



**Università degli Studi di Bari "Aldo Moro"**

---

DIPARTIMENTO INTERATENEO DI FISICA "MICHELANGELO MERLIN"

Corso di Laurea Triennale in Fisica

# Misura delle distanze relative fra i muoni multipli nei raggi cosmici secondari al livello del mare

Laureando:  
**Livia Terlizzi**

Relatore:  
**Dott. Francesco Loparco**

*Ai miei genitori, a mia sorella e a mio fratello  
fonte di ispirazione e supporto costante*

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
<b>1 I Raggi Cosmici</b>	<b>4</b>
1.1 Composizione e spettro energetico dei raggi cosmici . . . . .	4
1.2 Origine e propagazione dei raggi cosmici nella galassia . . . . .	9
1.3 Interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera . . . . .	10
1.3.1 Distribuzione energetica e distribuzione angolare del flusso dei muoni al livello del mare . . . . .	12
1.3.2 I muoni multipli . . . . .	15
<b>2 Apparato sperimentale</b>	<b>18</b>
2.1 Gli scintillatori . . . . .	19
2.2 I fotomoltiplicatori . . . . .	23
2.3 Studio dell'efficienza degli scintillatori . . . . .	28
2.4 Logica di acquisizione e trigger . . . . .	31
<b>3 Analisi dati</b>	<b>34</b>
3.1 Calibrazione degli scintillatori . . . . .	34
3.2 Muoni multipli . . . . .	40
<b>Conclusioni</b>	<b>46</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>47</b>
<b>Ringraziamenti</b>	<b>51</b>

# Introduzione

Il presente lavoro di tesi si pone come obiettivo la misura della distribuzione delle distanze relative fra i muoni multipli al livello del mare. I muoni costituiscono la componente dura dei raggi cosmici secondari e riescono a penetrare diversi metri di materiale assorbente. La distribuzione delle distanze tra i muoni multipli è sensibile ai meccanismi con cui sono prodotti i mesoni genitori ( $\pi$  e  $K$ ) nelle interazioni adroniche dei raggi cosmici con l'atmosfera.

Nel Capitolo 1 verranno illustrate le caratteristiche principali della radiazione cosmica, la sua origine e propagazione attraverso la galassia, la sua composizione e il suo spettro energetico. Ci si soffermerà in particolar modo sull'interazione della radiazione cosmica con l'atmosfera terrestre e la conseguente produzione di muoni.

Nel Capitolo 2 verrà presentato l'apparato sperimentale utilizzato per le misurazioni. Saranno illustrate la geometria dell'apparato, le proprietà degli strumenti e il sistema di acquisizione dei dati.

Nel Capitolo 3 verranno infine discusse le procedure di analisi dei dati e verranno mostrati i risultati delle misure.

# Capitolo 1

## I Raggi Cosmici

I raggi cosmici furono scoperti grazie agli studi, indipendenti e contemporanei, del fisico austriaco Victor Franz Hess e del fisico italiano Domenico Pacini. Il primo studiò la radiazione presente nell'atmosfera tramite esperimenti eseguiti tra il 1911 e il 1912; su un pallone aerostatico, usando un elettroscopio, Hess misurò un aumento della ionizzazione al crescere dell'altitudine [1]. Pacini invece, tramite misure nelle acque marine di Livorno e in quelle del lago di Bracciano, notò che le radiazioni diminuivano con l'aumentare della profondità, escludendo che tale radiazione potesse essere di origine terrestre. I risultati ottenuti da Hess e Pacini furono attribuiti ad una radiazione altamente penetrante di origine cosmica [2].

I raggi cosmici sono oggetto di studio ancora oggi, poichè tramite questi si vuole indagare la materia di cui è costituito l'Universo, e quindi le sorgenti e il mezzo interstellare in cui si propagano.

### 1.1 Composizione e spettro energetico dei raggi cosmici

Per avere informazioni sui raggi cosmici si parte dallo studio delle particelle che li compongono e dallo spettro energetico di ogni componente.

I raggi cosmici primari sono costituiti per il 98% da protoni, He e altri nuclei

più pesanti quali C, O e Fe, mentre solo il 2% sono elettroni. I raggi cosmici secondari, prodotti in seguito all'interazione dei primari con il mezzo interstellare, sono costituiti da nuclei quali Li, Be e B; antiprotoni e positroni sono anch'essi in larga parte secondari. In *Figura 1.1* è mostrato lo spettro energetico dei raggi cosmici che incidono alla sommità dell'atmosfera terrestre; si può osservare che l'intervallo energetico si estende da  $10^9$  eV a  $10^{20}$  eV. Lo spettro può essere descritto da una legge del tipo [3]:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} \quad (1.1)$$

dove:

- $dN/dE$  è il flusso di nuclei per unità di superficie, di energia, di angolo solido e di tempo;
- $\gamma$  è l'indice spettrale, che vale circa 1.7 per energie fino a  $10^{15}$  eV, circa 2.0 per energie da  $10^{15}$  a  $10^{19}$  eV e di nuovo 1.7 per energie superiori a  $10^{19}$  eV.

Si possono osservare due discontinuità nello spettro, il cosiddetto "ginocchio" a circa  $10^{15}$  eV e la cosiddetta "caviglia" a circa  $10^{19}$  eV. Le misure dei raggi cosmici sono condotte in maniera diretta o indiretta. Nel primo caso si utilizzano rivelatori di particelle portati ad alta quota tramite palloni aerostatici o satelliti. Le misure dirette sono possibili per raggi cosmici di energie fino a circa  $10^{15}$  eV, mentre per energie più elevate è necessario ricorrere a misure di tipo indiretto sugli sciami secondari di particelle prodotte nelle interazioni dei raggi cosmici con l'atmosfera. Ciò è dovuto al fatto che ad energie maggiori di  $10^{15}$  eV i flussi di particelle sono molto bassi, come si può osservare dal grafico in *Figura 1.1*.

In *Figura 1.2* sono mostrate le abbondanze dei nuclei delle varie specie chimiche nei raggi cosmici confrontate con quelle nel sistema solare. Possiamo notare in entrambi i casi l'effetto "pari-dispari", ovvero gli elementi con numero atomico  $Z$  pari sono più abbondanti di quelli con  $Z$  dispari. Una importante differenza che aiuta a comprendere meglio la propagazione dei raggi cosmici

riguarda i due gruppi di elementi (Li, Be, B) e (Sc, Ti, V, Cr, Mn) che risultano essere molto più abbondanti nei raggi cosmici piuttosto che nella materia nel sistema solare; tali elementi sono il prodotto della spallazione di nuclei di C e O (per il primo gruppo) e di Fe (per il secondo gruppo) nelle collisioni dei raggi cosmici primari con il mezzo interstellare. [3]

I raggi cosmici risentono del vento solare, del campo magnetico solare e del campo magnetico terrestre, e per questo motivo lo spettro dei raggi cosmici a terra è diverso dallo spettro con cui entrano nel sistema solare. In particolare si osservano variazioni nello spettro energetico dei raggi cosmici misurato a Terra che sono correlate con l'attività solare ("modulazione solare"). Particelle con energia minore di qualche decina di GeV risentono particolarmente delle variazioni dell'attività solare [4]. L'esperimento PAMELA (Payload for Antimatter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) installato a bordo di un satellite Russo ha permesso di studiare l'effetto dell'attività solare sui raggi cosmici. In *Figura 1.3* è mostrata l'evoluzione dello spettro energetico dei protoni tra luglio 2006 e dicembre 2009; quest'ultimo periodo, nel quale si osserva un massimo del flusso di protoni, corrisponde a un minimo dell'attività solare [5].

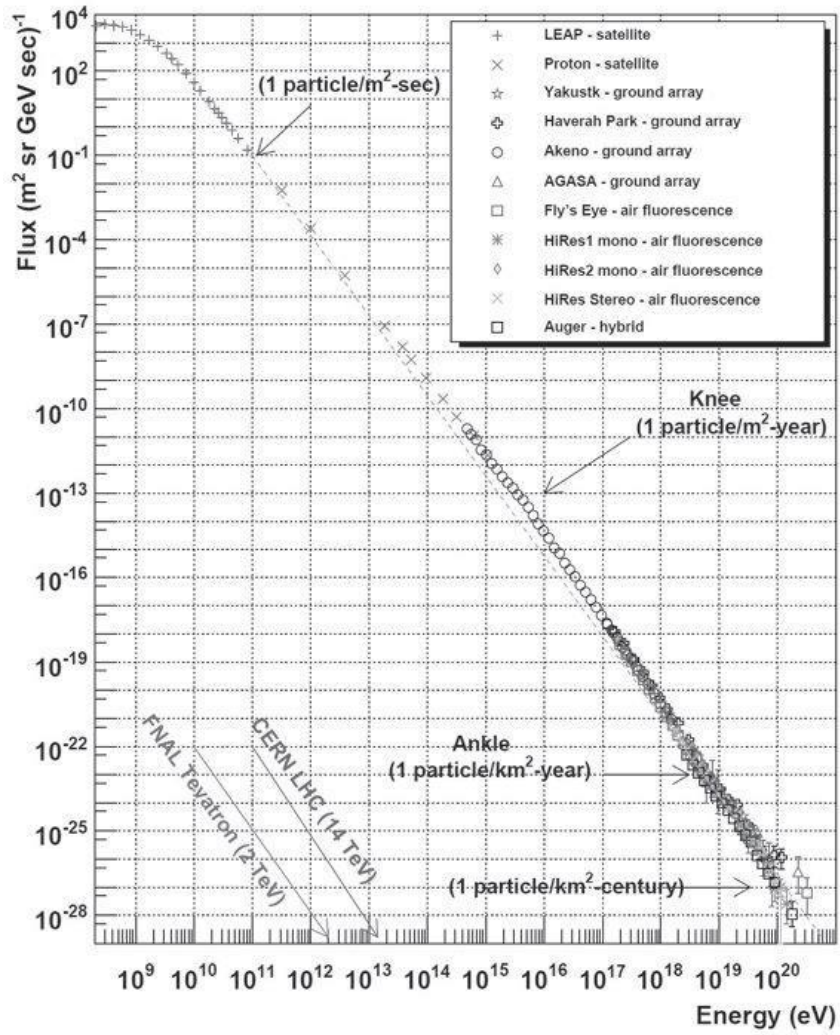


Figura 1.1: Spettro energetico dei raggi cosmici [4].



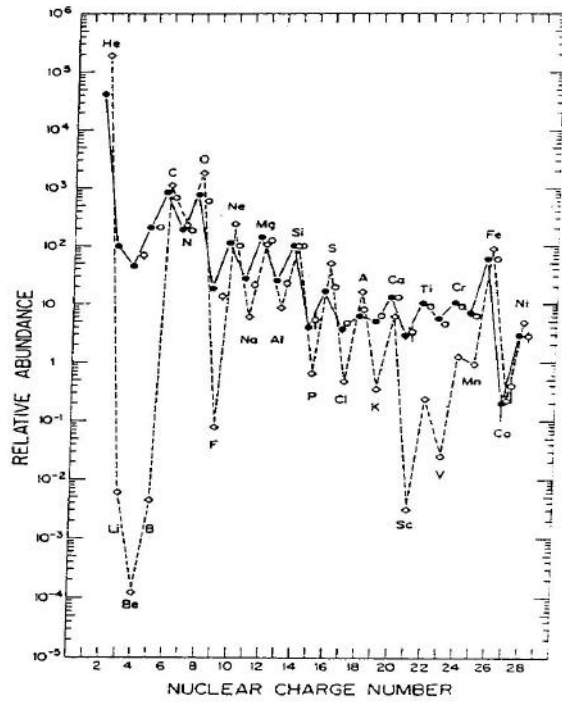


Figura 1.2: *Abbondanza degli elementi nei raggi cosmici confrontate con l'abbondanza degli elementi nel sistema solare. I cerchi neri rappresentano gli elementi nei raggi cosmici, i cerchi bianchi rappresentano le abbondanza nel sistema solare [3].*

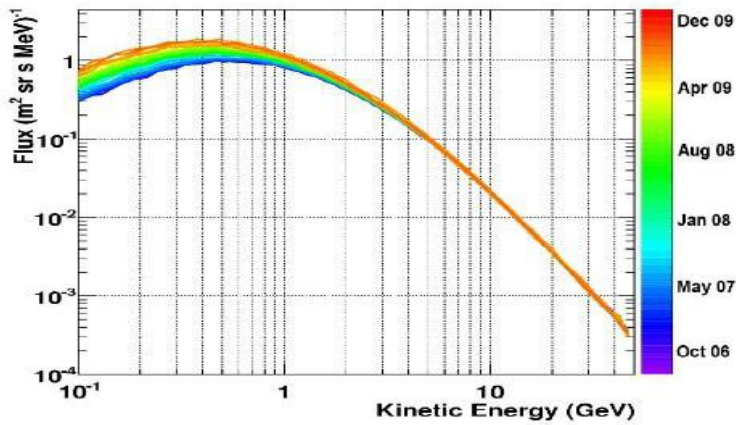


Figura 1.3: *Evoluzione dello spettro dei protoni tra luglio 2006 e dicembre 2009 [5].*

## 1.2 Origine e propagazione dei raggi cosmici nella galassia

Ancora oggi l'origine dei raggi cosmici, il meccanismo di accelerazione e il processo di propagazione nel mezzo interstellare sono oggetto di studio.

