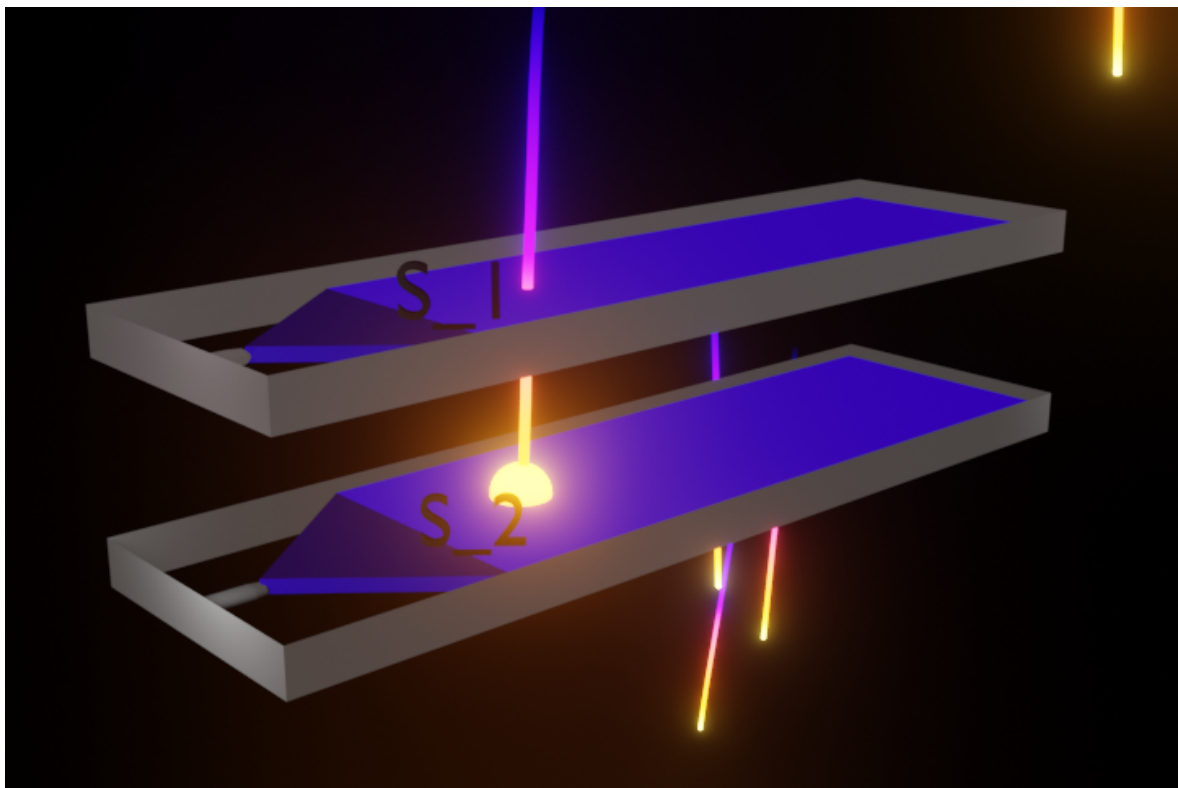


Esperimento sui Muoni

Esperimentazioni di Fisica Nucleare e Subnucleare

Federico Berlanda, Rodolfo Carobene, Irene Ferranti

Anno accademico 2020/2021



Indice

1	Introduzione	3
2	Descrizione dell'apparato	4
3	Calibrazione	5
3.1	Efficienza	5
3.1.1	Rilevatori T_1 e T_2	6
3.1.2	Ottimizzazione dei rilevatori S_1 e S_2	6
3.2	TDC	8
3.3	Coincidenze Accidentali	9
4	Simulazione del fenomeno	12
4.1	Correzione L	12
4.2	Flusso	13
5	Misure di flusso	16
5.1	Verticale	16
5.2	Angolare	16
6	Tempi di Volo	20
6.1	Amplitude walk	20
6.2	Costant Fraction Discriminator	24
6.3	Velocità dei muoni	25
6.4	Dispersione dovuta alle dimensioni del rivelatore	27
6.4.1	Simulazione fenomeno	27
7	Conclusioni	29
A	Discriminatore a soglia	30
B	Oscillazioni metereologiche	31
C	Dati	33
C.1	Calibrazione	33
C.1.1	Scintillatori T_1 e T_2	33
C.1.2	Efficienza e rate al minuto Vs Tensione di S_1	33
C.1.3	Efficienza e rate al minuto Vs Tensione di S_2	34
C.1.4	Conteggi di S_1 e S_1 Vs Soglia	34
C.1.5	Coincidenze Vs ritardo	35
C.2	Misure Flusso	35
C.3	Risultati fit dell'amplitude walk	36
	Riferimenti Bibliografici	38

1 Introduzione

I raggi cosmici primari, costituiti principalmente da protoni e particelle alfa, sono particelle di varie origini che possono interagire con gli strati più esterni dell'atmosfera: da questa interazione hanno origine sciame di particelle secondarie, alcune delle quali raggiungono la superficie della terra. I muoni, che costituiscono il 98% del flusso di raggi cosmici secondari al livello del mare, vengono prodotti principalmente dal decadimento dei mesoni π^\pm :

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

I muoni, nonostante una vita media di circa un paio di microsecondi, sono in grado di percorrere le migliaia di chilometri che separano il punto dove vengono prodotti nell'alta atmosfera e la crosta terrestre grazie alla velocità relativistica a cui si muovono (senza effetti relativistici percorrerebbero circa 600m).

L'energia media con cui i muoni giungono a livello del mare è di circa 4GeV [1, Paragrafo 2], di conseguenza, stimando la massa del muone pari a $200m_e \simeq 105 \frac{MeV}{c^2}$, otteniamo che il parametro relativistico dei muoni è:

$$\gamma = \frac{E}{E_0} \simeq \frac{4GeV}{105MeV} \simeq 38$$

Da questo valore è possibile ottenere una prima stima della velocità con cui giungono al suolo:

$$v = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}c \simeq 0.9997c$$

Il primo scopo di questa esperienza è, appunto, ottenere una stima di tale velocità. Inoltre intendiamo misurare anche il flusso dei muoni cosmici che arrivano al suolo con una distribuzione dipendente solo dall'angolo zenitale secondo la seguente relazione:

$$\Phi_\mu(\theta) \propto \cos^2(\theta)$$

Dal momento che i muoni sono generati a partire dai raggi cosmici primari, che sono per lo più positivi, ci aspettiamo un'asimmetria nel flusso dei muoni dovuta al campo magnetico terrestre fra i muoni provenienti da Est e quelli provenienti da Ovest. Tale effetto, detto effetto Est-Ovest, è appunto dato dall'interazione fra il campo magnetico terrestre e i muoni carichi: come si può vedere in figura 1.1, l'asimmetria è data dalle diverse deviazioni che subiscono le traiettorie dei muoni a seconda della loro carica e direzione di moto.

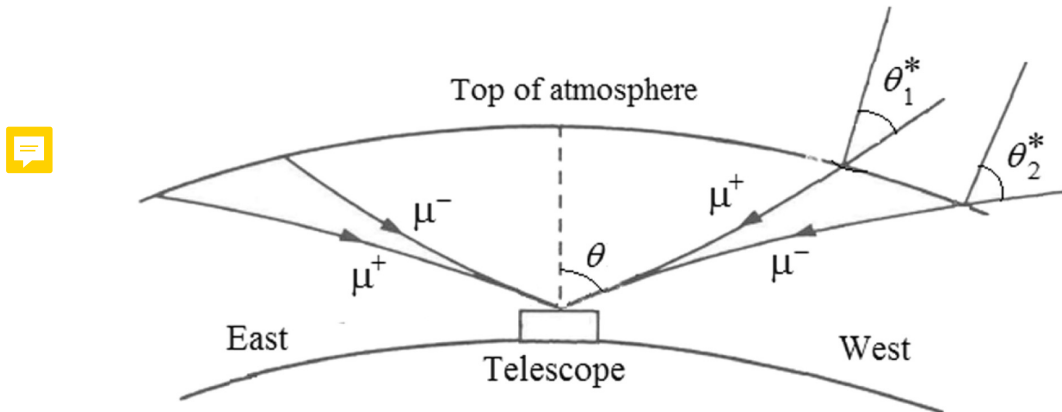


Figura 1.1: Schema effetto Est-Ovest

2 Descrizione dell'apparato

- *Rilevatori plastici a scintillazione.* Rilevatori in grado di convertire l'energia depositata da una particella carica incidente in **fotoni che, una volta emessi, vengono amplificati** da un fotomoltiplicatore e convertiti in segnale analogico. Abbiamo a disposizione due rilevatori più grandi che indichiamo con S_1 e S_2 e due più piccoli T_1 e T_2 ($\frac{Area_S}{Area_T} \sim 10$).
- *Discriminatore a soglia.* Modulo di elettronica che riceve segnali analogici in input e li converte in segnali logici se l'ampiezza del segnale supera una certa soglia. L'output ha al più un'ampiezza di $-1.2V$ e durata impostata dall'utente (variabile da $4.5ns$ a $100ns$). Osserviamo durante l'esperienza che il modulo permette di impostare una soglia con un valore compreso fra $0.5V$ e $9V$; calibrando lo strumento abbiamo osservato che la soglia reale corrisponde a circa $1/5$ della soglia impostata. Alleghiamo nell'appendice [A](#) i dettagli.
- *Constant Fraction Discriminator.* Anch'esso è un discriminatore a soglia che riceve in input un segnale analogico e restituisce un segnale logico. A differenza del discriminatore standard, i segnali generati non hanno il problema dell'Amplitude Walk poiché il modulo elabora l'input in modo che il segnale di output abbia un tempo di inizio indipendente dalla sua ampiezza.
- *Coincidence-Unit.* Dispositivo che riceve in input due segnali logici e ne genera uno in output quando rileva una coincidenza. Nel dettaglio, quando arriva il primo segnale viene aperto un gate per la durata del segnale d'ingresso, se in tale lasso di tempo arriva un secondo segnale allora il modulo emette un impulso logico di durata uguale al tempo di sovrapposizione.
- *TDC - Time-to-Digital-Converter.* Modulo che serve a misurare l'intervallo di tempo che intercorre tra un impulso logico di START e un impulso logico di STOP tramite il caricamento di alcuni condensatori interni. Tramite CAMAC siamo in grado di leggere i tempi misurati in unità proprie del TDC che avrà bisogno, dunque, di una calibrazione apposita per la conversione in nanosecondi.
- *Cavi e unità di ritardo.* Strumenti utilizzati per trasportare i segnali e introdurre ritardi temporali noti. **Essendo elementi passivi** siamo certi del ritardo da loro introdotto.
- *Oscilloscopio digitale.* Strumento elettronico usato per visualizzare e analizzare l'andamento temporale di un segnale elettrico in ingresso.
- *Scaler.* Modulo elettronico che permette il conteggio degli impulsi logici in input. Questo modulo non necessita di calibrazione, ma bisogna prestare attenzione alla durata dei segnali di ingresso che, se troppo piccola o troppo grande, porta a un errore sulle misure.
- *ADC - Analog-to-Digital-Converter.* Modulo elettronico che riceve segnali analogici in input e restituisce un valore proporzionale alla loro ampiezza o carica del segnale in ingresso. Affinché l'ADC possa eseguire una misura di segnale, è necessario inviargli un primo impulso logico col compito di aprire un gate entro il quale devono trovarsi i segnali di input per essere registrati.
- *Bus CAMAC.* Dispositivo che permette il collegamento di Scaler, ADC e TDC (per il nostro esperimento) assieme a un modulo di controllo per l'acquisizione dei dati provenienti da moduli. Quest'ultimo modulo, infine, si interfaccia con un Pc.
- *Bus CAEN.* Dispositivo che permette di alimentare moduli come discriminatore e sdoppiatore e a cui è collegato anche il generatore di alta tensione necessario ai rilevatori.

3 Calibrazione

Prima di iniziare la presa dati è necessario **calibrare** l'apparato di misura. Per quanto riguarda gli scintillatori è necessario scegliere la migliore combinazione di tensione di alimentazione e tensione di soglia (del discriminatore) alla quale lavorare: dobbiamo dunque valutare l'efficienza (frazione dei muoni reali che vengono rivelati) e conteggi dei due rilevatori singolarmente.

3.1 Efficienza

Per misurare l'efficienza abbiamo utilizzato i rilevatori posti nella seguente configurazione:

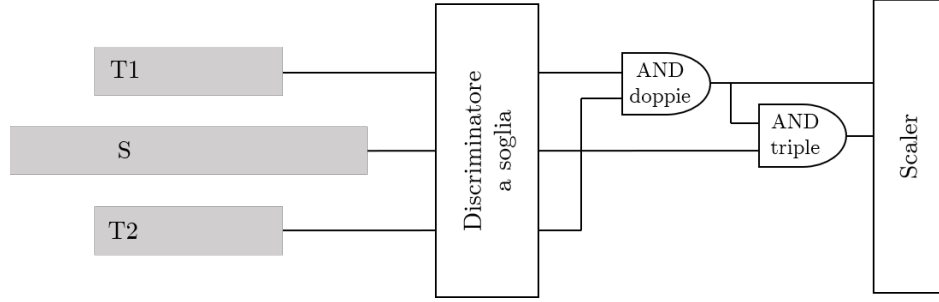


Figura 3.1: Configurazione per una misura di efficienza

Una volta ottimizzati, **supponiamo che i rilevatori di test lavorino con un'efficienza del 100%** in modo da calcolare l'efficienza di ciascun rivelatore S come:

$$\epsilon = \frac{C_{triplo}}{C_{doppio}} \quad (3.1.1)$$

dove le coincidenze doppie sono i conteggi simultanei di T_1 e T_2 e le triple quelli di T_1 , T_2 e S . Essendo i rivelatori S diversi dai rilevatori di test, abbiamo dovuto ritardare il segnale degli scintillatori S di $26ns$ per poter vedere le coincidenze triple. Riportiamo a titolo di esempio una coincidenza tripla osservata all'oscilloscopio:

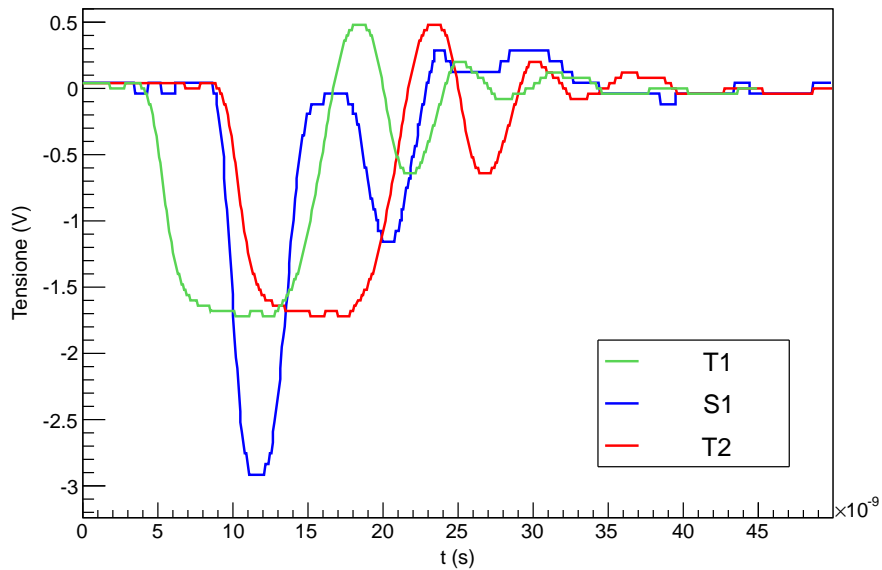


Figura 3.2: Coincidenza tripla all'oscilloscopio

3.1.1 Rilevatori T_1 e T_2

Per ottimizzare i rilevatori di test abbiamo impostato l'alimentazione alla tensione consigliata di -1550V e calibrato la soglia del discriminatore in modo tale che i conteggi dei rilevatori siano sufficientemente stabili al variare della soglia stessa. Ci aspettiamo una zona di stabilità perché, supponendo che i segnali dovuti ai muoni siano molto più intensi di quelli dovuti al **rumore**, dovrebbe esserci un intervallo di valori della tensione di soglia per i quali il rumore non triggera discriminatore, mentre la maggior parte dei muoni sì.

