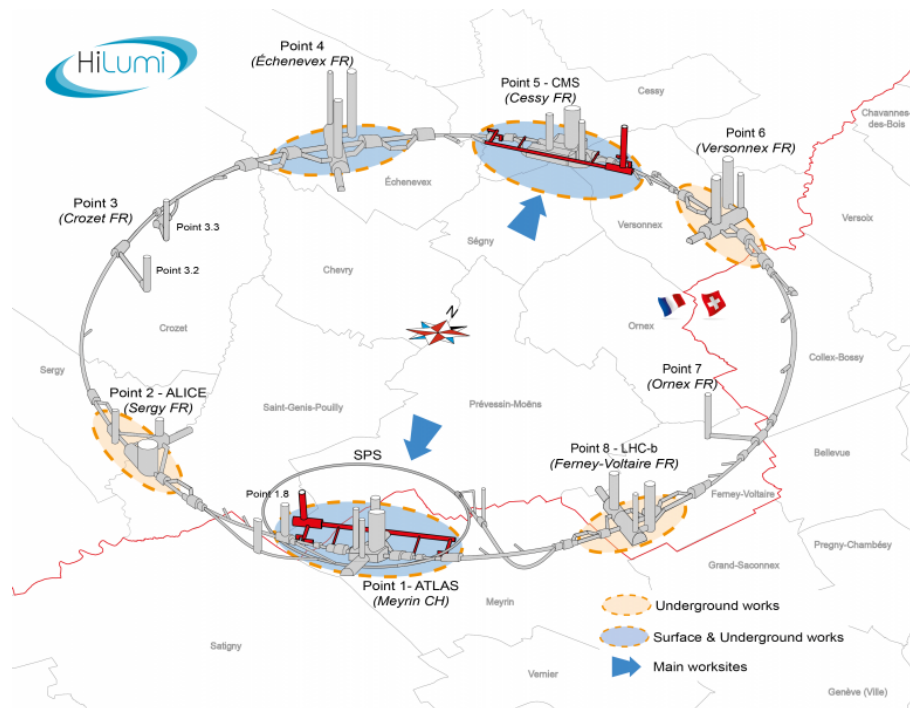


Figura 1.10: Mappa degli interventi di aggiornamento per il progetto HL-LHC. I lavori principali si concentrano nei Punti 1 (ATLAS) e 5 (CMS).[17]

Con una densità di collisioni così elevata, si osserva un aumento drastico del rumore di fondo (*background*) e una saturazione dello spazio geometrico all'interno dei rivelatori. Nello specifico, si verifica il fenomeno del *Vertex Merging*: i vertici delle collisioni primarie risultano spazialmente così vicini da collassare nella stessa porzione di volume, rendendo complesso il riconoscimento delle tracce e la ricostruzione dei vertici di interazione.

Ne segue che sistemi basati su una ricostruzione puramente spaziale (*3D-tracking*) non risultano più sufficienti per gestire le condizioni operative previste ad HL-LHC. La soluzione a tale problematica risiede nell'introduzione di una quarta dimensione: il tempo [18].

Associando a ciascuna traccia anche l'informazione temporale, è possibile distinguere vertici di interazione che, pur essendo spazialmente sovrapposti, sono separati da poche decine di picosecondi. Affinché tale tecnica (nota come *4D-tracking*) possa effettivamente risultare efficace nel discriminare il fondo in un ambiente saturo di collisioni, è necessario l'impiego di rivelatori con risoluzioni temporali nell'ordine della decina di picosecondi e dotati di un'elevata resistenza alle radiazioni.

1.5 Future Colliders

Il progetto HL-LHC rappresenta il culmine della fisica degli acceleratori adronici basata sull'attuale infrastruttura utilizzata dal CERN, con la conclusione delle operazioni di presa dati prevista intorno al 2041 [16]. Indipendentemente dai risultati ottenuti, la

comunità scientifica, su raccomandazione dell'*European Strategy for Particle Physics*, ha avviato la progettazione della prossima generazione di colliders.

Gli obiettivi prefissati per i *future colliders* riguardano principalmente due frontiere fisiche:

- la **frontiera della precisione**, che prevede la realizzazione di una *Higgs Factory* leptonica per lo svolgimento di misurazioni e fit ad altissima sensibilità, mirati a studiare le proprietà del bosone di Higgs e del settore elettrodebole;
- la **frontiera dell'energia**, il cui scopo è spingere l'energia disponibile nel centro di massa ($\sqrt{s}$) alla scala di diversi TeV, al fine di estendere il *potenziale di scoperta* ai fenomeni BSM.

I progetti plausibili per acceleratori che possiedono questo tipo di caratteristiche, attualmente in fase di *Conceptual Design*, sono:

- il **Future Circular Collider (FCC)**;
- il **Muon Collider**.

1.5.1 Future Circular Collider (FCC-ee)

Il progetto FCC prevede la costruzione di un nuovo tunnel sotterraneo avente una circonferenza di circa 91 km. In maniera simile a quanto avvenuto al CERN nel caso LEP-LHC, il progetto è strutturato in due fasi operative distinte:

- una fase leptonica ad alta luminosità, denominata **FCC-ee**, un collider leptone-antileptone (e^+e^-) progettato per poter operare su diverse energie nel centro di massa, a partire dalla risonanza del bosone Z^0 (91 GeV) fino alla soglia per la produzione di coppie $t\bar{t}$ (365 GeV).
- una fase adronica (**FCC-hh**), con l'impiego di un collider adronico (pp) che verrebbe installato nel medesimo tunnel in una fase successiva. L'obiettivo di FCC-hh è il raggiungimento di energie nel centro di massa fino a 100 TeV [19].

La scelta di partire dallo stadio leptonico è data dalla necessità di operare nella *frontiera della precisione*. A differenza dei collider adronici, infatti, le collisioni e^+e^- avvengono tra particelle puntiformi con energia nel centro di massa ($\sqrt{s}$) determinabile in maniera esatta. Questo permette a FCC-ee di operare come una **Higgs Factory**, con l'obiettivo di misurare gli accoppiamenti del bosone di Higgs con una precisione fino a dieci volte superiore rispetto a quella raggiungibile con HL-LHC.

Il piano operativo è a sua volta strutturato in quattro diverse fasi, ciascuna ottimizzata per seguire un programma ben definito:

- la misura dello **Z-pole**, con un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} \simeq 91$ GeV e la produzione di 5×10^{12} bosoni Z^0 per lo svolgimento di misure e fit elettrodeboli ad elevatissima precisione;
- la **WW threshold** ($\sqrt{s} \simeq 161$ GeV), che si pone l'obiettivo di misurare in maniera accurata la massa dei bosoni $W^\pm$;

- la **ZH production** ($\sqrt{s} \simeq 240$ GeV), che punta a massimizzare la sezione d'urto per la produzione dell'Higgs;
- la **$t\bar{t}$ threshold** ($\sqrt{s} \simeq 350\text{--}365$ GeV), finalizzata allo studio del quark top.

Fase Operativa	Energia $\sqrt{s}$ [GeV]	Luminosità [$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]
Z-pole	91	$\sim 100\text{--}200$
WW threshold	161	~ 25
ZH production	240	~ 7
$t\bar{t}$ threshold	365	~ 1.5

Tabella 1.1: Parametri operativi per le quattro fasi del progetto FCC-ee. Si nota un calo nella luminosità istantanea all'aumentare dell'energia, conseguenza del limite di 100 MW imposto sulla potenza RF per la radiazione di sincrotrone [19].

Dal punto di vista tecnologico, invece, la realizzazione di FCC-hh richiederebbe dei magneti dipoli in grado di generare campi magnetici di circa 16 T. Tuttavia, l'attuale tecnologia basata su superconduttori Niobio-Stagno (Nb_3Sn) non è ancora sufficientemente sviluppata per poter sostenere una produzione su larga scala, rendendo così FCC-ee l'obiettivo primario [19].

Anche FCC-ee presenta però una forte limitazione, legata alla **radiazione di sincrotrone**. Noto che la potenza irradiata da una particella carica in moto scala come m^{-4} , a causa della massa ridotta dell'elettrone le perdite di energia diventano proibitive alle scale operative del collider, imponendo l'impiego di un sistema a radiofrequenza (RF) estremamente potente. Inoltre, a causa delle direttive sulla *sostenibilità*, il CERN ha imposto un limite di potenza RF a 100 MW, che determina un forte calo della luminosità ottenibile all'aumentare dell'energia.

Di fondamentale importanza, inoltre, sarà la gestione dell'effetto *beamstrahlung* in prossimità dei punti di interazione, ovvero l'emissione di fotoni dovuta all'interazione tra un fascio e il campo elettromagnetico del fascio opposto. Questo effetto, oltre a degradare la risoluzione energetica della collisione, produce un fondo di coppie e^+e^- che può impattare i rivelatori più vicini al punto di interazione.

Per limitare questi effetti, FCC-ee accelererà i due fasci in anelli separati, ciascuno provvisto di un'ottica di focalizzazione con magneti sestupoli estremamente spinta (*crab-waist scheme*).

L'esperimento IDEA

Per sfruttare appieno il potenziale di FCC-ee, sarà necessario l'impiego di rivelatori in grado di fornire un'elevata risoluzione temporale, spaziale ed energetica. Punto cruciale è il mantenimento di un *material budget* (la quantità di materia che una particella deve attraversare prima di raggiungere i calorimetri) estremamente ridotto, per evitare che si verifichino scattering multipli che degraderebbero la precisione delle misure a bassi impulsi.

Tra i *Conceptual Design* proposti per gli esperimenti, l'**esperimento IDEA** (*Innovative Detector for Electron-positron Accelerators*) rappresenta la proposta più promettente e ingegneristicamente avanzata [20].

Infatti, a differenza dei rivelatori tradizionali attualmente in uso a LHC, IDEA opera con un approccio orientato alla “totale trasparenza” degli apparati, seguendo uno schema “a cipolla”, come riportato in Figura 1.11.

Partendo dal punto di interazione (IP), il volume interno è dedicato a un sistema di tracking *ultra-leggero* composto da un rivelatore di vertice al silicio, un’ampia camera di deriva (DCH) e uno strato esterno in silicio.

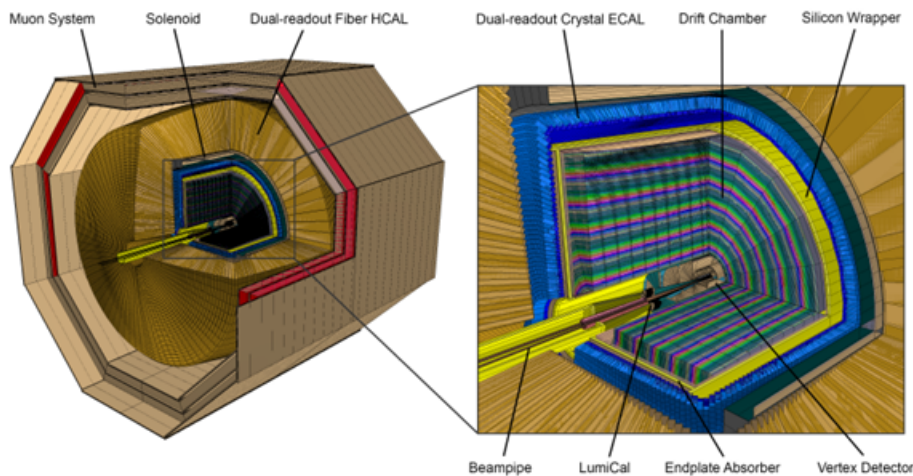


Figura 1.11: Vista in sezione 3D del concept IDEA. Si noti l'integrazione dei sottosistemi: il tracciatore centrale (giallo), il calorimetro elettromagnetico (blu), il solenoide superconduttore e il calorimetro adronico (esterno). Nella regione *forward* è visibile il sistema di monitoraggio della luminosità integrato sulla beam pipe [20].

In Figura 1.12 sono invece riportati i vincoli geometrici nella sezione trasversale $r - z$. Un parametro critico sarà perciò l'accettanza angolare, limitata a un cono di 100 mrad per non interferire con i magneti di focalizzazione dell'acceleratore (*Machine Detector Interface*).

L'aspetto più innovativo risiede nel sistema di magneti: sfruttando la tecnologia a *superconduttori ad alta temperatura* (HTS), è stato progettato un solenoide in grado di generare un campo magnetico di 2 T con una massa fredda (ovvero l'insieme di componenti che operano a temperature criogeniche) di circa $1.5 X_0$, dove X_0 indica la lunghezza di radiazione. Come riportato in Figura 1.12, il magnete è posizionato *esternamente* al calorimetro elettromagnetico (ECAL), ma *internamente* a quello adronico (HCal).

In questo modo, è possibile ridurre il *materiale inerte* attraversato dalle particelle tra l'IP e l'ECAL, preservando così la risoluzione energetica necessaria per lo studio del bosone di Higgs.

Per quanto riguarda invece il **sistema di tracking**, il tracciamento in IDEA si basa sia sulla tecnologia a silicio (che fornisce misure di elevatissima precisione) che sui rivelatori a gas:

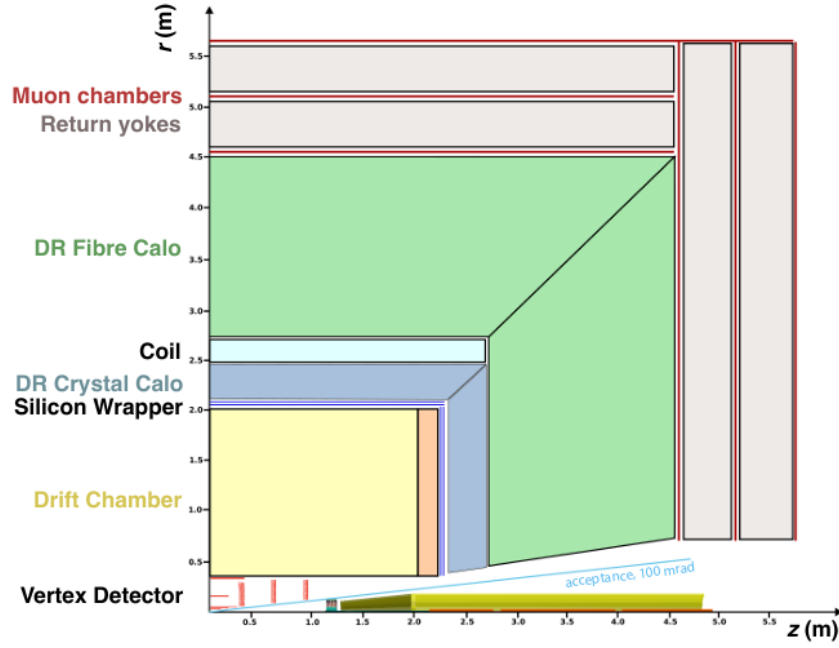


Figura 1.12: Sezione trasversale $r - z$ di IDEA. La linea diagonale azzurra segna il limite di 100 mrad dell'accettanza [20].

- il **Vertex Detector** è basato su sensori MAPS (*Monolithic Active Pixel Sensors*) ultrasottili (aventi raggio interno 13.7 mm). È in grado di garantire un *material budget* inferiore allo 0.1% X_0 per strato, fondamentale per il *flavour tagging*, ovvero l'identificazione del sapore dei quark (in particolare b e c) tramite la ricostruzione dei vertici di decadimento secondari.
- la **Drift Chamber (DCH)** è una camera di deriva estremamente leggera (1.6%–5.0% X_0) che sfrutta la tecnica del *Cluster Counting*. Contando le singole ionizzazioni primarie lungo la traccia, è possibile ottenere una separazione K/π superiore a 3σ fino a 30 GeV/c, superando così i limiti delle misure tradizionali del dE/dx [21].
- il **Silicon Wrapper** è uno strato di silicio esterno alla DCH che fornisce un riferimento spaziale ad altissima precisione ($\sim 10 \mu\text{m}$), permettendo così di migliorare la risoluzione sull'impulso trasverso (p_T) delle particelle.

L'intero **sistema calorimetrico** è basato sul principio del *Dual-Readout*, così da compensare le fluttuazioni statistiche della frazione di natura elettromagnetica presente negli sciami adronici. In particolare, il sistema è diviso in due sezioni, campionando in maniera simultanea la luce di scintillazione e la luce Cherenkov:

- un calorimetro elettromagnetico omogeneo a cristalli di PbWO_4 segmentati (**DR Crystal ECAL**). Tramite l'impiego di filtri ottici e *Silicon PhotoMultiplier* (SiPM), la componente Cherenkov viene separata da quella di scintillazione, fornendo così una risoluzione di $\sigma_E/E = 3.0\%/\sqrt{E} \oplus 0.5\%$ (dove il simbolo $\oplus$ indica la somma in quadratura dei termini non correlati) e un'elevata robustezza meccanica su grandi aree, superando i limiti dei rivelatori a gas tradizionali.

- un calorimetro adronico posizionato oltre il solenoide: **DR Fibre HCAL**. Composto da tubi in ottone riempiti di fibre ottiche (scintillanti e trasparenti), mira a una risoluzione sui jet di circa il $30\%/\sqrt{E}$ [20].

L'**identificazione dei muoni**, infine, è affidata a rivelatori μ -**RWELL** integrati nel magnete. Tale tecnologia, basata sui *Micro Pattern Gaseous Detectors* (MPGD), è in grado di garantire un'ottima risoluzione spaziale ($\sim 100\text{--}500\ \mu\text{m}$), superando inoltre i limiti in robustezza su grandi aree dei rivelatori tradizionali [20].

Criticità del Progetto

Come accennato, il progetto FCC-ee non è tuttavia privo di criticità. Le critiche principali riguardano infatti la **sostenibilità economica e ambientale**: la costruzione di un tunnel di 91 km rappresenta un grande investimento dal punto di vista economico. Inoltre, a causa delle limitazioni sulla potenza RF raggiungibile e della massiccia perdita di energia dovuta alla radiazione di sincrotrone, FCC-ee presenta un tetto massimo all'energia raggiungibile pari a 365 GeV.

Il dibattito riguarda perciò il confronto con i **collider lineari** che, pur avendo una luminosità inferiore per energie pari a quelle del polo della Z, sono in grado di raggiungere energie multi-TeV in modo scalare e dunque non presentano limiti in energia. La scelta di rinunciare al raggiungimento di energie superiori per ottenere una maggiore statistica, inoltre, è fortemente orientata alla successiva fase adronica (FCC-hh), la cui fattibilità è ancora però forte oggetto di discussione.

1.5.2 Muon Collider

Mentre i progetti FCC mirano a esplorare la frontiera della precisione e dell'energia attraverso collisori circolari di enormi dimensioni, il progetto **Muon Collider** propone un approccio radicalmente diverso.

In particolare, l'acceleratore si pone l'obiettivo di combinare i vantaggi tipici dei collider leptonici e^+e^- , caratterizzati da stati finali puliti grazie alla natura puntiforme delle particelle incidenti, con le potenzialità dei collider adronici (pp), in grado di raggiungere la scala dei multi-TeV. Sfruttando le proprietà fisiche del muone, è infatti possibile progettare una macchina che raggiunga energie nel centro di massa elevate mantenendo dimensioni contenute, paragonabili a quelle dell'attuale infrastruttura di LHC [18].

Vantaggi e Produzione

Essendo un leptone, il muone è una particella elementare. A differenza dei protoni (che sono particelle adroniche, dunque composite), l'intera energia nel centro di massa ($\sqrt{s}$) è disponibile per la formazione di nuove particelle, non dovendo essere ripartita tra i partoni costituenti.

Inoltre, il muone possiede una massa circa 207 volte superiore a quella dell'elettrone ($m_\mu \simeq 105.6\ \text{MeV}/c^2$), per cui la perdita di energia per radiazione di sincrotrone risulta estremamente ridotta rispetto al caso di FCC-ee.

Poiché infatti la potenza irradiata scala come $P \propto m^{-4}$, a parità di energia e raggio di curvatura, la radiazione di sincrotrone per il muone sarà soppressa di un fattore $\sim 2 \times 10^9$ rispetto all'elettone.

Le proprietà appena descritte permettono di accelerare fasci muonici in anelli circolari fino a energie dell'ordine dei 10 TeV o superiori.

Come è possibile osservare in Figura 1.13, che riporta gli studi relativi al potenziale di scoperta in massa (ovvero la massa massima ottenibile per le particelle nello stato finale), un Muon Collider operante a 14 TeV sarebbe in grado di garantire prestazioni paragonabili a quelle di un collider adronico da 100 TeV (come FCC-hh), operando in un ambiente sperimentale pulito e privo del fondo della QCD [18].

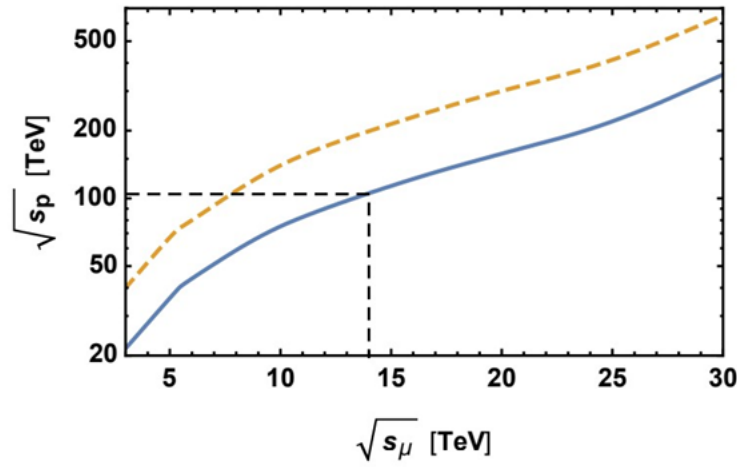


Figura 1.13: Energia nel centro di massa richiesta per un collisore adronico ($\sqrt{s_p}$) al fine di ottenere la medesima sezione d'urto di un Muon Collider a un'energia $\sqrt{s_\mu}$, per un processo generico $2 \rightarrow 2$. La linea tratteggiata arancione assume ampiezze di Feynman confrontabili. La linea continua blu considera invece un incremento di un fattore dieci nel quadrato dell'ampiezza di produzione dei protoni, dovuto alla produzione via QCD. Le linee tratteggiate nere evidenziano come un Muon Collider operante a 14 TeV garantisca il medesimo potenziale di scoperta di un collisore protonico da 100 TeV [22].

Dal punto di vista ingegneristico, però, la realizzazione della macchina non è priva di criticità. A causa della breve vita media del muone ($\tau \simeq 2.2 \mu s$ a riposo), l'intera catena di produzione, iniezione e accelerazione deve essere completata in tempi brevissimi, sfruttando la dilatazione temporale relativistica per permettere ai fasci di circolare nell'anello prima di decadere.

Come illustrato in Figura 1.14, la proposta di riferimento per l'iniettore muonico si basa sulla strategia del *Proton Driver*, che prevede l'impiego di un fascio di protoni ad altissima energia fatto collidere contro un bersaglio (tipicamente in grafite) per la produzione di pioni. Tali particelle, infine, decadono rapidamente in muoni.

I muoni così generati presentano un'emittanza (ovvero una dispersione spaziale e in impulso) estremamente elevata, rendendo fisicamente impossibile la loro iniezione diretta nell'acceleratore.

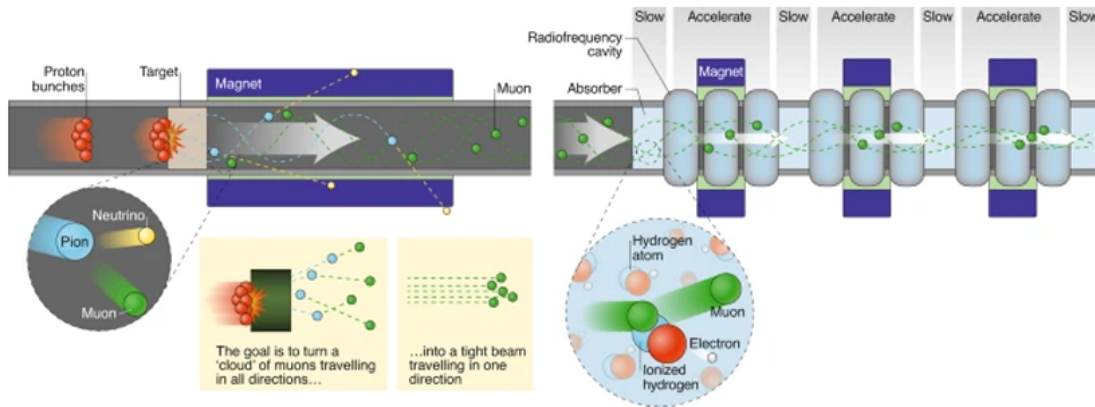


Figura 1.14: Rappresentazione schematica di un iniettore per muoni basato sulla strategia del *Proton Driver* e sul sistema di *Ionization Cooling* [23].

Sarà dunque fondamentale lo sviluppo di un sistema di **Ionization Cooling**, in cui il fascio viene fatto transitare attraverso materiali assorbitori a basso Z (come l'idrogeno liquido) per fargli perdere impulso in tutte le direzioni spaziali. Successivamente, il fascio viene convogliato in cavità a radiofrequenza (RF) per ripristinare la sola *componente longitudinale* dell'impulso, “raffreddando” così il fascio e riducendone drasticamente la dispersione prima dell'accelerazione finale.

Design del Rivelatore e Beam Induced Background

Il design proposto per il rivelatore del Muon Collider segue la classica struttura “a cipolla”, ottimizzata per poter operare in un ambiente ad altissima densità di particelle. Il progetto prevede l'impiego di un sistema di tracciamento interno (suddiviso in *Vertex Detector*, *Inner Tracker* e *Outer Tracker*) racchiuso all'interno di un solenoide superconduttore in grado di generare un campo magnetico di circa 3.5 T.

Allontanandosi dall'IP, all'esterno del sistema di tracciamento si trova il sistema calorimetrico, composto a sua volta da un calorimetro elettromagnetico (ECAL) e da un calorimetro adronico (HCAL), seguito infine dall'apparato per la rivelazione dei muoni (Figura 1.15) [24].

L'aspetto più critico dell'apparato appena descritto è rappresentato dal **Beam-Induced Background (BIB)**, un fondo non derivante dalle collisioni che avvengono nell'IP (tipiche invece del pile-up adronico), ma dal decadimento dei muoni in volo lungo la linea del fascio:

$$\mu \rightarrow e \nu_\mu \bar{\nu}_e \quad (1.18)$$

Gli elettroni e i positroni prodotti, infatti, subiscono la deflessione dei magneti e collidono contro le pareti della *beam pipe* (il tubo a vuoto all'interno del quale circola il fascio), innescando sciame elettromagnetici e adronici.

Al fine di limitare l'effetto del BIB, il *conceptual design* dell'esperimento prevede l'inserimento di due **nozzles** (massicci coni di schermatura in tungsteno) posizionati lungo la linea del fascio ai lati dell'IP [18].

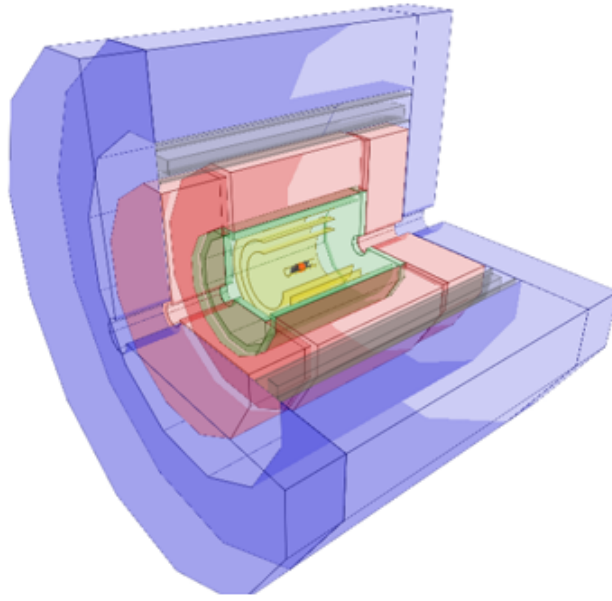


Figura 1.15: Modello tridimensionale del rivelatore per il Muon Collider simulato in Geant4 [24]. La sfera arancione rappresenta il punto di interazione. In giallo è evidenziato il sistema di tracciamento; in verde e rosso rispettivamente i calorimetri elettromagnetico e adronico. La porzione blu più esterna rappresenta il sistema per muoni integrato nel magnete, separato dai calorimetri dal solenoide da 3.5 T.

Tale accorgimento, tuttavia, pur assorbendo la maggior parte delle particelle ad alta energia, non è in grado di schermare un flusso residuo di particelle secondarie estremamente intenso. Questo sciame di particelle è principalmente composto da fotoni a bassa energia e neutroni, le cui proporzioni stimate sono riportate in Tabella 1.2.

Per quantificare l'impatto di tale BIB, nel *Vertex Detector* la densità di hit dovuti al fondo può superare i 1000 hit/cm^2 per ogni incrocio dei fasci, saturando completamente la capacità di lettura dell'elettronica. Inoltre, a causa dell'elevato flusso di neutroni, stimato in $\sim 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ all'anno, diventa estremamente rilevante la resistenza alle radiazioni per l'elettronica e i materiali utilizzati.

4D-Tracking

In ambienti così densi di particelle, gli algoritmi basati unicamente su informazioni spaziali (*3D-Tracking*) falliscono. L'enorme quantitativo di hit spuri, infatti, fa divergere in maniera esponenziale il tempo di calcolo combinatorio richiesto, rendendo impossibile la corretta identificazione della traccia fisica rispetto al fondo.

Il punto chiave per la buona riuscita dell'esperimento risiede nella **distribuzione temporale degli eventi**. Le particelle prodotte dalla collisione primaria, infatti, partono dal punto di interazione in un istante ben preciso e sincronizzato con il *bunch crossing* (l'istante in cui avviene l'incrocio dei pacchetti). Al contrario, le particelle del BIB, originandosi in punti diversi lungo la linea del fascio e subendo innumerevoli

Particella	Energia del Collisore		
	1.5 TeV	3 TeV	10 TeV
Fotoni (γ)	7.1×10^7	9.6×10^7	1.1×10^8
Neutroni (n)	4.7×10^7	5.8×10^7	1.0×10^8
Elettroni/Positroni ($e^\pm$)	9.3×10^5	7.1×10^5	9.6×10^5
Adroni carichi	1.7×10^4	2.0×10^4	4.3×10^4
Muoni (μ)	3.1×10^3	3.3×10^3	4.8×10^3

Tabella 1.2: Numero totale stimato di particelle del BIB che raggiungono il rivelatore in un singolo incrocio dei fasci (*bunch crossing*), assumendo 2×10^{12} muoni per pacchetto, valutato a diverse energie nel centro di massa [19].

scattering all'interno dei *nozzles*, raggiungono i rivelatori “spalmate” su un intervallo temporale molto più ampio (nell'ordine di diverse decine di nanosecondi).