I principali candidati per il ruolo di acceleratori cosmici sono i resti di supernova (SNR), le stelle di neutroni e i nuclei galattici attivi (AGN). Per esempio è possibile dimostrare, in base a considerazioni sulla densità di energia dei raggi cosmici, che la potenza necessaria per accelerarli è compatibile con quella sprigionata nelle esplosioni di supernova.

Nel 1949 Fermi propose una teoria per spiegare il meccanismo di accelerazione, secondo la quale le particelle vengono accelerate in seguito ad urti con nubi di plasma magnetizzato in movimento [6]. Le particelle cariche vengono quindi diffuse da queste nubi di plasma e ogni singolo processo di diffusione può dare luogo a una variazione di energia; in media si ha un guadagno di energia proporzionale al quadrato della velocità della nube, da cui il nome di "meccanismo di Fermi del secondo ordine". Le particelle possono essere accelerate anche in seguito ad interazioni con un fronte d'onda d'urto piano; in questo caso il guadagno medio di energia è proporzionale alla velocità della particella, da cui il nome di "meccanismo di Fermi del primo ordine". Il modello di Fermi spiega sia la forma dello spettro energetico, sia l'esistenza di un'energia massima per i raggi cosmici primari. Occorre precisare che non esiste ancora un modello teorico che spieghi i processi di iniezione delle particelle nella regione di accelerazione.

Per spiegare la propagazione dei raggi cosmici nella galassia si fa ricorso a modelli fenomenologici; il più noto è il cosiddetto "modello a scatola forata" ("leaky box") in cui si assume che i raggi cosmici si propagano liberamente in un volume di contenimento con una probabilità di fuga per unità di tempo  $\tau_{esc}^{-1}$ . Il meccanismo di propagazione influenza lo spettro energetico; in particolare l'indice spettrale dei raggi cosmici nell'ambito del modello "leaky box"

è legato alla dipendenza del tempo  $\tau_{esc}$  dall'energia delle particelle.

### 1.3 Interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera

I nuclei dei raggi cosmici, penetrando nell'alta atmosfera, interagiscono con i nuclei atmosferici generando una serie di particelle secondarie che danno luogo ad una cascata adronica. In *Figura 1.4* sono mostrati i flussi dei principali componenti dei raggi cosmici nell'atmosfera [7].

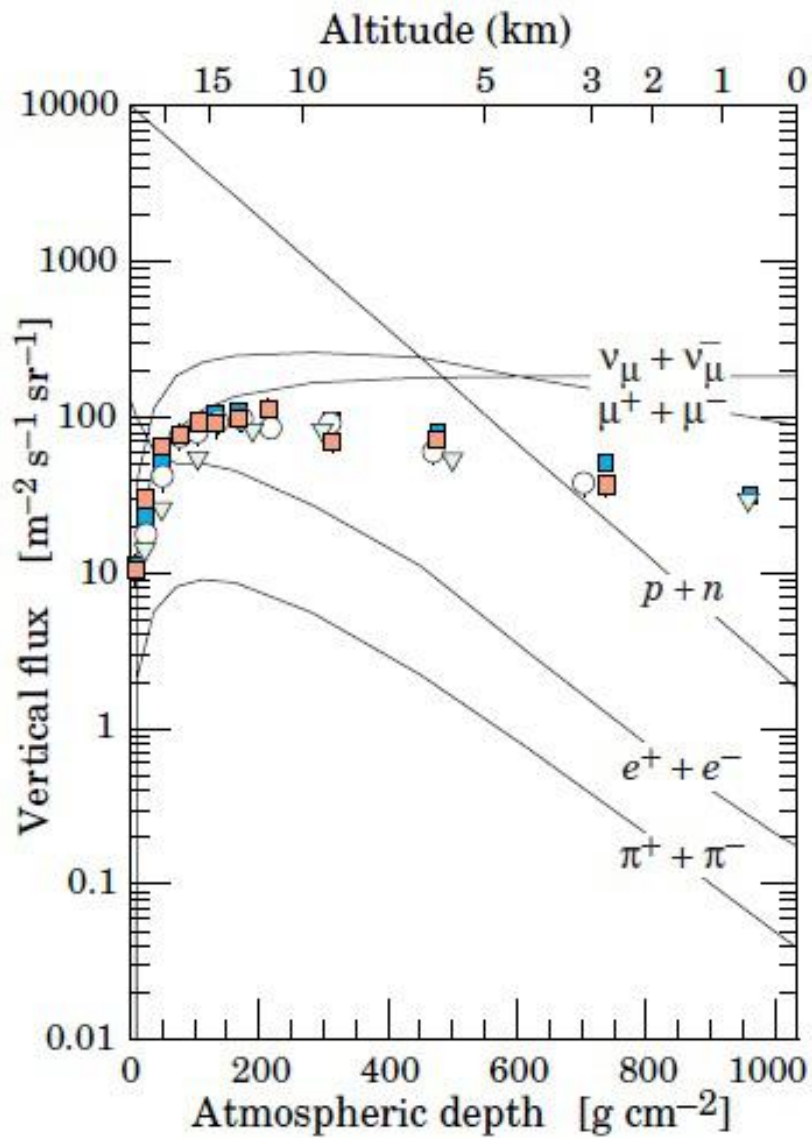
Un importante parametro che descrive le interazioni e la conseguente propagazione delle particelle prodotte è la profondità atmosferica  $X$ , misurata in  $\text{g}/\text{cm}^2$ , e definita come [8]:

$$X = \int_h^\infty \rho(h') dh' \simeq X_0 e^{-h/h_0} \quad (1.2)$$

dove:

- $\rho(h)$  è la densità atmosferica ad altezza  $h$
- $X_0 = 1030 \text{ g}/\text{cm}^2$  è la profondità atmosferica al livello del mare
- $h_0 \simeq 8.4 \text{ km}$ .

L'equazione 1.2 si ottiene assumendo per l'atmosfera terrestre un profilo di densità esponenziale. Esclusi protoni e elettroni nell'alta atmosfera, tutte le particelle sono prodotte nelle interazioni dei raggi cosmici con l'aria. I mesoni  $\pi$  e  $K$ , a causa della loro breve vita media, decadono prima di raggiungere il suolo, originando le componenti muonica ed elettromagnetica delle cascate. I muoni e i neutrini sono i prodotti di decadimento dei mesoni carichi, i fotoni sono originati essenzialmente nel decadimento dei  $\pi^0$ , mentre elettroni e positroni sono originati essenzialmente dalle interazioni elettromagnetiche dei fotoni con l'atmosfera. Nella *Tabella 1* sono riportati i canali di decadimento principali dei mesoni  $\pi$  e  $K$  con i relativi branching ratio e le loro vite medie [7].



**Figura 1.4:** Flussi dei raggi cosmici nell'atmosfera terrestre a varie quote. I punti rappresentano misure eseguite sui  $\mu^-$ , le linee continue sono ricavate da calcoli a partire dallo spettro dei raggi cosmici primari [7].

**Tabella 1.1:** *Principali canali di decadimento dei mesoni  $\pi$  e K e loro proprietà.*

Mesone	Vita media (s)	Canali di decadimento	Branching Ratio
$\pi^\pm$	$2.6 \times 10^{-8}$	$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$	99.9 %
$\pi^0$	$8.5 \times 10^{-17}$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$	98.8 % 1.2 %
$K^\pm$	$1.2 \times 10^{-8}$	$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$	63.5 % 20.6 %
$K_S^0$	$0.8 \times 10^{-10}$	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$	69.2 % 30.6 %
$K_L^0$	$5.1 \times 10^{-8}$	$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \bar{\nu}_e (\nu_e)$ $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$ $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$	40.5 % 27.0 % 19.5 %

### 1.3.1 Distribuzione energetica e distribuzione angolare del flusso dei muoni al livello del mare

I muoni vengono prodotti principalmente nei decadimenti dei  $\pi$  e K carichi:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$$

Essendo abbastanza stabili e avendo una piccola sezione d'urto, i muoni costituiscono la componente penetrante dei raggi cosmici secondari e, come si può osservare in *Figura 1.4*, sono le particelle più numerose al livello del mare. Studiando la loro energia e la distribuzione angolare a terra si possono ricavare informazioni sullo spettro energetico e sul processo di perdita di energia nell'atmosfera.

I processi di perdita di energia dei  $\mu$  nella materia possono essere continui o discreti. Nel primo caso la perdita di energia è dovuta alla ionizzazione del mezzo attraversato, mentre nel secondo caso è dovuta a processi stocastici come il bremsstrahlung. La perdita di energia dei muoni può essere descritta

da una relazione del tipo [8]:

$$\frac{dE_\mu}{dX} = -\alpha - \beta E_\mu \quad (1.3)$$

dove:

- $\alpha$  rappresenta il contributo della ionizzazione alla perdita di energia
- $\beta$  rappresenta il contributo continuo alla perdita di energia
- $X$  rappresenta lo spessore di materiale attraversato misurato in  $\text{g}/\text{cm}^2$ .

La maggior parte dei muoni vengono prodotti nell'alta atmosfera (tipicamente a 15 km di altitudine corrispondenti a circa  $100 \text{ g}/\text{cm}^2$  di profondità atmosferica); l'energia minima che deve avere un muone al momento della produzione affinché possa raggiungere il suolo è di circa 2 GeV poichè perdono  $2 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$  per ionizzazione del mezzo attraversato (processo continuo). La loro energia media a terra al livello del mare è di circa 4 GeV. I muoni più energetici possono attraversare anche grandi spessori di roccia ed essere rivelati all'interno di laboratori sotterranei.

In *Figura 1.5* è mostrata la distribuzione angolare dei muoni a terra per differenti energie degli stessi; questa è approssimativamente proporzionale al  $\cos^2\theta$  (dove  $\theta$  è l'angolo zenitale) per muoni con  $E_\mu \sim 3 \text{ GeV}$ . In *Figura 1.6* è mostrato invece lo spettro energetico dei muoni al livello del mare, a due angoli diversi. Per  $\theta = 75^\circ$  i muoni con bassa energia decadono prima di raggiungere il suolo e quindi l'energia media a terra è maggiore rispetto al caso di incidenza verticale.

Il rapporto  $\mu^+/\mu^-$  è pari a circa 1.25 – 1.30; tale rapporto riflette l'eccesso di  $\pi^+$  e  $K^+$  rispetto ai  $\pi^-$  e  $K^-$ , che a sua volta riflette l'eccesso di protoni rispetto ai neutroni nei raggi cosmici che incidono sull'atmosfera.

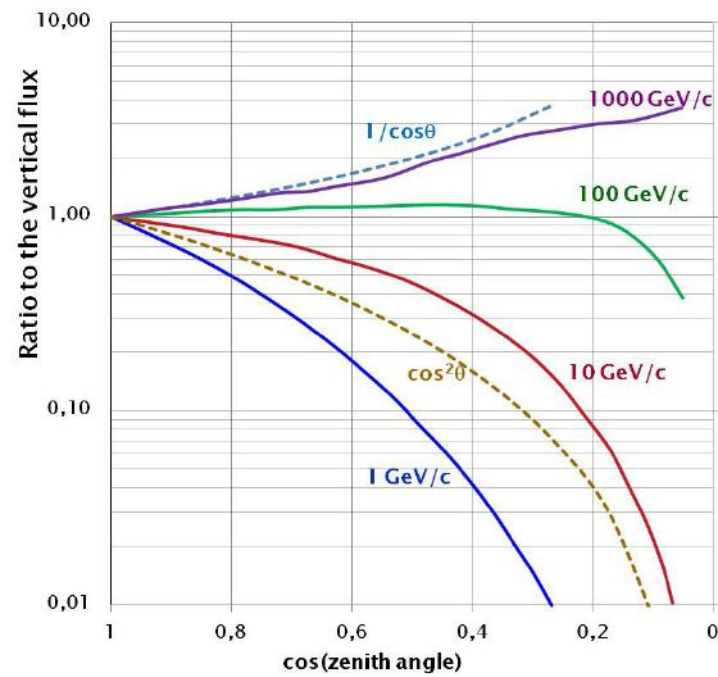


Figura 1.5: Distribuzione angolare dei muoni a terra per differenti energie dei muoni [8].

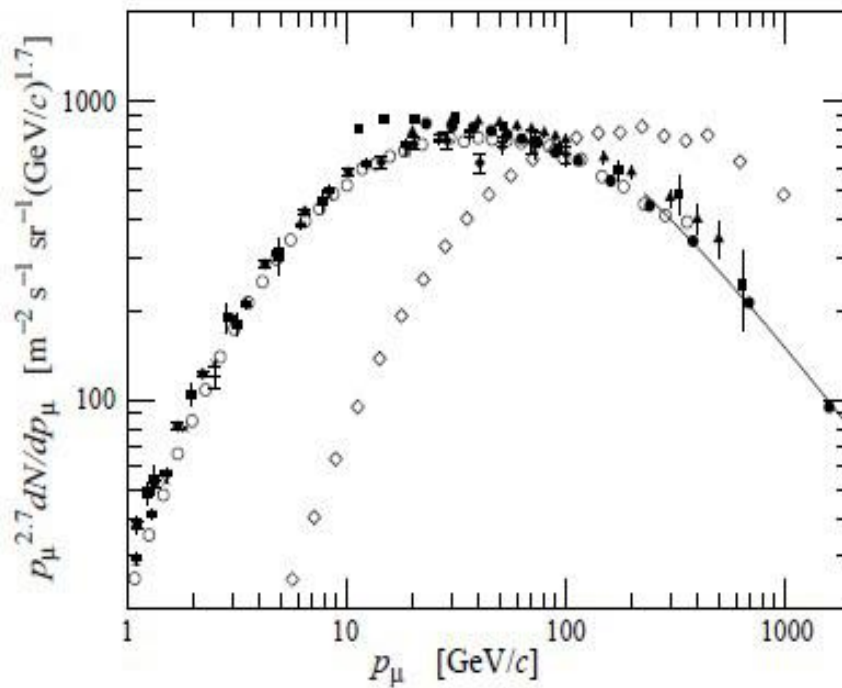


Figura 1.6: Spettro energetico dei muoni al livello del mare a  $\theta = 0^\circ$  (simboli neri) e a  $\theta = 75^\circ$  (simboli bianchi) [7].