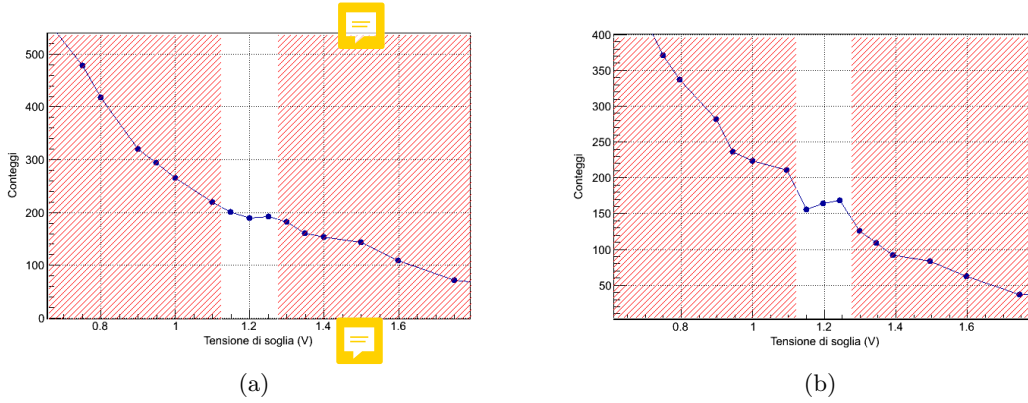


Figura 3.3: Conteggi in funzione della tensione di soglia di T_1 e T_2

Nei grafici in figura 3.3 sono segnate le zone di esclusione per i valori della tensione di soglia¹. Alla luce di questi dati (tabella C.1.1), abbiamo scelto per entrambi i rilevatori:

$$V_{soglia_T} = 1.2 \text{ V}$$

3.1.2 Ottimizzazione dei rilevatori S_1 e S_2

A questo punto posizioniamo gli scintillatori come in figura 3.1 per procedere alle misure di efficienza. Abbiamo temporaneamente impostato per entrambi i **rilevatori** una soglia di 850mV (**soglia reale**) ottenendo i seguenti andamenti:

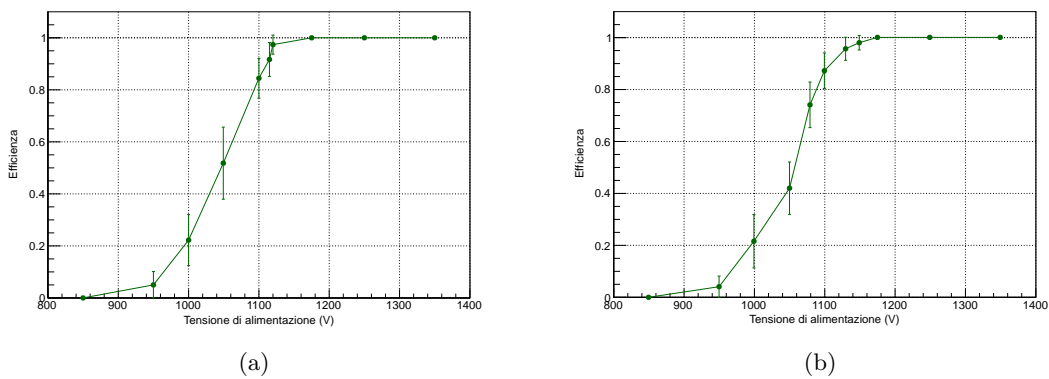


Figura 3.4: Efficienza di S_1 e S_2 in funzione della tensione di alimentazione

¹La tensione di soglia è quella misurata col multimetro al discriminatore, non quella reale applicata ai segnali. Maggiori informazioni all'appendice A.

Come abbiamo detto è necessario combinare le misure di efficienza con quelle dei conteggi di singolo rilevatore per scegliere la tensione di alimentazione. In figura 3.5 sono riportati i grafici con l'andamento dei conteggi rispetto alla tensione.

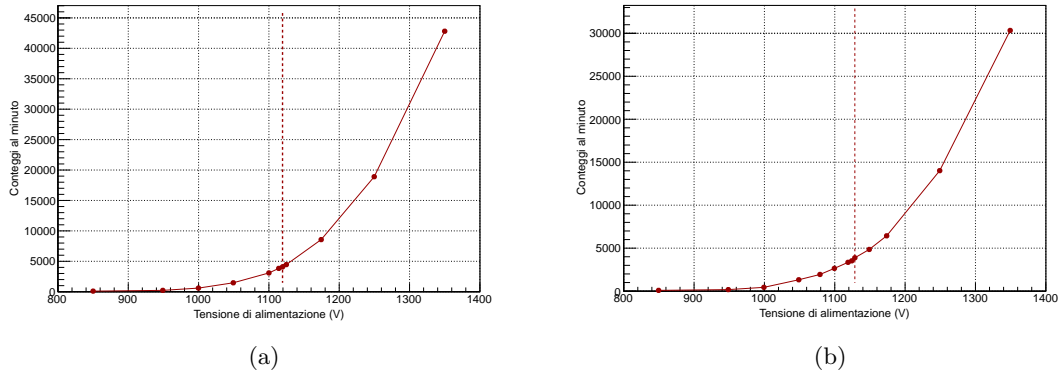


Figura 3.5: Conteggi di singola di S_1 e S_2 in funzione della tensione di alimentazione

Alla luce di questi due grafici scegliamo le tensioni di alimentazione in modo da avere l'efficienza più prossima possibile a 1 e un numero di conteggi che si trovi prima della crescita esponenziale nel grafico 3.5. I risultati della scelta sono:

- 1125V per S_1
- 1130V per S_2

A questo punto abbiamo eseguito le misure dei conteggi di singola in funzione della tensione di soglia come per i rilevatori di test:

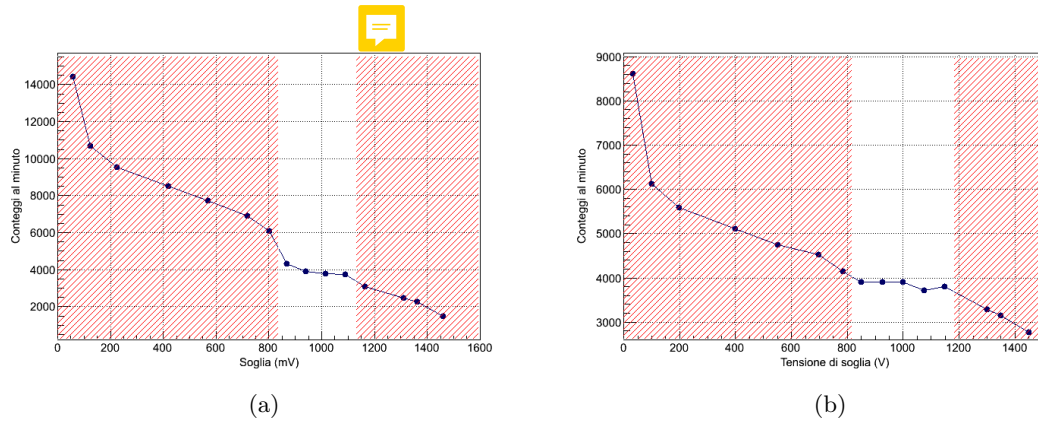


Figura 3.6: Conteggi di singola di S_1 e S_2 in funzione della tensione di soglia

Scegliamo quindi di alzare la soglia a 950mV per S_1 e a 1V per S_2 in modo da posizionarci in mezzo al plateau della soglia ed essere sicuri così di scartare buona parte del rumore. A questo punto abbiamo effettuato una misura lunga dell'efficienza per entrambi i rilevatori in modo da verificare che la nuova scelta della soglia ci permetta comunque di avere una buona efficienza.

Nella seguente tabella riportiamo gli esiti delle misure²:

	C_{doppie}	C_{triple}	Efficienza
S_1	41773	39265	$(94.00 \pm 0.11)\%$
S_2	41773	39034	$(93.44 \pm 0.12)\%$

Avendo ottenuto degli ottimi valori delle efficienze anche con le nuove soglie confermiamo la scelta dei parametri:

	$V_{alimentazione}$	V_{soglia}
S_1	1125V	950mV
S_2	1130V	1000mV



3.2 TDC

Per effettuare misure sul tempo di volo è necessario calibrare il modulo del TDC. In particolare dobbiamo verificarne la linearità e convertire la risposta del modulo (data in canali) in un intervallo di tempo. Abbiamo dunque misurato con il TDC segnali con diversi ritardi noti aspettandoci che la relazione fra t_{delay} e misura in canali Ch sia:

$$t_{delay} = a * Ch + b \quad (3.2.1)$$

dove a e b sono i parametri da determinare e Ch il valore restituito dal TDC.

Per effettuare la misura, sdoppiamo il segnale di S_1 in uscita dal discriminatore. Uno degli output viene utilizzato come start del TDC mentre il secondo viene utilizzato come stop, dopo essere transitato in un opportuna catena di ritardo. Osserviamo che Il TDC non rivela alcun intervallo inferiore ai 4ns e nessuno superiore ai 100ns.

Otteniamo quindi il grafico seguente (in cui gli errori sono fissati a $0.1Ch$ per le ascisse e $0.1ns$ per le ordinate):

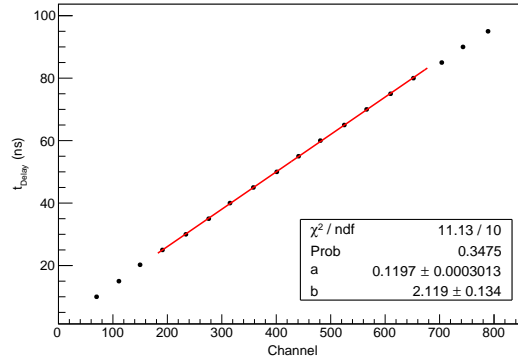


Figura 3.7: Calibrazione TDC

²Per il calcolo dell'errore sull'efficienza partiamo dall'errore sulle coincidenze triple, sappiamo che queste seguono una distribuzione binomiale (le doppie sono gli eventi totali e le triple i successi) quindi

$$\sigma_{C_{triple}} = \sqrt{\epsilon(1-\epsilon) C_{doppie}} \quad (3.1.2)$$



Propagiamo l'errore all'efficienza

$$\sigma_{\epsilon} = \frac{\sigma_{C_{triple}}}{C_{doppie}} = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{C_{doppie}}} \quad (3.1.3)$$



interpoliamo i dati nell'intervallo di valori in cui ci aspettiamo cadano i tempi di volo nelle misure successive e da questa otteniamo una stima per i parametri³

$$a = (0.1197 \pm 0.0005)ns$$

$$b = (2.116 \pm 0.239)ns$$

3.3 Coincidenze Accidentali

Nel valutare il rate di muoni che attraversano S_1 e S_2 bisogna tener conto della possibilità di coincidenze accidentali, ovvero la possibilità che venga rivelata una coincidenza doppia benché questa non sia legata al passaggio di un singolo muone, ma a due eventi scorrelati; in figura sono mostrati alcuni esempi di coincidenze accidentali fra un muone e a. un altro muone, b. un fotone, c. un segnale di rumore elettronico che supera la soglia del discriminatore:

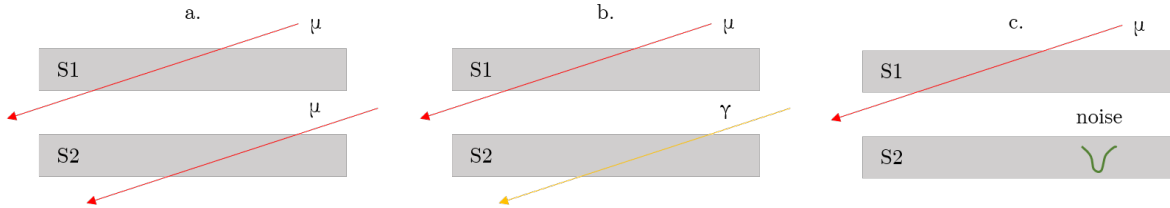


Figura 3.8: Esempi di coincidenze accidentali

Per studiare nel dettaglio il fenomeno, configuriamo la strumentazione come mostrato in figura:

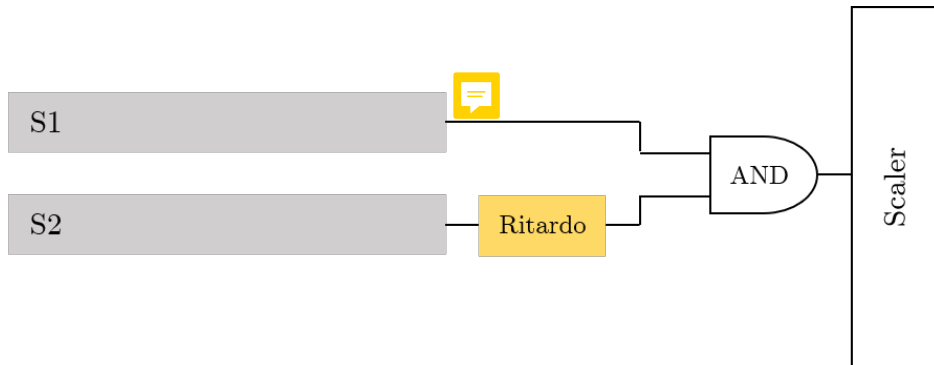


Figura 3.9: Configurazione per lo studio delle coincidenze accidentali

Essendo le coincidenze accidentali eventi puramente casuali, non dipendono da ritardi relativi fra i segnali di S_1 e S_2 , al contrario del rate delle coincidenze reali. Una stima teorica del rate di accidentali è:

$$Rate_{acc} = 2 \cdot Rate_{S_1} \cdot Rate_{S_2} \cdot \Delta t_{utile} \quad (3.3.1)$$

Con l'unità di coincidenza che lavora a sovrapposizione per segnali ampi almeno $600mV$ e sovrapposizione minima di $1ns$, ci aspettiamo un Δt_{utile} pari a circa $13.4ns$ (Δt in cui il segnale logico supera la soglia di $600mV$ meno $1ns$); conoscendo all'incirca il rate di conteggi dei due rivelatori, $Rate_{S_1} \simeq 4500 \frac{cont}{min}$ e $Rate_{S_2} \simeq 4500 \frac{cont}{min}$, ci aspettiamo un rate di accidentali pari a circa $0.5 \frac{cont}{min}$.

