

UNIVERSITÀ DI TORINO



DIPARTIMENTO DI FISICA

LABORATORIO DI FISICA NUCLEARE E SUBNUCLEARE I Relazioni

Gruppo 7:

Letizia GALLIANA

Raffaele Aaron GIAMPAOLO

Luisa RAIMONDO

Veronica VARZI

A.A. 2016/2017

Sommario

Misura della direzione di arrivo dei raggi cosmici	3
Abstract	3
Introduzione.....	3
Spettro dei raggi cosmici	4
Modello di Heitler	4
Rivelazione da terra.....	5
Strumentazione	6
Cablaggio e assemblaggio strumentazione	6
Spettri in singola.....	10
Considerazioni sui rivelatori 6, 7 e 8.....	15
Taratura dei canali di TDC	17
Sincronizzazione dei rivelatori	20
False coincidenze.....	22
Analisi dati.....	23
Direzione di arrivo.....	23
Centro di gravità.....	26
Spessore dello sciame.....	28
Conclusioni.....	30

Misura della direzione di arrivo dei raggi cosmici

Abstract

Questa esperienza ha come obiettivo principale la ricostruzione della direzione di arrivo del raggio primario che ha generato in atmosfera lo sciame di particelle che si rivela a terra.

Come prima operazione sarà necessario tarare gli scintillatori scegliendo opportunamente una tensione di lavoro e una soglia del discriminatore, studiando gli spettri in singola.

Per poter ricavare la direzione di arrivo dai ritardi sarà necessario avere delle misure di coincidenza di tutti i rivelatori; si dovrà quindi scegliere una corretta larghezza del gate ed effettuare una taratura dei canali di TDC.

Dopo queste prime operazioni, da una misura in quintupla degli scintillatori, si potrà rappresentare una distribuzione degli eventi rispetto all'angolo alla verticale ϑ e verificare l'isotropia rispetto invece all'angolo azimutale ϕ .

Dai dati acquisiti è possibile infine ricavare anche lo spessore e il centro di gravità dello sciame.

Introduzione

Lo scopo di questa esperienza è lo studio dei raggi cosmici, in particolare della loro direzione di arrivo, da terra, tramite l'utilizzo di rivelatori a scintillazione.

Con raggi cosmici si intendono nuclei di vari elementi chimici prodotti e accelerati in una supernova *remnant* e deviati da campi magnetici (essendo particelle cariche); per questo motivo non è possibile risalire alla sorgente diretta. I raggi cosmici sono importanti perché il loro flusso è molto superiore a quello della radiazione gamma e questo permette di studiare le energie estreme dell'Universo.

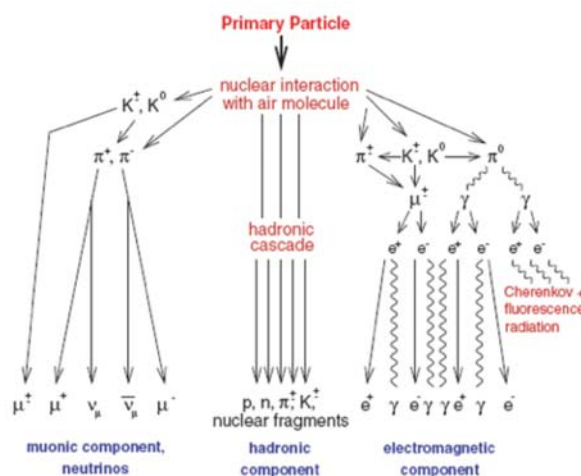
I raggi cosmici vengono divisi in due tipologie:

- raggi cosmici primari: generati da sorgenti astrofisiche o dall'interazione di particelle con materiale galattico;
- raggi cosmici secondari: sono i prodotti dell'interazione dei primari con le particelle in atmosfera; sono le particelle che costituiscono lo sciame che si rivelano da terra (EAS, Extensive Air Shower).

L'interazione dei raggi primari con l'atmosfera, che comincia a circa 40 km da terra, fa sì che vengano prodotte nuove e diverse particelle che vanno a comporre lo sciame; la parte centrale sarà popolata da componente adronica, mentre l'esterno da quella elettromagnetica.

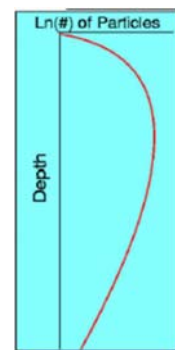
La perdita di energia dopo un numero n di interazioni varia in modo differente se la componente è adronica o elettromagnetica:

$$E_{had} = \left(\frac{2}{3}\right)^n E_0 \quad , \quad E_{em} = \left[1 - \left(\frac{2}{3}\right)^n\right] E_0$$



Alcune particelle vengono poi riassorbite dallo sciame e nell'esperienza si rivelano principalmente μ , che sono le particelle più esterne, con un flusso di circa $\frac{150 \text{ particelle}}{\text{m}^2 \text{s}}$. Il flusso di particelle infatti, dopo aver raggiunto un massimo, diminuisce con la quota.

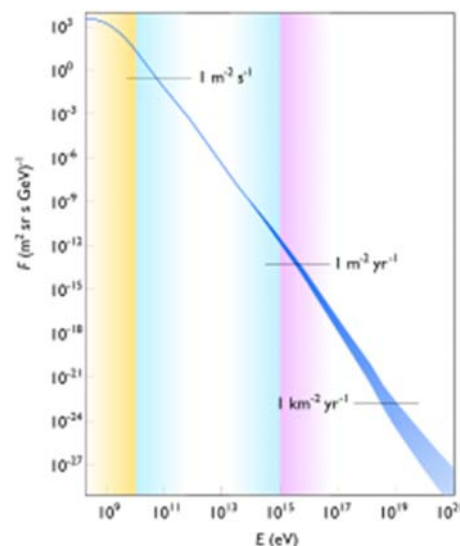
Dalle formule precedenti, misurando l'energia dei μ che arrivano a terra, è possibile risalire all'energia iniziale del fascio E_0 .



Spettro dei raggi cosmici

Lo spettro in energia dei raggi cosmici segue la legge di potenza $E^{-\gamma}$ e si possono riscontrare tre zone con γ differenti, delimitate dai cosiddetti ginocchio e caviglia.

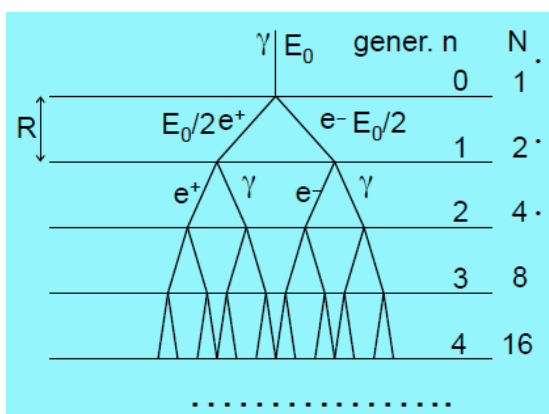
- Per energie sotto i 10^{15} eV $\gamma = 2.7$; in questa zona le particelle sono accelerate dalle supernove e il flusso parte da $\frac{1 \text{ particella}}{\text{m}^2 \text{s}}$ fino ad arrivare a $\frac{1 \text{ particella}}{\text{m}^2 \text{anno}}$.
- Fino a 10^{18} eV invece $\gamma = 3.1$; si sente l'effetto della radiazione extragalattica e il flusso è di $\frac{1 \text{ particella}}{\text{km}^2 \text{anno}}$.
- Per energie ancora maggiori γ ritorna al valore iniziale e il flusso diminuisce fino a $\frac{1 \text{ particella}}{\text{km}^2 \text{millennio}}$. Questa zona di energie elevate (10^{20} eV) è caratterizzata dall'effetto GZK: fenomeno per il quale i raggi cosmici ad altissime energie interagiscono con la radiazione di fondo creando risonanze δ e perdendo energia. Se invece arrivano raggi cosmici con energie ancora così alte, vuol dire che essi provengono da sorgenti vicine (non oltre i 50 Mpc).



Modello di Heitler

Per semplicità si considera il caso del decadimento $\gamma \rightarrow e^+ e^-$, con energia iniziale di γ pari a E_0 .

Dopo n passaggi ci saranno $N = 2^n$ particelle e ogni particella avrà energia $E = \frac{E_0}{2^n}$. Lo sciame



raggiunge il suo massimo quando arriva alla sua energia critica $E_c = \frac{E_0}{2^{n_{max}}}$ per la quale non si ha più radiazione di bremsstrahlung. Il numero massimo di generazioni n è quindi dato da $n_{max} = \frac{\ln(\frac{E_0}{E_c})}{\ln 2}$.

La profondità atmosferica alla quale si ha il maggior numero di particelle risulta essere

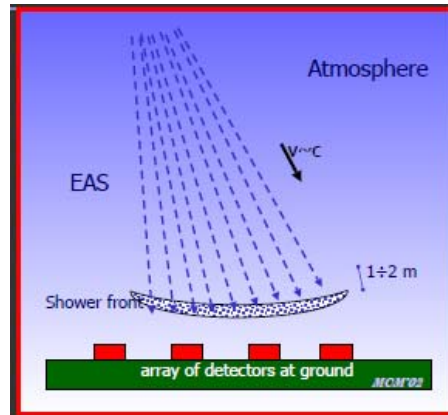
$$X_{max} = n_{max} R = X_0 \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right)$$

con X_0 lunghezza di radiazione.

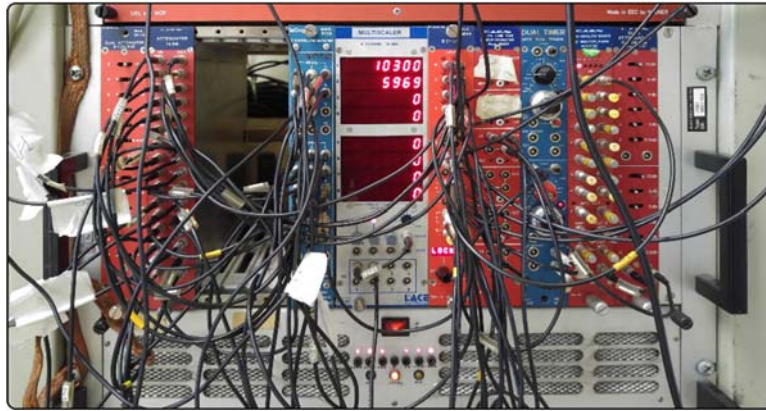
Rivelazione da terra

Per la rivelazione dei raggi cosmici vengono usati strumenti e tecniche differenti a seconda delle componenti e della loro energia (telescopi a luce Cherenkov e a luce di fluorescenza, antenne radio, calorimetri e scintillatori).

In questa esperienza nello specifico verrà utilizzato un insieme di scintillatori, che verrà descritto in seguito. Avere una distribuzione di scintillatori è utile per una misura della direzione del primario: per ogni rivelatore viene misurato il tempo di volo della particella e dai ritardi tra i rivelatori si può risalire all'inclinazione dello sciame.



Strumentazione



- 8 scintillatori plastici di dimensioni $(80 \times 80 \times 4) \text{ cm}^3$;
- 8 fototubi Photonis;
- Generatore di alta tensione BERTAN Mod 205B;
- Attenuatore da 12 dB CAEN 16 Ch;
- Amplificatore LeCroy Mod. 612A;
- Discriminatore CAEN 8 Ch Mod. N844;
- Sommatore CAEN 16 Ch Mod. N169;
- 2 attenuatori CAEN Mod. N110 con attenuazione $0 \div 24.5 \text{ dB}$;
- Discriminatore CAEN 6 Ch;
- ADC LeCroy 12 Ch Mod. 2249W;
- TDC CAEN 8 Ch Mod. C414;
- CAMAC DATAWAY TESTER Mod. C222;
- MultiScaler LACE Elettronica 8 Ch Mod. SC80;
- Oscilloscopio digitale Tektronix TDS2014;
- Generatore di impulsi Agilent Mod. 33250A;
- Cavi coassiali di lunghezza variabile;
- Metro laser Leica DISTO Classic⁵;
- Calcolatore con software ROOT per l'acquisizione dati.



Cablaggio e assemblaggio strumentazione

L'apparato sperimentale è diviso in due parti: cinque rivelatori montati sul tetto del dipartimento di fisica e tre posizionati al quarto piano, tutti composti dalla coppia scintillatore-fotomoltiplicatore. La struttura di questi rivelatori è piramidale, con il fotomoltiplicatore disposto al vertice della piramide e lo scintillatore alla base. Le pareti interne della piramide sono rivestite di una vernice bianca altamente riflettente in grado di ridurre le perdite di fotoni e di convogliarli verso il fotomoltiplicatore. Inoltre a ciascun rivelatore sono collegati due cavi, uno di alta tensione per alimentare il fototubo e un cavo LEMO per trasportare il segnale al *crate*.

La disposizione dei primi cinque rivelatori (Figura 1) forma un quadrato, con il rivelatore 1 posto al centro.

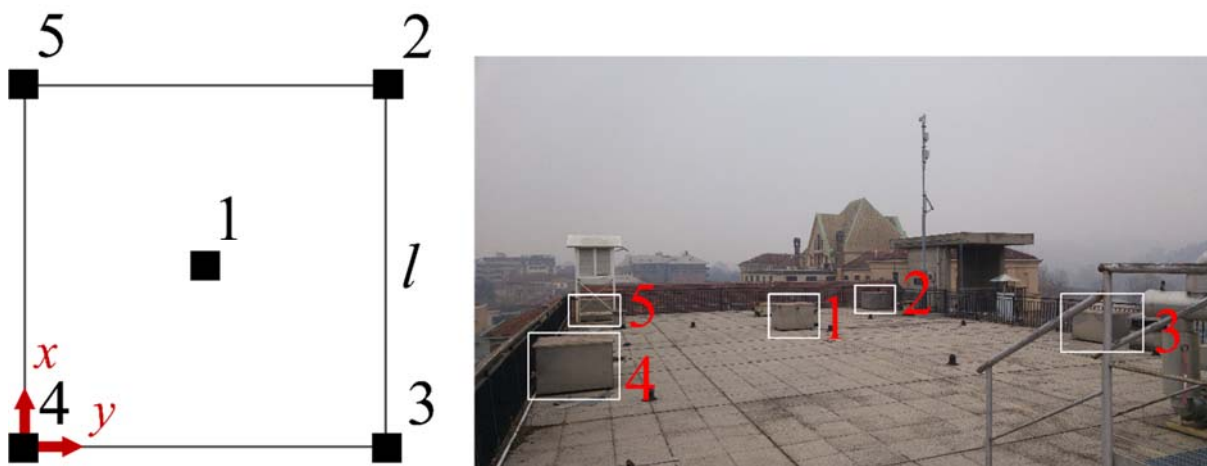


Figura 1 - Array di rivelatori sul tetto.