### 1.3.2 I muoni multipli

Si parla di eventi con muoni multipli quando si verificano situazioni in cui più muoni, prodotti nella stessa interazione di un raggio cosmico con l'atmosfera, raggiungono il suolo. La misura della distribuzione laterale dei muoni multipli rispetto all'asse dello sciame (che corrisponde alla direzione del raggio cosmico incidente) è utilizzata per ricavare informazioni sull'impulso trasverso dei mesoni genitori. La molteplicità dei muoni aumenta con l'energia delle particelle che interagiscono ed è sensibile alla composizione chimica dei raggi cosmici; è noto che, a parità di energia, un nucleo pesante che interagisce con un nucleo atmosferico, produce in media un numero maggiore di mesoni  $\pi$  e  $K$  rispetto a un nucleo leggero. I mesoni prodotti da un nucleo pesante però sono in media meno energetici rispetto a quelli prodotti da un nucleo leggero, dato che nel primo caso l'energia del nucleo incidente deve ripartirsi tra un numero maggiore di particelle. Come conseguenza di ciò, a parità di energia, i muoni prodotti da primari pesanti sono in media meno energetici e con molteplicità maggiore rispetto a quelli prodotti da primari leggeri. I muoni si propagano attraverso l'atmosfera in uno stretto cono il cui angolo di apertura rispetto alla direzione del raggio cosmico incidente è determinato dall'energia e dal momento trasverso  $P_t$  del mesone genitore e dall'altezza di produzione. La loro dispersione laterale rispetto all'asse dello sciame può essere anche di qualche metro [9].

Consideriamo una singola interazione che produce mesoni di energia  $E_{\pi,K}$  con un momento trasverso  $P_t$  ad un'altezza di produzione  $H_{prod}$ , e supponiamo che questi mesoni decadano eventualmente in muoni. Il vertice d'interazione delle particelle che danno origine alla cascata adronica si trova tipicamente ad un'altezza atmosferica di 15 km. Sia  $\vec{P}_{\pi,K} = (P_t, P_l)$  il momento del mesone, con  $P_l$  momento longitudinale lungo l'asse dello sciame e  $P_t$  momento trasverso rispetto all'asse. Ci troviamo nelle ipotesi di mesoni molto energetici e di muoni collineari al mesone genitore. Poichè i mesoni hanno tipicamente un piccolo momento trasverso rispetto al momento longitudinale,



si può scrivere  $|\vec{P}_{\pi,K}| \simeq P_l$ . Inoltre, essendo:

$$E_{\pi,K} = \sqrt{m_{\pi,K}^2 + P_{\pi,K}^2} \quad (1.4)$$

con  $m_{\pi,K} \approx 140 \text{ MeV}/c^2$  e poichè tipicamente  $P_{\pi,K} \approx 10 \text{ GeV}/c$ , si può scrivere  $E_{\pi,K} \simeq |\vec{P}_{\pi,K}| \simeq P_l$ . L'angolo  $\theta$  (vedi *Figura 1.7*) tra l'asse dello sciame e la direzione del mesone (e quindi dei muoni prodotti) è:

$$\theta \simeq \frac{P_t}{P_l} \simeq \frac{P_t}{E_{\pi,K}} \quad (1.5)$$

Indicando con  $r$  la distanza fra l'asse dello sciame e i muoni prodotti, essa sarà pari a [10]:

$$r \simeq H_{prod} \theta \simeq \frac{P_t}{E_{\pi,K}} H_{prod} \quad (1.6)$$

cioè la dispersione laterale dei muoni multipli è proporzionale al momento trasverso dei mesoni e inversamente proporzionale all'energia.

Sperimentalmente si vanno a misurare le distanze tra coppie di  $\mu$  in eventi con muoni multipli; in passato tali misure sono state effettuate in rivelatori sotterranei, come per esempio l'apparato MACRO (Monopole Astrophysics and Cosmic Ray Observer) che ha operato nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso dal 1989 al 2000 fornendo importanti risultati sui raggi cosmici [9] [10].

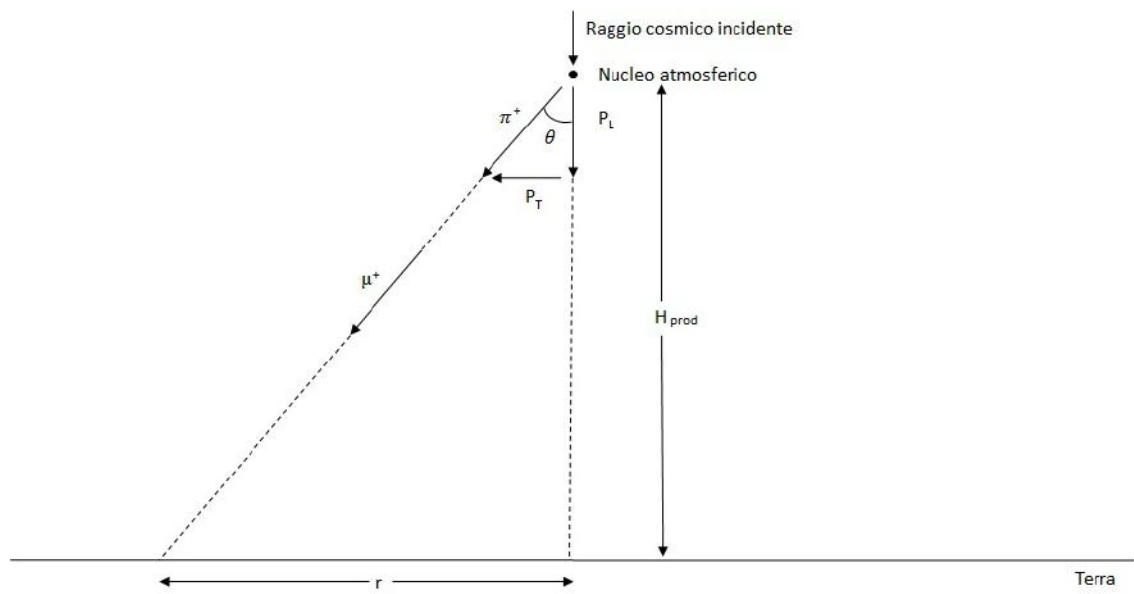


Figura 1.7

## Capitolo 2

# Apparato sperimentale

Nell'esperimento sono stati utilizzati sei scintillatori plastici aventi tutti le stesse dimensioni e caratteristiche, posti su di uno stesso piano affiancati tra loro, come mostrato in *Figura 2.1*. Ogni scintillatore è collegato a un fotomoltiplicatore tramite una guida di luce e ogni fotomoltiplicatore è a sua volta collegato ad un alimentatore di alta tensione e all'elettronica per l'acquisizione dei dati, che è avvenuta tramite PC.



**Figura 2.1:** Foto dei sei scintillatori utilizzati.

## 2.1 Gli scintillatori

Gli scintillatori sono materiali capaci di emettere luce quando vengono attraversati da particelle cariche. Le proprietà più importanti di uno scintillatore sono le seguenti [11]:

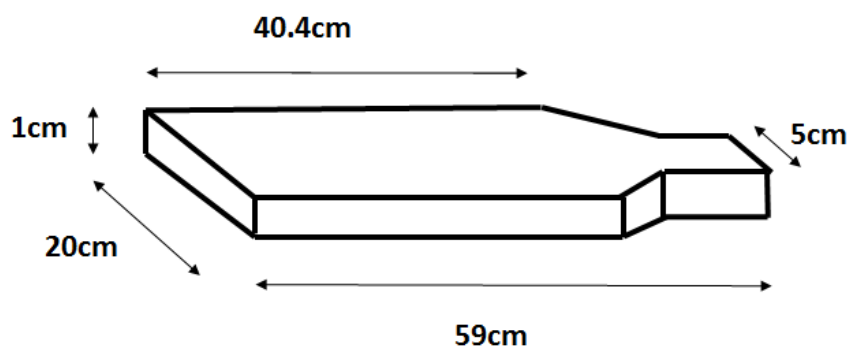
- alta efficienza di conversione dell'energia depositata dalle particelle cariche in luce di lunghezza d'onda compatibile con il fotomoltiplicatore;
- linearità nella conversione, ovvero si richiede che il "light yield" sia proporzionale all'energia depositata;
- il materiale scintillante deve essere trasparente rispetto alla lunghezza d'onda della luce emessa, in modo tale che non la riassorba, riducendo così l'efficienza;
- breve "decay time" dell'impulso di luce, in modo tale da generare impulsi elettrici rapidi;
- il materiale deve avere buone qualità meccaniche e ottiche, e l'indice di rifrazione non deve quindi essere troppo diverso da quello del vetro (circa 1.5) per un'alta efficienza di accoppiamento del sistema guida di luce-fotomoltiplicatore.

Gli scintillatori possono essere di vario tipo: quelli organici (cristallini, liquidi, plastici) hanno basso light yield e breve decay time, quindi sono poco efficienti e molto veloci; quelli inorganici sono invece molto efficienti ma poco veloci. In questo particolare esperimento sono stati utilizzati scintillatori organici, per la precisione scintillatori plastici BICRON BC-408 (poliviniltoluene) [12]. Le principali proprietà di questi scintillatori sono riassunte nella *tabella 2.1*. Come si può osservare dai valori del "rise time" e del "decay time", si tratta di scintillatori molto veloci. Il light yield, confrontato con quello dell'antracene, risulta essere del 64%, quindi apprezzabile.

**Tabella 2.1:** *Principali proprietà degli scintillatori plastici BICRON BC-408.*

Densità (g/cm <sup>3</sup> )	1.032
Indice di rifrazione	1.58
Rise time (ns)	0.9
Decay time (ns)	2.1
FWHM (ns)	~ 2.5
Lunghezza d'onda di massima emissione (nm)	425
Luce in uscita, (%Antracene)	64
Lunghezza di attenuazione della luce (cm)	210
Numero di atomi di H per cm <sup>3</sup> ( $\times 10^{22}$ )	5.23
Numero di atomi di C per cm <sup>3</sup> ( $\times 10^{22}$ )	4.74
Rapporto H/C	1.104
Numero di elettroni per cm <sup>3</sup> ( $\times 10^{23}$ )	3.37

In *Figura 2.2* sono riportate le dimensioni degli scintillatori utilizzati; questi hanno la forma di parallelepipedi con lunghezza pari a 40.4 cm, larghezza pari a 20 cm e spessore pari a 1 cm. Le guide di luce hanno una lunghezza di 18.6 cm e si adattano a fotomoltiplicatori di diametro pari a 5 cm.

**Figura 2.2:** *Dimensioni dei rivelatori utilizzati.*

Una particella carica che attraversa il materiale perde energia a causa dell'interazione con gli atomi del mezzo che vengono ionizzati; per il poliviniltoluene l'energia rilasciata per unità di superficie al minimo di ionizzazione da una particella che lo attraversa risulta essere [7]:

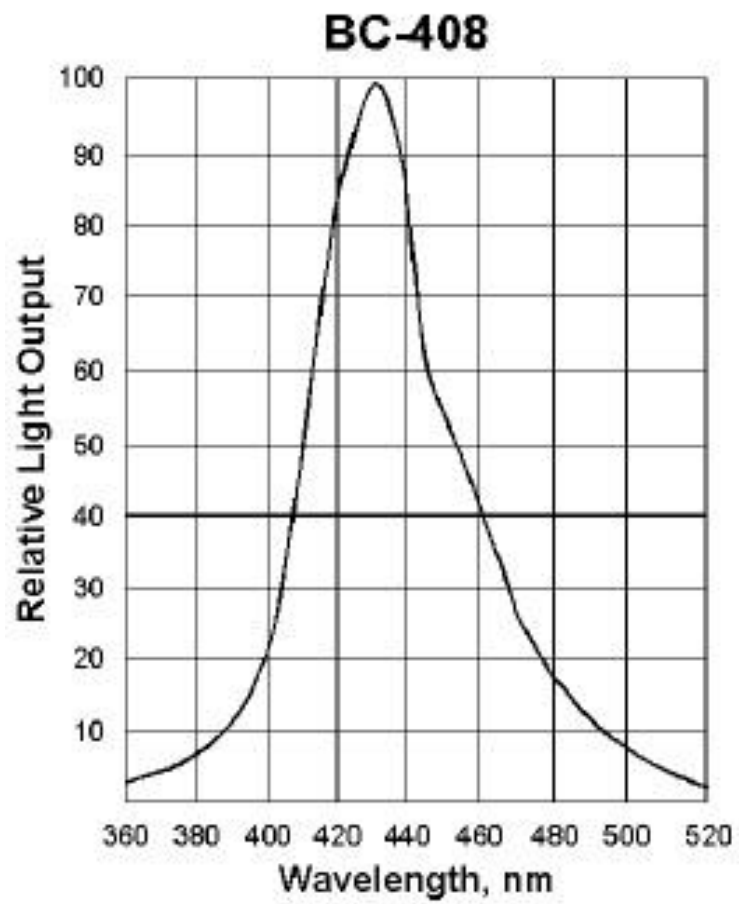
$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{min} = 1.956 \text{ MeV cm}^{-2} \text{ g}^{-1} \quad (2.1)$$

Poichè gli scintillatori utilizzati hanno densità  $\rho = 1.032 \text{ g/cm}^2$  e spessore  $x = 1 \text{ cm}$ , l'energia rilasciata da particelle con traiettorie verticali è in media:

$$\Delta E = \rho x \frac{dE}{dx} = 2.02 \text{ MeV} \quad (2.2)$$

Questa energia eccita gli elettroni degli atomi che emettono fotoni nella conseguente diseccitazione. La *Figura 2.3* mostra lo spettro di emissione relativo a questo particolare tipo di scintillatore. Si può osservare dal grafico che la lunghezza d'onda di massima emissione corrisponde a circa 425 nm, come riportato in *Tabella 2.1*.