³Per le misure fatte con il Constant Fraction Discriminator abbiamo dovuto ricalibrare il TDC avendo notato dei cambiamenti nella risposta in canali, i parametri utilizzati in quel caso sono $a = (0.1209 \pm 0.0004)ns$ e $b = (37.29 \pm 0.11)$

Dopo queste considerazioni preliminari, effettuiamo la misura segnando come positivo il ritardo aggiunto al segnale S_1 e negativo quello a S_2 . Otteniamo il grafico seguente:

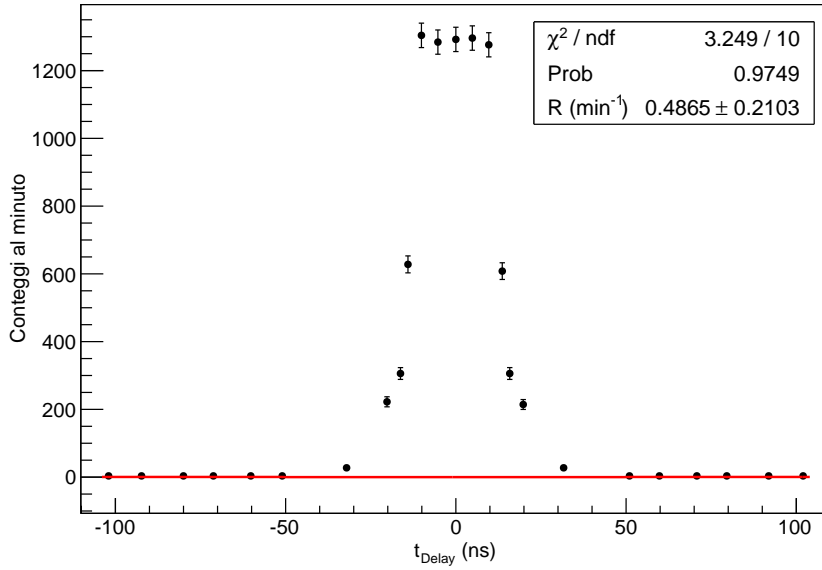


Figura 3.10: Coincidenze doppie vs ritardo e fit del fondo

L'andamento rispetta quello previsto: abbiamo un plateau centrato in 0 per piccoli ritardi, dove dominano le coincidenze reali, e una decrescita fino a circa 0 per ritardi più grandi, dove dominano quelle accidentali. Da un fit lineare dei punti a grandi ritardi otteniamo una stima del rate di coincidenze accidentali pari a $Rate_{acc} = (0.48 \pm 0.21) \frac{\text{cont}}{\text{min}}$, che è in accordo entro una σ con il valore atteso. Questo risultato conferma la correttezza della scelta di tensione di alimentazione e di soglia per i due rivelatori, in quanto il contributo di coincidenze accidentali su quelle totali è praticamente nullo. Eseguiamo, inoltre, un fit globale dei dati utilizzando due curve esponenziali per salita e discesa e una retta orizzontale per il plateau, mostrato nella figura 3.11.

Da questa interpolazione otteniamo una stima del numero di coincidenze che siamo in grado di rivelare di circa $1300 \frac{\text{cont}}{\text{min}}$; inoltre, dalla larghezza a metà altezza di questa curva, possiamo calcolare Δt_{utile} considerando

$$FWHM \simeq 2 \cdot \Delta t_{utile} \quad (3.3.2)$$

il valore che otteniamo è $\Delta t_{utile} \simeq (13.8 \pm 0.4) \text{ ns}$ che è compatibile entro una σ con il valore atteso di 13.4 ns , confermando che il funzionamento dell'unità di coincidenza corrisponde a quanto scritto precedentemente.

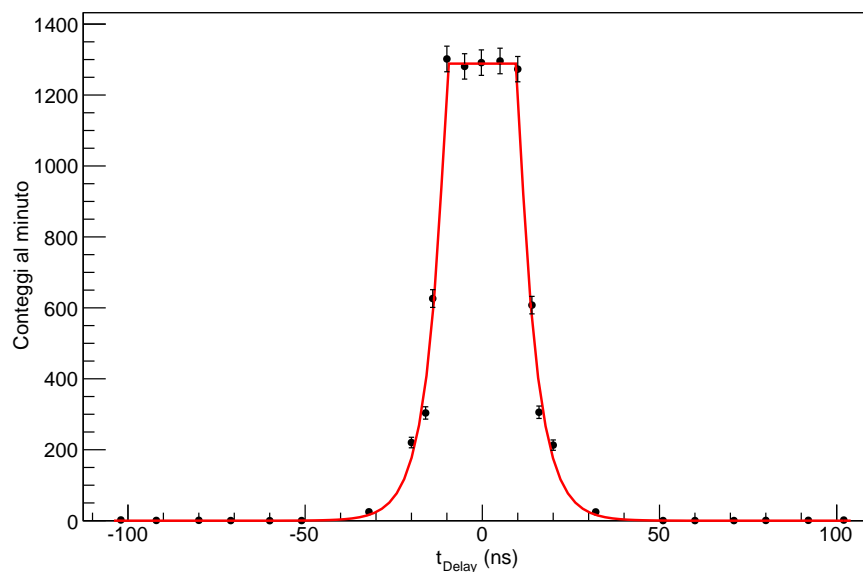




Figura 3.11: Fit completo della curva

Infine, osserviamo che è stato impossibile studiare il fenomeno a ritardi superiori a 100ns in quanto il segnale uscente dal discriminatore veniva smorzato eccessivamente dalla catena di ritardo e quindi non attivava più il modulo logico di coincidenza (che richiede un segnale di ampiezza superiore ai 600mV).

4 Simulazione del fenomeno

Prima di riportare le misure dei tempi di volo e le considerazioni riguardo al flusso dei muoni, è importante studiare il fenomeno eseguendo una simulazione a computer.

Per effettuare questa simulazione Montecarlo generiamo casualmente:

- la terna $(x, y, 15\text{cm})$; 
- l'angolo zenitale $\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$, secondo una distribuzione $\cos^2(\theta)$; 
- l'angolo azimutale $\phi \in [0, 2\pi]$.

Riportiamo anche una figura per chiarire:

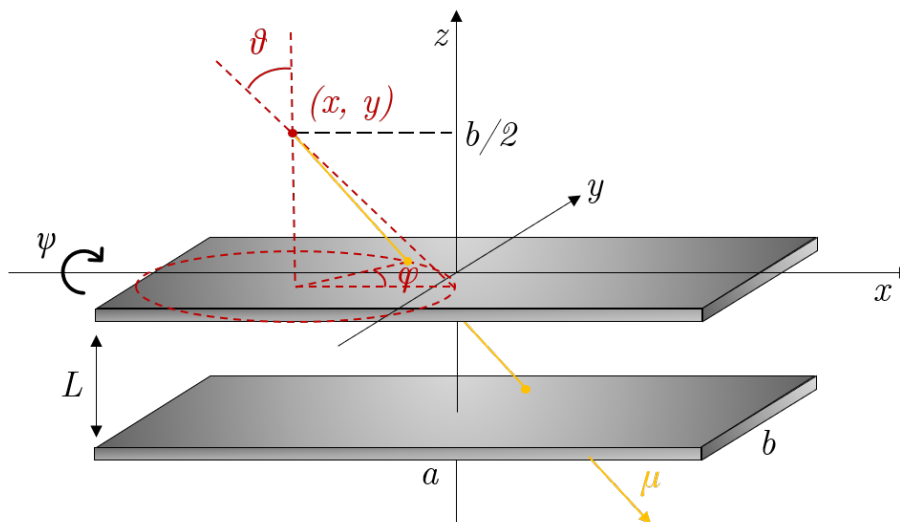


Figura 4.1: Immagine simulazione

Il muone viene generato a $z = 15\text{ cm}$, in tal modo è possibile ruotare i rilevatori di un certo angolo $\psi \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$ (a questo link è possibile vedere una rappresentazione dinamica della simulazione <https://www.geogebra.org/3d/gk6fmmu>).

4.1 Correzione L

Per prima cosa utilizziamo la simulazione per stimare il valore medio della distanza percorsa dai muoni (con i rilevatori paralleli al terreno).

Poiché questa distanza dipende dall'angolo zenitale con il quale il muone colpisce il primo rilevatore, simuliamo un numero elevato di eventi e per ognuno calcoliamo la distanza effettiva che il muone percorre.

Riportiamo quel che otteniamo con la simulazione quando $L = 44\text{ cm}$:

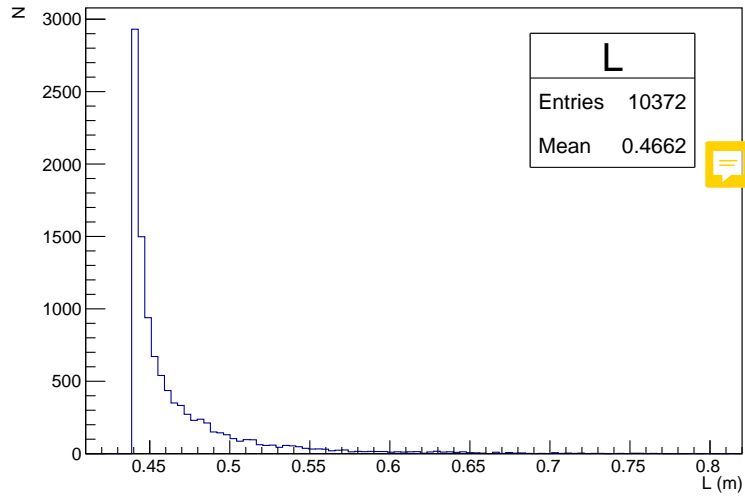


Figura 4.2: Simulazione L

Osserviamo che la correzione è pari all'incirca a **2 cm**. Nella tabella 4 del capitolo successivo riportiamo i risultati della correzione per le altre distanze. Risulta evidente che la correzione diventa meno significativa all'aumentare della distanza fra i rilevatori. Questo possiamo spiegarlo osservando che, al crescere della distanza, i possibili angoli zenitali con cui otteniamo una coincidenza doppia diminuiscono e con questi i possibili valori di L .

4.2 Flusso

Oltre che per la correzione della distanza percorsa, abbiamo utilizzato la simulazione per fare alcune considerazioni sul flusso.

Tenendo conto dell'efficienza dei rilevatori, calcolata al paragrafo 3.1, calcoliamo il rapporto fra le coincidenze doppie e il numero di muoni che attraversano S_1 in funzione della distanza L dei rilevatori. Questo fattore, che dipende dalla geometria del problema, è indicato da qui in poi con ρ_{geo} :

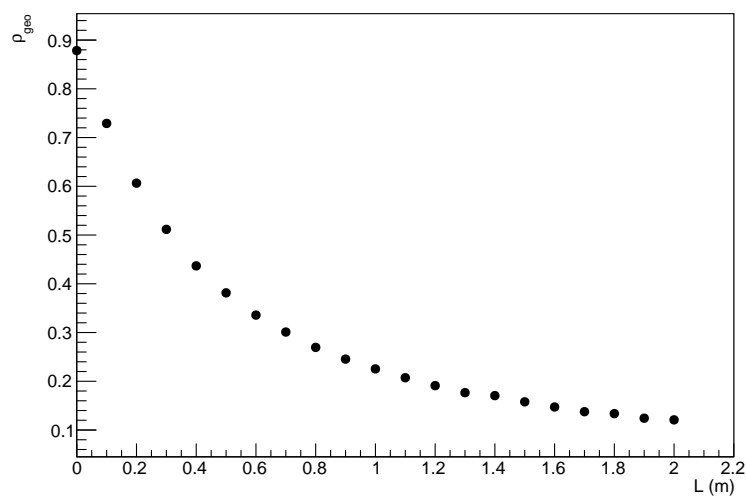


Figura 4.3: ρ_{geo} in funzione di L

Nel paragrafo 5 utilizzeremo questo fattore correttivo per ottenere una stima più corretta del flusso verticale.

Riportiamo anche la distribuzione delle coincidenze doppie sulla superficie di uno dei rivelatori per farci un'idea di quali siano le aree efficaci, cioè le zone del rivelatore su cui ricadono la maggior parte delle coincidenze, alla distanza di 10cm e 180cm:

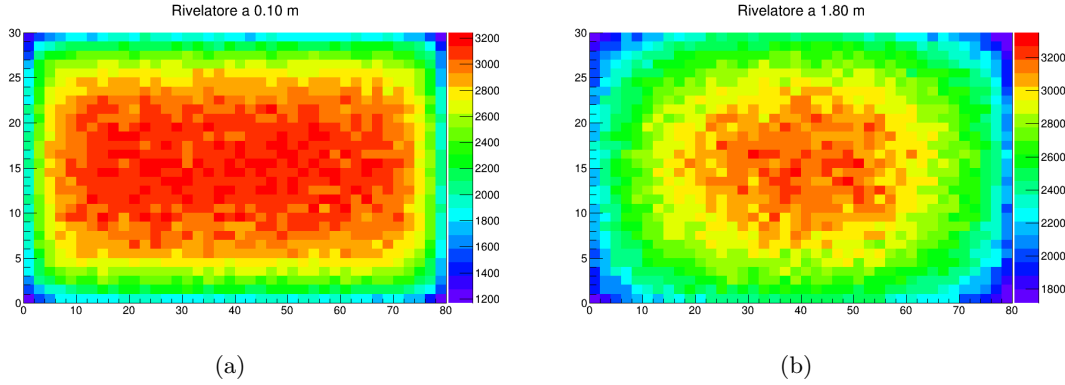


Figura 4.4: Area efficace rivelatori a distanza di 10cm e 1m

Otteniamo due figure nettamente diverse. Da queste immagini e soprattutto dalla 4.5 vediamo che in diverse configurazioni le aree dei rivelatori che lavorano maggiormente cambiano molto; noi abbiamo misurato l'efficienza al centro e assunto che sia costante in ogni punto del rivelatore, ma questa potrebbe, al contrario, variare punto a punto, introducendo una distorsione nei conteggi di cui non stiamo tenendo conto. Per stimare questo effetto sarebbe necessario campionare l'efficienza dividendo il rivelatore in piccole aree.