Sono state misurate le distanze tra i vari rivelatori utilizzando il metro laser (con sensibilità di 1 mm):

Rivelatori	Distanza [m]
1-2	7.350
1-5	6.650
2-3	10.925
3-4	10.708
4-5	10.904
5-2	10.208

Si è scelta l'origine del sistema di riferimento cartesiano coincidente con il rivelatore 4, da cui si derivano le coordinate dei vari rivelatori:

1. $(\frac{l}{2}, \frac{l}{2}, 0)$
2. $(l, l, 0)$
3. $(0, l, 0)$
4. $(0, 0, 0)$
5. $(l, 0, 0)$

Per ricavare la lunghezza del lato medio del quadrato si devono considerare anche le dimensioni delle scatole contenenti gli scintillatori, di lato pari a $L = (100.0 \pm 0.1) \text{ cm}$, misurate utilizzando un metro a nastro.

Effettuando la media fra i vari lati si è ottenuto il valore:

$$l = (11.7 \pm 0.3) \text{ m}$$

con errore stimato sulla deviazione standard della media.

Diversamente dai rivelatori sul tetto, l'array al quarto piano è disposto in direzione verticale. Questi rivelatori (Figura 2), etichettati con le sigle T1, T2 e T3, saranno rispettivamente chiamati 6, 7 e 8.

Il primo giorno di laboratorio è stato effettuato l'assemblaggio di questi tre scintillatori con il *crate* utilizzato per le misurazioni (sono stati utilizzati sia moduli NIM che CAMAC).

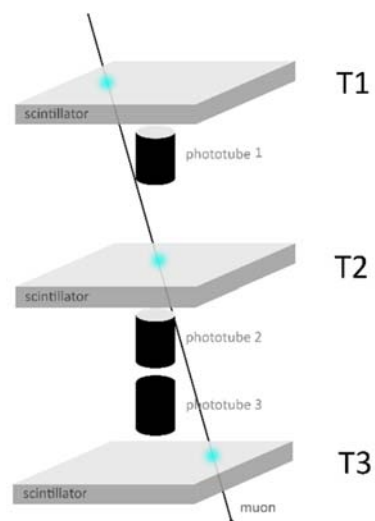


Figura 2 - Array di rivelatori al quarto piano.

Per sincronizzare i segnali di questi rivelatori con quelli sul tetto sono stati utilizzati cavi di lunghezza simile per effettuare il loro collegamento al *crate*.

Per scegliere dei cavi di lunghezza corretta si è misurata la lunghezza dei cavi coassiali provenienti dal tetto utilizzando l'impulsore d'onda quadra e, sfruttando la riflessione dell'impulso sull'estremità più lontana del cavo, si è misurato il tempo in ns impiegato dal segnale per percorrere il cavo nelle due direzioni, ottenendo un valore pari a:

$$2t_{1,2,3,4,5} = (1000 \pm 50) ns$$

che corrisponde (con una velocità di trasmissione dati $v = 0.2 m ns^{-1}$) a $l_{1,2,3,4,5} = (100 \pm 10) m$. A questo punto si è deciso di utilizzare dei cavi da $t_{6,7,8} = (625 \pm 50) ns$, ovvero $l_{6,7,8} = (125 \pm 10) m$. Non avendo tre cavi di tale lunghezza si è scelto di usare per lo scintillatore 8 tre cavi in serie da $(40 \pm 2) m$ ciascuno.

Il primo modulo a cui sono stati connessi i cavi provenienti dagli scintillatori è un amplificatore della LeCroy con due *outputs* amplificati di $12 dB$ per ogni *input*. In serie all'amplificatore vi sono due catene di cavi, una che porta il segnale analogico all'ADC e un'altra che genererà il trigger di acquisizione dati. Le due catene sono illustrate in Figura 3:

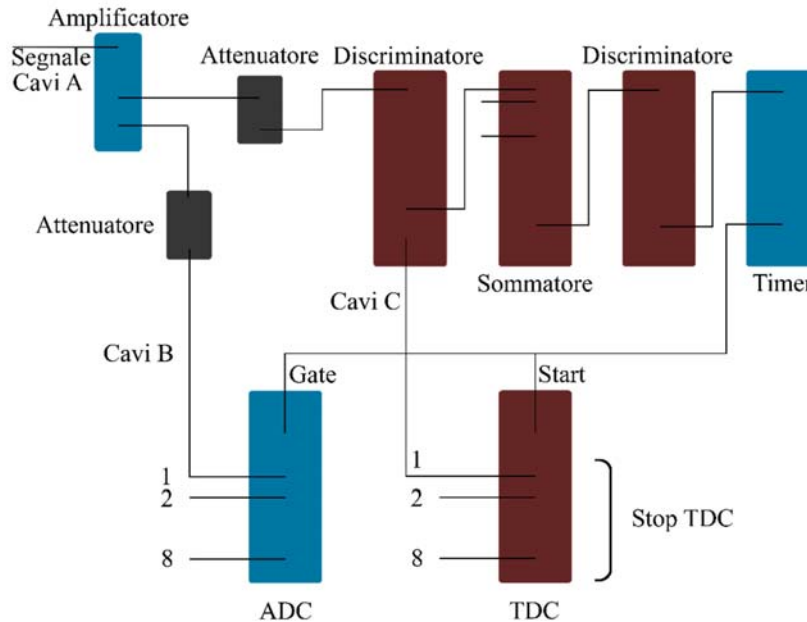


Figura 3 – Elettronica dell'apparato.

Per far rientrare i segnali nel *gate* (scelto inizialmente di $300 ns$) sono stati utilizzati dei cavi di lunghezza diversa per il tetto e il quarto piano anche per le due catene ADC e TDC. Le lunghezze dei cavi di ritardo sono riportate in tabella:

Cavi	Tetto [m]	Quarto piano [m]
A	100	125
B (ADC)	30	25
C (TDC)	30	40

Nel caso dell'ADC è stato utilizzato un cavo più corto per i rivelatori 6, 7 e 8 rispetto ai primi cinque, in modo da poter prima di tutto integrare meglio il segnale e recuperare il tempo impiegato dalle particelle per raggiungere il quarto piano, stimato essere di circa $18 ns$ ($6 m$). Questo problema non

è presente nel TDC, avendo un ampio fondo-scala di 3700 canali, per cui è stato possibile impiegare i cavi disponibili da 40 m.

Tornando agli *outputs* dell'amplificatore, si può seguire il secondo cavo, il quale porta al discriminatore che trasforma il segnale analogico in logico NIM ($V_{NIM} = -800\text{ mV}$). Di questo modulo si parlerà nel paragrafo successivo in quanto la sua tensione di soglia regola il rapporto segnale/rumore di ogni scintillatore e di conseguenza determina lo spettro acquisito per i vari rivelatori.

In serie al discriminatore è posto il sommatore. Questo modulo è necessario per sommare i segnali logici dei rivelatori per scegliere se acquisire da singole a quintuple, poiché il segnale in uscita dipende dalla combinazione degli *inputs*.

Successivamente sono posti in cascata un nuovo attenuatore e l'altro discriminatore (logico). Questi due moduli saranno utilizzati, modulando la tensione di soglia, per la generazione dell'impulso di *gate*.

L'impulso di onda quadra del gate è infine generato dal modulo di timer. Uno degli *outputs* del timer avvia l'integrazione del segnale sull'ADC mentre l'altro controlla lo *START* dell'acquisizione del TDC. Quest'ultimo modulo terminerà l'acquisizione dopo aver ricevuto tutti i segnali logici provenienti dai vari rivelatori, purché contenuti all'interno del *gate* temporale impostato.

Oltre a questi moduli è stato utilizzato un *MultiScaler* per valutare i rate delle diverse acquisizioni.

Spettri in singola

Dopo aver montato l'apparato sono state effettuate le prime misurazioni in singola per testarne il funzionamento.

Per l'acquisizione è stata scelta una tensione di soglia sul secondo discriminatore pari a $V_{th} = (-15.1 \pm 0.1) \text{ mV}$ sul segnale logico in uscita dal sommatore. Questo valore di soglia è stato scelto in quanto il segnale logico in uscita dal primo discriminatore (di -800 mV) risulta attenuato prima di un fattore dieci nel sommatore e successivamente di 12 dB (~ 4 volte) dall'attenuatore ottenendo così un segnale logico di -20 mV .

A questo punto sono state settate le tensioni di alimentazione dei fototubi e le tensioni di soglia del primo discriminatore in modo da distinguere il segnale di singola particella dal rumore elettronico.

Prima di procedere con le acquisizioni è stata calcolata la larghezza ottimale del *gate* per riuscire a rilevare gli interi segnali di tutti gli scintillatori. Per fare questo si è tenuto conto dei diversi ritardi dei segnali in arrivo dal tetto rispetto a quelli provenienti dai rivelatori al quarto piano, ottenendo una larghezza per il *gate* di 400 ns .

Sono state effettuate varie acquisizioni con diverse tensioni, ma si riportano in tabella i valori relativi alla configurazione ottimale:

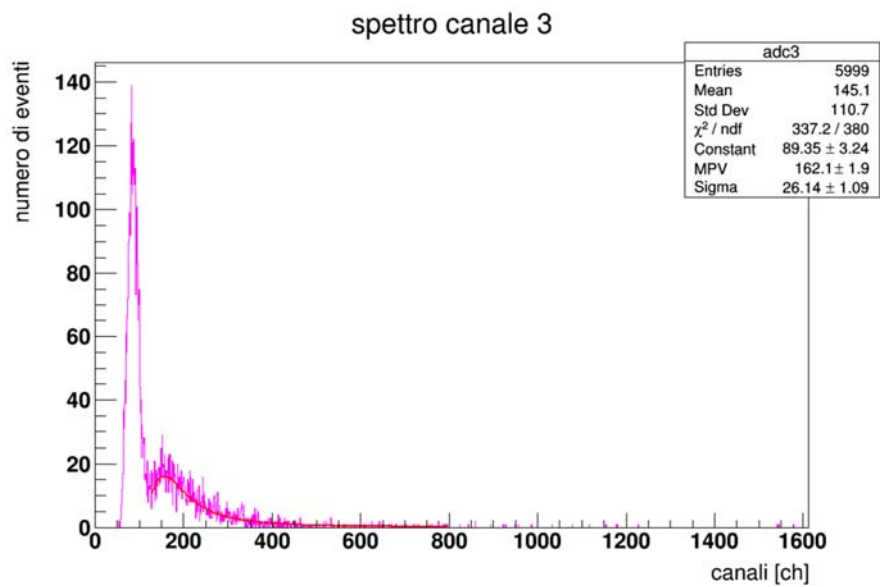
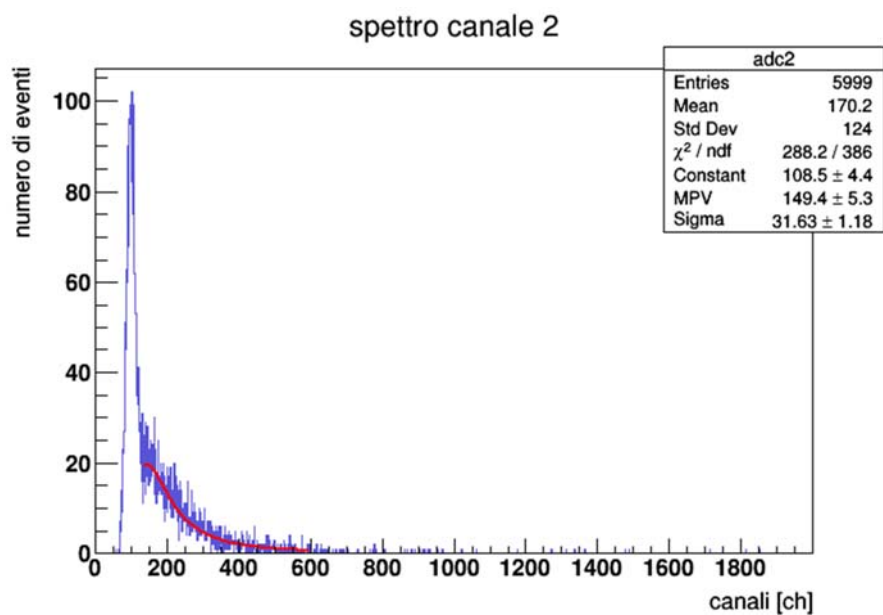
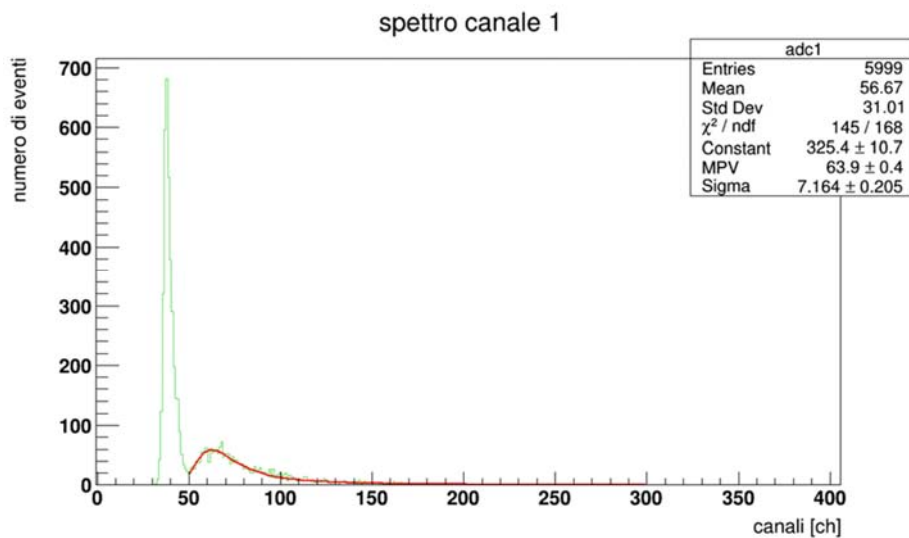
Rivelatore	Alimentazione [V] $\pm 1 \text{ V}$	Soglia [mV] $\pm 1 \text{ mV}$	Rate [Hz]	σ_{Rate} [Hz]
1	1970	-120	172	4
2	1990	-60	128	4
3	1960	-113	181	4
4	1990	-115	145	4
5	2100	-50	176	4
6	1917	-43	145	4
7	2000	-50	162	4
8	1900	-98	160	4