Ne segue che, integrando all'informazione spaziale anche quella temporale (**4D-Tracking**), è possibile applicare una stretta finestra di acquisizione (*time gate*). In particolare, facendo riferimento agli studi riportati in Figura 1.16, l'applicazione di un taglio temporale di circa 30–50 ps permette di escludere oltre il 99% degli hit generati dal BIB [25].

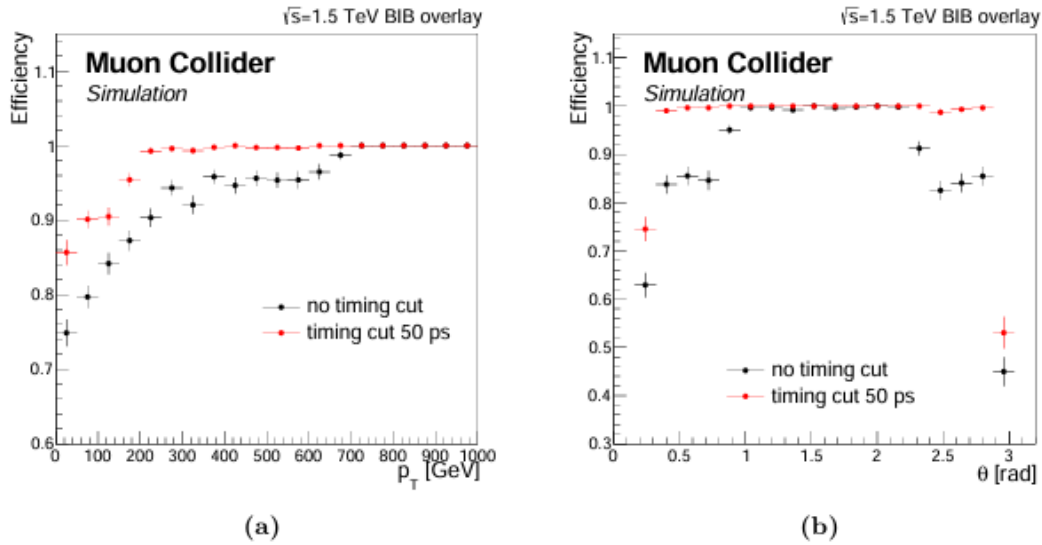


Figura 1.16: Effetto dell'applicazione di una finestra temporale (*time cut*) sulle prestazioni del rivelatore. Efficienza di ricostruzione dei muoni in funzione dell'impulso trasverso (sinistra) e dell'angolo polare (destra); il taglio temporale a 50 ps (in rosso) ripristina quasi del tutto l'efficienza rispetto al caso senza tagli (in nero) [25].

Come riportato invece in Figura 1.17, l'impiego di una finestra temporale migliora anche l'efficienza degli algoritmi di tracciamento dei muoni, abbattendo in maniera drastica la densità media di hit per ciascuno strato del rivelatore, diminuendo note-

volmente il tempo di computazione necessario per la ricostruzione degli eventi [18].

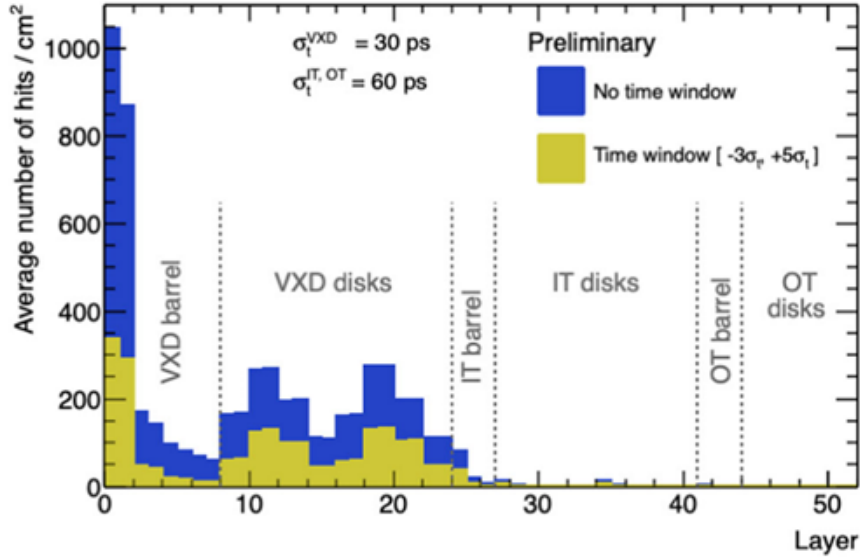


Figura 1.17: Distribuzione della densità media di hit generati dal BIB per singolo incrocio di fasci (*bunch crossing*) in funzione dei diversi strati del sistema di tracciamento [25]. L'istogramma in blu mostra la densità di hit senza selezione temporale, quello in giallo illustra l'abbattimento drastico dell'occupancy in seguito all'applicazione di una finestra temporale asimmetrica $[-3\sigma_t, +5\sigma_t]$.

La necessità di raggiungere elevatissime risoluzioni temporali (intorno alla decina di picosecondi) e un'estrema resistenza alle radiazioni (con fluenza neutronica di $\sim 10^{14} n_{eq}/cm^2$), esclude l'impiego esclusivo dei tradizionali rivelatori al silicio per le regioni più esterne dell'esperimento.

Per questo motivo, la soluzione naturale a tale problematica risiede nei **rivelatori a gas**. Si noti, tuttavia, che i rivelatori MPGD convenzionali presentano risoluzioni temporali limitate all'ordine del nanosecondo, un limite strutturale imposto dalle fluttuazioni statistiche relative alla posizione in cui avviene la ionizzazione primaria del gas lungo la traccia della particella (*time jitter*).

Ne segue, dunque, che al fine di superare tale limitazione e ottenere la risoluzione inferiore a 50 ps richiesta per le operazioni al Muon Collider, è necessario sviluppare una **nuova classe di rivelatori a gas ad altissima risoluzione temporale (Fast-Timing)**.

I principi di funzionamento dell'interazione radiazione-gas e le caratteristiche della tecnologia capace di aggirare il problema del *time jitter* saranno descritti nel corso dei prossimi capitoli.

Capitolo 2

Rivelatori a Gas

Il rivelatore a gas è un dispositivo di rivelazione di particelle cariche che utilizza come mezzo attivo una miscela gassosa.

In questo capitolo verranno presentati i principi fisici alla base del funzionamento di tali apparati, fornendo una panoramica sui processi di interazione radiazione-materia alla base della formazione del segnale.

Una volta associati i meccanismi della perdita di energia per ionizzazione e del trasporto delle cariche, si passerà alla trattazione dei rivelatori a gas classici a fili e dei loro limiti intrinseci. In questo modo, sarà possibile giustificare l'introduzione dei *Micro-Pattern Gaseous Detectors* (MPGD) e, in particolare, dell'architettura del rivelatore PICOSEC-Micromegas (PICOSEC-MM), parte centrale di questo lavoro di tesi, evidenziando come tale dispositivo consenta di superare i limiti temporali intrinseci dei rivelatori MPGD tradizionali.

2.1 Interazione radiazione-materia nei gas

Il segnale prodotto in un rivelatore a gas ha origine dall'interazione elettromagnetica della radiazione incidente con gli atomi o le molecole del gas. Affinché una particella possa essere rivelata, deve trasferire parte della propria energia cinetica agli elettroni del mezzo assorbitore tramite una serie di collisioni anelastiche [26].

A seconda dell'energia trasferita nel singolo urto, si possono verificare due scenari:

- **Eccitazione:** l'energia fornita è sufficiente per far transitare un elettrone atomico verso un livello energetico superiore (*stato eccitato*). La successiva diseccitazione dell'atomo determina l'emissione di radiazione elettromagnetica (fotoni di diseccitazione);
- **Ionizzazione:** se l'energia trasferita dalla particella incidente è superiore al *potenziale di ionizzazione* del gas ($E \geq E_I$), l'elettrone viene espulso dall'atomo, generando così una **coppia elettrone-ione positivo**.

La perdita di energia media per unità di percorso, definita come potere frenante o *stopping power* ($-\langle dE/dx \rangle$), è descritta, per particelle cariche pesanti (muoni, pioni o

protoni), dall'equazione di **Bethe-Bloch** [27]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.1)$$

dove:

- $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \simeq 0.307 \text{ MeV mol}^{-1} \text{ cm}^2$ è una costante dipendente dalla densità elettronica del mezzo;
- z corrisponde alla carica della particella incidente normalizzata sulla carica elementare dell'elettrone;
- Z e A sono, rispettivamente, il numero atomico e la massa atomica del gas;
- $\beta = v/c$ e γ sono i fattori relativistici della particella incidente;
- $W_{\max}$ rappresenta la massima energia cinetica trasferibile a un elettrone del mezzo in un singolo urto;
- I è il potenziale medio di eccitazione del mezzo, un parametro di natura semi-empirica che dipende dall'energia di legame media degli elettroni nel gas (approssimabile per elementi con $Z > 20$ alla relazione $I \approx 10 \cdot Z \text{ eV}$) [27];
- $\delta(\beta\gamma)$ è il fattore correttivo per la densità. Ad alte energie, infatti, la polarizzazione del mezzo scherma il campo elettrico della particella, limitando la crescita logaritmica della perdita di energia (*plateau di densità*).

Come illustrato in Figura 2.1, la perdita di energia dipende dalla cinematica della particella incidente. A basse energie domina il termine $1/\beta^2$, causando una rapida diminuzione della perdita di energia all'aumentare della velocità fino al raggiungimento del minimo di ionizzazione ($\beta\gamma \approx 3-4$). Le particelle che si trovano in questa regione sono definite **Minimum Ionizing Particles** (MIP). Per valori di $\beta\gamma > 4$, la perdita di energia riprende a crescere seguendo un andamento logaritmico a causa dell'espansione trasversale del campo elettrico della particella incidente.

Precisazione necessaria è che, data la loro massa ridotta, la trattazione di Bethe-Bloch non è direttamente applicabile al caso degli **elettroni**. Tali particelle, infatti, subiscono una perdita di energia significativa per irraggiamento (**Bremsstrahlung**), la cui sezione d'urto è inversamente proporzionale al quadrato della massa ($1/m^2$). Inoltre, trattandosi di particelle identiche (o antiparticelle) rispetto agli elettroni atomici del mezzo, la formula di Bethe-Bloch deve essere modificata per tenere conto delle correzioni introdotte dallo scattering di Møller (nel caso di elettroni incidenti) o dallo scattering di Bhabha (per i positroni) [26].

Questo porta a una curva di perdita energetica totale che sale molto più rapidamente ad alte energie rispetto a quella delle particelle pesanti, come mostrato in Figura 2.2.

Si noti infine che in un rivelatore a gas, a causa della densità ridotta del mezzo ($\sim 10^{-3}$ rispetto ai rivelatori solidi), l'energia depositata per unità di lunghezza è di gran lunga inferiore (dell'ordine dei keV/cm). Per questo motivo, risulta indispensabile massimizzare l'efficienza di raccolta delle cariche e, soprattutto, sfruttare processi di moltiplicazione (*avalanche*) per amplificare il segnale primario sopra la soglia del rumore elettronico e, di conseguenza, renderlo rilevabile dall'elettronica di lettura.

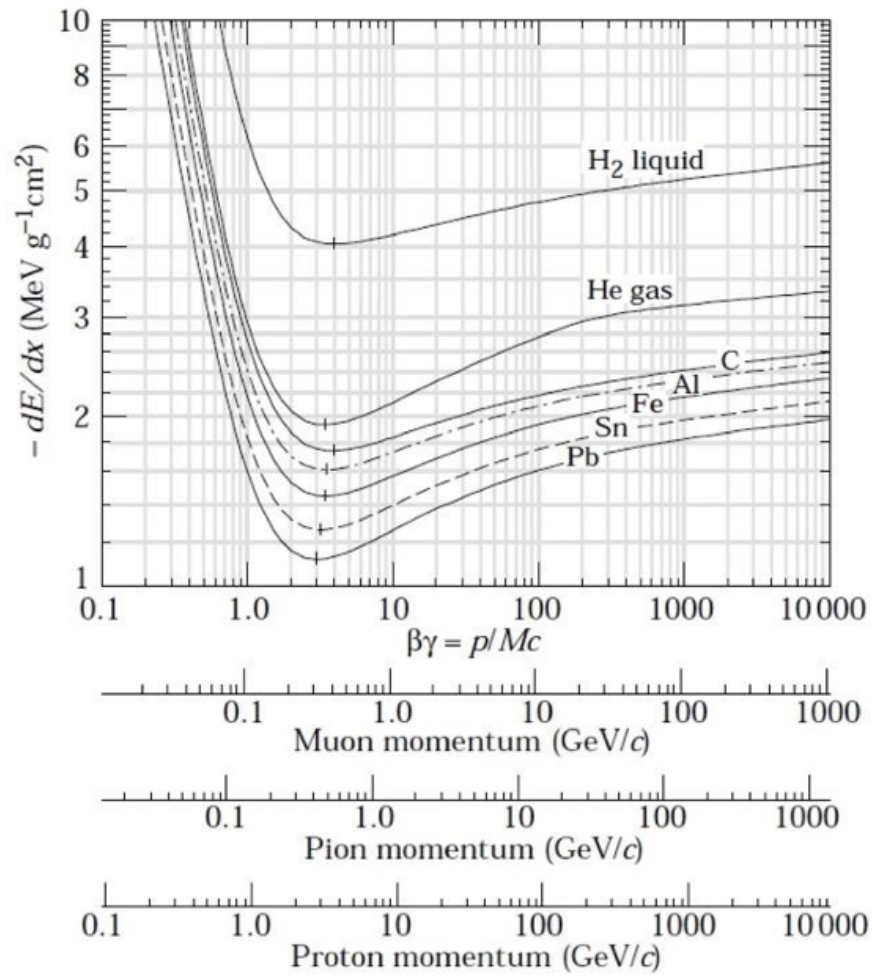


Figura 2.1: Perdita di energia differenziale $-dE/dx$ in funzione della velocità della particella ($\beta\gamma$) per diversi materiali [28].

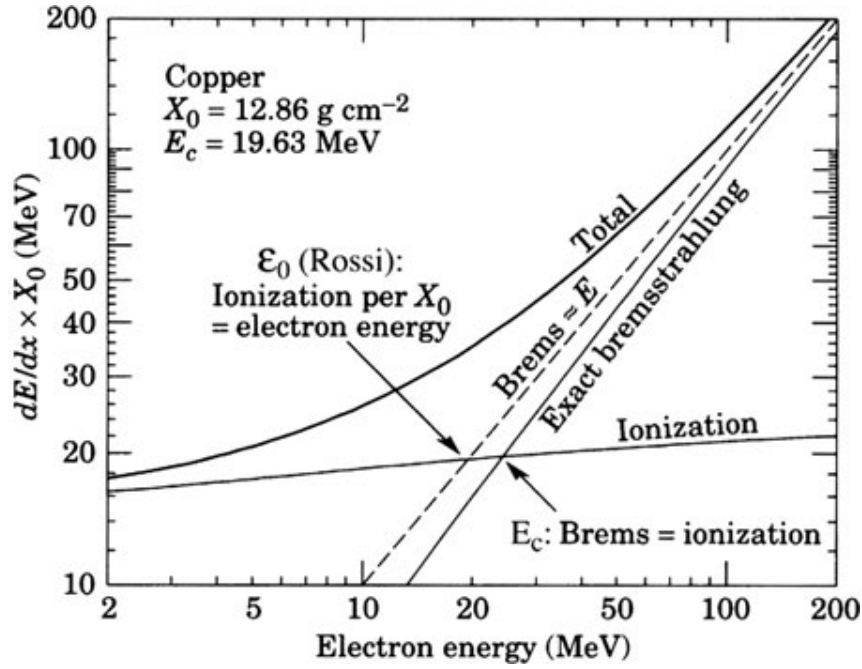


Figura 2.2: Contributi alla perdita di energia per elettroni in Rame ($Z = 29$). Il grafico mostra l'energia critica ($E_c \approx 19 \text{ MeV}$), definita come il punto in cui la perdita di energia per irraggiamento (Bremsstrahlung) eguaglia quella per ionizzazione [26].

2.1.1 Cluster di Ionizzazione e Ionizzazione Secondaria

La ionizzazione prodotta da una particella carica in un gas non è un processo continuo, ma discreto [29]. Le collisioni inelastiche tra la particella incidente e gli atomi del mezzo, infatti, si verificano in modo stocastico lungo la traiettoria, portando alla formazione di gruppi isolati di coppie elettrone-ione positivo, definiti **cluster di ionizzazione**.

Si definisce *numero di cluster primari* il numero medio di interazioni primarie per unità di lunghezza (N_p). Mentre il numero di urti in un determinato intervallo segue la statistica di Poisson, la distanza spaziale tra interazioni successive è descritta da una distribuzione esponenziale. È dunque possibile definire il *libero cammino medio* tra due cluster successivi come il valore medio di tale distribuzione, pari a $\lambda = 1/N_p$.

Osservando i grafici riportati in Figura 2.3, si nota che la densità dei cluster non varia linearmente con la massa atomica A . Sperimentalmente, infatti, si osserva che gas con pesi simili possono produrre un numero di cluster molto diverso (come risulta evidente nel riquadro A. Il riquadro B mostra, invece, la dipendenza dal parametro $Z_m/\bar{Z}^{0.4}$, definito come il rapporto tra il numero atomico della molecola e il numero atomico medio dei suoi costituenti). Per questo motivo, modelli teorici più accurati descrivono la densità dei cluster in funzione della carica molecolare media del gas, definita come il numero medio di elettroni bersaglio presenti in una singola molecola.

Nel caso delle miscele gassose, è possibile calcolare il numero di cluster primari per unità di lunghezza ($N_{p,\text{mix}}$) a partire dalla media pesata sui contributi dei singoli gas. Tale relazione fornisce un'approssimazione valida nel caso di miscele diluite, in cui è possibile trascurare le variazioni nelle sezioni d'urto efficaci dovute all'interazione

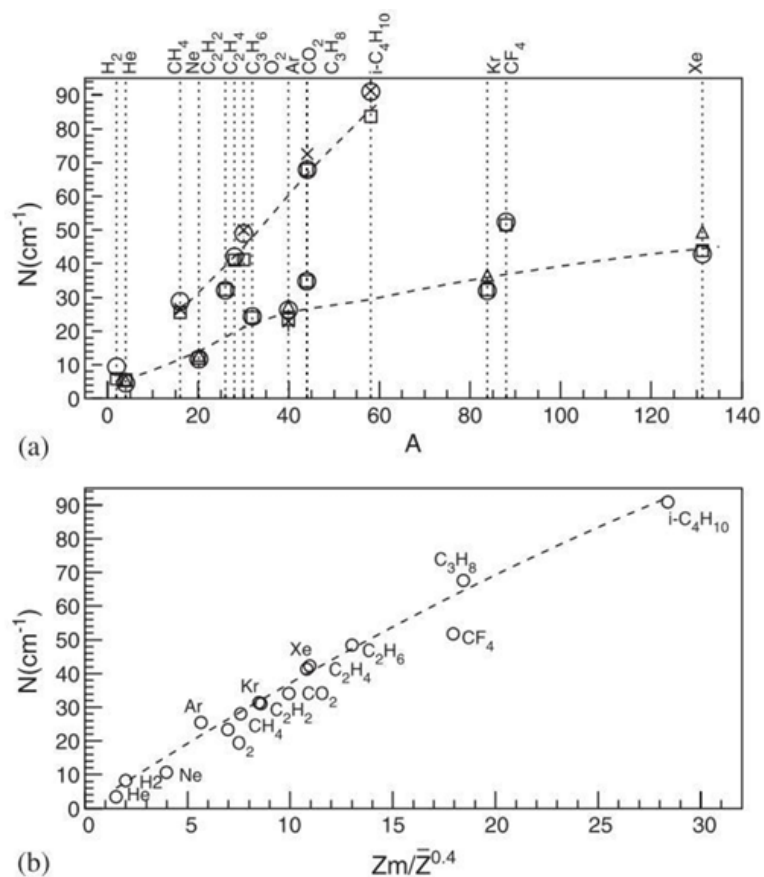


Figura 2.3: (A) Fit sperimentale del numero di cluster per cm prodotti dal passaggio di una particella in un gas a temperatura e pressione standard; (B) Numero di cluster primari per cm in funzione del rapporto tra la carica molecolare media e quella totale [30].

tra i componenti. Considerando una miscela composta da due gas A e B con frazioni volumetriche (rispettivamente) p_A e p_B , si ottiene [30]:

$$N_{p,\text{mix}} = p_A \cdot N_{p,A} + p_B \cdot N_{p,B} \quad (2.2)$$

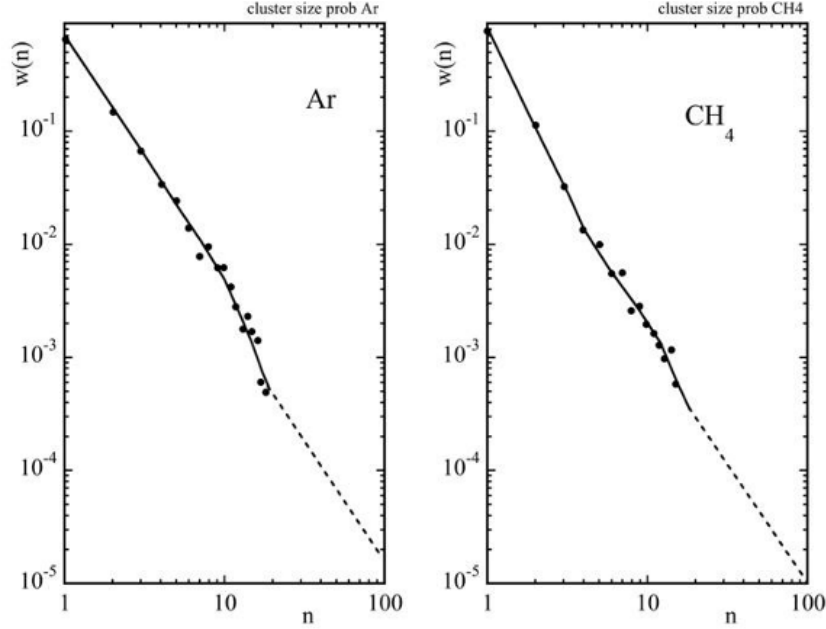


Figura 2.4: Confronto tra la probabilità di osservare un cluster di dimensione n per una particella in Argon e in Metano [30].

Oltre al numero di cluster, è di fondamentale importanza anche la loro **dimensione**, ovvero il numero di coppie elettrone-ione prodotte all'interno di ciascuno di essi. Ogni interazione primaria, infatti, trasferisce parte dell'energia cinetica (E_k) all'elettrone espulso dall'atomo.

Se l'energia cinetica acquisita dall'elettrone primario (E_k) risulta superiore al potenziale di prima ionizzazione del gas circostante ($E_k > E_1$), tale elettrone agirà come particella ionizzante, innescando ulteriori collisioni anelastiche con le molecole vicine. Questo fenomeno prende il nome di **ionizzazione secondaria**.

In particolare, se l'elettrone primario possiede un'energia dell'ordine del keV o superiore, è possibile che si allontanino significativamente dalla traccia principale, generando una traccia secondaria distinguibile nota come **raggio delta** (δ) [26].

A causa della ionizzazione secondaria, anche la dimensione dei cluster è una variabile stocastica. Osservando la Figura 2.4, si nota che la distribuzione di probabilità è fortemente asimmetrica: nonostante la maggior parte dei cluster sia formata da un solo elettrone primario, la presenza di una lunga coda evidenzia una probabilità non nulla di generare cluster composti da decine di elettroni.

Questa osservazione chiarisce la differenza tra la ionizzazione primaria e totale:

- la **Ionizzazione primaria** (N_p) rappresenta il numero di urti diretti della particella incidente con le molecole del gas per unità di lunghezza;

- la **Ionizzazione totale** (N_T) rappresenta il numero di coppie elettrone-ione prodotte, includendo sia i contributi dovuti all'urto primario che quelli derivanti dalla ionizzazione secondaria.

Per questo motivo, N_T risulta essere mediamente 2–4 volte superiore a N_p (come si osserva dai valori tabulati per i diversi gas [27]).

La natura statistica e discreta del processo è la causa principale del limite intrinseco alla **risoluzione temporale** dei rivelatori a gas classici. In tali dispositivi, infatti, l'inizio del segnale elettrico è dato dall'arrivo agli elettrodi di lettura degli elettroni appartenenti al cluster spazialmente più vicino.

Tuttavia, poiché la distanza x tra la posizione del primo cluster e la regione di amplificazione è una variabile stocastica (descritta dalla distribuzione esponenziale $P(x) = N_p e^{-N_p x}$), il tempo di deriva dei primi elettroni verso l'anodo ($t = x/v_d$, dove v_d è la velocità di deriva nel gas) presenterà delle fluttuazioni intrinseche.

Questa incertezza statistica, nota come **time jitter** spaziale, è caratterizzata da una deviazione standard $\sigma_t = 1/(N_p \cdot v_d)$ e pone un limite fisico alla risoluzione temporale dei rivelatori MPGD convenzionali, confinandola all'ordine del nanosecondo [31].

2.2 Principi di funzionamento di un rivelatore a gas

La sola ionizzazione non garantisce che la particella venga effettivamente rivelata. È necessario infatti separare le cariche primarie generate nei cluster per evitarne la ricombinazione, far sì che si muovano verso gli elettrodi di lettura e, infine, moltiplicarle per ottenere un segnale rilevabile. A tale scopo, nel volume del gas viene applicato un campo elettrico esterno $\vec{E}$.

2.2.1 Deriva e Diffusione delle cariche

Sotto l'azione del campo elettrico esterno (E), gli ioni positivi e gli elettroni si muovono in direzioni opposte, subendo lungo la traiettoria un elevato numero di collisioni con le molecole del gas circostante.

Per campi elettrici moderati, gli ioni (essendo massicci) posseggono un'energia prossima all'energia termica. Per questo motivo, la loro velocità di deriva (*drift velocity*) risulta descritta da una proporzionalità lineare:

$$v_d^+ = \mu^+ E \quad (2.3)$$

dove μ^+ è definita come la mobilità ionica. Nel caso in cui invece si utilizzi una miscela gassosa, la mobilità può essere calcolata secondo la legge empirica di *Blanc* [30]:

$$\frac{1}{\mu_{\text{mix}}} = \sum_j \frac{p_j}{\mu_j} \quad (2.4)$$

dove p_j rappresenta la frazione volumetrica del gas j -esimo nella miscela e μ_j è la mobilità dello ione nel gas puro j . I valori di mobilità per diverse specie sono riportati in Tabella 2.1.

Tabella 2.1: Mobilità di diversi ioni positivi nei propri gas o in gas nobili e molecolari [28].

Ione	Gas	$\mu [\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}]$
H ⁺	H ₂	13.0
He ⁺	He	10.2
Ar ⁺	Ar	1.7
Ar ⁺	CH ₄	1.87–2.07
Ar ⁺	i-C ₄ H ₁₀	1.56–2.15
Ar ⁺	CO ₂	1.72
CO ₂ ⁺	CO ₂	1.09

Le prestazioni del rivelatore dipendono fortemente dal comportamento degli ioni: a causa della loro massa elevata, essi hanno una velocità di circa tre ordini di grandezza inferiore rispetto agli elettroni. Un eccessivo accumulo di carica ionica può inoltre deformare il campo elettrico originario all'interno del volume attivo (fenomeno noto come **effetto di carica spaziale** o *space charge effect*), modificando la risposta del rivelatore.

Nel caso degli elettroni, invece, la cinematica richiede una trattazione diversa: data la loro massa ridotta, gli elettroni possono assorbire energia negli urti, allontanandosi progressivamente dall'equilibrio termico.

Ne segue che la mobilità degli elettroni non è costante, ma dipende dal *campo elettrico ridotto* E/P (dove P è la pressione) e dalle sezioni d'urto delle molecole del gas.

Per minimizzare il **tempo di raccolta** delle cariche, massimizzando la velocità di deriva degli elettroni, si sfruttano tipicamente miscele basate su un gas nobile (come l'Argon) a cui vengono aggiunte percentuali di molecole poliatomiche (come CF₄ o CO₂). Poiché queste ultime possiedono numerosi gradi di libertà vibrazionali e rotazionali, assorbono l'energia cinetica in eccesso degli elettroni tramite urti anelastici, raffreddandoli.

In questo modo, è possibile far sì che l'energia media della nuvola elettronica si stabilizzi in corrispondenza del cosiddetto **minimo di Ramsauer-Townsend** del gas nobile. Tale minimo rappresenta un fenomeno quantistico (osservabile nell'Argon a energie di ~ 1 eV) in corrispondenza del quale la sezione d'urto elastica del gas crolla drasticamente, permettendo agli elettroni di raggiungere velocità di deriva molto elevate (fino a ~ 12 cm/ μ s per gas puri e ~ 8 – 10 cm/ μ s per miscele diluite), rendendo la miscela *veloce* [30] (Figura 2.5).

