



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Laboratorio di fisica Subnucleare

Studio di un rivelatore tripla-GEM in lettura ottica

Tutor:

Dott.ssa Cecilia Voena
Dott.ssa Michela Marafini

Studenti:

Chiara Bellenghi
Elisabetta Bossio
Guglielmo Frattari
Jacopo Cerasoli
Iacopo Longarini

Anno Accademico 2016-2017

Dipartimento di Fisica

Indice

Introduzione	7
1 Raggi cosmici e rivelatori a gas	9
1.1 I raggi cosmici	9
1.2 I muoni	10
1.3 Perdita di energia per ionizzazione	11
1.4 Fluttuazioni della perdita di energia	12
1.5 Distribuzione del numero di ioni prodotti	13
1.6 Perdite di energia per irraggiamento	13
1.7 Meccanismo di deriva ed effetto valanga	13
1.7.1 Limiti dei rivelatori a gas	15
1.8 Contatori proporzionali e camere a deriva	16
1.9 Micro Pattern Gas Detectors	18
2 Gas Electron Multiplier	19
2.1 GEM singola	19
2.1.1 Trasparenza agli elettroni	20
2.2 Tripla-GEM	21
2.2.1 Campo di drift	22
2.2.2 Campo elettrico nei fori della GEM	22
2.2.3 Campi di trasferimento	22
2.3 Miscela di gas	23
2.4 Tripla-GEM in lettura ottica	24
3 Apparato sperimentale	27
3.1 Rivelatori	27
3.1.1 Scintillatori	27
3.1.2 Fotomoltiplicatori	29
3.2 Strumenti digitali ed elettronica	30
3.2.1 Oscilloscopio e multimetro	30
3.2.2 Digitalizzatore e preamplificatore	30
3.2.3 Moduli di HV	31
3.2.4 Discriminatore	32

3.2.5	Scaler	32
3.2.6	Altri moduli	33
3.3	Software	34
3.3.1	Gestione dei flussimetri	34
3.3.2	Acquisizione dati	34
3.3.3	LabView	35
3.4	Gestione del gas	35
3.4.1	Stima della percentuale di gas perso dalla GEM	36
4	Software di controllo dell'HV	37
4.1	L'inizializzazione	37
4.2	Ciclo di lavoro	38
4.3	Descrizione dettagliata del ciclo di lavoro	43
5	Trigger	45
5.1	Studio delle tensioni di lavoro dei PMT	47
5.1.1	Tensione di lavoro dello scintillatore <i>Down</i>	47
5.1.2	Tensione di lavoro dello scintillatore <i>Up</i>	48
5.2	Studio della soglia del discriminatore	49
5.2.1	Tensione di soglia per lo scintillatore <i>Up</i>	49
5.2.2	Tensione di soglia per lo scintillatore <i>Down</i>	50
5.2.3	Variazione contemporanea delle soglie di discriminazione	51
5.3	Tensioni di lavoro a soglie fissate	52
5.3.1	Tensione di lavoro dello scintillatore <i>Up</i>	52
5.3.2	Tensione di lavoro dello scintillatore <i>Down</i>	53
5.4	Misura e stima teorica della rate di cosmici	54
5.5	Coincidenze accidentali	57
5.6	Aampiezza del segnale discriminato	58
6	Studio del rivelatore	61
6.1	Collegamento dell'apparato sperimentale	61
6.2	Flussaggio del rivelatore	63
6.3	Procedura di innalzamento delle tensioni	65
6.4	Carica del singolo photoelettrone	65
6.5	Scan del campo di deriva	66
6.6	Scan del campo di trasferimento	72
6.7	Risposta in funzione della miscela	76
6.8	Analisi dei picchi presenti nel segnale	80
6.8.1	Scan in campo di drift	81
6.8.2	Scan in campo di trasferimento	85
6.8.3	Scan in miscela di gas	86
6.9	Misure con amplificatore	88
7	Conclusioni	91

<i>INDICE</i>	5
A Schema del programma LabView	93
B Effetto fotoelettrico	97
Bibliografia	99

Introduzione

Lo scopo dell'esperienza descritta nelle prossime pagine è stato lo studio di una tripla-GEM in lettura ottica. I rivelatori *Gas Electron Multiplier* (GEM) sono particolari *Micro Pattern Gas Detector* in cui gli elettroni prodotti dalla ionizzazione del gas vengono fatti migrare verso un foglio di kapton rivestito da uno strato di rame dello spessore dell'ordine della decina di micron. Sul foglio sono praticati dei fori all'interno dei quali avviene il fenomeno della moltiplicazione a valanga grazie all'elevata intensità del campo elettrico che vi si crea qualora si instauri una differenza di potenziale tra le superfici del foglio. In una tripla-GEM sono presenti tre fogli in successione, intervallati da campi elettrici di trasferimento, il che permette di ottenere alti guadagni. Durante il processo di moltiplicazione vengono prodotti anche fotoni tramite diseccitazione delle molecole del gas: nel corso dell'esperienza vengono analizzati i segnali prodotti da questi fotoni, letti da un fotomoltiplicatore posto dopo il terzo foglio. La miscela di gas utilizzata è He:CF₄, scelta perchè permette di ottenere una produzione significativa di luce nel rivelatore.

Per alimentare correttamente il rivelatore è stato sviluppato, tramite il software *Lab View*, un programma di controllo dei canali di alimentazione ad alta tensione della GEM. È inoltre stato costruire un sistema di trigger, in grado di selezionare solamente i raggi cosmici che passano nel rivelatore. Questo è stato realizzato mediante l'utilizzo di due scintillatori plastici letti da fotomoltiplicatori, dei quali sono state studiate le tensioni di lavoro e ottimizzate le soglie di discriminazione del segnale indotto. Al fine di verificare il corretto funzionamento del sistema di trigger è stata effettuata una misura della rate di raggi cosmici confrontata con la relativa previsione teorica.

Sono stati cercati i valori ottimali per i campi di drift e trasferimento della tripla-GEM tramite una scansione, rispettivamente a passi di $250 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ e $500 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$. Inoltre è stata studiata la risposta del rivelatore al variare delle percentuali dei gas utilizzati in miscela, valutando la carica rilasciata dai fotoelettroni nel PMT. Del segnale è stata svolta anche un'analisi sulla forma: in particolare sono stati studiati il numero di picchi presenti e la distanza temporale tra due picchi successivi al variare dei parametri di funzionamento del rivelatore stesso.

Capitolo 1

Raggi cosmici e rivelatori a gas

1.1 I raggi cosmici

I raggi cosmici sono particelle e nuclei atomici provenienti da sorgenti extraterrestri, quali ad esempio il Sole, altre stelle, fenomeni energetici come novae e supernovae, o anche oggetti remoti come i quasar. La varietà della loro natura si riflette in un ampio spettro energetico.

I raggi cosmici che arrivano sulla superficie terrestre possono essere distinti in Raggi Cosmici Primari (RCP) e Raggi Cosmici Secondari (RCS).

I raggi primari arrivano direttamente dal cosmo e, in parte, raggiungono la superficie terrestre senza aver interagito con l'atmosfera. Sono composti prevalentemente da nuclei atomici completamente ionizzati: 80% da protoni e 20% da nuclei più pesanti prodotti nelle reazioni stellari, di cui il 70% circa è He. Hanno energie tra i 10^8 eV e i 10^{20} eV.

I RCP, che invece interagiscono con gli strati superficiali dell'atmosfera o con il gas interstellare, danno origine ai raggi cosmici secondari, prevalentemente composti da μ^\pm , e^\pm , γ , p , n , $\pi^{\pm,0}$ e dai loro prodotti di decadimento. Questi sono a loro volta classificabili in “componente dura”, costituita da μ , ovvero circa il 75% del totale delle particelle rivelate al suolo, e “componente molle”, con cui si indicano invece e^\pm e γ , a cui si aggiungono i ν prodotti da processi termonucleari o da decadimenti. I RCS sono rilevabili a terra e costituiscono da sempre una sorgente di particelle ad alta energia.

L'origine dei raggi cosmici primari è ancora argomento di discussione nella fisica: si pensa che la componente a bassa energia sia di origine solare ed extrasolare, mentre la componente ad alta energia venga prodotta da sorgenti extragalattiche ed accelerata durante le esplosioni di supernova [1].

Lo spettro dei RCP presenta un andamento inizialmente crescente in funzione dell'energia, dovuto probabilmente agli effetti del campo magnetico terrestre e del vento solare. Oltre un picco a 0.5 GeV, il flusso di particelle diminuisce con il crescere dell'energia seguendo una retta in scala logaritmica, che cambia pendenza attorno a energie dell'ordine dei 10^{15} eV e dei 10^{18} eV, come si può osservare in Figura 1.1.

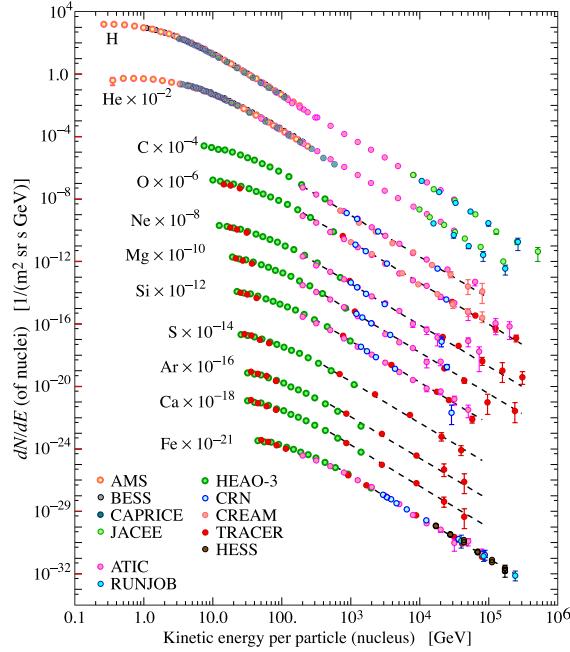


Figura 1.1: Spettro in energia delle componenti dei raggi cosmici per energie fino a 10^{15} eV

1.2 I muoni

Per altitudini minori di circa 5 km i raggi cosmici risultano essere composti principalmente da muoni. I muoni vengono prodotti nell'alta atmosfera (a ~ 15 km di altezza) e arrivano a terra con un'energia media di ~ 4 GeV [1]. Si osserva che la distribuzione angolare dei μ al livello del mare è $\propto \cos^2 \theta$, ovvero può essere parametrizzata da:

$$I_\mu(\theta) = I_\mu(0) \cos^2 \theta$$

Dove $I_\mu(0)$ è il flusso integrato di μ lungo la direzione verticale, che si assume uguale a [1]:

$$I_\mu(0) = 70 \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$$

A partire da questo valore, si ricava la stima teorica dei conteggi medi previsti per l'apparato in uso. Per il calcolo esplicito si rimanda al Paragrafo 5.4.

Oltre ai μ si rileva anche la cosiddetta *componente elettromagnetica*, ovvero elettroni, positroni e fotoni prodotti dalle cascate indotte dai decadimenti di $\pi^{\pm,0}$ e altri mesoni neutri. Vengono rilevati anche protoni, in parte residui dell'interazione dei raggi cosmici primari con l'atmosfera. La "componente soffice" dei raggi cosmici corrisponde a circa il 25% delle particelle rilevate a terra. Questo permette di utilizzare i dati relativi ai soli muoni per il calcolo della *rate* aspettata.

1.3 Perdita di energia per ionizzazione

Una particella carica, durante l'attraversamento di un mezzo gassoso o condensato, interagisce per via elettromagnetica con quest'ultimo; sfruttando tale interazione è possibile misurare la posizione delle particelle. Gli elettroni del mezzo attraversato vengono eccitati o ionizzati grazie all'energia della particella, attraverso il processo subito dalla particella carica, noto come "perdita di energia per ionizzazione", dominante alle energie considerate in questa esperienza. Le singole interazioni sono processi casuali, tuttavia la formula di Bethe e Bloch fornisce un'espressione per la quantità media di energia persa dalla particella per unità di lunghezza percorsa in un mezzo di densità ρ :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{N_A Z \rho}{A} r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right]$$

Definendo una nuova costante $C = 4\pi r_e^2 m_e c^2 N_A \simeq 0.307 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ l'espressione si riduce a:

$$-\frac{dE}{\rho dx} = C \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right]$$

dove I è il potenziale di ionizzazione medio (che dipende dal mezzo attraversato), Z il numero atomico del mezzo, A il suo numero di massa, m_e la massa dell'elettrone, c la velocità della luce nel vuoto, z la carica della particella, β la velocità in unità di misura di c , $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ e $\delta(\gamma)$ la correzione di densità.

La perdita di energia ha un andamento fortemente decrescente per piccoli valori di β a causa del termine $\frac{1}{\beta^2}$, per poi passare attraverso un minimo e risalire in maniera logaritmica. Questa risalita tuttavia viene compensata dalla correzione di densità per grandi valori di γ , e per questo la perdita tende ad un valore costante in mezzi densi, un esempio di questo andamento è descritto in figura 1.2 [1].

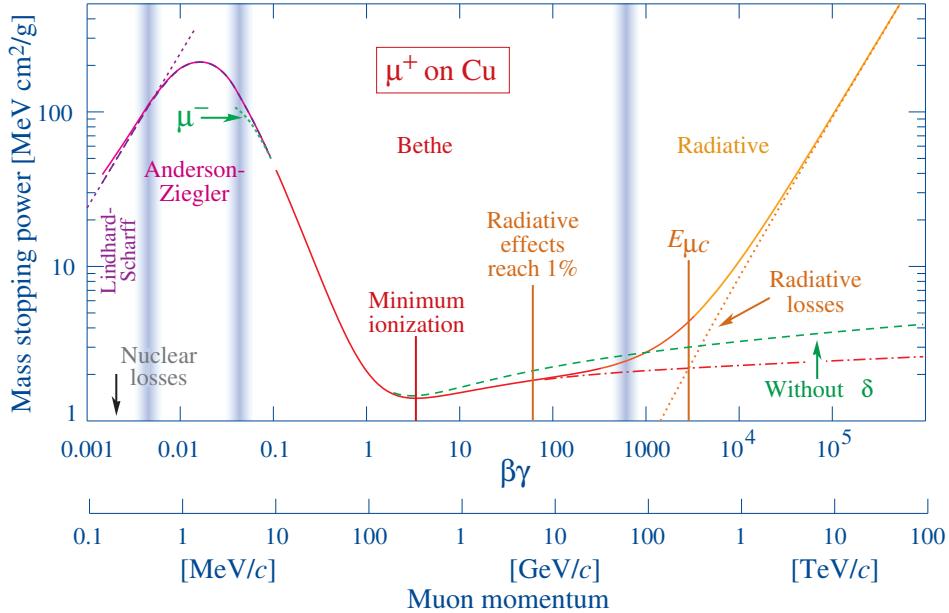


Figura 1.2: Perdita di energia per ionizzazione (*Stopping Power*) per μ^+ in un bersaglio di rame. La zona centrale è descritta dalla formula di Bethe-Bloch [2].

1.4 Fluttuazioni della perdita di energia

Per grandi spessori di materiale, le fluttuazioni della perdita di energia per ionizzazione sono gaussiane. Tuttavia se lo spessore è ridotto, queste sono ben descritte dalla distribuzione di Landau, con un valore massimo corrispondente a [1]:

$$\Delta E_{mp} = \xi \left[\ln \frac{2mc^2\beta^2\gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\gamma) \right]$$

dove $j = 0.2$ e, utilizzando le variabili definite nel precedente paragrafo, si indica

$$\xi = \frac{C}{2} \frac{Z}{A} \frac{x}{\beta^2} \text{MeV}$$

dove x è lo spessore del mezzo attraversato. La distribuzione di Landau segue l'andamento:

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{1}{2} (\lambda + e^{-\lambda}) \right)$$

dove λ è definito come:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{mp}}{\xi}$$

1.5 Distribuzione del numero di ioni prodotti

In seguito al passaggio di una particella sufficientemente energetica, vengono liberate coppie ione-elettrone, secondo il processo noto come "ionizzazione primaria". Il numero di ioni prodotti, n , può essere calcolato come il rapporto tra la perdita di energia totale, ΔE , subita dalla particella nell'attraversare il gas, e l'energia media necessaria per produrre una coppia elettrone-ione, \bar{E}_i :

$$n = \frac{\Delta E}{\bar{E}_i}$$

Gli ioni e gli elettroni prodotti diffondono nel gas e si allontanano dal punto di produzione di una distanza x , distribuita secondo una gaussiana:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} dx$$

dove D è il coefficiente di diffusione, t il tempo trascorso dall'istante della produzione e $\frac{dN}{N}$ la frazione di particelle contenuta nel tratto compreso tra x e $x + dx$. La deviazione standard è pari a:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}$$

1.6 Perdite di energia per irraggiamento

Ogni particella carica sottoposta ad accelerazione emette radiazione elettromagnetica (Brehmsstrahlung). Una particella in un mezzo può quindi emettere fotoni nella collisione con i nuclei. Le perdite di energia in questo caso possono essere espresse come:

$$-\frac{dE}{dx} \simeq 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} E$$

con α costante di struttura fine e ϵ_0 costante dielettrica del vuoto. Si nota che queste sono proporzionali all'energia E , e inversamente proporzionali al quadrato della massa m . Gli elettroni quindi perdono molta più energia per irraggiamento rispetto alle particelle più pesanti. Per lo stesso motivo, poiché i cosmici sono composti per la maggior parte da muoni, alle energie di interesse nell'esperimento, le perdite di energia per irraggiamento sono trascurabili rispetto a quelle per ionizzazione, come si osserva anche in Figura 1.2.

1.7 Meccanismo di deriva ed effetto valanga

La possibilità di studiare il comportamento degli ioni sottoposti all'azione di un campo elettrico esterno è alla base del funzionamento delle camere a deri-

va. Quando viene applicato un campo elettrico al volume di gas attraversato dalla particella, oltre al moto di diffusione, si osserva un moto risultante degli ioni lungo la direzione del campo. Il rapporto fra la velocità di deriva media v e l'intensità del campo ridotto E/P , con P pressione del gas, definisce la mobilità elettrica μ :

$$\mu = \frac{v}{EP^{-1}}$$

Questo valore dipende sia dalla natura dello ione, sia dalla tipologia di gas attraversato. A causa della loro massa, gli ioni possiedono mobilità elettrica pressoché costante, al contrario degli elettroni, i quali, avendo una massa molto ridotta, possono aumentare la loro energia sotto l'effetto del campo elettrico tra una collisione e l'altra con gli atomi del gas.

L'applicazione di un campo elettrico elevato produce il fenomeno della moltiplicazione a valanga. Si definisce primo coefficiente di Townsend α , il numero di coppie ione-elettrone prodotte per unità di lunghezza, mentre il suo inverso α^{-1} rappresenta il cammino libero medio dell'elettrone. Se il campo elettrico è dell'ordine di qualche kV/cm, gli elettroni prodotti possono acquistare sufficiente energia per dar luogo a fenomeni di eccitazione e ionizzazione. Se l'energia della particella è superiore al potenziale di prima ionizzazione del gas, possono verificarsi ionizzazioni secondarie, mentre l'elettrone primario continua a muoversi nel mezzo. Gli elettroni prodotti possono ripetere il processo, dando luogo al fenomeno della moltiplicazione a valanga.

Ponendo n il numero di elettroni alla distanza x , si può descrivere il fenomeno da un punto di vista quantitativo, considerando che dopo una distanza pari a dx l'incremento dn del numero di particelle sarà pari a:

$$dn = n\alpha dx$$

Integrando questa espressione si può calcolare il numero di particelle alla distanza x a partire dal numero di particelle iniziale n_0 :

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

Infine si può definire il fattore di moltiplicazione M come:

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

Nel caso in cui il campo elettrico non sia uniforme, e di conseguenza $\alpha = \alpha(x)$, l'espressione per M diventa

$$M = \exp \left(\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right)$$

A causa della grande differenza di velocità di deriva tra ioni ed elettroni, questi ultimi migrano verso l'anodo lasciandosi alle spalle una scia di ioni

positivi più lenti che migrano verso il catodo, dando luogo ad una formazione dall'aspetto di goccia (Figura 1.3). Se l'espressione analitica di α è nota si può calcolare il fattore M in qualsiasi situazione. Un'approssimazione per il coefficiente di Townsend, valida per piccoli valori di α , consiste nel considerarlo proporzionale all'energia dell'elettrone ϵ :

$$\alpha = kN\epsilon$$

dove N rappresenta il numero di particelle per unità di volume e k è una costante di proporzionalità.

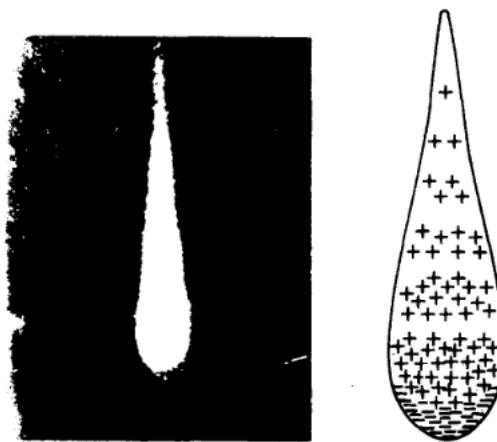


Figura 1.3: Formazione a goccia dovuta al fenomeno della moltiplicazione a valanga.

1.7.1 Limiti dei rivelatori a gas

Nei rivelatori a gas si presentano alcuni effetti che ne limitano l'efficienza. Un primo effetto è dovuto agli ioni positivi di cui non si è tenuto conto nello schema descritto in precedenza. Questi sono tali da generare un campo elettrico che può interferire con quello del rivelatore, inficiando la proporzionalità e l'efficienza del contatore. Per non incorrere in problemi di questo tipo è sufficiente mantenere $M < 10^6$.

Inoltre gli elettroni prodotti nella valanga possono limitare la *rate capability* del sistema, ovvero il flusso di particelle rivelabili. Se nella stessa regione del rivelatore passa una nuova particella ionizzante in un tempo ravvicinato, è possibile che questa non dia luogo ad un fenomeno di valanga essendo la regione interessata occupata ancora dagli ioni e dagli elettroni corrispondenti ad un evento precedente. Questo effetto è legato direttamente alle dimensioni fisiche del rivelatore e dipende fortemente dalla velocità di deriva degli ioni.

Un effetto direttamente legato invece alla miscela di gas utilizzata è l'*attachment* degli elettroni: se gli elementi che compongono la miscela sono fortemente elettronegativi, come ad esempio l'azoto, l'ossigeno, il fluoro ed il cloro, è possibile che gli elettroni prodotti nel processo di ionizzazione vengano assorbiti dal gas. Se questo è formato da molecole è possibile anche che queste si rompano in seguito all'assorbimento dell'elettrone, ed il fenomeno prende il nome di *attachment* dissociativo. L'intensità del fenomeno è direttamente proporzionale alla densità del gas e dipende anche dall'energia degli elettroni.

Un altro limite dei rivelatori a gas, importante per i *Micro Pattern Gas Detectors* (MPGD) descritti nei prossimi capitoli, è dato dall'effetto Malter [3]. L'utilizzo di gas composto di molecole organiche, come ad esempio il CF₄, può comportare la formazione di depositi sul catodo di parti di queste molecole che tendono a polimerizzare, creando uno strato isolante. Su tale strato si depositano ulteriori cariche positive che danno luogo ad un campo elettrico sufficiente ad estrarre elettroni dal catodo, che vengono moltiplicati analogamente a quelli dovuti alla ionizzazione primaria del gas. Queste valanghe sono continue e sono tali da alimentare l'effetto di deposito di cariche positive sul catodo. Questo processo dà luogo a due ulteriori problematiche: l'alimentatore associato al catodo per mantenere la tensione richiesta deve erogare una corrente elevata e crescente con il tempo e, inoltre, le valanghe dovute all'effetto Malter possono essere tali da creare una scarica all'interno del rivelatore, danneggiandolo.

1.8 Contatori proporzionali e camere a deriva

Per rivelare il passaggio di una particella carica, si può misurare il segnale elettrico prodotto dalla moltiplicazione a valanga grazie ad un contatore proporzionale. Esso è formato, nella sua configurazione più semplice, da un conduttore cilindrico con un filo metallico passante lungo l'asse centrale. Tra le due componenti viene instaurata una differenza di potenziale, mantenendo il filo ad un potenziale maggiore. In questo caso il campo elettrico è descritto dalla funzione:

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0 l} \frac{1}{r}$$

dove C è la capacità del condensatore, l la sua lunghezza e V_0 la differenza di potenziale tra i conduttori. Nel caso in cui la sezione del filo sia di piccolo raggio, il campo assume valori molto elevati in prossimità della sua superficie. Il campo elettrico presente fra i due conduttori fa in modo che gli elettroni prodotti dall'interazione primaria migrino verso l'anodo e producano una moltiplicazione a valanga a distanze di circa 50 μm dal filo metallico, quando il campo diventa abbastanza intenso, mentre gli ioni positivi migrano verso il catodo.

Il segnale raccolto dall'anodo consiste in un rapido calo di tensione tra filo e cilindro di qualche mV. L'andamento nel tempo del segnale sull'anodo è pari a:

$$V(t) = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{r(t)}{a}$$

con Q carica totale degli ioni prodotti, a raggio del filo centrale e $r(t)$ posizione media degli ioni dal filo centrale.

Il valore di $r(t)$ può essere calcolato a partire dalla mobilità:

$$v = dr/dt = \mu E/P = \frac{\mu CV_0}{2\pi\epsilon_0 l P} \frac{1}{r}$$

Integrando questa espressione e sostituendola nella 1.8 si ottiene:

$$V(t) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \ln(1 + \frac{\mu CV_0}{\pi\epsilon_0 l P a^2} t)$$

Di seguito viene illustrato il principio di funzionamento di una camera a deriva: la particella carica attraversa una regione in cui è presente un campo elettrico di drift, il quale porta gli elettroni prodotti a migrare verso un contatore proporzionale. Conoscendo la loro velocità di deriva e la differenza di tempo tra il segnale del passaggio della particella (ottenuto con uno scintillatore) e il segnale raccolto dall'anodo, si può misurare la distanza dal filo alla quale è transitata la particella (Figura 1.4).

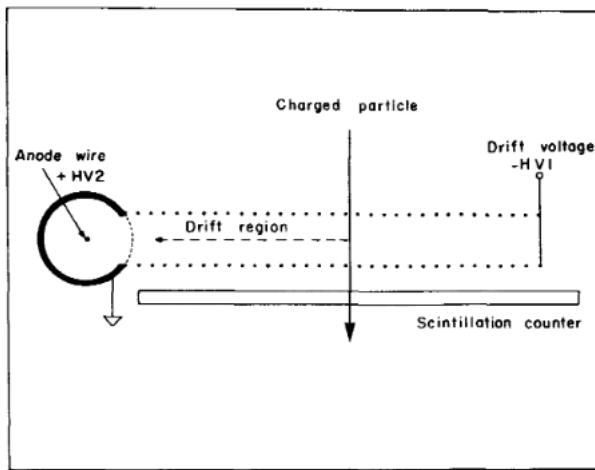


Figura 1.4: Funzionamento di una camera a deriva.

Il campo elettrico di drift deve essere quanto più possibile uniforme, e la distanza dal filo della particella è pari a:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v(t) dt$$

dove t_0 è il tempo registrato dallo scintillatore e t_1 il tempo registrato dall'anodo. Se $v(t)$ è una costante l'espressione si riduce banalmente a $x = v(t_1 - t_0)$.

1.9 Micro Pattern Gas Detectors

Sin dagli anni '60 si è fatto largo uso di rivelatori a gas basati sui principi descritti nel paragrafo 1.4. Essi sono utili sia per rilevare il passaggio di particelle, sia per misurarne il deposito di energia nel gas. Col tempo, il progresso tecnologico ha reso possibile il miglioramento e la miniaturizzazione di tali tecnologie, permettendo lo sviluppo dei *Micro Pattern Gas Detectors*. Questi rivelatori a gas sono caratterizzati da geometrie sub-millimetriche che permettono una miglior risoluzione spaziale; infatti, come visto nel paragrafo 1.5, la diffusione trasversale degli elettroni cresce come la radice dello spazio percorso. Inoltre gli ioni e gli elettroni generati nel processo di ionizzazione devono percorrere distanze inferiori e questo migliora la *rate capability* del sistema. La GEM fa parte di questa tipologia di rivelatori ed è descritta nel dettaglio nel prossimo capitolo.

Capitolo 2

Gas Electron Multiplier

L'intera esperienza è stata rivolta allo studio di un particolare *Micro Pattern Gas Detector*, il *Gas Electron Multiplier* (GEM). La GEM permette di moltiplicare il numero di elettroni di ionizzazione prodotti dal passaggio di una particella attraverso una miscela di gas. Questi possono essere rivelati con facilità e il punto in cui è avvenuta la ionizzazione può essere identificato con precisioni micrometriche, senza incorrere in problemi dovuti all'amplificazione di segnali elettrici (che è invece un tipico limite delle camere a deriva).

2.1 GEM singola

Una GEM in configurazione singola consiste di un sottile foglio di isolante (kapton), spesso circa $50\text{ }\mu\text{m}$ e rivestito di rame su entrambe le facce. Il foglio è perforato sul 30% circa della superficie. (Figura 2.1). I fori hanno forma biconica con diametro che va dai $70\text{ }\mu\text{m}$ ai $150\text{ }\mu\text{m}$ [5]. Applicando una differenza di potenziale dell'ordine di 500 V tra i due lati del foglio, si può instaurare all'interno dei fori un campo elettrico dell'ordine di 100 kV/cm [5].