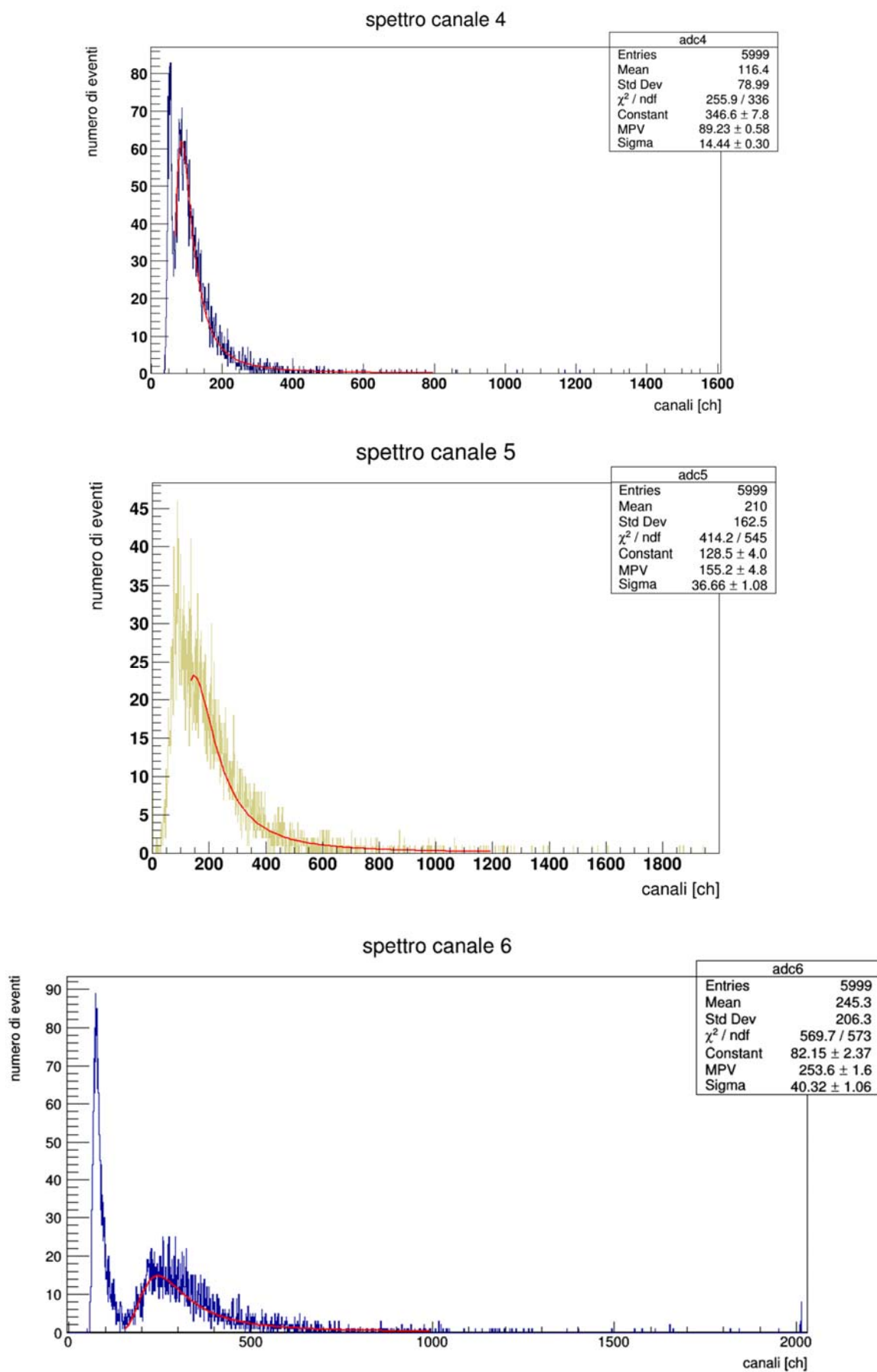
con errore su alimentazione e soglia pari all'errore di sensibilità degli strumenti utilizzati per effettuare la misura. Il rate è stato calcolato tramite il rapporto tra il numero di eventi e il tempo di acquisizione degli stessi:

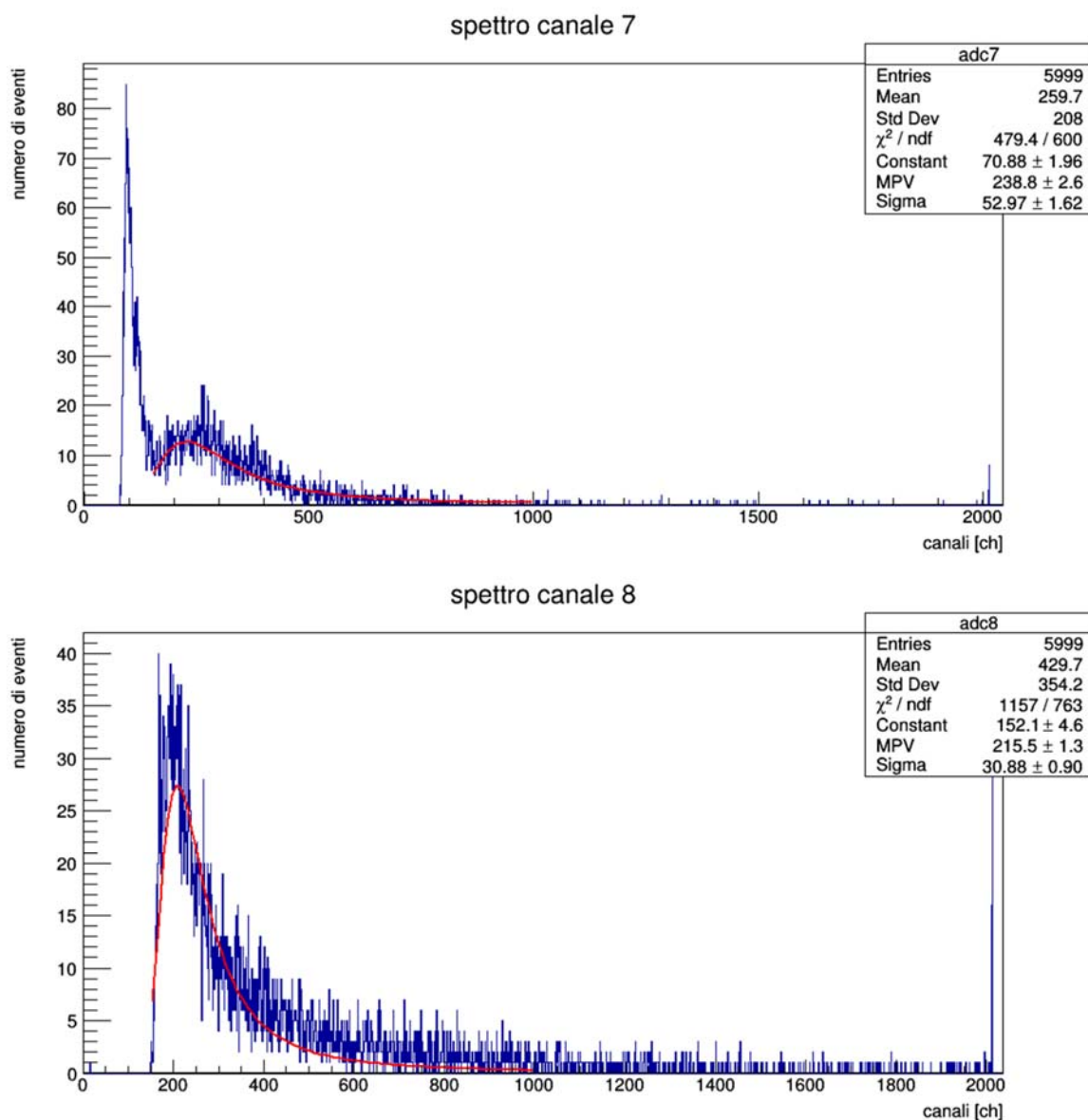
$$Rate = \frac{N_{ev}}{t}$$

L'errore su questa quantità è stato stimato tramite propagazione degli errori, come nel resto della relazione salvo diversa indicazione, considerando trascurabile l'errore sui tempi e *poissoniano* quello sul numero degli eventi ($\sqrt{N_{ev}}$).

Di seguito si riportano gli spettri di ADC ottenuti per gli otto rivelatori insieme ai relativi fit con distribuzione Landau sulla singola particella, utilizzati in un secondo momento per ricavare il numero di canali ADC corrispondenti al segnale di singola particella:



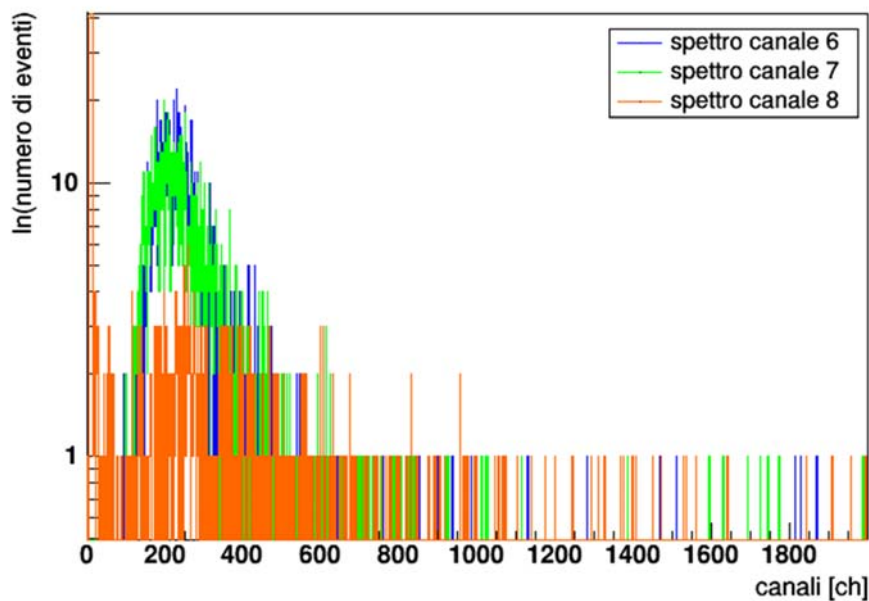




Come si può osservare dagli spettri, i rivelatori 5 e 8 non presentano una buona discriminazione tra rumore e segnale di singola particella.

Per quanto riguarda il rivelatore 5 si è cercato di migliorare lo spettro agendo sulla tensione di soglia, senza ottenere risultati apprezzabili. Quindi si è scelta una tensione tale che il rate degli eventi fosse compreso in un intervallo tra 150 e 200 Hz.

Invece per il rivelatore 8, considerando la geometria dell'apparato al quarto piano (Figura 2), è stata acquisita una misura in coincidenza doppia dei rivelatori 6 e 7. Nel seguente grafico si riportano gli spettri di tale coincidenza con quello del rivelatore 8 acquisito passivamente:

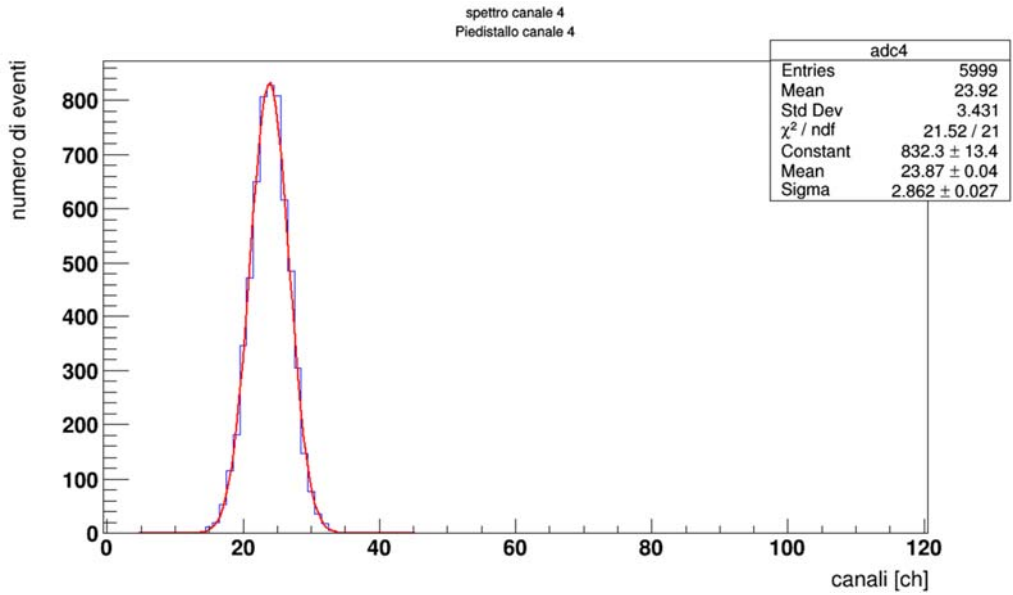


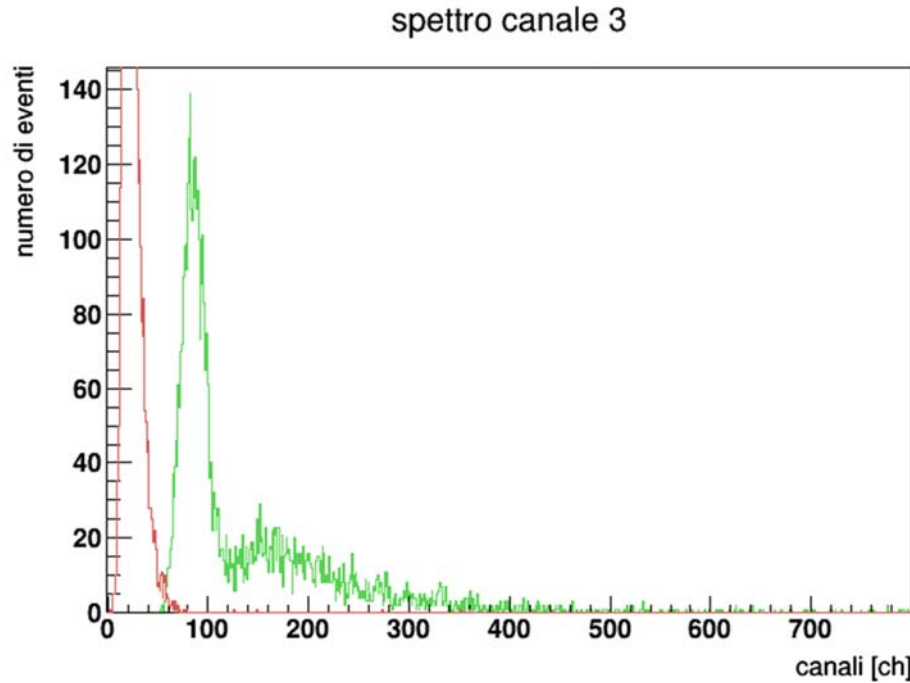
Dal grafico in scala logaritmica è possibile osservare come sia più netta la distinzione tra rumore e segnale di singola particella del rivelatore 8.