Durante il moto di deriva, i continui urti provocano un allargamento spaziale della nuvola elettronica noto come **diffusione** [26]. La distribuzione delle cariche assume quindi un andamento gaussiano, la cui deviazione standard (σ) cresce con la radice quadrata del tempo di deriva t :

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (2.5)$$

dove D rappresenta il coefficiente di diffusione, un parametro che dipende dalla temperatura, dalla pressione e dall'energia degli elettroni. Come illustrato in Figu-

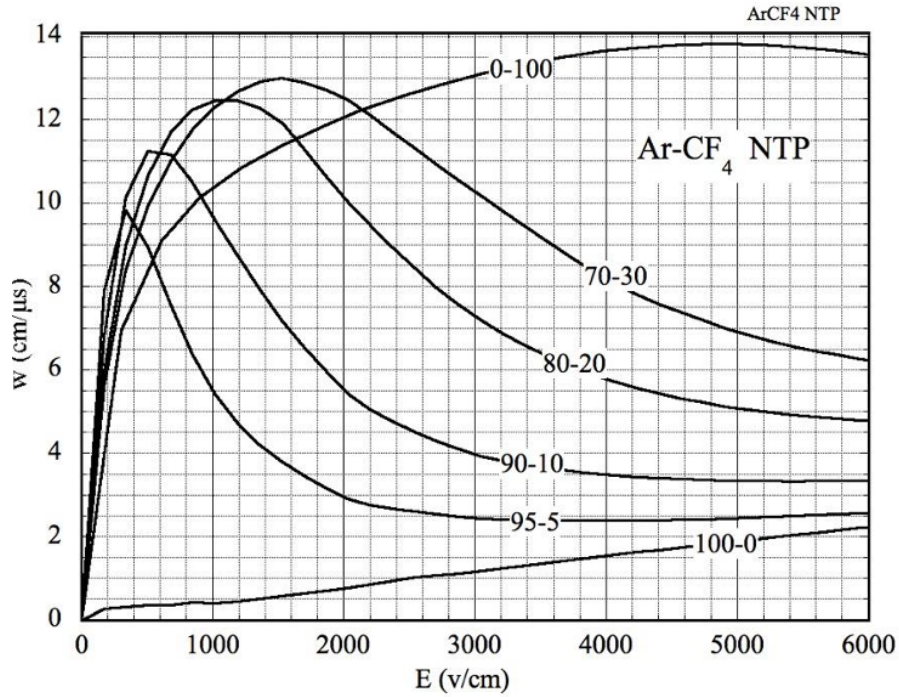


Figura 2.5: Velocità di drift degli elettroni in funzione del campo elettrico per miscele di Ar-CF₄ [30].

ra 2.6, in presenza di campi elettrici esterni elevati nella diffusione diventa particolarmente rilevante la scomposizione in due componenti, una longitudinale lungo le linee del campo (σ_L) e una trasversale (σ_T). Questo fenomeno costituisce un limite intrinseco, in quanto la dilatazione spaziale e temporale della nuvola elettronica degrada la risoluzione del rivelatore.

2.2.2 Processi di cattura elettronica (*Attachment*)

Muovendosi verso l'anodo, esiste una probabilità non trascurabile che un elettrone venga catturato da una molecola del gas, formando uno ione negativo. Questo processo, noto come *attachment* (cattura elettronica), diminuisce la popolazione elettronica, degradando così l'ampiezza del segnale. La diminuzione del numero di elettroni n in funzione della distanza percorsa x segue una legge di decadimento esponenziale [26]:

$$n(x) = n_0 e^{-\eta x} \quad (2.6)$$

dove n_0 è il numero di elettroni primari iniziale e η è il **coefficiente di attachment**, un parametro che dipende dall'energia cinetica dell'elettrone, dalla composizione chimica della miscela e dalla pressione del gas.

Come si osserva nel grafico in Figura 2.7, l'impatto della contaminazione del gas non è trascurabile: la presenza di molecole fortemente elettronegative, come l'ossigeno (O₂) o il vapore acqueo (H₂O), aumenta di diversi ordini di grandezza la sezione d'urto del processo di cattura. Questo impone l'utilizzo di miscele ad altissima purezza e un costante flusso del volume attivo per limitare il più possibile gli effetti

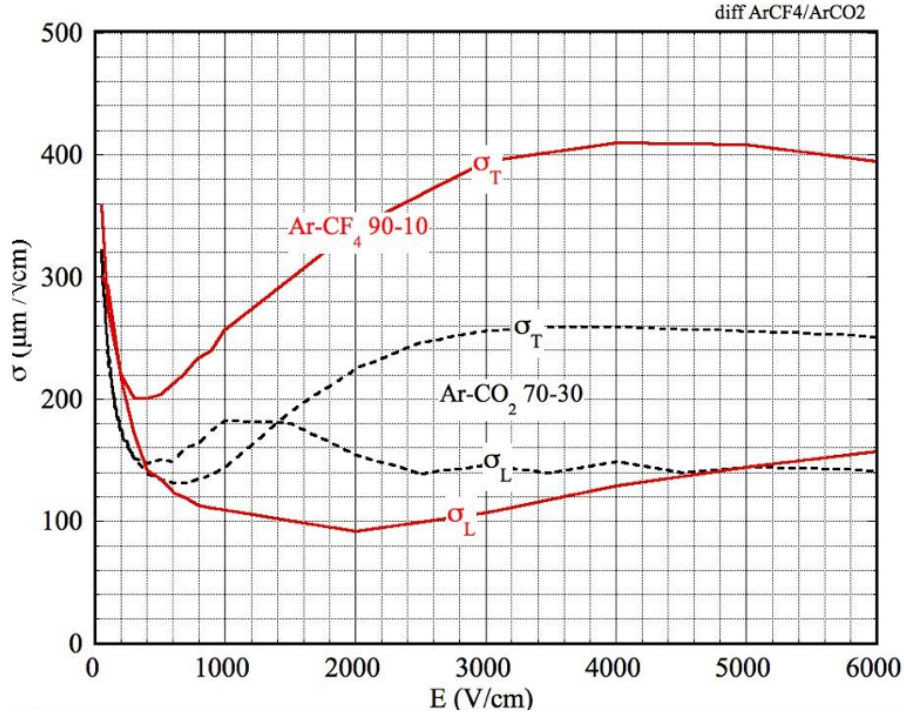


Figura 2.6: Diffusione trasversale e longitudinale degli elettroni per le miscele Ar-CO₂ e Ar-CF₄ [30].

di *outgassing* (il degassamento, ovvero il rilascio di molecole di gas o vapore acqueo precedentemente assorbite dalle superfici interne dei materiali del rivelatore).

2.2.3 Moltiplicazione a valanga e Gas Quencher

Nei rivelatori a gas, il limitato numero di cariche prodotte dalla ionizzazione primaria genera un segnale troppo debole per superare il contributo di rumore dell'elettronica di lettura. È quindi necessario incrementare il numero di cariche tramite un processo di amplificazione noto come **moltiplicazione a valanga** (*avalanche*).

Per valori di campo elettrico superiori a 10^4 – 10^5 V/cm, è possibile che l'energia cinetica acquisita dagli elettroni nel *libero cammino medio* tra due urti superi il potenziale di prima ionizzazione del gas.

L'elettrone primario è quindi in grado di ionizzare una molecola neutra del gas, producendo una nuova coppia elettrone-ione. I due elettroni vengono a loro volta accelerati, ionizzando ulteriori molecole e innescando così la valanga.

In presenza di un campo elettrico uniforme e assumendo di operare in un regime in cui gli effetti di carica spaziale siano trascurabili, il **guadagno** del rivelatore (G), definito come il rapporto tra la carica totale raccolta all'anodo e la carica primaria depositata, è descritto dalla legge di Townsend [26]:

$$G = e^{\alpha x} \quad (2.7)$$

dove x è la lunghezza della regione di moltiplicazione e α è il **primo coefficiente di Townsend**, che rappresenta il numero medio di ionizzazioni prodotte da un elettrone per unità di percorso.

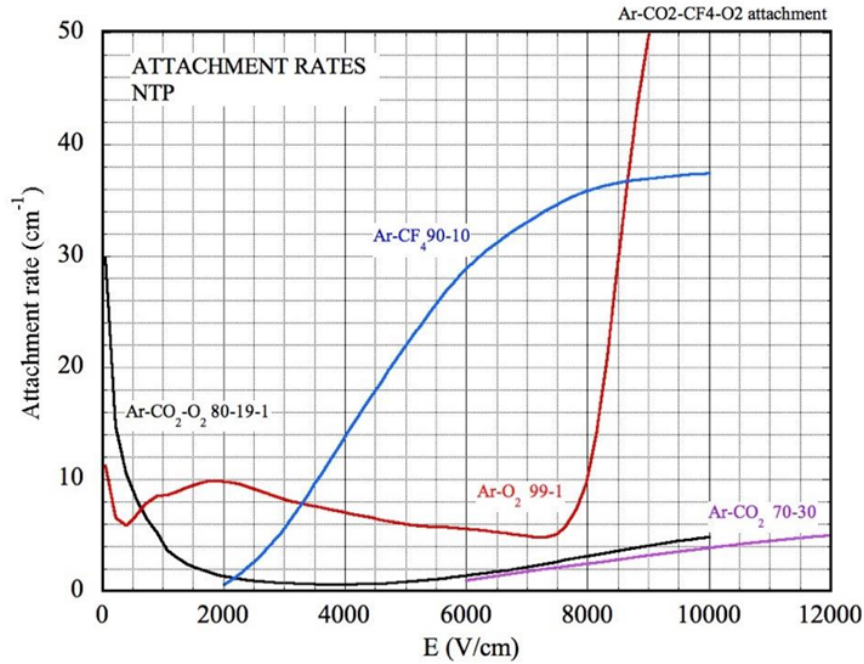


Figura 2.7: Coefficiente di attachment in funzione dell'energia degli elettroni per miscele in presenza o in assenza di una concentrazione pari all'1% di O_2 [30].

Come riportato in Figura 2.8, il parametro α dipende dal rapporto tra campo elettrico e pressione (E/P): per valori bassi l'amplificazione è nulla, mentre cresce rapidamente superata la *soglia di innesco*.

Nonostante i gas nobili puri (come Argon e Neon) siano degli ottimi mezzi attivi per la ionizzazione primaria in quanto richiedono potenziali di eccitazione molto bassi, essi risultano instabili ad alti guadagni: i fotoni ultravioletti (UV) emessi durante le diseccitazioni degli atomi nella valanga possono colpire le superfici dei catodi o le molecole del gas circostante, estraendo fotoelettroni per effetto fotoelettrico e innescando scariche secondarie.

Risulta quindi necessaria l'aggiunta alla miscela di una frazione di gas poliatomico, il **Quencher** (come CO_2 o Isobutano). Le molecole del quencher possiedono un elevato numero di gradi di libertà rotazionali e vibrazionali e sono dunque in grado di assorbire i fotoni UV e dissiparne l'energia in eccesso tramite dissociazione molecolare o urti non radiativi, arrestando così il progredire della valanga.

Oltre alla stabilizzazione, l'aggiunta di un quencher può incrementare l'efficienza della moltiplicazione grazie all'**effetto Penning**: se l'energia dello stato eccitato del gas nobile (E_{exc}^*) è superiore al potenziale di prima ionizzazione del gas quencher ($E_{exc}^* > E_{ion}^Q$), gli atomi eccitati del gas nobile, invece di diseccitarsi emettendo un fotone, possono collidere con le molecole del quencher trasferendo l'energia in eccesso, causandone così la ionizzazione diretta della molecola quencher [30].

L'introduzione del quencher riduce l'energia disponibile per gli elettroni primari, imponendo l'utilizzo di campi elettrici superiori per raggiungere il medesimo guadagno (come si evince dalle curve in Figura 2.9 e 2.10, che si spostano verso destra all'aumentare della concentrazione del quencher). Variazioni anche minime nella percentuale del quencher possono alterare drasticamente la risposta del rivelatore, rendendo

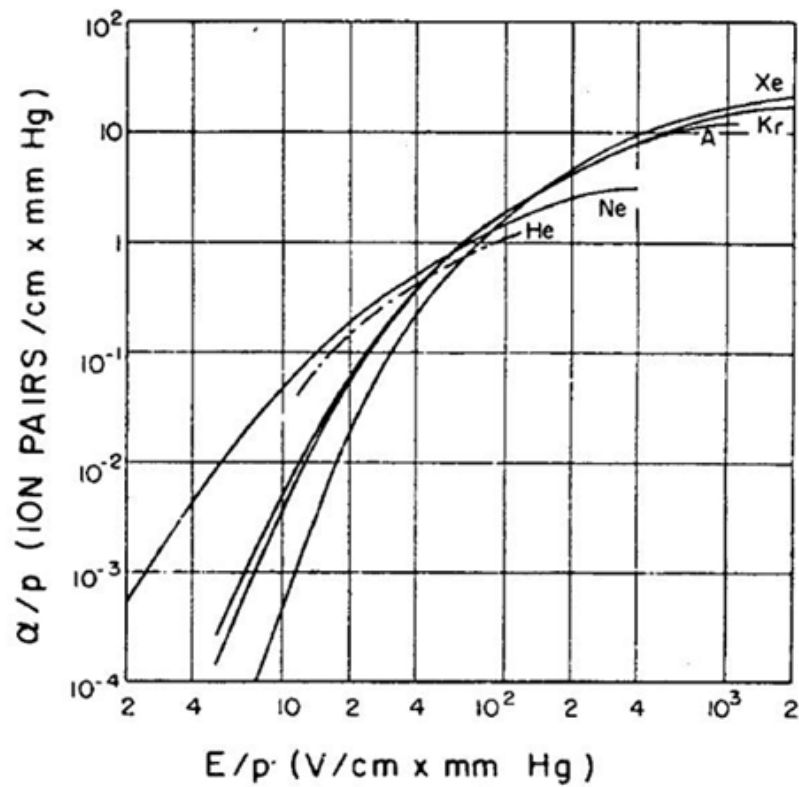


Figura 2.8: Primo coefficiente di Townsend scalato per la pressione in funzione del campo elettrico ridotto per gas nobili puri [32].

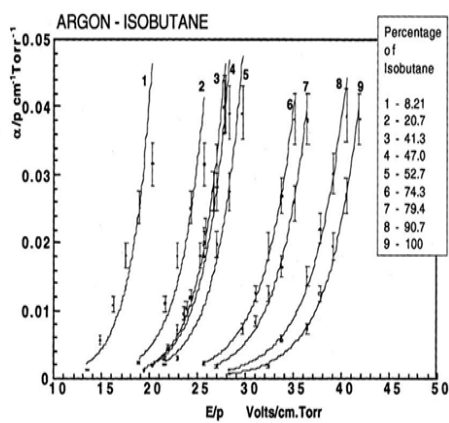


Figura 2.9: Coefficiente di Townsend per miscele di Ar-Isobutano [33].

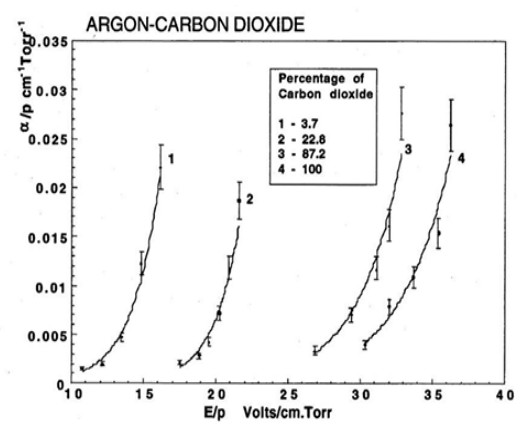


Figura 2.10: Coefficiente di Townsend per miscele di Ar-CO₂ [33].

fondamentale il controllo dei flussi di gas durante l'esperimento.

2.2.4 Regimi di funzionamento e Limite di Raether

A seconda della tensione applicata, l'ampiezza del segnale segue andamenti distinti, come mostrato in Figura 2.11. In particolare:

- nella **Regione di Ionizzazione** ($G = 1$), il campo raccoglie le cariche prodotte dalla ionizzazione primaria prevenendone la ricombinazione, ma l'energia cinetica degli elettroni non è sufficiente a innescare la moltiplicazione;
- nella **Regione Proporzionale**, una volta innescata la valanga, il segnale raccolto è strettamente proporzionale all'energia depositata dalla particella incidente nel volume di gas;
- nella **Regione di Proporzionalità Limitata**, l'elevata densità della nube di ioni, più lenti rispetto agli elettroni, causa un accumulo di carica spaziale (*space charge*) che scherma il campo elettrico esterno. In questa regione, quindi, l'andamento della risposta non è più lineare;
- nella **Regione Geiger-Müller** la valanga satura e si propaga lungo tutto l'anodo tramite l'emissione di fotoni UV. Il segnale in uscita ha un'ampiezza molto maggiore rispetto alle regioni precedenti, risultando però indipendente dall'energia iniziale.

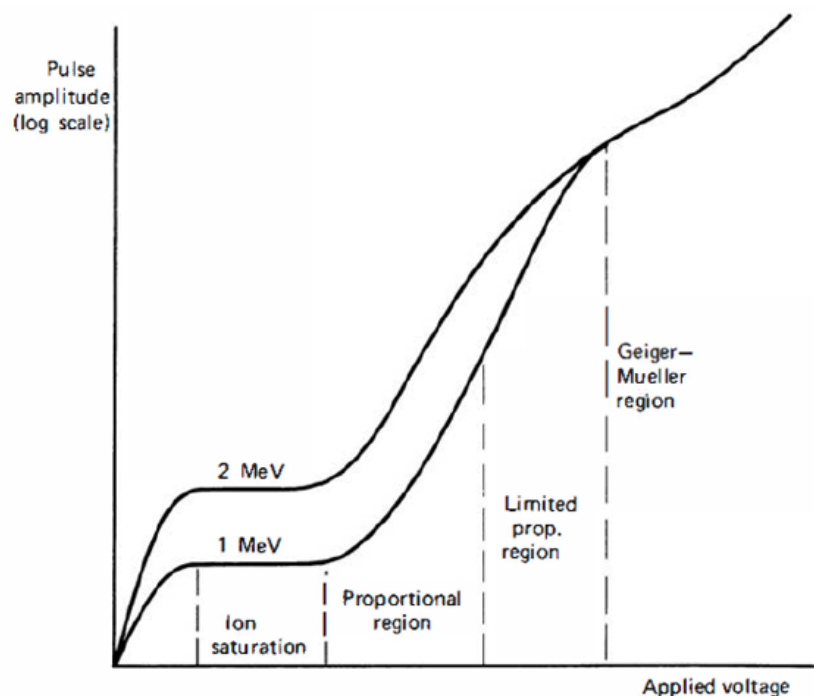


Figura 2.11: Ampiezza della carica raccolta in funzione della tensione applicata [34].

La massima amplificazione ottenibile prima della rottura dielettrica del mezzo è dettata dal **Limite di Raether** [35]. Tale limite stabilisce che, quando il numero di elettroni contenuti in una singola valanga supera una soglia critica (tipicamente $N_{\max} \approx 10^7-10^8$), il campo elettrico indotto dall'accumulo di carica spaziale diventa comparabile al campo esterno, innescando una scarica distruttiva (*spark*) tra gli elettrodi.

Il superamento di tale limite rappresenta una delle principali cause di instabilità e danneggiamento nei rivelatori a gas.

2.3 Architetture dei rivelatori a gas: evoluzione e limiti

Una volta compresi i meccanismi alla base della formazione del segnale, è possibile analizzare le componenti *hardware* in cui tali processi vengono implementati. I **rivelatori a gas** sono ampiamente utilizzati nella fisica delle particelle ad alte energie grazie alla loro versatilità, all'elevata resistenza alla radiazione e alla capacità di coprire vaste aree sensibili mantenendo costi di produzione contenuti [30].

Nelle prossime sezioni verrà fornita una panoramica sull'evoluzione di tali rivelatori, a partire dalla descrizione dei rivelatori classici basati su anodi filiformi (come le *Multiwire Proportional Chambers* o MWPC) e dall'analisi dei loro limiti ad alti flussi di radiazione. In questo modo, sarà possibile giustificare la transizione verso la famiglia dei *Micro-Pattern Gaseous Detectors* (MPGD), che costituiscono la base tecnologica del dispositivo per il *fast-timing* analizzato in questo lavoro di tesi.

2.3.1 Rivelatori classici: Dal Condensatore alle MWPC

La configurazione più semplice per un rivelatore a gas è il **condensatore a facce piane**. Applicando una differenza di potenziale tra le due facce (posizionate parallelamente tra loro), è possibile generare un campo elettrico uniforme che permette di raccogliere le cariche primarie prodotte dal passaggio della particella. Tuttavia, questa geometria impone di operare nel solo *regime di prima ionizzazione*: non è infatti possibile generare campi sufficientemente intensi per innescare il processo di moltiplicazione a valanga senza superare il **limite di Raether** [35] (comportando dunque la rottura dielettrica del gas).

Come è possibile osservare in Figura 2.12 tuttavia, operando con un campo elettrico uniforme di intensità sufficientemente elevata per entrare nel *regime di moltiplicazione*, l'ampiezza della valanga dipenderebbe dalla distanza x percorsa dall'elettrone prima di raggiungere l'anodo. Secondo la legge di Townsend, infatti, il guadagno cresce in maniera esponenziale come $G(x) = e^{\alpha x}$ [26].

Ne segue che, considerando due particelle incidenti che depositano esattamente la medesima energia nel gas, i segnali finali generati avrebbero ampiezze diverse a seconda della distanza iniziale dall'anodo ($x_1 \neq x_2$). Tale dipendenza spaziale rompe la proporzionalità tra l'energia depositata e il segnale letto dall'elettronica.

Per superare questo limite e operare nel *regime proporzionale*, è necessario perciò ricorrere al **tubo proporzionale** (*proportional counter*). È composto da un cilindro conduttore di raggio r_0 che funge da catodo, lungo il cui asse è posizionato un filo

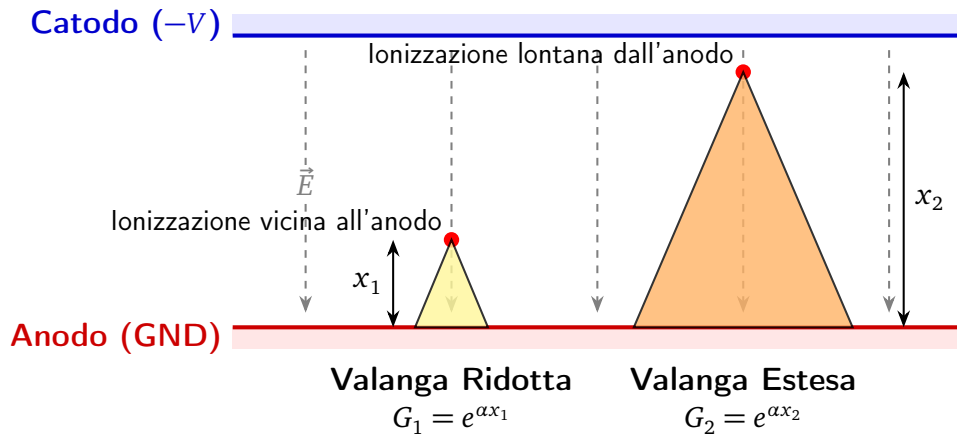


Figura 2.12: Schema della moltiplicazione a valanga in un condensatore a facce piane (campo elettrico uniforme).

anodico di raggio r_i . Applicando una tensione V_0 , si genera un campo elettrico radiale la cui intensità varia come l'inverso della distanza, crescendo cioè man mano che ci si avvicina al filo:

$$E(r) = \frac{V_0}{r \ln(r_0/r_i)} \quad (2.8)$$

Con questa geometria, è possibile ottenere valori di campo elettrico molto elevati in prossimità dell'anodo, con intensità di circa 10^4 – 10^5 V/cm.

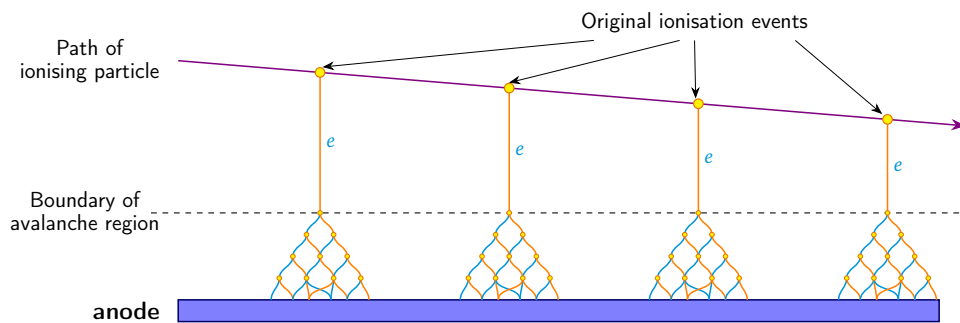


Figura 2.13: Sviluppo spaziale della valanga. Si noti come il processo di moltiplicazione si innesca quando gli elettroni primari superano il confine della regione di amplificazione, in prossimità dell'anodo.

Come illustrato schematicamente in Figura 2.13, gli elettroni primari generati nel volume del gas lungo la traiettoria della particella incidente si muovono verso l'anodo sotto l'azione del campo elettrico. È bene notare, tuttavia, che la moltiplicazione non avviene in tutto il volume del rivelatore, ma solo nella **regione di amplificazione**: l'innesco della valanga si verifica quando le cariche superano un confine ben definito, detto *boundary of avalanche region*, localizzato in prossimità del filo, dove il campo elettrico è sufficientemente elevato per fornire agli elettroni un'accelerazione tale da superare la soglia di ionizzazione secondaria del gas.

L'elevata localizzazione della regione di amplificazione permette di ottenere un guadagno G **indipendente dalla posizione** in cui è avvenuta la ionizzazione primaria: ogni elettrone, indipendentemente da dove è avvenuta la ionizzazione primaria, dovrà attraversare l'intera regione di amplificazione per essere raccolto. Di conseguenza, l'ampiezza del segnale finale risulta proporzionale all'energia totale depositata dalla particella incidente.

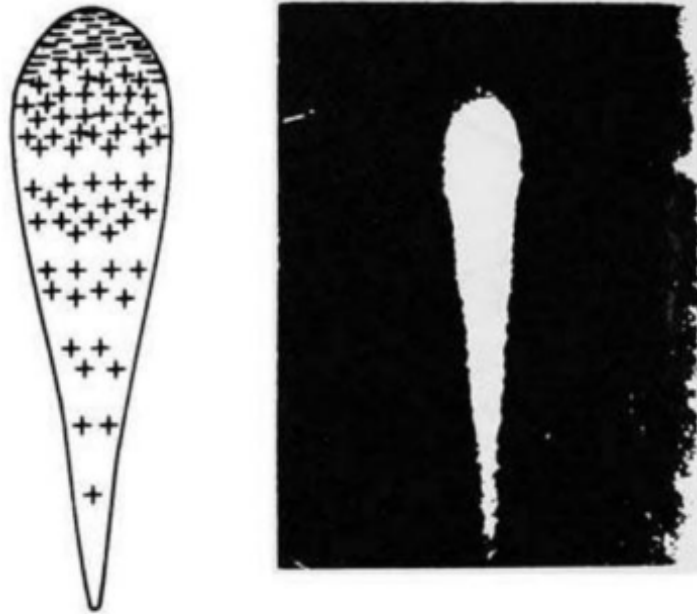


Figura 2.14: Sviluppo spaziale della valanga in prossimità dell'anodo. Gli elettroni (nube frontale) e gli ioni (coda) conferiscono alla valanga la caratteristica forma a goccia (*drop-shaped*).[36]

È di fondamentale importanza notare, inoltre, che il segnale generato non è dovuto al contributo veloce degli elettroni, ma alla componente lenta del segnale composta da ioni positivi che, allontanandosi dal filo verso il catodo, inducono una corrente caratterizzata da una lunga coda temporale a causa della ridotta velocità di deriva rispetto al caso degli elettroni.

Questo fenomeno è descritto dal **teorema di Shockley-Ramo** [37, 38], il quale stabilisce che la corrente istantanea indotta su un elettrodo da una carica in moto è proporzionale al prodotto scalare tra la sua velocità di deriva $\vec{v}_d$ e il cosiddetto **campo elettrico di peso** (*weighting field*), un campo vettoriale virtuale che dipende dalla geometria degli elettrodi. Ne segue che la tipica forma a goccia della valanga dipende dalla diversa cinematica delle cariche (riportata in Figura 2.14): gli elettroni, più veloci e maggiormente soggetti a diffusione, formano la testa della valanga, mentre gli ioni positivi, di tre ordini di grandezza più lenti, formano il corpo e la coda. Nonostante gli elettroni diano origine a un segnale molto rapido (*fast component*), la maggior parte dell'impulso indotto è dovuto al moto degli ioni che si allontanano verso il catodo.

2.3.2 Le Multi-Wire Proportional Chambers (MWPC)

Per coprire vaste aree di rivelazione, necessarie negli esperimenti di alta energia descritti nel Capitolo 1, vengono introdotte nel 1968 le **Multi-Wire Proportional Chambers (MWPC)** [39], il cui schema è riportato in Figura 2.15. In tali rivelatori, il tubo anodico viene sostituito da un piano composto da un elevato numero di fili anodici, posizionati parallelamente tra loro e posti tra due *piani catodici*.

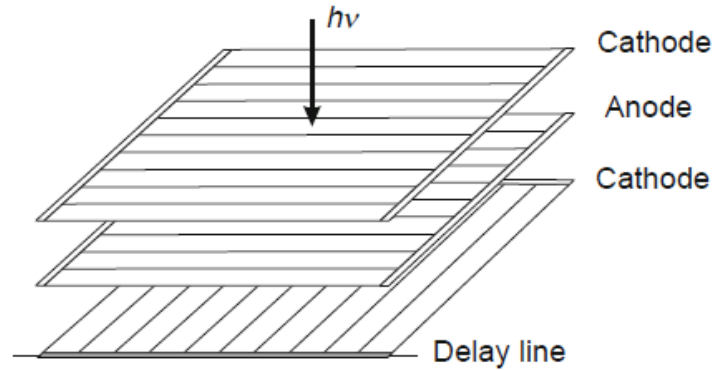


Figura 2.15: Schema strutturale di un rivelatore MWPC.[40]

La peculiarità di questi dispositivi risiede nella configurazione del campo elettrico (Figura 2.16). Lontano dagli anodi, le linee di campo sono pressoché uniformi e parallele, fungendo da **regione di deriva** in cui le particelle vengono convogliate verso l'anodo. In prossimità del piano anodico, invece, il campo assume un andamento radiale, aumentando di intensità in corrispondenza dei *singoli* fili (separati da una distanza s).