Infine, simuliamo quanto ci aspettiamo di vedere nelle misure del flusso al variare dell'inclinazione dei rivelatori, cioè studiamo il numero degli eventi rivelati al variare di $\psi \in (-90^\circ, 90^\circ)$: l'angolo che forma la normale ai due rivelatori rispetto alla verticale. Come nel caso precedente riportiamo le aree efficaci (sopra il rivelatori S_1 e sotto quello S_2):

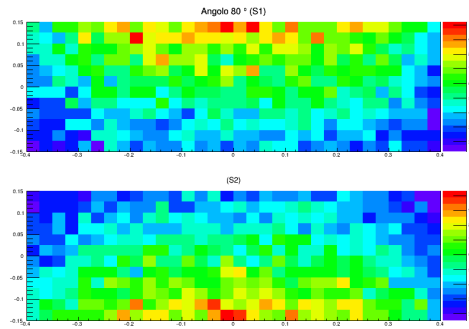


Figura 4.5: Area efficace rivelatori al variare di ψ (vista dall'alto)

Quello che osserviamo è che le dimensioni fisiche del rivelatore introducono degli effetti tali per cui la distribuzione del flusso angolare che ci aspettiamo di ottenere non sia semplicemente

$$I = I(0) \cos^2(\theta) \quad (4.2.1)$$

Come si vede dalle aree efficaci, infatti, ci aspettiamo di avere conteggi anche con angoli prossimi a $\theta = \frac{\pi}{2}$. Per questa ragione inseriamo un termine di offset:

$$I = I(0) \cos^2(\theta) + offset \quad (4.2.2)$$

Inoltre registriamo una distorsione della curva 4.2.2. Per questa ragione descriviamo il fenomeno senza fissare il valore dell'esponente del coseno nella formula del flusso:

$$I = A \cos^n(\theta) + offset \quad (4.2.3)$$

Normalizzando i dati che abbiamo simulato al valore più alto (quello per $\psi = 0$), otteniamo una stima dei parametri A, n e offset:

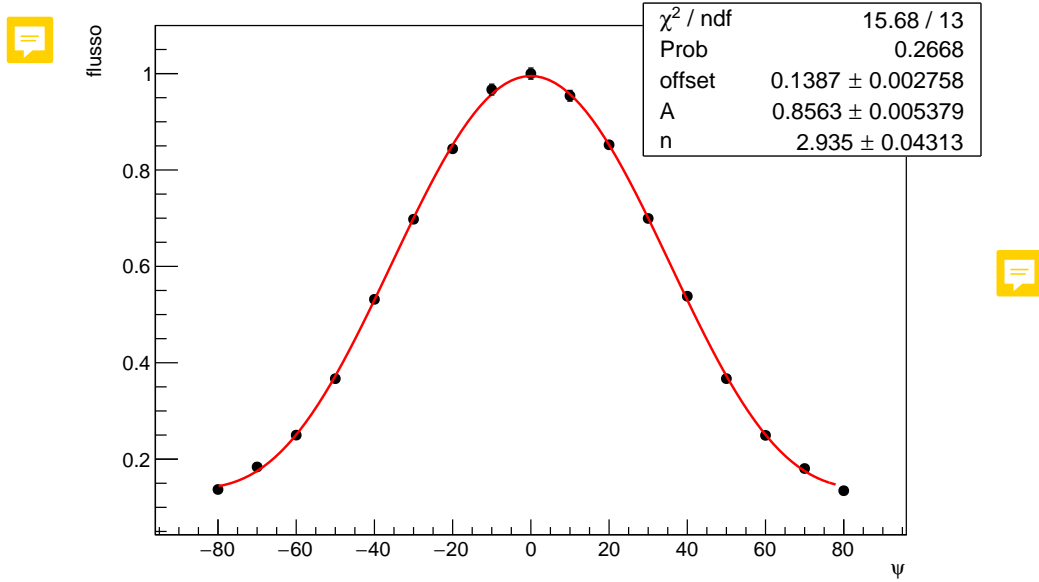


Figura 4.6: Simulazione flusso angolo

Queste variazioni nella distribuzione angolare trovano riscontri nella letteratura riguardante il fenomeno [2]: in particolare facciamo riferimento alla tabella 5 del sesto paragrafo dell'articolo citato, dal quale si evince che, per muoni con energie dell'ordine di qualche GeV, il parametro n vale circa 3. Non possiamo ovviamente fare un confronto diretto fra i risultati delle due simulazioni perché abbiamo dimensioni dei rivelatori e distanze fra di essi diverse, oltre al fatto che noi non teniamo conto dell'energia dei muoni, ma abbiamo avuto conferma che è plausibile aspettarci una variazione significativa nella distribuzione angolare dovuta alla geometria del sistema, come trovato nella nostra simulazione.

5 Misure di flusso

5.1 Verticale

Combinando i dati delle coincidenze doppie ottenute a diverse distanze con il fattore di correzione geometrico ρ_{geo} dedotto dalla simulazione (figura 4.3), ricaviamo il flusso verticale di muoni che attraversano S_1 :

$$rate = \frac{rate_{S_1 \& S_2}}{\rho_{geo}} \quad (5.1.1)$$

Otteniamo:

$S_1 \& S_2 (\frac{cont}{min})$	$L(cm)$	ρ_{geo}	rate $(\frac{cont}{min})$
1066.2 ± 2.8	17.0	0.64	1665.9 ± 4.4
875.2 ± 5.9	21.0	0.59	1483.0 ± 10.0
593.8 ± 2.2	37.5	0.45	1319.6 ± 4.9
603.0 ± 2.2	44.0	0.41	1470.7 ± 5.4
234.8 ± 2.0	83.5	0.26	903.1 ± 7.7



Tabella 1: Flusso verticale

Eseguendo una media pesata e dividendo per l'area di S_1 , otteniamo una stima del rate di muoni su unità di superficie:

$$rate = 1434 \pm 3 \frac{cont}{min} \Rightarrow rate' = \frac{rate}{Area} = 0.598 \pm 0.001 \frac{cont}{cm^2 min} \quad (5.1.2)$$


Dalla letteratura sappiamo che la funzione che descrive il flusso di muoni in funzione dell'angolo zenitale è:

$$I(\theta) = I(0) \cos^2(\theta)$$

Con $I(0) = 0.420 \frac{cont}{cm^2 min sr}$ [3, Pagrafo 6] e integrando opportunamente questo flusso, otteniamo:

$$rate' = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} I(\theta) \sin(\theta) d\theta = 0.880 \frac{cont}{cm^2 min} \quad (5.1.3)$$

Osserviamo immediatamente che la stima del rate 5.1.2 non è compatibile con quanto ottenuto col calcolo teorico.

Notiamo che nella tabella 1 la stima del flusso **diminuisce aumentando la distanza**. Questo ci porta a pensare che il rate calcolato con la formula 5.1.1 non sia completamente corretto. Come avevamo ipotizzato osservando l'area efficace del rivelatore al paragrafo 4.2, è necessario ricalcolare il fattore di correzione geometrica ρ_{geo} mappando l'efficienza del rivelatore punto per punto per ottenere una stima migliore del flusso. 

5.2 Angolare

Analizziamo ora il flusso dei muoni che attraversano i due rivelatori in funzione dell'angolo che questi formano con la verticale.

Disponiamo, perciò, i rivelatori con l'asse di rotazione orientato in direzione Nord-Sud, per vedere un'eventuale asimmetria nel flusso (ci aspettiamo più muoni da Ovest rispetto che ad Est [2]).

Quando ruotiamo i rivelatori in direzione Ovest il valore dell'angolo ψ è positivo, viceversa gli angoli negativi rappresentano rotazioni verso Est. Riportiamo in appendice (tabella 11) i risultati delle misure che interpoliamo con la seguente funzione:

$$Flusso = offset + A \cos^2(\psi) \quad (5.2.1)$$

Normalizziamo i dati rispetto al valore maggiore ed interpoliamo separatamente i dati con inclinazioni positive e negative in modo da trovare un'eventuale asimmetria nei conteggi:

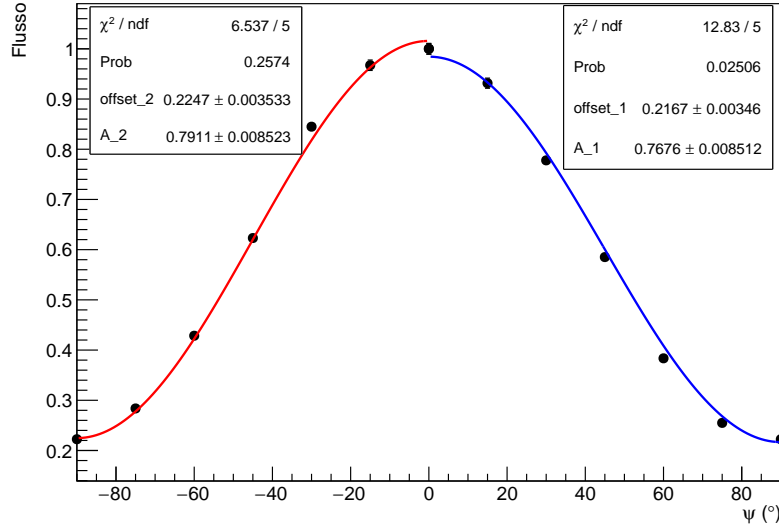


Figura 5.1: Misure di flusso angolare

Dalle ampiezze otteniamo una stima di questa asimmetria:

$$\Delta_{e-o} = \frac{A_1 - A_2}{A_1} = -(3.1 \pm 1.5) \% \quad (5.2.2)$$

Quello che registriamo è un effetto esattamente contrario a quello che ci aspettiamo: vediamo più muoni provenienti da Est che da Ovest. Ipotizziamo inizialmente che questo errore nasca da un malfunzionamento dei rilevatori: infatti, come abbiamo notato dalle aree efficaci ottenute con la simulazione (figura 4.5), un'eventuale asimmetria nell'efficienza di uno dei rilevatori potrebbe portare ad un errore come quello che osserviamo. Per questa ragione ripetiamo la misura ruotando il sistema di 180° e osserviamo:

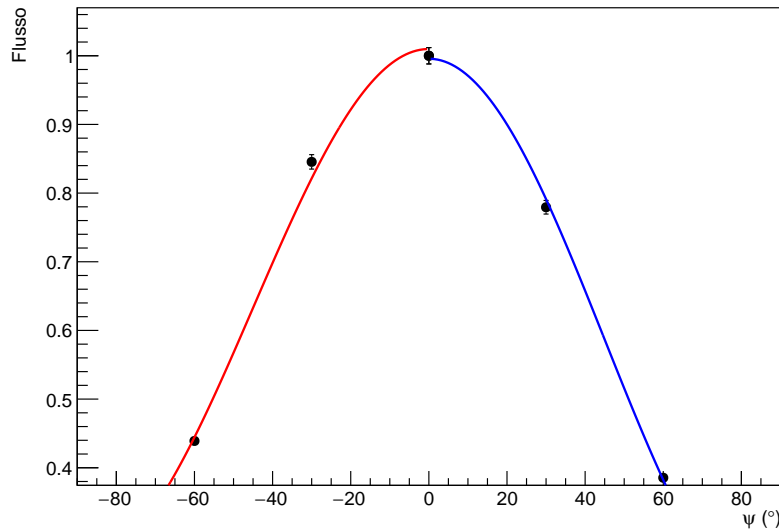


Figura 5.2: Seconda misura Est-Ovest

Questa breve raccolta di dati conferma quello che abbiamo osservato precedentemente (grafico 5.1) e smentisce l'ipotesi riguardante l'efficienza dei rilevatori come possibile fonte di errore. Proviamo, infine, a orientare i rilevatori nella direzione Nord-Sud per studiare un'eventuale asimmetria (gli angoli positivi rappresentano rotazioni verso Nord):

$\theta(^{\circ})$	$S_1 \& S_2(\frac{cont}{min})$
30	789 ± 12
60	455 ± 9
-30	727 ± 12
-60	372 ± 9

Tabella 2: Flusso Nord Sud

Osserviamo che le misure agli stessi angoli non risultano compatibili con un test normale. Questo ci induce a pensare che stiamo osservando un'ulteriore asimmetria che non ci aspettiamo. Notiamo anche che **al crescere dell'angolo aumenta la differenza percentuale di muoni che rileviamo: a 30° è pari circa a $(8 \pm 2)\%$ mentre a 60° è $(18 \pm 3)\%$.**

Alla luce di questi risultati, ipotizziamo che **il fenomeno che osserviamo dipenda dalle pareti e dalle parti di edificio che i muoni devono attraversare** [4, Paragrafo 3.6.3]⁴. Questo giustifica anche l'aumento percentuale appena trovato: all'aumentare dell'angolo, i muoni attraversano sempre più strati di cemento e diventa più rilevante la nostra posizione nell'edificio. Questo fenomeno giustifica anche la sottostima del flusso verticale stimato precedentemente (paragrafo 5.1).

Concludiamo osservando ora la distribuzione nel suo insieme, eseguiamo un'interpolazione con una funzione come quella proposta precedentemente (equazione 4.2.3) alla quale aggiungiamo un termine di traslazione orizzontale per tener conto dell'effetto Est-Ovest:

$$I = A \cos^n(\psi - \psi_0) + offset \quad (5.2.3)$$

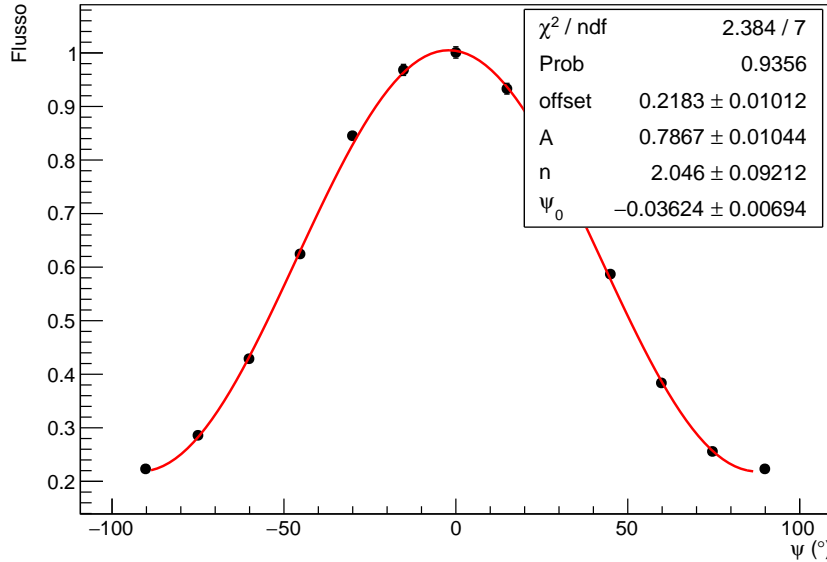



Figura 5.3: Flusso angolare

La stima di n non è compatibile con quella ottenuta con la simulazione, che tuttavia considera solo correzioni dovute alla geometria del sistema di rivelazione, e non alla fisica. Osserviamo

⁴Osserviamo che con un metro di cemento il flusso dei muoni viene ridotto di circa il 30%.

dall'articolo citato precedentemente [2, tabella 5] che il valore di n mediato su tutte le energie che si ottiene con una simulazione completa, la quale tiene conto di come vengono generati i muoni nell'atmosfera, è 2.30: noi otteniamo una sottostima che può essere dovuta a distorsioni relative ad un'efficienza variabile o all'esclusione dei muoni meno energetici che contribuiscono ad un n più grande. Ipotizziamo che questo sia dovuto a una scelta di una soglia troppo alta e alla presenza di diversi strati di edificio che schermano i muoni meno energetici. Questa ipotesi è sostenuta dal valore del flusso verticale 5.1.2 che risulta essere sottostimato.  Infine, osserviamo che la configurazione migliore per effettuare questa misura si ha orientando l'asse di rotazione dei rilevatori in direzione Est-Ovest, per compensare l'omonimo effetto.