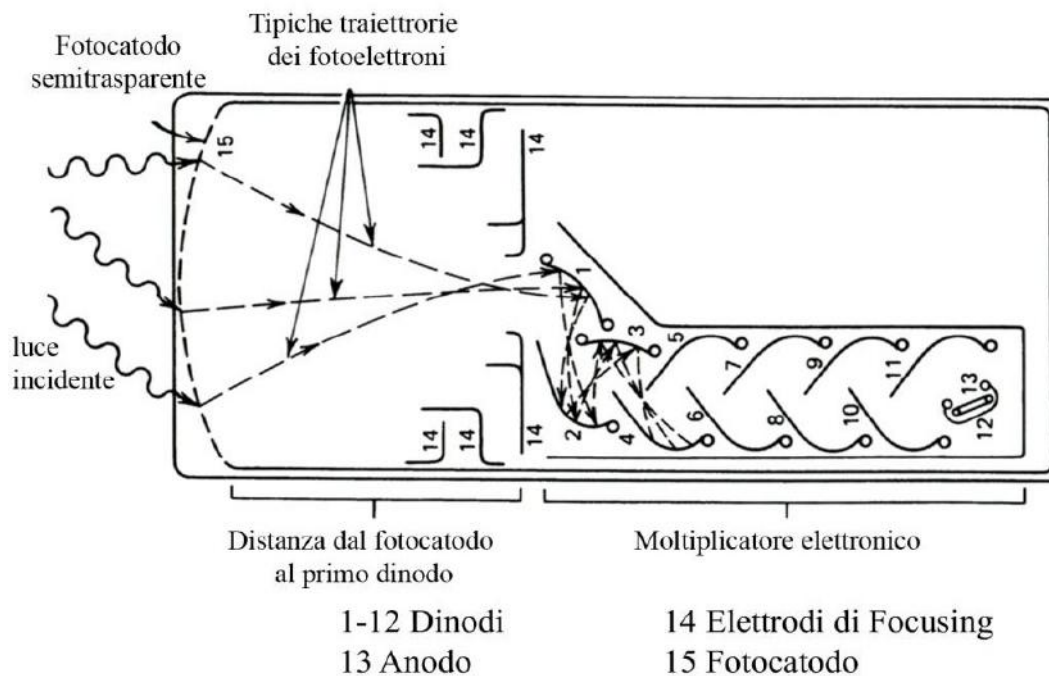
Inoltre, poichè la lunghezza di assorbimento della luce è di 210 cm essendo la lunghezza degli scintillatori pari a 40.4 cm, i fotoni riescono a raggiungere la guida di luce senza essere assorbiti dal materiale.



**Figura 2.3:** Spettro di emissione per lo scintillatore BICRON BC-408.

## 2.2 I fotomoltiplicatori

Un fotomoltiplicatore converte un segnale di luce in un segnale elettrico. L'uso del fotomoltiplicatore si rivela necessario per convertire il debole impulso di luce dello scintillatore in un corrispondente segnale elettrico. I fotoni arrivano al fotocatodo del fotomoltiplicatore attraverso una guida di luce e possono estrarre dei fotoelettroni. Successivamente i fotoelettroni incidono sui vari dinodi del fotomoltiplicatore estraendo altri elettroni secondari. In *Figura 2.4* è mostrata la struttura tipica di un fotomoltiplicatore [11].



**Figura 2.4:** *Struttura di un fotomoltiplicatore.*



In questo esperimento sono stati utilizzati fotomoltiplicatori Philips XP2012B [13]. Nella *Tabella 2.2* sono mostrate le loro principali caratteristiche.

**Tabella 2.2:** *Principali caratteristiche dei fotomoltiplicatori Philips XP2012B.*

<b>Finestra</b>	
Materiale	vetro
Forma	piana
Indice di rifrazione a 420nm	1.54
<b>Fotocatodo</b>	
Range spettrale	(290-650)nm
Lunghezza d'onda di sensitività massima	420nm
Sensitività luminosa catodica	85 mA/lm
Sensitività spettrale catodica a 420nm	85 mA/W
<b>Moltiplicatore elettronico</b>	
Struttura	lineare
Guadagno a 1250V	$6.5 \times 10^5$
<b>Impulso anodico</b>	
Rise time	3ns
Tempo di transito	28ns

Le prestazioni del fotocatodo sono descritte dai seguenti parametri:

- *sensitività spettrale catodica*  $E_k$ , ovvero il rapporto tra la corrente di fotoelettroni  $i_k$  che lasciano il fotocatodo e la potenza  $W(\lambda)$  del flusso luminoso ad una data lunghezza d'onda incidente sul fotocatodo;
- *quantum efficiency*  $Q.E.$ , ovvero il rapporto tra il numero di fotoelettroni emessi e il numero di fotoni incidenti.

La corrente catodica è proporzionale al numero di fotoelettroni emessi dal catodo per unità di tempo e si può scrivere nella forma:

$$i_k = e \cdot Q.E.(\lambda) \cdot r \quad (2.3)$$

dove  $r$  è il rate di fotoni incidenti che può essere scritto come:

$$r = \frac{W(\lambda)}{h\nu} = \frac{W(\lambda) \cdot \lambda}{hc} \quad (2.4)$$

Introducendo quest'ultima relazione nella definizione della sensitività spettrale catodica è possibile determinare una relazione fra quest'ultima e la  $Q.E.$ :

$$E_k = \frac{\lambda \cdot e \cdot Q.E.(\lambda)}{hc} \quad (2.5)$$

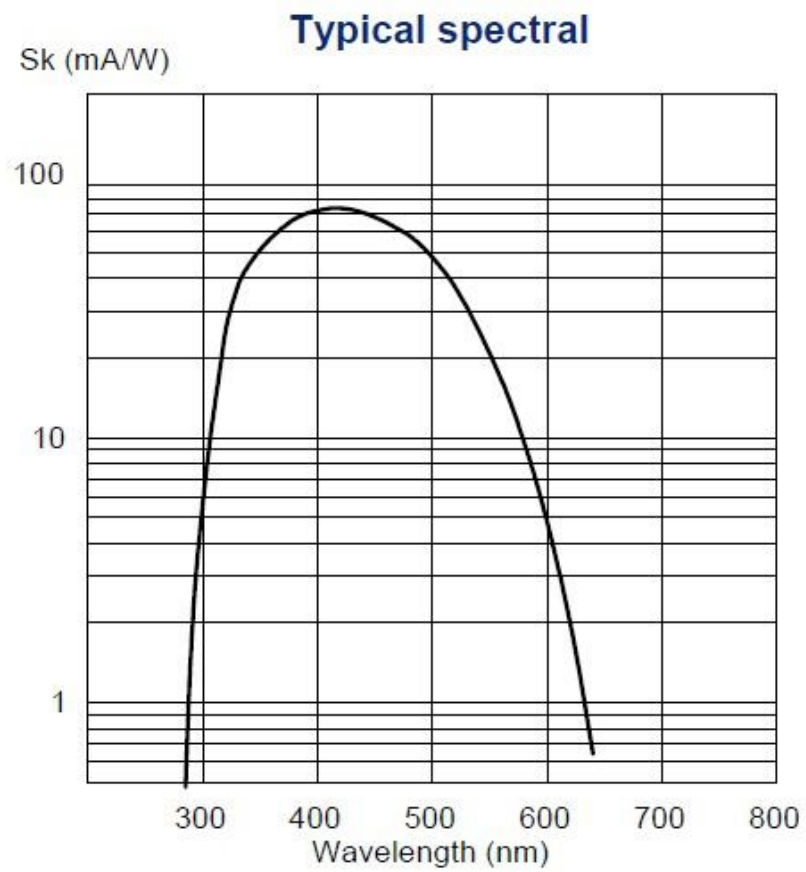
La  $Q.E.$  è bassa a lunghezze d'onda elevate, in quanto i fotoni non hanno energia sufficiente affinché si verifichi l'effetto fotoelettrico; in corrispondenza del picco tipicamente risulta essere circa del 20% – 30%.

In *Figura 2.5* è mostrata la sensitività spettrale catodica in funzione della lunghezza d'onda della radiazione incidente sul fotocatodo. La sensitività massima è di 85 mA/W intorno ai 420 nm che corrisponde a una  $Q.E.$  del 31%.

In *Figura 2.6* è mostrato il guadagno del moltiplicatore elettronico in funzione della tensione applicata. Alla tensione di 1250 V il guadagno è di  $6.5 \times 10^5$ .

In *Figura 2.7* è mostrato un esempio di segnale prodotto da muoni cosmici in uno degli scintillatori utilizzati per la misura. Per avere un segnale non soggetto a fluttuazioni viene mostrato quello ottenuto facendo la media di 512 eventi. Come si può notare dalla figura, il segnale presenta un "rise time" di qualche ns e un "decay time" di circa 30 ns. Il "rise time" è legato ai tempi

caratteristici del fenomeno della fluorescenza, mentre il "decay time" è legato alla costante di tempo RC dell'elettronica di lettura.



**Figura 2.5:** Sensitività spettrale catodica del fotocatodo del fotomoltiplicatore Philips XP2012B.

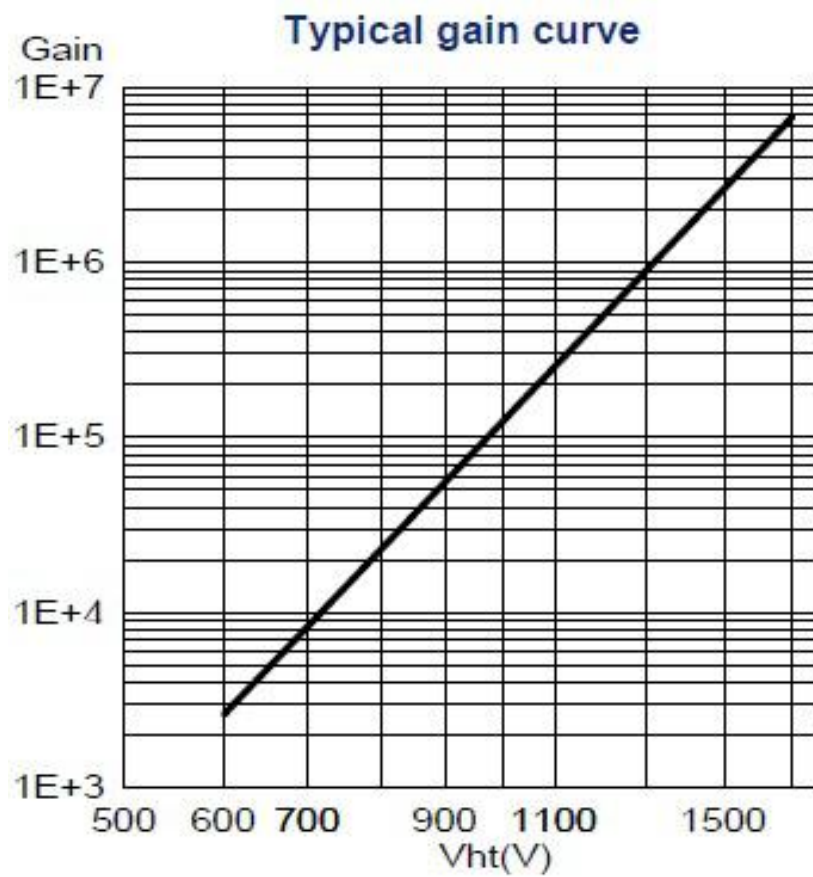


Figura 2.6: Guadagno del fotomoltiplicatore Philips XP2012B.