Tramite questa configurazione, lo sviluppo della valanga è confinato ai singoli fili e ciascuno di essi si comporta a tutti gli effetti come un tubo proporzionale indipendente. Sfruttando un'elettronica di lettura multicanale, è in questo modo possibile ricostruire la posizione (1D) della particella incidente individuando quale filo ha raccolto il segnale. Per passare alla localizzazione 2D, è necessario ricorrere a due piani di fili ortogonali o segmentare i piani catodici in strisce incrociate (*strips*).

Tuttavia, queste architetture a fili presentano delle forti limitazioni per quanto riguarda la resistenza ad alti flussi di radiazione, per via di:

- **effetti di carica spaziale:** un fenomeno causato dalla ridotta velocità di deriva degli ioni positivi prodotti nella valanga ($\sim$ ms). Ad alti rate di particelle incidenti, si crea una nube ionica attorno all'anodo che scherma localmente il campo elettrico di amplificazione, riducendo in questo modo il guadagno e limitando la *rate capability* del rivelatore [42].
- **Limiti geometrici e spaziali:** la risoluzione spaziale è limitata dal passo dei fili s (tipicamente 1–2 mm). Al fine di aumentare la risoluzione sarebbe dunque necessario diminuire s . Tuttavia, avvicinare eccessivamente i fili o ridurne

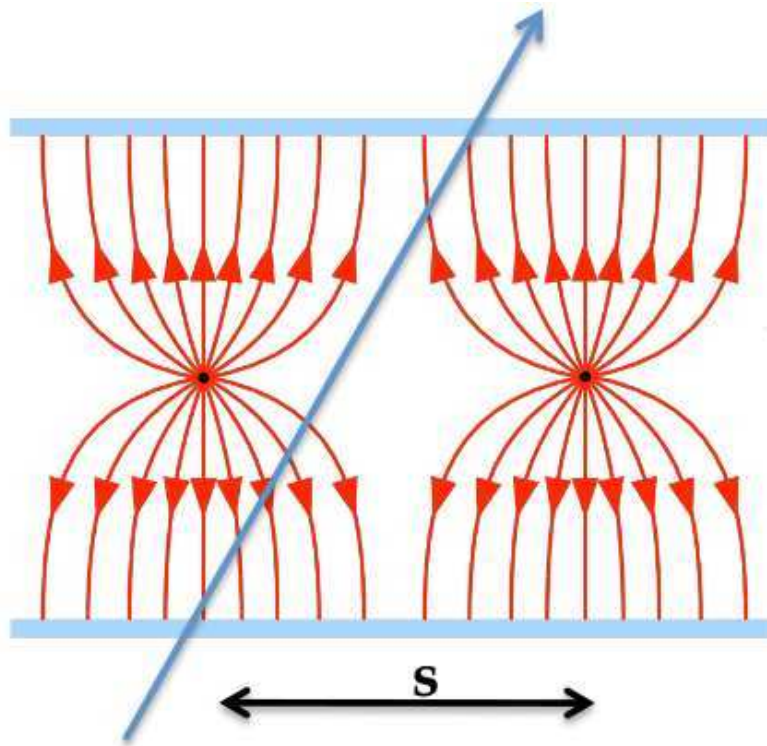


Figura 2.16: Linee di campo elettrico in una sezione trasversale di una MWPC.[41]

il diametro può generare delle instabilità elettrostatiche causate dalle forze repulsive di Coulomb, che possono provocare deformazioni meccaniche o rotture del piano anodico.

- **Invecchiamento (Ageing):** le scariche o l'intensa ionizzazione possono portare alla *polimerizzazione* dei componenti della miscela gassosa, con la conseguente formazione di depositi solidi sui fili anodici, che alterano l'omogeneità del campo elettrico [43]. La presenza di tali depositi può in questo modo portare al verificarsi di *scariche permanenti*.

2.3.3 Micro-Pattern Gaseous Detectors (MPGD)

Al fine di superare i limiti dei rivelatori a fili, a partire dalla fine degli anni '80 e, soprattutto, nel corso degli anni '90, è stata introdotta la famiglia dei **Micro-Pattern Gaseous Detectors (MPGD)** [44]. Il nome deriva dalla *miniaturizzazione* della regione di amplificazione. A differenza delle camere a fili, infatti, negli MPGD la distanza tra gli elettrodi in cui si sviluppa la valanga è dell'ordine dei micrometri (tipicamente tra i 50 e i 100 μm).

L'innovazione fondamentale risiede nell'impiego di una tecnica chiamata **fotolitografia**: la sostituzione dei fili con *micro-pattern* metallici incisi su substrati solidi, in grado di garantire un'accuratezza geometrica e una riproducibilità non ottenibili con le tecniche di assemblaggio tradizionali.

Come mostrato in Figura 2.17, l'impiego di aperture di dimensioni nell'ordine dei 50 μm permette di concentrare le linee di forza del campo in regioni di dimensio-

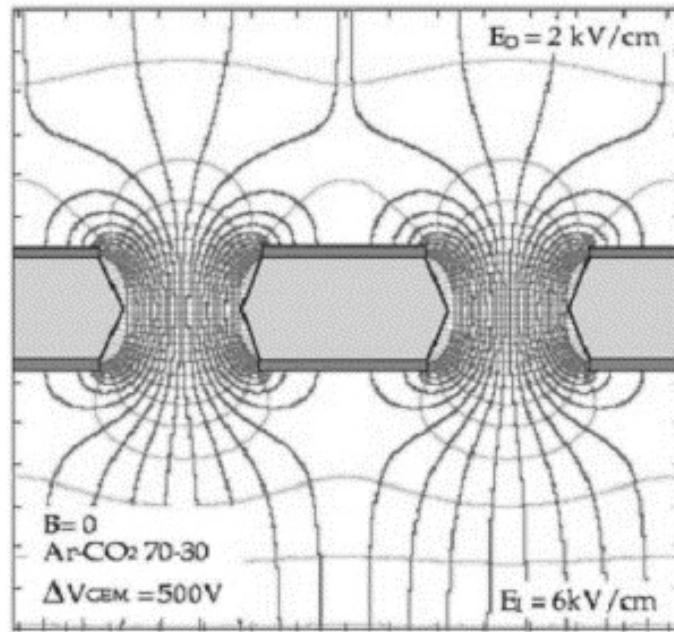


Figura 2.17: Esempio di concentrazione delle linee di campo elettrico e delle superfici equipotenziali in un dispositivo MPGD (nello specifico, all'interno dei micro-fori di un foglio GEM). Si osserva chiaramente l'effetto di *lente elettrostatica*. [45]

ni ridotte, ottenendo così campi elettrici molto più intensi. Questa configurazione garantisce un elevato numero di vantaggi rispetto alle MWPC:

- **Rate Capability:** poiché la distanza che gli ioni devono percorrere per essere neutralizzati agli elettrodi è di diversi ordini di grandezza inferiore (poche decine di μm), la probabilità di formazione di accumuli di carica spaziale diventa trascurabile. Questo permette al rivelatore di operare stabilmente sotto flussi di particelle molto elevati ($> 10^7 \text{ Hz/cm}^2$) senza osservare cali di guadagno.
- **Stabilità e resistenza alle scariche:** la geometria microscopica permette di confinare spazialmente lo sviluppo della valanga, impedendo la formazione di volumi di carica spaziale. Tale configurazione consente di operare a guadagni elevati minimizzando il rischio che si verifichino delle scariche (*sparks*), pur rimanendo al di sotto del limite di Raether.

D'altro canto, l'impiego di gap così ridotti impone l'assenza di agenti contaminanti. Un singolo granello di polvere incastrato tra gli elettrodi, infatti, può innescare scariche distruttive o *cortocircuiti*. Per questo motivo, le fasi di produzione e montaggio degli MPGD devono avvenire obbligatoriamente all'interno di **Camere Pulite** (*Clean Rooms*).

Micromegas (Micro-Mesh Gaseous Structure)

Una delle prime architetture appartenenti alla famiglia degli MPGD a essere progettata è stata la *Micro-Mesh Gaseous Structure* (**Micromegas**). Come illustrato nello schema riportato in Figura 2.18, questa geometria divide il volume attivo in due regioni

distinte tramite una micro-rete metallica chiamata **mesh**, mantenuta a una distanza costante dall'anodo tramite l'impiego di pilastri isolanti (*pillars*). La precisione nel posizionamento di tali pilastri è cruciale per garantire l'**uniformità del campo elettrico** e, di conseguenza, la stabilità del guadagno su tutta l'area sensibile [46].

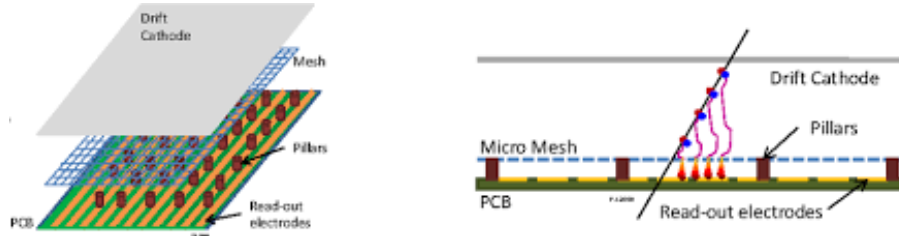


Figura 2.18: Schema strutturale di un rivelatore Micromegas. Sono evidenti i gap di deriva e di amplificazione separati dalla *micromesh* metallica.[47]

In particolare, tali regioni svolgono ruoli differenti:

- il **Gap di deriva (*Drift gap*)**: una regione superiore (dello spessore di alcuni millimetri) in cui è presente un campo elettrico di bassa intensità (~ 1 kV/cm). In tale regione avviene la ionizzazione primaria.
- il **Gap di amplificazione (*Amplification gap*)**: una regione di spessore tipicamente compreso tra i 50 e i 160 μm , caratterizzata da un campo elettrico molto più intenso, superiore a 40 kV/cm.

Il funzionamento della Micromegas è basato sul *rapporto* tra le intensità dei due campi elettrici. Poiché il valore di questo rapporto ($E_{\text{amp}}/E_{\text{drift}}$) è molto alto, si osserva un fenomeno elettrostatico chiamato **effetto imbuto** (*funnel effect*), ben visibile in Figura 2.19: le linee di campo si concentrano in corrispondenza dei fori della mesh. Poiché gli elettroni primari, nel loro moto di deriva, seguono le linee di forza del campo elettrico, essi vengono “guidati” attraverso i fori senza urtare la struttura metallica circostante. Questo meccanismo garantisce un’elevata **trasparenza elettronica** della mesh, assicurando che la quasi totalità degli elettroni primari venga convogliata nel gap di amplificazione, massimizzando così l’efficienza di rivelazione.

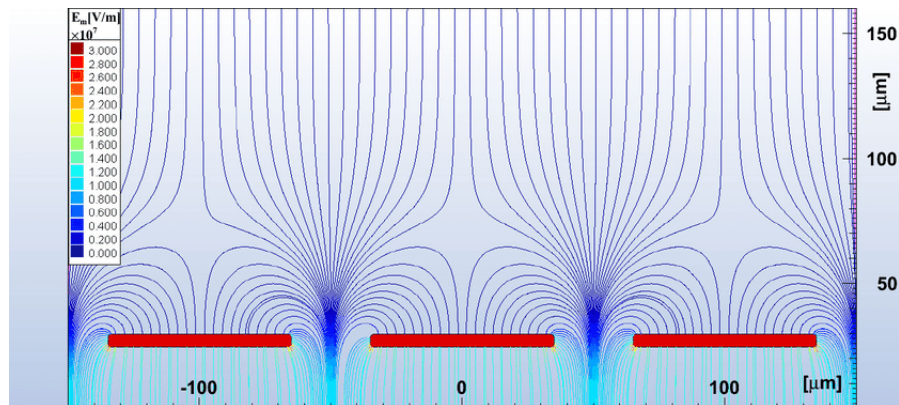


Figura 2.19: Distribuzione delle linee di campo elettrico in una Micromegas.[48]

Un ulteriore vantaggio di questi rivelatori riguarda la gestione degli ioni positivi del gas. Il fenomeno dello **Ion Backflow (IBF)** consiste nella fuga di una frazione degli ioni (prodotti durante la valanga di Townsend) verso il volume di deriva, causando un accumulo di carica che può portare a distorsioni locali nel campo elettrico di deriva.

Nelle Micromegas, l'IBF è invece prevenuto proprio tramite la grande diversità tra i campi elettrici nelle due regioni: la maggior parte delle linee di campo originate all'anodo termina direttamente sulla faccia inferiore della mesh, che neutralizza gli ioni quasi istantaneamente, lasciando invariato il campo elettrico nel volume di deriva.

Tali caratteristiche consentono all'architettura Micromegas di raggiungere un'elevata risoluzione spaziale ($\sim 100 \mu\text{m}$) e una buona risoluzione temporale (dell'ordine del nanosecondo per configurazioni standard), trovando per questo motivo ampia applicazione in esperimenti ad alta luminosità (come l'upgrade del sistema di tracciamento di ATLAS).

Infine, per operare in ambienti ad elevato rate di eventi, all'anodo di lettura può essere aggiunto uno strato di **materiale resistivo** [49]. Questa aggiunta previene il danneggiamento degli elettrodi e consente al dispositivo di operare stabilmente anche a ridosso del limite di Raether.

Gas Electron Multiplier (GEM)

Il rivelatore **Gas Electron Multiplier (GEM)**, introdotto da Sauli nel 1997 [50], rappresenta un approccio innovativo alla *micro-segmentazione* della regione di amplificazione, ovvero la sostituzione degli elettrodi macroscopici (i fili anodici) con strutture di moltiplicazione integrate su substrati solidi. Questo accorgimento permette di ottenere granularità e risoluzioni spaziali che erano inaccessibili utilizzando i rivelatori precedenti.

La componente fondamentale del dispositivo è rappresentata da un *GEM-foil*: un sottile foglio isolante, tipicamente in Kapton e avente spessore di circa $50 \mu\text{m}$, rivestito su entrambe le facce da un micro-film di rame (di spessore pari a $5 \mu\text{m}$).

Tramite l'impiego di tecniche fotolitografiche, il foglio viene perforato con un pattern regolare di micro-fori. Come si evince dalla Figura 2.20, i fori presentano una *geometria biconica*, con un diametro esterno di $70 \mu\text{m}$ e un passo (*pitch*, la distanza tra due fori successivi) di $140 \mu\text{m}$. La geometria dei fori è dovuta al fatto che il substrato in Kapton viene inciso chimicamente in modo simultaneo da entrambi i lati. Ciò genera un foro più largo sulle superfici in rame e più stretto al centro del materiale isolante, garantendo una maggiore stabilità e riducendo la probabilità di innesco di scariche superficiali.

Applicando una differenza di potenziale (ΔV_{GEM}) tra i due strati del foglio (tipicamente compresa tra i 300 e i 400 V per miscele a base di Argon), è possibile generare all'interno dei micro-fori un campo elettrico estremamente intenso, che può superare gli 80 kV/cm.

Dal punto di vista fisico, uno degli aspetti più rilevanti riguarda l'effetto di **lente elettrostatica**, illustrato nella Figura 2.21. Poiché le linee di forza del campo esterno (di deriva) convergono verso le aperture del foglio (aventi dimensioni nell'ordine della decina di micron), gli elettroni primari vengono focalizzati. In questa regione, l'elevata

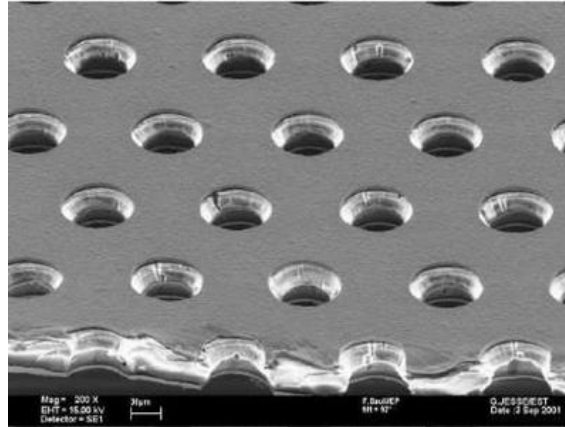


Figura 2.20: Immagine al microscopio elettronico di un foglio GEM. Si noti la struttura geometrica dei fori e l'elevata densità del pattern [51].

intensità del campo elettrico accelera gli elettroni in maniera sufficiente per innescare una valanga di Townsend confinata al foro.

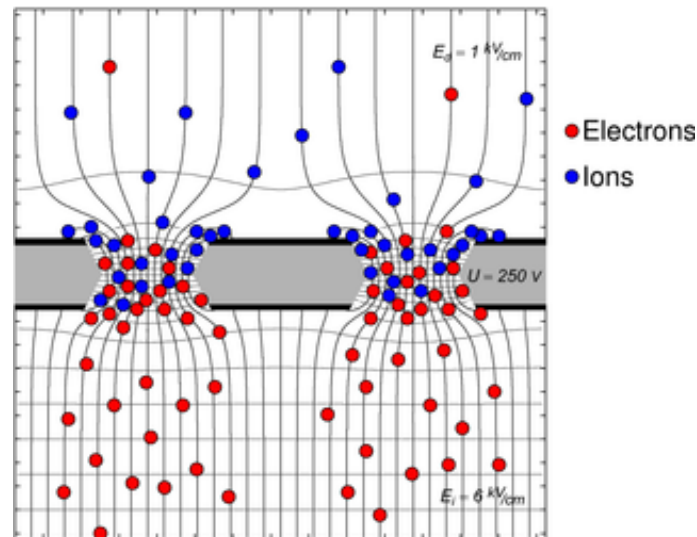


Figura 2.21: Simulazione delle linee di campo elettrico e dello sviluppo della valanga all'interno di un singolo foro GEM. Si noti come il processo di moltiplicazione sia confinato nel foro [52].

Il vantaggio principale rispetto ad altri MPGD è che **il processo di moltiplicazione è spazialmente separato dagli elettrodi di lettura**. Gli elettroni prodotti nel foro vengono estratti dal campo elettrico e nuovamente guidati verso l'anodo, minimizzando così il contributo di rumore dovuto ai segnali spuri. In questo modo è possibile confinare la densità di carica spaziale all'interno dei micro-fori, separando la regione di amplificazione dall'elettrodo di lettura, posizionato alla base del rivelatore.

Tuttavia, spingere un singolo foglio GEM a guadagni troppo elevati ($> 10^3$) aumenterebbe il rischio di superare il limite di Raether, innescando scariche distruttive. Per ottenere guadagni più elevati ($\sim 10^4$ – 10^5) in totale sicurezza è invece possibile uti-

lizzare configurazioni a più stadi. L'architettura di maggior successo è la **Triple-GEM**, riportata in Figura 2.22.

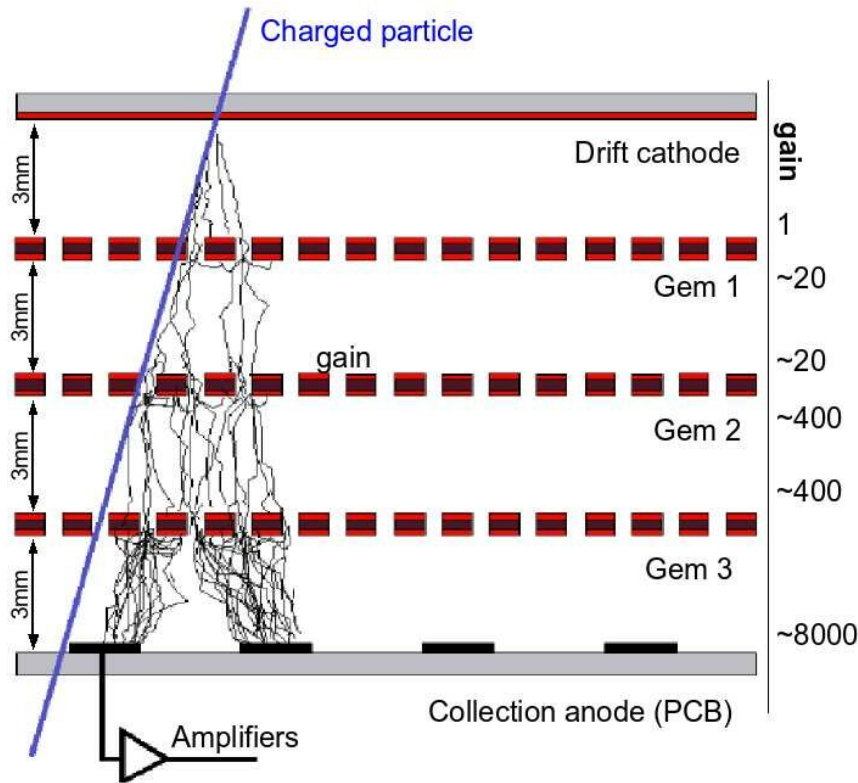


Figura 2.22: Schema di principio di un rivelatore Triple-GEM. L'amplificazione è ripartita su tre fogli posti in cascata, separati da gap di trasferimento che guidano gli elettroni verso l'anodo di lettura [53].

In questa geometria, tre fogli GEM sono posti in cascata, separati da *transfer gaps* (in cui gli elettroni vengono guidati tra un foglio e quello successivo) e un *induction gap* finale, dove il segnale viene indotto sull'anodo. L'amplificazione totale viene così distribuita su tre livelli: gli elettroni moltiplicati nel primo foglio vengono estratti e convogliati verso i fori del secondo foglio, e così via, fino alla rivelazione del segnale sull'elettrodo di *readout*. Questa ripartizione permette di ridurre la tensione applicata al singolo foglio GEM mantenendo invariato il guadagno totale. Ciò limita drasticamente la probabilità di formazione di scariche e, soprattutto, garantisce un'elevata stabilità operativa anche in ambienti soggetti ad alti rate di particelle. Per le motivazioni appena descritte, i rivelatori Triple-GEM trovano ampio spazio negli upgrade dei grandi esperimenti al CERN, come CMS e ALICE.

2.4 Il Rivelatore PICOSEC-Micromegas

Il rivelatore **PICOSEC-Micromegas** (PICOSEC-MM) rappresenta una delle evoluzioni tecnologiche più avanzate nell'ambito degli MPGD, progettata nello specifico per

operare nel regime del *fast-timing* negli esperimenti ad elevato rate di eventi.

Come analizzato nella Sezione 2.2, la risoluzione temporale dei rivelatori a gas classici è fortemente limitata dal *time jitter*. Poiché, infatti, i cluster di ionizzazione primaria vengono generati in modo stocastico lungo la traccia della particella nel gas, il tempo di deriva degli elettroni verso la regione di amplificazione presenta delle forti fluttuazioni, limitando la risoluzione temporale all'ordine del nanosecondo. PICOSEC-MM si pone l'obiettivo di superare questo limite fisico a partire dal meccanismo di generazione del segnale: la ionizzazione primaria nel gas viene sostituita con un processo di **fotoemissione** indotta dall'effetto Cherenkov.

2.4.1 Descrizione Strutturale e Sincronizzazione della Sorgente

Rispetto ai rivelatori standard, al rivelatore PICOSEC-MM vengono aggiunti un *radiatore Cherenkov* e un *fotocatodo*. Il radiatore produce fotoni Cherenkov al passaggio delle particelle cariche, i quali vengono successivamente convertiti in fotoelettroni dal fotocatodo, posizionato subito al di sopra del volume di gas.

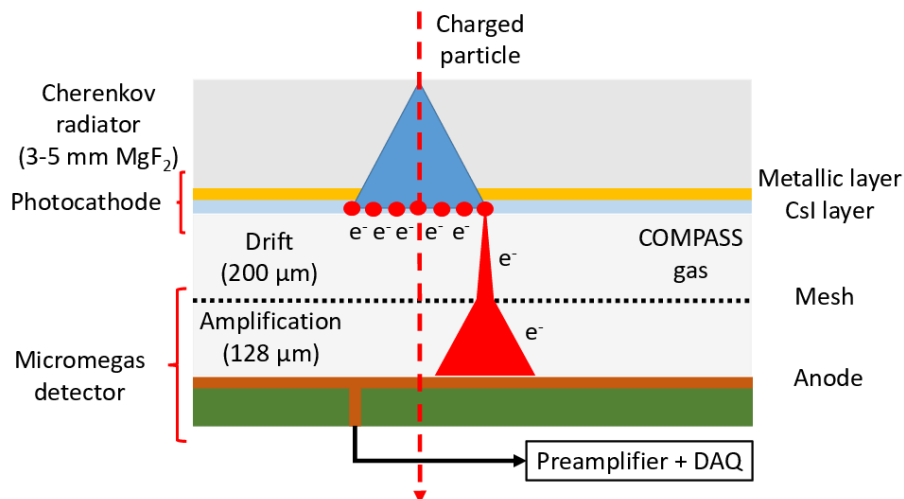


Figura 2.23: Rappresentazione della struttura trasversale del rivelatore PICOSEC-MM.[54]

Osservando la sua sezione trasversale riportata in Figura 2.23, è possibile individuare i seguenti componenti:

- il **Radiatore Cherenkov**, un cristallo trasparente, tipicamente in Fluoruro di Magnesio (MgF_2), dallo spessore di 3 mm.
- il **Fotocatodo**, un sottile strato di materiale fotoemissivo depositato sulla faccia interna del radiatore.
- il **Gap di Pre-amplificazione (Drift Gap)**, una regione dallo spessore di circa $160 \mu\text{m}$ (ma dipendente dal prototipo utilizzato) compresa tra il fotocatodo e la mesh. All'interno di questa regione è applicato un campo elettrico molto intenso, superiore ai 30 kV/cm .

- la **Micro-mesh e Gap di Amplificazione**, la rete metallica che separa lo stadio di deriva da quello di amplificazione finale (avente uno spessore di circa $160\ \mu\text{m}$), dove il segnale viene moltiplicato prima di essere raccolto dall'anodo.

Quando una particella carica attraversa il radiatore, emette radiazione Cherenkov se la sua velocità v supera la velocità della luce nel mezzo ($v > c/n$).

Se tali condizioni sono rispettate, l'emissione avviene lungo un cono il cui angolo di apertura θ_c è definito dalla relazione:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (2.9)$$

dove $\beta = v/c$ rappresenta la frazione della velocità della luce a cui viaggia la particella incidente (*velocità relativistica*), mentre n è l'indice di rifrazione del materiale che costituisce il radiatore. Il motivo per cui il rivelatore PICOSEC-MM è in grado di raggiungere risoluzioni temporali così elevate risiede nella **sincronizzazione spaziale e temporale** degli elettroni estratti.

Come evidenziato in Figura 2.23, l'arrivo dei fotoni sul fotocatodo avviene entro un intervallo temporale estremamente ridotto (dell'ordine di qualche decina di picosecondi), determinando l'emissione di una nuvola di **fotoelettroni** che partono dunque tutti dallo stesso piano (indicato con $z = 0$). Così facendo, è possibile ridurre l'incertezza legata alla posizione di partenza delle cariche.

Inoltre, noto che la produzione di fotoelettroni primari segue una distribuzione poissoniana, la risoluzione temporale (σ_t) del dispositivo dipende dal numero di fotoelettroni primari estratti ($N_{p.e.}$), seguendo approssimativamente la relazione di proporzionalità:

$$\sigma_t \propto \frac{1}{\sqrt{N_{p.e.}}} \quad (2.10)$$

Ad esempio, utilizzando un radiatore in MgF_2 da 3 mm attraversato da una particella al minimo di ionizzazione (MIP), è possibile ottenere una produzione media di circa 10 fotoelettroni primari [55], garantendo una drastica riduzione delle fluttuazioni statistiche sul tempo di arrivo e consentendo di raggiungere risoluzioni nell'ordine delle decine di picosecondi.

2.4.2 Ottimizzazione Spettrale e Materiali del Fotocatodo

Al fine di massimizzare il numero di fotoelettroni prodotti ($N_{p.e.}$), è fondamentale garantire una perfetta sovrapposizione tra lo spettro di emissione dei fotoni generati, la finestra di trasparenza ottica del cristallo radiatore e la banda di sensibilità del fotocatodo (*accoppiamento spettrale*).

Secondo la formula di Frank-Tamm, infatti, la densità di fotoni Cherenkov emessi è quadraticamente proporzionale all'inverso della lunghezza d'onda ($1/\lambda^2$). Per questo motivo, l'emissione è fortemente concentrata nello spettro ultravioletto da vuoto (VUV, *Vacuum Ultraviolet*, tipicamente tra 10 e 200 nm, caratterizzato da fotoni ad alta energia).

Affinché questi fotoni VUV non vengano assorbiti dal radiatore prima di raggiungere il fotocatodo, è necessario scegliere un materiale ottico con una finestra di trasparenza centrata sulle lunghezze d'onda dei fotoni emessi. Per questo motivo, il Fluoruro

di Magnesio (MgF_2) è il candidato ideale, poiché risulta trasparente fino a lunghezze d'onda prossime ai 115 nm.

Una volta raggiunto il materiale fotoemissivo, perché avvenga la fotoemissione, l'energia del fotone incidente ($E_{\text{ph}} = h\nu$) deve superare la **funzione di lavoro** (*work function*, W) del materiale: $E_{\text{ph}} > W$.

Tipicamente, il fotocatodo utilizzato per PICOSEC-MM è lo **Ioduro di Cesio (CsI)**, in quanto presenta un'elevata efficienza quantistica ($\text{QE} \approx 20\text{--}30\%$) nel range VUV. Con il termine *efficienza quantica* si indica il rapporto percentuale tra il numero di elettroni emessi e il numero complessivo di fotoni incidenti: un $\text{QE} \approx 20\text{--}30\%$ indica che ogni 100 fotoni Cherenkov che colpiscono il CsI, vengono estratti circa 20–30 fotoelettroni.

Anche lo spessore del fotocatodo è un parametro critico, per il quale deve essere garantita una calibrazione nell'ordine dei **nanometri** (tipicamente 18 nm). Se lo spessore fosse maggiore, infatti, aumenterebbe drasticamente la probabilità di riassorbimento dei fotoelettroni all'interno del materiale.

Tuttavia, anche il CsI presenta alcune criticità. Lo ioduro di cesio è infatti un materiale altamente igroscopico e subisce dunque un rapido processo di invecchiamento (*ageing*) dovuto all'elevato flusso di ioni positivi provenienti dalla valanga (*Ion Backflow*).