6 Tempi di Volo

Per la misura del tempo di volo dei muoni poniamo i rilevatori a diverse distanze e, utilizzando un opportuna catena di ritardo, calcoliamo il δt . La configurazione iniziale è la seguente:

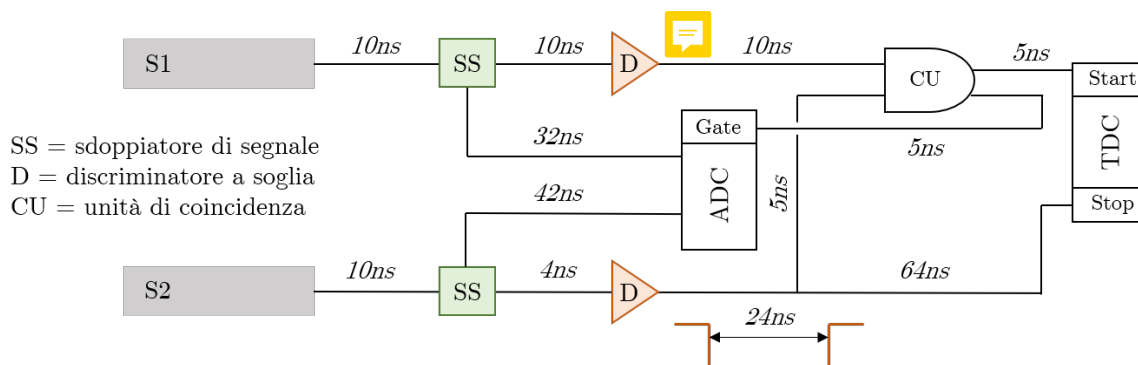


Figura 6.1: Configurazione tempo di volo

Rispetto alla misura delle coincidenze accidentali abbiamo deciso di impostare una larghezza maggiore del segnale in modo da essere sicuri che i segnali in coincidenza si sovrappongano sempre, anche per distanze fra i rivelatori maggiori, sapendo che il rate di coincidenze accidentali rimane comunque trascurabile.

Osserviamo, infine, che il ritardo dei segnali non corrisponde unicamente a quello dovuto ai cavi, infatti ogni modulo introduce un proprio ritardo.

6.1 Amplitude walk

Le misure degli intervalli di tempo fra due segnali sono influenzate da diversi fenomeni, fra cui quello dell'“amplitude walk”: i segnali che arrivano al discriminatore superano la soglia in tempi diversi a seconda della loro ampiezza introducendo una differenza di tempo fra i segnali in uscita dal modulo che vanno poi al TDC. Una visualizzazione del fenomeno con segnali reali è riportata in figura:

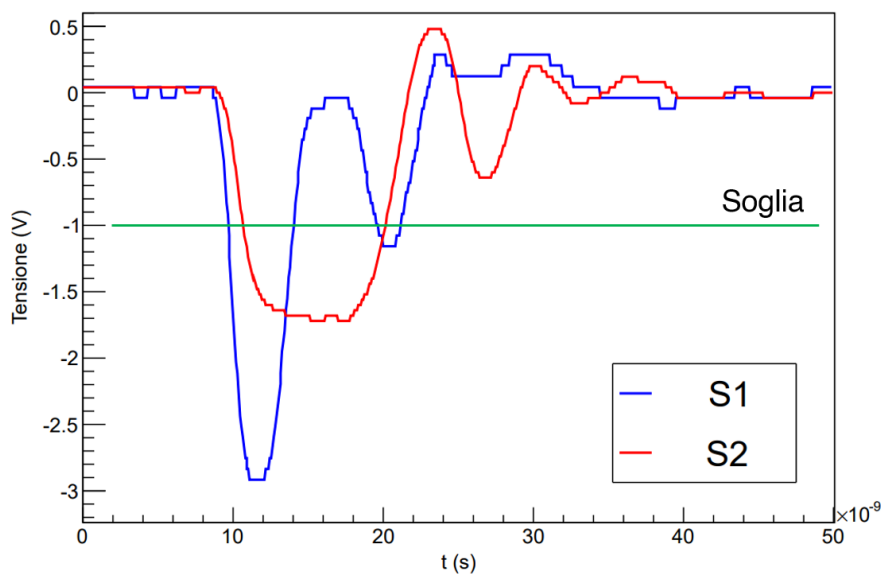


Figura 6.2: Fenomeno dell'amplitude walk

Possiamo tenere conto di questo fenomeno studiando la relazione che lega l'ampiezza dei segnali, misurata con l'ADC, alla loro differenza di tempo, misurata con il TDC, e utilizzarla per correggere i dati. Per farlo è necessario, per prima cosa, trovare una funzione analitica che descriva il fronte di discesa del segnale in entrata al discriminatore. Abbiamo trovato due possibili funzioni, un'esponenziale e una sigmoide:

$$V(t) = A \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} \right) \quad (6.1.1)$$

$$V(t) = \frac{A}{1 + e^{-\tau(t-t_0)}} \quad (6.1.2)$$

Abbiamo deciso di fare l'analisi sia con l'esponenziale che con la sigmoide perché, provando a fittare un segnale con le due funzioni, la sigmoide riesce a ricostruire meglio la discesa:

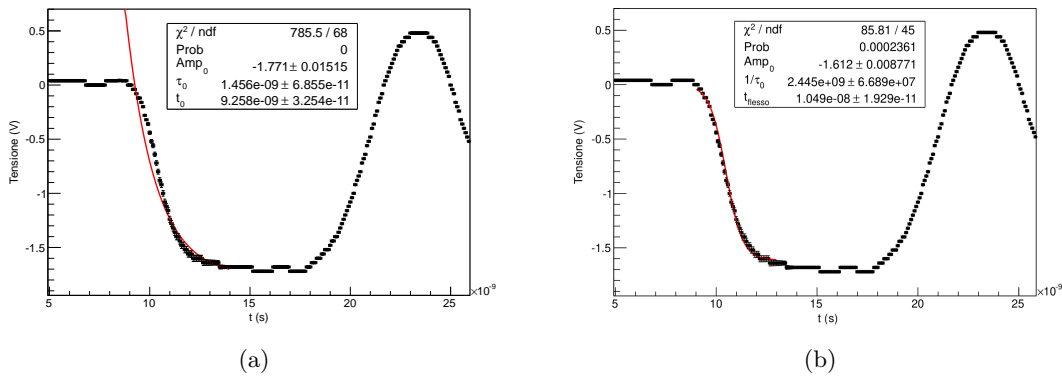


Figura 6.3: Fit di un segnale proveniente da S_1 con esponenziale (a) e sigmoide (b)

L'intervallo di tempo misurato con il TDC sarà uguale alla differenza fra i tempi ai quali i due segnali superano le rispettive soglie: questi si trovano invertendo le equazioni 6.1.1 e 6.1.2 e valutando in $V = V_{threshold}$

$$t_{misurato} = \tau_{exp} \ln \left(\frac{ADC}{ADC - V_{th}} \right) + t_{0 \ exp} \quad (6.1.3)$$

$$t_{misurato} = \tau_{sigm} \ln \left(\frac{V_{th}}{ADC - V_{th}} \right) + t_{0 \ sigm} \quad (6.1.4)$$

nel primo caso l'offset che compare nella formula è lo zero della funzione esponenziale, nel secondo è il flesso della sigmoide (che corrisponde al punto in cui il segnale raggiunge metà della sua ampiezza).

Il primo passo del procedimento di correzione è quindi la ricerca dei parametri τ , V_{th} e *offset* dal fit del grafico TDC Vs ADC costruito sia per il segnale di START che di STOP. Abbiamo prestato particolare attenzione alla ricerca di questi parametri perché incidono molto sulla misura di tempo finale, ma il fit da cui si ottengono ha rivelato diverse criticità:

- i parametri sono molto correlati gli uni agli altri e questo rende il fit molto instabile
- i valori dei parametri ottenuti dal fit dipendono moltissimo dalla loro inizializzazione e dagli estremi scelti per il fit

per questi motivi abbiamo deciso, al fine di trovare il minimo assoluto del χ^2 , di fare il fit all'interno di un quadruplo ciclo che varia sia gli estremi che l'inizializzazione dei tre parametri:

- per la variazione degli estremi abbiamo scelto il minimo fittando lo spettro energetico ottenuto dall'ADC con una distribuzione di Landau, che rappresenta la distribuzione di energia persa da un fascio di particelle monoenergetiche (benché non sia il nostro caso l'approssimazione si è rivelata comunque valida) nell'attraversare uno strato sottile di materia:

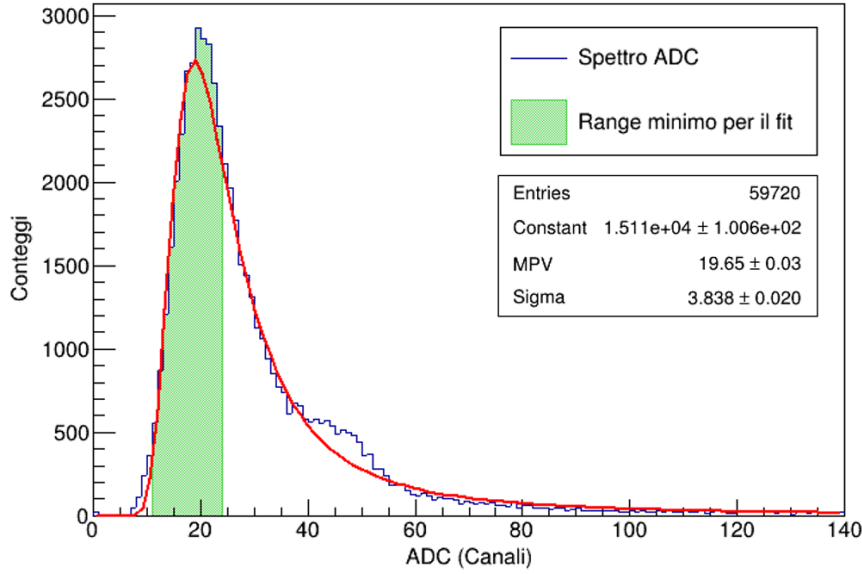


Figura 6.4: Intervallo di partenza per il fit dei dati

da cui scegliamo $\min = \text{MPV} - 2\sigma$; il massimo lo facciamo partire da $\text{MPV} + \sigma$, in modo da non prendere mai meno di $\simeq 30\%$ dei dati, e poi lo incrementiamo ad ogni ciclo di 1 fino a 1000.

- per i parametri abbiamo fatto per ogni fit più cicli diminuendo progressivamente il range in cui scegliere i valori di inizializzazione e aumentando la finezza dello scan; al termine dell'ultimo ciclo otteniamo i parametri corrispondenti al fit con minor χ^2 che usiamo poi per la correzione dei dati.

Riportiamo di seguito i risultati ottenuti da questa analisi alla distanza di 44 cm: i migliori range per i fit dei dati relativi ai segnali di START e STOP sono:

Tabella 3: Range dei fit

	Esponenziale	Sigmoide
START	$11.9 < \text{ADC} < 25$	$11.9 < \text{ADC} < 27$
STOP	$27.4 < \text{ADC} < 169$	$27.4 < \text{ADC} < 79$

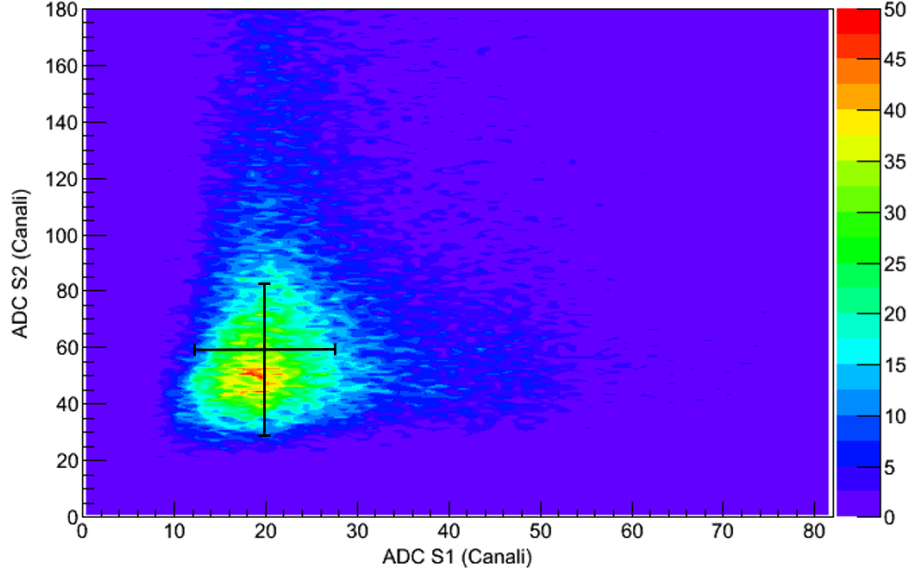


Figura 6.5: Correlazione fra le misure e visualizzazione dei range utilizzati per i fit con la sigmoide

I migliori parametri sono indicati in appendice C ⁵.

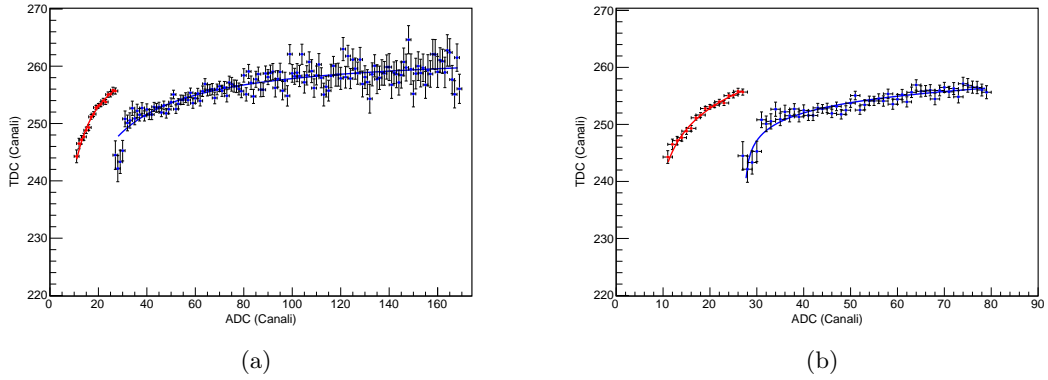


Figura 6.6: Rappresentazione dei migliori fit del grafico TDC Vs ADC dei segnali di START (rosso) e STOP (blu) con esponenziale (a) e sigmoide (b)

Trovati questi parametri possiamo calcolare i valori reali di START e STOP dai valori misurati:

$$STOP_{reale} = STOP_{mis} - \tau_f \ln\left(\frac{ADC_f}{ADC_f - V_{thf}}\right)$$

$$START_{reale} = START_{mis} - \tau_i \ln\left(\frac{ADC_i}{ADC_i - V_{thi}}\right)$$

Verifichiamo che queste funzioni correggono esattamente i nostri dati facendo il grafico dei valori di tempo corretti al variare dei valori dell'ADC: come si vede nella figura seguente fra le due grandezze non c'è più nessuna correlazione

⁵tutti i risultati, completi di χ^2 ed errori dei parametri, per tutte le distanze sono riportati nelle tabelle 13, 14, 15 e 16.