Successivamente per ottenere il valore in canali ADC cui corrisponde la singola particella è stato necessario valutare il piedistallo di ogni rivelatore. Questo rappresenta un rumore sull'ADC generato dall'elettronica di rivelazione e proprio di ogni rivelatore.

Per valutare il piedistallo è stato stimato, mediante fit gaussiano, il valor medio dello spettro acquisito passivamente di ogni rivelatore. In particolare è stato eseguito un fit gaussiano sugli spettri dal 2 all'8 acquisiti passivamente mentre si stava triggerando sul canale 1, scelto arbitrariamente; invece per il canale 1 il fit è stato eseguito sullo spettro quando si stava triggerando il canale 2. I valori medi di queste gaussiane corrispondono ai piedistalli da sottrarre ai valori MPV (*Most Probable Value*) ricavati dalle Landau di singola particella raffigurate nei precedenti grafici.

A titolo di esempio si riportano alcuni spettri, in particolare il piedistallo del canale 4 con il relativo fit gaussiano e la sovrapposizione dello spettro in singola del canale 3 e il corrispettivo piedistallo:





Nella seguente tabella si riportano i valori di picco (MPV) e le σ delle Landau con i relativi errori, i piedistalli e le differenze tra i picchi delle Landau e i piedistalli stessi per tutti e otto i rivelatori:

	MPV [ch]	σ_{MPV} [ch]	piedistallo [ch]	$\sigma_{\text{piedistallo}}$ [ch]	$psing_i - ch_{ped_i}$ [ch]
Riv 1	63.9 ± 0.4	7.2 ± 0.2	22.0	1.5	41.9 ± 1.6
Riv 2	149 ± 5	31.6 ± 1.2	25	6	124 ± 8
Riv 3	162.1 ± 1.9	26.1 ± 1.1	22	6	140 ± 6
Riv 4	89.2 ± 0.6	14.4 ± 0.3	24	3	65 ± 3
Riv 5	155 ± 5	36.7 ± 1.1	24	13	131 ± 14
Riv 6	253.6 ± 1.6	40.3 ± 1.1	17	8	237 ± 8
Riv 7	239 ± 3	53.0 ± 1.6	21	3	218 ± 4
Riv 8	215.5 ± 1.3	30.9 ± 0.9	21	3	194 ± 3

Come già detto in precedenza, i valori contenuti nell'ultima colonna rappresentano il corrispondente in canali dei segnali di singola particella.

Considerazioni sui rivelatori 6, 7 e 8

Per quanto riguarda i rivelatori 6, 7 e 8 è stata eseguita un'ulteriore analisi qualitativa degli spettri in singola al fine di distinguere il numero di particelle effettivamente acquisite in singola dagli eventi di rumore e dalle acquisizioni multiple (più di una particella rivelata). Sono pertanto stati individuati tre intervalli in canali ADC nel seguente modo:

- per distinguere il rumore è stato scelto come limite superiore di questo primo intervallo il valore in prossimità della valle tra il picco di *noise* e il segnale di singola particella, corrispondente a 150 canali di ADC per tutti e tre gli scintillatori;
- l'estremo superiore dell'intervallo relativo alla singola particella è invece stato calcolato mediante la formula

$$\{Ch_2 = 2(MPV - Piedistallo)\}_i$$

con $i = 6, 7$ e 8 ;

- infine l'ultimo intervallo caratterizza un'acquisizione multipla di particelle.

I valori ricavati per gli estremi degli intervalli sono riportati in tabella:

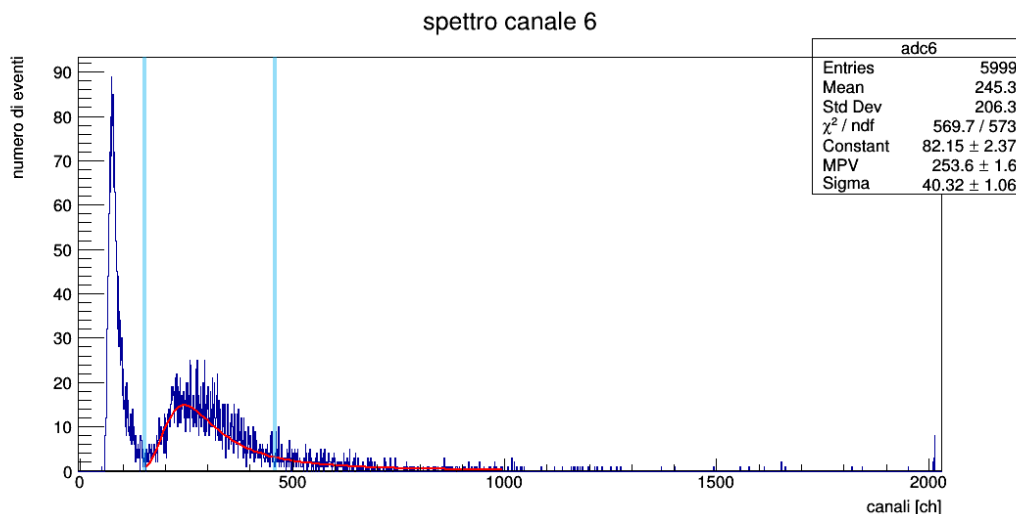
Rivelatore	MPV [ch]	Piedistallo [ch]	Ch_1 [ch]	Ch_2 [ch]	σ_{Ch_2} [ch]
6	253.6	17	150	473	16
7	239	21	150	435	8
8	215.5	21	150	389	7

Si riporta di seguito il numero di particelle per ogni intervallo acquisito:

Rivelatore	Noise	Singola	Multiple
6	2434	3030	535
7	2336	2908	755
8	2	3903	2094

Come si nota il numero di particelle rilevate nei tre intervalli con questo metodo è simile per i rivelatori 6 e 7 mentre varia significativamente per il rivelatore 8. Questa differenza può essere spiegata osservando che lo spettro del rivelatore 8 non presenta un picco di rumore distinguibile dal segnale di singola particella e i conteggi risultano più distribuiti sui canali ADC rispetto agli altri due rivelatori.

A titolo di esempio si riporta lo spettro del rivelatore 6 suddiviso nei tre intervalli precedentemente descritti:



Terminata questa prima parte, per il resto della trattazione verranno presi in considerazione unicamente i rivelatori dell'apparato sul tetto (da 1 a 5).

Taratura dei canali di TDC

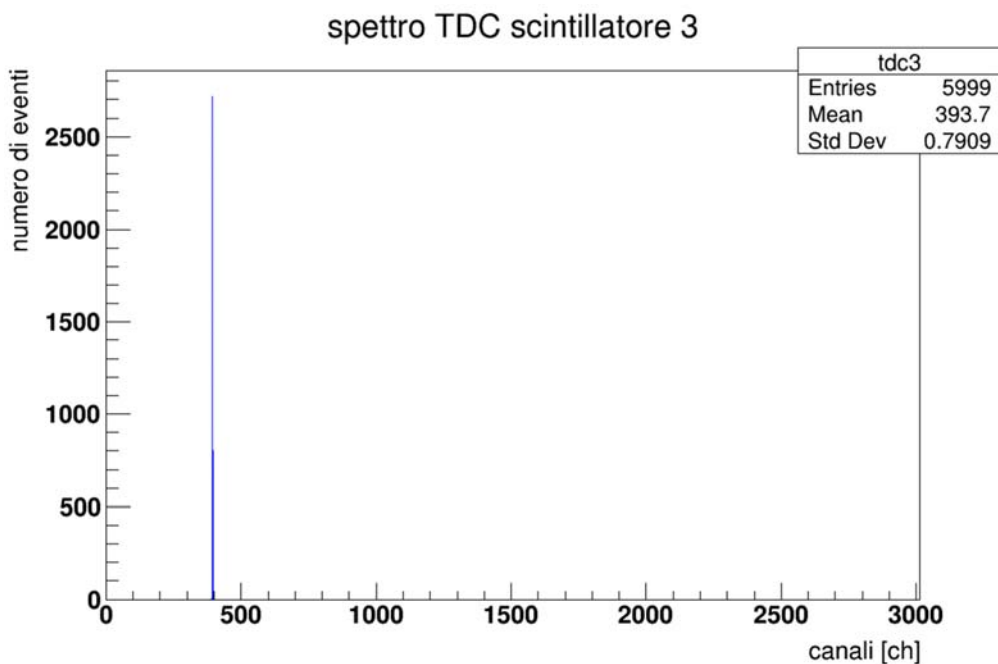
Lo scopo di questa parte dell'acquisizione dati è quello di determinare, in termini di tempo, a quanti ns corrisponde ogni canale del TDC.

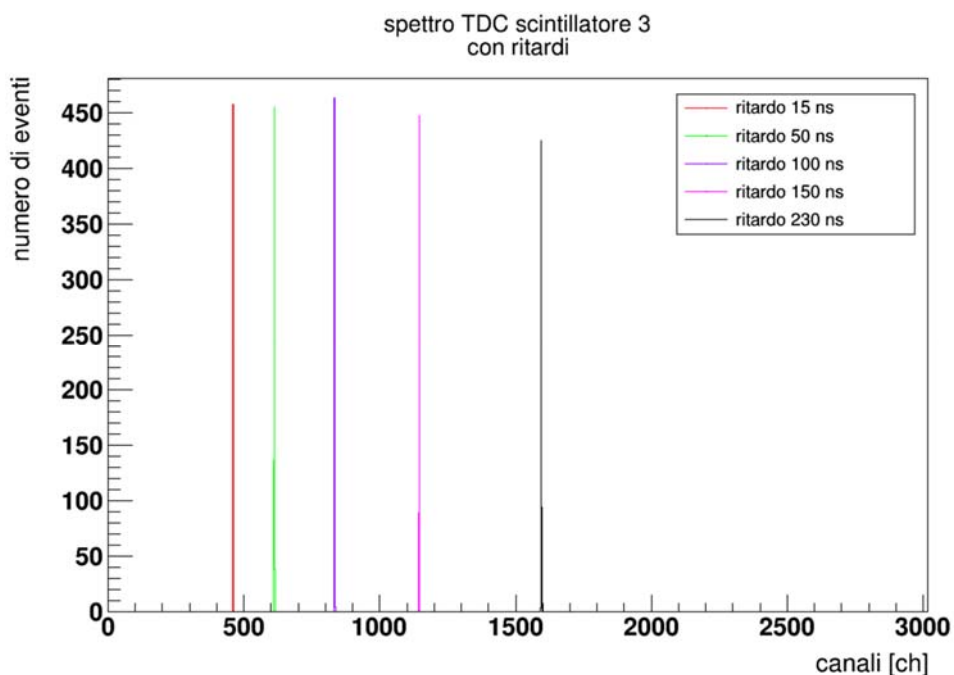
Per calibrare quindi il TDC sono stati utilizzati cavi coassiali di differenti lunghezze note, in modo tale da introdurre diversi ritardi di un certo numero di canali sullo *STOP* per il rivelatore 3, scelto arbitrariamente tra tutti quelli disponibili. È infatti influente quale rivelatore viene utilizzato, in quanto la taratura dipende solo dai ritardi temporali introdotti dai vari cavi.