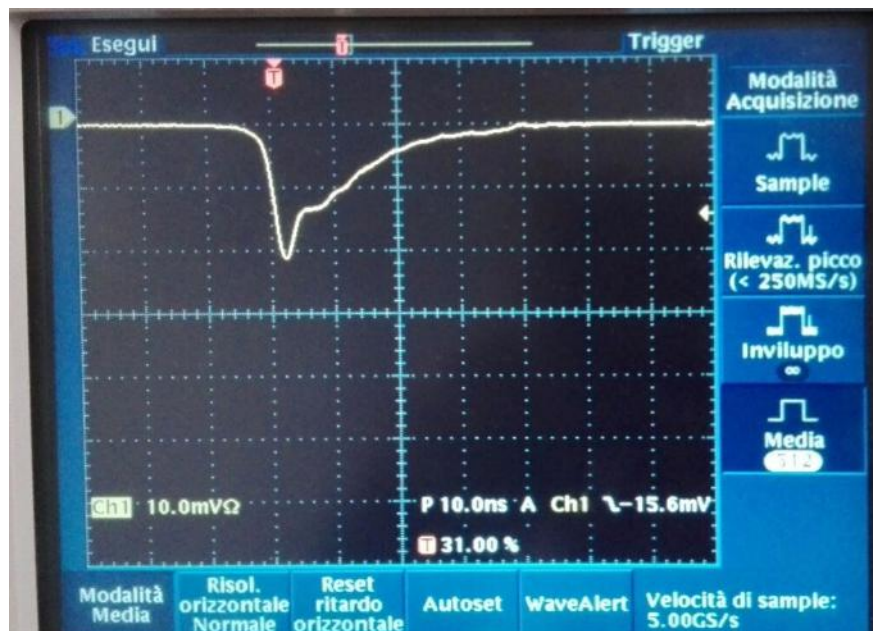
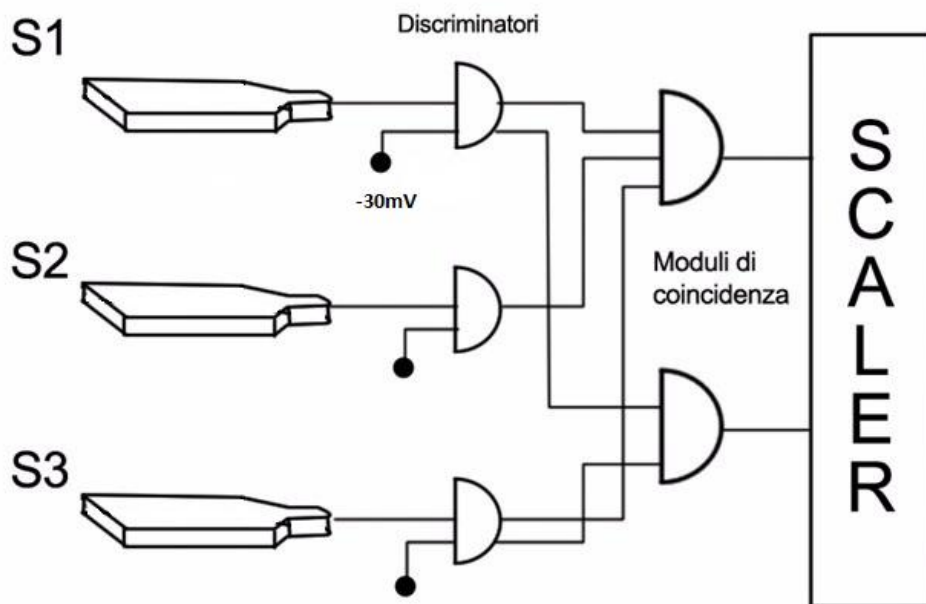


Figura 2.7: Segnale in uscita dal fotomoltiplicatore.

## 2.3 Studio dell'efficienza degli scintillatori

In una fase preliminare si sono misurate le efficienze dei sei scintillatori al fine di trovare la tensione di lavoro ottimale per ogni fotomoltiplicatore.

Si sono posti tre scintillatori a contatto uno sopra l'altro, come mostrato in *Figura 2.8*, in una configurazione a "sandwich", ognuno collegato ad un discriminatore di impulso; ad un primo modulo di coincidenza si sono inviati i segnali di tutti e tre gli scintillatori, mentre a un secondo modulo si sono inviati solo i segnali del primo e del terzo scintillatore. I moduli di coincidenza restituiscono un segnale logico 1 se i segnali in entrata sono tutti sul livello 1, altrimenti 0; abbiamo quindi un segnale di coincidenza tripla e uno di coincidenza doppia. Uno scaler, si occupava del conteggio delle coincidenze.



**Figura 2.8:** Schema dell'apparato sperimentale per la misura dell'efficienza.

Siano:

- $N$  il numero di particelle incidenti in un intervallo  $\Delta T$  di osservazione
- $\eta_i$  l'efficienza dell' $i$ -esimo rivelatore
- $N_D = \eta_1\eta_3N$  il numero di coincidenze doppie
- $N_T = \eta_1\eta_2\eta_3N$  il numero di coincidenze triple.

L'efficienza del secondo rivelatore sarà data da:

$$\eta_2 = \frac{N_T}{N_D} \quad (2.6)$$

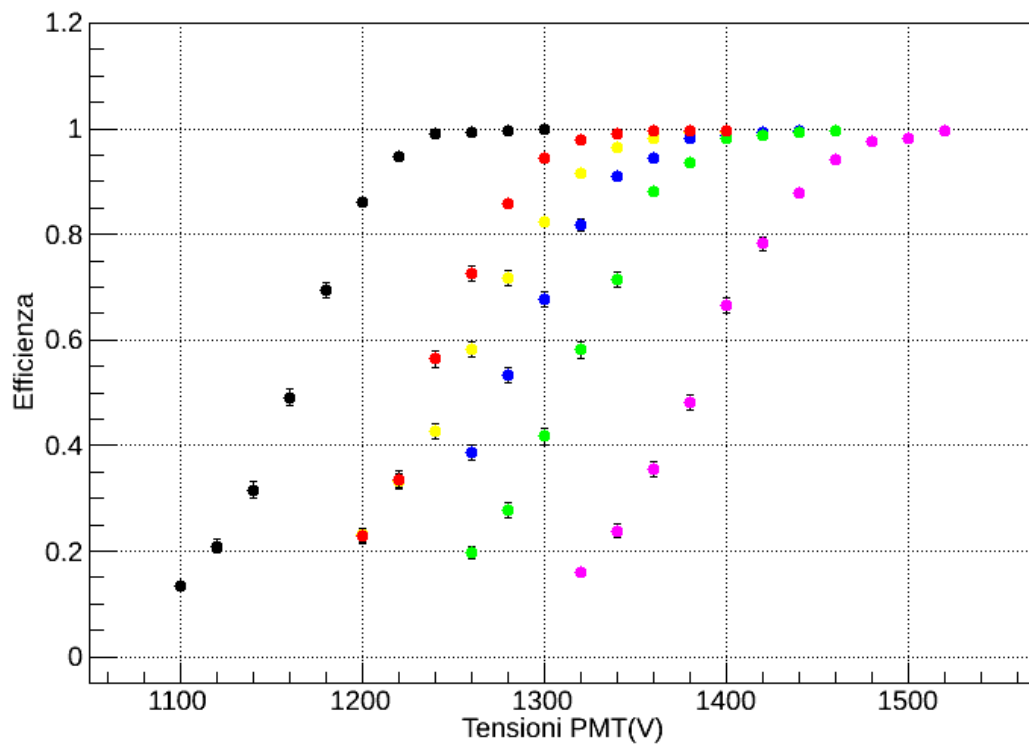
Per la misura di  $\eta_2$  secondo la precedente relazione, si fissano le coincidenze doppie  $N_D$  a un valore prefissato e lo scaler conta le coincidenze triple  $N_T$ . La misura dell'efficienza è un esperimento che obbedisce alla statistica binomiale. Nella nostra misura  $N_D$  rappresenta il numero di tentativi (che è fissato)  $N_T$  rappresenta il numero di successi e  $\eta_2$  rappresenta la probabilità di successo. Poichè nella misura  $\eta_2$  viene stimata come rapporto fra  $N_T$  e  $N_D$  il suo errore sarà:

$$\sigma_{\eta_2} = \frac{\sigma_{N_T}}{N_D} = \sqrt{\frac{\eta_2(1 - \eta_2)}{N_D}} \quad (2.7)$$

avendo assunto:

$$\sigma_{N_T} = \sqrt{\eta_2(1 - \eta_2)N_D} \quad (2.8)$$

Si sono fissate le tensioni di lavoro dei fotomoltiplicatori 1 e 3 a 1200V, la tensione di soglia dei discriminatori a 30 mV e il numero di coincidenze doppie a 1000. Si è poi variata la tensione di lavoro sul secondo fotomoltiplicatore fino a trovare il valore tale che l'efficienza del secondo rivelatore raggiungesse il 99%. L'operazione effettuata sul secondo rivelatore è stata ripetuta per tutti e sei gli scintillatori cambiando volta per volta le posizioni all'interno del "sandwich". In *Figura 2.9* si possono osservare i grafici relativi alle misure di efficienza per ciascuno dei sei rivelatori. Nella *Tabella 2.3* sono elencati i valori di tensione ottimali a cui hanno lavorato i sei scintillatori nel corso dell'esperimento vero e proprio.



**Figura 2.9:** Efficienza dei sei scintillatori. In nero lo scintillatore 0, rosso lo scintillatore 1, verde lo scintillatore 2, blu lo scintillatore 3, giallo lo scintillatore 4, rosa lo scintillatore 5.

**Tabella 2.3:** Tensioni di lavoro ottimali per i sei fotomoltiplicatori.

Scintillatore	HV (V)
0	1300
1	1400
2	1460
3	1260
4	1400
5	1520

## 2.4 Logica di acquisizione e trigger

In *Figura 2.10* è mostrato lo schema del trigger e della logica di acquisizione. Al passaggio di un muone in uno scintillatore il segnale analogico prodotto dal fotomoltiplicatore viene inviato ad un amplificatore modello LeCroy 612A [14] a 12 canali che ha le seguenti caratteristiche:

- 2 output identici per ogni canale con impedenza di  $50\Omega$  per canale;
- un guadagno di un fattore 10 per ogni canale.

Una copia del segnale in uscita dall'amplificatore viene inviata ad un discriminatore di impulso modello LeCroy 821 [15] con soglia fissata a  $300\text{ mV}$  (il fattore di soglia è stato scelto considerando il fattore 10 di amplificazione). L'ampiezza massima del segnale di particella è circa  $60\text{ mV}$  ( $600\text{ mV}$  dopo l'amplificazione), quindi la soglia scelta permette di registrare la quasi totalità degli eventi di segnale.

I segnali discriminati provenienti dai sei scintillatori sono stati inviati ad un modulo di "majority logic" LeCroy 3412 [16] a 16 ingressi che in uscita restituisce un segnale logico di ampiezza  $50\text{ mV}$  moltiplicati per il numero di segnali in ingresso sopra soglia (che corrispondono agli scintillatori accesi). Il segnale in uscita dal "majority logic" viene inviato ad un discriminatore la cui soglia è scelta opportunamente. Per esempio, se si richiede almeno uno scintillatore acceso, il segnale proveniente dal modulo di "majority logic" avrà un'ampiezza di almeno  $50\text{ mV}$ , e pertanto sarà sufficiente impostare una soglia di  $30\text{ mV}$ . Analogamente, se si richiedono almeno due scintillatori accesi, il segnale proveniente dal modulo di "majority logic" avrà un'ampiezza di almeno  $100\text{ mV}$ , e pertanto si dovrà impostare una soglia compresa tra  $50\text{ mV}$  e  $100\text{ mV}$  (nel nostro caso si è scelta una soglia di  $80\text{ mV}$ ). Quest'ultimo segnale logico discriminato viene inviato all'ADC (Analog to Digital Converter) per fornire la "gate", e di fatto costituisce il "trigger" per l'acquisizione.