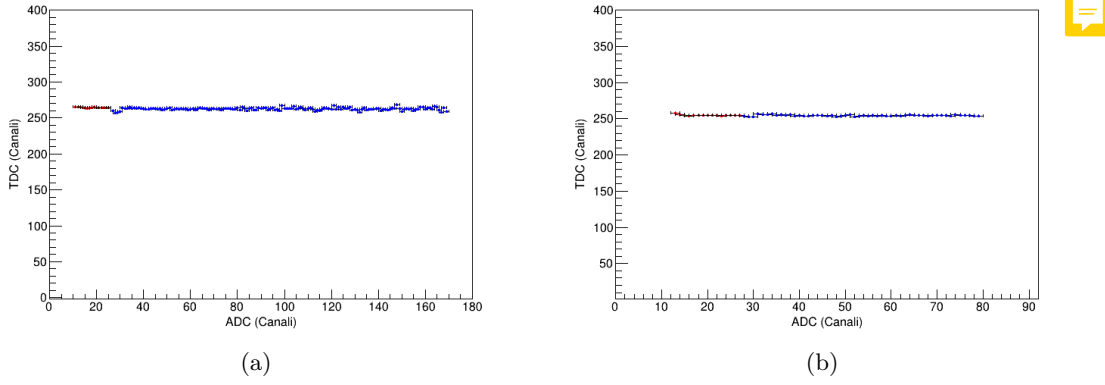


Figura 6.7: Correzione degli intervalli di tempo misurati con esponenziale (a) e sigmoide (b)

Troviamo quindi la correzione all'intervallo di tempo:

$$TDC_{reale} = STOP_{reale} - START_{reale}$$

la correzione da applicare alle misure degli intervalli di tempo è, quindi, rispettivamente per esponenziale 6.1.5 e sigmoide 6.1.6:

$$TDC_{reale} = TDC_{mis} - \tau_f \ln \left(\frac{ADC_f}{ADC_f - V_{thf}} \right) + \tau_i \ln \left(\frac{ADC_i}{ADC_i - V_{thi}} \right) \quad (6.1.5)$$

$$TDC_{reale} = TDC_{mis} - \tau_f \ln \left(\frac{V_{thf}}{ADC_f - V_{thf}} \right) + \tau_i \ln \left(\frac{V_{thi}}{ADC_i - V_{thi}} \right) \quad (6.1.6)$$

Inseriamo questi dati corretti in un istogramma e fittiamo con una gaussiana per trovarne valore medio e deviazione standard:

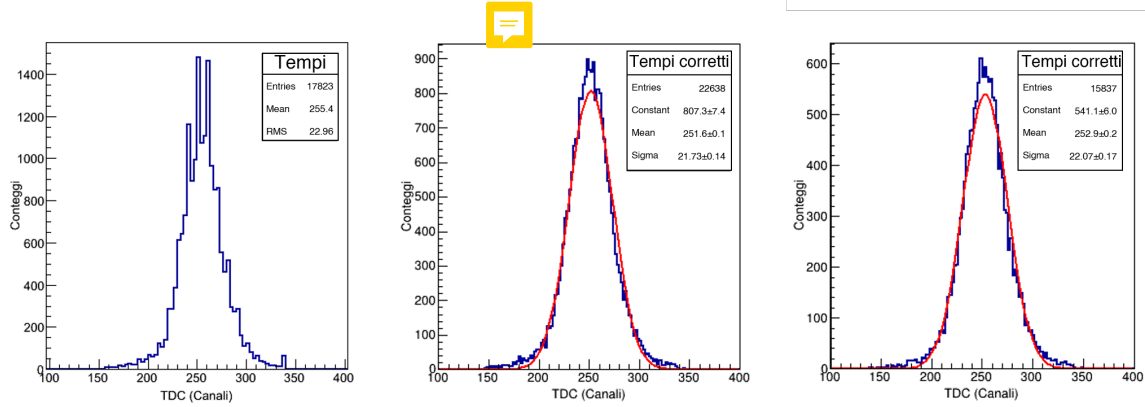


Figura 6.8: Misure di tempo prima e dopo la correzione con esponenziale e con sigmoide

6.2 Costant Fraction Discriminator

Un'alternativa alla correzione via software dell'amplitude walk è l'utilizzo, al posto del semplice discriminatore a soglia, di un Constant Fraction Discriminator: questo modulo fa sì che l'istante di superamento della soglia non dipenda dall'ampiezza del segnale e che quindi il fenomeno dell'amplitude walk non si manifesti. La configurazione per la presa dati rimane la stessa schematizzata in figura 6.1 a meno di rimuovere l'ADC e i cavi ad esso collegati.

L'analisi dei dati a questo punto consiste solo nel trovare valore medio ed errore relativo dalla distribuzione delle misure del TDC per le diverse distanze fra i rilevatori. Prendendo, ad esempio, la misura coi rilevatori distanti 38 cm otteniamo l'istogramma in figura 6.9 da cui estraiamo media ed errore relativo.

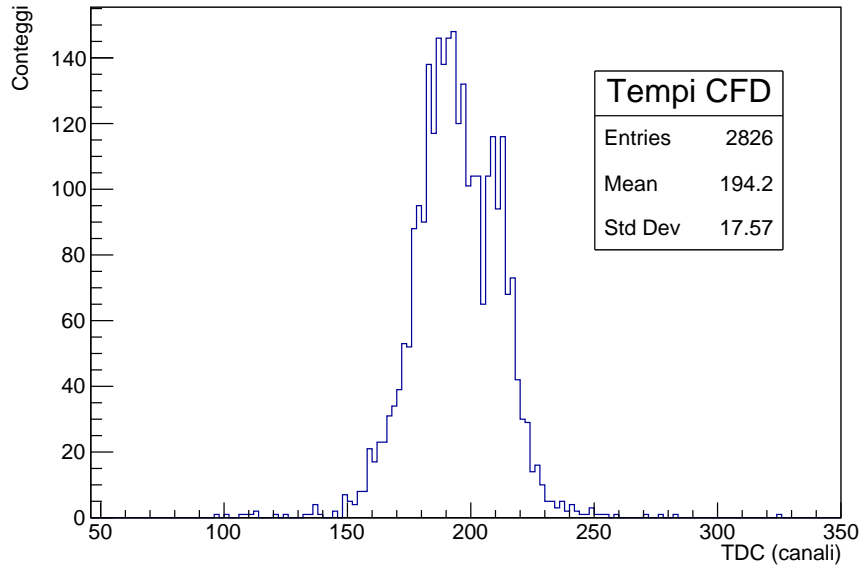


Figura 6.9: Distribuzione dei tempi di volo con il Costant Fraction Discriminator (38 cm)

6.3 Velocità dei muoni

A questo punto troviamo la velocità dei muoni fittando con una retta le misure di tempo corrette per l'amplitude walk in funzione della distanza media percorsa dai muoni (dunque la distanza fra i rilevatori corretta con la simulazione). Dai dati corretti "via software" otteniamo

Tabella 4: Tempi di volo (software)

L	$L_{corretta}$	L (cm)	Δt_{exp}	$\sigma_{\Delta t_{exp}}$ (ns)	Δt_{sigm}	$\sigma_{\Delta t_{sigm}}$ (ns)
17.0	19.3	1.0	31.371	0.153	31.204	0.153
44.0	46.6	1.0	32.236	0.155	32.431	0.156
83.5	85.7	1.0	33.697	0.156	33.785	0.156
106.0	107.9	1.0	34.293	0.157	34.747	0.158
171.0	172.4	1.0	36.682	0.160	36.639	0.160

Dove l'errore sui tempi di volo è ottenuto propagando i due termini che contribuiscono all'errore totale:

- la dispersione delle misure (σ_t): errore statistico che costituisce $\simeq 0.5 - 1 \%$ dell'errore totale, le cui cause individuiamo nella risoluzione temporale del rivelatore (contributo principale, discusso brevemente nel paragrafo 6.4) e dell'elettronica e nella dispersione delle misure dovuta alle diverse traiettorie possibili nonché nel cosiddetto effetto di time jitter del segnale
- la propagazione degli errori dei parametri della conversione da canali a ns: errore sistematico che costituisce il $\simeq 99\%$ dell'errore complessivo

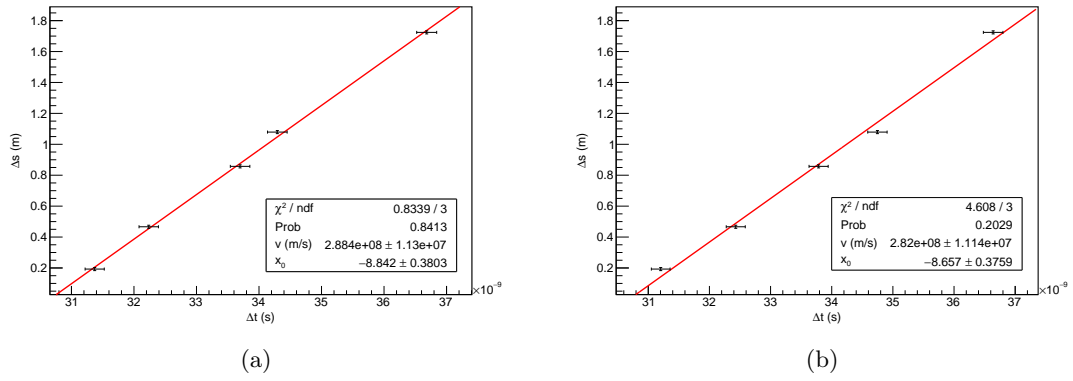


Figura 6.10: Velocità dei muoni con la correzione esponenziale (a) e sigmoidea (b)

Mentre dalle misure con il constant fraction abbiamo ottenuto.⁶

Tabella 5: Tempi di volo (hardware)

L	L corretta	σ_L (cm)	Δt	$\sigma_{\Delta t}$ (ns)
38	40.7	1.0	60.769	0.140
55	67.5	1.0	61.482	0.152
103	105.0	1.0	62.655	0.176
170	171.4	1.0	64.686	0.143

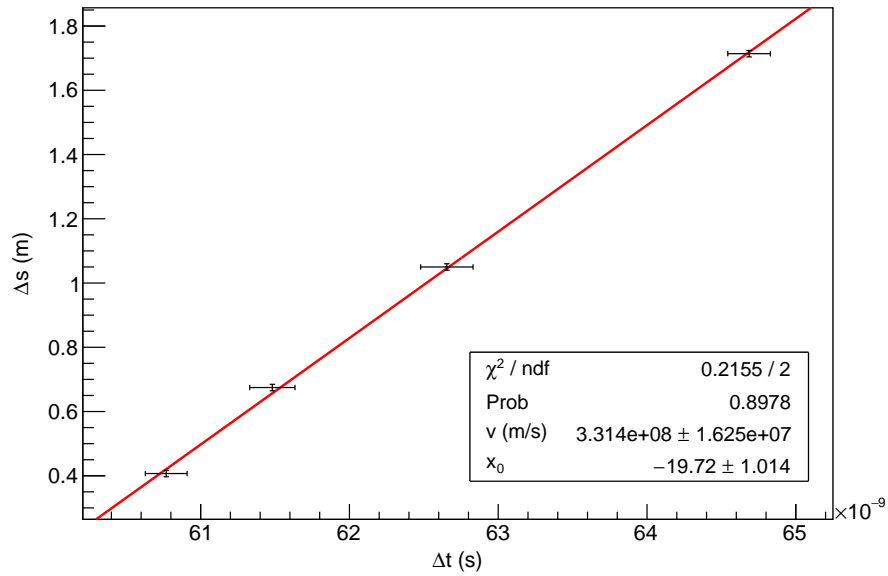


Figura 6.11: Velocità dei muoni con la correzione hardware del constant fraction discriminator

⁶Come avevamo ipotizzato al paragrafo 6.4, osserviamo che l'errore cresce all'aumentare della distanza per via della dispersione nella raccolta dei tempi dovuta alle dimensioni del rivelatore.

6.4 Dispersione dovuta alle dimensioni del rivelatore

Le misure dei tempi di volo sono affette da un errore dovuto alla dimensione degli scintillatori: quando un muone ionizza lo scintillatore, i fotoni emessi vengono riflessi più volte sulle pareti del rivelatore prima di essere raccolti dal fotomoltiplicatore; possiamo ipotizzare che, per un muone che passa vicino al fotomoltiplicatore, il segnale impieghi meno tempo ad arrivare al fotocatodo che per un muone che incide all'estremità opposta del rivelatore. Questo genera un ritardo aggiuntivo sui segnali di START e STOP per la misura dei tempi di volo che sarà distribuito uniformemente fra $\pm\Delta t_{max}$ (dove Δt_{max} è il tempo impiegato dal segnale per percorrere l'intera lunghezza dello scintillatore). Per valutare quanto questo effetto incida sulla dispersione dei tempi, misuriamo Δt_{max} prendendo dati nelle seguenti due configurazioni:

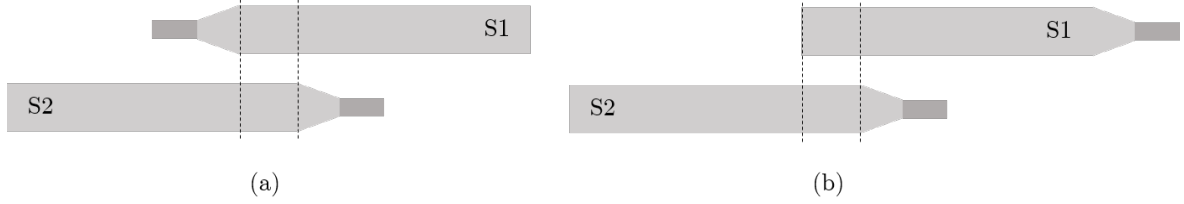


Figura 6.12: Configurazioni per la misura della dispersione massima dovuta ai tempi di raccolta

I dati raccolti, corretti nell'amplitude walk, sono i seguenti:

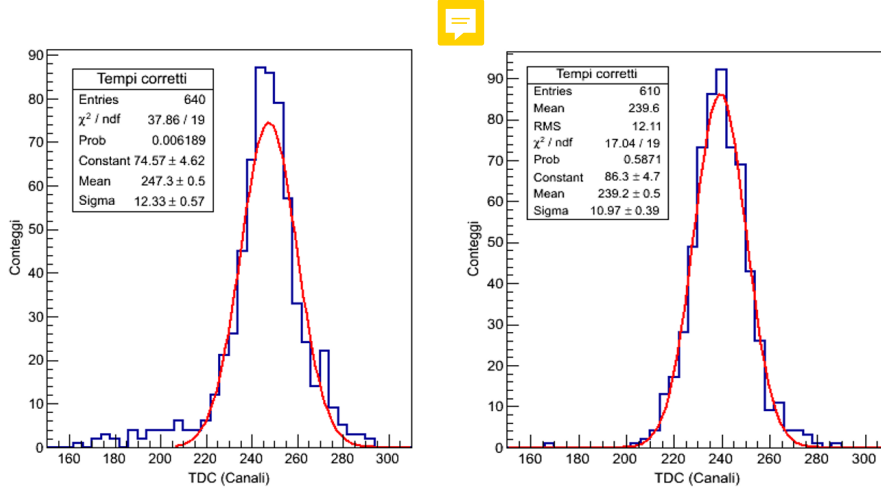


Figura 6.13: Dati della misura di Δt_{max} interpolati con una gaussiana

Convertendo questi risultati in ns e facendone la differenza otteniamo la dispersione massima dovuta ai tempi di raccolta:

$$\begin{aligned}
 t_a &= (31.72 \pm 0.27) \text{ ns} \\
 t_b &= (30.75 \pm 0.27) \text{ ns} \\
 \Delta t_{max} &= (0.97 \pm 0.38) \text{ ns}
 \end{aligned}
 \tag{6.4.1}$$

6.4.1 Simulazione fenomeno

Per giustificare i risultati ottenuti in questo capitolo creiamo una simulazione del fenomeno più completa.