La GEM si trova all'interno di un contenitore ermetico riempito di gas, che viene ionizzato dalle particelle entranti. Tramite un campo elettrico esterno è possibile far transitare gli elettroni di ionizzazione primaria nei fori, dove il campo più intenso è in grado di accelerarli e causare una moltiplicazione a valanga. In questo modo il foglio di GEM opera come un “moltiplicatore di elettroni”, che permette un guadagno effettivo di $10 \div 100$. Le cariche prodotte in questo modo possono essere rilevate o condotte verso un secondo foglio di GEM, in modo da ottenere un successivo stadio di moltiplicazione [4].

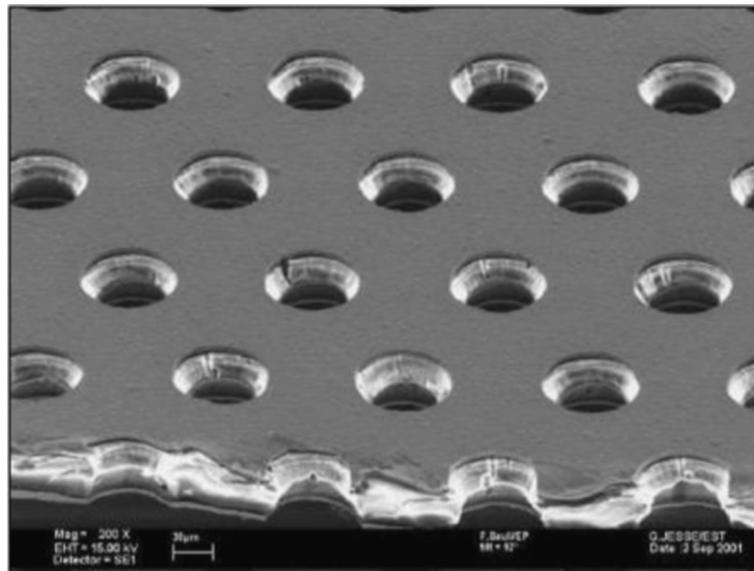


Figura 2.1: Ingrandimento al microscopio elettronico di un foglio di GEM, sono visibili i fori da $70 \mu\text{m}$ [4].

2.1.1 Trasparenza agli elettroni

La trasparenza agli elettroni identifica la probabilità che un elettrone di ionizzazione prodotto nella zona di drift attraversi un canale del foglio di GEM, attraversando così lo stadio di moltiplicazione.

In effetti alcuni elettroni possono non riuscire ad entrare nei fori a causa di effetti di diffusione dello sciamo di elettroni stesso e di defocalizzazione delle linee di campo elettrico, finendo per collidere con la parte superiore dell'elettrodo GEM. Si definisce allora *efficienza di collezionamento* il rapporto ϵ_{coll}^{el} tra gli elettroni che raggiungono un foro e quelli che invece colpiscono il lato superiore del foglio.

Ulteriori perdite di elettroni di ionizzazione, e quindi di guadagno, possono essere dovute alla collisione di alcuni di essi con il kapton nell'interno del foglio di GEM o con la faccia inferiore del foglio. Questo può essere dovuto alla scarsa capacità di estrazione del campo elettrico al di sotto della GEM e, per questo motivo, si definisce *efficienza di estrazione* il rapporto ϵ_{extr}^{el} tra il numero di elettroni estratti da un foro e il numero di quelli che vi sono entrati.

La trasparenza agli elettroni è proprio il prodotto di queste due efficienze:

$$T = \epsilon_{coll} \times \epsilon_{extr} \quad (2.1)$$

ed è un parametro estremamente importante, che influenza grandemente le prestazioni del rivelatore.

In Figura 2.2 è mostrata una rappresentazione illustrativa di un elettrone perso per mancato collezionamento nel foro e di uno perso per mancata estrazione dal foro.

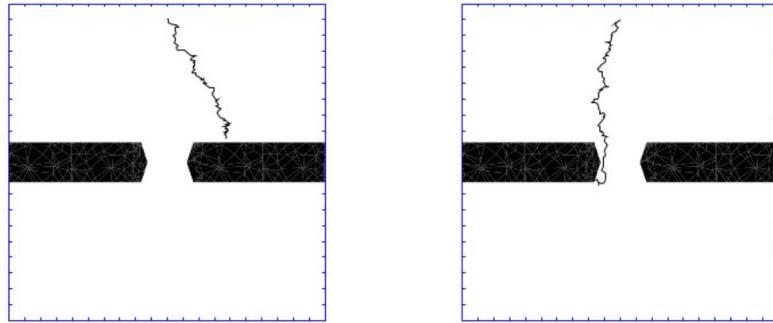


Figura 2.2: A sinistra: un elettrone colpisce il lato superiore del foglio di GEM; a destra: un elettrone si perde in un foro della GEM [5].

Per una buona trasparenza è essenziale che i campi elettrici esterni abbiano intensità opportune. Di questo si parlerà più accuratamente nel paragrafo 2.2.

2.2 Tripla-GEM

Un rivelatore tripla-GEM è un dispositivo costituito da 3 fogli di GEM, di dimensione $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, disposti in sequenza e posizionati tra due piani di materiale conduttore: il catodo, posto a una distanza detta *zona di drift* dal primo foglio di GEM, e l'anodo, che è solitamente sfruttato per il *readout* del segnale. Uno schema illustrativo di un rivelatore tripla-GEM è mostrato in Figura 2.3.

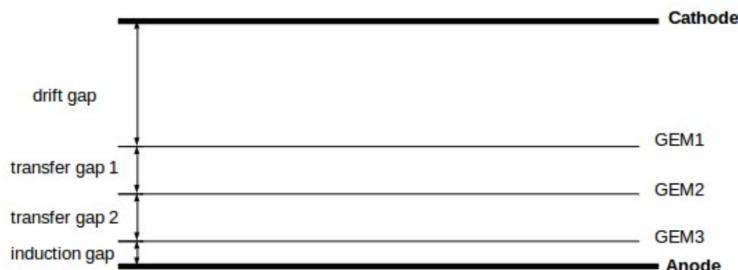


Figura 2.3: Rappresentazione schematica di un rivelatore tripla-GEM [5].

Lo spazio tra il catodo e il primo foglio di GEM è dove avviene la ionizzazione delle molecole di gas. La regione di spazio tra i fogli di GEM è invece detta *zona di trasferimento* e qui gli elettroni prodotti per ionizzazione vengono spinti a migrare da un foglio di GEM al successivo. La distanza tra l'ultimo foglio e l'anodo, infine, è detta *zona di induzione*.

2.2.1 Campo di drift

Il catodo ha le stesse dimensioni dei fogli di GEM ed è posto a 3 mm di distanza dal primo dei tre fogli. Lo scopo della sua presenza è quello di instaurare un campo elettrico di *drift* (deriva) dell'ordine 1000 V/cm, che permette agli elettroni di ionizzazione di migrare verso i fogli di GEM. È necessario che il campo di drift non sia intenso al punto da far collidere gli elettroni con il lato superiore del foglio di GEM, affinché non si abbiano perdite di *efficienza di collezionamento*; tuttavia un campo poco intenso permetterebbe alle coppie ione-elettrone di ricombinarsi. Questo obbliga alla ricerca di un valore ottimale per l'intensità del campo di deriva. Tale ricerca e le considerazioni sui risultati ottenuti sono riportate nel Capitolo 6.

2.2.2 Campo elettrico nei fori della GEM

La distanza tra le due superfici dei singoli fogli di GEM è di $\sim 50 \mu\text{m}$. Tra queste viene applicata una differenza di potenziale tale da instaurare un campo elettrico molto intenso all'interno dei fori ($\sim 100 \text{kV/cm}$), con lo scopo di provocare moltiplicazione a valanga, come mostrato in Figura 2.4. In Figura 2.5 si possono osservare le linee equipotenziali e quelle di campo elettrico all'interno dei fori.

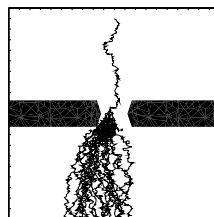


Figura 2.4: Elettroni creati per effetto valanga all'interno del canale tra due superfici dello stesso foglio di GEM. L'immagine è ottenuta da una simulazione [6].

2.2.3 Campi di trasferimento

In un sistema di più fogli di GEM è necessaria la presenza di un campo elettrico di trasferimento tra un foglio e l'altro, in grado di condurre lo sciame di

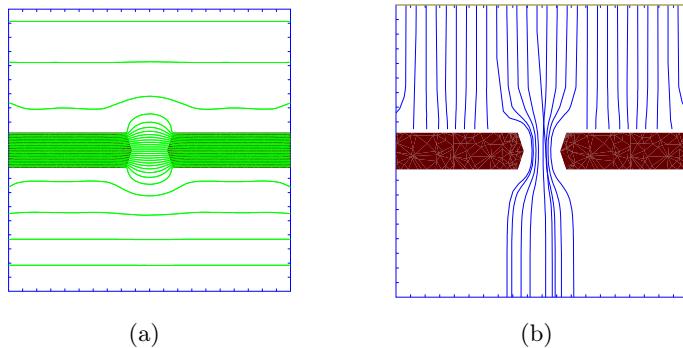


Figura 2.5: (a) linee equipotenziali e (b) linee di campo in prossimità di un foro nel foglio di GEM.

elettroni uscente da un foglio verso il successivo. Nella configurazione utilizzata in questa esperienza, l'intensità tipica di questo campo è $\sim 2500 \text{ V/cm}$, come sarà specificato in seguito, nel Capitolo 6. Come per il campo di drift, è importante che il campo di trasferimento non sia troppo intenso, così da evitare effetti di defocalizzazione dello sciame di elettroni e assicurarsi il loro ingresso nei fori del successivo foglio di GEM; allo stesso modo è importante che l'intensità del campo di trasferimento sia sufficientemente elevata da avere una buona *efficienza di estrazione* dai fori del primo foglio di GEM.

2.3 Miscela di gas

Come già accennato, la tripla-GEM è posta all'interno di una scatola chiusa ermeticamente e riempita di gas. Il gas utilizzato è una miscela di He:CF₄, solitamente al 60:40. L'energia di prima ionizzazione dell'elio è pari a 24.6 eV, mentre la sua elettronegatività non è nota, essendo in assoluto l'elemento più inerte della tavola periodica. La presenza di gas nobili è fondamentale in quanto l'energia della particella contribuisce esclusivamente alla loro ionizzazione, non essendo presenti gradi di libertà rotazionali o vibrazionali tipici delle molecole. Tuttavia la totale assenza di tali gradi di libertà comporta che i fotoni emessi durante i processi di diseccitazione possano indurre a loro volta altre ionizzazioni e di conseguenza altre moltiplicazioni a valanga, portando alla possibilità di scariche che possono danneggiare l'apparato. Ciò porta alla necessità di aggiungere gas molecolari, come il CF₄, il quale ha un'energia di ionizzazione pari a 16.2 eV. Infatti il CF₄ ha, in presenza di campi elettrici molto intensi, un'elevata elettronegatività causa l'assorbimento di elettroni (provocando l'effetto dell'*attachment*), mentre però i gradi di libertà molecolari permettono di assorbire parte dei fotoni, riducendo la possibilità di scariche. Tuttavia la sua concentrazione non deve essere ecces-

sivamente elevata per non compromettere la formazione del segnale.

Scegliendo una concentrazione pari a 60:40, un muone di 2 GeV produce in 3 mm di gas in media 10 cluster di ionizzazione, il che comporta che la distanza media tra due ionizzazioni sia pari a circa 300 μm [7]. Saranno presentate nel seguito misure effettuate con concentrazioni differenti di gas in cui è possibile osservare gli effetti di concentrazioni non ottimali sulle prestazioni del rivelatore. Le differenze di potenziale applicate tra i due lati dei fogli sono dell'ordine dei 400 V, scelta che verrà discussa e giustificata in modo più accurato nel Capitolo 6.

2.4 Tripla-GEM in lettura ottica

Come descritto nei paragrafi precedenti, nei rivelatori GEM il segnale del passaggio della particella è provocato dal moto degli elettroni che fuoriescono dall'ultimo dei fogli. Al di sotto di questo è presente una regione chiamata *induction gap*, che termina con un pannello di readout sul quale viene indotta una corrente dagli elettroni prodotti dalla moltiplicazione.

In questa esperienza, tuttavia, la tripla-GEM è stata utilizzata in lettura ottica. Infatti durante i processi di ionizzazione possono verificarsi fenomeni di eccitazione e diseccitazione atomica che comportano l'emissione di fotoni, i quali possono essere rivelati utilizzando un fotomoltiplicatore (PMT), strumento che verrà descritto nel Capitolo 3. Per permettere ciò, il pannello di readout deve essere rimosso e sostituito con un pannello trasparente che permetta il passaggio della luce (Figura 2.6). In questa configurazione lo strato inferiore dell'ultimo foglio di GEM viene messo a terra in quanto l'anodo viene rimosso, il che permette di dissipare gli elettroni prodotti. In questo modo è possibile rivelare il passaggio della particella osservando il segnale rilevato dal fotomoltiplicatore. Per poter avvicinare il fotomoltiplicatore al pannello è stato praticato un foro nella struttura di contenimento del rivelatore, in modo tale da isolare l'apparato dalla luce esterna.

Si riporta in Figura 2.7 l'esempio di un segnale in corrente indotto nel PMT dalla luce di ionizzazione prodotta dagli elettroni. Come verrà descritto in maniera più accurata nel Capitolo 3, la GEM è posta in posizione orizzontale e in modo tale che l'ultimo foglio sia rivolto verso l'alto, per permettere il posizionamento del fotomoltiplicatore all'interno dell'apposito foro in modo tale che sia perpendicolare alla GEM (Figura 2.8). Si osserva a ~ 400 ns il segnale dovuto al passaggio del raggio cosmico nel PMT e i successivi picchi dovuti a diversi cluster di ionizzazione.

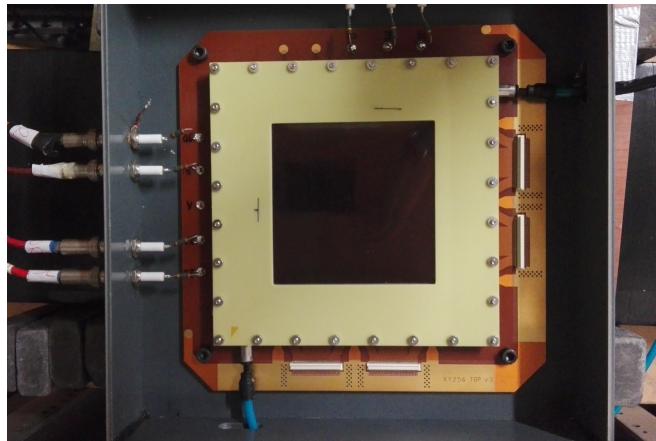


Figura 2.6: Immagine dell'interno della scatola contenente la GEM. La parte centrale del rivelatore è rivestita di uno strato di materiale trasparente che permette ai fotoni di essere rivelati dal PMT.

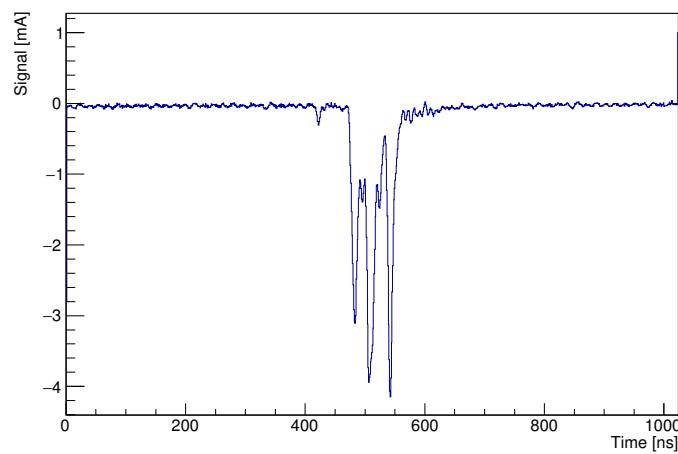


Figura 2.7: Esempio di segnale in corrente prodotto dalla luce di ionizzazione e letto dal PMT.

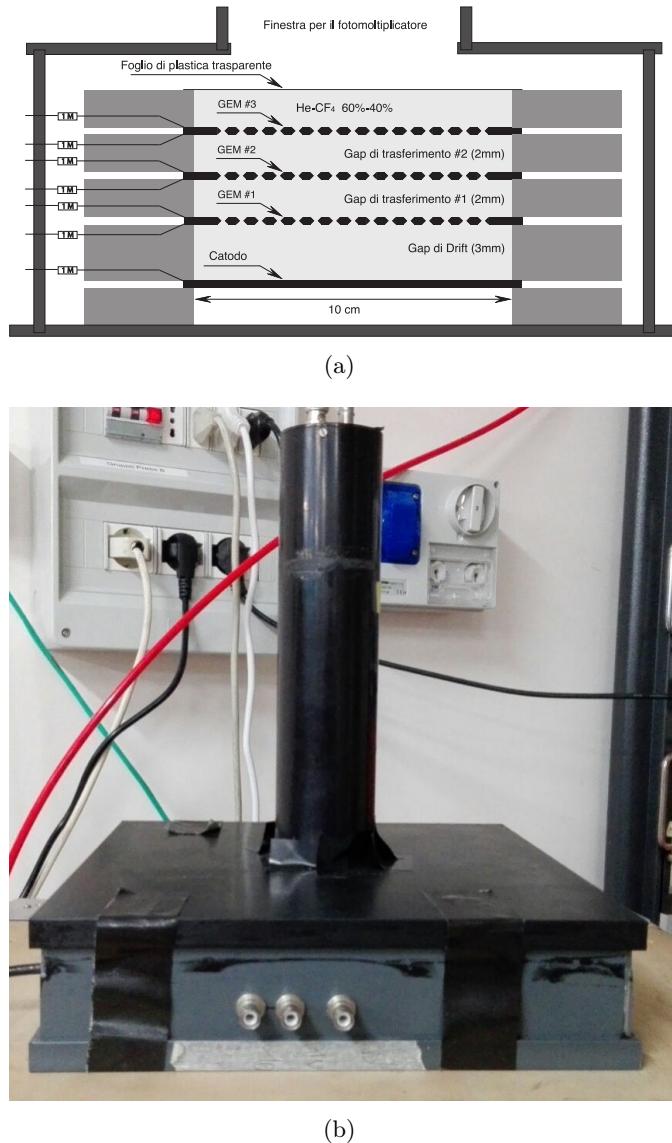


Figura 2.8: (a) schema e (b) immagine della GEM in configurazione di lettura ottica [7].

Capitolo 3

Apparato sperimentale

In questo capitolo si descrivono principi di funzionamento e modalità d'uso di rivelatori e strumenti utilizzati durante il corso dell'esperienza.

3.1 Rivelatori

3.1.1 Scintillatori

Uno scintillatore è un rivelatore composto da materiale in grado di produrre impulsi luminosi nel momento in cui una particella carica o un fotone di alta energia lo attraversa. La particella trasferisce parte della sua energia allo scintillatore causando, ad esempio, l'eccitazione di un elettrone. Quest'ultimo emette un fotone durante il processo di diseccitazione, generalmente di frequenza compresa all'interno dello spettro del visibile o dell'ultravioletto. Tale fotone può essere indirizzato verso un fotomoltiplicatore mediante una guida di luce e quindi rivelato.

L'efficienza di uno scintillatore si quantifica come il numero di fotoni prodotti per energia assorbita. Tra le caratteristiche rilevanti di uno scintillatore si hanno poi: brevi tempi di diseccitazione (dal ns a qualche μs); dipendenza lineare tra la quantità di fotoni di scintillazione e l'energia delle particelle che lo attraversano; trasparenza alla radiazione emessa, ovvero la possibilità di raccogliere la luce a distanza con attenuazione limitata; indice di rifrazione circa pari a quello del vetro, affinché la sua emissione spettrale possa essere accoppiata a sensori di luce, come ad esempio un fotomoltiplicatore.

Esistono diverse tipologie di scintillatori, che si distinguono per varie caratteristiche, tra cui il tipo di materiale di cui sono composti, i tempi di risposta, le lunghezze d'onda emesse, l'efficienza di scintillazione (quanta energia viene convertita in luce). In base a tali caratteristiche gli scintillatori possono essere divisi in [8]:

- **Scintillatori a cristalli inorganici**

Si distinguono per l'elevato potere d'arresto, che li rende particolarmente adatti a rivelare radiazione penetrante e per l'alta efficienza. I tempi di risposta dell'ordine delle centinaia di nanosecondi li rendono però piuttosto lenti.

Il processo che porta all'emissione di luce si basa sulla cessione di energia da parte della particella da rivelare a un elettrone che può passare dalla banda di valenza alla banda di conduzione. Si forma così una coppia elettrone-lacuna. L'elettrone e la lacuna migrano indipendentemente fino a quando l'elettrone non ha perso abbastanza energia e si dissecchia tornando nella banda di valenza ed emettendo un fotone. Questo processo è inefficiente, e la probabilità di autoassorbimento è molto alta, in quanto lo spettro di emissione e di assorbimento sono molto simili.

- **Scintillatori organici**

Sono trasparenti in maniera intrinseca. Infatti la probabilità di autoassorbimento è molto bassa in quanto l'energia emessa dai fotoni è minore di quella necessaria all'assorbimento. Generalmente, inoltre, sono più veloci di quelli inorganici. Gli scintillatori organici si dividono a loro volta in:

- **plastici**

Costituiti di materiale scintillante in solvente plastico facilmente lavorabile, sono gli scintillatori più comunemente usati. I tempi di risposta sono dell'ordine di 2 ÷ 3 ns, quindi molto veloci. Tra le problematiche da considerare per questo tipo di rivelatori c'è l'invecchiamento della plastica

- **liquidi**

Si tratta di materiale scintillante diluito in solvente. Tra i vantaggi dell'utilizzare questi rivelatori c'è la possibilità di modificarne le caratteristiche cambiando gli elementi in soluzione.

- **cristalli**

Hanno in generale un buon tempo di risposta e alta efficienza. Il più efficiente è il cristallo di antracene.

- **Scintillatori vetrosi**

Si tratta solitamente di silicati di boro o litio. Sono scintillatori con una buona resistenza meccanica ma sono più lenti, per esempio, degli scintillatori plastici.

- **Scintillatori a gas**

Si usano principalmente He ,Ar, X e Kr.

Nel corso dell'esperienza sono stati utilizzati due scintillatori plastici, che per la loro buona velocità di risposta sono adatti a far parte di sistemi di

trigger. Durante questo esperimento, sono stati usati proprio come componenti del *trigger* (vd. Capitolo 5), collegati tramite guide di luce a dei fotomoltiplicatori.

3.1.2 Fotomoltiplicatori

Un fotomoltiplicatore è un rivelatore di fotoni estremamente sensibile, in grado di rivelare la presenza di un singolo fotone.

Il funzionamento di un fotomoltiplicatore è basato sull'assorbimento di un fotone da parte di una superficie chiamata fotocatodo. Grazie all'effetto fotoelettrico (vd. Appendice B) viene prodotto un fotoelettrone singolo o una coppia elettrone-lacuna. I fotoelettroni emessi attraversano un tubo in cui viene creato il vuoto e vengono focalizzati verso uno stadio di moltiplicazione, formato da una serie di elettrodi chiamati dinodi, posti ognuno ad un potenziale maggiore del precedente. Gli elettroni subiscono un'accelerazione dovuta al campo elettrico e provocano emissione secondaria quando colpiscono i dinodi. In questo modo si provoca un effetto a cascata che comporta l'emissione di un grande numero di elettroni. Al termine della catena è presente un anodo che raccoglie gli elettroni e genera un rapido segnale elettrico, che indica il rivelamento del fotone (Figura 3.1).

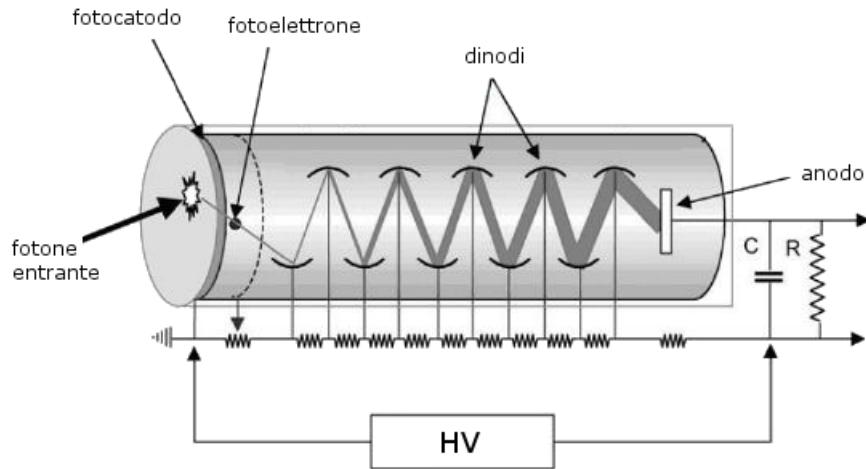


Figura 3.1: Schema di un fotomoltiplicatore.

I fotoni incidenti trasferiscono energia agli elettroni nella banda di valenza del fotocatodo. Non tutti questi elettroni vengono però emessi come fotoelettroni: tale fotoemissione avviene secondo un certo processo probabilistico.

che dipende dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente. Si definisce *efficienza quantica*:

$$\eta(\lambda) = \frac{n^{\circ} \text{ fotoelettroni emessi}}{n^{\circ} \text{ fotoni incidenti}}$$

Il numero di elettroni δ_i emessi dall' i -esimo dinodo quando quest'ultimo viene colpito da un fotoelettrone è calcolabile mediante la relazione $\delta_i = k\Delta V_i^a$, con k e a costanti e ΔV_i differenza di potenziale fra l' i -esimo e l' $i - 1$ -esimo dinodo. Si definisce *guadagno* G del fotomoltiplicatore la quantità:

$$G = \delta_1 \delta_2 \dots \delta_n = k^n \Delta V_1^a \Delta V_2^a \dots \Delta V_n^a$$

dove n è il numero di dinodi presenti nel fotomoltiplicatore. Nel caso in cui le differenze di potenziale sono costanti la formula si riduce a:

$$g = (k\Delta V^a)^n$$

La costante k è dell'ordine di 10^{-2} V^{-1} mentre a assume valori compresi nell'intervallo $0.8 \div 1$.

L'intera struttura deve essere schermata dal campo magnetico terrestre. Tale schermatura viene realizzata mediante uno strato di μ -metal, un materiale dotato di alta permeabilità magnetica.

3.2 Strumenti digitali ed elettronica

3.2.1 Oscilloscopio e multmetro

L'oscilloscopio utilizzato nel corso dell'esperienza è un Tektronik TDS 360 *Two Channel Digital Real-Time Oscilloscope*, con massima frequenza di campionamento pari a 1 GS/s e larghezza di banda analogica di 200 MHz. Questo strumento è stato utilizzato per controllare che i segnali provenienti dai rivelatori fossero coerenti con quanto aspettato e che non ci fossero problemi con la strumentazione.

Il multmetro FLUKE 8050A *Digital Multimeter* è stato utilizzato per misurare le tensioni e le correnti impostate sui moduli di HV e sul modulo discriminatore, descritti rispettivamente nei paragrafi 3.2.3 e 3.2.4.

3.2.2 Digitalizzatore e preamplificatore

Per poter acquisire su computer i segnali provenienti dai rivelatori in ingresso nell'oscilloscopio, è stato utilizzato un digitalizzatore PSI *DRS4 Evaluation Board V5*, dotato di quattro canali di input, un'interfaccia di readout USB 2.0 utilizzata anche per fornire alimentazione al modulo, input e output per il

trigger, input e output per il segnale di *clock* (Figura 3.2). Tale modulo può acquisire i quattro canali simultaneamente ad una velocità di $0.7 \div 5$ GS/s con una risoluzione temporale di 1 ns e di 1 mV sul segnale per un totale di 1024 punti tempo-segnale per ogni canale.

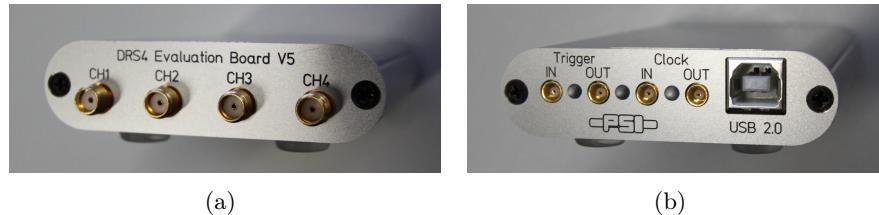


Figura 3.2: Digitalizzatore utilizzato nel corso dell’esperienza.

È stato utilizzato un preamplificatore CAEN A1425 *Fast Charge Sensitive Preamplifier* (Figura 3.3) per amplificare il segnale della carica elettrica depositata sull’ultimo foglio di GEM. Lo strumento è dotato di un canale di input e uno di output e di alimentazione esterna da 12 V. Amplifica e inverte impulsi elettrici di polarità negativa, con una sensibilità di 3.6 mV/fC.



Figura 3.3: Preamplificatore CAEN A1425.