Negli ingressi dell'ADC, oltre al segnale di "gate", vengono mandati i segnali amplificati da ciascun fotomoltiplicatore (dopo essere stati opportunamente



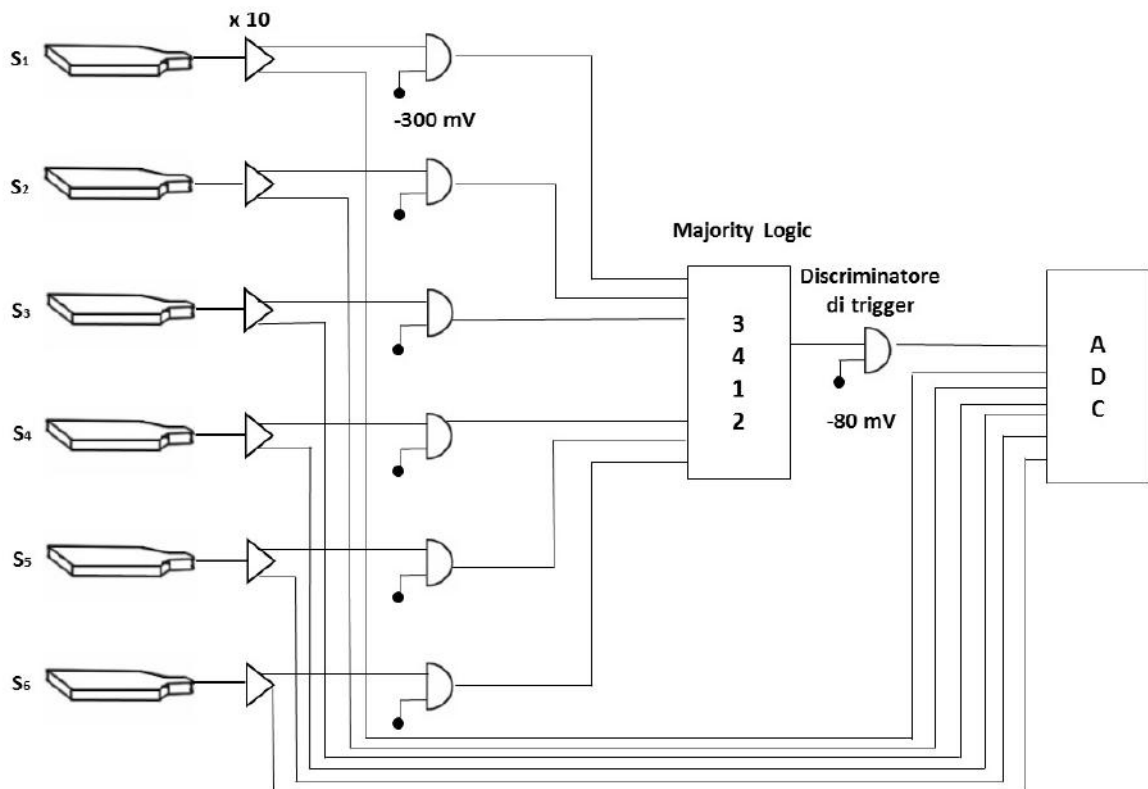


Figura 2.10: Schema del trigger e del sistema di acquisizione.

ritardati). L'ADC integra ciascun segnale in ingresso restituendo un numero ("carica") proporzionale a tale integrale che è a sua volta proporzionale alla quantità di luce emessa dallo scintillatore e quindi all'energia rilasciata nello stesso. La memoria dell'ADC utilizza 12 bit, perciò tale numero sarà compreso tra 0 e 4096. Affinchè l'ADC possa effettuare l'operazione di integrazione dell'impulso di tensione, deve ricevere un trigger che gli permetta di aprire la cosiddetta "gate di integrazione", in modo da restituire un numero proporzionale all'area dell'impulso che cade all'interno di questa gate temporale. Ovviamente, è necessario fare in modo che tutto l'impulso cada all'interno della gate, e per questo la larghezza temporale della stessa va scelta opportunamente. Il segnale logico fornito dal discriminatore costituisce il trigger che apre la gate di integrazione. La larghezza della gate è stata impostata pari a 160 ns, per tener conto del fatto che gli impulsi hanno durata di circa 40 ns e per tener conto di eventuali fluttuazioni nei tempi di arrivo dei segnali. Bisogna inoltre considerare che i moduli NIM utilizzati introducono un ritardo

intrinseco, quindi affinché ciascun impulso analogico cada nella gate, questo deve essere opportunamente ritardato, in maniera tale che la gate si apra prima che il segnale arrivi all'ADC.

Dopo aver effettuato l'integrazione del segnale di tensione all'interno della gate, il numero fornito dal ADC viene immagazzinato nella memoria interna del modulo e trasferito al PC che esegue la lettura e lo immagazzina nella propria memoria. Poiché la lettura del dato non avviene in maniera istantanea, è necessario che il computer ponga un veto all'acquisizione non appena arriva il trigger, in modo che il PC non possa ricevere altri trigger durante la lettura e l'immagazzinamento del dato, evitando così problemi nella lettura. Una volta terminata la lettura, il veto viene tolto e il PC è pronto per una nuova acquisizione.

# Capitolo 3

## Analisi dati

### 3.1 Calibrazione degli scintillatori

Per la calibrazione si sono disposti gli scintillatori in due torri da tre (scintillatori 0, 1 e 2 nella prima torre e scintillatori 3, 4 e 5 nella seconda torre), come mostrato in *Figura 3.1*, e si è quindi scelta la soglia di trigger a 130 mV, in modo da selezionare eventi con almeno tre scintillatori accesi.



**Figura 3.1:** Foto dell'apparato sperimentale per le misure di calibrazione.

Il risultato delle acquisizioni è uno spettro di conteggi espresso in unità di canali ADC. In *Figura 3.2* è mostrato lo spettro relativo allo scintillatore 0. Il grafico presenta un primo picco intorno al canale 70. Tale picco corrisponde al piedistallo, che rappresenta il numero di canali ADC corrispondenti a segnali di carica nulla (il rumore ha mediamente carica nulla), mentre l'overflow, che si può osservare oltre il canale 3500, riguarda gli eventi in cui il rilascio di energia è maggiore rispetto alla dinamica dell'ADC.

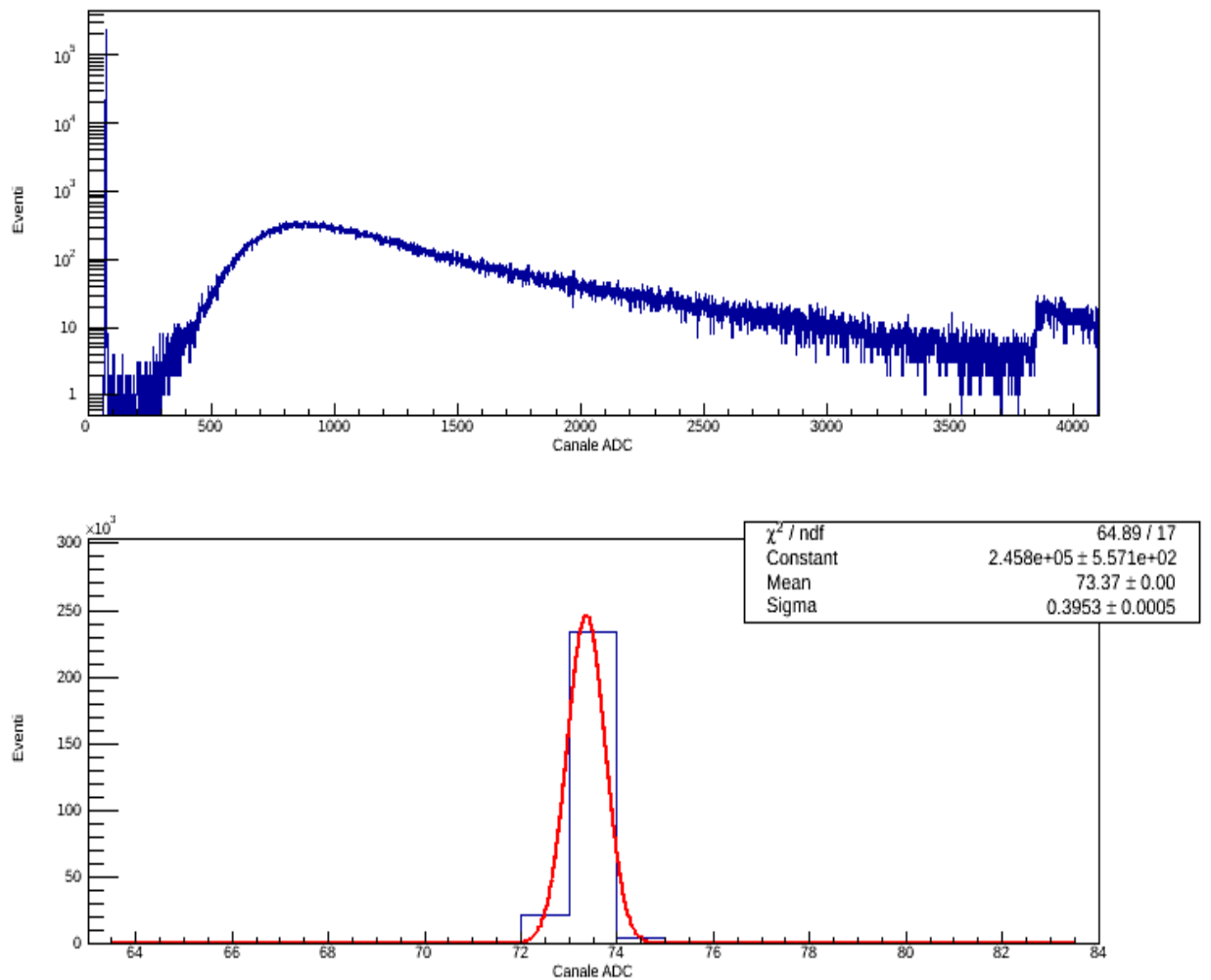
Detti  $q_i$  i conteggi nello scintillatore  $i$ -esimo, gli eventi verticali con un solo muone che attraversa i tre scintillatori della prima torre sono stati selezionati richiedendo la seguente condizione:

$$\begin{aligned}q_0 > 200, q_1 > 200, q_2 > 200 \\q_3 < 100, q_4 < 100, q_5 < 100\end{aligned}$$

In questo modo si selezionano eventi in cui vi è un solo muone che attraversa gli scintillatori 0, 1 e 2.

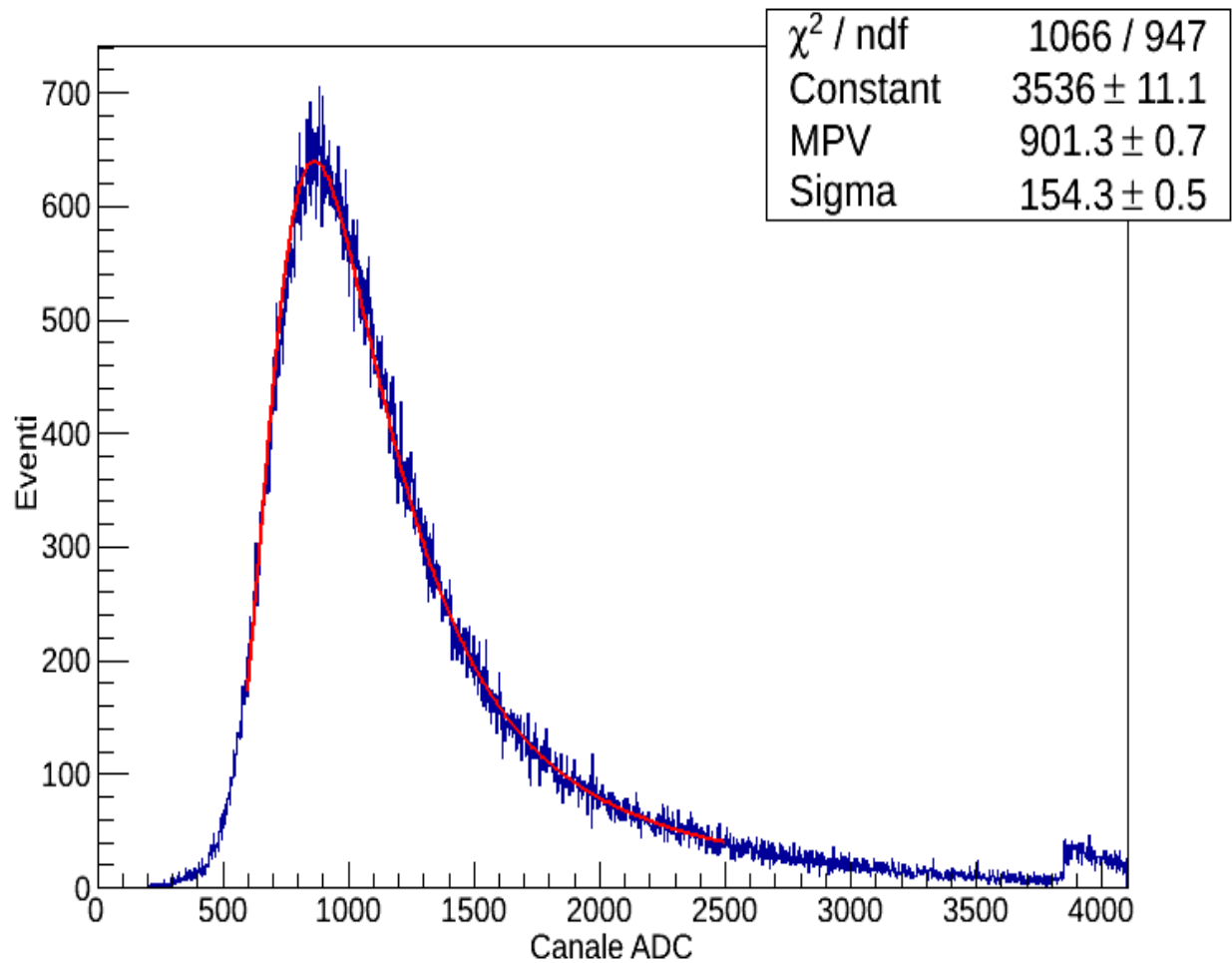
Analogamente, gli eventi con un solo muone che attraversa la seconda torre, sono stati selezionati richiedendo la condizione:

$$\begin{aligned}q_3 > 200, q_4 > 200, q_5 > 200 \\q_0 < 100, q_1 < 100, q_2 < 100\end{aligned}$$



**Figura 3.2:** Spettro di conteggi espresso in unità di canali ADC relativo allo scintillatore 0. In alto è mostrato lo spettro completo, in basso è mostrata la regione del piedistallo a cui è sovrapposto un fit gaussiano (in rosso).

La *Figura 3.3* mostra lo spettro di conteggi espresso in unità di canali ADC relativo ancora allo scintillatore 0, ottenuto selezionando gli eventi con un solo muone nella prima torre. In rosso si può osservare il fit con la distribuzione di Landau.