I ritardi temporali dei cavi impiegati e le relative lunghezze sono riportati di seguito:

Ritardi [ns]	$\sigma_{ritardi}$ [ns]	Lunghezze [m]	$\sigma_{Lunghezze}$ [m]
15	1	3.0	0.2
50	10	10	2
100	10	20	2
150	10	30	2
230	20	46	4

Si sono rappresentati inoltre nei seguenti plot gli spettri del TDC per il rivelatore 3 ottenuti senza utilizzare cavi di ritardo (primo istogramma con un'acquisizione di 6000 eventi) e introducendo i vari ritardi a disposizione sullo *STOP* per il canale 3 (secondo plot con 1000 eventi per ciascun caso):





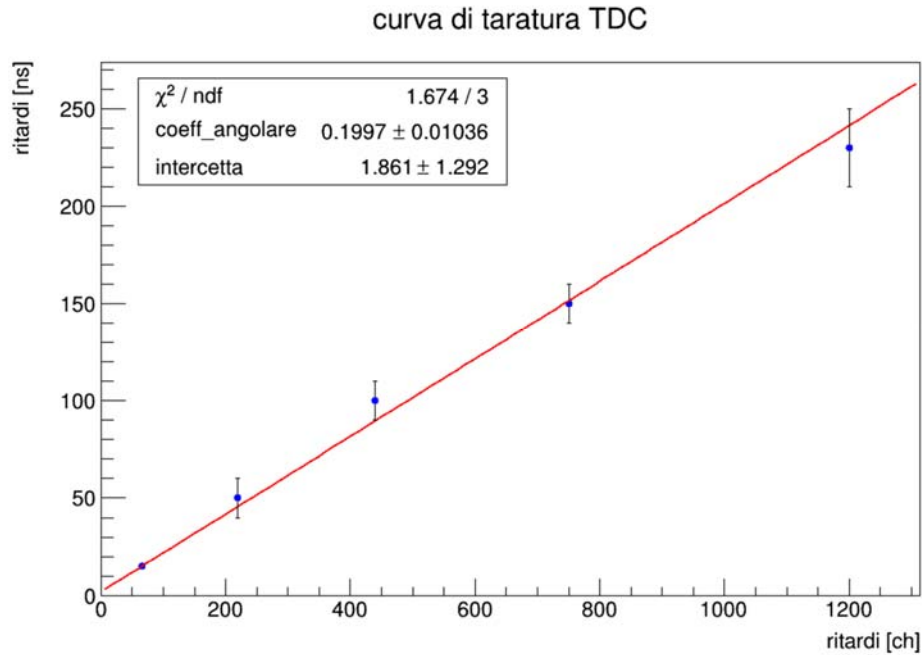
Nella seguente tabella sono riportati i valori medi (tdc_3), in canali, degli spettri ottenuti tramite questa procedura:

Ritardi introdotti [ns]	tdc_3 [ch]	σ_{tdc_3} [ch]
0	393.7	0.8
15	460.0	0.8
50	612.3	0.8
100	832.8	0.8
150	1145	1
230	1594	1

Effettuando le differenze tra le medie degli spettri con i diversi ritardi e il valor medio di TDC senza alcun ritardo si sono ottenuti i ritardi dei segnali in termini di canali:

	ritardi [ch]	$\sigma_{ritardi}$ [ch]
$tdc+15ns - tdc+0ns$	66.3	1.1
$tdc+50ns - tdc+0ns$	218.6	1.1
$tdc+100ns - tdc+0ns$	439.1	1.1
$tdc+150ns - tdc+0ns$	751.3	1.3
$tdc+230ns - tdc+0ns$	1200.3	1.3

Si sono quindi rappresentati i ritardi in termini di tempo (in ns) in funzione dei ritardi in canali, ottenendo così la curva di taratura del TDC:



I dati sono stati interpolati mediante un fit lineare, i cui parametri sono riportati sul grafico stesso, ed è stato eseguito un test χ^2 per verificare la bontà del fit:

$$\text{retta} = \text{intercetta} + \text{coeff_angolare} \cdot x$$

$$\chi^2_{\text{ridotto}} = 0.558 < \chi^2_{\text{critico}} = 7.82$$

$$\alpha = 5\%$$

$$P_{\text{value}} = 61\%$$

Dai risultati ottenuti tramite il test χ^2 si può concludere che la retta ottenuta dal fit interpola sufficientemente bene i dati sperimentali (entro un livello di significatività del 5%).

Il coefficiente angolare della retta fornisce quindi un fattore moltiplicativo, il cui inverso permette di esprimere a quanti ns corrisponde un canale di TDC:

$$\text{coefficiente angolare} = (0.20 \pm 0.01) \text{ ns/ch} \rightarrow \text{ogni canale corrisponde circa a } 5 \text{ ns}$$

Sincronizzazione dei rivelatori

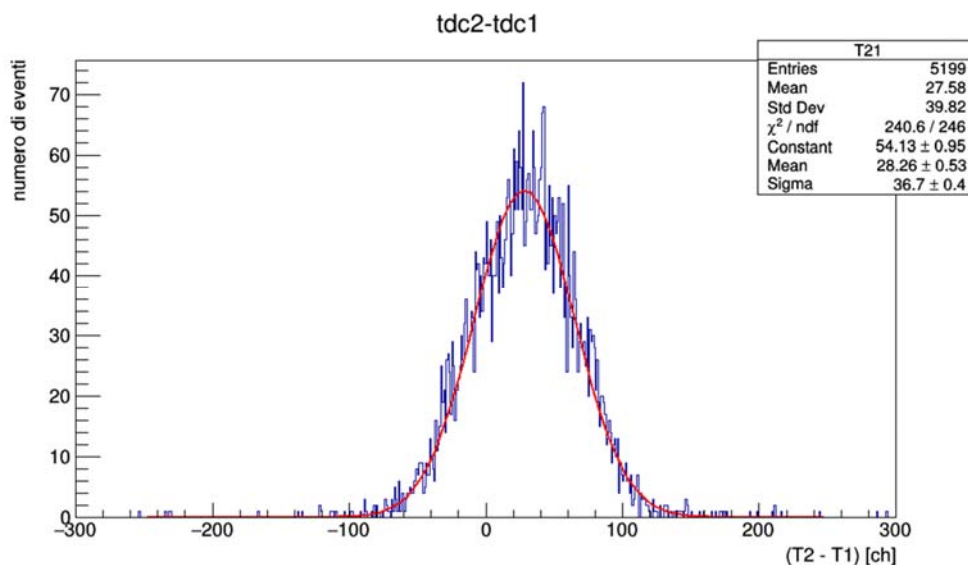
Sebbene si supponga che i raggi cosmici siano distribuiti isotropicamente, l'incertezza sulla lunghezza dei cavi che collegano i rivelatori all'elettronica dell'apparato strumentale e l'elettronica stessa provocano una differenza nei tempi di arrivo dei segnali che seguirà un andamento gaussiano centrato attorno al valore di ritardo introdotto su una delle linee rispetto a quella scelta come riferimento.

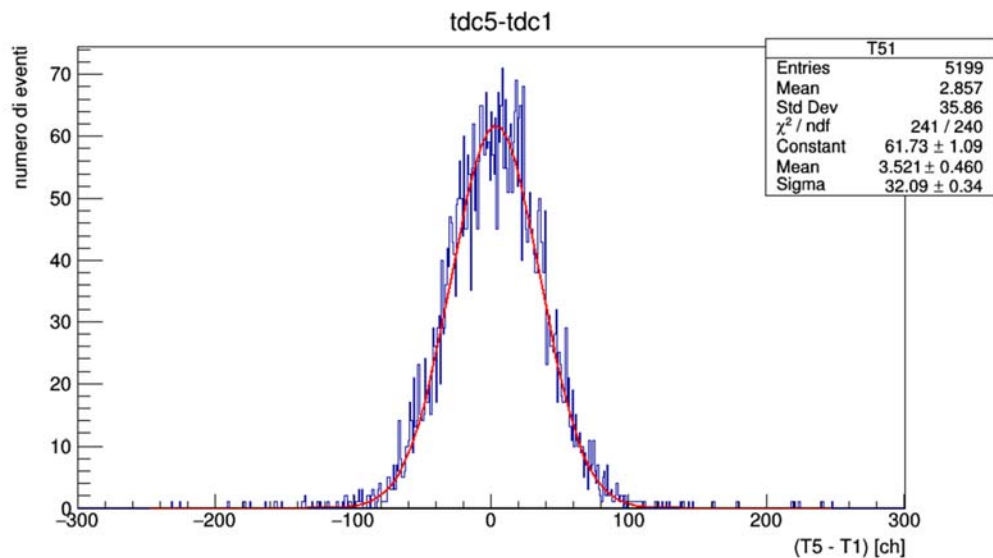
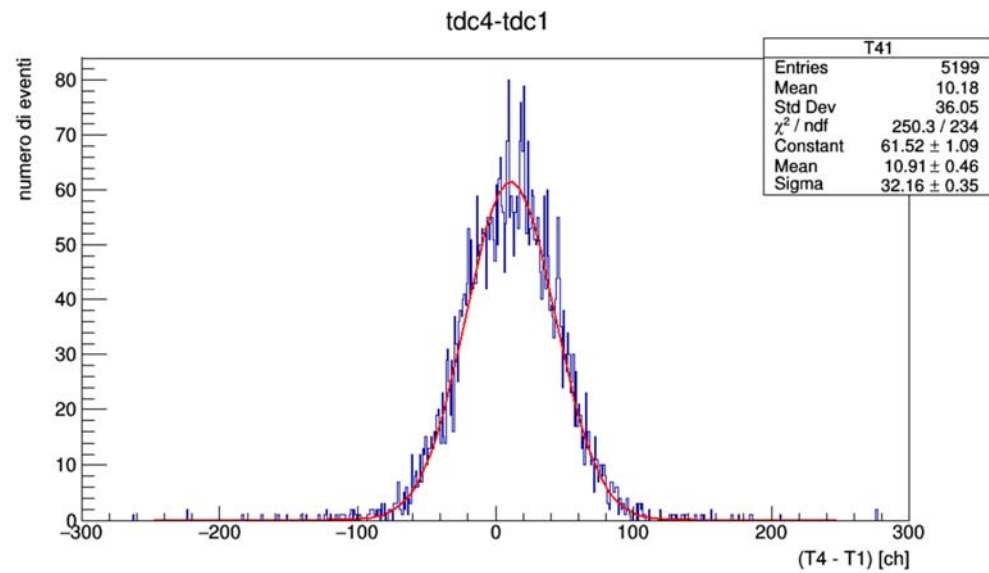
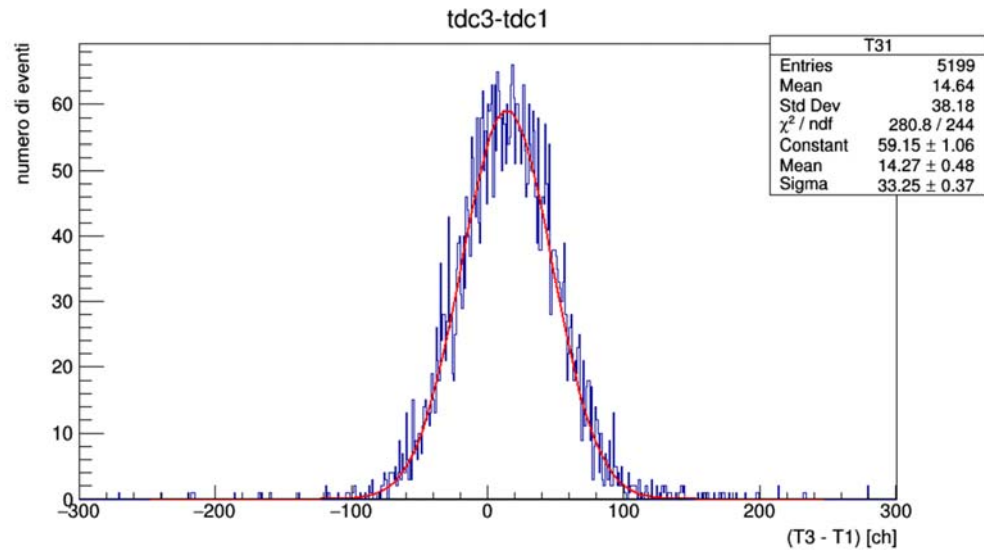
Per ottenere il ritardo introdotto su ciascuna catena si è preso come riferimento il rivelatore 1, dal momento che è quello centrale, anche se si sarebbe potuto scegliere indifferentemente un qualsiasi scintillatore.

Per questa misura si sono messi in coincidenza tutti e cinque i fototubi. Di conseguenza è stato necessario aumentare la soglia del secondo discriminatore essendo il segnale in uscita dal sommatore di -400 mV (se di quintupla), che attenuato di 12 dB risulta di -100 mV . La soglia da impostare risultava quindi essere circa pari a -95 mV ; tuttavia essendo tale valore superiore al fondo scala del discriminatore è stata applicata un'ulteriore attenuazione di 6 dB al segnale in modo da poter impostare il valore di soglia a -47.5 mV .

A questo punto si è valutato lo scarto tra i tempi di arrivo dei segnali di ogni rivelatore posto in un vertice del quadrato e il rivelatore 1.

Gli istogrammi ottenuti con i relativi fit gaussiani sono i seguenti:





I parametri ricavati dai fit gaussiani, espressi in canali e in ns (tramite il fattore di conversione trovato precedentemente), sono riportati di seguito:

	Media [ch]	σ [ch]	Media [ns]	σ [ns]
T₂₁	28	37	6	7
T₃₁	14	33	3	7
T₄₁	11	32	2	6
T₅₁	4	32	0.7	6.4

Le medie di queste gaussiane indicano di quanto i segnali di ciascun rivelatore esterno arrivano in ritardo, in media, rispetto al rivelatore centrale. Questo tempo è un offset che va sottratto ai tempi misurati dal TDC, in modo da avere misure temporali corrette, indipendenti dalla lunghezza dei cavi coassiali utilizzati e dai ritardi introdotti dall'elettronica dell'apparato sperimentale.

False coincidenze

Con false coincidenze (o coincidenze casuali) si intendono tutti quegli eventi che l'apparato rivela come coincidenze, ma in realtà non rappresentano uno sciame che ha effettivamente colpito tutti i rivelatori.

Nel caso più semplice di due rivelatori, il rate delle false coincidenze è così definito:

$$U_{12} = 2\Delta t f_1 f_2$$

con f_1 e f_2 i rate dei due rivelatori.

Per analogia, se si considerano cinque rivelatori in coincidenza la formula diventa:

$$U_{12345} = (2\Delta t)^4 f_1 f_2 f_3 f_4 f_5$$

Tenuto conto del fatto che i rate degli scintillatori in questa esperienza variano tra 150 Hz e 200 Hz e considerando $\Delta t = 400\text{ ns}$, si ottiene un valore per il rate delle coincidenze casuali in quintupla pari a

$$U_{12345} \sim 10^{-14} \div 10^{-13}$$

Il rate in coincidenza quintupla ottenuto in questa esperienza risulta essere 0.0229 Hz ; è lecito quindi considerare trascurabile il contributo delle coincidenze casuali e quindi non considerarlo nei calcoli successivi.