3.2.3 Moduli di HV

Nel corso dell’esperimento sono stati utilizzati tre differenti moduli di HV:

- Due moduli CAEN N1470 *4CH HV Programmable Power Supply*, ognuno dei quali dotato di quattro canali HV. Ogni canale puo’ essere impostato su tre differenti modalità, ovvero *ON*, *OFF* e *KILL*, che servono rispettivamente ad attivare l’erogazione di tensione, a disabilitarla con velocità di *ramp down* prestabilita e a disabilitarla portando immediatamente il valore a 0 V. Sono stati collegati al computer per essere

programmati tramite il software *LabView* e utilizzati per alimentare la tripla-GEM. La loro risoluzione in corrente è pari a 50 nA.

- Un modulo CAEN N472 *4 CH High Voltage Power Supply*, dotato anch'esso di quattro canali HV. Su di esso sono presenti un interruttore generale e un interruttore per ogni canale. Disabilitando l'interruttore generale viene interrotta l'erogazione della tensione istantaneamente, mentre disabilitando i singoli canali è possibile abbassare la tensione con una velocità di *ramp down*. Questo modulo è stato utilizzato per fornire l'alimentazione ai fotomoltiplicatori. La sua risoluzione in corrente è pari al 2% del valore in un intervallo compreso tra il 10% e il 90% dell'intero range di utilizzo della tensione.

3.2.4 Discriminatore

Un modulo discriminatore NIM CAEN mod.96 *8 CHS Discriminator* è stato utilizzato per generare segnali in corrispondenza di un segnale di input proveniente da un fotomoltiplicatore. Il modulo è composto da otto canali di discriminazione, ognuno dei quali dotato di un input e due output. Il segnale NIM generato si forma nel momento in cui la tensione di input è minore di quella impostata come soglia. Inoltre è possibile modificare la larghezza temporale della finestra e la tensione di soglia al di sotto della quale viene generato il segnale. I segnali uscenti sono stati utilizzati come *input* per lo scaler (par.3.2.5) o per effettuare misure di segnali in coincidenza fra gli scintillatori.

3.2.5 Scaler

Lo scaler utilizzato per l'esperienza è un CAEN N1145 *Quad Scaler And Preset Counter Timer* dotato di quattro contatori, ognuno dei quali formato da un canale di input e un display analogico per il conteggio degli impulsi elettrici in entrata. Ogni contatore è collegato a un timer, il quale può essere impostato manualmente su un determinato numero di millisecondi o microsecondi e azionato mediante un pulsante apposito. In seguito all'attivazione del timer, il modulo conta gli impulsi elettrici entranti nei singoli contatori per il numero di secondi impostato in precedenza. Nel corso dell'esperienza il timer è stato impostato esclusivamente sui millisecondi. Questo modulo è stato utilizzato per effettuare conteggi degli impulsi provenienti dai fotomoltiplicatori del sistema di *trigger* in modo da poterne studiare il comportamento al variare della tensione di lavoro e della soglia di discriminazione. In particolare sono state effettuati conteggi di coincidenze per determinare la tensione di lavoro ottimale verificando che fosse compatibile con la rate attesa di raggi cosmici sull'area coperta dagli scintillatori.

3.2.6 Altri moduli

Per poter effettuare l'AND logico di due o più segnali è stato utilizzato un modulo LeCroy model 465 *Coincidence Unit*, formato da tre blocchi, ognuno dei quali dotato di quattro ingressi per i segnali di *input* e quattro uscite per i segnali delle coincidenze. Ogni segnale di input può essere abilitato mediante un pulsante ad esso associato. Il segnale di output consiste in una finestra negativa rettangolare.

Per inserire ritardi nei segnali sono stati utilizzati dei canali di ritardo da 70 ns posti al di sotto del *crate* e un modulo CAEN N108 *Dual Delay* dotato di due canali con ritardo variabile di $3.5 \div 35$ ns ciascuno.

È stato necessario inoltre attenuare alcuni segnali in entrata al digitalizzatore utilizzando due moduli CAEN N109 *Attenuator*, con attenuazione variabile di $0 \div 44.5$ dB.

Infine è stato utilizzato un modulo CAEN N401 *Quad Linear Fan In-Fan Out* per replicare il segnale in entrata su più output, dotato di quattro canali, ognuno dei quali con quattro linee di input e quattro linee di output.

In Figura 3.4 vengono mostrati i moduli utilizzati nell'esperienza.



Figura 3.4: Immagine dei moduli utilizzati, posti all'interno del crate. Da sinistra: Due moduli HV CAEN N1470, discriminatore NIM CAEN mod.96, fan in-fan out CAEN N401, modulo di coincidenze Le Croy model 465, attenuatore CAEN N109, modulo HV CAEN N472, scaler CAEN N1145, attenuatore CAEN N109, dual delay CAEN N108.

3.3 Software

3.3.1 Gestione dei flussimetri

Il flussimetro è uno strumento che controlla e misura la portata di un fluido. Nell'esperimento è stato usato un flussimetro della serie *Bronkhorst*, gestito attraverso il software *FlowView V1.23*, presente su un'apposita postazione Windows accessibile da remoto. Questo ha permesso di monitorare costantemente il flusso di gas all'interno della tripla-GEM e di cambiare facilmente la miscela di gas da utilizzare. Come mostrato in Figura 3.5, sono stati abilitati due differenti canali di erogazione, uno relativo all'He e uno al CF₄. Per ogni canale è possibile impostare il flusso di gas in unità di litri nominali per ora e monitorare costantemente il flusso effettivo comparandolo al valore impostato dall'utente.

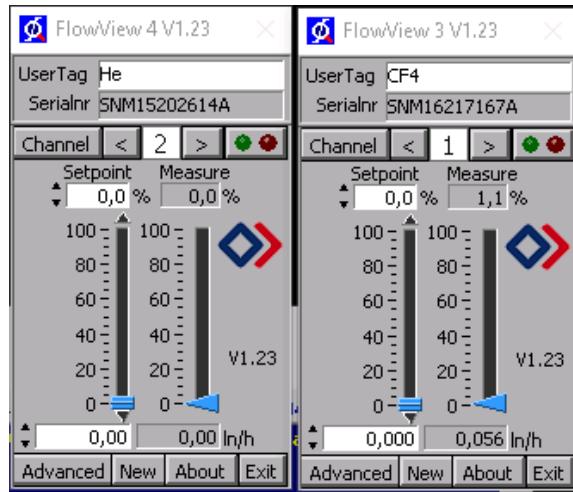


Figura 3.5: Cattura della finestra utilizzata per monitorare il flusso di gas all'interno della tripla-GEM.

3.3.2 Acquisizione dati

Il programma di acquisizione del digitalizzatore utilizzato è stato fornito, scritto in *C*. Come mostrato nella cattura di schermata riportata in figura 3.6, è stato avviato da terminale usando il comando *./drs_sub*. Tale comando permette di decidere il nome del file in cui verranno scritti i dati, scegliere se acquisire in modalità “evts” o “time” e di conseguenza scegliere quanti eventi o per quanto tempo acquisire, la lista dei canali da acquisire, il ritardo sul trigger in nanosecondi, la tensione di soglia del trigger in millivolt, se acquisire in *positive edge* o *negative edge* e quale canale usare come *trigger*. Il programma quindi acquisisce i dati e li scrive in file binari.

```
[grpvoena@cameretta2014pc subdrs]$ ./drs_sub
./drs_sub: Usage
./drs_sub filename nchans
    mode      : 'evts' application will run for a fixed number of events
                  : 'time' application will run for a fixed time
    n         : Number of events to be Read Out or running time in seconds
    [clist]   : Optional, list of Channels to be plotted. Example 0,1,3
    delay    : Trigger delay in ns
    thresh   : Threshold in mV
    edge     : Threshold edge ['pos' = rising edge, 'neg' = falling edge, 'tst' = test mode
    source   : trigger source [0=ch1, 1=ch2, 2=ch3, 3=ch4, 4=ext
Example: drs_sub pippo evts 1000 0 100 25.0 pos 0
```

Figura 3.6: Cattura dello schermo durante l'esecuzione del programma di acquisizione.

3.3.3 LabView

I moduli di HV collegati alla GEM sono stati programmati mediante l'utilizzo del software *LabView*, che verrà discusso in dettaglio nel Capitolo 4.

3.4 Gestione del gas

La gestione del gas avviene mediante flussimetri descritti nella sezione 3.3. Le riserve di He e CF₄ si trovano all'esterno del laboratorio, perciò il gas viene convogliato all'interno tramite un sistema di tubature che termina in un apparato dotato di manometro e valvole di chiusura. Mediante un condotto flessibile il gas viene poi convogliato all'interno della GEM. Il gas in uscita viene immesso all'interno di un bubbolatore che consente di monitorare visivamente il flusso di gas e mantenerne la pressione ad un valore superiore rispetto a quello della pressione atmosferica (Figura 3.7). Questo strumento consiste in un'ampolla in vetro contenente un sistema di vasi comunicanti riempiti con un fluido (in questo caso olio di vaselina) che vengono attraversati dal gas. Quest'ultimo deve avere pressione sufficientemente elevata da contrastare la somma tra la pressione atmosferica e quella del fluido. Variando la quantità di fluido presente nel bubbolatore è possibile variare la pressione necessaria al gas per attraversare i vasi comunicanti. Secondo la legge di Stevino, la pressione all'interno di un fluido ad una certa profondità h è calcolabile mediante la relazione $p = p_0 + \rho gh$, dove ρ è la densità del fluido, $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ è l'accelerazione di gravità e p_0 è la pressione atmosferica. La pressione del gas deve essere leggermente più elevata di quella atmosferica affinché l'aria non possa penetrare nel contenitore ermetico della GEM attraverso eventuali fessure, ed è stato deciso quindi di operare con una differenza di pressione $\Delta p \sim 2 \text{ mbar}$. Imponendo $p - p_0 = 2 \text{ mbar}$ e $\rho = 0.88 \text{ g/cm}^3$, densità dell'olio di vaselina, si ottiene $h = 2.3 \text{ cm}$. Dato che il sistema di vasi comunicanti dista $\sim 1 \text{ cm}$ dal fondo del bubbolatore, si è deciso di riempire quest'ultimo di olio di vaselina fino ad un'altezza di $\sim 3.3 \text{ cm}$.



Figura 3.7: Immagine del bubbolatore utilizzato nell’esperienza.

3.4.1 Stima della percentuale di gas perso dalla GEM

Per stimare la percentuale di gas perso dalla GEM è stato contato il numero di bolle all’interno del bubbolatore in un certo intervallo di tempo misurato con un cronometro, prima convogliando il gas all’interno del rivelatore e in seguito mettendo in collegamento diretto il tubo di entrata e quello di uscita della GEM. I tempi sono stati approssimati al secondo per difetto per tenere conto del tempo di reazione durante le misure.

I valori ottenuti sono i seguenti:

- **Attraverso la GEM**

$$\text{Numero bolle} = 101$$

$$T_1 = 50 \text{ sec}$$

$$R_1 = 2.02 \text{ bolle/sec}$$

- **Senza la GEM**

$$\text{Numero bolle} = 101$$

$$T_2 = 41 \text{ sec}$$

$$R_2 = 2.46 \text{ bolle/sec}$$

È stata quindi ottenuta una stima della percentuale di gas perso:

$$\frac{R_2 - R_1}{R_2} = 0.18$$

Se ne conclude che circa il 18% del flusso di gas in entrata viene dissipato dal rivelatore.

Capitolo 4

Software di controllo dell'HV

Per il corretto funzionamento del rivelatore, è necessario instaurare delle differenze di potenziale variabili tra i fogli di GEM e tra i due lati di un singolo foglio. Le prime consentono di generare un campo di *drift*, tra il catodo e il primo foglio di GEM, e due campi di trasferimento, tra i diversi fogli.

La necessità di avere una certa elasticità sul cambio delle tensioni ha reso indispensabile la scrittura di un programma che controllasse contemporaneamente 7 canali di alta tensione in modo da calcolare i valori che consentissero di ottenere per i campi elettrici le intensità desiderate.

A questo scopo è stato scritto un programma che gestisse in parallelo, tramite controllo remoto, due moduli di alta tensione *CAEN N1470* usando l'ambiente *Lab View*.

I moduli e il computer si interfacciano tramite porta USB e il controllo delle singole funzionalità del modulo è possibile grazie ad apposite funzioni in *Lab View*, fornite dal produttore dei moduli stessi, denominate *SubVI*.

4.1 L'inizializzazione

Il primo passo è far sì che il programma inizializzi il modulo di cui riceve l'indirizzo. A tal scopo sono state usate per entrambi gli strumenti una funzione di inizializzazione, che stabilisce la comunicazione con lo strumento specificato nel *VISA resource name*, e una funzione che permette di accedere alle impostazioni dello strumento e che ha come argomento l'indirizzo di Local Bus del modulo, impostato manualmente prima di passare al controllo remoto. Entrambe queste *SubVI* sono fornite dalla *CAEN*.

Le operazioni che il programma deve eseguire a questo punto sono quelle che determinano il comportamento generale dei moduli per quanto riguarda il *ramp up*, il *ramp down* e le modalità di *trip*.

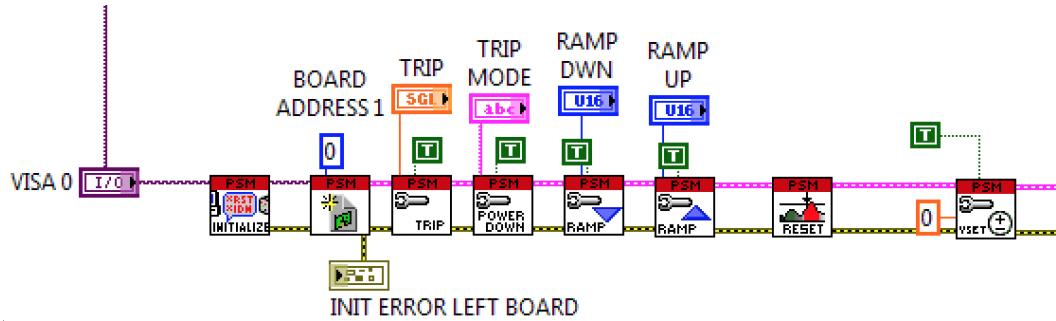


Figura 4.1: SubVI adibite all'inizializzazione dei moduli.

Il *trip*, in particolare, è lo stato in cui si trova il modulo qualora, per qualche canale di HV, la corrente monitorata risulti superiore a quella massima per un intervallo di tempo superiore a un tempo di soglia stabilito a priori. Il circolo di una corrente eccessiva all'interno delle GEM, infatti, può essere fatale per il rivelatore stesso. Le impostazioni scelte prevedono che dopo 5 s durante i quali nello strumento circoli una corrente eccessiva, il modulo entri nello stato di *trip* e il programma esegua l'istruzione *KILL* spegnendo tutti i canali di HV, abbassando le differenze di potenziale istantaneamente e interrompendo quindi il flusso di corrente.

Le velocità di *ramp up* e *ramp down* sono state impostate rispettivamente a 20 Vs^{-1} e a 100 Vs^{-1} . Il *ramp up* è più lento perché, al fine di preservare il rivelatore, è importante che le differenze di potenziale sui fogli di GEM si instaurino gradualmente.

Concludono l'inizializzazione una *SubVI* che cancella gli stati di allarme eventualmente presenti, in modo da permettere l'accensione di tutti i canali di HV del modulo, e una *SubVI*, denominata *Configure VSET.vi*, che imposta le tensioni di tutti i canali a 0 V.

Si riporta in Figura 4.1 la sequenza di *SubVI* adibite all'inizializzazione dei moduli.

4.2 Ciclo di lavoro

Dopo aver completato l'inizializzazione dei due moduli, il programma entra nel ciclo di lavoro principale. Esso contiene tutte le *SubVI* corrispondenti alle istruzioni per gestire i 7 canali di tensione.

Quando viene commutato l'interruttore “ON/OFF” il programma effettua la seguente sequenza di operazioni su ognuno dei canali:

1. Il canale viene abilitato ed entra nel ciclo di lavoro.

2. Alla prima iterazione del ciclo, vengono impostate tensione e corrente massima (V_{max} e I_{max}) ai valori di default. Alle iterazioni successive il programma non esegue questa operazione, a meno che l'utente non voglia che sia eseguita. In questo caso è sufficiente impostare le nuove V_{max} e I_{max} e premere il tasto “SET MAX V/I”.
3. Viene monitorato lo status del canale (tensioni e corrente fuori dalla norma ed eventuale stato di trip).
4. Viene letto il valore di tensione effettivamente erogata dallo strumento. Se questa coincide con il valore impostato entro un margine di 10 V, il programma segnala il corretto funzionamento accendendo l'indicatore $V\ OK!$; se invece la tensione risulta molto maggiore del valore impostato, l'anomalia viene segnalata dall'accensione dell'indicatore OVV .
5. Viene letto il valore di corrente effettivamente in circolo nello strumento: se questa risulta maggiore di $0.2 \mu A$, il programma segnala l'anomalia; se invece viene superato il valore di I_{max} il programma da allarme di OVC per 5 secondi per poi passare allo stato di trip per il canale in questione.
6. Si riparte dal punto (2).

La presenza della SubVI *Configure VSET.vi* nella fase di inizializzazione, fa sì che tutte le tensioni siano impostate a 0 V. Non è possibile cambiare questi valori manualmente, in quanto il programma prevede che l'utente inserisca tre valori di ΔV da applicare alle superfici delle GEM, oltre ai due valori da assegnare ai campi di trasferimento E_{T1} ed E_{T2} e a quello per il campo di drift E_D .

Le tensioni corrispondenti alle ΔV e ai valori di campi elettrici scelti vengono calcolate automaticamente dal programma e applicate soltanto una volta che il pulsante “SET FIELD” è stato premuto. Questo permette di essere certi che le tensioni vengano modificate contemporaneamente su tutti i fogli di GEM e quindi che non si instaurino differenze di potenziale impreviste e potenzialmente dannose.

I sette valori di tensione applicati sono calcolati come segue. Si noti che con ΔV_X , GXD e GXU si indicano rispettivamente la tensione applicata tra le superfici, la superficie inferiore (*Down*) e la superficie superiore (*Up*) della GEM X:

- $V_{G3D} = 0 \text{ V}$
- $V_{G3U} = V_{G3D} + \Delta V_3$
- $V_{G2D} = V_{G3U} + 0.2E_{T1}$

- $V_{G2U} = V_{G2D} + \Delta V_2$
- $V_{G1D} = V_{G2U} + 0.2E_{T2}$
- $V_{G1U} = V_{G1D} + \Delta V_1$
- $V_{Drift} = V_{G1U} + 0.3E_D$

dove i fattori di scala moltiplicativi, 0.2 cm e 0.3 cm, sono rispettivamente la distanza tra i fogli di GEM e la distanza tra i primo foglio e il catodo.

Sul pannello frontale, mostrato in Figura 4.2, vengono riportati i valori corrispondenti ai ΔV e ai campi elettrici scelti, oltre a tali valori è riportata anche la misura della tensione all'uscita del modulo HV, con lo scopo di controllare lo stato delle tensioni applicate.

Per facilitare questo compito è stato aggiunto un led “V OK” che è acceso quando le tensioni applicate sono uguali a quelle impostate entro una soglia di 10 V. Essendo questo un intervallo di valori piuttosto grande, è bene tenere a mente che lo scopo di questo indicatore è di informare velocemente l'utente sull'assenza di valori di tensione anomali.

Se il valore di tensione è superiore a quello impostato il led “OVV” segnala questo problema.

Il ciclo di lavoro fin qui descritto può essere interrotto in due diversi modi. Se viene commutato l'interruttore “ON/OFF” il programma esce dal ciclo, i canali vengono disabilitati, le tensioni vengono riportate a zero secondo la velocità di *ramp down* e vengono riportati eventuali errori registrati dai moduli. A questo punto il programma aspetta che l'utente termini l'esecuzione o riavvii il ciclo di lavoro.

Se invece viene premuto il pulsante “FERMA TUTTO” il ciclo di lavoro viene interrotto e il programma terminato.

Se uno dei canali riporta una corrente superiore al valore massimo consentito (I_{max}) per più di 5 s, il canale entra nello stato di trip. Tutti i canali vengono spenti e viene terminato il ciclo di lavoro. Il modulo rimarrà così nello stato di allarme, non permettendo la riabilitazione successiva del canale, che diventa possibile solo una volta premuto il pulsante “CLEAR ALARM”.

Non risulta possibile impostare il valore di I_{max} al di sotto di $10\ \mu A$, di conseguenza è stato introdotto il controllo descritto al punto 5.

Il comando “SAFETY”, una volta premuto, imposta le differenze di potenziale tra i lati del foglio di GEM a 100 V per tutti e tre i fogli. La necessità di fare in modo che si potesse effettuare questa operazione è dovuta alla volontà di poter abbassare velocemente i ΔV_{GEM} nel caso in cui la corrente

in circolo nel rivelatore fosse superiore a $0.2 \mu\text{A}$ ma non abbastanza perché subentrasse lo stato di trip. Premendo subito “SAFETY” si dovrebbe evitare l’eventualità che nella GEM si verifichi una scarica di corrente.

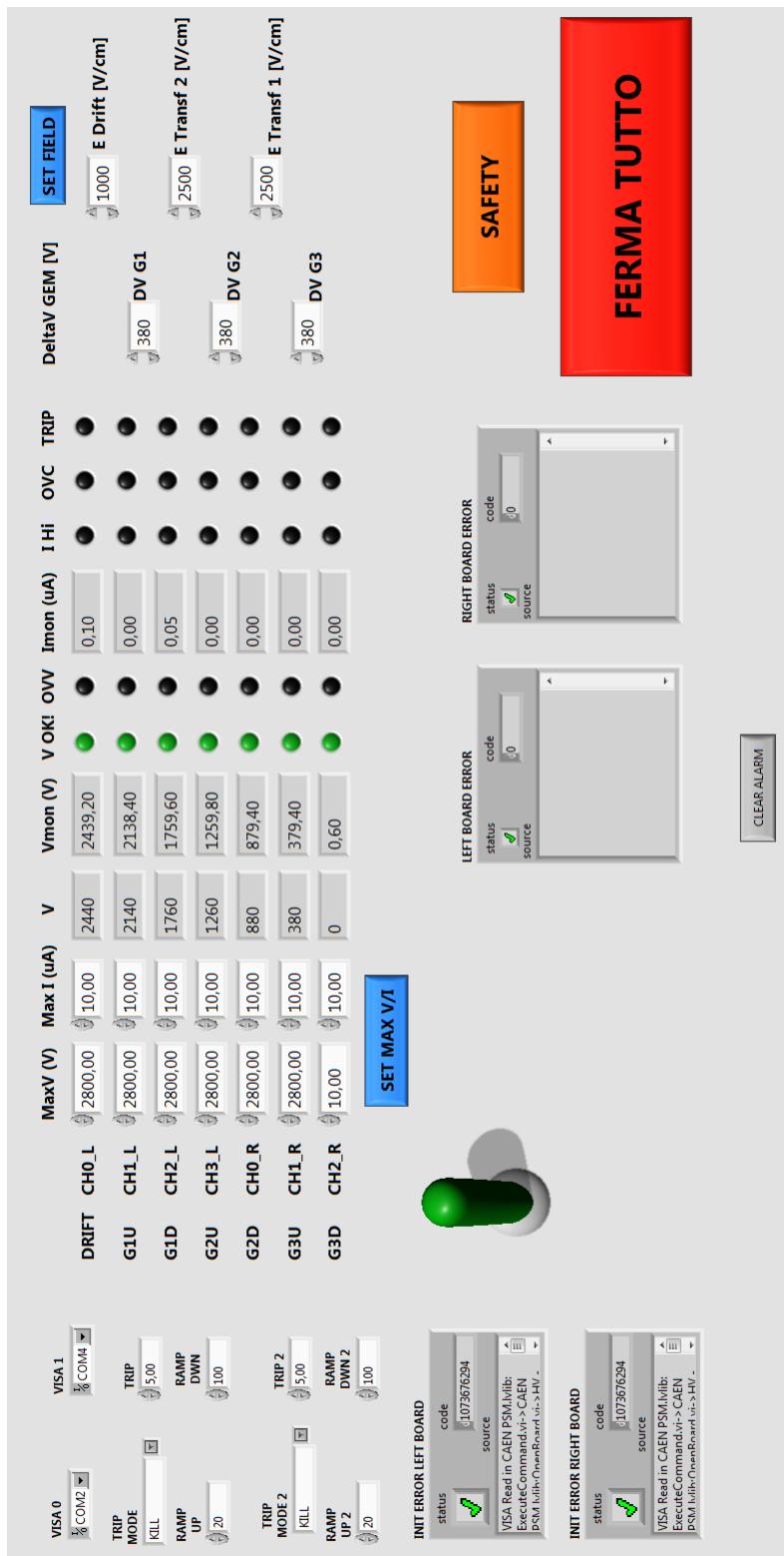


Figura 4.2: Cattura della schermata *front panel* del programma di controllo HV, sono visibili tutti i controlli descritti in questa sezione.

4.3 Descrizione dettagliata del ciclo di lavoro

Il software *LabView* permette di inserire istruzioni dentro cicli *while* e condizioni di tipo *if-else*. Nell'insieme dei processi denominati “Ciclo di lavoro” alcune *subVI* vengono eseguite soltanto se si verificano determinate condizioni, al fine di massimizzare l'efficienza del programma in termini di velocità di esecuzione.

Il ciclo di lavoro, riportato in Figura 4.3 è costituito da tre blocchi principali di tipo *if-else*. Il primo contiene le istruzioni necessarie a impostare tensione e corrente massima per i canali e viene eseguito solo dopo la pressione del pulsante “SET MAX V/I”. Il secondo blocco permette di cambiare i livelli di tensione applicati ai fogli di GEM e corrisponde alla serie di istruzioni che vengono eseguite dopo la pressione del tasto “SET FIELD”. Il terzo blocco *if-else* contiene le *subVI* che leggono lo stato del canale e i valori di tensione e corrente, riportando eventuali valori anomali (OVV, OVC e TRIP) e l'eventuale stato di errore. Quest'ultimo blocco di istruzioni viene eseguito finché il ciclo di lavoro è in esecuzione.

Come si può vedere in Figura 4.3, il ciclo di lavoro è un ciclo *do-while* che viene terminato da una condizione *stop if true*, alla quale sono collegati i puntatori alle variabili booleane corrispondenti ai pulsanti “FERMA TUTTO” e “ON/OFF” (di quest'ultimo viene preso il NOT, in quanto funziona con logica opposta al pulsante di arresto). Quando uno dei due pulsanti viene premuto il ciclo non termina immediatamente, ma viene effettuata una successiva iterazione dovuta al fatto che i puntatori non vengono aggiornati istantaneamente. Per minimizzare il tempo di spegnimento, durante questa iterazione successiva, l'accesso ai blocchi *if-else* viene impedito da uno schema di operatori logici, sempre visibile in Figura 4.3.

Nell'eventualità in cui uno dei canali presenti un errore o entri nello stato di *trip*, l'arresto del programma viene effettuato tramite un'istruzione che mette l'interruttore “ON/OFF” nella posizione *OFF*.

Come accennato nella sezione precedente, sono stati riscontrati dei problemi nell'impostare la corrente massima permessa (I_{max}) a un valore inferiore a $10 \mu\text{A}$, questo rende necessario un costante monitoraggio delle correnti emesse dai canali. Con le GEM in funzione i valori di corrente misurati sono dell'ordine di $50 \div 100 \text{nA}$, dove 50nA è la sensibilità dello strumento. Per questo scopo è stato inserito il led “I HI” nel pannello frontale, che accendendosi segnala la presenza di una corrente superiore a $0.2 \mu\text{A}$.

Per il programma completo si rimanda all'Appendice A.

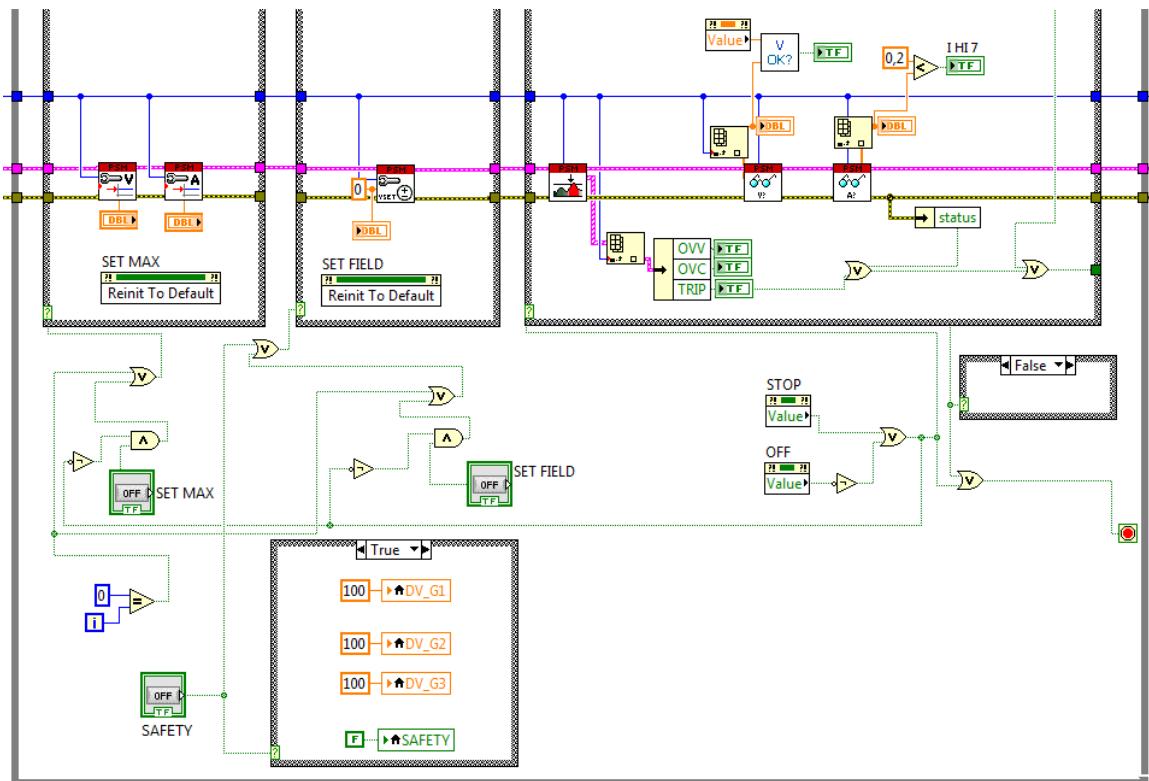


Figura 4.3: Sezione dello schema a blocchi con parte del ciclo di lavoro, è visibile la logica dei blocchi *if-else* e le istruzioni che gestiscono il canale 7.