**Figura 3.3:** Spettro di conteggi espresso in unità di canali ADC per eventi verticali nello scintillatore 0.

Per passare da uno spettro in unità di canali ADC a uno spettro in energia, è stata effettuata una calibrazione degli scintillatori, ossia una conversione dei canali ADC in energie. Detta  $q$  la "carica" ADC (espressa come numero di canali) ed  $E$  l'energia depositata, si è assunto che tra le due grandezze vi sia una relazione lineare del tipo:

$$E(q) = aq + b \quad (3.1)$$

dove  $a$  e  $b$  sono dei parametri di calibrazione.

La calibrazione è stata effettuata utilizzando due punti fissi:

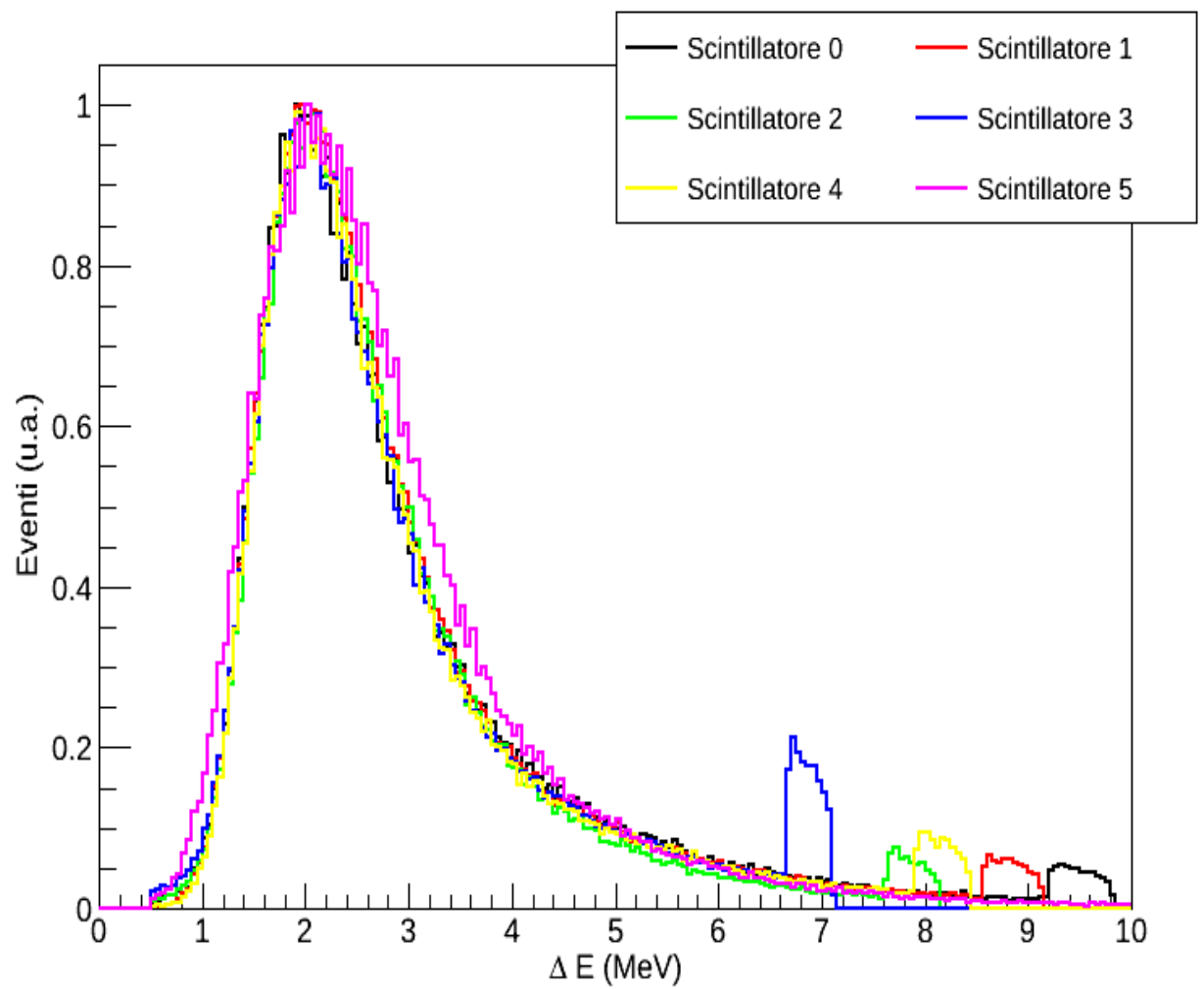
- il piedistallo, che corrisponde a  $E_0 = 0$ ;
- il picco della Landau corrispondente a  $E_1 = 2.02 \text{ MeV}$ , come calcolato nel capitolo precedente.

I parametri  $a$  e  $b$  si determinano a partire dalle seguenti relazioni:

$$E_0 = aq_0 + b \quad (3.2)$$

$$E_1 = aq_1 + b. \quad (3.3)$$

In *Figura 3.4* sono mostrati gli spettri energetici per tutti e sei gli scintillatori dopo la calibrazione. Gli spettri degli scintillatori 0, 1 e 2 riguardano gli eventi verticali nella prima torre, mentre gli spettri degli scintillatori 3, 4 e 5 gli eventi verticali nella seconda torre. Come si può osservare dal grafico, tutti e sei gli spettri hanno una larghezza confrontabile tra loro, e questo è indice di una risoluzione energetica molto simile tra gli scintillatori.

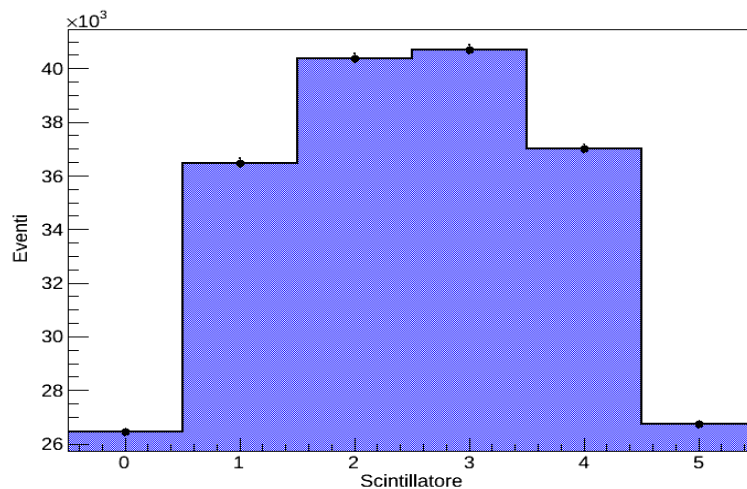


**Figura 3.4:** Spettro energetico per i sei scintillatori. Il picco è stato normalizzato in modo da equalizzare le distribuzioni. I picchi di "overflow" si trovano ad energie diverse per via delle diverse dinamiche dei vari canali dell'ADC.



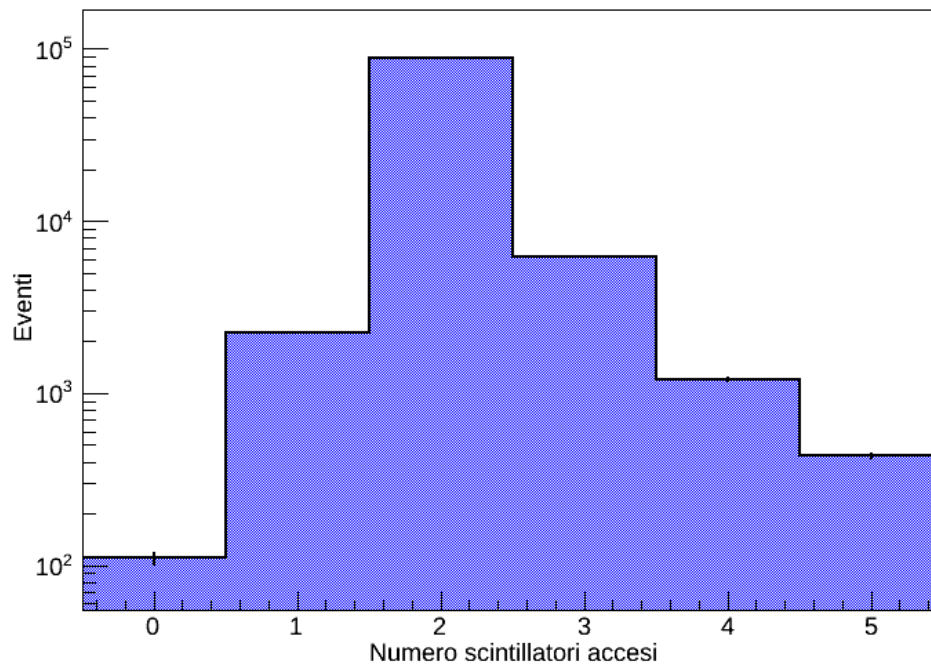
## 3.2 Muoni multipli

Dopo la calibrazione si sono disposti gli scintillatori su di uno stesso piano, come mostrato in *Figura 2.1*, per le acquisizioni in coincidenza, e si è imposta la soglia di trigger a 80 mV in modo da selezionare eventi con almeno due scintillatori accesi. In *Figura 3.5* è mostrata la mappa degli scintillatori accesi, costruita richiedendo che l'energia depositata negli scintillatori fosse maggiore di 0.5 MeV (valore corrispondente a circa un quarto del rilascio energetico di una MIP). La differenza nel numero di eventi tra i vari scintillatori è in primo luogo dovuta al fatto che nell'acquisizione si sono selezionati eventi con almeno due scintillatori accesi, e che la mappa è stata costruita richiedendo un rilascio energetico di almeno 0.5 MeV per scintillatore. Si osserva che la mappa non è perfettamente simmetrica, probabilmente per via della posizione dell'apparato di misura nel laboratorio (lo scintillatore 5 era posizionato in prossimità di una finestra). Ulteriori differenze sono dovute alle diverse efficienze dei vari scintillatori.

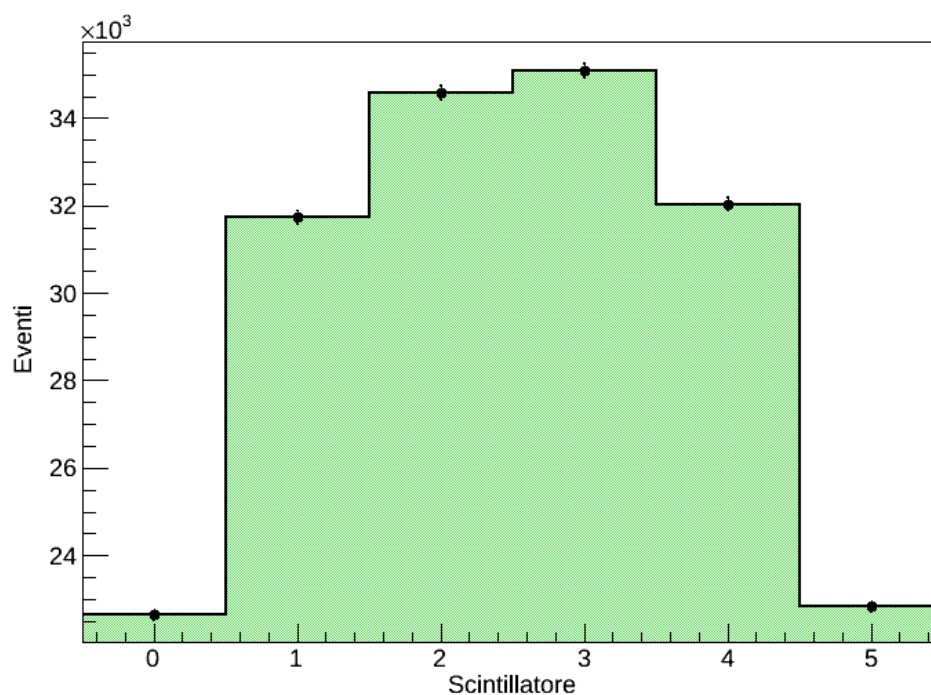


**Figura 3.5:** Mappa degli scintillatori accesi per eventi con  $\Delta E > 0.5\text{MeV}$ .

La *Figura 3.6* mostra invece la distribuzione di molteplicità di scintillatori accesi. Risulta evidente che gli eventi con due scintillatori accesi costituiscono la maggior parte del campione (circa il 90%). Gli eventi con un solo scintillatore acceso (circa il 2%) sono quegli eventi in cui gli impulsi in almeno due scintillatori hanno superato la soglia impostata sul primo discriminatore (300 mV), ma solo in uno degli scintillatori l'energia rilasciata è maggiore di 0.5 MeV. Gli eventi con zero scintillatori accesi (circa lo 0.1%) invece, sono quegli eventi in cui gli impulsi in almeno due scintillatori hanno superato la prima soglia, ma il rilascio energetico in entrambi è inferiore a 0.5 MeV. In *Figura 3.7* è quindi mostrata la mappa degli scintillatori accesi, richiedendo le sole coincidenze doppie. La forma della distribuzione in *Figura 3.7* è simile a quella in *Figura 3.5*.