Per questo motivo, al fine di garantire un'operatività stabile in ambienti ad alto rate di eventi, la ricerca attuale si è orientata verso materiali più resistenti, tra cui il **Diamond-Like Carbon (DLC)**, che garantisce una robustezza di natura chimico-meccanica nettamente superiore contro le scariche e gli effetti di ageing [56].

2.4.3 La Fisica dell'Amplificazione a Due Stadi

A differenza delle classiche Micromegas, l'architettura PICOSEC sfrutta un'amplificazione divisa in due stadi fisicamente distinti al fine di preservare l'integrità del segnale. In particolare:

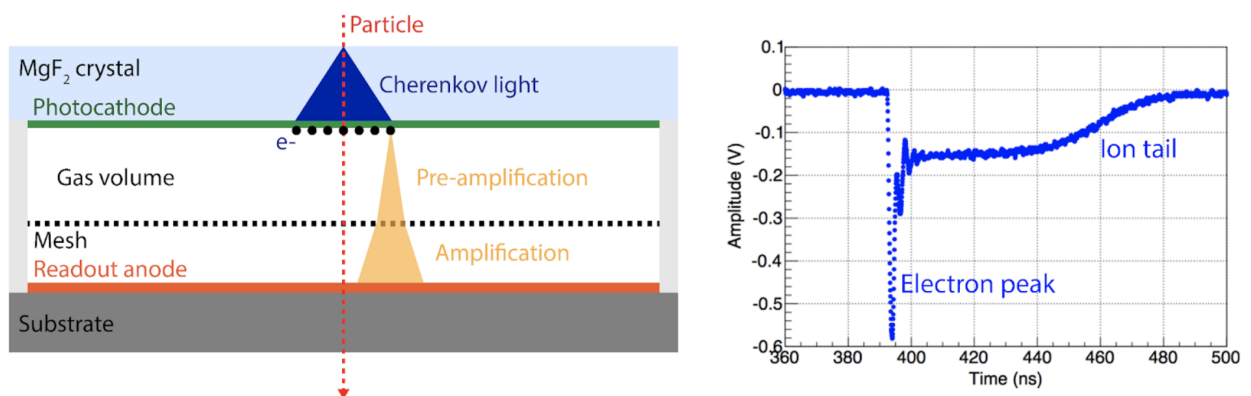


Figura 2.24: Schema del processo di amplificazione a due stadi. Si noti come il fronte di salita sia definito dai primi elettroni.[57]

1. all'interno del **Gap di Pre-amplificazione (Drift Gap)** viene applicato un campo elettrico molto elevato ($E \approx 40 \text{ kV/cm}$). Tale campo elettrico fa sì che

i fotoelettroni appena estratti inneschino *immediatamente* una pre-valanga di Townsend.

A differenza dei rivelatori a gas classici, la **diffusione longitudinale** (ovvero la diffusione spaziale della nuvola elettronica lungo la direzione del campo) è drasticamente ridotta. Infatti, grazie allo spessore del gap ($160\ \mu\text{m}$) e all'elevata intensità del campo elettrico, il tempo di transito degli elettroni risulta brevissimo (dell'ordine di $1\text{--}2\ \text{ns}$). Su tali distanze, le fluttuazioni temporali causate dalla diffusione longitudinale non fanno in tempo a svilupparsi in modo significativo, risultando trascurabili. Il segnale veloce indotto (*leading edge*), visibile in Figura 2.24, è quindi dominato dai primissimi elettroni della pre-valanga, garantendo un'incertezza temporale inferiore ai $50\ \text{ps}$ già in questa fase.

2. **Gap di Amplificazione Micromegas:** Gli elettroni che superano la mesh entrano nel gap di amplificazione finale (tipicamente di dimensione di circa $160\ \mu\text{m}$), dove subiscono una seconda moltiplicazione. Il guadagno totale G del sistema è dato dal prodotto dei coefficienti di Townsend nei due gap ($G \propto e^{\alpha_1 d_1} \cdot e^{\alpha_2 d_2}$).

Questa divisione svolge una duplice funzione:

- Permette di raggiungere guadagni complessivi estremamente elevati (intorno a $10^5\text{--}10^6$) rimanendo al di sotto del limite di Raether in ciascun gap e riducendo così in maniera drastica il rate di scariche (*sparks*);
- la mesh funge da barriera elettrostatica: la quasi totalità degli ioni prodotti nella valanga finale viene catturata dalla porzione inferiore della rete, riducendo drasticamente l'IBF e proteggendo il fotocatodo.

2.4.4 Prestazioni e Applicazioni nei Future Colliders

I risultati ottenuti nei *beam test*, ovvero misure condotte esponendo il prototipo a flussi controllati di particelle (come muoni o pioni) presso acceleratori ad alta energia, pongono l'architettura PICOSEC tra le tecnologie *fast-timing* più promettenti.

Per il caso particolare delle particelle al minimo di ionizzazione (MIP), il rivelatore PICOSEC-MM ha raggiunto risoluzioni temporali di decine di picosecondi [55]. Ottimizzando accuratamente la composizione della miscela gassosa e operando con tensioni prossime al limite di scarica, è possibile ridurre ulteriormente tale incertezza.

Per i motivi appena descritti, PICOSEC-MM è attualmente in fase di studio come potenziale candidato per i futuri sistemi di *tracking* e *timing*. In particolare, il suo sviluppo risulta di grande interesse per far fronte alle richieste tecnologiche poste dal **Muon Collider** (MC).

Raggiungere una precisione di poche decine di picosecondi risulta infatti fondamentale per mitigare il contributo del **Beam-Induced Background (BIB)**. Tale risoluzione permetterà così agli algoritmi di ricostruzione spaziotemporale (il *4D-Tracking* descritto nel Capitolo 1) di discriminare i prodotti delle collisioni fisiche dal fondo, tramite l'applicazione di strette finestre temporali (*time gates*) centrate sull'istante di collisione atteso dei fasci di muoni.

Capitolo 3

Preparazione di un Setup per la Misura di Efficienza con Cosmici del Rivelatore PICOSEC-MM

Il presente capitolo descrive la progettazione e la caratterizzazione di un setup sperimentale per le misure di efficienza del prototipo PICOSEC-MM. Tale rivelatore è in grado di raggiungere risoluzioni temporali nell'ordine delle decine di picosecondi, sfruttando la conversione in fotoelettroni primari della luce Cherenkov prodotta all'interno del radiatore.

Nella prima fase, sono state effettuate misure preliminari di guadagno usando una sorgente *LED UV* per la generazione di segnali da *singolo fotoelettrone* (SPE). Tali misure, svolte con diverse miscele gassose, sono servite per individuare il punto di lavoro ottimale, ovvero la tensione che fornisce un buon compromesso tra amplificazione dei segnali e stabilità operativa.

L'analisi dei dati di guadagno ha richiesto l'implementazione di uno script dedicato, in grado di distinguere i segnali prodotti dalla sorgente LED UV dalle scariche, garantendo così una stima di guadagno più accurata.

Per la seconda parte del lavoro svolto, è stato allestito il setup hardware per le misure di efficienza tramite i raggi cosmici. Oltre al rivelatore PICOSEC-MM, sono stati impiegati due scintillatori plastici accoppiati ai relativi SiPM (Silicon Photomultiplier). Per l'acquisizione dei dati sono quindi state definite le logiche di coincidenza tra i due SiPM (doppia) e tra i due SiPM e il segnale in uscita dal PICOSEC-MM (tripla).

A causa della bassa frequenza di raggi cosmici incidenti, le acquisizioni richiedono anche diversi giorni. Per gestire la problematica relativa alle scariche durante le misure, è stata sviluppata un'infrastruttura software per il monitoraggio e il controllo remoto del modulo di alta tensione (HV). Il sistema è composto da un *Supervisor* e da un codice *watchdog*. Quest'ultimo ha il compito di garantire la stabilità della comunicazione tramite protocollo Remote Procedure Call (RPC) tra il server e il supervisor, gestendo inoltre i timeout di rete riscontrati durante la presa dati.

Per fornire una corretta interpretazione delle misure di efficienza, infine, l'accetanza geometrica del setup (η) è stata calcolata tramite una simulazione Monte Carlo. Il risultato ottenuto ha permesso di stimare i rate attesi per le coincidenze di doppia e di tripla.

3.1 Il Prototipo: PICOSEC-MM

Il prototipo utilizzato per questo lavoro di tesi è un rivelatore a gas PICOSEC-MM a singolo canale di lettura, caratterizzato da una geometria planare e dotato di una struttura Micromegas avente un'area sensibile di forma circolare e diametro $d = 1,27$ cm (0,5 pollici). Come descritto nel Capitolo 2, PICOSEC-MM è progettato per massimizzare la risoluzione temporale nella rivelazione delle particelle al minimo di ionizzazione (MIP).

Per ottenere risoluzioni temporali nell'ordine della decina di picosecondi, il rivelatore sfrutta la conversione della luce Cherenkov in fotoelettroni primari, i quali vengono successivamente moltiplicati attraverso un processo a valanga all'interno del gap della Micromegas.

Come è possibile osservare in Figura 3.1, le componenti del rivelatore sono assemblate in modo da formare una struttura compatta [11].

3.1.1 Dettagli Geometrici e Materiali

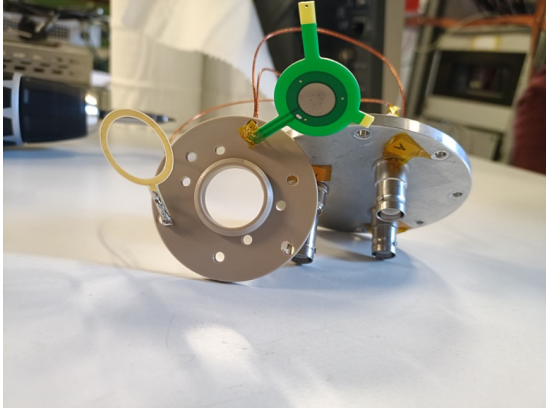
In Figura 3.2 è schematizzata la struttura interna del rivelatore, all'interno della quale è racchiuso il volume attivo.

Seguendo il percorso della particella incidente, la sezione superiore è costituita dal **Radiatore Cherenkov**, un cristallo di Fluoruro di Magnesio (MgF_2) di forma discoidale con un diametro pari a 1,33 cm e uno spessore di 3 mm. Oltre a permettere l'emissione di luce Cherenkov al passaggio di raggi cosmici, il MgF_2 presenta il notevole vantaggio di essere trasparente ai fotoni UV. Questa proprietà è cruciale sia per consentire ai fotoni Cherenkov prodotti (i quali ricadono prevalentemente nello spettro UV) di raggiungere il fotocatodo, sia per permettere la calibrazione del dispositivo e lo svolgimento delle misure di guadagno tramite l'impiego di un LED UV esterno [11].

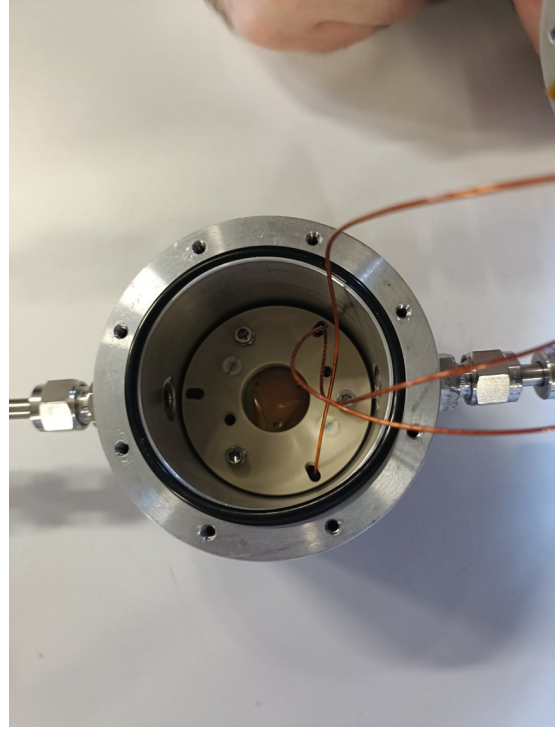
Sulla faccia interna del cristallo è depositato il materiale fotoemissivo. Sebbene la configurazione standard dei rivelatori PICOSEC-MM sfrutti solitamente un fotocatodo composto da un film di Ioduro di Cesio (CsI) di 18 nm depositato su uno strato di Cromo (Cr) di 3 nm per garantire il contatto elettrico [18], per questo prototipo il **fotocatodo** è invece realizzato in Titanio (Ti) [11]. L'uniformità del contatto ohmico è garantita da uno strato metallico in Titanio di maggiore spessore (intorno alle centinaia di nanometri) lungo i bordi del cristallo. La tensione applicata al fotocatodo è tipicamente dell'ordine di 400 V (in valore assoluto), ma dipende fortemente dalla miscela utilizzata.

Procedendo verso il basso è possibile individuare un anello in materiale PCB (*Printed Circuit Board*) rivestito in rame. Tale anello funge anche da spaziatore tra il fotocatodo e la *mesh*, delimitando così la **Regione di Pre-amplificazione (Drift Gap)** [11].

All'interno di tale regione, avente spessore pari a $160 \mu\text{m}$, è di fondamentale importanza mantenere un campo elettrico molto elevato (dell'ordine di 30 kV/cm) affinché l'innesco della valanga avvenga il più possibile vicino al fotocatodo. In questo modo, è possibile ridurre considerevolmente le fluttuazioni relative al tempo di deriva delle cariche (*time jitter*), garantendo risoluzioni temporali nell'ordine delle decine di picosecondi tipiche dei rivelatori PICOSEC-MM.



(a) Elementi costitutivi: anello spaziatore e PCB della Micromegas.



(b) Inserimento del blocco all'interno della camera in alluminio. È visibile l'O-ring nero per la tenuta del gas.



(c) Blocco assemblato. Sono visibili connettori SHV per l'alimentazione degli elettrodi.



(d) Rivelatore PICOSEC-MM completamente chiuso e ancorato ai supporti meccanici.

Figura 3.1: Fasi di assemblaggio del prototipo PICOSEC-MM utilizzato per le misure sperimentali.

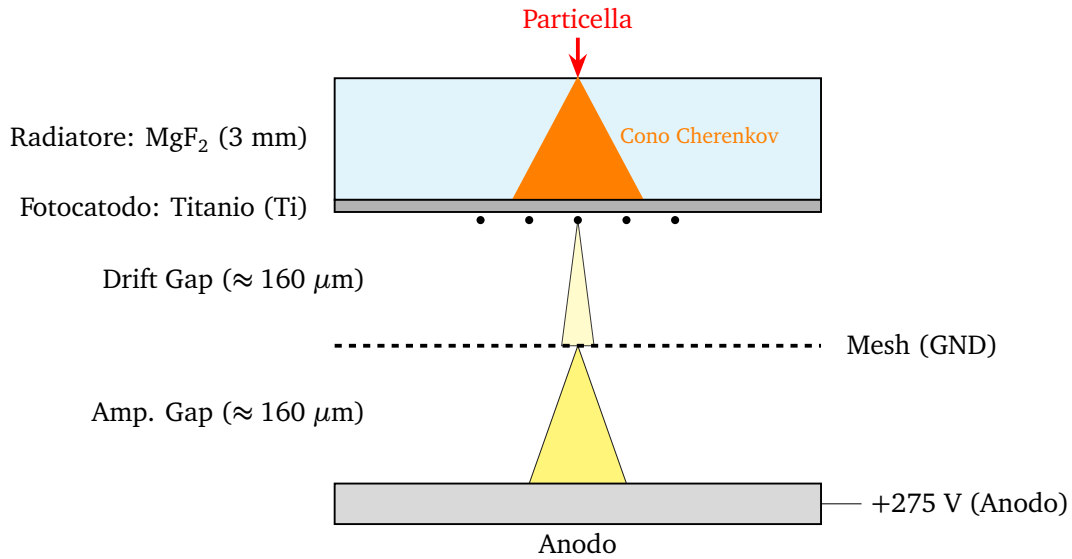


Figura 3.2: Schema concettuale del principio di funzionamento e della struttura interna del rivelatore PICOSEC-MM.

Al di sotto dell'anello spaziatore si trova il PCB principale, dove è posto l'anodo di lettura, tipicamente polarizzato a +275 V e che funge da supporto meccanico per la *mesh*, mantenuta a terra (GND). La regione compresa tra la *mesh* e l'anodo, avente anch'essa uno spessore di 160 μm , costituisce l'**Amplification Gap**, zona dove avviene la moltiplicazione secondaria degli elettroni.

La planarità della *mesh* e la corretta tensione meccanica vengono garantiti da una matrice di pilastri isolanti (*pillars*). La configurazione dei campi elettrici tra due gap successivi è infatti di fondamentale importanza, in quanto definisce la trasparenza della *mesh* agli elettroni primari provenienti dalla *Drift Gap* (e, di conseguenza, l'efficienza di estrazione di elettroni secondari).

Il prototipo utilizzato è di tipo **non resistivo**: l'anodo non è provvisto di un *layer* resistivo per il *quenching* delle scariche [11].

3.1.2 Dettagli Meccanici e Miscela Gassosa

L'intera struttura descritta nel paragrafo precedente è racchiusa all'interno di una camera in alluminio a geometria cilindrica progettata per garantire sia la tenuta ermetica del gas, sia la schermatura elettromagnetica dell'apparato. La camera è divisa in due sezioni:

- la sezione frontale, provvista di una finestra trasparente per l'ingresso della radiazione e di due connettori per il flussaggio del gas [11];
- la sezione posteriore, dotata di tre connettori SHV (Safe High Voltage) utilizzati per fornire la tensione di polarizzazione e per prelevare il segnale.

Tutti i connettori sono certificati per operare in regime di vuoto, mentre la tenuta del gas all'interno della struttura è garantita da un *O-ring*.

I componenti interni vengono mantenuti in posizione e allineati tramite due anelli di supporto in materiale isolante.

Questi ultimi sono fissati alla struttura metallica tramite l'impiego di viti in plastica, accorgimento fondamentale per la prevenzione di cortocircuiti o scariche superficiali tra i diversi elettrodi polarizzati.

Sistema di Flussaggio e Miscela Gassosa

Il rivelatore opera in regime di flusso continuo al fine di minimizzare la presenza di impurità nel volume attivo (come ossigeno o vapore acqueo), che potrebbero limitare notevolmente la risoluzione temporale aumentandone l'incertezza (jitter) o causare l'innescio di scariche elettriche distruttive.

Durante le misure di guadagno sono state utilizzate diverse miscele a base di Isobutano ($i\text{-C}_4\text{H}_{10}$), Neon (Ne) e Anidride Carbonica (CO_2) in diverse percentuali, mentre per le misure di efficienza con i raggi cosmici sono state studiate unicamente le miscele con diversi rapporti di Isobutano e Neon. In entrambe le misurazioni, il Neon funge da mezzo di ionizzazione primario grazie alla sua bassa energia di ionizzazione, mentre l'isobutano svolge il ruolo di *quencher* per assorbire i fotoni emessi durante la diseccitazione del gas nobile e prevenire la formazione di valanghe secondarie spurie.

Per la regolazione dei flussi dei singoli gas all'interno della miscela sono stati utilizzati dei flussimetri di massa (*Mass Flow Controller* Bronkhorst F-201CI), regolati attraverso il software FlowDDE e impostati tramite il programma FlowView 5. In questo modo, è stato possibile mantenere un flusso costante pari a 1.5 L/h, adeguato a garantire il corretto ricambio all'interno della camera. A tal fine, prima di iniziare le acquisizioni è fondamentale attendere un tempo sufficiente affinché il volume di gas flussato sia almeno pari a ~ 10 volte il volume del sistema. Il monitoraggio del corretto flussaggio delle miscele è possibile grazie alla presenza di un bubbolatore ad olio posto in corrispondenza dell'uscita della linea.

Poiché i flussimetri di massa sono calibrati sull'Azoto molecolare (N_2), per impostare correttamente la percentuale di gas all'interno della miscela è necessario tenere conto della relazione:

$$\Phi_c = f \cdot \frac{\Phi}{\text{GCF}} \quad (3.1)$$

dove f è la frazione volumetrica di gas contenuta all'interno della miscela, Φ è il flusso di gas e Φ_c è il flusso corretto tenendo conto del *Gas Correction Factor* (GCF).

Tali valori sono tabulati e riportati in Tabella 3.1:

Gas	Ne	CO_2	$i\text{-C}_4\text{H}_{10}$
GCF	1.405	0.739	0.2534

Tabella 3.1: Valori di GCF per i gas utilizzati nel setup sperimentale.[11]

3.1.3 Elettronica di lettura

L'assenza di uno strato resistivo nell'anodo influenza direttamente l'*Elettronica di Front-End*: l'anodo svolge infatti una duplice funzione, agendo sia come elettrodo di pola-

rizzazione, alimentato a 275 V, sia come elettrodo per la raccolta del segnale indotto dalle cariche (*readout*).

Al fine di disaccoppiare la componente continua dovuta all'alta tensione dall'impulso generato dal passaggio della particella, il sistema è interfacciato con un preamplificatore di carica ORTEC 142PC, dotato di un condensatore di disaccoppiamento interno.

Il segnale in uscita dal preamplificatore, avente polarità negativa e ampiezza tipica nell'ordine dei mV, viene poi ulteriormente amplificato mediante un amplificatore ORTEC 474 Timing Filter Amplifier al fine di massimizzare il rapporto segnale-rumore e permettere all'elettronica successiva di discriminare correttamente l'impulso. In questa fase il segnale viene inoltre integrato per circa 500 ns, dove la costante di tempo è scelta in modo tale da includere sia la componente veloce dovuta al contributo degli elettroni, sia la componente ionica più lenta.

3.2 Misure Preliminari

Lo sviluppo di un setup per misure di efficienza con raggi cosmici richiede un passaggio preliminare: la corretta determinazione delle tensioni operative ottimali per il rivelatore PICOSEC-MM. Questa procedura è stata ripetuta in maniera sistematica per ciascuna delle miscele gassose studiate. Individuare accuratamente il punto di lavoro, infatti, offre un duplice vantaggio: assicurare che il guadagno sia sufficientemente elevato per la discriminazione del segnale e, allo stesso tempo, prevenire la formazione di scariche distruttive che potrebbero causare il danneggiamento del rivelatore PICOSEC-MM, mantenendo così un'elevata *stabilità in regime di alto guadagno* durante le misure.

A tale scopo, sono state effettuate misure di segnali generati da un singolo fotoelettrone (*Single Photo-Electron*, SPE), ovvero l'impulso prodotto dall'estrazione di un singolo elettrone primario dal fotocatodo e dal successivo processo di amplificazione a due stadi della Micromegas.

3.2.1 Setup Sperimentale

Per la misurazione dei segnali da singolo fotoelettrone e dunque la caratterizzazione del guadagno del PICOSEC-MM, le componenti hardware descritte nella sezione precedente sono state configurate come schematizzato in Figura 3.3.

La Sorgente

Una misura del guadagno per diverse tensioni e miscele tramite l'acquisizione di soli raggi cosmici richiederebbe dei tempi estremamente lunghi. Considerando infatti che il flusso dei raggi cosmici a livello del mare è approssimabile a $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ e che l'area attiva del prototipo è estremamente ridotta (avendo un diametro di 1,27 cm), il rate atteso è dell'ordine di un evento al minuto. Ne consegue che ottenere una statistica di circa 10^4 eventi, necessaria per ricostruire correttamente l'andamento della distribuzione di Polya [18, 11], richiederebbe quasi sei giorni di acquisizione per ciascuna tensione.

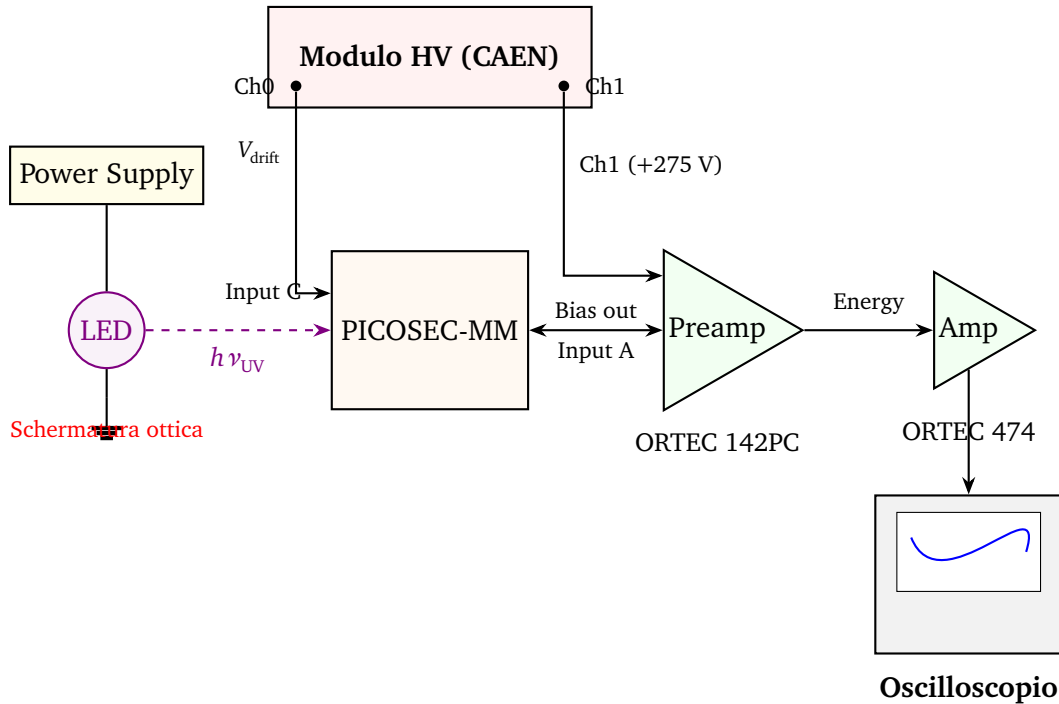


Figura 3.3: Setup sperimentale per la caratterizzazione del guadagno.

Per superare questa forte limitazione, l'emissione Cherenkov prodotta dal passaggio di una particella carica all'interno del radiatore è stata simulata tramite l'impiego di un diodo LED con emissione nell'ultravioletto (UV). I muoni cosmici, comportandosi come particelle al minimo di ionizzazione, emettono fotoni Cherenkov nel passaggio all'interno del radiatore. I fotoni sono emessi principalmente nello spettro ultravioletto [18], lunghezze d'onda a cui il cristallo in MgF_2 è trasparente. In questo modo la luce emessa dal LED UV raggiunge il fotocatodo, causando l'estrazione fotoelettroni primari per effetto fotoelettrico.

Il LED è stato posizionato in corrispondenza della finestra situata all'interno della sezione frontale, avendo cura di porlo perpendicolarmente ad essa in modo da massimizzare il flusso di fotoni incidenti sul fotocatodo.

Al fine di operare effettivamente nel regime SPE, infine, l'intensità di emissione del LED è stata regolata tramite la corrente di alimentazione in uscita dal Power Supply. In questo modo il rate di eventi è stato mantenuto a un livello sufficientemente basso da rendere trascurabile la probabilità di estrazione di più di un fotoelettrone primario per ciascun segnale.

Acquisizione Dati

Il segnale analogico in uscita dall'amplificatore viene inviato a un oscilloscopio *LeCroy WaveRunner 610Zi* per la sua digitalizzazione e la successiva acquisizione.

Data la necessità di raccogliere un elevato numero di eventi (superiore a 10^4 per ciascuna misura), l'acquisizione è stata eseguita utilizzando la modalità *Sequence* dell'oscilloscopio. Il salvataggio dei singoli *trigger*, infatti, introdurrebbe dei tempi morti significativi. Per questo motivo, l'oscilloscopio opera memorizzando temporaneamente

te un elevato numero di eventi e, al raggiungimento del numero di *trigger* richiesti, l'intera sequenza viene esportata in un unico file binario.

Per ciascun punto sono state raccolte circa 30 sequenze da 400 *trigger*, così da garantire una statistica sufficiente per rendere affidabile il *fit* della distribuzione di Polya.

I parametri di acquisizione, invece, sono stati scelti in modo da massimizzare l'accuratezza della funzione di *fit*, ponendo particolare attenzione a tre aspetti:

- la *scala verticale*, impostata in modo tale da sfruttare l'intero *range* dinamico di digitalizzazione, accettando una saturazione limite pari al 4% degli eventi totali, in modo da garantire una buona risoluzione per segnali di ampiezza minore;
- la *finestra temporale*, traslata nella parte sinistra dello schermo in modo da acquisire correttamente la coda del segnale allungata dall'integrazione svolta dallo *shaper*;
- la *soglia di trigger*, scelta in modo tale da acquisire, oltre ai segnali di SPE veri e propri, anche una parte del contributo di rumore elettronico di fondo. La necessità di tale richiesta verrà giustificata nella sezione relativa all'Analisi Dati.

3.3 Analisi Dati e Calcolo del Guadagno

L'analisi dei dati relativi alle misure preliminari di guadagno è stata svolta in due fasi distinte.

Inizialmente, le sequenze acquisite per ogni punto di tensione sono state trasferite al computer di laboratorio tramite il protocollo *WinSCP*.

I dati sono stati estratti e analizzati tramite lo script Python *analyzeSPE_run.py*, sviluppato in precedenza all'interno del gruppo di ricerca. Lo script ricostruisce lo spettro delle ampiezze e determina, tramite un'opportuna funzione di *fit*, il valore medio in ampiezza ($\bar{V}_{\text{SPE}}$) associato al segnale di singolo fotoelettrone.

Una volta ricavate le ampiezze medie per l'intero set di misure, i valori di guadagno sono stati rappresentati graficamente in funzione della tensione di alimentazione. L'andamento così ottenuto è stato poi interpolato con una curva esponenziale, al fine di verificarne la coerenza con i modelli teorici e confrontare le prestazioni delle diverse miscele gassose studiate.

3.3.1 Determinazione dell'Ampiezza Media e Ottimizzazione per le Scariche

Il compito del codice *analyzeSPE_run.py* è determinare il valor medio dell'ampiezza del segnale associato a un singolo fotoelettrone.