Capitolo 5

Trigger

In questo capitolo è descritto il funzionamento del sistema di *trigger* utilizzato per l'esperimento. Lo scopo è quello di segnalare il passaggio di raggi cosmici attraverso il rivelatore e ottimizzare l'acquisizione dati evitando di acquisire segnali riconducibili solo al rumore del rivelatore. A tale scopo sono stati utilizzati due scintillatori plastici posti uno al di sopra e uno al di sotto del rivelatore stesso e ruotati uno rispetto all'altro di 90 gradi come si può vedere in Figura 5.1(b). Questa configurazione è stata scelta in modo che l'area efficace che può essere attraversata dal cosmico, attivando in questo modo il *trigger*, riproduca il più possibile l'area del rivelatore.

La luce prodotta dal passaggio dei cosmici negli scintillatori è letta da due fotomoltiplicatori, i cui segnali vengono discriminati e mandati al modulo di coincidenza che ne fa l'*and* logico. L'uscita viene quindi inviata allo *scaler*. Lo schema del percorso compiuto dal segnale è riportato per comodità in Figura 5.2.

Per ottimizzare il sistema di *trigger* analogico sono stati effettuati diversi studi sugli scintillatori: una scansione sulla tensione di lavoro dei singoli fotomoltiplicatori, una sulla tensione di soglia del discriminatore ed infine uno studio sulla risoluzione temporale del segnale di *trigger* ottenuto. Per effettuare queste misure gli scintillatori sono invece sovrapposti, come si può vedere in Figura 5.1(a). Questa configurazione viene scelta per massimizzare la frequenza di coincidenze.

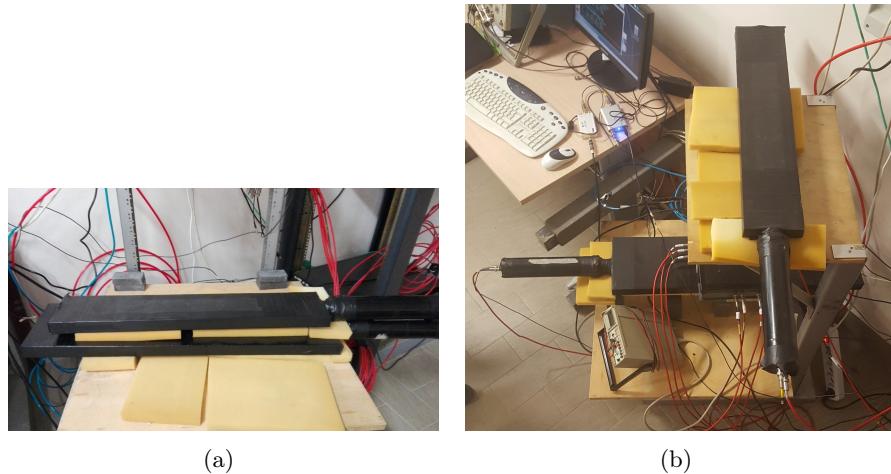


Figura 5.1: Foto dell'apparato sperimentale. I due scintillatori che compongono il sistema di *trigger* sono posti in un caso sovrapposti 5.1(a), nell'altro l'uno perpendicolare all'altro 5.1(b).

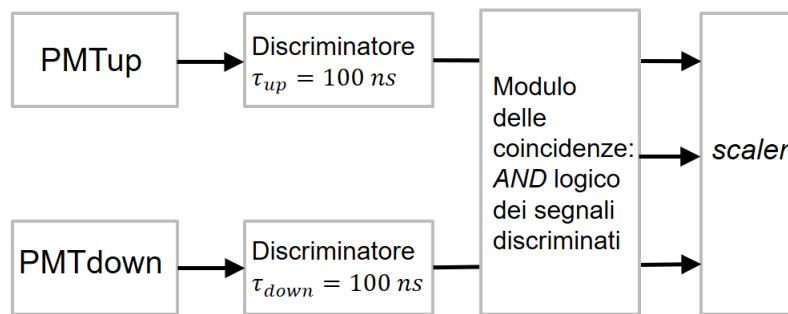


Figura 5.2: Schema logico del sistema di *trigger*. Il significato e i valori di τ di ciascun discriminatore verranno esposti nella sezione 5.6. Con PMT_{up} e PMT_{down} ci si riferisce ai fotomoltiplicatori associati agli scintillatori posti rispettivamente sopra e sotto il rivelatore.

5.1 Studio preliminare delle tensioni di lavoro dei fotomoltiplicatori

Per ottenere il miglior rapporto segnale/rumore dei fotomoltiplicatori è necessario determinarne il punto di lavoro in termini di tensione di alimentazione e tensione di soglia.

Il punto di lavoro è definito come la tensione al centro di un intervallo in cui la risposta del fotomoltiplicatore è costante e quindi associabile al solo passaggio di cosmici.

Per determinarlo si misurano i conteggi di coincidenze al variare della tensione di lavoro di uno dei due fotomoltiplicatori, tenendo fisso l'altro a una tensione di prova.

Essendo noto che le tensioni di lavoro dei due fotomoltiplicatori sono dell'ordine di -2000 V , si scansionano le tensioni a partire da un valore massimo, in modulo, di -2500 V ¹.

In fase preliminare, per le soglie in tensione sono stati scelti dei valori in base al comportamento del segnale osservato all'oscilloscopio. Una volta caratterizzata anche questo aspetto del sistema di *trigger*, lo studio qui affrontato è stato ripetuto, in modo da ottimizzare maggiormente i risultati.

5.1.1 Tensione di lavoro preliminare per lo scintillatore *Down*

Per effettuare la scansione in tensione del fotomoltiplicatore associato allo scintillatore *down* è stata fissata la tensione di quello *up* a $V_{up} = -1900\text{ V}$, e le soglie relative al discriminatore sono state impostate a $V_{up}^{thr} = -180\text{ mV}$ e $V_{down}^{thr} = -250\text{ mV}$. Al fine di semplificare la discussione dei grafici, questi mostrano la rate di coincidenze in funzione del modulo della tensione di lavoro.

Per tensioni basse rispetto a quella di lavoro, l'andamento atteso è una frequenza di coincidenze nulla, dovuta al fatto che il *PMT* non amplifica a sufficienza i fotoelettroni prodotti dal fotocatodo. Al crescere di $|V_{down}|$ ci si aspetta un aumento della *rate* di coincidenze fino al raggiungimento di un valore costante che rimane tale per un intervallo più o meno ampio di tensioni: tale intervallo è detto *plateau* e rappresenta il regime in cui l'efficienza del fotomoltiplicatore è massima. In tale intervallo verrà quindi identificato il punto di lavoro. Per tensioni superiori la frequenza delle coincidenze aumenta ulteriormente, ma ciò è dovuto al rumore del *PMT* stesso che inizia a dominare sul segnale. L'andamento ottenuto è riportato in Figura 5.3.

¹Le tensioni dei PMT sono sempre negative. A volte nel testo i termini “massimo” o “minimo” vengono utilizzati per il modulo della tensione. Ad esempio in questo caso si procede con uno scan a partire dal valore di -2500 V , che in modulo è il massimo valore considerato.

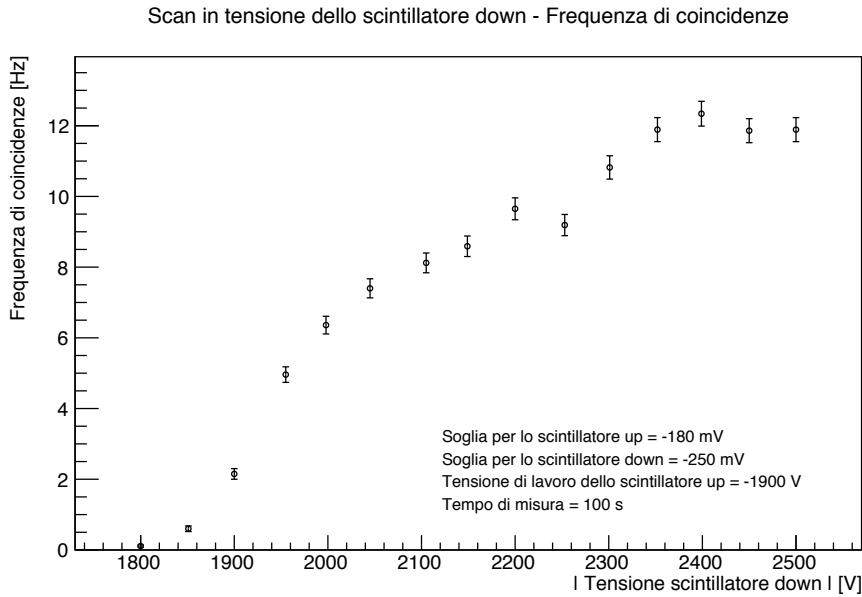


Figura 5.3: Scansione in tensione per il fotomoltiplicatore associato allo scintillatore *down*. L'errore sulle tensioni è sempre trascurabile.

Probabilmente a causa di una scelta non ottimale delle tensioni di soglia e della tensione di alimentazione per lo scintillatore *up* lontana dal suo punto di lavoro, non si individua il *plateau* atteso. Cercando comunque di identificare in questo andamento un valore di tensione al quale la risposta del fotomoltiplicatore fosse accettabile, si è scelto $V_{down} = -2300$ V.

5.1.2 Tensione di lavoro preliminare per lo scintillatore *Up*

Per la scelta della tensione di lavoro del fotomoltiplicatore *up* la procedura è quella descritta in precedenza. In questa misura la tensione dello scintillatore *down* è quella trovata nello studio precedente, $V_{down} = -2300$ V e le tensioni di soglie sono impostate anche in questo caso a $V_{up}^{thr} = -180$ mV e $V_{down}^{thr} = -250$ mV.

L'andamento ottenuto è riportato in Figura 5.4 e segue quello atteso. Infatti fino a tensioni di alimentazione inferiori a 1800 V, la *rate* di coincidenze risulta essere praticamente nulla, poi aumenta fino a stabilizzarsi attorno al valore identificato dal *plateau*, per poi infine aumentare ulteriormente a causa del rumore del fotomoltiplicatore stesso.

La tensione di lavoro scelta per questo fotomoltiplicatore è $|V_{up}| = 2050$ V, corrispondente al primo punto del *plateau*.

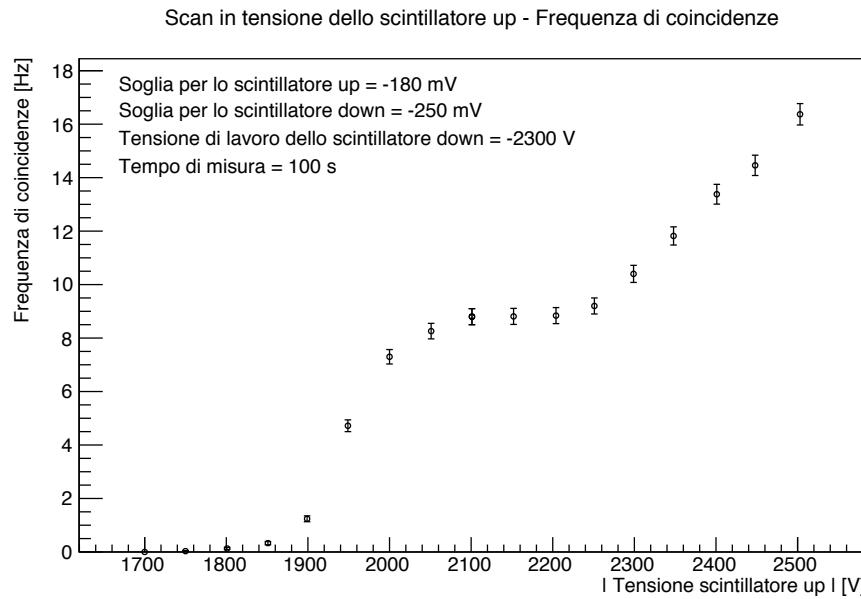


Figura 5.4: Scansione della tensione di lavoro per il fotomoltiplicatore associato allo scintillatore *up*. Gli errori sulle tensioni sono sempre trascurabili.

5.2 Studio delle tensioni di soglia del modulo discriminatore

In questa sezione del capitolo viene descritta la procedura atta a stabilire le tensioni di soglia sotto le quali il discriminatore accetta un segnale proveniente dai fotomoltiplicatori.

Lo studio effettuato consiste nella misura della frequenza di coincidenze al variare della tensione di soglia del discriminatore per uno dei due scintillatori, mantenendo la soglia dell'altro fissa.

L'andamento atteso per questa misura è una diminuzione della *rate* di coincidenze all'aumentare del modulo della tensione di soglia del discriminatore; infatti una tensione di controllo bassa seleziona in ingresso segnali che emulano il picco caratteristico del segnale di scintillazione, ma in realtà sono rumore. Anche per effettuare queste misure gli scintillatori sono stati posti a contatto, al fine di massimizzare la probabilità di coincidenza.

5.2.1 Tensione di soglia per lo scintillatore *Up*

Le tensioni di lavoro degli scintillatori sono quelle riportate nella sezione precedente. Per la scansione in soglia del discriminatore relativo allo scintillatore *up* si fissa la tensione di quello relativo al *down* a $V_{down}^{thr} = -255$ mV,

che risulta essere il massimo, in valore assoluto, permesso dal modulo. L'andamento ottenuto è riportato in Figura 5.5.

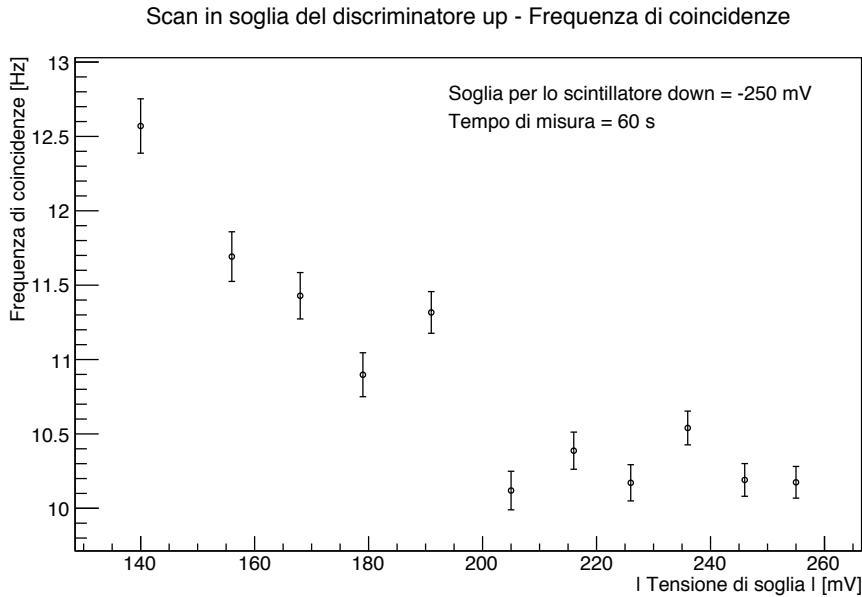


Figura 5.5: Scansione della tensione di soglia del discriminatore associato allo scintillatore *up*.

Si sceglie di prendere come tensione di soglia $V_{up}^{thr} = -140 \text{ mV}$. Questo, infatti, nonostante non sia un valore sul *plateau*, non se ne discosta troppo. In questa fase della caratterizzazione del trigger si è preferito assicurarsi alta efficienza. Successivamente tale valore è stato confermato dallo studio in parallelo delle tensioni di soglia dei due segnali.

5.2.2 Tensione di soglia per lo scintillatore *Down*

Analogamente a quanto fatto nel paragrafo precedente, si fissa la tensione di soglia relativa allo scintillatore *up* a $V_{up}^{thr} = -140 \text{ mV}$ e si varia quella sull'altro canale. In Figura 5.6 sono riportate le misure sperimentali.

L'andamento ottenuto mostra una diminuzione non significativa della *rate* di coincidenze all'aumentare della soglia di accettazione degli eventi. Quindi è possibile escludere solamente tensioni di discriminazione del segnale fino a 100 mV, mentre non è stato possibile individuare un valore ottimale da utilizzare. Una soluzione a questo problema consiste nel condurre una misura parallela della frequenza di coincidenze al variare della tensione di soglia di entrambi i discriminatori. Questa misura è trattata nella prossima sezione.

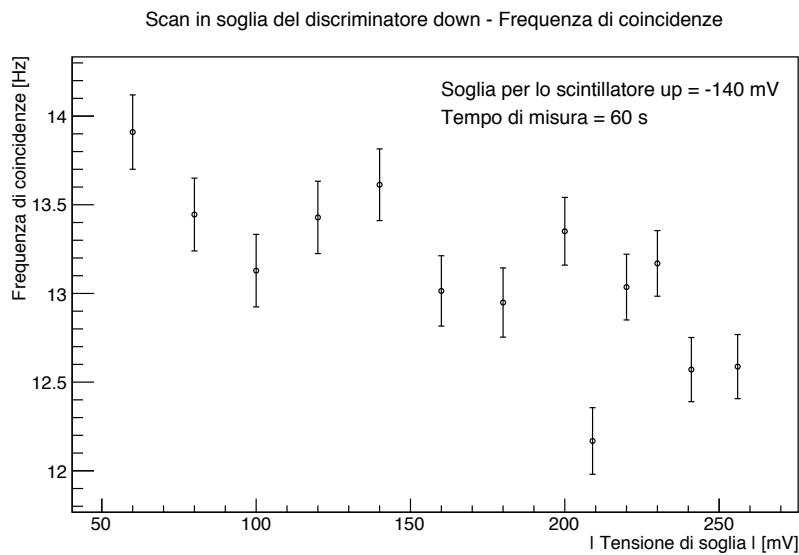


Figura 5.6: Scansione della tensione del discriminatore associato allo scintillatore *down*.

5.2.3 Variazione contemporanea della tensione di soglia di entrambi i discriminatori

La variazione simultanea di entrambe le soglie ha permesso di osservare chiaramente l'andamento atteso descritto in precedenza.

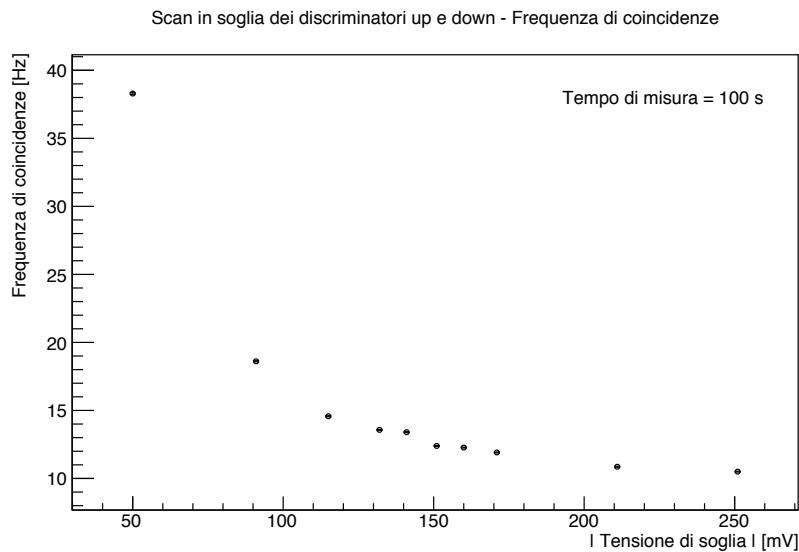


Figura 5.7: Scansione in tensione delle soglie dei discriminatori associati agli scintillatori *up* e *down*.

In Figura 5.7 si distingue nettamente una zona di tensioni in cui la soglia è troppo bassa, viene selezionato rumore oltre ai segnali dovuti al passaggio di raggi cosmici e dunque la *rate* di segnali di coincidenza aumenta. Al crescere della tensione di soglia si ha una diminuzione significativa della frequenza di coincidenze, fino al raggiungimento di un intervallo di tensioni nel quale sembra variare in maniera trascurabile. È stata dunque scelta, per entrambi gli scintillatori, una tensione di soglia pari a $|V_{thr}| = 150 \text{ mV}$.

5.3 Studio delle tensioni di lavoro a soglie di trigger fissate

Una volta fissate le soglie in tensione del modulo discriminatore, si è ripetuta la scansione delle tensioni di lavoro. Il procedimento di misura è del tutto analogo a quello seguito nel paragrafo 5.1.

5.3.1 Tensione di lavoro dello scintillatore *Up*

Tenendo gli scintillatori poggiati uno sopra l'altro, è stata fissata $V_{down} = -2300 \text{ V}$ e si è proceduto nuovamente ad una scansione in tensione. L'andamento ottenuto in questo caso è riportato in Figura 5.8 e risulta essere analogo a quello ottenuto in precedenza e riportato nel grafico 5.4.

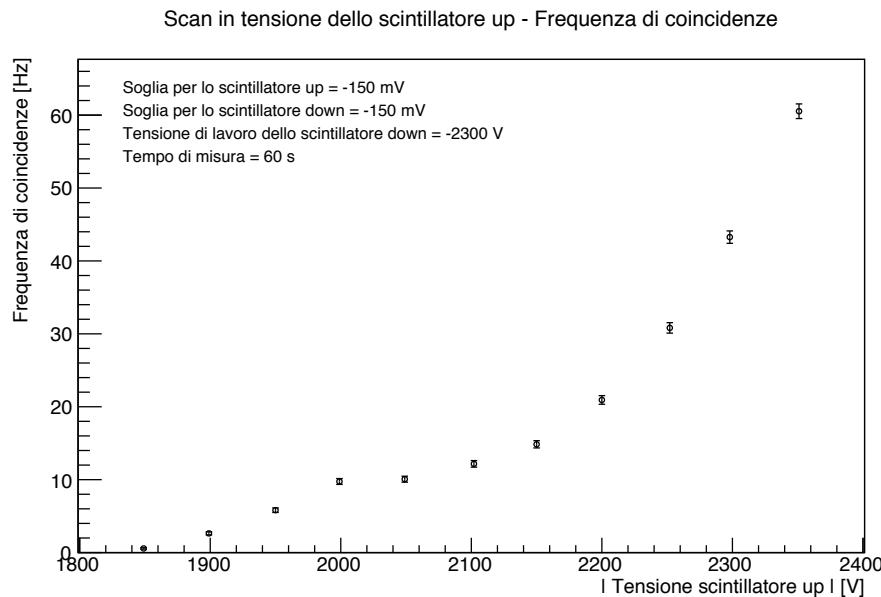


Figura 5.8: Scansione della tensione di lavoro per il fotomoltiplicatore associato allo scintillatore *up*.

Ancora una volta è possibile identificare 3 regimi di funzionamento del foto-

moltiplicatore al variare della tensione di lavoro. In base a questo andamento, è stata confermata una tensione di lavoro pari a $V_{up} = -2050$ V.

5.3.2 Tensione di lavoro dello scintillatore *Down*

Questa misura è stata effettuata in una configurazione differente degli scintillatori: i due elementi del trigger sono stati posti uno sopra l'altro, ma ad una distanza di circa 1 metro; tuttavia il procedimento di misura seguito è lo stesso descritto in precedenza. La distanza tra gli scintillatori giustifica la riduzione della frequenza di coincidenze, che si può notare confrontando il grafico in Figura 5.9 con l'andamento mostrato precedentemente in Figura 5.3. La perdita di statistica dovuta al fatto che gli scintillatori non sono a contatto è compensata da un incremento del tempo di misura, che si traduce in un numero più alto di conteggi e dunque in un incertezza sulla singola misura di frequenza minore rispetto a quella mostrata in precedenza.

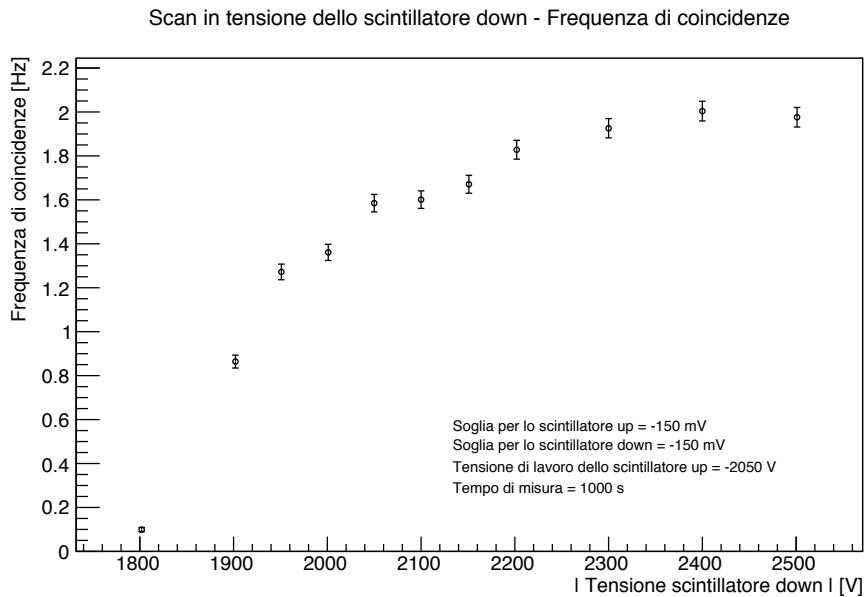


Figura 5.9: Scansione della tensione di lavoro per il fotomoltiplicatore associato allo scintillatore *down*.

Anche questa volta, per lo scintillatore *down*, non risulta semplice l'identificazione dei tre regimi nel comportamento al variare della tensione di un fotomoltiplicatore. Con ogni probabilità questo è dovuto all'età del *PMT*, che invecchiando è diventato più rumoroso. Tuttavia si riscontra una cresciuta della frequenza di coincidenze con un leggero appiattimento a partire dai 2050 V. Riferendosi a questo grafico è stato deciso di adottare come tensione di lavoro $V_{down} = -2100$ V.

Riassumiamo in Tabella 5.1 i risultati ottenuti.

	PMT up	PMT down
V_{soglia}	-150 mV	-150 mV
$V_{alimentazione}$	-2050 V	-2100 V

Tabella 5.1: Punto di lavoro del sistema di *trigger* utilizzato.

5.4 Misura e stima teorica della rate di cosmici

Una volta ottimizzato il sistema di *trigger*, si procede con una misura della *rate* di cosmici. Nel punto di lavoro e con gli scintillatori sovrapposti come in Figura 5.1(a) si ottiene:

$$\frac{dN^{exp,1}}{dt} = (11.12 \pm 0.14) \text{ s}^{-1} \quad (5.1)$$

La misura è stata ripetuta una seconda volta con gli scintillatori posti nella configurazione di Figura 5.1(b), così come sono stati utilizzati nell'esperimento. In questa situazione si ottiene:

$$\frac{dN^{exp,2}}{dt} = (2.164 \pm 0.010) \text{ s}^{-1} \quad (5.2)$$

Come visto nella Sezione 1.2, la distribuzione angolare dei cosmici al livello del mare può essere parametrizzata come:

$$I_\mu(\theta) = \frac{dN}{dt dA d\omega} = I_\mu(0) \cos^2 \theta \quad (5.3)$$

dove: $I_\mu(0) = 70 \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Integrando la 5.3 si ottiene:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \int_A dA \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{dN}{dt dA d\omega} \\ &= 2\pi A \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_\mu(0) \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \\ &= \frac{2}{3}\pi A I_\mu(0) [\cos^3 \theta]_0^{\frac{\pi}{2}} \end{aligned} \quad (5.4)$$

dove A è l'area che deve essere attraversata da un cosmico affinché questo produca una coincidenza.

Ciascuno scintillatore viene approssimato come un parallelepipedo rettangolare di dimensioni $a \times b \times h$, come si può vedere in Figura 5.10. Le dimensioni dei due scintillatori sono riportate in Tabella 5.2.

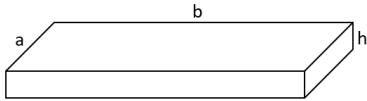


Figura 5.10: Schema grafico di uno scintillatore di dimensioni $a \times b \times h$.

	PMT up	PMT down
a	13.0 ± 0.5 cm	20.0 ± 0.5 cm
b	69.0 ± 0.5 cm	79.0 ± 0.5 cm
h	3.0 ± 0.5 cm	3.0 ± 0.5 cm

Tabella 5.2: Dimensioni degli scintillatori. I simboli a, b e h hanno il significato illustrato in Figura 5.10.