Tenendo conto della geometria del fenomeno (la posizione dei rivelatori e la distribuzione angolare dei muoni), supponiamo che un singolo segnale venga generato nel punto di impatto

e proceda in direzione del fotomoltiplicatore. Per rispecchiare la fisica del fenomeno, il segnale viene creato dopo un certo tempo, secondo una distribuzione esponenziale per simulare il **diseccitamento delle molecole che compongono lo scintillatore plastico**.

Per determinare il tempo di decadimento e la velocità a cui viaggia il segnale, osserviamo la scheda tecnica fornita dalla azienda produttrice⁷, dalla quale otteniamo che il decay time è 2.1 ns e il coefficiente di rifrazione della luce è $1,58$.

Riportiamo in uno stesso grafico i valori che otteniamo con la simulazione convertiti in canali del TDC (in blu) e quelli raccolti in laboratorio (in rosso):

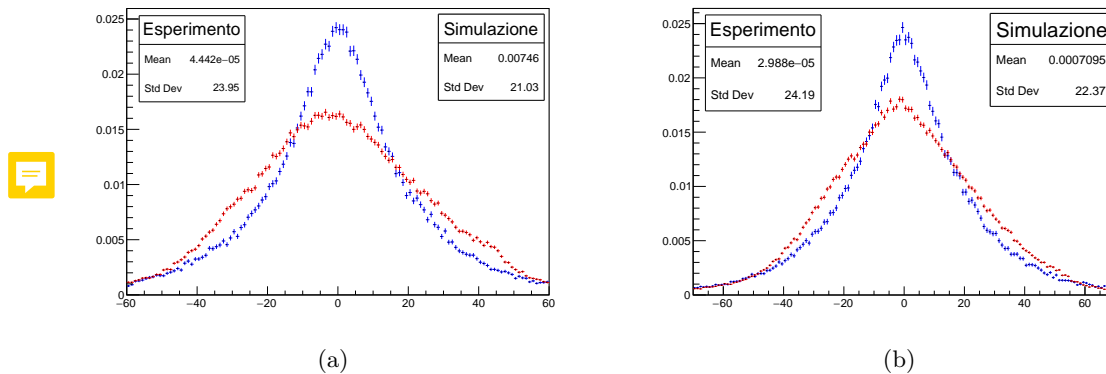


Figura 6.14: Simulazione a 106 cm(a) e 82 cm (b)

Le due distribuzioni sono normalizzate e centrate in zero per poterle confrontare: valutiamo la porzione di area sovrapposta e troviamo che a 82 cm è il 90% mentre a 106 è l'87%. Inoltre, confrontando le deviazioni standard abbiamo che in entrambi i casi quella simulata rappresenta circa il 92% di quella sperimentale.

Modificando opportunamente la simulazione possiamo calcolare la differenza temporale che ci aspettiamo di ottenere per le configurazioni precedenti (paragrafo 6.4) che risulta pari a 1.2 ns , stima che risulta compatibile con il valore misurato 6.4.1.

⁷<https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bc-408-bc-412-bc-416>, i BC 408

7 Conclusioni

I risultati finali per la velocità dei muoni sono:

$$v_{exp} = (2.884 \pm 0.113) \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$v_{sigm} = (2.820 \pm 0.111) \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$v_{cost} = (3.314 \pm 0.163) \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

Rappresentiamo graficamente i risultati in modo da visualizzare la loro compatibilità con il valore atteso

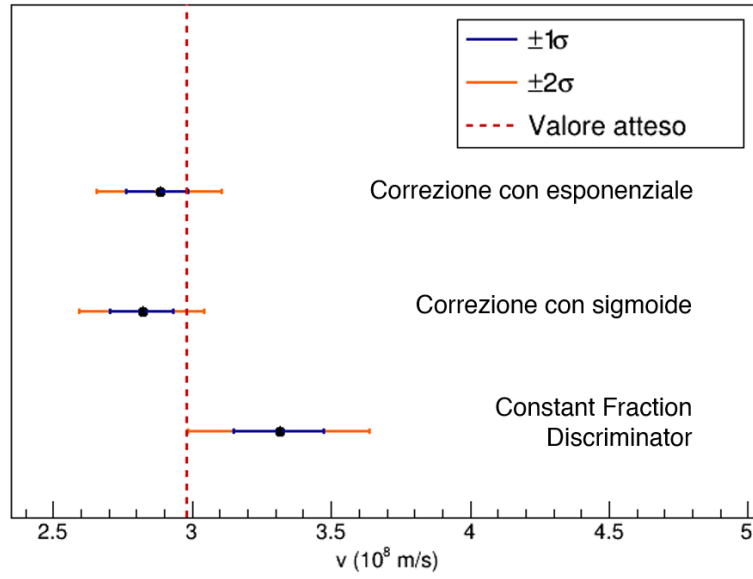


Figura 7.1: Valori ottenuti per la velocità con i relativi errori

I due risultati ottenuti con la correzione via software dell'amplitude walk sono entrambi compatibili con il valore atteso: il primo, corretto con la funzione esponenziale, è compatibile entro una σ (0.99σ) e il secondo entro 2σ (1.59σ) con errore relativo per entrambi del $\simeq 4\%$. Anche il risultato ottenuto dalle misure con il constant fraction discriminator è compatibile con il valore atteso (1.95σ con errore relativo del $\simeq 5\%$), un buon risultato nonostante la statistica molto minore, rispetto alle altre due misure, che abbiamo potuto raccogliere in quest'ultimo caso.

Per quanto riguarda il flusso verticale abbiamo che la nostra stima è (5.1.2):

$$rate = 0.598 \pm 0.001 \frac{cont}{cm^2 min}$$

da confrontare con il valore teorico di $0.880 \frac{cont}{cm^2 min}$. Sottostimiamo il flusso verticale del 30%: ipotizziamo che questo sia dovuto agli effetti dell'edificio (principalmente il cemento) e da una soglia del discriminatore troppo elevata. Per gli stessi motivi non osserviamo l'effetto Est-Ovest.

A Discriminatore a soglia

Riportiamo in questa breve appendice alcune considerazioni relative al modulo del discriminatore a soglia. In particolare, abbiamo osservato che la soglia letta sul modulo non corrispondeva a quella impostata malgrado nel manuale del modulo fosse riportato un rapporto 1:1. Per questa ragione, utilizzando un generatore di segnale, abbiamo calibrato i canali nel range utilizzato:

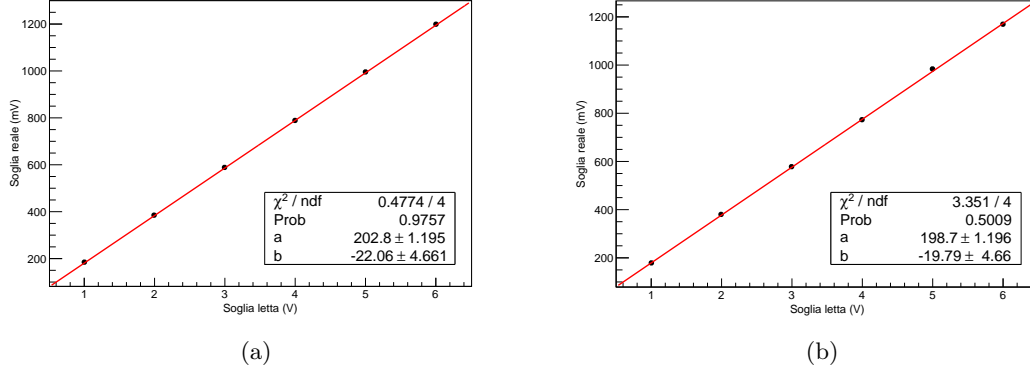


Figura A.1: Calibrazione dei canali 1, utilizzato su S_1 , (a) e 7, utilizzato su S_2 , (b) del discriminatore a soglia

Eseguendo un fit lineare ($V_{reale} = aV_{letta} + b$), otteniamo i parametri che ci permettono di convertire la soglia letta in soglia reale.

B Oscillazioni metereologiche

In questa sezione abbiamo provato a considerare alcuni effetti meteorologici che influenzano il rate di muoni al suolo. [5]

La pressione atmosferica è il primo parametro da tenere in considerazione dal momento che ogni sua variazione corrisponde a una differenza nel processo di assorbimento dei raggi cosmici primari e secondari: ci aspettiamo che ad alte pressioni il rate di muoni scenda e a basse pressioni salga.

Il secondo elemento da considerare è la temperatura: essa ha un effetto "positivo" e uno "negativo" nel rate di muoni al suolo. L'effetto "positivo" è legato al processo di decadimento dei pioni (fonte primaria di muoni): più è alta la temperatura, più scende l'effetto di assorbimento dei pioni e dunque aumenta il rate di muoni. L'effetto "negativo", invece, è legato al cammino medio dei muoni: a temperature maggiori l'atmosfera è più espansa che a temperature minori e i muoni devono percorrere un cammino maggiore per raggiungere il rivelatore, dunque il rate diminuisce.

Entrambi gli effetti dovrebbero essere evidenti per misure lunghe interi anni e per rilevatori più estesi, in quanto **la variazione percentuale nel rate è minima** e le variazioni di pressione e temperatura sono evidenti per cambiamenti stagionali, ma abbiamo provato a visualizzarli comunque nei tempi da noi considerati.

Esistono vari metodi per valutare analiticamente le inferenze metereologiche, senza addentrarci nei particolari considereremo la seguente formula [6]:

$$\frac{I - I_0}{I_0} = \alpha(P - P_0) + \beta(T - T_0) \quad \text{B.0.1}$$

dove I_0 , P_0 , T_0 sono i valori medi di intensità, pressione e temperatura e α e β sono i coefficienti di pressione e temperatura (stimati in letteratura $\alpha = -1.5 * 10^{-3}$ e $\beta = 2.5 * 10^{-4}$).

Purtroppo, a causa dei vari blackout, non siamo riusciti a impostare una misura lunga se non all'inizio dell'esperienza: per questo abbiamo riportato in figura B.1 i grafici dell'andamento del rate rispetto a pressione e temperatura per un singolo rivelatore. ⁸

Come si può vedere benissimo dai primi due grafici (rate misurato e rate atteso con B.0.1) non visualizziamo gli effetti attesi: probabilmente perché la misura è stata troppo breve e i nostri rilevatori non sono sufficientemente precisi. Con più tempo a disposizione sarebbe stato interessante estendere temporalmente la misura ed eventualmente ricavare autonomamente i coefficienti α e β (risultano oscillare stagionalmente). Probabilmente già utilizzando una configurazione a due rilevatori in coincidenza, al posto di un singolo rivelatore, avremmo potuto visualizzare una correlazione maggiore.

Per un'analisi ancora più approfondita si sarebbero potute studiare, inoltre, le correlazioni fra il rate di muoni al suolo e la temperatura all'altezza del decadimento dei pioni così come fra il rate e l'altezza di decadimento stessa.

⁸Nessun dato è riportato con errore dal momento che per visualizzare la mancata correlazione è sufficiente un approccio visivo e non si voleva rendere più difficile il paragone fra l'andamento in un grafico e in un altro.