Analisi dati

L'intera analisi dati è stata svolta mediante Root, con cui sono stati scritti i codici dei programmi (riportati in Appendice al fondo della relazione) per effettuare i calcoli e disegnare gli istogrammi con i relativi fit.

Per quanto riguarda l'analisi sul TDC, si è prestata attenzione a controllare che, quando si lavorava in coincidenza quintupla, nessun dato eccedesse il valore di 2000 canali. Infatti, nel caso in cui uno o più rivelatori non fossero stati colpiti il valore registrato sarebbe stato quello di fondo scala.

Per quanto riguarda l'ADC è stata imposta una condizione tale per cui i conteggi degli eventi fossero superiori a 2 canali. Questo è stato fatto perché eventi sui canali inferiori a tale valore non sono giustificabili fisicamente se non come conseguenza di rumore o errori dovuti all'elettronica.

Direzione di arrivo

La direzione di arrivo dello sciame è stata determinata effettuando misure dei tempi di volo.

In primo luogo si ipotizza di poter approssimare il fronte d'onda sferico dello sciame in uno piano, con equazione:

$$Ax + By + Cz + D = 0$$

I parametri dell'equazione sono pari a:

$$A = \sin\theta * \cos\phi$$

$$B = \sin\theta * \sin\phi$$

$$C = \cos\theta$$

$$D = 0$$

Tra questi parametri sussiste la relazione $A^2 + B^2 + C^2 = 1$.

Per ricavare i parametri A e B si considera la distanza di un punto (x_0, y_0, z_0) dal piano, corrispondente a

$$d = |Ax_0 + By_0 + Cz_0|$$

Definendo $T_2 - T_4$ e $T_5 - T_3$ le differenze dei tempi di arrivo dello sciame ai rivelatori esterni lungo le diagonali del quadrato si ottiene

$$\begin{cases} d_2 - d_4 = c * (T_2 - T_4) \\ d_5 - d_3 = c * (T_5 - T_3) \end{cases}$$

Sostituendo al punto (x_0, y_0, z_0) le coordinate dei rivelatori posizionati ai vertici del quadrato nell'equazione della distanza di un punto dal piano si ricava

$$\begin{cases} d_2 - d_4 = Al + Bl = c * (T_2 - T_4) \\ d_5 - d_3 = Al - Bl = c * (T_5 - T_3) \end{cases}$$

Risolvendo ora il sistema, per esempio sommando e sottraendo le due equazioni, si possono scrivere le espressioni per i parametri A e B :

$$\begin{cases} A = \frac{c}{2l} * (T_5 - T_3 + T_2 - T_4) \\ B = \frac{c}{2l} * (T_2 - T_4 - (T_5 - T_3)) \end{cases}$$

La direzione di arrivo dello sciame si può caratterizzare grazie agli angoli azimutale Φ e zenitale θ , dipendenti dai parametri A e B

$$\begin{cases} \phi = \arctg\left(\frac{B}{A}\right) \\ \theta = \arccos(C) \end{cases}$$

La distribuzione dell'angolo zenitale è influenzata da diversi fattori che concorrono a determinarne l'andamento.

Una prima dipendenza riguarda l'angolo solido definito come

$$d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$$

In realtà non c'è dipendenza dall'angolo azimutale, ovvero si è in condizioni di isotropia di ϕ . Questo fa sì che la dipendenza dall'angolo solido sia

$$d\Omega \sim \sin(\theta)$$

Da queste considerazioni ci si aspetterebbe un massimo di particelle rilevate per $\theta = 90^\circ$. Tuttavia a questo valore di angolo non si rilevano particelle, perché si deve tenere conto della dipendenza dall'area intercettata dalle particelle quando arrivano alla superficie del rivelatore; questa dipendenza è proporzionale all'area del rivelatore moltiplicata per il $\cos(\theta)$.

Tenendo in considerazione le due dipendenze sin ora descritte si delinea un andamento angolare di tipo

$$\sin(\theta)\cos(\theta) = \frac{1}{2}\sin(2\theta)$$

Il massimo della funzione è posizionato a $\theta = 45^\circ$, mentre per $\theta = 0^\circ$ e $\theta = 90^\circ$ si presume di avere dei minimi.

In realtà c'è un ultimo fattore da valutare, che riguarda lo spessore di atmosfera attraversato dalle particelle che arrivano ai rivelatori. Infatti le particelle che arrivano con grandi angoli θ devono attraversare uno strato di atmosfera più spesso, per cui subiscono un'attenuazione maggiore rispetto alle particelle che giungono con angoli più piccoli. Tale attenuazione si può descrivere formalmente con un andamento esponenziale decrescente del tipo

$$e^{-\frac{x}{\lambda}} = e^{-\frac{x_0}{\lambda\cos(\theta)}}$$

dove λ rappresenta il parametro di attenuazione e X_0 la lunghezza di radiazione del materiale attraversato e quindi, in questo caso, degli elementi che compongono l'atmosfera. Una conseguenza di questo fattore è che soltanto i muoni sufficientemente energetici, con alto potere penetrante, potranno essere rilevati a θ molto elevati.

A questo punto, unendo tutti e tre i fattori che contribuiscono a determinare la distribuzione angolare delle particelle dello sciame, si ricava il seguente andamento:

$$\sin(\theta)\cos(\theta)e^{-\frac{x_0}{\lambda\cos(\theta)}}$$

Questa distribuzione tende a zero per $\theta \rightarrow 0^\circ$ e per $\theta \rightarrow 90^\circ$, ha un massimo per valori di θ in un intorno di 20° e presenta una coda che decresce in modo molto rapido per valori di θ superiori al massimo.

Per analizzare la direzione di arrivo sono stati acquisiti 5199 eventi in coincidenza quintupla con un rate in frequenza pari a 0.0229 Hz.

Con questi dati sono stati calcolati i parametri A , B e C , verificando che il parametro C^2 dato dall'espressione

$$C^2 = 1 - A^2 - B^2$$

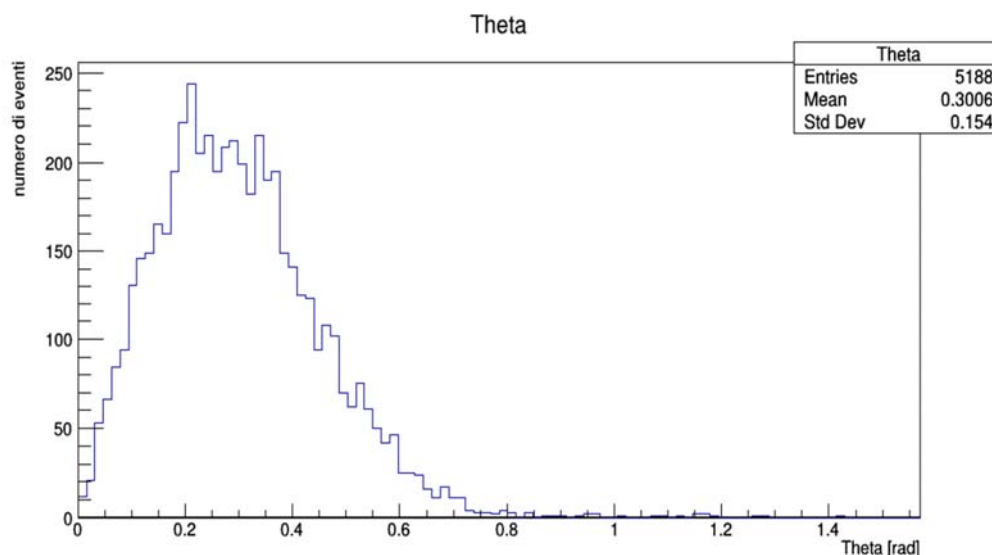
fosse definito positivo.

Nei casi in cui questa condizione non era verificata è stato scartato l'evento, perché era sintomo di un errore dovuto probabilmente a false coincidenze, relative ad eventi in coincidenza quadrupla e di

singola avvenuti nell'intervallo di tempo compreso all'interno del *gate* e quindi identificati come quintupla. Questi eventi sono solamente 11, un numero sufficientemente piccolo da poter affermare che tali eventi non abbiano inciso in maniera significativa sui risultati finali, essendo circa lo 0.2% degli eventi globali.

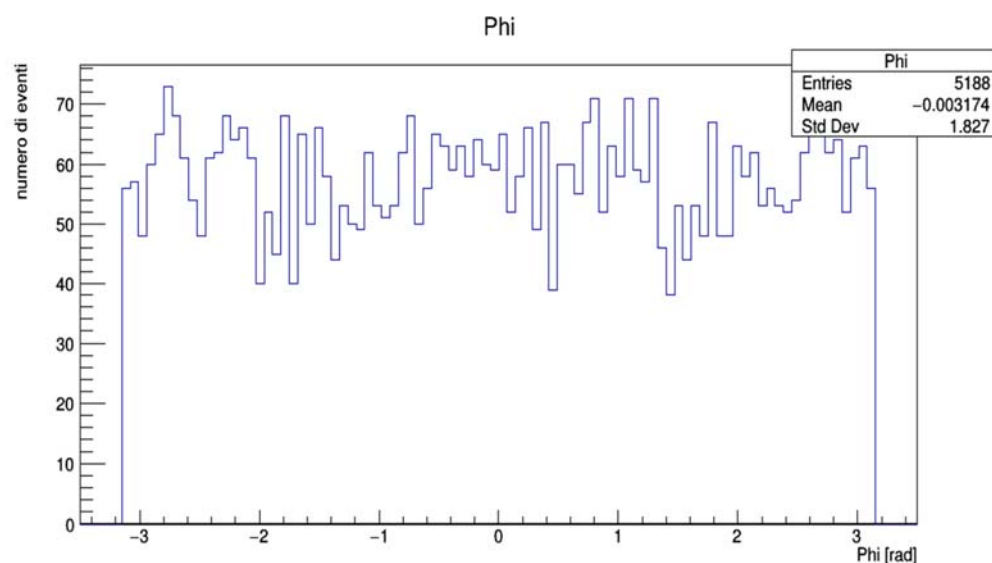
Come descritto precedentemente, dai parametri A , B e C si sono stimati gli angoli e si è graficata la distribuzione angolare per θ e ϕ separatamente.

Per quanto riguarda la distribuzione di θ si è ricavato un andamento compatibile con quanto atteso dal punto di vista teorico:



Infatti si nota come gli angoli piccoli rispetto alla verticale siano più frequenti rispetto agli eventi orizzontali che sono parecchio più rari. Inoltre il valore medio di questa distribuzione è situato a 0.30 rad , pari a circa 17° . Infine si può osservare la rapida decrescita per valori di θ superiori al massimo, che era stata ipotizzata precedentemente.

Anche nel caso dell'angolo azimutale ϕ si è riscontrato accordo con la teoria:



Come si nota dall'istogramma, la distribuzione può essere considerata piatta nell'intervallo $[-\pi, \pi]$, poiché non presenta picchi evidenti, in conformità con l'ipotesi di isotropia delle direzioni di arrivo dei raggi cosmici.

Centro di gravità

Il centro di gravità dello sciame serve ad identificare la posizione del core dello sciame stesso ed è stato valutato tramite una media pesata:

$$\bar{X} = \frac{\sum_i x_i n_i}{\sum_i n_i}$$

$$\bar{Y} = \frac{\sum_i y_i n_i}{\sum_i n_i}$$

dove \bar{X} e \bar{Y} rappresentano le coordinate del baricentro, x_i e y_i le coordinate dell' i -esimo rivelatore e n_i il numero di particelle contate da ogni singolo scintillatore.

Il numero di particelle rilevate n_i è stato calcolato mediante la seguente formula:

$$n_i = \frac{ch_i - ch_{ped_i}}{psing_i - ch_{ped_i}}$$

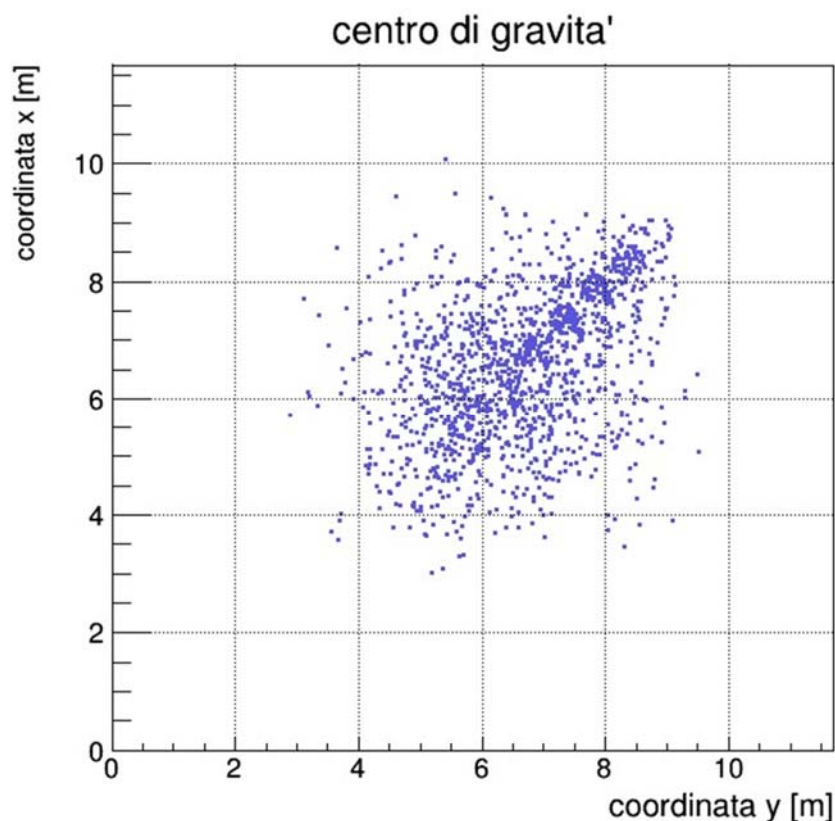
dove a numeratore si ha la differenza tra i canali misurati in un certo evento ch_i e il canale corrispondente al piedistallo ch_{ped_i} e a denominatore la differenza tra il picco di particella singola $psing_i$ e il piedistallo ch_{ped_i} .