Quando gli scintillatori sono sovrapposti, l'integrale su θ può essere eseguito con buona approssimazione tra 0 e $\frac{\pi}{2}$ perché i muoni arrivano dall'alto, e quello su ϕ tra 0 e 2π . L'area A è semplicemente l'area dello scintillatore Up , $A = (0.0897 \pm 0.0035) \text{ m}^2$. Si ottiene quindi:

$$\frac{dN^{teo,1}}{dt} = (13.15 \pm 0.50) \text{ s}^{-1} \quad (5.5)$$

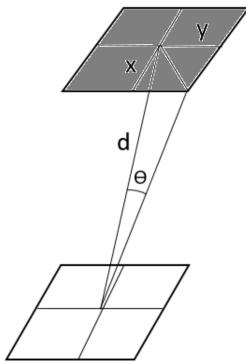
Nella configurazione di scintillatori perpendicolari invece, gli estremi di integrazione che definiscono l'angolo solido non sono proprio quelli usati nell'espressione finale della Formula 5.4, ma vanno corretti per considerare solo i cosmici che passano attraverso entrambi gli scintillatori. Infatti in questa configurazione sperimentale i due scintillatori sono anche posti ad una certa distanza l'uno dall'altro. Per semplificare il calcolo lo si divide in vari contributi, in modo da poter usare l'approssimazione di ϕ costante nell'integrazione in $d\theta$. L'integrale su ϕ viene quindi eseguito sempre tra 0 e 2π , mentre in θ si integra tra 0 e un angolo massimo determinato di volta in volta come mostrato in Figura 5.11. Per esempio, in riferimento alla Figura 5.11(a) si ha:

$$\theta_{max} = \tan^{-1}\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{d}\right) = (12.2 \pm 1.1) \text{ deg} \quad (5.6)$$

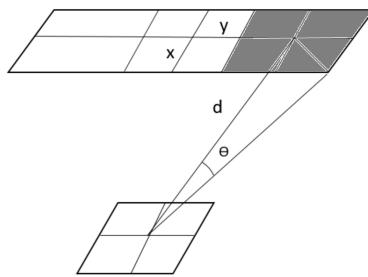
dove d è la distanza tra i due scintillatori, che in questo caso è $d = (55 \pm 1)$ cm, x e y sono rispettivamente metà della larghezza degli scintillatori *Up* e *Down*. In modo analogo si determinano i θ_{max} degli altri contributi. L'area A considerata di volta in volta è quella colorata in Figura 5.11.

L'integrale totale 5.4 è la somma dei tre contributi mostrati in Figura 5.11, dei quali il secondo e il terzo sono contati due volte assumendo lo schema simmetrico. In conclusione si ottiene:

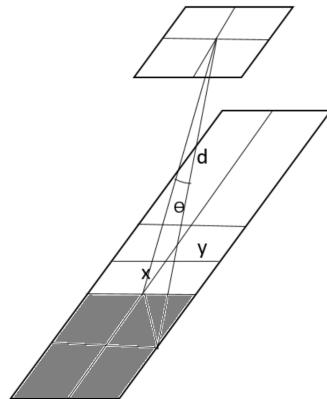
$$\frac{dN^{teo,2}}{dt} = (2.32 \pm 0.70) \text{ s}^{-1} \quad (5.7)$$



(a) Schema grafico del metodo utilizzato per la stima del primo contributo dell'angolo solido. Con x si indica metà della larghezza dello scintillatore *Up*, con y metà della larghezza dello scintillatore *Down*. La distanza tra i due scintillatori è $d = (55 \pm 1)$ cm



(b) Secondo contributo all'angolo solido. La distanza tra i due scintillatori è in questo caso $d = (66 \pm 1)$ cm



(c) Terzo contributo all'angolo solido. La distanza è $d = (63 \pm 1)$ cm

Figura 5.11: Schema grafico del metodo utilizzato per la stima dell'angolo solido totale. Per semplicità del calcolo si divide in tre pezzi, in modo tale che in ciascuno si considera ϕ costante durante l'integrazione in $d\theta$.

5.5 Coincidenze accidentali

Un certo numero di conteggi non è dovuto al passaggio simultaneo di cosmici nei due scintillatori, bensì a segnali di rumore nei due fotomoltiplicatori, o simultaneamente, o ad una distanza temporale troppo piccola per poter essere risolti ed esclusi dal contributo ai conteggi di coincidenze. In questo caso si parla di coincidenze accidentali. Una stima teorica di questo fenomeno, come descritto in [9], è data da:

$$R_{acc} = 2\tau \times R_{up} \times R_{down} \quad (5.8)$$

dove R_{acc} , R_{up} e R_{down} sono rispettivamente le frequenze di conteggio delle coincidenze accidentali e dei due scintillatori rispettivamente. τ è invece definito come il tempo risolutivo e corrisponde alla larghezza dell'onda quadra del segnale discriminato. Nel nostro caso, essendo le due larghezze leggermente diverse, si considera come valore:

$$\tau = \frac{\tau_{up} + \tau_{down}}{2} \quad (5.9)$$

In tutte le misure precedenti è stato verificato che le coincidenze accidentali sono trascurabili rispetto alle frequenze di conteggio dei cosmici. Ad esempio, le coincidenze random calcolate relativamente alla misura 5.1 sono:

$$\frac{dN^{acc}}{dt} = (0.0174 \pm 0.0010) \text{ s}^{-1} \quad (5.10)$$

Allo scopo di confermare l'accordo della relazione 5.8 con le osservazioni e di assicurarsi che le coincidenze random siano davvero trascurabili, si esegue una misura di queste ultime ritardando uno dei due segnali di un intervallo molto maggiore rispetto alla finestra temporale. Si effettua quindi una misura dei conteggi di coincidenze in questa configurazione, ottenendo:

$$\frac{dN^{acc,exp,1}}{dt} = (0.023 \pm 0.006) \text{ s}^{-1} \quad (5.11)$$

Si riscontra quindi un buon accordo tra i due risultati. Una ulteriore verifica, volta ad escludere un eventuale fondo correlato, si esegue misurando le coincidenze tra i due scintillatori non più sovrapposti. In questo caso si ottiene:

$$\frac{dN^{acc,exp,2}}{dt} = (0.36 \pm 0.02) \text{ s}^{-1} \quad (5.12)$$

In questo caso si ottiene che il valore calcolato in 5.10 è una sottostima rispetto a quello misurato in 5.12. Questo può essere dovuto alla presenza di un fondo correlato, tuttavia il valore risulta comunque piccolo rispetto ai valori di rate con cui si lavora e può essere trascurato.

5.6 Studio dell'ampiezza della finestra temporale del segnale discriminato

Il valore di τ utilizzato nel calcolo delle coincidenze random coincide con l'ampiezza della finestra temporale del segnale discriminato del singolo scintillatore.

Il discriminatore trasforma il segnale analogico dello scintillatore in un segnale NIM di larghezza variabile, modificabile manualmente al fine di ottenere la sovrapposizione dei segnali discriminati dei due scintillatori per un tempo sufficientemente lungo. I segnali, infatti, devono essere sovrapposti abbastanza a lungo da poter limitare il fenomeno del *ringing*, ovvero il caso in cui uno stesso segnale viene *triggerato* più di una volta a causa di piccole oscillazioni. Tuttavia, essendo il discriminatore non *retriggerabile*, ovvero tale che per tutta la durata della finestra temporale del segnale di *output* nuovi segnali di *input* non vengono considerati, per non perdere segnali la finestra non deve essere nemmeno troppo grande.

Scintillatore UP - Analisi della finestra temporale

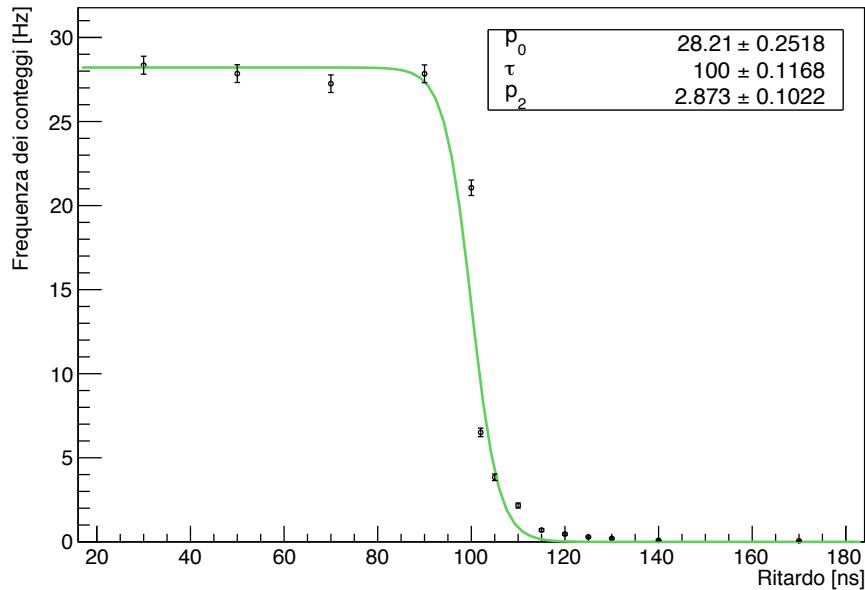


Figura 5.12: Misura della finestra temporale dello scintillatore *up*: frequenza dei conteggi in funzione del ritardo applicato al secondo segnale.

Conseguentemente a tali considerazioni, si è scelta una larghezza di circa 100 ns.

In un primo momento questo valore è stato letto all'oscilloscopio, tuttavia, poiché la larghezza del segnale aveva fluttuazioni non trascurabili, si è deciso

di farne uno studio più approfondito. A tal scopo sono state effettuate misure di coincidenza tra il segnale discriminato dello scintillatore e lo stesso, a cui però è stato applicato un ritardo variabile. Tale ritardo è stato ottenuto mediante i canali di ritardo da 70 ns presenti nel *crate* e tramite l'apposito modulo *Dual Delay* descritto in precedenza per sommare ai 70 ns ritardi minori. Il secondo segnale, una volta ritardato, viene mandato di nuovo al discriminatore affinché torni ad avere l'aspetto di un segnale NIM che è stato distorto dai moduli di ritardo. Poiché questo comporta un ulteriore ritardo, dovuto all'utilizzo di un numero maggiore di cavi, è necessario sottrarre questo *offset* di volta in volta. Sull'andamento ottenuto è stato eseguito un fit con la distribuzione di Fermi-Dirac ed è stata ricavata la migliore stima per τ (si vedano Figure 5.12 e 5.13).

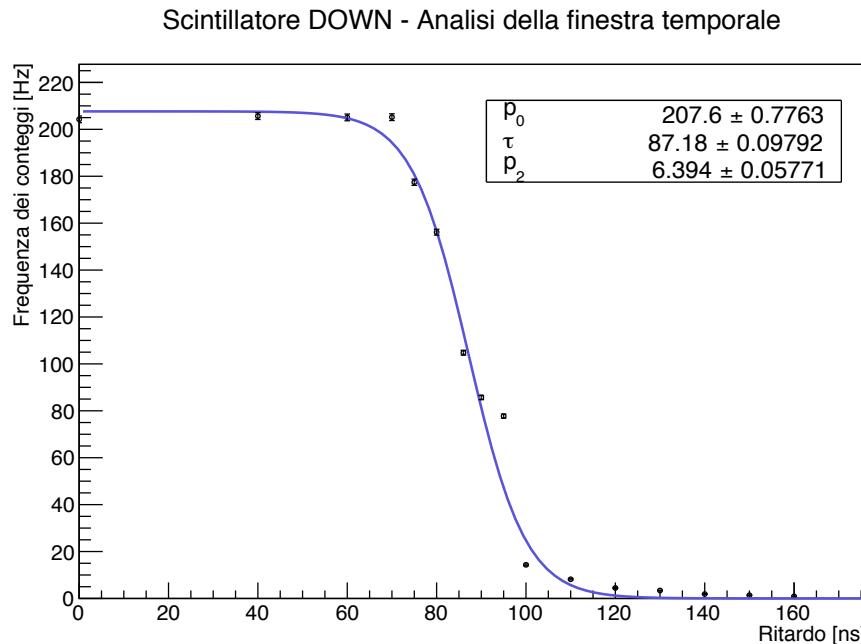


Figura 5.13: Misura della finestra temporale dello scintillatore *down*: frequenza dei conteggi in funzione del ritardo applicato al secondo segnale.

I valori ottenuti dal fit risultano coerenti con quelli letti ad occhio all'oscilloscopio. In particolare si vede che per lo scintillatore *up* la discesa a zero è più rapida (il parametro p_2 è più piccolo) rispetto a quella dello scintillatore *down*. Riportiamo in Tabella 5.3 i valori ottenuti dal fit che sono stati adottati per il calcolo delle coincidenze accidentali.

Questo comportamento è dovuto al fatto che l'ampiezza della finestra temporale dello scintillatore *down* era soggetta a maggiori fluttuazioni, ed è

	PMT up	PMT $down$
τ	(100.00 ± 0.11) ns	(87.18 ± 0.10) ns

Tabella 5.3: Finestre temporali del segnale discriminato per i due scintillatori

coerente con quanto osservato all'oscilloscopio. Per limitare questo comportamento è stata anche abbassata la tensione di lavoro dello scintillatore *down* rimanendo nella zona di *plateau* individuata.

Capitolo 6

Studio del rivelatore

Questo capitolo racchiude lo scopo principale dell'esperimento, ovvero la caratterizzazione del rivelatore usato in lettura ottica.

Come prima cosa è stata eseguita una misura della carica che il singolo fotoelettrone rilascia all'interno del fotomoltiplicatore. Se si conoscesse l'efficienza quantica del fotomoltiplicatore, si potrebbe risalire mediante questa misura al numero di fotoni prodotti dai segnali della GEM. Tuttavia l'efficienza quantica non è una quantità nota e una sua misura, non banale, esula dallo scopo di questo esperimento.

Sono state poi eseguite misure di carica integrata al variare dei campi di deriva e trasferimento all'interno della GEM. Queste misure sono volte a determinare il punto di lavoro della GEM stessa, ovvero quei valori delle tensioni per cui la GEM è più efficiente. Una volta determinato il punto di lavoro, sono state effettuate misure di carica integrata con rapporti variabili tra le due componenti della miscela di gas.

Per ciascuna scansione, tensione e gas, è stata effettuata anche un'analisi sul comportamento dei singoli segnali: sono stati studiati il numero di picchi e la distanza temporale tra due minimi successivi.

6.1 Collegamento dell'apparato sperimentale

Dopo aver verificato il corretto funzionamento del sistema di trigger e del sistema di controllo delle tensioni applicate alle GEM è stato possibile mettere in funzione il rivelatore. Si mostra in Figura 6.1 una fotografia dell'apparato sperimentale.

Come precedentemente descritto nel Capitolo 4, i vari livelli di tensione della GEM sono stati applicati automaticamente tramite un programma scritto in ambiente *Lab View*. I moduli, controllabili dal PC tramite una connessione USB, sono collegati alla GEM come mostrato in Figura 6.2.

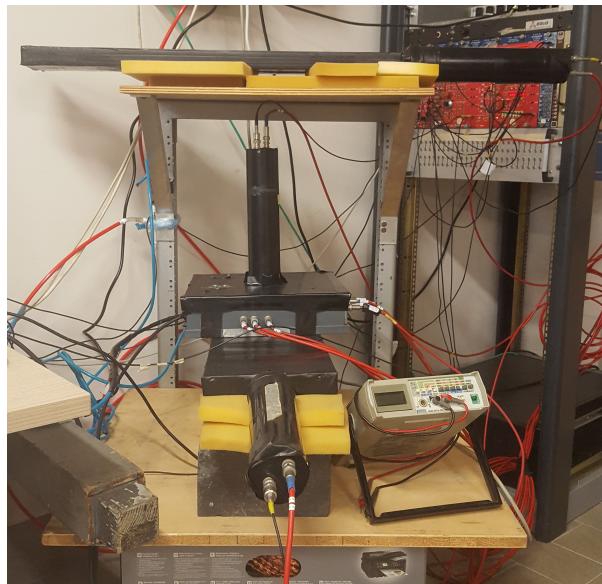


Figura 6.1: Fotografia dell'apparato sperimentale.

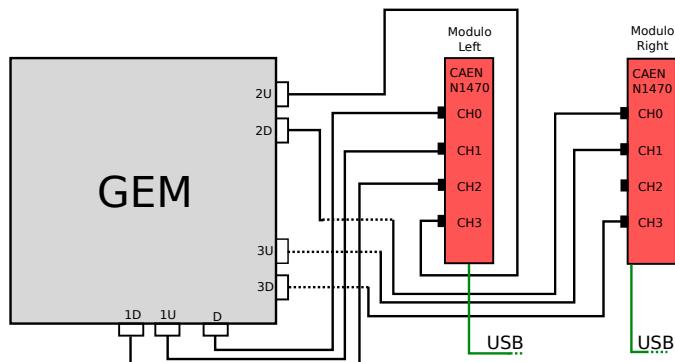


Figura 6.2: Schema di collegamento della GEM ai moduli HV.

Il sistema di trigger, composto dai due scintillatori *up* e *down*, viene alimentato separatamente tramite il modulo HV CAEN N472 e deve essere in grado di fornire il segnale di trigger per il digitalizzatore e per l'oscilloscopio. Come descritto nel Capitolo 5, il segnale dei fotomoltiplicatori è inviato al discriminatore e ad un modulo successivo che ne fa l'AND logico. Il segnale così ottenuto può essere sdoppiato tramite il modulo “Fan IN - Fan OUT”. Uno schema del collegamento di tutti questi componenti è mostrato in Figura 6.3.

Come mostrato in Figura 6.4, il fotomoltiplicatore utilizzato per la lettura dei fotoni prodotti nella GEM è alimentato dallo stesso modulo HV CAEN N472 con una tensione di -1600 V . Il DRS riceve in input i segnali della GEM e il segnale del preamplificatore, collegato alla massa della GEM.

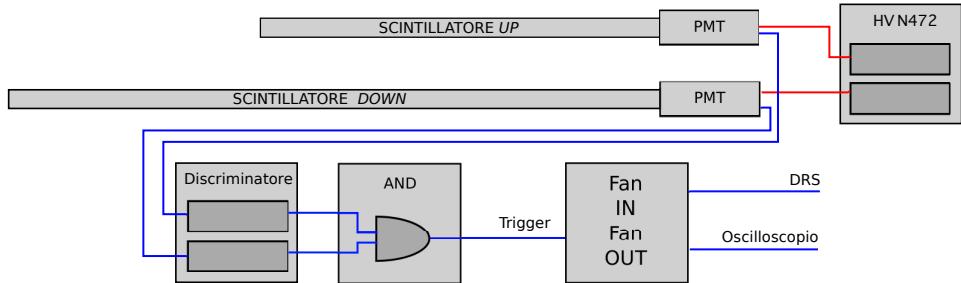


Figura 6.3: Schema di collegamento del sistema di trigger.

La configurazione di *trigger* scelta, nonostante fosse la migliore possibile con l'apparato sperimentale disponibile, produce una *rate* di cosmici ancora troppo alta rispetto alla *rate* che attraversa effettivamente il rivelatore. Questo è dovuto al fatto che l'angolo solido coperto dagli scintillatori è tale per cui non tutti gli eventi che producono un segnale di trigger corrispondono a cosmici che transitano nella GEM. Per tale motivo si utilizza un sistema di *trigger offline* di tipo *software*: degli eventi acquisiti questo sistema seleziona quelli che producono un segnale che superi una soglia di -10 mV , scelta in modo tale da scartare tutti quegli eventi in cui non è presente il segnale, ma da mantenere quelli in cui questo è presente ma piccolo. Gli eventi acquisiti sono segnali di tensione, tuttavia per poterne ricavare la carica integrata sono stati trasformati in segnali in corrente, dividendo per l'impedenza in ingresso del DRS di 50Ω . Un problema generale che si è presentato nel corso dell'esperimento è il seguente: il DRS accetta segnali di ampiezza compresa tra -500 mV e 500 mV , mentre i segnali prodotti dai cosmici nella GEM possono facilmente superare -500 mV . Per tale motivo è stato necessario attenuare i segnali prima che questi venissero letti dal DRS. È stata scelta un'attenuazione di 12 dB in quanto è stato osservato con l'oscilloscopio che, con questa attenuazione e nella configurazione di massima efficienza della GEM, è possibile acquisire tutti i segnali senza che il DRS saturi. Poichè avere segnali tagliati comporterebbe un *bias* nell'analisi, è stato inserito un ulteriore controllo nel *trigger offline* che avverte qualora qualche segnale tocchi la soglia di saturazione.

6.2 Flussaggio del rivelatore

Alla base del funzionamento della GEM vi è il processo di ionizzazione del gas da parte di particelle cariche, come spiegato nel Capitolo 1. Come già detto, il gas utilizzato è una miscela di He:CF₄, che prima di iniziare qualsiasi operazione deve essere immesso nella cavità in cui si trova la GEM.

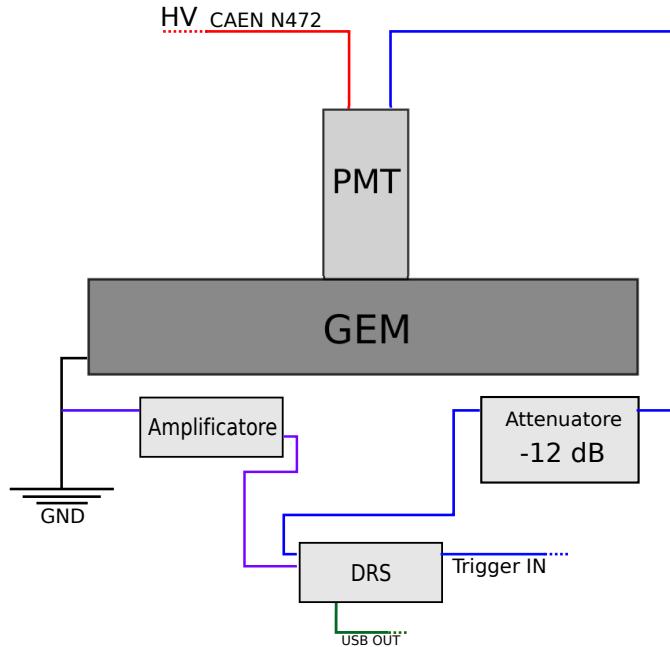


Figura 6.4: Schema di collegamento del DRS.

Per evitare problemi dovuti all’ingresso di aria nella camera ermetica della GEM è importante garantire un flusso continuo del gas all’interno di essa, mantenendo la pressione ad un valore maggiore di quella atmosferica ($\Delta p \simeq 2\text{mbar}$), affinché ciò sia possibile è necessario l’utilizzo di un bubbolatore, come spiegato nella Sezione 3.4.

Le bombole contenenti i due gas sono poste all’esterno del laboratorio e sono collegate al flussimetro, descritto nella Sezione 3.3. Questo permette di impostare la corretta mistura di gas e condurla nel laboratorio attraverso un tubo. Per fare ciò nel software si inseriscono le percentuali di gas relative a 2 litri nominali per ora (ad esempio, per ottenere He:CF₄ al 60:40 occorre impostare rispettivamente 1.2 e 0.8 Ln/h). Nel laboratorio il condotto del gas va aperto tramite una valvola, poi il tubo passa attraverso il bubbolatore per poi entrare nella camera della GEM. Un tubo successivo permette al gas di uscire dalla camera per essere poi espulso.

Per garantire la presenza del solo gas nella miscela corretta all’interno della camera della GEM è buona norma flussare il gas per almeno 30 minuti, prima di innalzare le tensioni della GEM e i campi elettrici. Nel caso di misure a concentrazione variabile, tra una presa dati e l’altra il gas è stato fatto flussare per circa un’ora, al fine di evitare la presenza di una miscela indesiderata all’interno della camera.

6.3 Procedura di innalzamento delle tensioni

Per minimizzare la possibilità di danneggiare i fogli di GEM a causa di scariche nel rivelatore, è opportuno innalzare le tensioni relative alle ΔV_{GEM} , ai campi di trasferimento e drift con molta cautela, monitorando costantemente il comportamento della GEM e leggendo l'output del fotomoltiplicatore con l'oscilloscopio per capire la risposta istantanea del rivelatore.

Per lavorare nelle condizioni di massima sicurezza, ad ogni accensione della GEM sono stati eseguiti i seguenti step a distanza di circa un minuto l'uno dall'altro:

- Accensione dei moduli impostando tutte le tensioni e tutti i campi a 0 V;
- Mantenendo ΔV_{GEM} a 0 V vengono impostati i campi di trasferimento e drift ai valori di utilizzo;
- Innalzamento delle ΔV_{GEM} a 100 V;
- Innalzamento delle ΔV_{GEM} a 200 V;
- Innalzamento delle ΔV_{GEM} a 300 V;
- Innalzamento delle ΔV_{GEM} a 350 V;
- Raggiungimento della ΔV_{GEM} desiderata, procedendo a step di 10 V ogni minuto.

La ΔV_{GEM} è stata fissata, per tutte le misure che seguono, a $\Delta V_{GEM} = 400 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ [7]. È opportuno mantenere le correnti in circolo sui fogli di GEM a valori inferiori a $0.2 \mu\text{A}$ per evitare scariche all'interno del rivelatore. Durante l'esperimento, in condizioni normali, si registravano correnti di $0.05/0.1 \mu\text{A}$, tuttavia in alcune condizioni di lavoro è stato raggiunto anche il limite detto sopra. Per questo motivo per tutte le misure eseguite con diverse miscele di gas la ΔV_{GEM} è stata abbassata a 380 V.

Una volta ultimata la presa dati è buona norma abbassare le tensioni con cautela, procedendo a step di 10 V finché il fenomeno di moltiplicazione non si arresta, dopodiché è possibile azzerare le ΔV_{GEM} a velocità di *ramp down*.

6.4 Carica del singolo photoelettrone

In questa sezione si riporta la misura della carica rilasciata dal singolo photoelettrone all'interno del fotomoltiplicatore. A questo scopo è stata effettuata una misura a GEM spenta utilizzando la modalità di trigger interno con una soglia pari a -10 mV per 30 minuti. Nella condizione di GEM spenta infatti, il fotomoltiplicatore produce un segnale come quello riportato in Figura

6.5, che è dovuto al rumore di fondo. Essendo la carica quantizzata, questo è il minimo segnale osservabile e dunque associabile a quello di un singolo fotoelettrone prodotto tramite l'effetto fotoelettrico (Appendice B). Tale segnale non raggiunge la soglia di saturazione del DRS, tuttavia è stato deciso di effettuare la misura con la stessa attenuazione affinché l'analisi sia coerente.

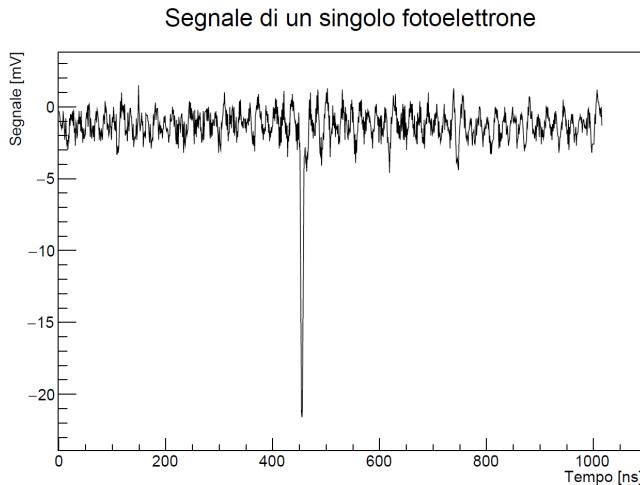


Figura 6.5: Segnale del singolo fotoelettrone.

Come è possibile vedere in Figura 6.5, il segnale è localizzato tra 450 ns e 475 ns. Sono stati quindi eseguiti due integrali: il primo sul solo fondo da 200 ns a 225 ns e il secondo sul segnale nel range citato sopra. Con le cariche ottenute sono stati costruiti due histogrammi riportati insieme in Figura 6.6 sui quali è stato effettuato un fit con la somma di due gaussiane, una per il piedistallo e una per il segnale. Il picco a sinistra è relativo all'integrale del fondo e fornisce il valore dell'offset μ_p presente nei segnali il quale andrà sottratto al valore della carica del singolo fotoelettrone μ_s individuato dal secondo picco. Il risultato ottenuto è riassunto nella Tabella 6.1 che segue:

Singolo fotoelettrone	
Carica - $Q_{fotoelettrone}$	$(2.15 \pm 0.01) \text{ pC}$

Tabella 6.1: Risultato della misura di carica del fotoelettrone singolo.