A tale scopo, il codice svolge le seguenti operazioni:

- per ciascun evento, individua una finestra temporale in cui il segnale è assente (*pre-trigger*) e calcola il valore medio della *baseline*;
- sottrae tale valore all'intera *waveform*, in modo da eliminare eventuali *offset*;

- esegue una scansione delle ampiezze dei segnali, determinando così l'altezza del picco $V_{\max}$;
- inserisce i valori di $V_{\max}$ in un istogramma delle ampiezze.

La distribuzione viene a questo punto analizzata tramite una funzione di *fit* data dalla somma di una distribuzione *Gaussiana* e una distribuzione di *Polya*. Per tenere conto della diversità nel numero di eventi contenuti in ciascun *bin*, la procedura di *fit* viene eseguita minimizzando un χ^2 ponderato. Ciascun *bin* dell'istogramma viene infatti pesato con l'inverso della sua varianza (pari a N_i , assumendo una statistica poissoniana). In questo modo è possibile interpolare correttamente anche le code ad alta ampiezza, dove il numero di conteggi è estremamente ridotto.

La componente gaussiana descrive i dati relativi alla prima parte dello spettro, rappresentanti il contributo di rumore elettronico della catena di lettura. La larghezza (σ) della Gaussiana è un aspetto di fondamentale importanza, perché fornisce un'indicazione della *risoluzione limite del sistema*: eventi con ampiezza minore o confrontabile con 3σ risultano infatti indistinguibili dal fondo.

La distribuzione di Polya, invece, descrive le fluttuazioni statistiche intrinseche del processo di amplificazione a due stadi del rivelatore PICOSEC-MM. Tale distribuzione è descritta dall'Equazione 3.2:

$$P(V) = \frac{1}{\bar{V}} \frac{(1 + \theta)^{1+\theta}}{\Gamma(1 + \theta)} \left(\frac{V}{\bar{V}} \right)^\theta \exp \left[-(1 + \theta) \frac{V}{\bar{V}} \right] \quad (3.2)$$

dove $\bar{V}$ è l'ampiezza media del segnale (il parametro di maggiore interesse per il guadagno), V è l'ampiezza misurata e θ rappresenta il *parametro di forma della distribuzione*, un fattore correttivo che tiene conto degli effetti di saturazione locale durante la formazione della valanga. Tali effetti riducono sensibilmente la probabilità di osservare eventi a carica bassa, conferendo alla distribuzione il profilo a campana asimmetrica.

Ottimizzazione del codice

Vista la presenza di un elevato numero di scariche durante le misurazioni, il cui rate si intensificava nelle prime ore di accensione del rivelatore, una parte del lavoro di tesi ha riguardato la modifica dello script *analyzeSPE_run*, in modo che fosse in grado di distinguere i segnali fisici reali dai contributi spuri indotti dalle scariche, che avrebbero altrimenti comportato una sovrastima del guadagno.

In particolare, oltre ai *cuts* già presenti all'interno del codice originale, è stato necessario aggiungere due ulteriori tagli, uno basato sull'ampiezza massima del segnale e uno sulla stabilità della baseline.

Poiché l'oscilloscopio opera in un range dinamico limitato e definito dalla scala (ad esempio 1 V), è possibile applicare un primo taglio scartando gli eventi che saturano, ovvero che eccedono la scala selezionata.

Nel codice, tale controllo è gestito tramite la variabile *MM_max*: se il picco del segnale supera la soglia impostata (*SATURATION_VOLTAGE*, fissato a 0,98 V), l'evento viene scartato. In questo modo si evita la formazione di una falsa coda ad alte ampiezze, che falserebbe i risultati del fit.

Considerato inoltre che una scarica, oltre a saturare il segnale, introduce un quantitativo di carica tale da causare un *offset* nella baseline, il secondo taglio si basa sulla *stabilità della baseline*. Analizzando la variabile *Baseline_Average* il programma costruisce un istogramma relativo alla sola baseline al fine di individuarne il valore medio in assenza di scariche.

Se un evento presenta una baseline il cui valore devia di oltre 3σ dal valore medio (condizione imposta tramite il parametro *baseline_cut*), esso viene considerato come spurio e dunque escluso dall'analisi.

3.3.2 Curve di Guadagno

Una volta ricavato il valore dell'ampiezza media ($\bar{V}_{\text{SPE}}$) mediante la procedura descritta nel paragrafo precedente, è possibile procedere al calcolo esplicito del guadagno del rivelatore in funzione della tensione applicata e della miscela gassosa.

Tale parametro è di fondamentale importanza, in quanto rappresenta il *fattore di moltiplicazione* intrinseco del rivelatore, ovvero definisce il numero medio di elettroni secondari prodotti per ogni fotoelettrone primario estratto dal fotocatodo.

Poiché l'analisi precedente fornisce un'ampiezza in tensione, per una corretta stima della carica media raccolta all'anodo è necessario individuare correttamente la costante di calibrazione dell'elettronica di lettura (K).

Il valore di tale costante, precedentemente misurato e verificato per il medesimo setup sperimentale [11], è pari a $K = 9,97 \pm 0,13 \text{ V/pC}$.

Nota questa quantità, è possibile ricavare il guadagno assoluto dividendo l'ampiezza misurata per la costante di calibrazione e normalizzando il risultato per la carica elementare dell'elettrone ($e \simeq 1,602 \cdot 10^{-7} \text{ pC}$):

$$G = \frac{\bar{V}_{\text{SPE}}}{K \cdot e} \quad (3.3)$$

L'incertezza sul guadagno (σ_G) è stata calcolata a partire dalla propagazione degli errori. Essendo le misure dell'ampiezza media e del parametro K indipendenti tra loro, σ_G è data dalla somma in quadratura dei rispettivi errori relativi:

$$\sigma_G = G \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_V}{\bar{V}_{\text{SPE}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_K}{K}\right)^2} \quad (3.4)$$

La procedura appena descritta è stata implementata nella funzione *fit_dati_guadagno* ed è stata iterata per tutti i valori di tensione e per ciascuna delle diverse miscele gassose utilizzate.

I valori del guadagno e del rispettivo logaritmo naturale ($\ln(G)$) così ottenuti sono stati rappresentati graficamente in funzione della tensione e successivamente interpolati, rispettivamente, con una curva esponenziale del tipo $G(V) = Ae^{BV}$ e con una funzione lineare.

3.3.3 Risultati delle Misure di Guadagno

In questa sezione verranno presentati i risultati relativi alle misure di guadagno del prototipo PICOSEC-MM per le miscele di gas analizzate.

Spettro di Singolo Fotoelettrone (SPE)

In Figura 3.4 è riportato lo spettro delle ampiezze ottenuto per la miscela Ne (95%) / Iso (5%) con tensione al fotocatodo pari a 430 V. Osservando l'istogramma (in cui l'asse delle ordinate è in scala logaritmica) risulta evidente la sovrapposizione di due contributi distinti:

- il contributo del *rumore elettronico*, visibile nella parte sinistra del grafico per ampiezze comprese tra 0 e 0,04 V. Il picco è ben descritto da una distribuzione gaussiana. Dalla larghezza della curva è possibile ricavare $\sigma_r = 0,012$, che rappresenta le fluttuazioni del rumore di fondo;
- Per ampiezze superiori a circa 0,05 V, la distribuzione dei dati segue l'andamento a campana asimmetrica descritto dalla funzione di Polya.

Applicando la procedura descritta nel Paragrafo 3.3.1, si ottiene il valore medio dell'ampiezza ($0,342 \pm 0,002$) V. Dal valore del chi-quadro ridotto (pari a 6,08), si osservano delle deviazioni rispetto alle previsioni teoriche, che diventano maggiormente rilevanti nella coda della distribuzione. Tali discrepanze sono tuttavia giustificabili: dipendono dalla natura statistica del processo e, soprattutto, dalla mole di dati sensibilmente inferiore.

Infine, osservando il minimo intorno a 0,04 V, si nota una netta separazione tra il picco di rumore e la distribuzione di Polya. Questo fatto garantisce che la soglia di trigger, selezionata per l'acquisizione tramite l'oscilloscopio, non abbia introdotto tagli accidentali, permettendo una stima accurata del valore del guadagno.

Fit delle Curve di Guadagno

I valori del guadagno (G), calcolati considerando una costante di calibrazione $K = 9,97$ V/pC, sono stati rappresentati in funzione del valore assoluto della tensione applicata al fotocatodo. Nelle Figure 3.5 e 3.6 sono riportati, rispettivamente, gli andamenti in scala lineare e semilogaritmica per le cinque miscele studiate.

Lo studio dei grafici evidenzia come i dati siano in ottimo accordo con le previsioni teoriche. In particolare, come è possibile osservare in Figura 3.6, l'andamento del logaritmo naturale del guadagno ($\ln(G)$) cresce linearmente con la tensione, confermando che il processo di moltiplicazione avviene in regime di campo elettrico uniforme, seguendo l'andamento $G(V) = a \cdot \exp(b \cdot V)$.

Le incertezze associate ai punti sperimentali sono state calcolate tramite la propagazione degli errori descritta nel Paragrafo 3.3.2. Il principale contributo è dato dall'incertezza sulla misura della costante K . I parametri estratti dalle procedure di fit per ciascuna miscela sono riassunti nella Tabella 3.2.

L'accuratezza del fit e i ridotti errori sui parametri a e b confermano nuovamente la coerenza con i modelli teorici.

Il parametro b , legato al coefficiente di Townsend, fornisce un'indicazione della stabilità operativa: valori di b più elevati, come nel caso delle miscele a basso contenuto di quencher (es. Ne (95%) / Iso (5%)), corrispondono a una crescita del guadagno più rapida. La diminuzione di b all'aumentare delle concentrazioni di isobutano

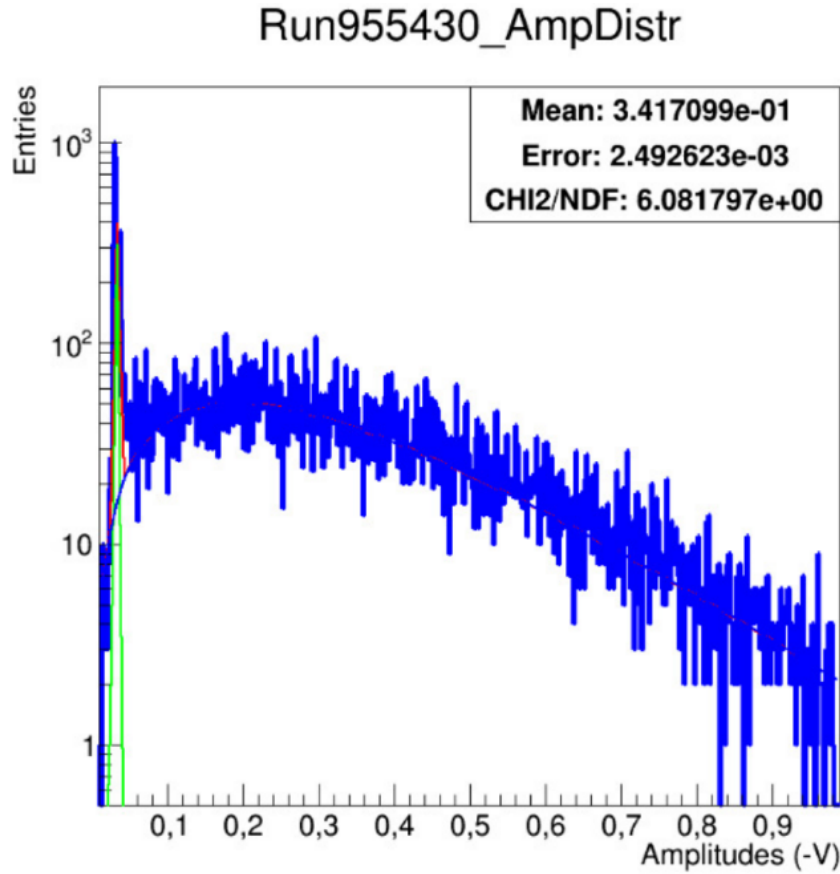


Figura 3.4: Spettro in ampiezza degli eventi di singolo fotoelettrone (SPE) per la miscela gassosa Ne (95%) / Iso (5%) con tensione al fotocatodo pari a 430 V. Sulle ascisse è riportata l'ampiezza del segnale acquisito, mentre sulle ordinate il numero di conteggi in scala logaritmica.

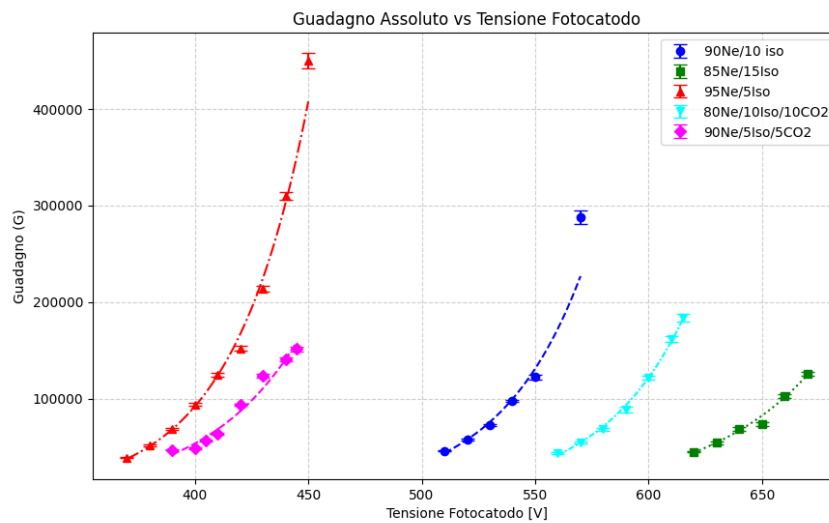


Figura 3.5: Guadagno assoluto G in funzione della tensione del fotocatodo per le diverse miscele gassose analizzate (scala lineare).

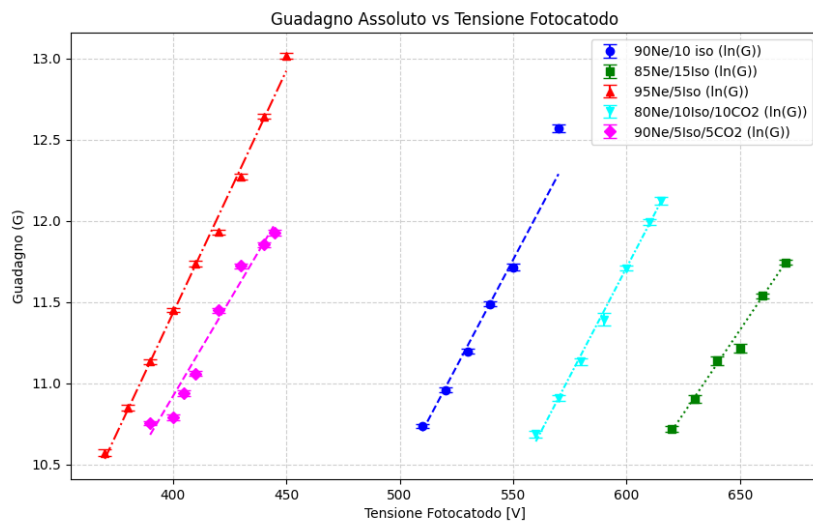


Figura 3.6: Logaritmo naturale del guadagno $\ln(G)$ in funzione della tensione del fotocatodo per le diverse miscele gassose analizzate (in scala semilogaritmica).

Tabella 3.2: Parametri estratti dal fit esponenziale $G(V) = a \cdot e^{b \cdot V}$ per le diverse miscele studiate.

Miscela	a [e^-/SPE]	b [V^{-1}]
Ne (95%) / Iso (5%)	$(6,15 \pm 0,59) \cdot 10^{-1}$	$0,02979 \pm 0,00023$
Ne (90%) / Iso (10%)	$(3,66 \pm 0,80) \cdot 10^{-2}$	$0,02744 \pm 0,00041$
Ne (85%) / Iso (15%)	$(1,22 \pm 0,34) \cdot 10^{-1}$	$0,02065 \pm 0,00043$
Ne (90%) / Iso (5%) / CO_2 (5%)	$3,41 \pm 0,42$	$0,02415 \pm 0,00029$
Ne (80%) / Iso (10%) / CO_2 (10%)	$(1,30 \pm 0,31) \cdot 10^{-2}$	$0,02675 \pm 0,00041$

e CO₂, invece, conferma l'efficacia di tali quencher, permettendo così di operare in un regime di guadagno più stabile.

Osservando in particolare l'andamento per la miscela 90Ne / 10Iso (curva blu in Figura 3.5), si nota come il punto corrispondente alla tensione $V = 570$ V tenda a deviare dall'andamento esponenziale, suggerendo una deviazione dal regime di proporzionalità. Fisicamente, questo fenomeno può essere causato da:

- *Effetti di carica spaziale* prodotti dalle elevate densità di cariche, che possono deformare localmente il campo elettrico favorendo processi di ionizzazione secondaria;
- fotoni prodotti nella valanga con energia sufficiente per estrarre elettroni per effetto fotoelettrico dalle pareti dei supporti o della mesh.

La caratterizzazione del guadagno ha permesso di definire l'intervallo di lavoro ideale per le misure di efficienza con i raggi cosmici, che verranno discusse nel paragrafo successivo.

3.4 Setup Sperimentale per Misure di Efficienza

Sulla base dei risultati discussi nel Paragrafo 3.3.1, che hanno permesso di determinare i punti di lavoro ottimali per il rivelatore, viene ora presentata la metodologia seguita per lo sviluppo di un setup sperimentale per misure di efficienza del prototipo PICOSEC-MM, con il relativo sistema di monitoraggio basato sul protocollo RPC (*Remote Procedure Call*) e i programmi *supervisor* e *watchdog*.

In questa fase del lavoro di tesi, la sorgente UV è stata sostituita dai raggi cosmici. A differenza del LED, alimentato per operare in regime di singolo fotoelettrone (SPE), il passaggio di un muone all'interno del cristallo radiatore produce un cono di luce Cherenkov, che può generare un maggior numero di fotoelettroni.

La natura stocastica del flusso di raggi cosmici e la ridotta accettazione geometrica del sistema di rivelazione hanno tuttavia comportato un rate di coincidenze atteso pari a 15,18 mHz (corrispondente a un tempo medio fra due conteggi di circa 66 s), significativamente inferiore rispetto al caso del LED UV. Questo aspetto ha aumentato notevolmente la durata delle prese dati, rendendo necessario lo sviluppo di una struttura software per l'automazione e il monitoraggio del sistema di alimentazione.

Verranno ora presentati i passaggi che hanno portato alla costruzione del setup a partire dalla descrizione della componente *hardware*.

3.4.1 Componente Hardware e Sistema di Acquisizione Dati

Il setup sperimentale è progettato per caratterizzare l'efficienza del PICOSEC-MM al passaggio di particelle cariche. A tal fine, il rivelatore è stato posizionato all'interno di un telescopio muonico composto da due *Silicon Photomultiplier (SiPM)* accoppiati a degli scintillatori.

Lo scintillatore superiore è stato allineato alla finestra posta sulla sezione frontale del PICOSEC-MM, mentre lo scintillatore inferiore è stato collocato al di sotto della sezione posteriore. Il montaggio è stato eseguito avendo cura di evitare contatti meccanici con i connettori SHV e di posizionare PICOSEC-MM e i due SiPM in modo che siano tra loro paralleli.

L'efficienza totale del sistema viene quindi stimata tramite il rapporto tra il numero di eventi in cui una particella è stata rivelata da tutti e tre i rivelatori (*tripla*) e il numero di eventi rivelati dai soli SiPM (*doppia*). Tale valore andrà successivamente normalizzato per l'efficienza geometrica del setup, calcolata tramite una simulazione Monte Carlo.

Catena di Lettura

In Figura 3.7 è schematizzata la catena di lettura utilizzata per le misure di efficienza. Il setup progettato prevede infatti una doppia verifica della misura dell'efficienza totale: la prima viene effettuata tramite un modulo di conteggio, la seconda sfruttando la coincidenza di doppia come trigger per l'oscilloscopio. Tramite quest'ultima è possibile determinare il numero di segnali del rivelatore PICOSEC-MM in coincidenza temporale con quelli del telescopio tramite una successiva analisi dati. I collegamenti tra i moduli e l'oscilloscopio sono realizzati con cavi coassiali con impedenza caratteristica di 50 Ω . Per minimizzare le riflessioni e preservare l'integrità del segnale, è

stata garantita la corretta chiusura di ogni linea di trasmissione con resistenze di 50 Ω , compresi i canali di ingresso dell'oscilloscopio.

Per quanto riguarda il rivelatore *Picosec-MM*, il sistema di alimentazione tramite il modulo HV e la successiva catena di *shaping* e amplificazione rimangono analoghi a quelli utilizzati per le misure di guadagno.

Tuttavia, data la lunga durata delle prese dati, il modulo HV *CAEN R1470ET* è stato impostato in modalità *remoto* e controllato tramite il controllo *RPC*, permettendo il monitoraggio automatizzato dei valori della tensione di alimentazione.

L'uscita dell'amplificatore viene a questo punto divisa in due linee:

- una linea viene inviata al Canale 1 dell'Oscilloscopio (*LeCroy WaveRunner 610Zi*) per il monitoraggio in tempo reale del comportamento del rivelatore;
- una linea viene inviata a un modulo di discriminazione CAEN (*CAEN Mod. 96 8-CH Discriminator*). La soglia è stata impostata al valore di -20 mV, valore minimo permesso dal modulo utilizzato. La procedura per individuare correttamente la soglia di trigger al fine di ridurre al minimo il contributo di rumore elettronico verrà descritta nei paragrafi successivi;

Il segnale di tipo NIM proveniente da una delle uscite del discriminatore viene inviato a un modulo di conteggio (*CAEN QUAD SCALER AND PRESET COUNTER-TIMER Mod. N145*). Questo accorgimento è di fondamentale importanza, perché permette un ulteriore monitoraggio del rate di scariche e della stabilità del rivelatore.

Le uscite del discriminatore vengono a questo punto inviate:

- al Canale 2 dell'oscilloscopio;
- al modulo *Coincidence* (*CAEN QUAD COINCIDENCE LOGIC UNIT Mod. N455*) per generare la coincidenza *tripla* con il segnale di doppia dei SiPM.

L'uscita di quest'ultimo segnale viene infine inviata al modulo di *conteggio*.

Per quanto riguarda la *catena dei SiPM*, il telescopio è alimentato tramite un *Power Supply TTi RSX1820P PROGRAMMABLE DC PSU*, applicando una differenza di potenziale di 15 V.

I segnali prodotti dal passaggio dei raggi cosmici vengono inviati al discriminatore (la cui soglia è impostata a -20 mV). I segnali discriminati entrano poi nel modulo *Coincidence* per generare il segnale di *doppia*. L'uscita del modulo *coincidence* entra poi in un modulo di Delay (*CAEN DUAL TIMER Mod. 2258*), dove viene ritardata per un tempo di 60 ns per compensare il ritardo accumulato dal segnale in uscita del rivelatore *PICOSEC-MM* (per via delle integrazioni che avvengono nel preamplificatore e nell'amplificatore). I segnali ritardati entrano a questo punto:

- nel Canale 4 dell'oscilloscopio, per fungere da gate di acquisizione. La larghezza temporale del *gate* è stata impostata a 200 ns, così da contenere interamente il segnale del *Picosec-MM* (di durata pari a 150 ns);
- nel modulo di coincidenza, dove vengono messi in relazione con il segnale del *Picosec-MM* per generare la *tripla*.

L'uscita del modulo di coincidenza è infine inviata al modulo di conteggio, consentendo un confronto tra i rate misurati tramite il modulo di conteggio stesso e gli eventi acquisiti dall'oscilloscopio.

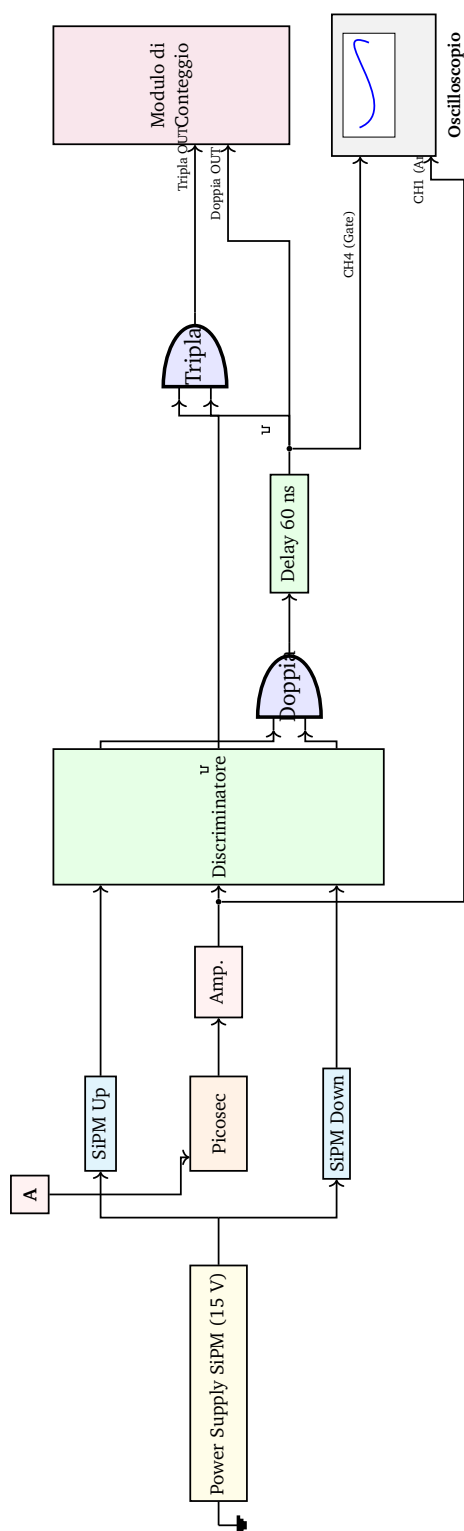


Figura 3.7: Schema del setup sperimentale per le misure di efficienza del prototipo Picosec-MM.

Calibrazione Temporale

Per poter procedere con le misure di efficienza, è necessario garantire la perfetta sincronizzazione temporale tra la catena di lettura del rivelatore PICOSEC-MM e quella del telescopio muonico.

A causa dei tempi di *shaping* e integrazione introdotti dalla presenza del preamplificatore e dell'amplificatore, il segnale del Picosec-MM accumula un ritardo temporale rispetto ai segnali prodotti dai SiPM.

Per quantificare e compensare questo ritardo, è stato allestito un setup dedicato per la calibrazione, sostituendo i rivelatori fisici reali con un generatore di impulsi (*Canberra Reference Pulser Mod. 1407*). Il setup utilizzato per la misura è schematizzato in Figura 3.8.

Il generatore è stato configurato in modo tale da generare dei segnali compatibili con l'ingresso di *test* del preamplificatore. In particolare, i vincoli temporali imposti dal modulo riguardano il *rise time* richiesto inferiore a 90 ns e il *fall time* compreso tra 200 e 400 μ s.

Il segnale in uscita segue due rami principali:

- la *prima linea* (che simula il segnale del Picosec-MM) è stata inserita nell'ingresso *Test IN* del preamplificatore, percorrendo poi la medesima catena logica e analogica impiegata per le misure di efficienza;
- la seconda è stata ulteriormente sdoppiata in due linee, inviate a due canali del discriminatore per simulare correttamente i segnali prodotti dai SiPM. Le uscite del discriminatore entrano poi in un modulo di coincidenza, al fine di generare il segnale di doppia. Il segnale in uscita entra infine nel modulo di Delay.

Tramite il monitoraggio sull'oscilloscopio, è stato possibile porre i segnali in coincidenza temporale, applicando un ritardo pari a 60 ns sulla linea della doppia. Inoltre, al fine di garantire una sovrapposizione ideale tra il segnale di gate e il segnale fisico in uscita dal Picosec-MM, la larghezza temporale del segnale di gate è stata estesa, sempre tramite il modulo *Dual Timer*, fino a 200 ns.

Scelta della Soglia di Trigger: Misure di Anticoincidenza

Aspetto cruciale per il corretto funzionamento del sistema di acquisizione è la scelta della soglia di trigger per i moduli di discriminazione. Infatti, una soglia troppo bassa (in valore assoluto) comporterebbe l'acquisizione di rumore elettronico, con il conteggio di un elevato numero di eventi spuri. Una soglia troppo alta, d'altro canto, potrebbe causare il taglio di segnali fisici reali, falsando la stima dell'efficienza misurata.

Per individuare correttamente la soglia per il rivelatore PICOSEC-MM è stato utilizzato il medesimo setup sperimentale delle misure di coincidenza temporale (riportato in Figura 3.8), assicurandosi tuttavia che il segnale del Picosec-MM fosse completamente sfasato rispetto al gate generato dalla coincidenza doppia dei SiPM.

Così facendo, quando una particella attraversa il telescopio, i SiPM generano il segnale di doppia che funge da gate, ma il segnale del Picosec-MM (ritardato artificialmente) non può fisicamente formare una coincidenza tripla. Ne segue che, in

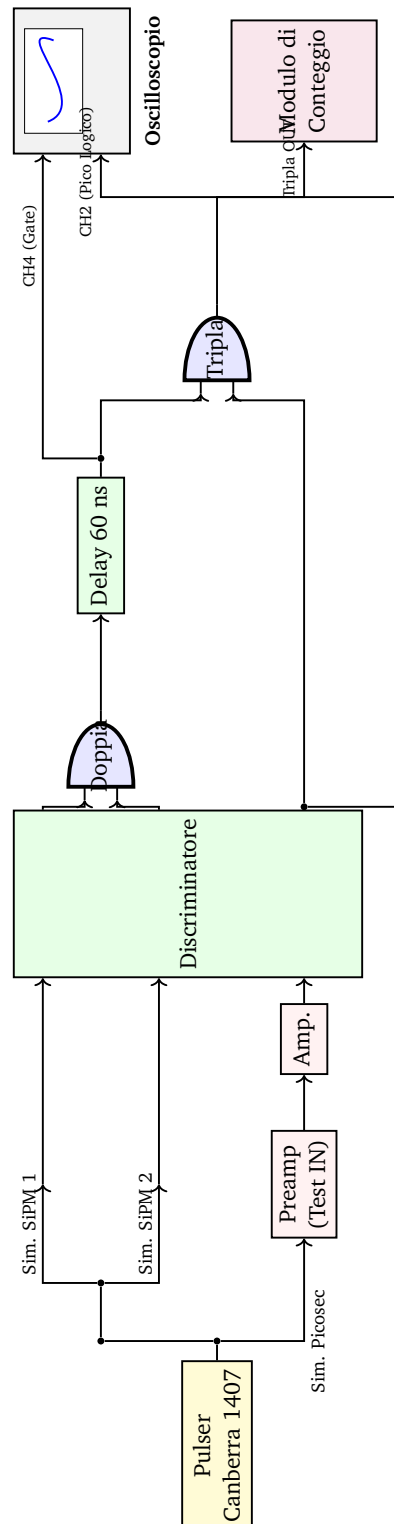


Figura 3.8: Schema del setup di calibrazione temporale. Il generatore di impulsi (Pulser) emula il comportamento dei rivelatori.

assenza di rumore, il numero di coincidenze triple misurato dal modulo di conteggio dovrà essere 0.