Per valutare la posizione del centro di gravità dello sciame si sono considerati solo gli eventi il cui baricentro si trovava all'interno del quadrato formato dai quattro rivelatori esterni. Per effettuare questa restrizione si sono selezionati gli eventi in cui il rivelatore centrale (rivelatore 1) aveva contato un numero di particelle più alto di tutti gli altri rivelatori. In questo modo si può immaginare che gli eventi che soddisfano la selezione siano posizionati in maniera isotropa intorno al punto con coordinate $(l/2, l/2, 0)$. Tuttavia è utile osservare che questo tipo di restrizione fa sì che siano esclusi anche gli eventi il cui centro si trova in prossimità di uno dei rivelatori posizionati ai vertici.

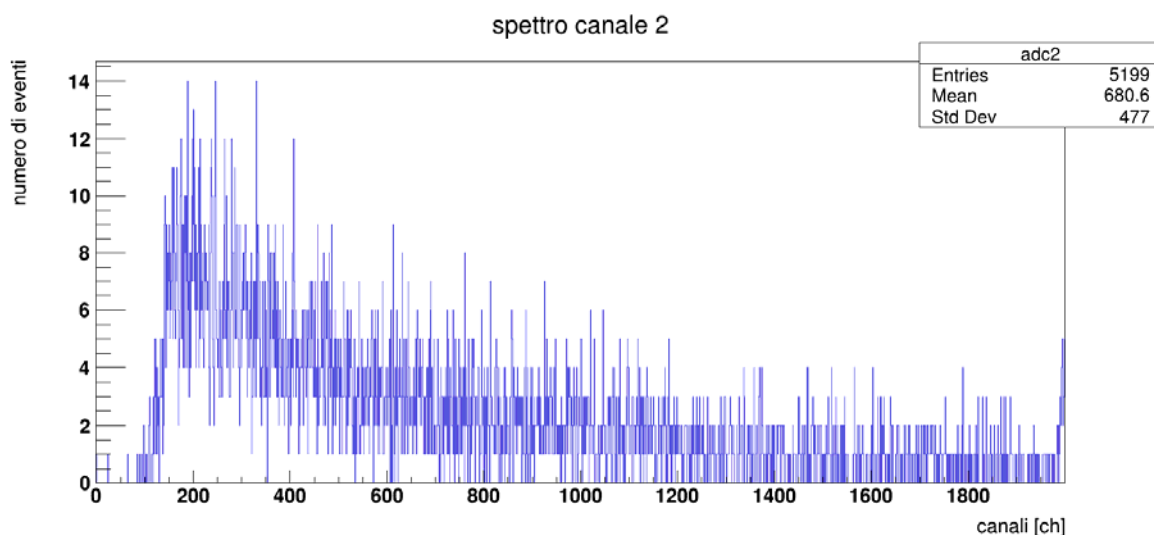
Inoltre, per evitare di commettere errori nel calcolo della media pesata, è fondamentale scartare gli eventi in cui anche solo uno dei cinque rivelatori abbia saturato, in modo da poter conoscere il numero reale di particelle registrate. Per garantire la validità di questa condizione è stato imposto che gli eventi avessero conteggi inferiori a 2000 canali, un valore leggermente inferiore a quello corrispondente al punto di saturazione dell'ADC di ciascun rivelatore (i segnali tendono a saturare fra i 2007 e 2010 canali).

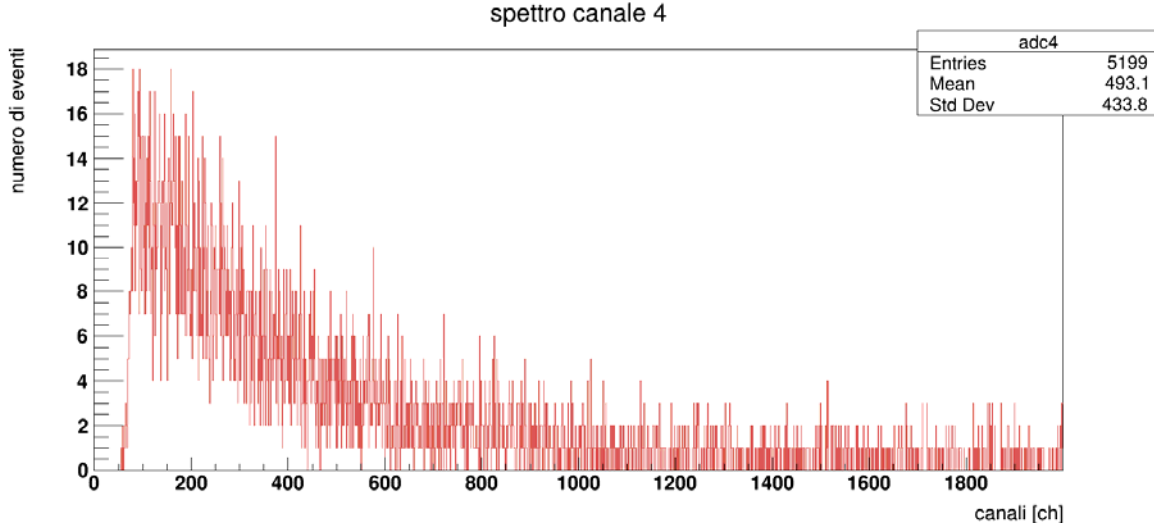
Gli eventi che soddisfano i controlli descritti sono 1447 e rappresentano gli eventi utili al calcolo del centro di gravità dello sciame.

Nel seguente grafico sono state inserite le coordinate \bar{X} e \bar{Y} degli eventi selezionati:



La distribuzione ottenuta è simile a quella attesa, pur non essendo esattamente centrata intorno alla posizione del rivelatore 1; in effetti il centro della distribuzione è posizionato a $X = (6.6 \pm 1.2) m$ e $Y = (6.6 \pm 1.2) m$, nel sistema di riferimento indicato all'inizio della relazione. Inoltre sembra essere presente una leggera asimmetria verso il rivelatore 2 (in alto a destra). Questo potrebbe essere imputabile al fatto che il dispositivo ha una soglia tale per cui rivela più particelle con energia elevata rispetto agli altri scintillatori. Per spiegare meglio questo fenomeno si mostra lo spettro del rivelatore 2, confrontandolo con quello del 4, scelto arbitrariamente, in coincidenza quintupla:





Si può notare come il rivelatore 2 abbia una distribuzione di eventi più traslata verso destra in canali ADC e con un numero maggiore di rivelazioni nella coda. Questo fenomeno porta ad un valore di n_2 frequentemente maggiore di n_3 , n_4 ed n_5 e dunque spiega il motivo per cui la distribuzione di centri di gravità, per come sono essi stessi definiti, sia spostata verso il rivelatore 2.

Spessore dello sciame

Il fronte dello sciame possiede un certo spessore, che dovrebbe essere circa dell'ordine del metro. Supponendo che la disposizione degli scintillatori che costituiscono l'apparato sperimentale utilizzato sia un quadrato perfetto, il valore dello spessore dello sciame può essere ricavato dalla distribuzione dei ritardi lungo i lati. In media si dovrebbe avere, infatti, che la differenza temporale tra quando sono colpiti i rivelatori ai due estremi di un lato del quadrato è uguale alla differenza temporale tra quando sono colpiti i due estremi del lato opposto:

$$T_3 - T_4 = T_2 - T_5$$

Pertanto ci si aspetta che la distribuzione

$$T = T_3 - T_4 - T_2 + T_5$$

sia centrata sullo zero, indipendentemente da dove arriva lo sciame.

In verità ci sono altri effetti da prendere in considerazione e che fanno sì che la distribuzione abbia una certa larghezza. Se lo sciame ha uno spessore, infatti, gli scintillatori sono colpiti in modo diverso in base allo spessore del piano in cui si trovano le particelle, assumendo che queste stiano su un piano. Se si trascura l'errore sull'elettronica e si considera solo quello sul singolo evento della particella, è possibile stimare un valore massimo per lo spessore dello sciame, valutando la larghezza della distribuzione T , dovuta unicamente allo spessore stesso.

Si ottiene allora:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{T_2}^2 + \sigma_{T_3}^2 + \sigma_{T_4}^2 + \sigma_{T_5}^2}$$

che non è altro che la somma in quadratura delle incertezze temporali dei singoli rivelatori, dal momento che quelle delle σ_{T_i} sono tutte misure indipendenti.

Per ottenere la σ della distribuzione T si assume che le incertezze σ_{T_i} siano uguali per tutti i rivelatori e che siano dovute solo alla non esatta complanarità delle particelle. In questo modo si ottiene che la σ che si misura vale il doppio della σ del singolo rivelatore (σ_T):

$$\sigma_T = \sigma_{T_2} = \sigma_{T_3} = \sigma_{T_4} = \sigma_{T_5} \rightarrow \sigma = \sqrt{4\sigma_T^2} = 2\sigma_T$$

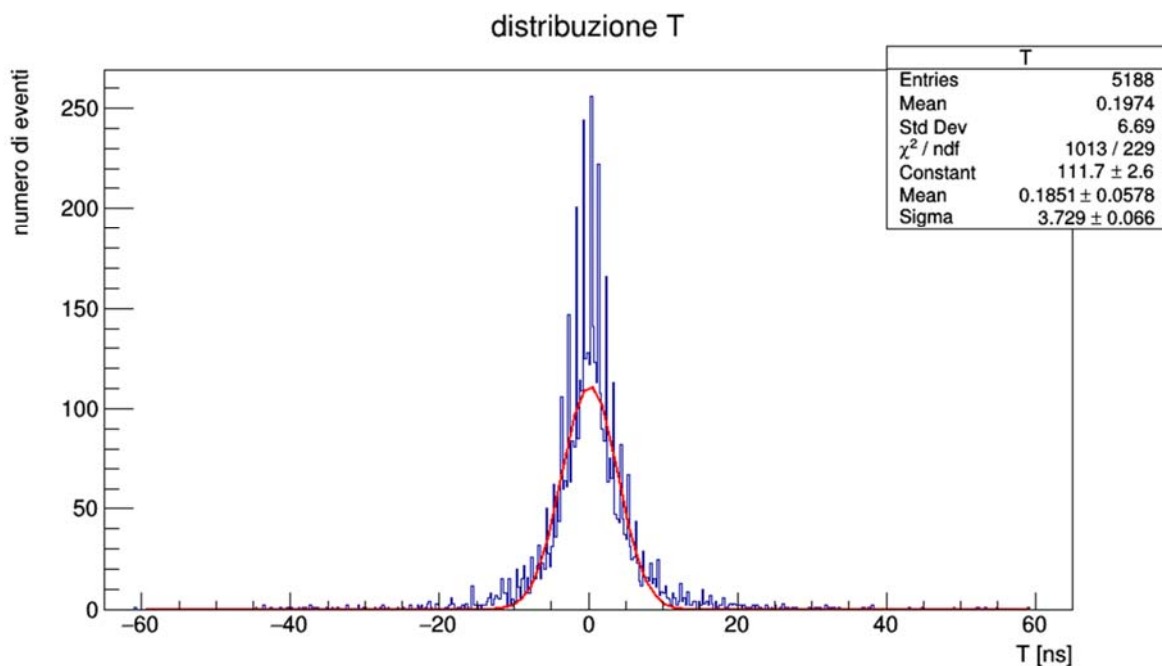
Questa σ rappresenta un tempo associato allo spessore dello sciame.

Lo spessore massimo dello sciame in metri sarà quindi dato da:

$$\Delta s = c \cdot \sigma_T = c \cdot \frac{\sigma}{2}$$

Analizzando quindi la distribuzione dei ritardi lungo i lati del quadrato costituito dai quattro rivelatori esterni è possibile ottenere un valore massimo per lo spessore dello sciame.

Si è considerata pertanto la relazione scritta in precedenza per T e di seguito si riporta la distribuzione di tale variabile, ottenuta mettendo in coincidenza tutti e cinque i fototubi:



La distribuzione risulta essere centrata in

$$T = 0.1851 \text{ ns}$$

con deviazione standard

$$\sigma = 3.729 \text{ ns}$$

(parametri ottenuti dal fit gaussiano sulla distribuzione).

Si può a questo punto calcolare lo spessore dello sciame:

$$\Delta s = (0.559 \pm 0.010) \text{ m}$$

Conclusioni

Nella prima parte dell'esperienza sono stati tarati tutti e otto gli scintillatori, in modo tale da ottenere gli spettri in singola miglioni per distinguere il segnale di singola particella. In particolare per i rivelatori 6, 7 e 8 si sono individuate tre regioni in canali per discernere la singola particella dal rumore di fondo e dalle acquisizioni multiple.

Secondariamente ci si è occupati solo dei rivelatori posizionati sul tetto ed è stata effettuata una taratura dei canali di TDC per la conversione dei ritardi in canali in ritardi in ns, ottenendo che ogni canale corrisponde a circa 5 ns.

Si è poi effettuato uno studio riguardo la direzione di arrivo del raggio cosmico primario utilizzando una coincidenza quintupla con 5199 eventi e rate pari a 0.0229 Hz. Tramite le misure dei ritardi tra i vari scintillatori sono state determinate le distribuzioni angolari di ϑ e ϕ , ottenendo per la prima un valore medio per ϑ circa pari a 17° e per la seconda una distribuzione isotropa nell'intervallo $[-\pi; \pi]$. Inoltre si è potuto stimare il centro di gravità del core dello sciame, ricavando un punto di coordinate $X = (6.6 \pm 1.2) m$ e $Y = (6.6 \pm 1.2) m$.

Infine è stato valutato anche lo spessore dello sciame, che è risultato essere pari a $\Delta s = (0.559 \pm 0.010) m$.