6.5 Scan del campo di deriva

Quando un raggio cosmico attraversa la zona sensibile del rivelatore, quella riempita di gas, ionizza gli atomi e le molecole del gas stesso producendo elettroni secondo i meccanismi descritti nel Capitolo 1, che vengono successivamente moltiplicati in cascata nei tre fogli di GEM. Il campo di deriva

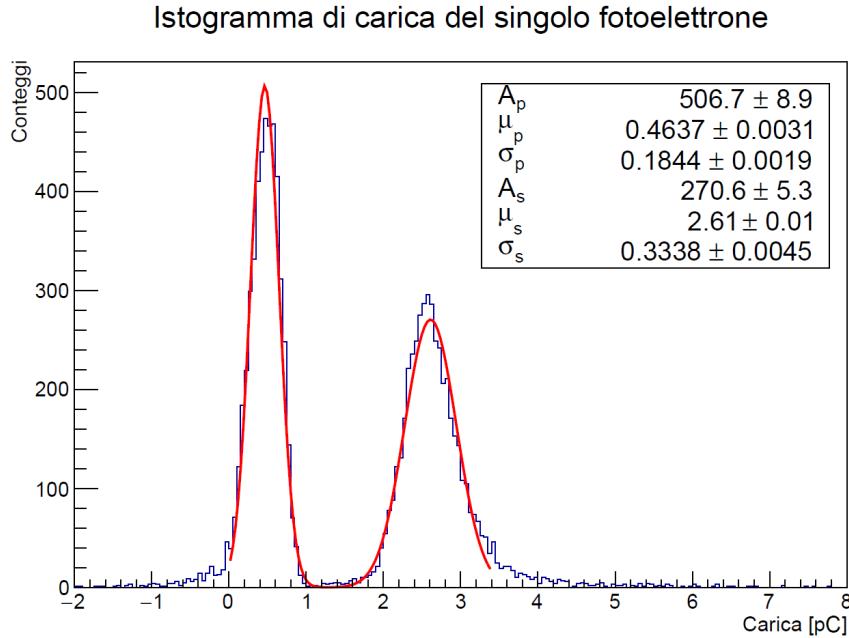


Figura 6.6: Istogrammi delle cariche del piedistallo e del segnale sui quali è stato effettuato un fit gaussiano.

presente in tale zona è responsabile dell'efficienza di trasferimento degli elettroni dalla zona di ionizzazione primaria al primo foglio di GEM. Per tale motivo ci si aspetta un aumento del segnale all'aumentare del campo di deriva. D'altra parte, poiché un foglio di GEM è circa per il 70% elettrodo e per il 30% fori, il campo non deve essere troppo intenso. In questo caso infatti, la differenza di potenziale che si instaura tra le due facce del foglio di GEM non riesce a guidare gli elettroni prodotti attraverso i fori, bensì li fa collidere sul rivestimento in rame e di conseguenza assorbire dall'anodo (vd. Paragrafo 2.1.1).

Per valori negativi del campo elettrico invece gli elettroni prodotti nel processo di ionizzazione vengono assorbiti dall'anodo, mentre gli ioni positivi migrano lentamente verso il primo foglio di GEM, senza produrre nei fori alcuna moltiplicazione a valanga per la loro bassa velocità di deriva. Per questo motivo non ci si aspetta un segnale significativo in questa condizione. Ottimizzare il valore del campo elettrico di deriva è quindi importante per massimizzare l'efficienza del rivelatore.

Per studiare il comportamento della GEM al variare del campo di *drift* sono state eseguite misure di carica integrata al variare del campo elettrico applicato E_{drift} tra $-500 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ e $2500 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$. Le tensioni tra i fogli di GEM, che generano i campi elettrici di trasferimento, sono state fissate per l'intera mi-

sura in modo da ottenere $E_{transf} = 1500 \frac{V}{cm}$. La miscela di gas utilizzata in questa misura è He : CF₄ = 60 : 40, ovvero quella nota per avere la miglior produzione di luce[7]. Al fine di studiare la risposta del rivelatore al variazione del campo di *drift* nelle stesse condizioni ambientali, le quali potrebbero alterarne l'andamento, è stato necessario effettuare una scansione completa in un giorno. Per questo motivo si è scelto di acquisire eventi in ciascuna configurazione per 30 minuti: un giusto compromesso per avere una buona statistica e ricostruire l'andamento della carica integrata in funzione del campo di deriva con più misure possibili.

I segnali che si osservano, almeno per tutti i valori di tensione positiva, possono essere divisi in due classi in base alla loro ampiezza. I primi, con ampiezze che non superano i -50 mV , forniscono valori di bassa carica integrata e vanno a costituire un picco più o meno allargato nella prima parte dell'istogramma di carica. Il resto dei segnali genera invece nell'istogramma di carica fluttuazioni tipiche dei processi di ionizzazione, ovvero distribuite secondo una *landau*. Due tipici segnali prodotti nella GEM sono illustrati in Figura 6.7.

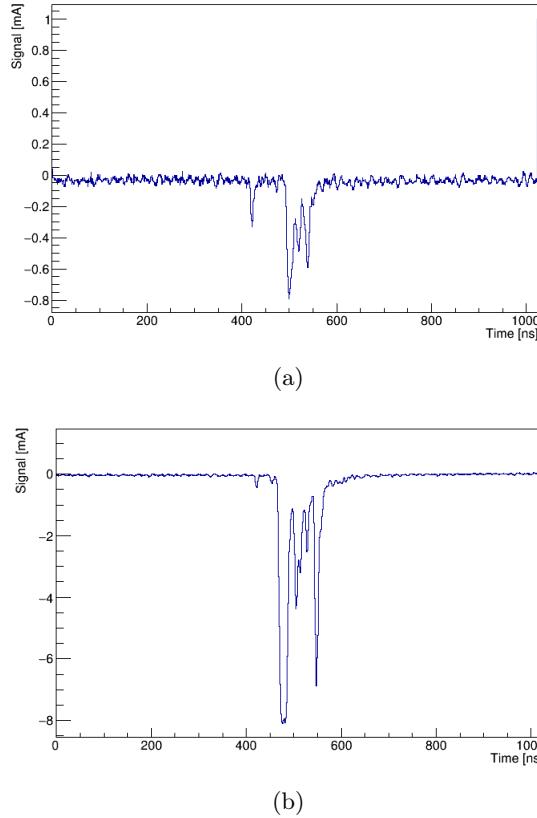


Figura 6.7: Esempio di segnali prodotti nella GEM e convertiti in corrente.

Come è possibile osservare anche in Figura 6.7, al tempo $t \sim 400$ ns si può distinguere il segnale associabile al passaggio di un raggio cosmico all'interno del fotomoltiplicatore. Questo non sempre è presente, tuttavia al fine di minimizzare la sua intesità è stata scelta una tensione di lavoro del fotomoltiplicatore, associato alla GEM, più bassa. Successivamente si osserva il segnale prodotto dai fotoni generati a seguito del processo di moltiplicazione degli elettroni.

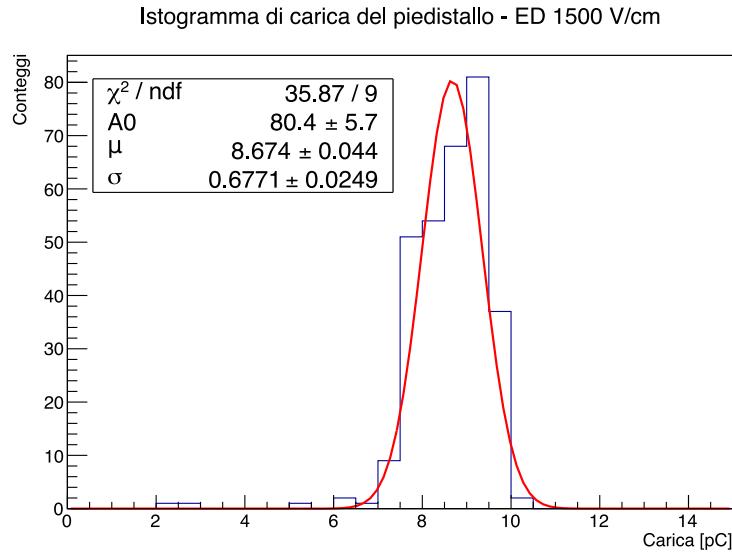
Per ricavare la carica rilasciata nel PMT dai fotoelettroni è stato effettuato un integrale del segnale, espresso in corrente, nell'intervallo di estremi 440 ns e 700 ns, al fine di escludere il contributo del segnale del cosmico. Un ulteriore integrale è stato eseguito nell'intervallo tra 40 ns e 300 ns. Questo fornisce il valore di carica del *piedistallo* che va sottratto al segnale. L'ampiezza dei due intervalli di integrazione scelti deve essere uguale in modo tale da non dover normalizzare uno dei due integrali.

Su ciascun istogramma di carica integrata, uno per ogni valore del campo di deriva, è stato effettuato un fit con una funzione *gaus+landau* in modo da modellizzare con la gaussiana il picco che si osserva a bassi valori di carica e con la landau le regolari fluttuazioni dovute alla ionizzazione. Se ne riporta un esempio in Figura 6.8. Da ciascun fit sono stati estratti il valor medio μ della gaussiana e il valore più probabile *MPV* della landau con i relativi errori. Tali valori, a cui è stato sottratto il piedistallo, sono riassunti in Tabella 6.2.

$E_{drift}[\frac{V}{cm}]$	Carica integrata in pC	
	<i>MPV</i>	μ
2500	45 ± 6	11.8 ± 0.2
2250	58 ± 11	12.0 ± 0.6
1750	57 ± 30	13 ± 11
1500	94 ± 27	20 ± 5
1250	94 ± 13	15 ± 3
1000	148 ± 19	31 ± 7
750	85 ± 15	18 ± 2
0	12 ± 3	-
-250	6.6 ± 1.6	-
-500	3.8 ± 1.1	-

Tabella 6.2: Risultati della misura di carica integrata per lo scan del campo di *drift*. Per gli ultimi tre valori di tensione il fit è stato effettuato solo con una landau.

I grafici riportati in Figura 6.9 mostrano gli andamenti ottenuti dall'analisi appena descritta. I punti a $250 \frac{V}{cm}$, $500 \frac{V}{cm}$ e $2000 \frac{V}{cm}$ non sono mostrati in quanto i fit non hanno prodotto risultati affidabili. Nel Grafico 6.9(a)



(a) Esempio di fit gaussiano sul piedistallo.

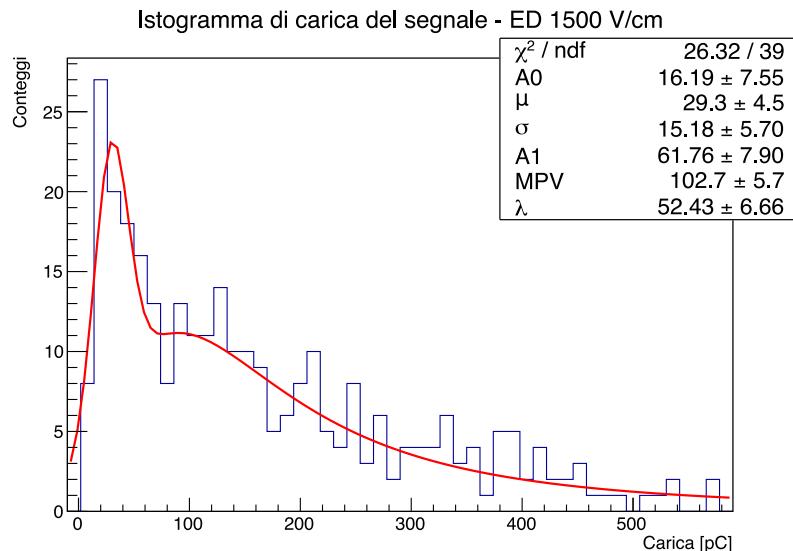
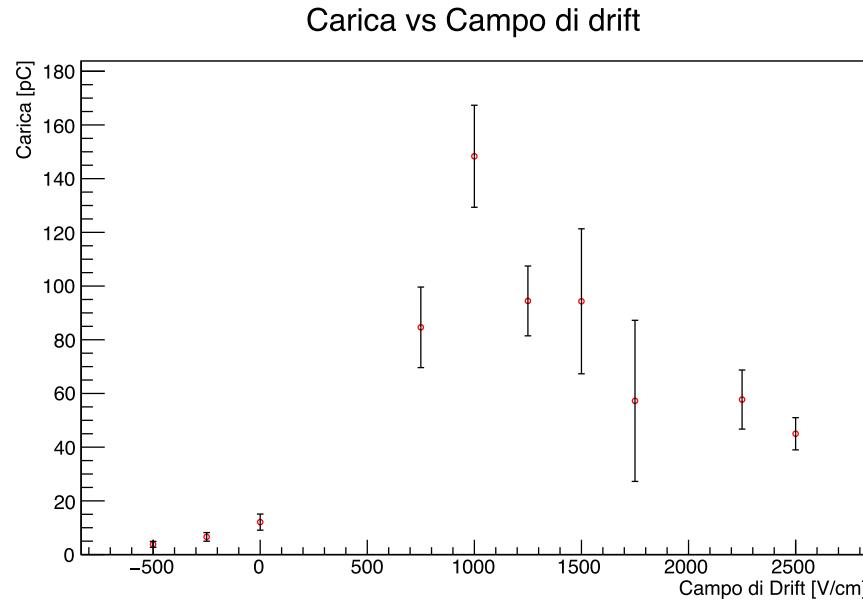
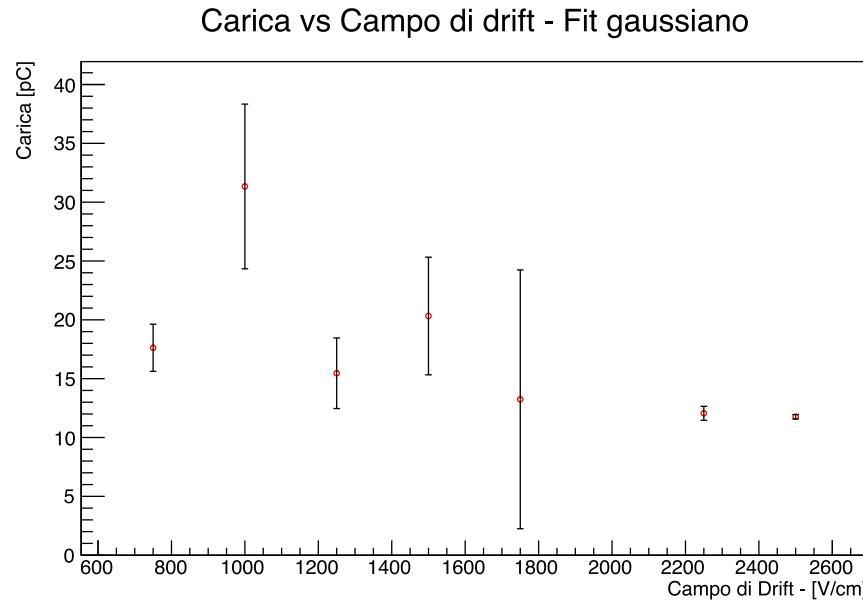
(b) Esempio del fit *gaus+landau* sul segnale.

Figura 6.8



(a) Andamento degli MPV ricavati dal fit con una landau sull'istogramma di carica integrata.



(b) Andamento dei μ ricavati dai fit con una gaussiana sull'istogramma di carica integrata.

Figura 6.9: Risultato dell'analisi dello *scan* in campo di *drift*. Tutti i valori mostrati sono riscalati del valore di carica del piedistallo.

si osserva, come atteso, un aumento del guadagno in carica al crescere del campo di deriva e una decrescita per valori del campo molto alti. Lo stesso comportamento è stato osservato nell'andamento della percentuale di eventi buoni rispetto agli eventi triggerati, come si può osservare in Figura 6.10. Per quanto riguarda il picco gaussiano presente negli istogrammi di carica, l'andamento trovato, mostrato in Figura 6.9(b), è circa costante nel range scansionato. Questo comportamento, che non ci si aspettava di trovare, potrebbe essere dovuto a segnali associati a raggi cosmici che attraversano la GEM a grande angolo; in tal caso infatti è ragionevole che i segnali siano molto più deboli. Questi cosmici sarebbero quelli che sono stati inclusi nel calcolo teorico della rate di cosmici, corrispondenti alle Figure 5.11(b) e 5.11(c).

Considerando sia l'andamento degli *MPV* in Figura 6.9(a), sia quello della percentuale di eventi buoni in Figura 6.10, si sceglie come valore ottimale del campo di deriva $E_{drift} = 1000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$.

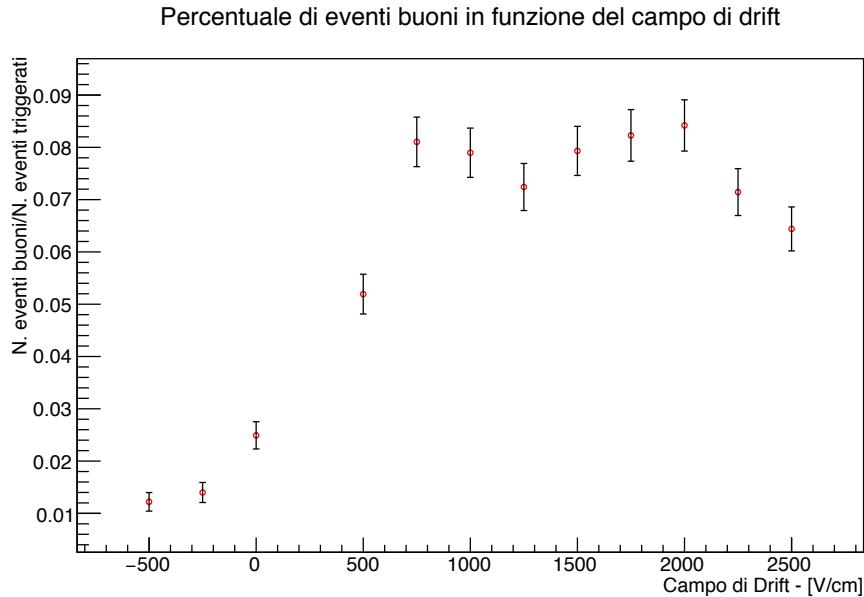


Figura 6.10

6.6 Scan del campo di trasferimento

Il campo di trasferimento è responsabile del trasferimento degli elettroni tra un foglio di GEM e il successivo. Un basso valore di questo riduce il guadagno ottenibile dalla GEM in quanto gli elettroni secondari prodotti nel processo di moltiplicazione vengono assorbiti dal foglio di GEM invece che

$E_{trasf} \frac{V}{cm}$	Carica integrata in pC	
	MPV	μ
500	53 ± 10	20 ± 3
1000	91 ± 6	24 ± 2
1500	89 ± 7	20 ± 1
2000	120 ± 20	22 ± 3
2500	114 ± 18	19 ± 2
3000	120 ± 34	27 ± 5

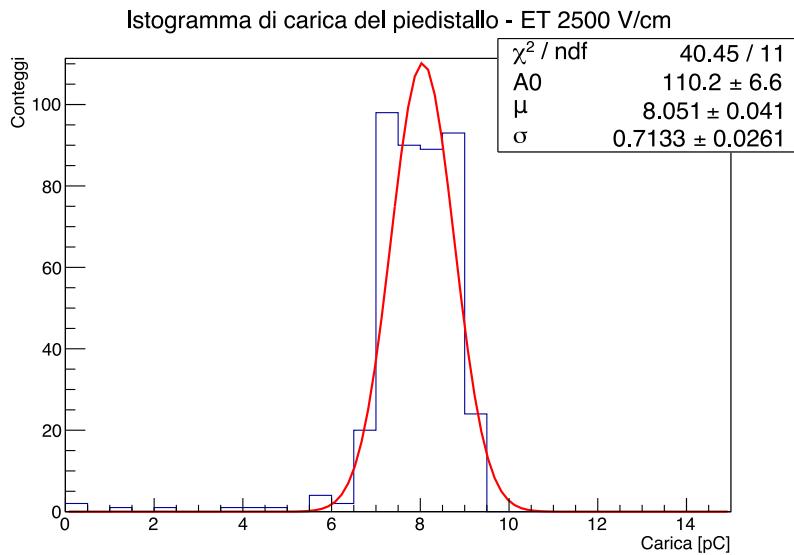
Tabella 6.3: Risultati della misura di carica integrata per lo scan del campo di trasferimento.

essere trasferiti al foglio successivo.

Sono state eseguite misure di carica integrata al variare del campo elettrico E_{trasf} tra $0 \frac{V}{cm}$ e $3000 \frac{V}{cm}$ per determinare il valore del campo di trasferimento corrispondente al punto di massima efficienza della GEM. La miscela di gas utilizzata anche in questa misura è $He : CF_4 = 60 : 40$ per quanto detto in precedenza. Al fine di migliorare la statistica rispetto allo scan del campo di deriva, è stato scelto di acquisire dati per 45 min.

Anche in questo caso si osservano lo stesso tipo di segnali mostrati in Figura 6.7, per tale motivo l'analisi eseguita è analoga a quella discussa per il campo di deriva. Si osserva un miglioramento nella qualità dei fit avendo più statistica a disposizione, come si può osservare in Figura 6.11. Da ciascun fit sono stati estratti il valor medio μ della gaussiana e il valore più probabile MPV della landau con i relativi errori. Tali valori, a cui è stato sottratto il piedistallo, sono riassunti in Tabella 6.3.

I grafici riportati in Figura 6.12 mostrano gli andamenti ottenuti dall'analisi appena descritta. Come atteso, all'aumentare del campo di trasferimento, si osserva un aumento del guadagno in carica della GEM fino a raggiungere, per campi molto alti, nel range esaminato, un valore costante. I picchi gaussiani mantengono un valore costante per tutto il range esaminato. Tale valore risulta essere leggermente maggiore di quello osservato nell'analisi dello scan in campo di deriva, e ciò potrebbe essere dovuto al fatto che per queste misure si è utilizzato il valore ottimale di E_{drift} ricavato dall'analisi precedente. Le incertezze ottenute sui punti dei grafici risultano essere grandi: un miglioramento si potrebbe ottenere aumentando il tempo di acquisizione dati per avere un numero più alto di eventi da analizzare. È stata valutata anche in questo caso la percentuale di eventi buoni rispetto a quelli triggerati e l'andamento ottenuto, al variare del campo di trasferimento, viene mostrato in Figura 6.13. Con $E_{trasf} = 0 \frac{V}{cm}$ non è stato osservato nessun segnale e questo è dovuto al fatto che non essendoci campo elettrico tra due fogli di GEM consecutivi, gli elettroni secondari presenti nella prima *gap* di trasferimento non vengono trasportati alle successive. Tranne che per $E_{trasf} = 500 \frac{V}{cm}$,



(a) Esempio di fit gaussiano sul piedistallo.

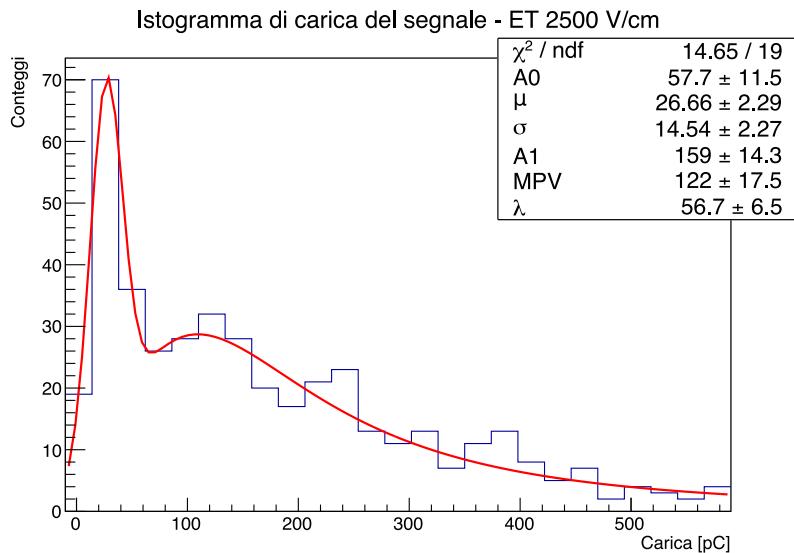
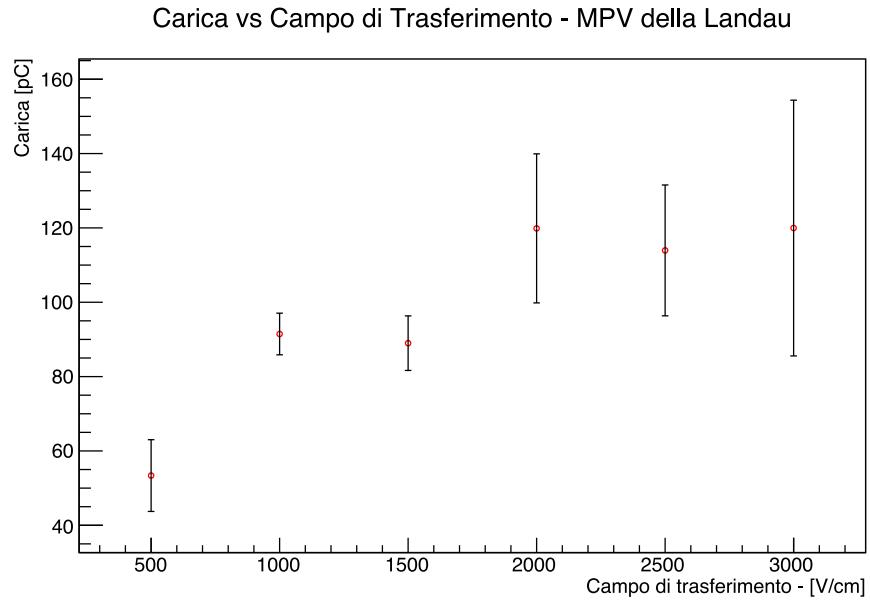
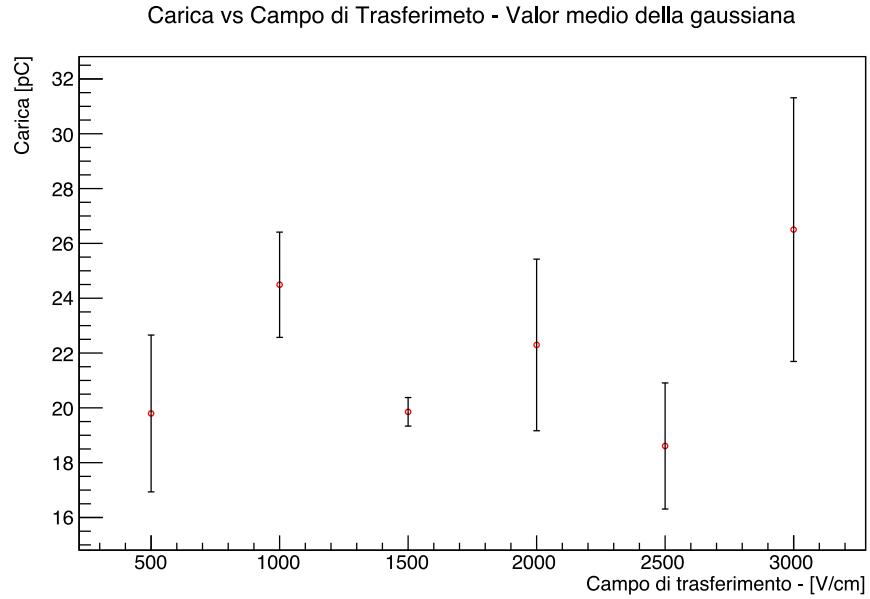
(b) Esempio del fit *gaus+landau* sul segnale.

Figura 6.11



(a) Andamento degli MPV ricavati dal fit con una landau sull'istogramma di carica integrata.



(b) Andamento dei μ ricavati dai fit con una gaussiana sull'istogramma di carica integrata.

Figura 6.12: Risultato dell'analisi dello *scan* in campo di trasferimento. Tutti i valori mostrati sono riscalati del valore di carica del piedistallo.

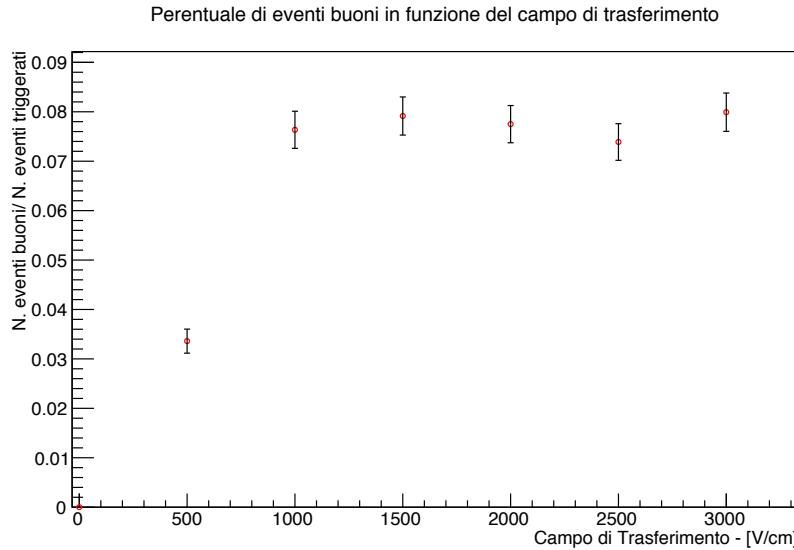


Figura 6.13

per tutti gli altri valori di E_{trasf} la percentuale di eventi buoni è costante. Questo comportamento rispetta le aspettative, una volta superato un certo valore minimo del campo, mentre il guadagno in carica aumenta, il numero di segnali prodotti nella GEM non dipende dai campi di trasferimento, ma solo dal campo di deriva.

Alla luce degli andamenti osservati è stato scelto come valore ottimale del campo di trasferimento $E_{trasf} = 2500 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$.