Se così non fosse, significa che la soglia è troppo bassa, dunque si stanno acquisendo conteggi di rumore. La soglia è dunque stata impostata al valore minimo tale per cui i conteggi di tripla erano nulli. In questo modo è stato possibile abbassare il valore assoluto della soglia da 28 a 20 mV, valore minimo consentito dal modulo di discriminazione.

Prevenzione Hardware: Veto alle Coincidenze di Doppia

La gestione dei *trip* del modulo HV è stata una parte centrale del lavoro di tesi. I *trip* sono infatti una misura di sicurezza per la prevenzione dalla formazione di scariche distruttive sugli elettrodi del rivelatore PICOSEC-MM per cui, se la corrente in un canale supera il valore I_{set} impostato, viene sospesa l'alimentazione di tale canale.

In caso di scarica su uno degli elettrodi del rivelatore (con conseguente *trip* del modulo di alimentazione), tuttavia, quest'ultimo non riceverebbe più tensione, rendendo così impossibile la rivelazione di particelle. I SiPM, d'altro canto, alimentati con un *Power Supply* dedicato, continuerebbero ad acquisire i raggi cosmici, causando così una *sottostima* dell'efficienza.

Per risolvere tale problematica è stata sfruttata l'uscita *ALARM* del modulo HV per implementare un'ulteriore prevenzione hardware.

La porta, provvista di quattro pin, dispone inoltre di un contatto interno che, in caso di errori, apre il circuito, interrompendo così il flusso di corrente.

Effettuando i collegamenti in maniera opportuna, avendo cioè cura di collegare l'ingresso V_{bias} (pin 4) al pin 3 (+) e il pin 2 (-) alla massa (*GND*, pin 1), è possibile applicare un veto ai conteggi di doppia. In particolare, quando il modulo HV funziona correttamente, i collegamenti generano un segnale TTL di durata infinita. In caso di *trip*, il circuito interno si apre, interrompendo così la formazione del segnale TTL.

L'utilizzo del modulo di coincidenza per porre in relazione temporale i conteggi di doppia con il segnale *ALARM*, quindi, permette di bloccare temporaneamente i conteggi di doppia finché l'alimentazione dei canali torna alla tensione di regime, rimuovendo la problematica della *sottostima* in caso di *trip*.

Per farlo, il modulo HV è stato integrato con un modulo *TTL-to-NIM*, necessario per rendere il segnale in uscita dalla porta *ALARM* compatibile con l'elettronica successiva. L'uscita del modulo viene poi inserita nel modulo di coincidenza per generare il segnale di doppia vetata. Il resto del setup rimane invariato. Lo schema aggiornato del setup sperimentale è riportato in Figura 3.9.

3.5 Infrastruttura Software

L'intero sistema software è basato sul protocollo *RPC* (Remote Procedure Call), che permette la comunicazione in logica client-server per il controllo del modulo HV. A partire dall'infrastruttura *RPC* precedentemente sviluppata da Matteo Brunoldi dal gruppo del laboratorio CMS del Dipartimento di Fisica dell'Università di Pavia, sono stati implementati due programmi per l'automazione del modulo. Tali programmi permettono di impostare le tensioni di alimentazione, monitorare lo stato dei canali e, tramite il programma *supervisor.py*, ripristinare automaticamente da remoto la tensione di alimentazione in caso di trip. La stabilità della comunicazione tra il server *RPC* e il supervisor è stata garantita dallo sviluppo di un codice *watchdog*.

3.5.1 Il programma Supervisor

La parte centrale dell'intero sistema di automazione e monitoraggio è costituita dal programma *supervisor.py*, uno script in linguaggio Python che agisce come client interfacciandosi con il server *RPC*.

Il software è progettato per gestire l'intero ciclo di alimentazione del rivelatore. Tramite l'opportuno comando da terminale, infatti, è possibile impostare il valore di tensione (V_{set}) e di corrente limite (I_{set}) dei canali di interesse.

Caratteristica di fondamentale importanza è che, una volta che il programma *RPC.py* riesce a stabilire una connessione, il supervisore entra in un ciclo di monitoraggio dei valori di tensione e corrente rilevata su ciascun canale. Con una frequenza di 1 Hz, infatti, interroga il server *RPC* ricevendo in risposta le variabili V_{mon} e I_{mon} , i cui valori vengono salvati su un file CSV ogni 5 secondi.

In parallelo, il software salva costantemente le informazioni relative al numero di trip per ciascun canale e al numero di **canali bloccati** su un file in formato JSON. In questo modo, in caso di riavvio del software, il *Supervisor* mantiene in memoria lo storico degli eventi precedenti, evitando così l'alimentazione accidentale di canali precedentemente inseriti nella lista dei canali bloccati.

Inoltre, per la rilevazione dei trip viene seguito il seguente criterio: il software interroga ciclicamente il server per conoscere lo stato del modulo HV (attivo, *OFF*, *TRIP*). Se lo stato di tale modulo dovesse essere cambiato rispetto all'ultima rivelazione (es. da attivo a *TRIP*), il programma invia automaticamente una notifica di allerta, quindi attende che il valore di V_{mon} sia esattamente 0 e, dopo aver atteso un tempo pari a 5 secondi, reimposta la tensione V_{set} sul valore iniziale.

Come anticipato precedentemente, ciascun trip viene memorizzato nel file *supervisor_state.json*. Questo accorgimento permette di aggiungere un ulteriore livello di sicurezza: prima di ciascun riavvio, il software controlla il numero di trip del canale. Se questo dovesse essere superiore a 5 volte nelle ultime 3 ore, esso viene inserito nella lista dei canali bloccati e rimosso dalla procedura di alimentazione automatizzata. Come nel caso precedente, l'operatore riceverà un messaggio di allerta.

Infine, il supervisor è programmato per *auto-terminarsi* nel caso rilevi una perdita di connessione persistente (oltre 12 tentativi di riconnessione falliti consecutivi) con il server *RPC*, permettendo poi il successivo ripristino della comunicazione dal software *watchdog*.

3.5.2 Il Programma Watchdog

La sola infrastruttura software basata sulla comunicazione tra il server RPC e il software *Supervisor* ha evidenziato alcune limitazioni. In particolare, a causa dell'elevata frequenza con cui il codice supervisor interrogava il modulo HV, si verificavano sporadicamente delle saturazioni del buffer del server. Oltre a questo aspetto, l'interfaccia software risultava vulnerabile all'instabilità della rete locale o a micro interruzioni della connessione, che causavano la perdita della comunicazione.

In caso di interruzione della connessione, il server RPC perde la comunicazione con il modulo HV CAEN, causando l'arresto anomalo (*crash*) del programma *Supervisor*. Al ripristino della linea, il sistema rimaneva in uno stato inattivo (*zombie*): il modulo HV veniva alimentato con continuità, ma veniva a mancare l'automazione, il controllo e il salvataggio dei dati relativi alla tensione.

Per la completa autonomia del sistema si è reso necessario lo sviluppo di un ulteriore software: **watchdog_hv.py**. Il codice lavora in background fornendo una protezione *Anti-Freeze*, gestendo così il ripristino automatico della linea.

Il compito del *watchdog* è quindi interrogare periodicamente (con una cadenza di 10 secondi) lo stato dei processi, richiedendo contemporaneamente:

- il corretto funzionamento del server RPC, assicurandosi che sia attivo e in grado di gestire le richieste del *Supervisor* (come ad esempio *get_Vset*);
- il corretto funzionamento del modulo CAEN, assicurandosi che operi nella modalità **AUTO** e sia quindi in grado di ricevere e leggere comandi da remoto.

Qualora queste condizioni non siano soddisfatte, il codice *watchdog* è in grado di ripristinare il corretto funzionamento dell'infrastruttura, massimizzando così il tempo utile di acquisizione dell'esperimento senza la necessità della supervisione di un operatore.

In primo luogo esegue il comando *pkill* per terminare forzatamente ogni processo bloccato o residuo di *rpc.py* e *supervisor.py*, prevenendo così la presenza di processi zombie. Il server RPC viene successivamente riavviato. Dopo alcuni secondi di attesa, necessari per avere una buona stabilità nella comunicazione con il modulo HV, viene lanciato nuovamente il programma *Supervisor*.

Aspetto fondamentale è che, nel caso si verifichi una situazione che richiede il riavvio dei processi, i parametri di tensione e corrente vengono passati al *Supervisor* tramite una configurazione statica (*hard-coded*) all'interno dello script del *Watchdog*. Risulta quindi necessario garantire la coerenza tra i parametri impostati manualmente da terminale e quelli riportati nel codice, assicurando così che il sistema riprenda l'acquisizione ai corretti valori di tensione.

Ogni fase di questo processo viene comunicata in tempo reale tramite notifiche inviate da un Bot di Telegram.

Monitoraggio in Tempo Reale: Interfaccia Web

Per permettere il controllo remoto dei parametri del modulo di alta tensione (HV), oltre al sistema di notifiche è stato implementato un codice aggiuntivo chiamato *web_plot.py*.

Il software funge da interfaccia grafica (*dashboard*) per il monitoraggio in tempo reale. In particolare, tramite la libreria *Streamlit* di Python, il programma interroga in modo continuo il file *data_hv.csv* aggiornato dal *Supervisor*, genera un'interfaccia web a cui è possibile accedere tramite un link generato all'avvio del programma.

Come mostrato in Figura 3.10, sul sito è possibile visualizzare:

- Grafici dinamici che mostrano l'andamento dei parametri nel tempo, facilitando l'identificazione di eventuali *trip* del rivelatore;
- Una tabella contenente gli ultimi valori misurati di tensione (V_{mon}) e corrente (I_{mon}) per entrambi i canali del modulo HV.

La visualizzazione web ha permesso un monitoraggio in tempo reale dell'andamento della presa dati, senza la necessità di accedere al terminale del computer di laboratorio.

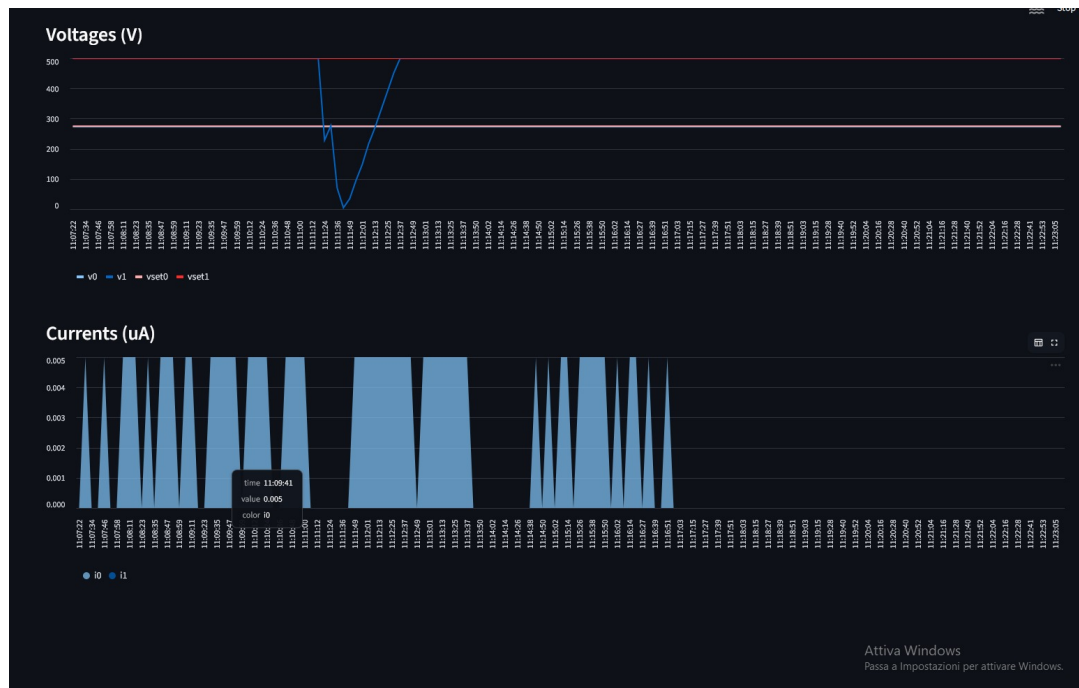


Figura 3.10: Interfaccia web di monitoraggio sviluppata con Streamlit.

3.6 Analisi Dati e Risultati

Verrà ora descritta la procedura seguita per l'analisi dei dati raccolti per le misure di efficienza. Per una corretta interpretazione dei risultati ottenuti è stata inoltre implementata una simulazione Monte Carlo per il calcolo dell'accettanza geometrica del sistema. Tale simulazione ha permesso di prevedere i rate di conteggio attesi, informazione fondamentale per valutare correttamente la durata delle acquisizioni.

I dati acquisiti dall'oscilloscopio durante le run di presa dati sono stati analizzati tramite una serie di script in linguaggio Python. In particolare, l'analisi dati si è articolata in tre fasi:

- il calcolo del valore dell'efficienza per le singole run;
- lo studio di stabilità del rivelatore tramite un fit che sfrutta la media mobile;
- la rappresentazione grafica dei punti sperimentali e il relativo fit con una funzione sigmoide.

3.6.1 Accettanza Geometrica e Durata delle Acquisizioni

A causa delle ridotte dimensioni dei rivelatori utilizzati ($4 \times 4 \text{ cm}^2$ per i due scintillatori e $d = 1,28 \text{ cm}$ diametro dell'area attiva del PICOSEC-MM) e della distanza a cui sono posti, solo una frazione dei muoni cosmici incidenti sul primo scintillatore vengono rivelati anche dal secondo scintillatore e da PICOSEC-MM.

Per questo motivo, le misure raccolte non forniscono direttamente informazioni sull'*efficienza intrinseca* dello strumento, ma solo sull'*efficienza totale* del setup utilizzato. Per calcolare l'efficienza intrinseca è quindi necessario stimare l'accettanza geometrica del sistema di rivelazione (η_{geom}).

Il valore dell'efficienza intrinseca può essere calcolato tramite la Formula 3.5:

$$\epsilon_{\text{int}} = \frac{\epsilon_{\text{t}}}{\eta_{\text{geom}}} \quad (3.5)$$

La stima dell'accettanza geometrica è stata svolta tramite una simulazione Monte Carlo scritta in python: *montecarlo.py*. Per tenere conto della distribuzione variabile dei muoni incidenti, la generazione degli eventi avviene selezionando gli angoli zenitali θ secondo una distribuzione proporzionale a $\cos^2(\theta)$ e angoli azimutali ϕ in modo uniforme su 2π .

Il calcolo viene quindi svolto seguendo il metodo *Hit or Miss*, calcolando cioè la frazione degli eventi totali (incidenti su entrambi i SiPM) che incidono anche sul rivelatore PICOSEC-MM. Il codice esegue ora 10^5 iterazioni da 1000 eventi, producendo una rappresentazione grafica della simulazione e un istogramma dei valori di accettanza ottenuti nelle diverse simulazioni. Il valore finale di η , quindi, corrisponde alla media di tali valori.

Il calcolo dell'accettanza del solo telescopio è stato svolto in maniera analoga, considerando però la frazione degli eventi totali (incidenti sul primo SiPM) che veniva rivelati dal secondo scintillatore.

Il risultato di una simulazione svolta tramite il codice appena descritto è riportata nelle Figure 3.11 e ?? (rispettivamente, la visualizzazione della simulazione e

l'istogramma della distribuzione in efficienza ottenuta). I valori ottenuti sono: $\eta_{\text{eff}} = 21,1\%$ per PICOSEC-MM e $\eta_{\text{SiPM}} = 32\%$ i due SiPM.

Noti i valori dell'accettanza, è stato possibile stimare il rate previsto di coincidenze triple, data l'intensità verticale dei muoni cosmici al livello del mare (pari a $I_0 \approx 70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$).

Integrando la distribuzione angolare $\cos^2(\theta)$ sull'emisfero superiore, si ottiene un angolo solido $\Omega = 2\pi/3 \approx 2,09 \text{ sr}$. Il flusso totale integrato risulta quindi:

$$J = I_0 \cdot \Omega_{\text{eff}} \simeq 146,6 \text{ muoni/m}^2/\text{s} \simeq 0,0146 \text{ muoni/cm}^2/\text{s} \quad (3.6)$$

Moltiplicando tale flusso per l'area dello scintillatore superiore ($A_{S1} \simeq 16 \text{ cm}^2$), si ottiene un rate di singola di circa $0,23 \text{ Hz}$ (~ 14 conteggi al minuto).

Noto che la frazione totale degli eventi incidenti sul SiPM superiore rivelata da entrambi i SiPM è pari a $0,068$, ovvero al prodotto dell'efficienza geometrica dei due scintillatori e del telescopio con incluso il prototipo PICOSEC-MM, è possibile calcolare il rate di doppia atteso:

$$R_{\text{doppia}} = R_{S1} \cdot A_{\text{tel}} \simeq 0,23 \text{ Hz} \cdot 0,065 \simeq 0,015 \text{ Hz} = 15 \text{ mHz} \quad (3.7)$$

Questo risultato corrisponde a circa *un evento ogni 66 secondi*. Ne segue che, al fine di ottenere intorno a 3000 eventi di doppia (requisito minimo per avere una buona statistica sulle coincidenze triple), la durata delle acquisizioni si estende fino a 55 ore (circa due giorni e mezzo).

3.6.2 Calcolo dell'efficienza

L'acquisizione degli eventi sull'oscilloscopio avviene in modalità *Sequence*, dove ogni trigger corrisponde alla coincidenza temporale dei segnali generati dai due scintillatori (N_{doppie}).

Il ruolo dello script è l'analisi del canale associato al PICOSEC-MM (Ch 2) per ciascun trigger, quindi determinare se sia presente un segnale valido che corrisponde alla coincidenza tripla (N_{triple}). Per la corretta localizzazione dei segnali, il programma individua il valore minimo assoluto per ciascuna forma d'onda (tramite la variabile *Ampmin*). Vista l'elevata mole di dati, l'algoritmo di analisi è stato parallelizzato tramite la libreria *multiprocess*, riducendo drasticamente i tempi di calcolo.

L'analisi prevede l'applicazione di due criteri di selezione al flusso di dati in ingresso, al fine di ridurre il contributo di rumore elettronico e distinguere i segnali fisici reali dai contributi spuri:

- Poiché non è possibile selezionare una soglia di trigger sull'oscilloscopio (il trigger è svolto dal canale 4), viene applicato un taglio artificiale durante l'analisi dati. Sebbene la soglia selezionata possa variare a seconda della run, per coerenza con le misure del modulo di conteggio è stata impostata a -20 mV (il valore del discriminatore). Il valore del picco ottenuto precedentemente viene quindi confrontato con la soglia selezionata;
- tramite il parametro *BadSignalFlag* vengono scartati i dati che si distaccano dalle caratteristiche degli altri segnali, eliminando contributi dati dalla saturazione dell'elettronica o da scariche improvvise.

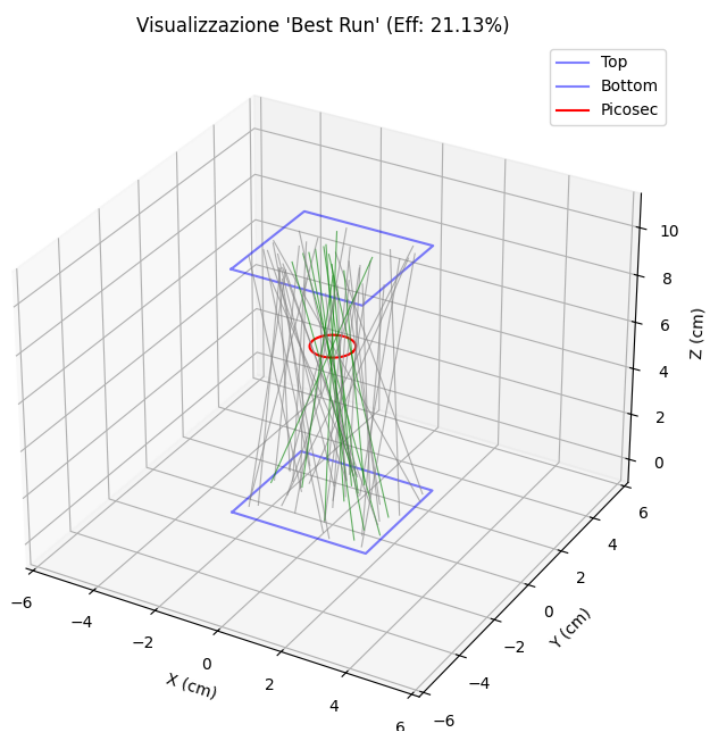


Figura 3.11: Visualizzazione grafica della simulazione di efficienza geometrica.

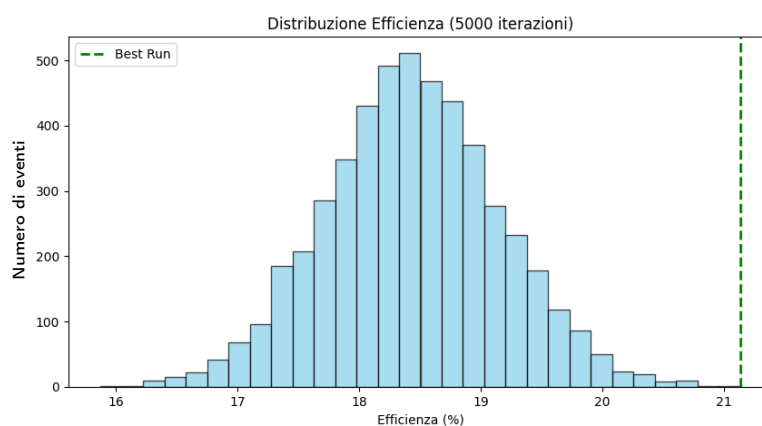


Figura 3.12: Distribuzione dell'efficienza geometrica. Si nota come tale distribuzione segue un andamento gaussiano.

L'efficienza media per ciascuna run viene quindi calcolata come il rapporto tra il numero di eventi che hanno soddisfatto i criteri di selezione e il numero totale di trigger (pari al numero di sequenze moltiplicato per il numero di trigger in ciascuna sequenza):

$$\epsilon = \frac{N_{\text{triple}}}{N_{\text{doppie}}} \quad (3.8)$$

La natura statistica della misura è ben descritta da una distribuzione binomiale: il processo prevede due possibilità (assenza o presenza del segnale) su un numero finito di eventi.

Ne segue che l'incertezza associata a questo valore può essere calcolata seguendo la distribuzione binomiale, ovvero come riportato nella Formula:

$$\sigma_{\epsilon} = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_{\text{doppie}}}} \quad (3.9)$$

dove ϵ rappresenta l'efficienza misurata per la singola run e N_{doppie} il numero totale di trigger acquisiti.

Il valore dell'efficienza così calcolato corrisponde al punto sperimentale per un dato voltaggio e una data miscela. I valori ottenuti saranno poi utilizzati per la **curva di efficienza**.

3.6.3 Analisi di Stabilità: Efficienza con Media Mobile

Le prese dati con i raggi cosmici possono protrarsi anche per diversi giorni. Per misure così lunghe diventa un aspetto di fondamentale interesse la *stabilità del rivelatore*: sbalzi di pressione e temperatura o effetti legati al rivelatore stesso (come accumulo di cariche sulle superfici isolanti) possono influenzare il comportamento del PICOSEC-MM.

Il calcolo dell'efficienza descritto nel paragrafo precedente non permette, però, di evidenziare tali variazioni. Per studiare la stabilità nel tempo del rivelatore alla tensione selezionata, è stato sviluppato un codice Python per il calcolo della **media mobile** dell'efficienza.

Considerato che l'oscilloscopio non salva i singoli eventi, ma pacchetti da 20 trigger, il programma analizza solo i pacchetti contenuti nella **finestra mobile**: invece di analizzare l'intera mole di dati, l'algoritmo calcola il valore dell'efficienza relativa (data dal numero di triple sul numero di eventi totale degli $n = 11$ pacchetti contenuti nella finestra). Successivamente la finestra viene traslata di un pacchetto e il calcolo viene ripetuto, riproducendo così l'**andamento temporale**.

L'aspetto più interessante di questo tipo di analisi riguarda il calcolo dell'incertezza associata ai punti calcolati tramite la media mobile. In un contesto di questo tipo, in cui il numero di eventi è fortemente limitato, l'utilizzo di un errore binomiale non terrebbe conto delle fluttuazioni statistiche presenti tra un pacchetto e il successivo, dando così una forte sottostima del valore dell'incertezza reale.

La statistica non è quindi da considerare legata al singolo evento (particella), ma al singolo pacchetto. Visto il ridotto numero di pacchetti per singola misura (11) l'errore viene calcolato tramite la statistica di **Student**.

Il programma calcola la deviazione standard relativa al singolo campione. L'errore associato al valore medio nella finestra viene calcolato moltiplicando l'errore standard della media (**SDOM**) per il valore della distribuzione t di student calcolato per 10 ($n - 1$) gradi di libertà. In questo modo, la barra di errore calcolata fornisce una statistica più affidabile (anche se nettamente maggiore), di fondamentale importanza per capire se un calo nell'efficienza è dovuto a una fluttuazione statistica del campione o a problematiche interne del rivelatore.

Curve di Efficienza

I punti sperimentali calcolati nella maniera descritta nei paragrafi precedenti sono stati rappresentati graficamente in funzione della tensione di alimentazione del fotocatodo.

I modelli teorici stabiliscono che, per bassi valori di tensione applicata, il guadagno è insufficiente per generare un segnale rivelabile dall'elettronica di lettura. L'efficienza risultante è quindi nulla. All'aumentare della tensione l'efficienza cresce rapidamente, fino a raggiungere un valore di saturazione (*plateau*).

I dati ottenuti sono quindi stati interpolati con una funzione **sigmoide** con tre parametri in ingresso:

- Plateau (L), che rappresenta l'efficienza massima raggiungibile dal setup;
- Punto di Flesso (V_0), ovvero la tensione a cui l'efficienza raggiunge la metà del valore del plateau;
- Pendenza (k), che definisce la rapidità con cui l'efficienza cresce.

Il fit è svolto pesando ciascun dato con l'inverso del suo errore totale (sistematico e statistico). In questo modo, i punti soggetti a un elevato numero di trip influenzano meno la curva rispetto ai punti acquisiti in condizioni più stabili.

I risultati ottenuti permettono di definire il punto di lavoro ottimale, ovvero il valore di tensione per cui l'efficienza è massima e il rivelatore è stabile.

3.6.4 Risultati

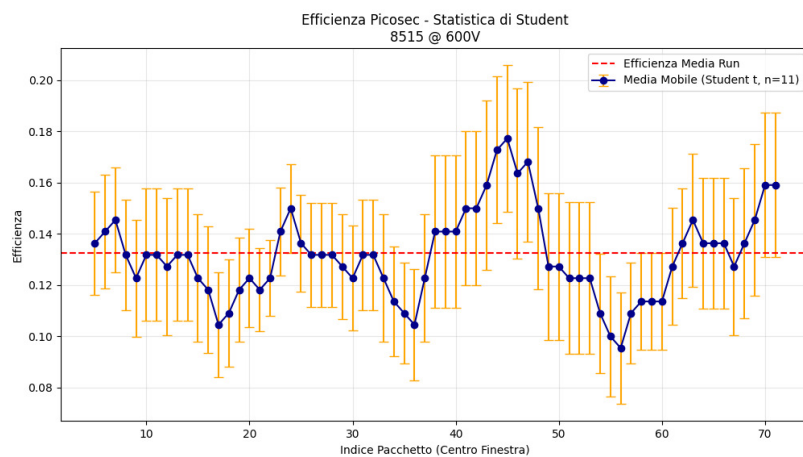
Verranno ora presentati i risultati ottenuti dall'analisi dei dati raccolti con i raggi cosmici. L'obiettivo è la verifica della stabilità operativa del PICOSEC-MM e la verifica della bontà dell'infrastruttura hardware e software utilizzata.

Misura dell'efficienza con media mobile

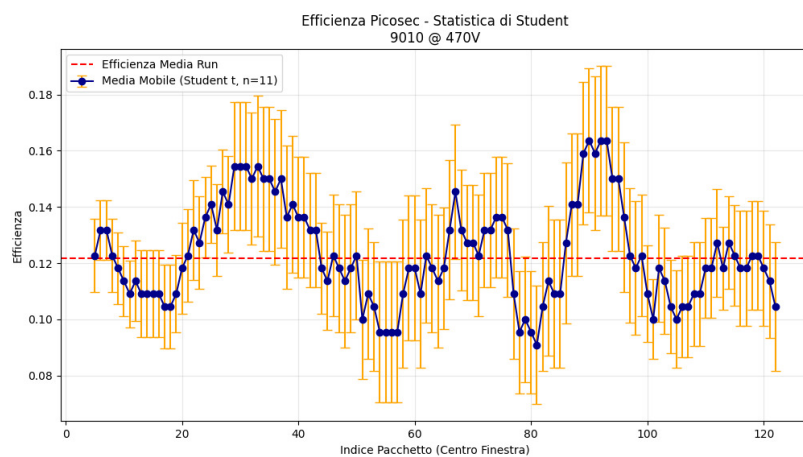
Nella Figura 3.13 è riportato l'andamento dell'efficienza per tre diverse miscele, che differivano per miscela, tensione applicata e numero di sequenze acquisite.