Appendice

Analisi ADC e TDC

```
#include <iostream>

using namespace std;

void analisi()
{

    gROOT->Reset();

    string file_adc="Quintuple_finali/ADC.dat";
    string file_tdc="Quintuple_finali/TDC.dat";

    double Fconv = 0.1997; // conversione canale TDC -> ns

    //importa da file tdc
    ifstream in1 (file_tdc.c_str());
    ifstream in2 (file_adc.c_str());
    ifstream in3 (file_tdc.c_str());

    // crea file root output
    TFile *out=new TFile("out_file.root","recreate");

    //crea e apre file dat output
    ofstream out_TDC;
    out_TDC.open("TDC_offset.dat");

    // crea istogrammi spettri adc

    TH1D *h_adc1 = new TH1D ("h_adc1","adc1",2500,-300,2200);
    TH1D *h_adc2 = new TH1D ("h_adc2","adc2",2500,-300,2200);
    TH1D *h_adc3 = new TH1D ("h_adc3","adc3",2500,-300,2200);
    TH1D *h_adc4 = new TH1D ("h_adc4","adc4",2500,-300,2200);
    TH1D *h_adc5 = new TH1D ("h_adc5","adc5",2500,-300,2200);
    TH1D *h_adc6 = new TH1D ("h_adc6","adc6",2500,-300,2200);
    TH1D *h_adc7 = new TH1D ("h_adc7","adc7",2500,-300,2200);
    TH1D *h_adc8 = new TH1D ("h_adc8","adc8",2500,-300,2200);

    TH1D *h_tdc1 = new TH1D ("h_tdc1","tdc1",5000,0,5000);
    TH1D *h_tdc2 = new TH1D ("h_tdc2","tdc2",5000,0,5000);
    TH1D *h_tdc3 = new TH1D ("h_tdc3","tdc3",5000,0,5000);
    TH1D *h_tdc4 = new TH1D ("h_tdc4","tdc4",5000,0,5000);
    TH1D *h_tdc5 = new TH1D ("h_tdc5","tdc5",5000,0,5000);
    TH1D *h_tdc6 = new TH1D ("h_tdc6","tdc6",5000,0,5000);
    TH1D *h_tdc7 = new TH1D ("h_tdc7","tdc7",5000,0,5000);
    TH1D *h_tdc8 = new TH1D ("h_tdc8","tdc8",5000,0,5000);
```

```

// offset dei rivelatori esterni valutati rispetto al rivelatore centrale
TH1D *offset2 = new TH1D ("offset2", "offset2", 600, -300, 300);
TH1D *offset3 = new TH1D ("offset3", "offset3", 600, -300, 300);
TH1D *offset4 = new TH1D ("offset4", "offset4", 600, -300, 300);
TH1D *offset5 = new TH1D ("offset5", "offset5", 600, -300, 300);

TH1D *C1ch = new TH1D ("costante_2-5 [ch]", "costante_2-5 [ch]", 600, -300, 300);
TH1D *C2ch = new TH1D ("costante_3-4 [ch]", "costante_3-4 [ch]", 600, -300, 300);

TH1D *C1offch = new TH1D ("costanteoff_2-5 [ch]", "costanteoff_2-5 [ch]", 600, -300, 300);
TH1D *C2offch = new TH1D ("costanteoff_3-4 [ch]", "costanteoff_3-4 [ch]", 600, -300, 300);

//istogrammi con offset sottratto
TH1D *h_tdcff2 = new TH1D ("h_tdcff2", "tdcff2", 5000, 0, 5000);
TH1D *h_tdcff3 = new TH1D ("h_tdcff3", "tdcff3", 5000, 0, 5000);
TH1D *h_tdcff4 = new TH1D ("h_tdcff4", "tdcff4", 5000, 0, 5000);
TH1D *h_tdcff5 = new TH1D ("h_tdcff5", "tdcff5", 5000, 0, 5000);

int Nev, tdc1, tdc2, tdc3, tdc4, tdc5, tdc6, tdc7, tdc8;
int Nev_adc, adc1, adc2, adc3, adc4, adc5, adc6, adc7, adc8;

// Loop lettura files
while (1) {

in1 >> Nev >> tdc1 >> tdc2 >> tdc3 >> tdc4 >> tdc5 >> tdc6 >> tdc7 >> tdc8;
in2 >> Nev_adc >> adc1 >> adc2 >> adc3 >> adc4 >> adc5 >> adc6 >> adc7 >> adc8;

if (in1.eof() || in2.eof() ) break;
// riempie istogrammi
h_adc1->Fill(adc1);
h_adc2->Fill(adc2);
h_adc3->Fill(adc3);
h_adc4->Fill(adc4);
h_adc5->Fill(adc5);
h_adc6->Fill(adc6);
h_adc7->Fill(adc7);
h_adc8->Fill(adc8);

h_tdc1->Fill(tdc1);
h_tdc2->Fill(tdc2);
h_tdc3->Fill(tdc3);
h_tdc4->Fill(tdc4);
h_tdc5->Fill(tdc5);
h_tdc6->Fill(tdc6);
h_tdc7->Fill(tdc7);
h_tdc8->Fill(tdc8);

```

```

offset2 -> Fill((tdc2-tdc1));
offset3 -> Fill((tdc3-tdc1));
offset4 -> Fill((tdc4-tdc1));
offset5 -> Fill((tdc5-tdc1));

C1ch -> Fill((tdc2 - tdc5));
C2ch -> Fill((tdc3 - tdc4));

} // end loop Lettura files

// Fit gaussiano
TF1* offgauss2ch = new TF1("offgaus2ch","gaus",-200,200);
offset2->Fit("offgaus2ch","MER");
TF1* offgauss3ch = new TF1("offgaus3ch","gaus",-200,200);
offset3->Fit("offgaus3ch","MER");
TF1* offgauss4ch = new TF1("offgaus4ch","gaus",-200,200);
offset4->Fit("offgaus4ch","MER");
TF1* offgauss5ch = new TF1("offgaus5ch","gaus",-200,200);
offset5->Fit("offgaus5ch","MER");

TF1* Cgauss25ch = new TF1("C1gausch","gaus",-200,200);
C1ch->Fit("C1gausch","MER");
TF1* Cgauss34ch = new TF1("C2gausch","gaus",-200,200);
C2ch->Fit("C2gausch","MER");

//estrazione parametro media e sigma gaussiana

double mean2 = offgauss2ch -> GetParameter(1);
double sigma2 = offgauss2ch -> GetParameter(2);
double mean3 = offgauss3ch -> GetParameter(1);
double sigma3 = offgauss3ch -> GetParameter(2);
double mean4 = offgauss4ch -> GetParameter(1);
double sigma4 = offgauss4ch -> GetParameter(2);
double mean5 = offgauss5ch -> GetParameter(1);
double sigma5 = offgauss5ch -> GetParameter(2);

double mean25 = Cgauss25ch -> GetParameter(1);
double sigma25 = Cgauss25ch -> GetParameter(2);
double mean34 = Cgauss34ch -> GetParameter(1);
double sigma34 = Cgauss34ch -> GetParameter(2);

//cicli per i grafici cui viene sottratto l'offset
while (1) {

    in3 >> Nev >> tdc1 >> tdc2 >> tdc3 >> tdc4 >> tdc5 >> tdc6 >> tdc7 >> tdc8;

    if (in3.eof()) break;

    h_tdcoff2 -> Fill((tdc2-mean2));
    h_tdcoff3 -> Fill((tdc3-mean3));

```

```

    h_tdcoff4 -> Fill((tdc4-mean4));
    h_tdcoff5 -> Fill((tdc5-mean5));

    C1offch -> Fill(((tdc2 -mean2) - (tdc5-mean5)));
    C2offch -> Fill(((tdc3-mean3) - (tdc4-mean4)));

    out_TDC << Nev << " " << tdc1 << " " << tdc2-mean2<< " " << tdc3-
mean3 << " " << tdc4-mean4 << " " << tdc5-mean5 << endl;

}

// salvataggio degli istogrammi nel file root di output
h_adc1->Write();
h_adc2->Write();
h_adc3->Write();
h_adc4->Write();
h_adc5->Write();
h_adc6->Write();
h_adc7->Write();
h_adc8->Write();

h_tdc1->Write();
h_tdc2->Write();
h_tdc3->Write();
h_tdc4->Write();
h_tdc5->Write();
h_tdc6->Write();
h_tdc7->Write();
h_tdc8->Write();

offset2 -> Write();
offset3 -> Write();
offset4 -> Write();
offset5 -> Write();

C1ch -> Write();
C2ch -> Write();

h_tdcoff2 -> Write();
h_tdcoff3 -> Write();
h_tdcoff4 -> Write();
h_tdcoff5 -> Write();

C1offch -> Write();
C2offch -> Write();

// close out root file
out->Close();
out_TDC.close();
}

```

Direzione angolare

```
#include "TMath.h"

const double c = 0.3; // velocità della luce in m/ns
const double l = 11.6862; // Lato medio quadrato

void angoli()
{
    gROOT->Reset();

    string file_tdc="TDC_offset.dat";

    double Fconv = 0.1997; // conversione canale TDC -> ns

    //importa da file tdc
    ifstream in1 (file_tdc.c_str());

    // crea file root output
    TFile *output = new TFile("distr_angolare.root", "recreate");

    double Nev, tdc1, tdc2, tdc3, tdc4, tdc5;

    //istogrammi
    TH1D *histTheta= new TH1D ("Theta", "Theta", 100, 0, TMath::Pi()/2);
    histTheta->SetXTitle("Theta [rad]");
    histTheta->SetYTitle("numero di eventi");
    TH1D *histPhi= new TH1D ("Phi", "Phi", 100, -3.5, 3.5);
    histPhi->SetXTitle("Phi [rad]");
    histPhi->SetYTitle("numero di eventi");
    TH1D *histT= new TH1D ("histT", "histT", 520, -65, 65); //spessore sciame

    // loop lettura files
    while (1) {

        in1 >> Nev >> tdc1 >> tdc2 >> tdc3 >> tdc4 >> tdc5;

        if (in1.eof()) break;

        if(tdc1<2000 && tdc2<2000 && tdc3<2000 && tdc4<2000 && tdc5<2000){

            double A = c/(2*1)*(tdc5-tdc3+tdc2-tdc4)*Fconv;
            double B = c/(2*1)*(tdc2-tdc4-tdc5+tdc3)*Fconv;
            double phi = TMath::ATan(B/A);
            double C2 = 1-TMath::Power(A,2)-TMath::Power(B,2);
            double T =(tdc3-tdc4-tdc2+tdc5)*Fconv;
```

```

    if (C2>0){
        double C = TMath::Sqrt(C2);
        double theta = TMath::ACos(C);
        histTheta-> Fill(theta);
        histT->Fill(T);
    if (A<0 && B<0){
        histPhi -> Fill(phi-TMath::Pi());
    }else if(B>0 && A<0){
        histPhi -> Fill(phi+TMath::Pi());
    } else {
        histPhi -> Fill(phi);
    }

        }//end if C2
    }//end if 2000 canali
} //end while

TF1* gaussT = new TF1("gaussT","gaus",-60,60);
histT ->Fit("gaussT","MER");
double sigma = gaussT -> GetParameter(2);
double spessore = sigma * c/2;
cout <<"spessore sciame "<<spessore<<endl;

histT->Write();
histTheta->Write();
histPhi->Write();
output->Close();

}

```

Calcolo centro di gravità

```

#include <iostream>

using namespace std;

const double l=11.6862;

void center()
{

    gROOT->Reset();
    double Nev, adc1, adc2, adc3, adc4, adc5, piccol, pied;
    string file_adc="Quintuple_finali/ADC.dat";
    string analisi_adc="analisi_1/Analisi_ADC.txt";

```



```

//importa da file tdc
ifstream in (file_adc.c_str());
ifstream inADC (analisi_adc.c_str());

// crea file root output
TFile *out=new TFile("gravity_center.root","recreate");

double x[]={1/2,1,0,0,1};
double y[]={1/2,1,1,0,0};
vector <double> adc[5];
double ped[5]; //vettore con valori di piedistallo
double sing[5]; //vettore con valori di singola (Landau)
TH2D *disp =new TH2D ("centro di gravita'", "centro di gravita'", 2*1,0,1, 2*1,0,1);

disp->SetXTitle("coordinata y [m]");
disp->SetYTitle("coordinata x [m]");
disp->SetMarkerStyle(7);
disp->SetMarkerColor(4);
int eventi =0;
while (1) {

    in >> Nev >> adc1 >> adc2 >> adc3 >> adc4 >> adc5;

    if (in.eof()) break;
    if (adc1<2000 && adc2<2000 && adc3<2000 && adc4<2000 && adc5<2000 && adc1>2 &&
adc2>2 && adc3>2 && adc4>2 && adc5>2)
    {
        adc[0].push_back(adc1);
        adc[1].push_back(adc2);
        adc[2].push_back(adc3);
        adc[3].push_back(adc4);
        adc[4].push_back(adc5);

        eventi++;
    }
}
cout<<"gli eventi sono "<<eventi<<endl;

int i =0;
double contatore=0;
while(1) {

    inADC >> piccol >> pied;

    if (inADC.eof()) break;

    sing[i]= piccol;
    ped[i] = pied;
    i++;
}

```

```

for (int i=0; i<=eventi; i++)
{
    double xmedio=0;
    double ymedio=0;
    double p1=0;
    double p2=0;
    double p3=0;
    if((adc[0][i]-ped[0])/(sing[0]-ped[0])>(adc[1][i]-ped[1])/(sing[1]-ped[1]) && (adc[0][i]-ped[0])/(sing[0]-ped[0])>(adc[2][i]-ped[2])/(sing[2]-ped[2]) && (adc[0][i]-ped[0])/(sing[0]-ped[0])>(adc[3][i]-ped[3])/(sing[3]-ped[3]) && (adc[0][i]-ped[0])/(sing[0]-ped[0])>(adc[4][i]-ped[4])/(sing[4]-ped[4])){
        contatore ++;
        for(int j=0; j<5; j++)
        {
            double numx = x[j]*(adc[j][i]-ped[j])/(sing[j]-ped[j]);
            double numy= y[j]*(adc[j][i]-ped[j])/(sing[j]-ped[j]);
            double den = (adc[j][i]-ped[j])/(sing[j]-ped[j]);
            p1+=numx;
            p2+=den;
            p3+=numy;
        }
        xmedio= p1/p2;
        ymedio= p3/p2;

        disp ->Fill(xmedio,ymedio);
    }

}

cout<<"il numero di eventi dopo il secondo controllo è "<<contatore<<endl;

disp->Write();
out->Close();
}

```