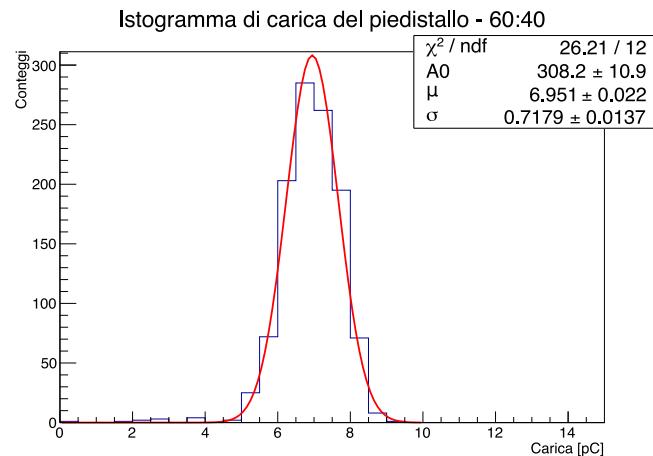
6.7 Risposta del rivelatore al variare della miscela utilizzata

In questa parte dell'esperimento è stata studiata la risposta del rivelatore nella configurazione di maggiore efficienza, determinata dagli studi precedenti e riassunta in Tabella 6.4, al variare del rapporto tra le due componenti della miscela di gas. L'acquisizione dati è stata effettuata per un tempo di 120 min per ciascuna miscela. Tuttavia poiché il numero di eventi acquisiti con le miscele 70 : 30, 30 : 70, 20 : 80 non era sufficiente per eseguire un'analisi affidabile, è stato deciso di ripetere l'acquisizione dati per un tempo di 360 min. Con la miscela 80 : 20, nonostante il basso numero di eventi acquisiti, non è stata effettuata una nuova presa dati in quanto si aveva difficoltà ad operare il rivelatore con una bassa concentrazione di CF_4 . Rispetto a quanto detto nel Paragrafo 6.3, la ΔV_{GEM} è stata abbassata perché nel corso della prima misura, con la miscela 80 : 20, è stato osservato, tramite il programma di controllo LabView, un aumento della corrente che fluiva sul

Punto di lavoro	
E_{drift}	1000 $\frac{\text{V}}{\text{cm}}$
E_{trasf}	2500 $\frac{\text{V}}{\text{cm}}$
ΔV_{GEM}	380 V

Tabella 6.4

piano G2U della GEM, segnalato da un aumento di I_{mon} del relativo canale, in riferimento alla Figura 4.2. Questo è probabilmente dovuto al manifestarsi dell'effetto Malter descritto nel Capitolo 1.



(a) Esempio di fit gaussiano sul piedistallo.

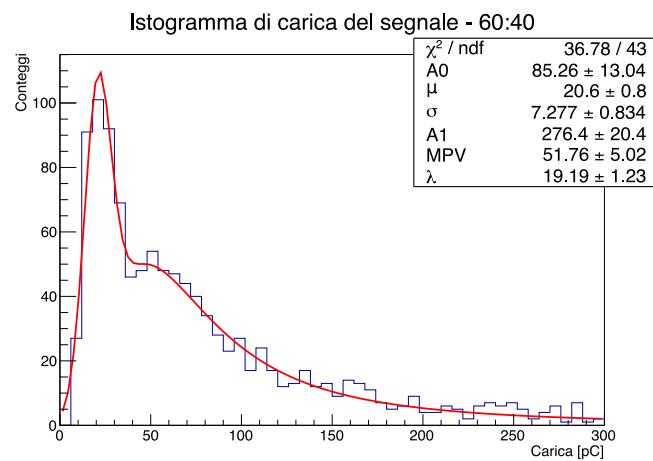
(b) Esempio del fit *gaus+landau* sul segnale.

Figura 6.14

Miscela He : CF ₄	Carica integrata in pC	
	MPV	μ
80 : 20	4.1 ± 0.9	-
70 : 30	129 ± 6	20 ± 1
60 : 40	45 ± 5	13.1 ± 0.8
50 : 50	16 ± 2	6.2 ± 0.6
40 : 60	4.6 ± 0.3	-
30 : 70	3.9 ± 0.4	-
20 : 80	2 ± 2	-

Tabella 6.5: Risultati della misura di carica integrata. Per alcune miscele è stato eseguito solo il fit con la *landau*.

L'analisi effettuata sui segnali acquisiti è la stessa eseguita nelle due sezioni precedenti. Si riporta, in Figura 6.14, un esempio di analisi sul campione di dati relativo alla miscela 60 : 40. I risultati dell'intera analisi sono riassunti in Tabella 6.5 e graficati in Figura 6.15.

Un risultato non atteso è il grande guadagno in carica ottenibile usando la miscela 70 : 30, che dall'analisi risulta essere la migliore. Si pensa quindi che nella prima presa dati con questa miscela ci sia stato un errore nella preparazione del rivelatore. Dalle referenze presenti in letteratura sull'argomento ci si aspettava un picco di efficienza con la miscela 60 : 40, tuttavia i valori dei campi di deriva e trasferimento e la differenza di potenziale mantenuta tra un lato e l'altro dei fogli di GEM, utilizzati nell'esperimento sono diversi e dunque non completamente confrontabili.

Nuovamente negli istogrammi di carica analizzati sono riscontrabili due andamenti: un picco gaussiano a bassi valori di carica integrata e delle fluttuazioni tipiche dei fenomeni di ionizzazione descritte da una landau. Come si vede in Figura 6.15, gli MPV delle landau e i μ delle gaussiane (dove è stato possibile effettuare il fit) seguono lo stesso andamento al variare della miscela. Questo avvalora l'ipotesi avanzata in precedenza per cui i segnali a bassa carica siano associabili a cosmici che passano nel rivelatore a grande angolo dando comunque un segnale di *trigger*.

Ad alte concentrazioni di CF₄ si osserva un basso guadagno in carica dovuto al fatto che la principale fonte di fotoni sono i processi di ionizzazione che coinvolgono gli atomi di He, che sono presenti in minor quantità. Inoltre è possibile che l'elettronegatività del CF₄ sia tale per cui si manifesti il fenomeno dell'*attachment* descritto nel Capitolo 1. Il guadagno aumenta al crescere della concentrazione di He, ma è limitato dal fatto che per operare il rivelatore ad alte tensioni è necessario introdurre una percentuale significativa di CF₄ che assorbe i fotoni in eccesso tramite l'eccitazione di gradi roto-vibrazionali della molecola. Questi infatti potrebbero danneggiare il

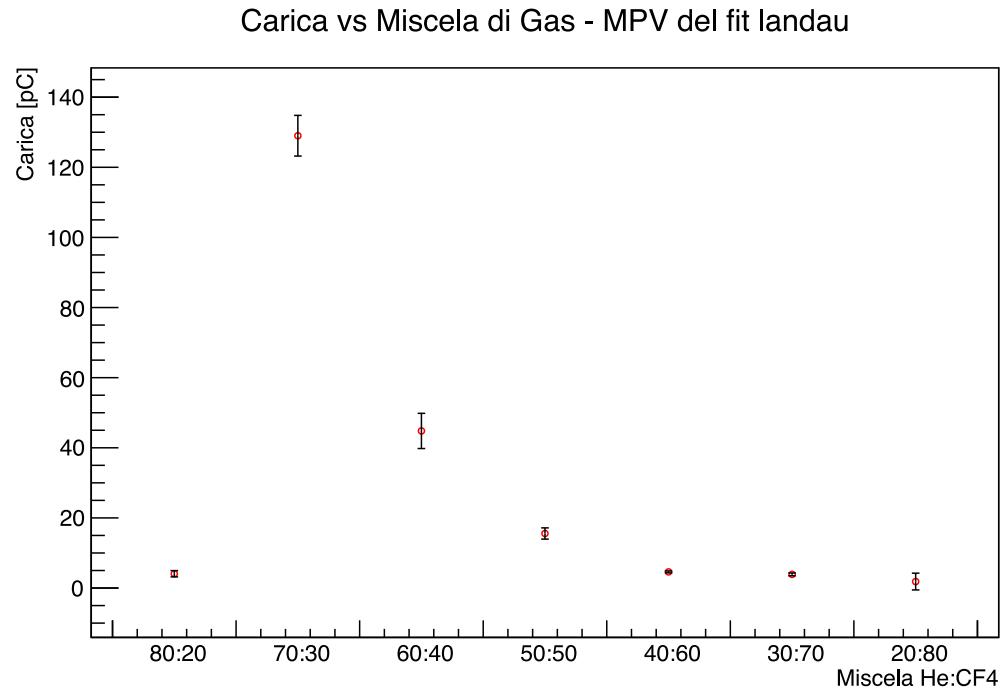
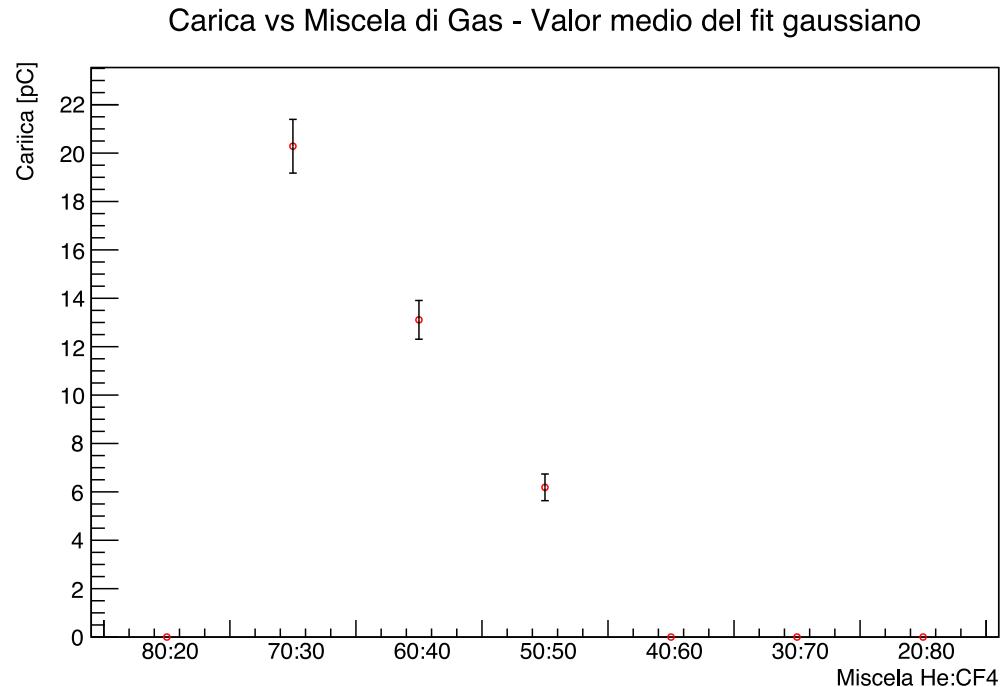
(a) Andamento degli MPV ricavati dal fit con una landau sull'istogramma di carica integrata.(b) Andamento dei μ ricavati dai fit con una gaussiana sull'istogramma di carica integrata.

Figura 6.15: Risultato dell'analisi. Tutti i valori mostrati sono riscalati del valore di carica del piedistallo.

rivelatore a causa di processi di moltiplicazione a valanga. In Figura 6.16 è mostrato l'andamento della percentuale di eventi buoni al variare della miscela di gas.

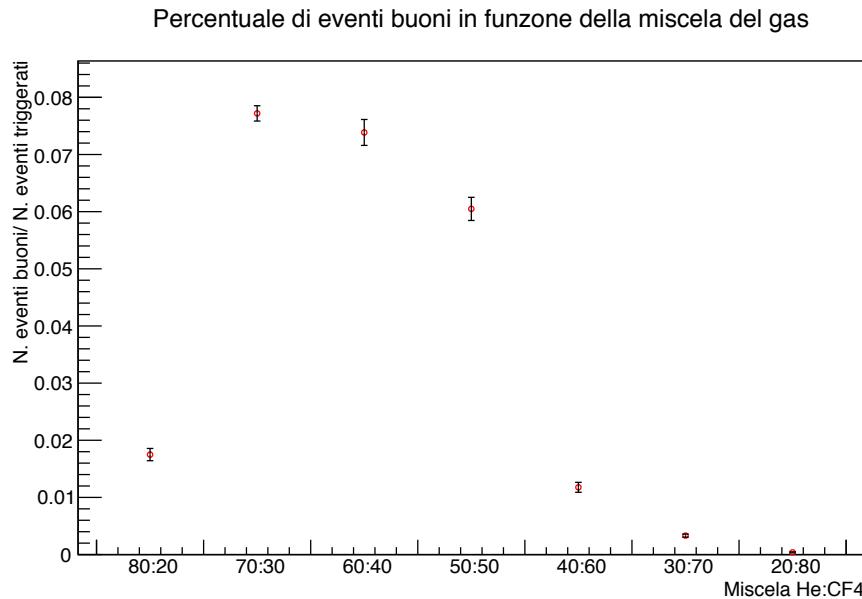


Figura 6.16

Si osserva un andamento coerente con quelli del guadagno in carica mostrati in precedenza, ovvero si ha un massimo per la miscela $\text{He} : \text{CF}_4 = 70 : 30$ e una bassa percentuale per le miscele meno equilibrate. In termini di numero di eventi buoni anche $60 : 40$ e $50 : 50$ sembrano essere altrettanto buone, tuttavia, per il valori delle tensioni di lavoro usate nell'esperimento, non risultano essere ottimali in termini di guadagno in carica.

6.8 Analisi dei picchi presenti nel segnale

Sui segnali acquisiti è stata svolta una analisi sulla loro forma. I segnali prodotti dal PMT sono associati ai fotoni generati nei processi di moltiplicazione degli elettroni in seguito ad una ionizzazione delle molecole del gas da parte di un raggio cosmico, come descritto nella Capitolo 1, e sono caratterizzati da una serie di picchi che si possono associare ai differenti cluster di ionizzazione. Di un evento è quindi interessante studiarne il numero di picchi presenti e la distanza temporale tra due successivi. Il primo passo è dunque identificare evento per evento i picchi presenti nel segnale. Questo è stato fatto utilizzando il seguente algoritmo: un picco è definito tale se supera 10 mV di ampiezza (in modulo) e se i primi tre punti vicini a destra e sinistra del candidato minimo sono, ordinatamente, più grandi di questo. Le

condizioni scelte permettono di identificare bene la quasi totalità dei picchi, in particolare più un picco è profondo e meglio viene identificato dall'algoritmo. Il programma produce un istogramma della distanza temporale tra due picchi successivi e un istogramma con il numero di picchi negli eventi, ed è stato applicato agli eventi acquisiti durante lo scan in campo di trasferimento, in campo di drift, e lo scan in miscela di gas.

Il numero di picchi dovuti a cluster di ionizzazione seguono una distribuzione di Poisson essendo una misura di conteggi di processi indipendenti con probabilità bassa di avvenire

$$f(x, \lambda) = \frac{\lambda^{-x} e^{-\lambda}}{x!} \quad (6.1)$$

ove il parametro λ descrive il valore atteso della distribuzione. Il numero di ionizzazioni è strettamente legato ai parametri del gas utilizzato nel rivelatore, in particolare alla miscela come è mostrato più avanti, ed alla pressione.

Per quanto riguarda la distribuzione dei tempi di attesa di due eventi successivi si ha che anche questi sono processi poissoniani che seguono una distribuzione esponenziale. La probabilità che vi sia una ionizzazione è proporzionale all'intervallo di tempo che è passato dalla precedente $P = \alpha \Delta t$, perciò la probabilità che in un intervallo t non vi sia una interazione è data da

$$P(0, t) = (1 - \alpha \Delta t)^{t/\Delta t} \quad (6.2)$$

che nel limite di $\Delta t \rightarrow 0$ diventa

$$F(t) = e^{-\alpha t} \quad (6.3)$$

da cui segue la funzione cumulativa dei tempi di attesa affinchè si verifichi un processo dopo un tempo t , $F(t) = 1 - e^{-\alpha t}$. Infine la densità di probabilità è data dalla derivata della cumulativa, pertanto si trova

$$f(t) = \alpha e^{-\alpha t} \quad (6.4)$$

Definendo $\tau = \frac{1}{\alpha}$ si ha che τ è il tempo caratteristico del sistema, ed è il parametro di cui viene studiato l'andamento in seguito.

6.8.1 Scan in campo di drift

Al variare del campo di drift all'interno della GEM sono stati studiati gli andamenti del numero di picchi e della differenza di tempo tra due picchi successivi negli eventi. L'analisi è stata svolta sugli stessi eventi selezionati per l'analisi in carica descritta nel Paragrafo 6.5.

Numero di picchi

Per l'analisi del numero di picchi è riportato in funzione del campo di drift il valore medio dell'istogramma ottenuto al variare del campo stesso, e, dove l'andamento lo permetteva, è stato effettuato un fit poissoniano con la Funzione (6.1). Questo perchè talvolta il numero di eventi ottenuti per la configurazione del rivelatore non era sufficiente e quindi il fit non produceva risultati affidabili. A titolo di esempio in Figura 6.17 sono riportati due casi, uno in cui la statistica è sufficiente per svolgere un'analisi completa ed uno in cui ciò non è stato possibile. L'andamento del numero di picchi in fun-

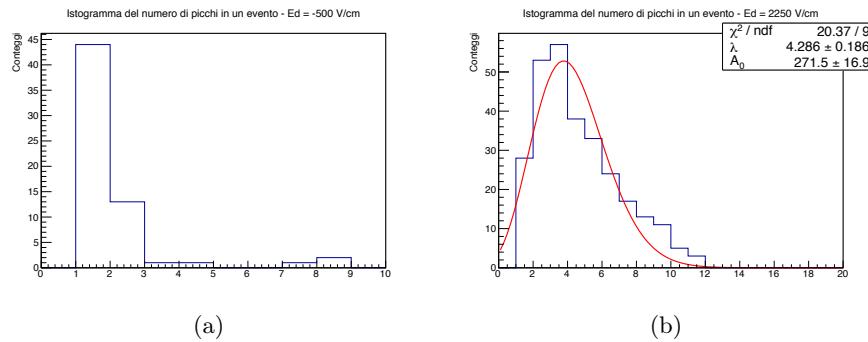


Figura 6.17: Confronto dei due istogrammi.

Numero di picchi in funzione del campo di drift

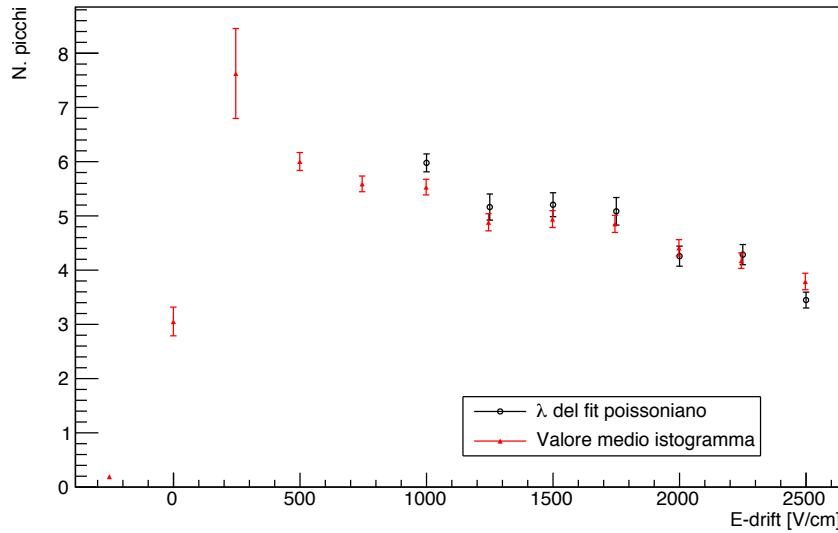


Figura 6.18: Andamento del numero di picchi in funzione del campo di drift.

zione del campo di drift è mostrato in Figura 6.18: all'aumentare del campo

di drift nella GEM si nota come il numero di picchi in un evento tenda a diminuire, e questo potrebbe essere dovuto al fatto che a valori alti di E_{drift} i cluster di ionizzazione producono segnali meno definiti temporalmente; a valori più bassi del campo gli elettroni driftano più lentamente verso i fogli di GEM dove avviene la moltiplicazione e la produzione di fotoni, sono tali da produrre segnali meno compresi temporalmente, e quindi i picchi appaiono più definiti e non si sovrappongono. Se si confrontano le curve cumulative del segnale per $E_{drift} = 750 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ e $E_{drift} = 2250 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$, come mostrato in Figura 6.19, effettivamente si osserva come quest'ultimo segnale sia più stretto ed ampio mentre quello per un campo più basso è meno ampio ma più largo temporalmente, per questo motivo i picchi potrebbero apparire più definiti. A campi di drift negativi invece il basso numero di picchi è dovuto al fatto

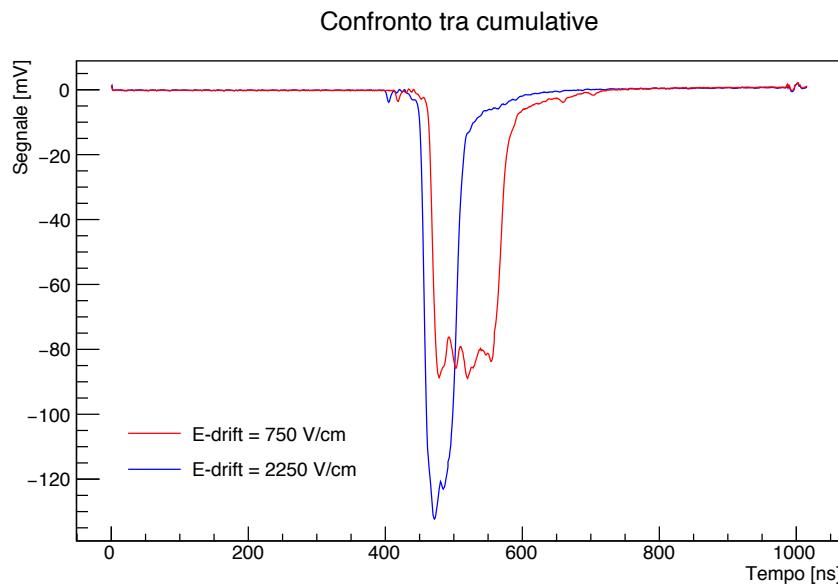


Figura 6.19: Confronto tra le cumulative di due differenti configurazioni del rivelatore.

che gli elettroni prodotti per ionizzazione primaria nella zona di drift non vengono trasportati verso il primo foglio di GEM, perciò il segnale prodotto è dovuto agli elettroni prodotti nelle gap di trasferimento. La mancanza di un primo step di moltiplicazione a valanga limita l'ampiezza dei segnali ottenuti e diminuisce anche di conseguenza il numero di ionizzazioni secondarie ottenute.

Distanza temporale tra due picchi successivi

Di seguito, in Figura 6.20, viene riportato a titolo d'esempio l'istogramma della distanza temporale tra due picchi per gli eventi relativi al campo di

drift $E_{drift} = 2250 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$: su questi andamenti viene effettuato un fit con la funzione

$$f(t) = \frac{A_0}{\tau} e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} \quad (6.5)$$

ove il parametro A_0 è l'ampiezza della distribuzione, t_0 lo shift temporale dovuto al fatto che l'identificazione di due picchi successivi richiede una distanza minima di 6 ns tra essi, e τ è il tempo caratteristico della distribuzione.

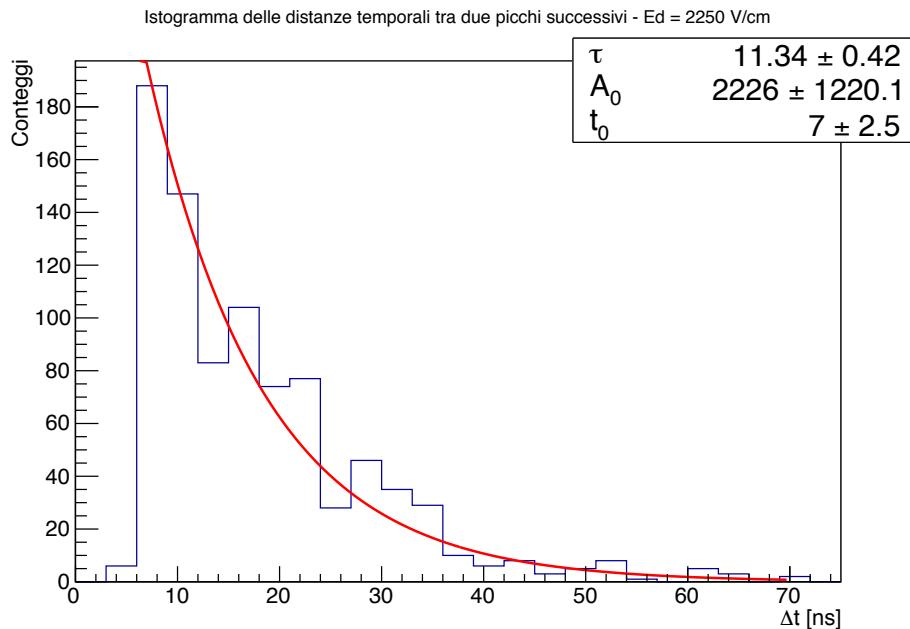


Figura 6.20: Istogramma dei tempi che separano due picchi nel segnale.

L'andamento ottenuto è riportato in Figura 6.21.

Nel grafico non è riportato il punto per $E_{drift} = -250 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ in quanto la statistica a disposizione non era sufficiente per effettuare un fit affidabile.

Coerentemente con quanto osservato nell'andamento del numero di picchi, la differenza temporale tra due minimi successivi all'aumentare del campo di drift diminuisce. Questo è legato al fatto che i segnali appaiono più compressi temporalmente, di conseguenza anche i singoli picchi che non si sovrappongono, per quanto detto in precedenza, tendono ad avvicinarsi.

Per piccoli campi di drift invece la distanza temporale tra due minimi successivi aumenta in quanto gli elettroni prodotti nel processo di ionizzazione primaria vengono trasportati più lentamente al foglio di GEM, dunque i singoli picchi compaiono più definiti e separati.

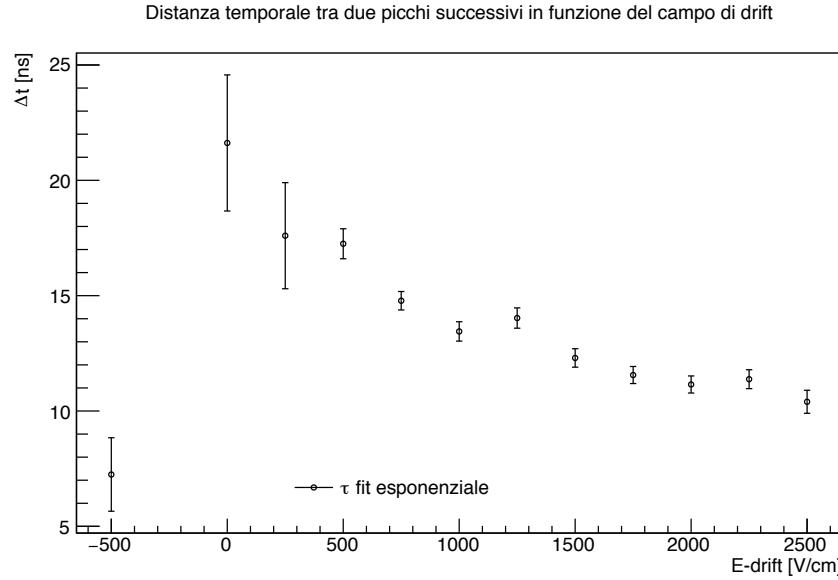


Figura 6.21: Distanza temporale tra due picchi successivi al variare del campo di trasferimento.

6.8.2 Scan in campo di trasferimento

Numero di picchi

L’andamento ottenuto per il numero di picchi in funzione del campo di trasferimento è riportato in Figura 6.22, e mostra un aumento al crescere di E_{transf} . Tale comportamento è spiegabile con un aumento del numero di cariche che contribuiscono al segnale totale, in quanto migliora l’estrazione degli elettroni secondari dai fogli di GEM nella gap successiva [6]. Questo è coerente con l’andamento ottenuto in seguito all’analisi in carica della scansione in campo di trasferimento, dove si evidenzia un aumento del guadagno del segnale all’aumentare del campo.

Per i valori di campi di trasferimento studiati, il numero di picchi tende ad essere costante dopo $E_{transf} = 2 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$, mostrando la presenza di un limite al guadagno ottenibile senza cambiare la differenza di potenziale tra i due lati di un foglio di GEM.

Distanza temporale tra due picchi successivi

Sugli istogrammi della distanza temporale tra due minimi successivi del segnale è effettuato nuovamente un fit esponenziale con la Funzione (6.5), e graficato il parametro τ al variare del campo di trasferimento. L’andamento ottenuto è mostrato in Figura 6.23; per la configurazione $E_{transf} = 0 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ i dati ottenuti non sono sufficienti per effettuare un fit affidabile, per questo

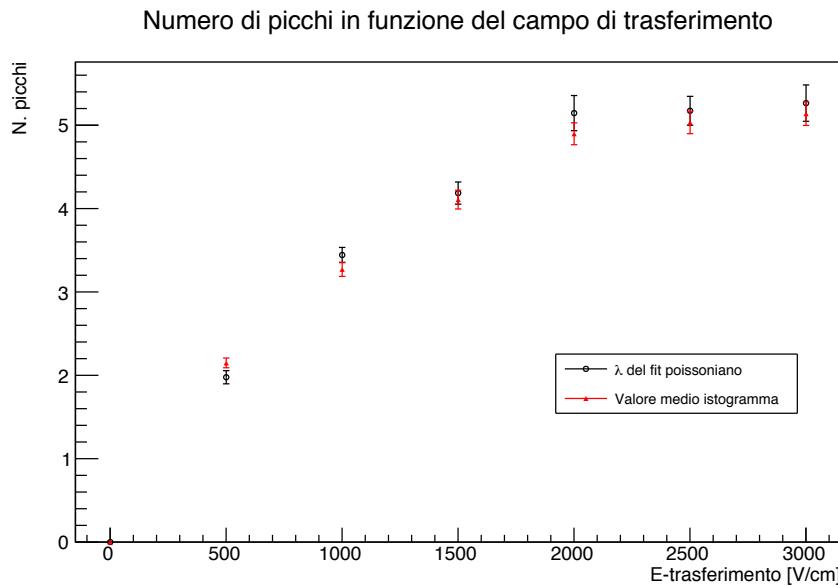


Figura 6.22: Numero di picchi al variare del campo di trasferimento.

motivo non è stato riportato il punto sul grafico. Il Δt appare costante al variare del campo di trasferimento, e ciò è dovuto al fatto che il campo di trasferimento ha l'effetto di estrarre gli elettroni secondari dai fogli di GEM e guidarli allo step successivo, ma non ha un effetto significativo sulla forma del segnale finale.