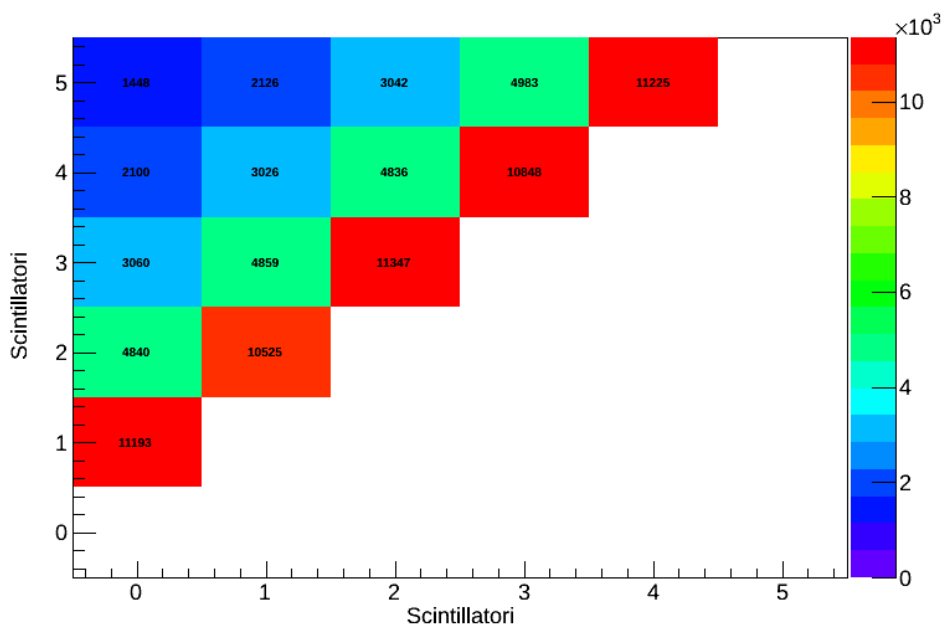


**Figura 3.6:** Distribuzione di molteplicità per eventi con  $\Delta E > 0.5 \text{ MeV}$ .

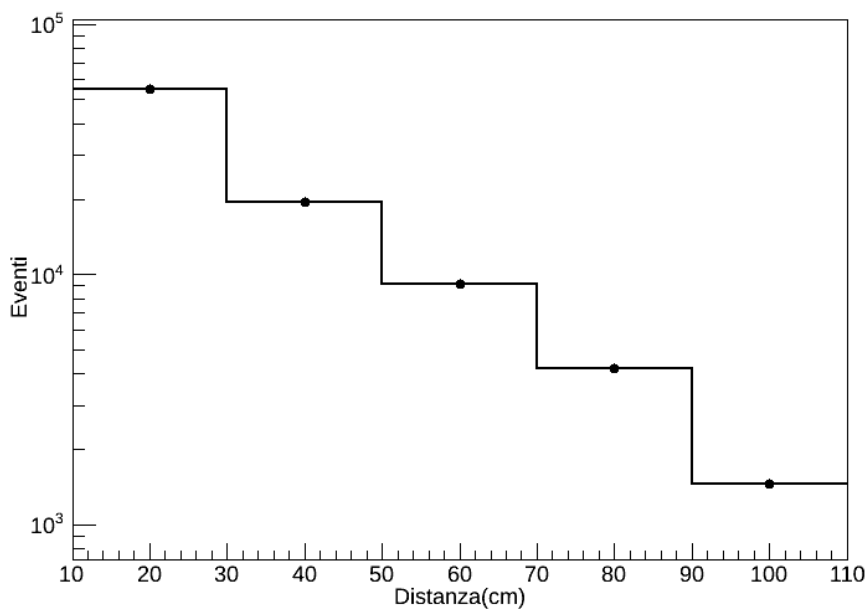


**Figura 3.7:** *Mappa degli scintillatori accesi nel caso di coincidenze doppie.*

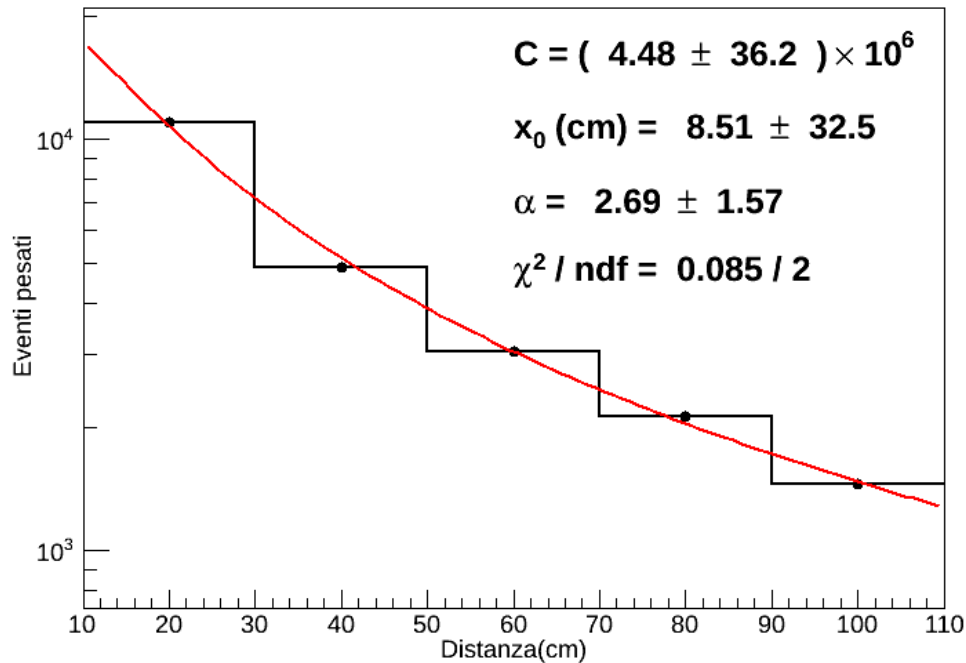
A questo punto si è studiata la distribuzione delle distanze per gli eventi con solo due scintillatori accesi. Dalla *Figura 3.8*, che mostra tutte le possibili coppie di scintillatori accesi contemporaneamente e il numero di eventi per ciascuna coppia, si può osservare che la maggior parte degli eventi cadono in scintillatori adiacenti; il picco si ha per gli scintillatori centrali 2 e 3 che contano 11347 eventi di coincidenza doppia. Si registra invece un minimo di eventi (1448) per gli scintillatori 0 e 5 che sono i più distanti tra loro. In *Figura 3.9* viene mostrata la distribuzione delle distanze tra gli scintillatori accesi. Si è assunta come distanza tra i muoni che attraversano i due scintillatori la distanza tra i centri dei rivelatori.



**Figura 3.8:** Mappa 2D degli scintillatori accesi nel caso di coincidenze doppie. All'interno di ciascun riquadro è mostrato il numero di eventi che attraversano la coppia di scintillatori considerata.



**Figura 3.9:** Distribuzione delle distanze nel caso di coincidenze doppie.



**Figura 3.10:** Distribuzione normalizzata delle distanze nel caso di coincidenze doppie, dove 20 cm è la larghezza del singolo scintillatore. La curva rossa rappresenta il fit della distribuzione con la funzione 3.4 .

La Figura 3.10 mostra la distribuzione normalizzata delle distanze costruita tenendo conto del numero di possibili combinazioni di scintillatori corrispondenti a ciascun valore della distanza. Anche tenendo conto delle combinazioni prevalgono gli eventi di coincidenza doppia in scintillatori adiacenti. Si è assunto che la distribuzione laterale dei muoni obbedisca a una legge del tipo [3]:

$$f(x) = C \frac{x}{(x + x_0)^\alpha} \quad (3.4)$$

dove  $C$  è una costante di normalizzazione,  $x_0$  e  $\alpha$  sono dei parametri. Si è quindi effettuato un fit del grafico della distribuzione normalizzata delle distanze con questa formula. Il fit è mostrato in Figura 3.10 sovrapposto al grafico. Il valore del  $\chi^2$  è molto basso poichè sono stati considerati errori grandi sulle misure delle distanze. L'errore sulle distanze è stato stimato infatti di 10 cm, pari a metà della larghezza del singolo scintillatore. Per lo stesso motivo gli

errori sui parametri risultano essere molto grandi.

# Conclusioni

In questo lavoro di tesi si sono descritte le caratteristiche principali della radiazione cosmica, soffermandosi in particolar modo sui raggi cosmici secondari, e si è effettuato uno studio della distribuzione delle distanze relative fra i muoni multipli al livello del mare. Tali misure sono state effettuate utilizzando un apparato costituito da sei scintillatori plastici affiancati e selezionando solo gli eventi con due scintillatori accesi (muoni doppi). Si è eseguita un'analisi dei dati acquisiti tramite software "ROOT" e si sono effettuati dei fit dei dati sperimentali tramite modelli teorici.

Date le dimensioni degli scintillatori utilizzati, non è stato possibile misurare con precisione la distribuzione delle distanze tra i muoni doppi. Tuttavia si è osservato che la distribuzione misurata è in buon accordo con le previsioni del modello teorico. Per migliorare la qualità della misura si potrebbe operare in due direzioni:

- si può modificare il set-up sperimentale utilizzando un numero maggiore di rivelatori per coprire distanze maggiori. Inoltre si potrebbero disporre questi rivelatori su due o più piani diversi per effettuare la ricostruzione delle tracce e ottenere così misure più precise delle distanze;
- si potrebbero utilizzare rivelatori con una migliore risoluzione spaziale (per esempio scintillatori di dimensioni più ridotte).

Osserviamo infine che la procedura di analisi dei dati potrebbe essere migliorata tenendo conto delle diverse efficienze dei sei rivelatori.

# Bibliografia

- [1] B. Rossi. *Cosmic Rays*. 1964.
- [2] A. De Angelis, P. Carlson, N. Giglietto, and S. Stramaglia. Domenico pacini and the discovery of cosmic rays. *Proceeding of the 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, vol. 1*, 2011.
- [3] T. K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. 1990.
- [4] M. S. Longair. *High energy astrophysics*. CUP, 2011.
- [5] O. Adriani, G.C. Barbarino, and G. A. et al. Bazilevskaya. Time dependence of the proton flux measured by pamelA during the 2006 july–2009 december solar minimum. *The Astrophysical Journal*, 765:91 (8pp), 2013 March 10, 2013.
- [6] E. Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Physical Review*, vol. 75, p. 1169, 1949.
- [7] K.A. et al. Olive. Particle data group, the review of particle physics, 2016.
- [8] S. Cecchini and M. Spurio. Atmospheric muons: experimental aspects. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems Discussions*, 2:603–641, August 2012.
- [9] O. Adriani, M. Ambrosio, and R. et al. Antolini. Measurement of the decoherence function with the macro detector a gran sasso. *Physical review D*, Volume 46, number 11, 1992.



- [10] M. Ambrosio, R. Antolini, and C. et al. Aramo. High statistics measurement of the underground muon pair separation at gran sasso. *Physical review D, Volume 60, number 60, 032001*, 1999.
- [11] F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 2010.
- [12] <http://www.phys.ufl.edu/courses/phy48031/groupi/muon/bicronbc400-416.pdf>.
- [13] <http://my.et-enterprises.com/pdf/xp2012.pdf>.
- [14] <http://www.fnal.gov/projects/ckm/jlab/612a-spec.htm>.
- [15] <https://www.users.ts.infn.it/rui/univ/acquisizionedati/manuals/lrs>
- [16] <http://cdn.teledynelecroy.com/files/manuals/3412man.pdf>.



# Ringraziamenti

Desidero innanzitutto ringraziare il mio relatore, Dott. Francesco Loparco, per l'aiuto attento e preciso che ha saputo darmi, per i preziosi insegnamenti e per tutto il tempo e la pazienza spesi durante la scrittura di questa tesi. Mi ha supportata e aiutata a raggiungere questo traguardo con una disponibilità infinita.

Inoltre, ringrazio il Dott. Mario Nicola Mazziotta e il Dott. Fabio Gargano per i loro consigli e la loro disponibilità durante la stesura di questo lavoro.

Ringrazio i miei genitori per tutti i sacrifici fatti in questi anni in modo da permettermi di seguire la strada che ho scelto. Hanno creduto in me, mi hanno supportata e sono sempre stati fonte di incoraggiamento quando pensavo di non farcela. Non gli sarò mai abbastanza riconoscente.

Ringrazio mia sorella e mio fratello, che sono stati per me amici, confidenti e anche dei secondi genitori. Loro sono per me un modello da seguire e sono di certo stati fonte di ispirazione durante tutto il mio percorso.

Ringrazio Domenico che, nonostante gli alti e bassi, è ancora al mio fianco. Averlo accanto mi ha permesso di crescere e migliorare non solo dal punto di vista scientifico, ma soprattutto come persona. Questo mio traguardo è anche un po' suo, e spero che ne raggiungeremo ancora molti altri insieme.

Ringrazio i miei amici più cari: Elena, Artea, Angelo, Rita, Rossella e Maria Roberta. Le mie giornate senza di loro non avrebbero lo stesso sapore, e dopo tutti questi anni non riesco e non voglio immaginare la mia vita senza

la loro amicizia. So che ci saremo sempre gli uni per gli altri.

Vorrei infine ringraziare i miei compagni di corso: Vincenzo, Andrea, Davide, Riccardo e tutti gli altri con i quali passo le mie giornate in università. Il percorso che abbiamo scelto è incredibilmente difficile, ma sapere di poterlo affrontare con loro mi dà una grande forza e passare le giornate insieme mi mette sempre di ottimo umore aiutandomi ad affrontare anche i periodi più faticosi.