I punti rappresentano l'efficienza relativa alla finestra mobile ($n = 11$), mentre la linea rossa tratteggiata l'efficienza media misurata sull'intera acquisizione.

Si nota come le miscele composte da 85% Neon e 15% Isobutano e 90% Neon e 10% Isobutano presentano un'**ottima stabilità**: i punti della media mobile distano dal valore dell'efficienza media globale in maniera compatibile con le barre d'errore. Questa osservazione conferma che il rivelatore sta operando in un regime stabile e

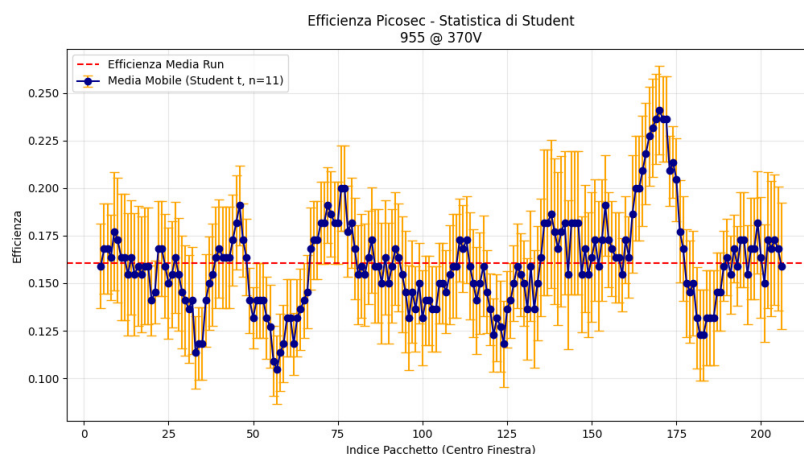


a) Miscela Ne (85%) / Iso (15%)



b) Ne (90%) / Iso (10%)

Figura 3.13: Andamento temporale dell'efficienza per tre diverse configurazioni.
(Continua nella pagina successiva)



c) Miscela Ne (95%) / Iso (5%) @ 370 V

Figura 3.13: Andamento temporale dell'efficienza (calcolata con Media Mobile, $n=11$) per tre diverse configurazioni. Le miscele 85/15 e 90/10 (a, b) mostrano un'ottima stabilità e risoluzione temporale attorno al valore medio. Al contrario, la miscela 95/5 a 370V (c) presenta ampie fluttuazioni statistiche, indice di un punto di lavoro critico.

che il valore di efficienza calcolato rappresenta effettivamente le caratteristiche del PICOSEC-MM.

Il grafico relativo alla miscela 95% Neon e 5% Isobutano alimentato a una tensione di 370 V testimonia invece l'utilità dell'introduzione dell'errore sistematico: il comportamento del rivelatore è fortemente instabile, con fluttuazioni molto grandi (tra il 30% e l'80% del valore dell'efficienza media).

In generale, tuttavia, l'analisi della media mobile ha confermato che il rivelatore è stabile nei regimi di tensione selezionati.

Risultati delle Misure di Efficienza

I valori di efficienza ottenuti sono stati rappresentati in funzione del voltaggio applicato per tre diverse miscele gassose: Ne (95%) / Iso (5%), Ne (90%) / Iso (10%) e Ne (85%) / Iso (15%).

I punti riportati nei grafici includono la correzione per gli errori sistematici discussa nei paragrafi precedenti. Per ciascun punto è visibile una barra d'errore spessa (che rappresenta l'errore binomiale) e una più sottile, rappresentante l'incertezza totale data dalla somma in quadratura delle due incertezze.

In Figura 3.14 è riportato a titolo di confronto l'intero set di dati raccolti. Il grafico evidenzia come l'aumento della concentrazione del gas quencher (l'isobutano) condizioni drasticamente l'efficienza raggiungibile con il setup utilizzato.

Per basse concentrazioni di quencher, come nel caso della **Miscela 95Ne/5Iso**, PICOSEC-MM è in grado di generare segnali per bassi valori di tensione (370 V). Come si evince dal grafico, tuttavia, i punti sperimentali non sono in numero sufficiente per riprodurre correttamente l'andamento della sigmoide. Si può però notare

che la scarsità nella concentrazione del quencher rende il rivelatore **instabile**, aumentando notevolmente il numero di scariche (fino a 12 trip a 420 V), che comportano l'introduzione di tempi morti e ostacolano il raggiungimento di un plateau stabile.

Aumentando la concentrazione di isobutano (Miscela 85Ne/15Iso, ad elevata concentrazione di quencher), la tensione necessaria per innescare la valanga è molto più elevata (600 V).

Sebbene l'efficienza salga fino a raggiungere valori di efficienza totale pari al 17,5%, le tensioni richieste per raggiungere il plateau rendono il rivelatore fortemente instabile, limitando fortemente l'efficienza limite raggiungibile.

La miscela ottimale è quella intermedia: Miscela 90Ne/10Iso.

Il rivelatore opera in un range di tensione intermedio (tra 440 e 560 V), leggermente più alto rispetto alla miscela 95Ne/5Iso, i trip sono molto inferiori nel loro numero (0 scariche fino a 510 V, un numero limite di 6 scariche per tensioni elevate).

La stabilità di questa configurazione ha permesso di riprodurre correttamente l'andamento della sigmoide. Il fit è stato eseguito pesando i punti con l'inverso del loro errore totale e i risultati indicano il raggiungimento di un plateau di efficienza pari a $L \simeq 17,8\%$.

Il **Working Point** ideale per la miscela 90Ne/10Iso si trova a una tensione compresa tra 520 e 530 V. In questa regione il rivelatore è stabile e si trova sulla zona di plateau della sigmoide, permettendo così di massimizzare l'efficienza pur mantenendo un margine di sicurezza per prevenire la formazione di scariche che potrebbero danneggiare il prototipo.

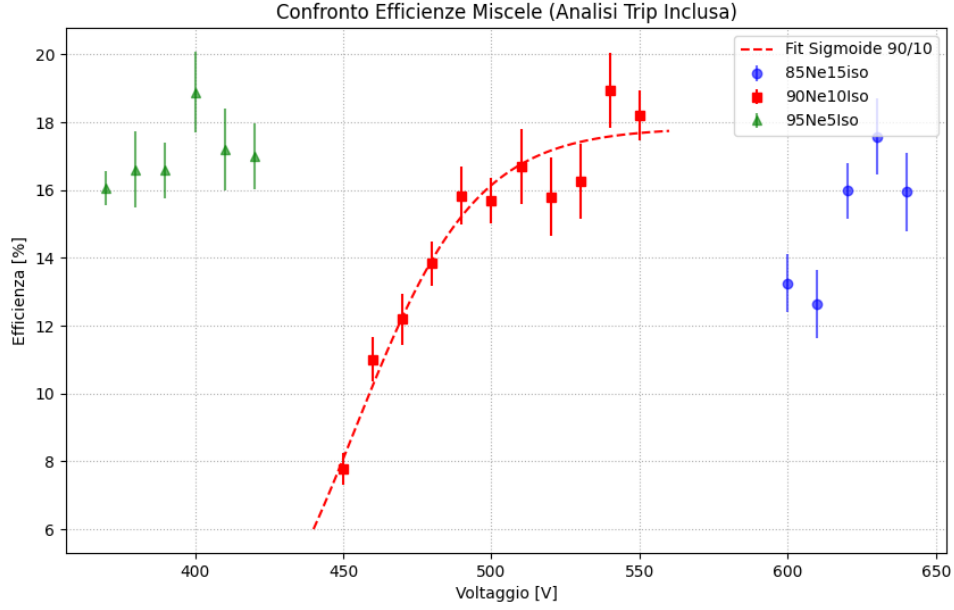
Aspetto di fondamentale importanza è che i risultati ottenuti rappresentano l'**efficienza totale del setup**. Per valutare l'efficienza intrinseca del PICOSEC-MM è necessario normalizzare tale risultato per l'accettanza geometrica, calcolata tramite simulazioni Monte Carlo e risultante pari a 21,1% per PICOSEC-MM. L'applicazione del fattore di correzione η restituisce un'efficienza intrinseca dell'84,4%, valore che conferma le ottime prestazioni del prototipo.

A titolo esemplificativo, i valori dell'efficienza globale e intrinseca per il working point individuato in prevenzione sono riportati in Tabella 3.3.

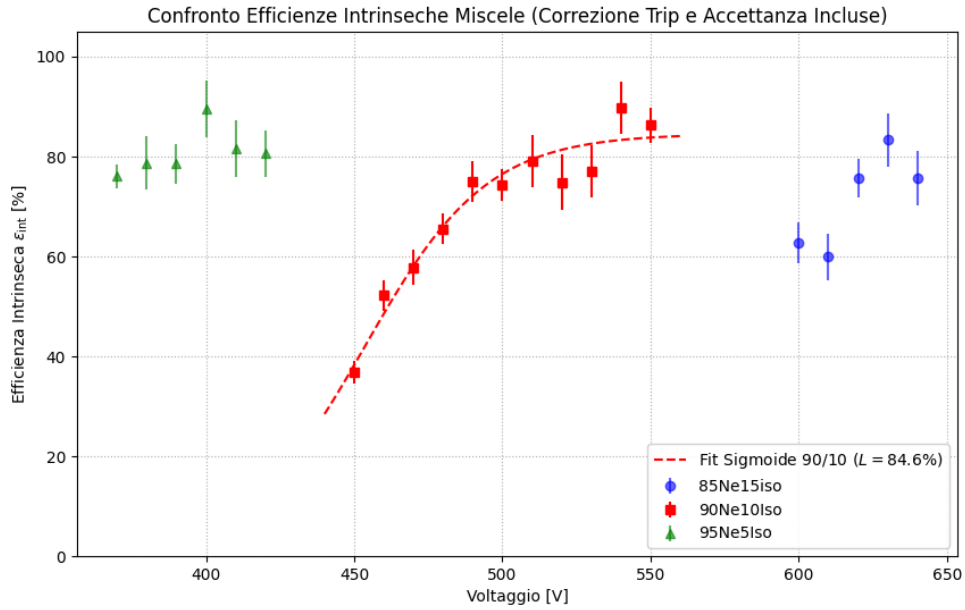
Configurazione Ottimale	Efficienza Totale (ϵ_t)	Accettanza Geom. (η_{geom})	Efficienza Intrinseca (ϵ_{int})
90Ne/10Iso (520–530 V)	17,8%	21,1%	84,4%

Tabella 3.3: Riepilogo delle prestazioni finali del rivelatore PICOSEC-MM in corrispondenza del Working Point. Il valore di efficienza intrinseca è stato ricavato correggendo il plateau misurato per l'accettanza geometrica dell'area attiva del fotocatodo.

Il lavoro presentato in questo capitolo ha portato alla realizzazione di un setup sperimentale per le misure di efficienza con raggi cosmici del prototipo PICOSEC-MM. La caratterizzazione preliminare del guadagno ha permesso di individuare i punti di lavoro ottimali per ciascuna miscela gassosa, mentre l'infrastruttura hardware e software sviluppata ha garantito stabilità, sicurezza e automazione delle acquisizioni nel lungo periodo. I risultati ottenuti (in particolare con la miscela 90Ne/10Iso, che ha mostrato un plateau stabile e un'efficienza intrinseca dell'84,4%) forniscono una validazione del setup progettato.

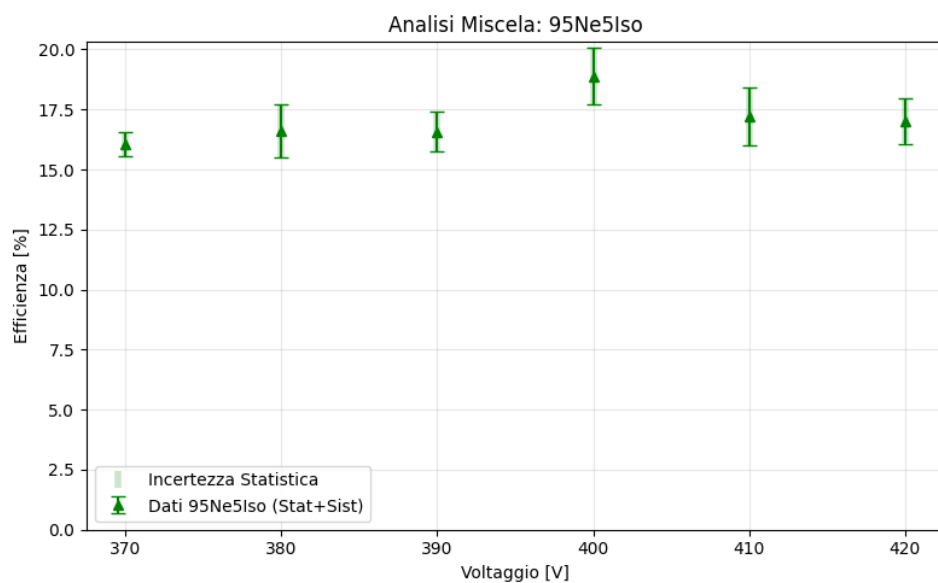


a) Efficienza totale misurata nel setup.

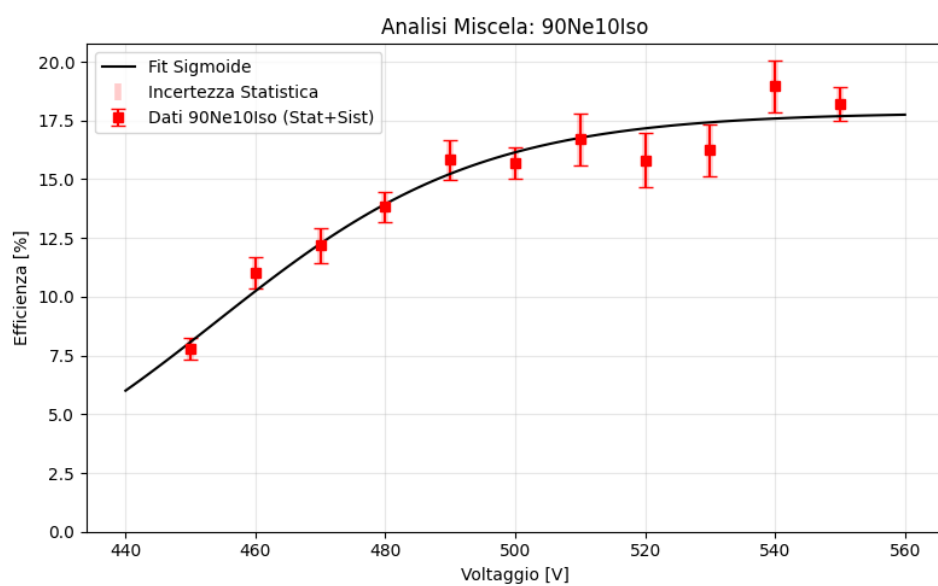


b) Efficienza intrinseca del rivelatore.

Figura 3.14: Confronto delle curve di efficienza (Voltage Scan) per le tre miscele studiate. Il grafico superiore (a) mostra l'efficienza totale. Il grafico inferiore (b) mostra invece l'efficienza intrinseca dello strumento ϵ_{int} , ottenuta correggendo i punti per l'accettazione geometrica ($\eta_{geom} = 21,1\%$). In entrambe le rappresentazioni, i dati includono la correzione per gli effetti dei tempi morti indotti dai *trip* di alta tensione. La curva tratteggiata rossa rappresenta il fit sigmoidale per la miscela 90Ne/10Iso.

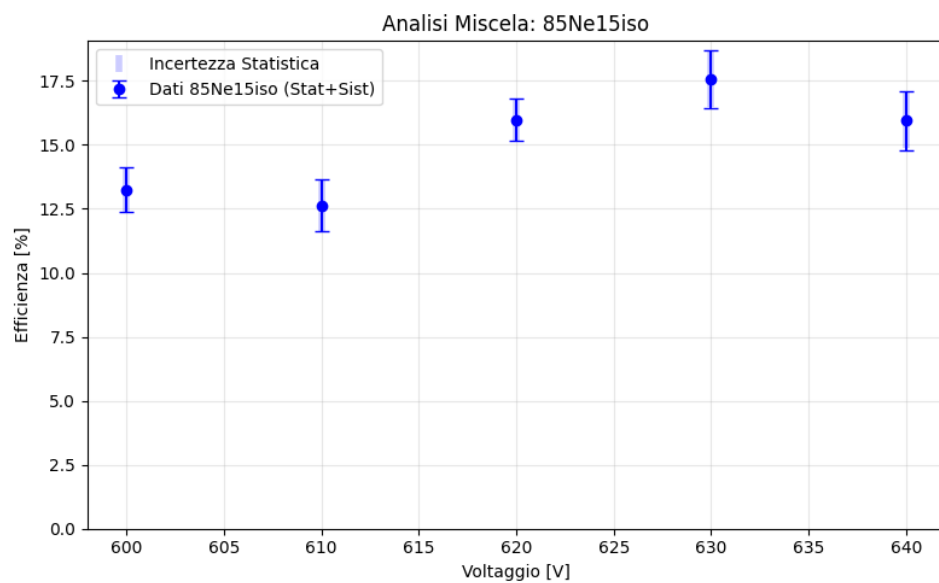


a) 95Ne/5Iso



b) 90Ne/10Iso

Figura 3.15: Dettaglio delle curve di efficienza intrinseca per le singole miscele gassose analizzate. (Parte 1 di 2)



c) 85Ne/15Iso

Figura 3.15: Dettaglio delle curve di efficienza intrinseca per le singole miscele gassose analizzate. Le barre di errore spesse (in trasparenza) rappresentano l'incertezza puramente statistica, mentre le barre sottili indicano l'errore totale, calcolato considerando il contributo sistematico derivante dai tempi morti indotti dai *trip* di alta tensione. (Parte 2 di 2)

Conclusioni

L'obiettivo primario di questo lavoro di tesi è stato l'allestimento, l'automazione e la caratterizzazione di un setup sperimentale dedicato allo studio del prototipo PICOSEC-MM. In vista delle prestazioni richieste dai futuri collisori, lo sviluppo di tecnologie ad elevata risoluzione temporale capaci di operare in ambienti ad elevatissima frequenza di eventi risulta oggi fondamentale. In questo contesto, PICOSEC-MM si distingue come una delle architetture a gas più promettenti; per questo motivo, la prima fase del lavoro ha riguardato lo studio delle curve di guadagno del rivelatore, passaggio essenziale per individuarne le tensioni di alimentazione ottimali.

Successivamente, il prototipo è stato integrato all'interno di un telescopio muonico per l'acquisizione di eventi da raggi cosmici. Questo ha permesso di determinarne l'efficienza, valutata analizzando il rapporto tra i conteggi registrati dall'intero set di rivelatori e quelli acquisiti dal solo sistema di *trigger*.

Data la natura prolungata di tali misure e le criticità legate alle scariche ad alti valori di guadagno, si è resa necessaria la progettazione di un'infrastruttura software per il controllo e il monitoraggio remoto del modulo di alta tensione. L'implementazione di un'architettura client-server basata su protocollo RPC, integrata dai programmi *Supervisor* e *Watchdog*, ha garantito non solo il ripristino automatico delle tensioni operative in caso di *trip*, ma anche il monitoraggio continuo dei parametri strumentali. In questo modo è stato possibile operare in totale sicurezza, garantendo un'acquisizione dati ininterrotta, anche in orario notturno, senza la necessità di supervisione manuale.

Sfruttando tale infrastruttura, è stato possibile studiare in modo sistematico la risposta del rivelatore al variare della miscela di gas e della tensione di alimentazione. L'analisi dei dati ha confermato la stabilità dell'apparato e ha permesso di individuare il punto di lavoro ottimale. Nello specifico, l'impiego di una miscela composta al 90% da Neon e al 10% da Isobutano, unita a una tensione catodica compresa tra 520 e 530 V, ha fornito il miglior compromesso tra la massimizzazione del segnale e la resistenza alle scariche. Applicando le correzioni necessarie legate all'accettanza geometrica del setup, ricavate mediante una simulazione Monte Carlo, l'efficienza intrinseca di rivelazione del prototipo in questa configurazione è risultata pari all'84,4%.

Il valore del lavoro svolto non è tuttavia limitato ai singoli risultati ottenuti. L'infrastruttura sperimentale e software costituisce oggi un banco di misura completamente automatizzato a disposizione del laboratorio. Questo sistema sarà impiegato in futuro per la caratterizzazione di nuovi prototipi, supportando gli studi di scalabilità necessari per le applicazioni nei futuri collisori. Nello specifico, consentirà di valutare l'impatto di varie opzioni meccaniche – come l'introduzione di sensori segmentati (*multi-pad*) – e l'efficacia di materiali innovativi per i fotocatodi, come il *Diamond-Like Carbon* (DLC). Si tratta di una fase importante per testare sul campo questa tecnologia

in vista del suo utilizzo nel *4D-tracking*.

Bibliografia

- [1] Chien-Shiung Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Physical Review*, 105(4):1413–1415, 1957.
- [2] F. J. Hasert et al. Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. *Phys. Lett. B*, 46:138–140, 1973.
- [3] Georges Aad et al. Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data. *Phys. Rev. D*, 90(11):112015, 2014.
- [4] Vardan Khachatryan et al. Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties. *Eur. Phys. J. C*, 74(10):3076, 2014.
- [5] Georges Aad et al. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *JHEP*, 08:045, 2016.
- [6] J. Alcaraz et al. Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance. *Phys. Rept.*, 427:257–454, 2006.
- [7] Thomas Mannel. *Particle Physics after the Higgs Discovery: Searching for Physics beyond the Standard Model*. 2025.
- [8] *Physics Reports*, 427(5-6):257–454, May 2006.
- [9] Reem Hani M. Taibah. *Upgrade of the ATLAS tracking detector in preparation of the high luminosity phase of the LHC: planar pixel module characterisation and calibration for the current and future ATLAS inner tracker*. Doctoral thesis, Université Paris Cité, 2021. CERN-THESIS-2021-204, HAL Id: tel-04198733.
- [10] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08001, 2008.
- [11] Giacomo Minuto. *Misure di guadagno del rivelatore PICOSEC-Micromegas con miscele di gas ecosostenibili*. Tesi di laurea triennale, Università degli Studi di Pavia, Dipartimento di Fisica, 2025. Relatore: Prof.ssa Ilaria Vai. Co-relatore: Dr. Matteo Brunoldi.

- [12] Herman Kate. The atlas superconducting magnet system: Status of construction installation. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 16:499 – 503, 07 2006.
- [13] Maryam Zeinali, Jorgen DHondt, and Mansour Haghighat. Measurement of the jet energy scale in the cms experiment with the first lhc proton collisions.
- [14] Tomasz Szumlak. Plans and status of the lhcb upgrade. *CERN Yellow Reports: Monographs*, page 039, 10 2017.
- [15] Shreyasi Acharya. Study of heavy-flavour hadron decay electrons as a function of charged-particle multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev with alice. page 044, 09 2018.
- [16] G. Apollinari, I. Béjar Alonso, O. Brüning, P. Fessia, M. Lamont, L. Rossi, and L. Tavian. High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical Design Report. *CERN Yellow Reports: Monographs*, 4, 2017.
- [17] A. Canzoneri, Justin Amiot, F. Rozemberg, David Merlini, Filippo Gianelli, G. Como, F. De Salvo, C. Helou, Luis Antonio López, and P. Mattelaer. Cern (hl-lhc): New underground & surface structures at point 1 & point 5. *Tunnels and Underground Cities: Engineering and Innovation meet Archaeology, Architecture and Art*, 2019.
- [18] Matteo Brunoldi. PICOSEC: Optimization of a fast timing detector for applications at a Muon Collider experiment. Master’s thesis, Università di Pavia, 2024.
- [19] Chiara Aimè. *Hidden sectors search at the CMS experiment and predictions for future colliders*. Ph.d. thesis, Università degli Studi di Pavia, 2022.
- [20] The IDEA Study Group. The IDEA detector concept for FCC-ee. *arXiv preprint arXiv:2502.21223v4 [physics.ins-det]*, March 2025.
- [21] Federica Cuna. *The ultralight drift chambers: from MEG II to the future colliders*. Ph.d. thesis, Università del Salento, 2024.
- [22] J. P. Delahaye, M. Diemoz, K. Long, B. Mansoulié, N. Pastrone, L. Rivkin, D. Schulte, A. Skrinsky, and A. Wulzer. Muon colliders. *arXiv preprint arXiv:1901.06150*, 2019.
- [23] K. R. Long, D. Lucchesi, M. A. Palmer, N. Pastrone, D. Schulte, and V. Shiltsev. Muon colliders to expand frontiers of particle physics. *Nature Physics*, 17(3):289–292, 2021.
- [24] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003.
- [25] C. Accettura et al. Towards a muon collider. *The European Physical Journal C*, 83(9):864, 2023.

- [26] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2 edition, 1994.
- [27] R. L. Workman et al. Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022(8):083C01, 2022.
- [28] Fabio Sauli and Eraldo Oliveri. *Gaseous Detectors Handbook*. CERN, 2024. GHB 3.1, Free Distribution.
- [29] I. B. Smirnov. Modeling of ionization produced by fast charged particles in gases. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2005.
- [30] Fabio Sauli. *Gaseous Radiation Detectors: Fundamentals and Applications*. Cambridge University Press, 2014.
- [31] Werner Blum, Werner Riegler, and Luigi Rolandi. *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer, 2nd edition, 2008.
- [32] M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning. The Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure. *Rev. Mod. Phys.*, 12:87–174, 1940.
- [33] A. Sharma and Fabio Sauli. First Townsend coefficient measured in argon based mixtures at high fields. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 1993.
- [34] Ali Dastgheibi Fard and Gilles Gerbier. Development of Spherical Proportional Counter for light WIMP search within NEWS-G collaboration. *arXiv preprint arXiv:1904.01944*, 04 2019.
- [35] Heinz Raether. *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*. Butterworths, 1964.
- [36] Ali Dastgheibi Fard and Gilles Gerbier. Development of spherical proportional counter for light wimp search within news-g collaboration, 04 2019.
- [37] William Shockley. Currents Induced by a Moving Point Charge. *Journal of Applied Physics*, 9(10):635–636, 1938.
- [38] Simon Ramo. Currents Induced by Electron Motion. *Proceedings of the IRE*, 27(9):584–585, 1939.
- [39] Georges Charpak, Roger Bouclier, Tullio Bressani, Jean Favier, and Črtomir Zupānčič. The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. *Nuclear Instruments and Methods*, 62(3):262–268, 1968.
- [40] Tianbo Wang. *Reconstruction of Soft X-Ray and Tungsten Concentration Profiles in Tokamaks Using Gaussian Process Tomography*. PhD thesis, 01 2019.
- [41] Valérie De Smet. *Study of a GEM tracker of charged particles for the Hall A high luminosity spectrometers at Jefferson Lab*. PhD thesis, 09 2011.
- [42] Fabio Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. Technical Report CERN Report 77-09, CERN, 1977.

- [43] Fabio Sauli and Archana Sharma. Gaseous radiation detectors in the 21st century. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 54:1–51, 2004.
- [44] Anton Oed. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 263(2-3):351–359, 1988.
- [45] Elena Rocco, D. Panzieri, and Silvia dalla torre. Development of a gaseous photon detector for cherenkov imaging applications. 01 2010.
- [46] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J. P. Robert, and G. Charpak. MICROMEGAS: a high-resolution detector for high-pressure physics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 376(1):29–35, 1996.
- [47] Jonathan Bortfeldt, Filipp Dubinin, P. Iengo, J. Samarati, and Konstantin Zhukov. Study of hygroscopic expansion of anode readout boards of gaseous detectors based on fr4. *Journal of Instrumentation*, 16:P03016, 03 2021.
- [48] David Attié, L. Boilevin-Kayl, Theopisti Dafni, Esther Ferrer Ribas, Serge Ferry, Y Giomataris, Diana Herrera, F. Iguaz, Igor Irastorza, M. Kebbiri, Thomas Papaevangelou, R. Oliveira, Laura Segui, and Alfredo Tomas Alquezar. Towards smaller gap microbulks. *Journal of Instrumentation*, 9:C04013, 04 2014.
- [49] T. Alexopoulos, J. Burnens, R. de Oliveira, G. Glonti, O. Pizzirusso, V. Polychronakos, G. Sekhniaidze, G. Tsipolitis, and J. Wotschack. A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 640(1):110–118, 2011.
- [50] Fabio Sauli. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 386(2-3):531–534, 1997.
- [51] CERN Gas Detectors Development (GDD) Group. Gas Electron Multiplier (GEM) Microscope Image. <http://gdd.web.cern.ch>, 2024. Immagine al microscopio elettronico di un foglio GEM. Ultimo accesso: Maggio 2024.
- [52] FLC/FTX Group - DESY. Gas Electron Multiplier Working Principle. <https://ftx.desy.de>, 2024. Simulazione del campo elettrico e valanga in un foro GEM. Ultimo accesso: Maggio 2024.
- [53] Aldo Mozzanica, I. Iori, M. Prest, and E. Vallazza. FAST: a scintillating tracker for antiproton cross section measurements. In *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, volume 3, pages 2392–2396, 2007.
- [54] Jonathan Bortfeldt, Florian Brunbauer, Chrishan David, D. Desforge, George Fainourakis, J. Franchi, M. Gallinaro, Ioannis Giomataris, Diego Gonzalez Diaz, Thomas Gustavsson, Claude Guyot, F. Iguaz, M. Kebbiri, P. Legou, Jiuru Liu, M. Lupberger, O. Maillard, Ioannis Manthos, Hans Muller, and Yuedan Zhou.

Picosec: Charged particle timing at sub-25 picosecond precision with a micromegas based detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 903, 12 2017.

- [55] J. Bortfeldt et al. PICOSEC: Charged particle timing at sub-25 picosecond precision with a Micromegas based detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 903:317–325, 2018.
- [56] Marta Lisowska. *Exploring the potential of Micro-Pattern Gaseous Detectors technologies in High Energy Physics applications and beyond*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2024. Sviluppo di fotocatodi in Diamond-Like Carbon (DLC) per rivelatori PICOSEC-Micromegas.
- [57] Florian M. Brunbauer et al. Sub-25 ps timing with PICOSEC Micromegas gaseous detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1047:167823, 2023. Proceedings of the 16th Vienna Conference on Instrumentation (VCI2022).