6.8.3 Scan in miscela di gas

Come in precedenza dagli istogrammi del numero di picchi al variare della miscela utilizzata è stato estratto il valor medio ed è stato effettuato un fit con la Funzione (6.1) estraendo il parametro λ : entrambi questi valori sono mostrati in funzione della miscela di gas in Figura 6.24. Il risultato del fit è mostrato solamente sulle miscele in cui si avevano più dati a disposizione poiché per le altre configurazioni non produceva risultati affidabili. Dall'andamento si vede come le miscele per cui si hanno più picchi associati a cluster di ionizzazione sono He : CF₄ = 70 : 30, 60 : 40 e 50 : 50. L'andamento ottenuto è spiegabile in modo analogo a quanto descritto nella Sezione 6.7: per il fenomeno dell'attachment, descritto nel Capitolo 1, le miscele in cui la concentrazione di CF₄ è prevalente hanno un numero basso di cluster, e ciò è dovuto al fatto che sono ridotti i bersagli che per ionizzazione producono fotoni, ovvero gli atomi di elio. Inoltre è possibile che gli elettroni prodotti nel processo di ionizzazione vengono assorbiti dalle molecole di CF₄ in virtù dell'alta elettronegatività del fluoro, e dunque il segnale finale prodotto sia inferiore. Per questo fenomeno infatti si perdono gli elettroni che nel pro-

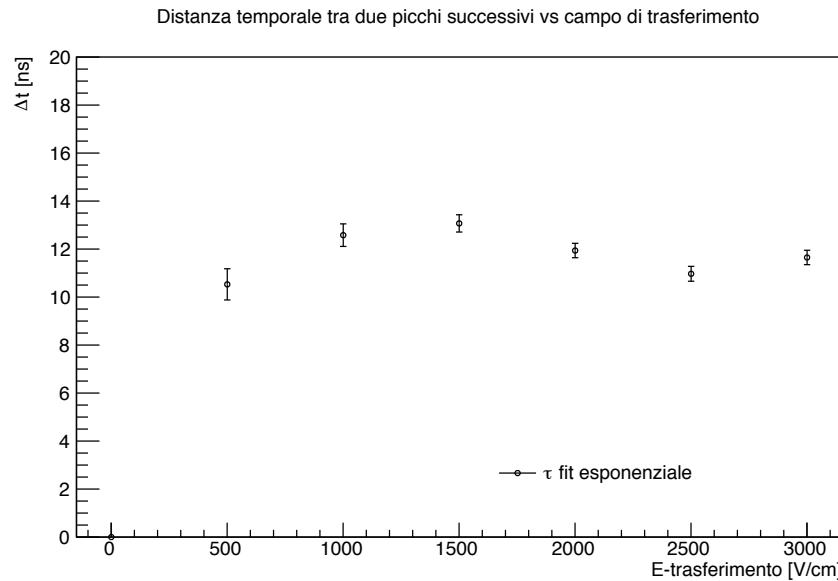


Figura 6.23: Distanza temporale tra due picchi successivi al variare del campo di trasferimento.

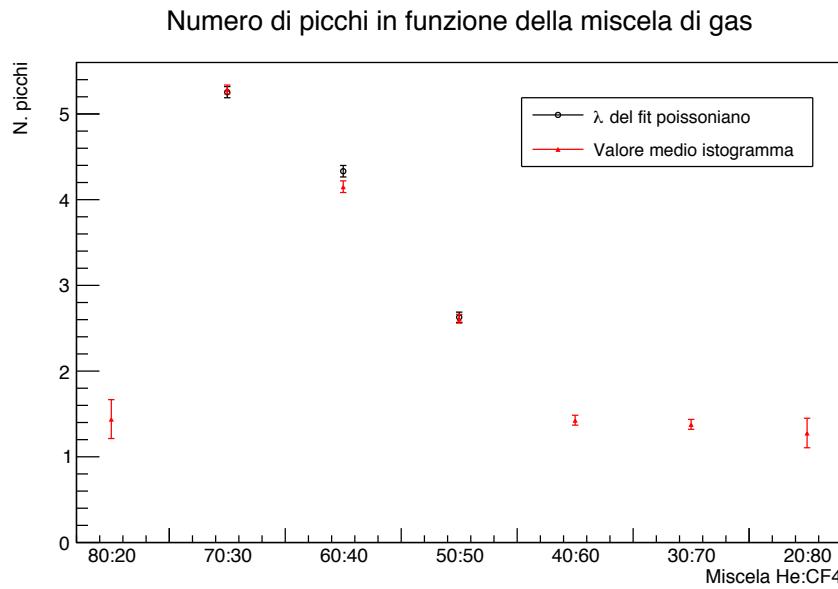


Figura 6.24: Numero di picchi al variare della miscela di gas utilizzata.

cesso di moltiplicazione a valanga producono i fotoni che si è interessati a rivelare.

Ad alte concentrazioni di He invece il basso numero di picchi dovuti a cluster

di ionizzazione è dovuto alla difficoltà di operare il rivelatore ad alte tensioni della ΔV_{GEM} ; il guadagno ne risente come già descritto nella analisi in carica, e di conseguenza si ha coerentemente un numero minore di picchi di ionizzazione. A miscele di gas intermedie con prevalenza di elio si osserva, nella configurazione studiata, il massimo numero di picchi per evento, e questo è dovuto alla compensazione dei due effetti descritti in precedenza: non essendo prevalente il CF_4 l'effetto dell'attachment che si manifesta a grandi concentrazioni di queste molecole non è significativo come accade in altre combinazioni, ed inoltre una prevalente concentrazione di elio permette una maggior produzione di luce nelle ionizzazioni secondarie nei fori dei fogli di GEM.

Distanza temporale tra due picchi successivi

L'andamento della separazione temporale tra due picchi successivi al variare della miscela di gas impiegata (riportato in Figura 6.25) presenta solo alcuni punti in quanto, nelle miscele meno efficienti per la lettura ottica del segnale prodotto nella tripla-GEM il numero di eventi ottenuti nel corso delle prese dati non era sufficiente per effettuare un fit affidabile con la Funzione 6.5. Tuttavia al variare della miscela di gas utilizzata varia anche la velocità di deriva degli elettroni nella zona di drift per questo si dovrebbe osservare una leggera variazione dei tempi di arrivo di due segnali successivi.

Dai risultati ottenuti nel corso dell'esperimento si ottiene per le miscele He : $CF_4 = 70 : 30, 60 : 40$ e $50 : 50$ un valore circa costante del Δt . Al fine di migliorare l'andamento ottenuto è necessario un tempo di acquisizione degli eventi maggiore, in modo tale da ottenere più statistica e poter effettuare un miglior fit sugli andamenti esponenziali per le singole configurazioni.

6.9 Misure con amplificatore

Il preamplificatore descritto nel Capitolo 3 è stato collegato allo strato inferiore dell'ultimo foglio di GEM, per poter amplificare il segnale lasciato dagli elettroni depositati sul foglio stesso. Il segnale in uscita è stato acquisito in contemporanea a quello del fotomoltiplicatore utilizzando un secondo canale del digitalizzatore. Il rapporto tra l'ampiezza del segnale ottenuto e la sensibilità dello strumento rappresenta la carica depositata sull'ultimo foglio di GEM. In questo modo è possibile calcolare il numero di elettroni depositati e studiare l'andamento del rapporto fra elettroni raccolti e fotoni emessi durante i processi di diseccitazione. Tuttavia due problemi hanno impedito di effettuare questa analisi:

- L'efficienza quantica del fotomoltiplicatore non è nota. Ciò comporta l'impossibilità di conoscere il numero di fotoni emessi in base alla carica dell'evento e alla carica del singolo photoelettrone;

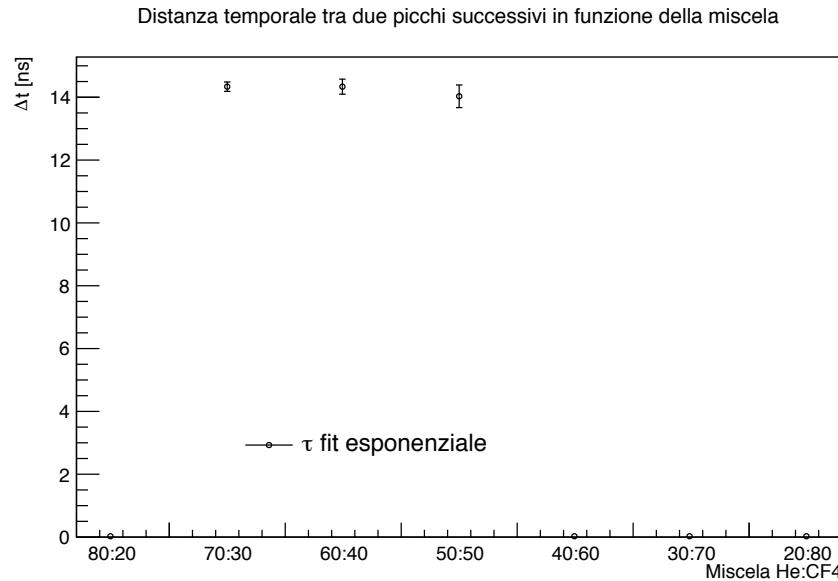


Figura 6.25: Distanza temporale tra due picchi successivi al variare della miscela di gas utilizzata.

- Il segnale acquisito dal preamplificatore non è analizzabile in quanto disturbato da rumore.

In Figura 6.26 viene mostrato un segnale acquisito e in Figura 6.27 la cumulativa dei segnali acquisiti in una presa dati di 6 ore.

Come si può osservare dalla figura, il segnale è sovrastato dal rumore. Si ipotizza che tale rumore sia dovuto alla presenza di segnali elettromagnetici di frequenza compresa nel range $10 \div 100$ MHz, come è possibile osservare dalla distanza temporale fra due picchi consecutivi. Inoltre si ipotizza che il guadagno della tripla-GEM non sia sufficiente per poter collezionare un numero abbastanza elevato di elettroni sull'ultimo foglio.

Ciò è dovuto al fatto che la differenza di potenziale tra i fogli delle GEM è stata posta a 380 V per evitare problemi legati alle scariche, piuttosto che a valori dell'ordine di $420 \div 460$ V, che avrebbero assicurato un guadagno nettamente maggiore. Delle possibili soluzioni al problema sono quelle di migliorare la saldatura che collega l'amplificatore alla GEM o schermare il sistema dal campo elettromagnetico esterno.

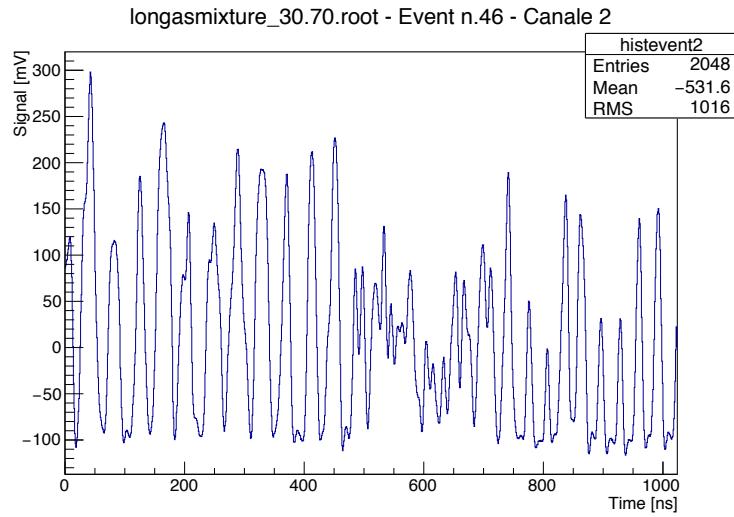


Figura 6.26: Segnale acquisito dal preamplificatore.

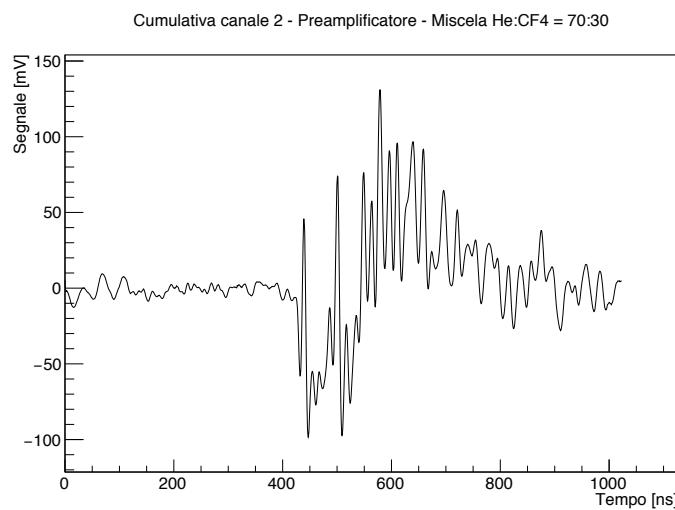


Figura 6.27: Cumulativa dei segnali acquisiti in una presa dati di 6 ore.

Capitolo 7

Conclusioni

Lo scopo principale di questo esperimento è stato lo studio di un rivelatore GEM utilizzato il lettura ottica. A tal fine sono stati effettuati degli studi sui campi di deriva e trasferimento ed è stato individuato il punto di lavoro, ovvero i valori che massimizzano il guadagno in carica della GEM.

Nel corso delle misure al variare dei campi di deriva e trasferimento la differenza di potenziale tra i fogli di GEM è stata tenuta a 400 V, nonostante i valori consigliati in letteratura fossero superiori, in quanto per alte tensioni è possibile si abbia un fenomeno di scarica tra due fogli del rivelatore, che lo può danneggiare. Questo è successo nella prima fase di presa dati e, ad una analisi a posteriori, è risultato che questo è stato dovuto alla presenza di materiale estraneo tra due fogli di GEM. In queste condizioni il punto di lavoro è stato individuato a $E_{drift} = 1000 \frac{V}{cm}$ e $E_{trasf} = 2500 \frac{V}{cm}$.

Il rivelatore è stato studiato anche variando le proporzioni tra le due componenti della miscela di gas. In questa presa dati la ΔV_{GEM} è stata abbassata ulteriormente, a 380 V, in quanto per l'utilizzo di basse percentuali di CF₄ non si riescono a limitare i fenomeni di scarica nel rivelatore senza diminuire la tensione di lavoro. Da questo studio è risultato che il miglior guadagno in carica si ha con la miscela He : CF₄ = 70 : 30, seguita dalla 60 : 40.

Infine è stato effettuato uno studio più approfondito sulle forme dei segnali, guardando l'andamento del numero di picchi, associati ai *cluster* di ionizzazione, e della distanza temporale tra due picchi successivi. Gli andamenti ottenuti rispecchiano le aspettative e sono coerenti con quelli ottenuti nello studio delle tensioni di lavoro.

Numerose sono state le difficoltà incontrate durante il corso dell'esperienza, sia per quanto riguarda il sistema di *trigger* sia per il programma di controllo scritto con *LabView*, ma soprattutto per individuare il punto di lavoro del

rivelatore e per effettuare l'analisi dei dati raccolti. Nonostante ciò e visti i risultati ottenuti, il lavoro complessivo si ritiene soddisfacente.

Acquisizioni dati più lunghe potrebbero migliorare nettamente la statistica, punto debole dell'analisi dati. Un consiglio che si può lasciare, a chi volesse ripetere l'esperimento, è quello di sostituire il fotomoltiplicatore *Down*, vecchio e molto rumoroso. Inoltre un *trigger* con un'area efficace più piccola, pari al più a quella della GEM, potrebbe ovviare al fatto che molti degli eventi acquisiti dal DRS non sono stati analizzati perché non corrispondenti a veri segnali all'interno della GEM.

Il software di controllo dell'HV può essere ottimizzato per minimizzare il tempo morto tra l'esecuzione di un comando e la relativa risposta, specialmente per quanto riguarda lo spegnimento dei canali (interruttore "ON/OFF"). Il sistema di sicurezza che disattiva i canali in caso di correnti troppo alte può essere migliorato, cercando di abbassare ulteriormente la corrente massima permessa. Infine è da notare che in caso di *trip* il programma non impedisce all'utente di riattivare i canali senza aver premuto il pulsante "CLEAR ALARM", causando potenziali problemi dovuti a delle differenze di potenziale troppo alte, questa caratteristica andrebbe implementata al fine di evitare potenziali errori di distrazione da parte dell'utente.

Infine potrebbe essere molto interessante riuscire ad utilizzare il preamplificatore, di cui per vari motivi non è stato possibile servirsi. Questo infatti permetterebbe di determinare la carica rilasciata dagli elettroni sull'ultimo foglio di GEM e di confrontare il numero di elettroni con il numero di fotoni emessi. Per farlo è forse necessario ripetere la saldatura e schermare il rivelatore dai campi elettromagnetici esterni, oltre che reperire informazioni sull'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori.

Appendice A

Schema del programma LabView

Si riporta, nella sua interezza in Figura A.1, il programma in *LabView* adibito al controllo dei moduli di HV.

I riquadri grigi che contengono l'intero programma costituiscono una struttura sequenziale: il riquadro a sinistra viene eseguito per primo e, una volta al suo interno, vengono svolte per i sette canali di HV tutte le operazioni descritte nel Capitolo 4; il secondo riquadro, invece, viene eseguito subito che il tasto “FERMA TUTTO” è stato premuto, prima che il programma venga terminato.

In Figura A.1 sono mostrate le operazioni, contenute nella condizione *if/else* più esterna, che il programma esegue nel caso in cui l'interruttore “ON/OFF” sia commutato su *ON*.

In Figura A.2 è riportata invece una cattura della schermata in cui sono mostrate le operazioni che il programma esegue quando l'interruttore “ON/OFF” viene commutato su *OFF*. Come si può osservare, vengono solamente reinizializzati ai valori di default le tensioni e le correnti (e i controlli su di esse) di entrambi i moduli e i led “V OK!”, per i quali lo stato di default è quello in cui sono spenti.

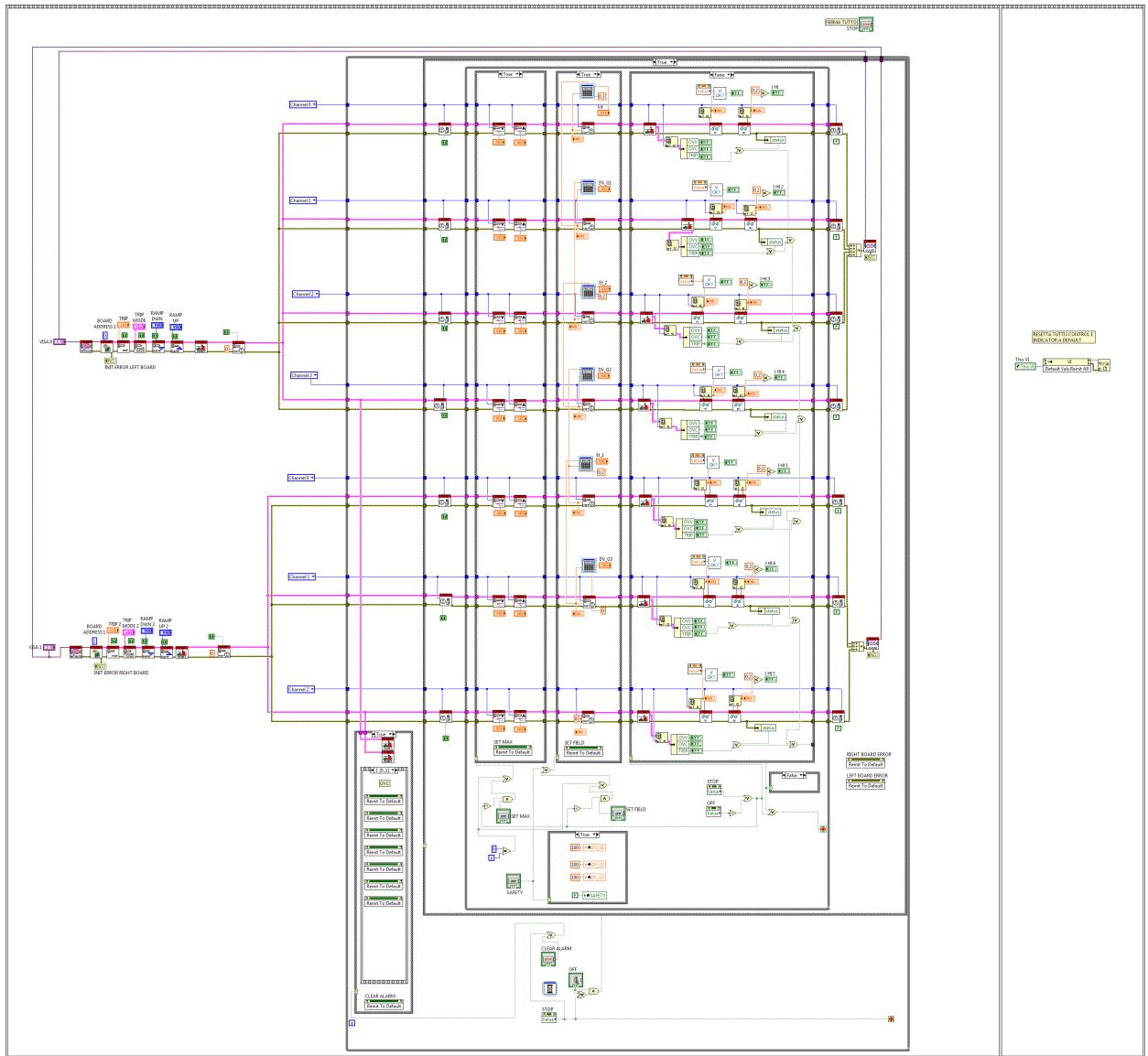


Figura A.1: Schema del software LabView. Sono mostrate tutte le operazioni che il programma di controllo dei moduli di HV esegue quando l'interruttore “ON/OFF” è commutato su *ON*.

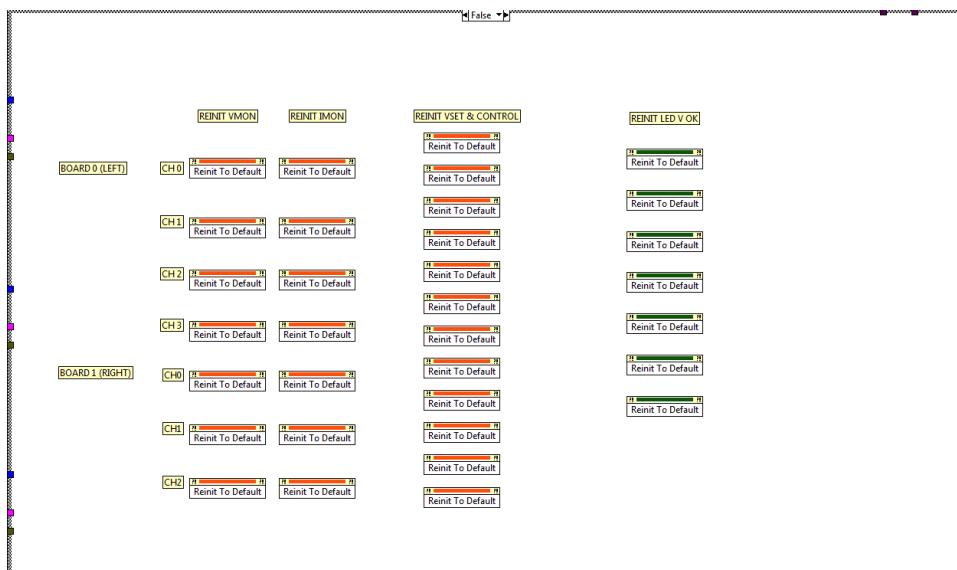


Figura A.2: Operazioni di reinizializzazione ai valori di default svolte dal programma quando “ON/OFF” viene commutato su *OFF*.

Appendice B

Effetto photoelettrico

L'effetto photoelettrico consiste nell'emissione di elettroni da parte di una superficie chiamata photocatodo, in genere metallica, quando quest'ultima è colpita da radiazione luminosa. Nel 1887, Heinrich Rudolf Hertz osservò che la scarica di un conduttore è più intensa se questo è colpito da radiazione ultravioletta. Nel 1888, Augusto Righi rilevò che una piastra metallica, se colpita da radiazione ultravioletta, si carica positivamente, così decise di coniare il termine "effetto photoelettrico" per sottolineare l'interazione tra radiazione luminosa e carica elettrica.

Dagli esperimenti svolti fu chiaro che:

- L'emissione dei elettroni avviene solo se la radiazione elettromagnetica possiede una frequenza superiore ad una frequenza di soglia, caratteristica di ogni metallo che compone il photocatodo;
- Il numero degli elettroni emessi, quando la frequenza è superiore alla soglia, è proporzionale all'intensità della radiazione incidente, ma solo perché all'aumentare dell'intensità vengono colpiti più elettroni: se si considera un singolo elettrone, esso viene emesso, indipendentemente dall'intensità;
- Gli elettroni vengono emessi istantaneamente, senza che ci sia un ritardo dovuto ad un eventuale accumulo di energia o dal fatto che la radiazione abbia una diversa intensità.

Gli esperimenti mostrano in modo inequivocabile l'indipendenza del fenomeno dall'intensità, mentre evidenziano l'aspetto fondamentale della frequenza della radiazione. Un tale comportamento è incomprensibile se si utilizza la teoria classica, secondo la quale all'aumentare dell'intensità, il numero di elettroni e la loro energia aumentano. La spiegazione del fenomeno è dovuta ad Albert Einstein, il quale comprese che la luce, come la materia, ha natura corpuscolare, ovvero l'energia non è distribuita in modo omogeneo sul fronte d'onda, ma è concentrata in quanti di energia chiamati fotoni. Ogni

elettrone interagisce con un singolo fotone alla volta, ed è estratto solo se l'energia del fotone è sufficientemente elevata da superare l'energia di legame dell'elettrone con il nucleo atomico. L'energia di un singolo fotone è data dalla relazione di Planck:

$$E = h\nu$$

con h la costante di Planck e ν frequenza del fotone. Pertanto si ha emissione solo se la frequenza dell'onda è maggiore di un certo valore di soglia, ovvero se la sua energia supera il “lavoro di estrazione” del metallo.

Si riporta in Figura B.1 una rappresentazione schematica dell'effetto fotoelettrico:

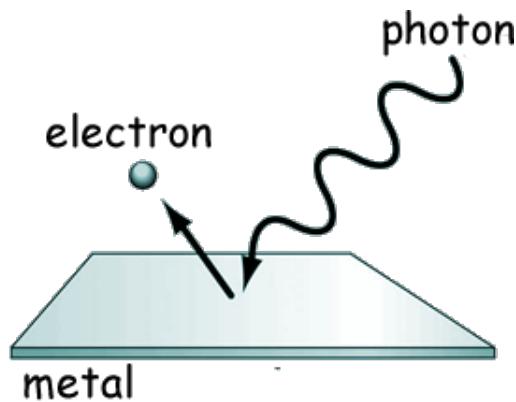


Figura B.1: Schema illustrativo dell'effetto fotoelettrico.

Bibliografia

- [1] K. A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38:090001, 2014.
- [2] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.
- [3] Davide Pinci. Micro-pattern gas detectors. Lezione per il corso di Laboratorio di Fisica - Università degli Studi di Roma "La Sapienza".
- [4] Fabio Sauli. The gas electron multiplier (gem): Operating principles and applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 805:2 – 24, 2016. Special Issue in memory of Glenn F. Knoll.
- [5] Natalia Maria Torchia. Development of a tracker based on gem optically readout. Master's thesis, Università degli studi di Roma, La Sapienza, 2016.
- [6] Davide Pinci. *A triple-GEM detector for the muon system of the LHCb experiment*. PhD thesis, Università degli studi di Cagliari, 2002.
- [7] M. Marafini, V. Patera, D. Pinci, A. Sarti, A. Sciubba, and E. Spiriti. High granularity tracker based on a triple-gem optically read by a cmos-based camera. *Journal of Instrumentation*, 10(12):P12010, 2015.
- [8] R. Carlin C. Voci. Introduzione ai rilevatori di particelle, parte 6, scintillazione e rivelatori a scintillazione, 2008.
- [9] G. Frongia and M. Romagnino. Contributo allo studio delle coincidenze casuali in un sistema di contatori di geiger e müller. *Il Nuovo Cimento (1943-1954)*, 1(2):85–92, Apr 1943.