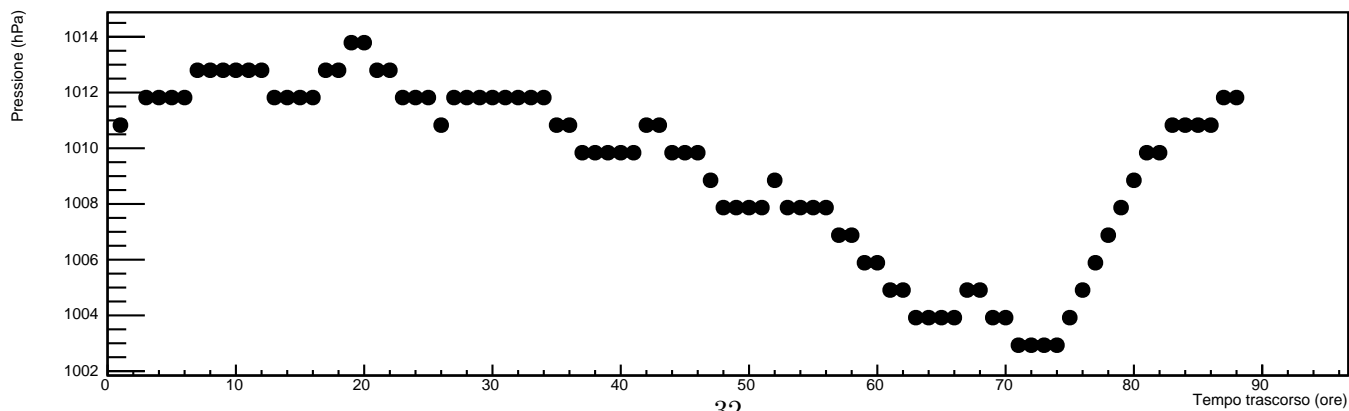
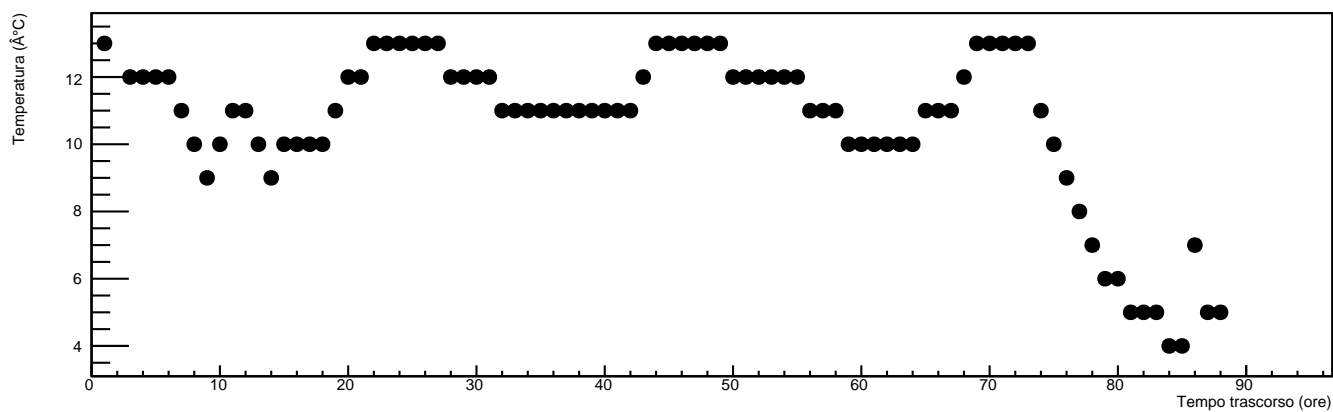
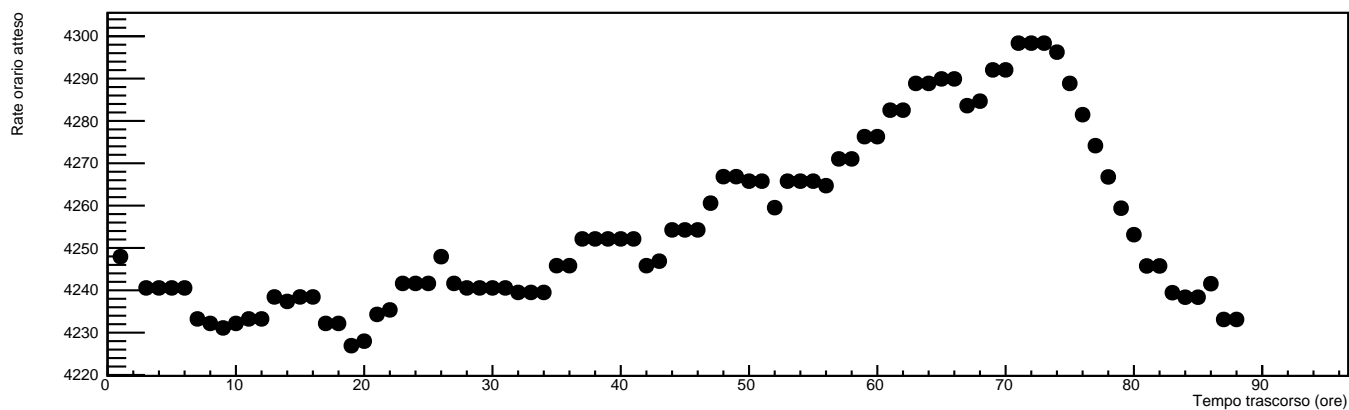
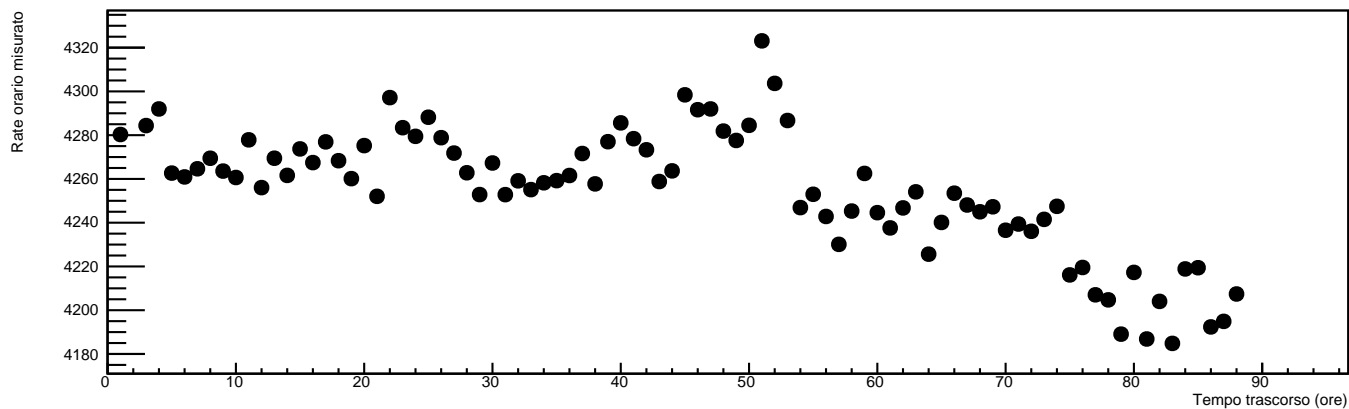


Figura B.1: Misura per rilevatore singolo

C Dati

C.1 Calibrazione

C.1.1 Scintillatori T_1 e T_2

Tabella 6: Allineamento T_1 e T_2 pari a $-1550V$. durata 60s

Soglia(V)	T_1	σ_{T_1}	T_2	σ_{T_2}	Soglia(V)	T_1	σ_{T_1}	T_2	σ_{T_2}
0.3	1291	35	1451	38	1.25	193	13	165	12
0.5	959	31	1068	32	1.3	182	13	122	11
0.5	815	28	656	25	1.35	161	12	108	10
0.6	614	24	526	22	1.4	154	12	91	9
0.75	478	21	368	19	1.5	144	12	81	9
0.8	418	20	336	18	1.6	109	10	61	7
0.9	320	17	282	16	1.75	72	8	35	5
0.95	295	17	235	15	2.02	51	7	36	6
1	266	16	221	14	2.58	22	4	18	4
1.1	220	14	207	14	3	10	3	8	2
1.15	201	14	155	12	3.5	9	3	6	2
1.2	190	13	162	12	4	3	1	3	1

C.1.2 Efficienza e rate al minuto Vs Tensione di S_1

Tabella 7: Alimentazione T_1 $T_2 = -1550V$. soglia T_1 $T_2 = -1.2V$. soglia $S_1 = 850mV$. durata 300s

Tensione S_1	$T_1 \& T_2$	$T_1 \& T_2 \& S_1$	eff	σ_{eff}	rate(cont/min)	σ_{rate}
850	90	0	0	0	2	1
950	61	3	0.05	0.03	119	4
1000	75	17	0.22	0.05	537	10
1050	71	37	0.51	0.06	1446	17
1100	81	68	0.84	0.04	3080	24
1115	85	78	0.91	0.03	3802	27
1120	74	72	0.97	0.02	4074	28
1125	93	91	0.98	0.01	4434	29
1175	77	77	1	0	8481	41
1250	65	65	1	0	18783	61
1350	80	80	1	0	42747	92

C.1.3 Efficienza e rate al minuto Vs Tensione di S_2

Tabella 8: Alimentazione T_1 $T_2 = -1550V$. soglia T_1 $T_2 = -1.2V$. soglia $S_2 = 850mV$. durata 120s

Tensione S_1	$T_1 \& T_2$	$T_1 \& T_2 \& S_2$	eff	σ_{eff}	rate(cont/min)	σ_{rate}
850	36	0	0	0	36	4
950	19	1	0.04	0.04	596	17
1000	30	6	0.21	0.07	1454	26
1050	34	14	0.42	0.08	3073	39
1080	29	21	0.74	0.08	3409	41
1100	22	19	0.87	0.07	3955	44
1130	34	32	0.95	0.03	4167	45
1150	31	30	0.98	0.02	5634	53
1175	24	24	1	0	9373	68
1250	27	27	1	0	23762	109
1350	32	32	1	0	30215	122

C.1.4 Conteggi di S_1 e S_1 Vs Soglia

Tabella 9: Alimentazione $S_1 = 1025V$. Alimentazione $S_2 = 1030V$. durata 180s

Soglia $_{S_1}$ (mV)	rate $_{S_1}$ (cont/min)	$\sigma_{rate_{S_1}}$	Soglia $_{S_2}$ (mV)	rate $_{S_2}$ (cont/min)	$\sigma_{rate_{S_2}}$
58	14422	69	32	8609	53
123	10702	59	98	6124	45
222	9546	56	199	5599	43
420	8528	53	399	5103	41
570	7750	50	550	4750	39
717	6901	47	699	4512	38
800	6089	45	783	4147	37
868	4300	37	849	3911	36
940	3899	36	925	3899	36
1014	3783	35	999	3914	36
1090	3725	35	1075	3725	35
1162	3094	32	1149	3800	35
1311	2452	28	1299	3283	33
1360	2258	27	1349	3158	32
1459	1490	22	1449	2774	30

C.1.5 Coincidenze Vs ritardo

Tabella 10: Alimentazione $S_1 = 1025V$. alimentazione $S_2 = 1030V$. Soglia $S_1 = 950mV$. soglia $S_2 = 1000mV$. durata 180s

t_{delay} (ns)	rate (cont/min)	σ_{rate}	t_{delay} (ns)	rate (cont/min)	σ_{rate}
-102	2.0	0.8	5	1296.0	20.7
-92	0.7	0.4	10	1273.0	20.5
-80	1.0	0.5	14	607.7	14.2
-71	0.3	0.3	16	305.7	10.0
-60	0	0	20	213.0	8.4
-51	0.3	0.3	32	24.7	2.8
-32	25.0	2.8	51	0.3	0.3
-20	220.3	8.5	60	0.3	0.3
-16	303.7	10.0	71	0.3	0.3
-14	626.3	14.4	80	0.7	0.4
-10	1301.7	20.8	92	1.0	0.5
-5	1280.7	20.6	102	1.7	0.7
0	1289.0	20.7			

C.2 Misure Flusso

Tabella 11: Prima misura E-O. durata misura 20 minuti

ψ ($^\circ$)	rate ($\frac{20 cont}{min}$)	σ_{rate}	ψ ($^\circ$)	rate ($\frac{20 cont}{min}$)	σ_{rate}
0	17519	132	-30	14802	122
30	13627	117	-45	10917	104
45	10252	101	-60	7508	87
60	6720	82	-75	4971	71
75	4467	67	-90	3852	62
90	3897	62			

Tabella 12: Seconda misura E-O. durata misura 15 minuti

ψ ($^\circ$)	rate ($\frac{20 cont}{min}$)	σ_{rate}	ψ ($^\circ$)	rate ($\frac{20 cont}{min}$)	σ_{rate}
0	14101	118	-30	11922	109
30	10990	104	-60	6191	78
60	5435	73			

C.3 Risultati fit dell'amplitude walk

Tabella 13: Risultati dei fit di TDC Vs ADC S1 con curva esponenziale

<i>distanza(cm)</i>	17	44	83.5
χ^2 ridotto	0.90	0.22	0.10
Range di fit	(14. 64)	(12. 30)	(10. 21)
τ	-704.9 ± 1194.6	$1.847e + 05 \pm 0.0243e + 05$	23.45 ± 3.78
$V_{threshold}$	0.53 ± 0.88	$-1.231e - 03 \pm 7.47e - 04$	-16.69 ± 4.82
<i>Offset</i>	258.9 ± 0.34	264.3 ± 1.09	275.13 ± 1.95
	106	171	
	0.90	0.91	
	(13. 87)	(10. 51)	
	8.364 ± 2.183	57.28 ± 25.46	
	-50.91 ± 35.04	-15.58 ± 10.7	
	282.1 ± 1.455	320.2 ± 2.675	

Tabella 14: Risultati dei fit di TDC Vs ADC S2 con curva esponenziale

<i>distanza(cm)</i>	17	44	83.5
χ^2 ridotto	0.86	1.03	0.97
Range di fit	(30. 173)	(28. 169)	(25. 130)
τ	-4546 ± 3927	39.61 ± 4.1373	1025.02 ± 1507.02
$V_{threshold}$	0.06409 ± 0.05673	-12.78 ± 1.1673	-0.891415 ± 1.33206
<i>Offset</i>	253.4 ± 0.2533	262.6 ± 0.779	277.945 ± 0.262019
	106	171	
	1.10	1.65	
	(31. 171)	(41. 275)	
	7.75214 ± 3.04084	28.8373 ± 0.928746	
	-94.2735 ± 84.4721	-299.845 ± 35.258	
	278.272 ± 1.35628	323.286 ± 1.23565	

Tabella 15: Risultati dei fit di TDC Vs ADC S1 con sigmoide

<i>distanza(cm)</i>	17	44	83.5
χ^2 ridotto	0.93	0.23	0.13
Range di fit	(15. 64)	(12. 27)	(11. 21)
τ	-4.58 ± 0.165407	-4.39378 ± 0.50209	-9.493 ± 6.398
$V_{threshold}$	19.47 ± 0.0437941	$11.99 \pm 9.52511e-06$	2.956 ± 8.035
<i>Offset</i>	249.2 ± 0.148479	254.778 ± 0.218638	244.3 ± 41.28
	106	171	
	1.17	0.34	
	(11. 21)	(10. 20)	
	-3.149 ± 0.8478	-12.27 ± 0.9403	
	0.04594 ± 0.1612	2.04 ± 0.2614	
	252.1 ± 11.99	258.3 ± 4.44716	

Tabella 16: Risultati dei fit di TDC Vs ADC S2 con sigmoide

<i>distanza(cm)</i>	17	44	83.5
χ^2 ridotto	0.86	0.91	1.16
Range di fit	(35. 112)	(28. 79)	(25. 79)
τ	-3.321 ± 0.2687	-3.0812 ± 0.22921	-12.0928 ± 0.1627
$V_{threshold}$	8.784 ± 1.289	27.39 ± 0.000986013	16.8773 ± 0.1315
$Offset$	244.5 ± 11.1341	254.421 ± 0.139562	251.424 ± 2.65372
	106	171	
	1.68	1.38	
	(25. 79)	(41. 266)	
	-5.871 ± 0.3384	-16.2397 ± 0.280381	
	3.933 ± 0.5383	21.5781 ± 1.1551	
	255.4 ± 2.65372	262.486 ± 1.50959	

Riferimenti Bibliografici

- [1] Don Groom. *Cosmic Rays and Other Nonsense in Astronom-ical CCD Imagers*. URL: http://www.astronomy.ohio-state.edu/MDM/OSMOS/CCD_CosmicRays_groom.pdf.
- [2] Mahmud Bahmanabadi. «A method for determining the angular distribution of atmospheric muons using a cosmic ray telescope». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* (2018). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.010>.
- [3] S. Pethuraj et al. «Measurement of cosmic muon angular distribution and vertical integrated flux by 2 m \times 2 m RPC stack at IICHEP-Madurai». In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2017.09 (set. 2017), pp. 021–021. DOI: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/09/021>.
- [4] Aguayo E. et al. *Cosmic rays interactions in Shielding Materials*. 2011. URL: https://www.pnnl.gov/main/publications/external/technical_reports/PNNL-20693.pdf.
- [5] R. R. S. de Mendonça. «The temperature effect in secondary cosmic rays (muons) observed at the ground: analysis of the global muon detector network data». In: *The Astrophysical Journal* 830.2 (2016). DOI: <https://doi.org/10.3847/0004-637X/830/2/88>.
- [6] Abdullrahman Maghrabi. «Atmospheric effect on cosmic ray muons at high cut-off rigidity station». In: *Advances in Astronomy* (2016). DOI: <https://doi.org/10.1155/2016/9620189>.
- [7] Knoll F. Glenn. *Radiation detection and measurement*. 4^a ed. John Wiley & Sons Inc., 2010. ISBN: 9780470131480.